

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1
SCIENCES ET GEOGRAPHIE

THESE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
Spécialité : Physique Des Particules

présentée et soutenue publiquement
par

Guillaume EYNARD

le 6 Mai 1998

Titre :

Etude de la production associée du boson de Higgs
 $HW, Ht\bar{t}, HZ \rightarrow \gamma\gamma + e^\pm/\mu^\pm + X$
avec le détecteur ATLAS, auprès du LHC.

Jury :

M.	Philippe BLOCH	rapporteur
Mme	Elżbieta RICHTER-WAŚ	
MM.	Gérard SAJOT	
	François VAZEILLE	rapporteur
	Daniel VIGNAUD	
	Robert ZITOUN	directeur de thèse

Table des matières

Liste des figures	iv
Liste des tableaux	ix
Résumé	xv
Introduction	1
1 Modèle Standard et boson de Higgs.	3
1.1 Introduction	3
1.2 Le Modèle Standard	3
1.2.1 Les particules élémentaires	4
1.2.2 Les symétries	4
1.2.3 Le lagrangien \mathcal{L}_{MS}	7
1.3 Brisure spontanée de symétrie et boson de Higgs	8
1.3.1 Mécanisme de Higgs et masse des bosons de jauge	8
1.3.2 Masse des fermions	10
1.3.3 Conclusion sur les masses	12
1.4 Remarques sur le Modèle Standard	13
1.5 Phénoménologie du boson de Higgs standard	13
1.5.1 Limites théoriques sur M_H	13
1.5.2 Limite expérimentale sur M_H	16
1.5.3 Le boson de Higgs au LHC	18
1.6 Au delà du Modèle Standard : SUSY?	23
1.6.1 Introduction à SUSY	23
1.6.2 Boson \mathbf{S} de Higgs et MSSM	24
1.6.3 Le boson de Higgs SUPERSYmétrique au LHC	26
1.6.4 Le cas particulier de la Production Associée	27
2 Le LHC et le détecteur ATLAS.	33
2.1 Le collisionneur LHC	33

2.1.1	Description	33
2.1.2	Des collisions proton–proton	34
2.2	La physique accessible au LHC	37
2.3	Le détecteur ATLAS	38
2.3.1	But	38
2.3.2	Description globale	38
2.3.3	Le détecteur interne	40
2.3.4	Le solénoïde	42
2.3.5	Calorimétrie électromagnétique	42
2.3.6	Calorimétrie hadronique	50
2.3.7	Spectromètre à muons	52
2.3.8	Le toroïde à air	54
2.4	Identification de particules. Réjection des jets	54
2.4.1	Photons	55
2.4.2	Electrons	56
2.4.3	Muons	57
3	Etalonnage des signaux du calorimètre EM	59
3.1	Signal dans le calorimètre électromagnétique	59
3.1.1	Développement de la gerbe électromagnétique	59
3.1.2	Ionisation de l’argon liquide et dérive des électrons	60
3.1.3	Signal collecté par les électrodes	61
3.2	Traitement du signal issu d’une cellule	63
3.2.1	Préamplification	64
3.2.2	Mise en forme	64
3.2.3	Echantillonnage et stockage analogique	66
3.2.4	Numérisation et reconstruction	68
3.3	Etalonnage de la chaîne de lecture	69
3.3.1	But	69
3.3.2	Principe	70
3.4	Prototype et tests en faisceau	72
3.4.1	Description du prototype RD3	72
3.4.2	Tests en faisceau	73
3.5	Etude du signal	74
3.5.1	Prétraitement des données	74
3.5.2	Forme théorique du signal	76
3.5.3	Etude du piédestal	77
3.6	Filtrage optimum : méthode standard	80
3.7	Filtrage optimum : méthode directe	81
3.7.1	Principe	81
3.7.2	Résultats	82

3.7.3	Intervalle Δ	86
3.7.4	Discussion	87
3.8	Conclusion	89
4	La Production Associée de $H \rightarrow \gamma\gamma$	91
4.1	Introduction	91
4.2	Intérêt de la Production Associée	91
4.3	Génération des événements physiques	92
4.4	Simulation du détecteur ATLAS	94
4.5	Reconstruction et identification	95
4.6	Etude des événements	97
4.6.1	Lots d'événements disponibles	97
4.6.2	Cinématique des événements physiques	98
4.6.3	Sélection préliminaire des événements reconstruits . . .	104
4.6.4	Sélection finale	108
4.7	Nombres d'événements attendus	115
4.8	Simulation complète du canal $t\bar{t}H$	118
4.8.1	Génération, simulation et reconstruction	118
4.8.2	Reconnaissance des amas électromagnétiques	119
4.8.3	Efficacité de reconstruction des photons	120
4.8.4	Amélioration sur la mesure de $M_{\gamma\gamma}$	122
4.9	Conclusions	124
5	Bruits de fond irréductibles	127
5.1	Introduction	127
5.2	Description des bruits de fond irréductibles	127
5.3	Rayonnement de photons	129
5.3.1	PYTHIA	129
5.3.2	PHOTOS-2.0	130
5.4	Méthode d'évaluation	130
5.5	$Z\gamma\gamma$	131
5.6	$W\gamma\gamma$	133
5.7	$t\bar{t}\gamma\gamma$	135
5.8	$b\bar{b}\gamma\gamma$	136
5.9	Réduction des bruits de fond dominants	139
5.10	Résultats à 80 GeV et 120 GeV	144
5.11	Conclusion	148
6	Bruits de fond réductibles.	149
6.1	Introduction	149
6.2	Méthode d'évaluation	149

6.3	Canaux de type $\gamma\gamma j$	150
6.3.1	$\gamma\gamma+j$	152
6.3.2	$t\bar{t}\rightarrow\gamma\gamma j$	152
6.4	Canaux de type $\gamma j\ell$	152
6.4.1	$b\bar{b}\rightarrow\gamma j\ell$	154
6.4.2	$t\bar{t}\rightarrow\gamma j\ell$	154
6.4.3	$W\gamma+j\rightarrow\ell\gamma j$	156
6.5	Canaux de type $j j\ell$	156
6.5.1	$b\bar{b}\rightarrow j j\ell$	156
6.5.2	$t\bar{t}\rightarrow j j\ell$	158
6.5.3	$W+j j\rightarrow\ell+j j$	159
6.6	Canaux de type $\gamma j j$	159
6.6.1	$\gamma+j j$	161
6.6.2	$t\bar{t}\rightarrow\gamma j j$	162
6.7	Canaux de type $j j j$	162
6.7.1	3 jets	164
6.7.2	$t\bar{t}\rightarrow j j j$	164
6.8	Contribution totale	166
	Discussion et conclusion	169
	Bibliographie	173

Liste des figures

1.1	Plan (M_t, M_H) : contour d'exclusion en fonction de l'échelle Λ . (D'après [7]).	15
1.2	Ajustement des paramètres électrofaibles en fonction de M_H . (D'après [8]).	17
1.3	Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC.	21
1.4	Rapports d'embranchement du boson de Higgs (d'après [16]).	21
1.5	Largeur de désintégration Γ_H du boson de Higgs. (D'après [17]).	24
1.6	Observabilité du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS : rapport $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}}$ en fonction de la masse du boson de Higgs, pour différent canaux (d'après [24]).	25
1.7	Couverture à $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}} > 5$ de l'espace des paramètres ($M_A, \text{tg}\beta$) pour l'observation d'un boson de Higgs SUPERSY-métrique. Combinaison des détecteurs ATLAS et CMS après du LHC (d'après [19]).	28
1.8	Facteurs de correction à appliquer aux couplages du boson de Higgs Standard pour obtenir le couplage du boson de Higgs h du MSSM : à gauche en fonction de M_A , à droite en fonction de M_h , pour quatre valeurs de $\text{tg}\beta$ (— : $\text{tg}\beta = 1, 5$; : $\text{tg}\beta = 3$; ---- : $\text{tg}\beta = 10$; -.-.-.- : $\text{tg}\beta = 30$). (D'après [19]).	30
1.9	Couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres ($M_A, \text{tg}\beta$) par le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$ UNIQUEMENT (inclusif). (D'après [19]).	31
1.10	Couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres ($M_A, \text{tg}\beta$) par le canal $h \rightarrow \gamma\gamma, \gamma$ compris la Production Associée. (D'après [19]).	31
2.1	Implantation du LHC.	34
2.2	Vue générale du détecteur ATLAS.	39
2.3	Coupe longitudinale du détecteur interne.	41
2.4	Vue schématique partielle d'un secteur angulaire du calorimètre électromagnétique tonneau.	44
2.5	Vue éclatée d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique dans le cryostat.	45

2.6	Vue éclatée d'un bouchon : le cryostat contient les calorimètres électromagnétique, hadronique et avant.	46
2.7	Vue d'une électrode d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique avec sa segmentation (avant pliage en accordéon).	47
2.8	Matière inactive (en nombre de X_0) devant le calorimètre électromagnétique, en fonction de η	48
2.9	Demi-coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS : détecteur interne + calorimètre électromagnétique.	49
2.10	Principe du calorimètre hadronique de la partie tonneau.	51
2.11	Spectromètre à muons : agencement et répartition des différents types de chambres.	53
2.12	Toroïde à air : aimants et structure mécanique.	53
3.1	Simulation de la gerbe électromagnétique d'un photon de 50 GeV dans le calorimètre électromagnétique tonneau.	60
3.2	Modélisation de la dérive d'une charge q_0 dans une cellule du calorimètre électromagnétique.	62
3.3	Signal triangulaire à la sortie d'une cellule.	62
3.4	Principe de la chaîne électronique de lecture pour le calorimètre électromagnétique.	65
3.5	Mise en formes par un filtre CR-RC ² du signal préamplifié issu d'une cellule.	66
3.6	Echantillonnage à 40 MHz du signal en sortie du module de mise en forme : l'amplitude, normalisée à 1 ici, est synchrone avec une date d'échantillonnage (temps caractéristique de mise en forme optimal). Le signal triangle après préamplification est aussi représenté.	67
3.7	Schéma de principe de la génération du signal d'étalonnage.	70
3.8	Prototype RD3, photographié depuis l'axe fictif des faisceaux.	72
3.9	Forme du signal sur 400 ns : chaque point couvre un intervalle $\Delta = 5$ nanosecondes.	75
3.10	Ajustement de la forme théorique du signal sur les données.	75
3.11	Signal (ADC en fonction du temps) en fonction de la valeur de DAC.	77
3.12	Piédestal en fonction de $g(t)$ après la première correction.	79
3.13	Ajustement du piédestal, en tenant compte des deux corrections.	79
3.14	Résidus ($DAC - DAC_{reconstruit}$) pour chaque valeur de DAC (mode haut-gain) : méthode standard du filtrage optimum.	81
3.15	3 échantillons, sans correction.	83
3.16	5 échantillons, sans correction.	83
3.17	3 échantillons, correction par polynôme de degré 2.	83

3.18	5 échantillons, correction par polynôme de degré 2.	83
3.19	3 échantillons, correction par polynôme de degré 3.	84
3.20	5 échantillons, correction par polynôme de degré 3.	84
3.21	3 échantillons, correction par polynôme de degré 4.	84
3.22	5 échantillons, correction par polynôme de degré 4.	84
3.23	RMS de la distribution ($\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reconstruit}}$) en fonction de la durée de l'intervalle de temps Δ (Mode haut-gain).	86
3.24	$\{a_i\}$ d'après série 1.	88
3.25	$\{a_i\}$ d'après série 2.	88
3.26	$\{a_i\}$ d'après série 3.	88
3.27	$\{a_i\}$ d'après séries 1 et 2.	88
3.28	$\{a_i\}$ d'après séries 2 et 3.	88
3.29	Référence.	88
4.1	Higgs : distributions de η et p_T (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.	99
4.2	Photons : distributions de η et p_T (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.	100
4.3	Lepton(s) : distributions de η et p_T (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.	101
4.4	Répartition des photons provenant du signal dans la liste des photons, rangés par p_T décroissant, retenus par ATLFAST (sé- lection : $N_\gamma \geq 2$ et $N_\ell \geq 1$).	107
4.5	Distribution du nombre de quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ du canal $t\bar{t}H1$, présents dans $ \eta \leq 2,5$	110
4.6	Distribution de la distance minimale (ΔR) entre photons issus de la désintégration du boson de Higgs et quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ du canal $t\bar{t}H1$	110
4.7	Acceptances à la coupure en p_T pour les deux photons uni- quement, pour les quatre canaux.	111
4.8	Acceptances à la coupure en p_T pour les deux photons et le lepton, pour les quatre canaux.	111
4.9	Ajustement gaussien de la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ sur $\pm 2\sigma$ autour de $M_{\text{Higgs}} = 100$ GeV, pour les quatre canaux du signal.	113
4.10	Efficacité d'identification par photon, en fonction de $ \eta $ pour le canal $t\bar{t}H$ (partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).	121
4.11	Efficacité d'identification par photon, en fonction de p_T pour le canal $t\bar{t}H$ (partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).	121

4.12	Détermination du vertex de l'interaction par le calorimètre électromagnétique: l'effet de bras de levier, entre les points de mesure dans le premier et le deuxième compartiment déterminant la direction de la gerbe des photons, entraîne une erreur sur la détermination de $z_{\text{reconstruit}}^{\text{vertex}}$	122
4.13	Distribution de $M_{\gamma\gamma}$ et ajustement sur $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne: le vertex de l'interaction est déterminé par le calorimètre électromagnétique. (Photons dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).	123
4.14	Distribution de $M_{\gamma\gamma}$ et ajustement sur $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne: le vertex de l'interaction est déterminé très précisément par le lepton chargé de la production associée. (Photons dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).	123
5.1	Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles.	128
5.2	Acceptance à la coupure en p_T sur les deux photons et le lepton, pour les bruits de fond irréductibles $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$	139
5.3	Signal: distribution de la masse lepton-photon pour chacun des deux photons. Le lepton de plus haut p_T est considéré. Le photon de plus haut p_T est nommé photon1.	142
5.4	Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$: distribution de la masse lepton-photon pour chacun des deux photons. Le lepton de plus haut p_T est considéré. Le photon de plus haut p_T est nommé photon1.	143
6.1	Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $\gamma\gamma j$	151
6.2	Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $\gamma j\ell$	153
6.3	Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $j j\ell$	157
6.4	Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $\gamma j j$	160
6.5	Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $j j j$	163
6.6	Variations du nombre d'événements de bruit de fond réductible en fonction du pouvoir de réjection photon-jet (en haut) et électron-jet (en bas) ($M_H = 100$ GeV).	167

6.7 Réévaluation de la couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres $(M_A, \text{tg}\beta)$ par le mode inclusif $h \rightarrow \gamma\gamma$ et la production associée. 171

Liste des tableaux

1.1	Leptons et quarks dans le Modèle Standard.	4
1.2	Les différents bosons du Modèle Standard et les interactions associées.	7
1.3	Limite de découverte du boson de Higgs à LEP2: pour une luminosité intégrée par détecteur et une énergie dans le centre de masse données (d'après [7]).	18
1.4	Limite de découverte du boson de Higgs au Tevatron: luminosité intégrée par détecteur et énergie dans le centre de masse nécessaires (d'après [15]).	19
1.5	Couplages de h: facteurs de corrections à apporter dans le cadre du MSSM par rapport au Modèle Standard.	29
2.1	Caractéristiques générales du détecteur ATLAS.	39
2.2	Granularités ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) du calorimètre électromagnétique pour la zone $ \eta < 2,5$	47
3.1	Correspondance GeV \iff DAC pour les principales valeurs.	74
3.2	Statistique disponible.	76
3.3	Nombre de poids a_i en fonction du nombre d'échantillons $N_{\text{éch}}$ et du degré N_{corr} du polynôme de correction.	82
3.4	Comparaison des configurations pour le calcul des poids $\{a_i\}$	85
4.1	Etude des critères standards de sélection de ATLFast pour les deux photons du signal: $ \eta^\gamma \leq 2,5$ et $p_T^\gamma \geq 10$ GeV (Les deux photons doivent respecter ces critères).	103
4.2	Etude des critères standards de sélection de ATLFast pour le(s) électron(s)/muon(s) du signal: $ \eta^{e,\mu} \leq 2,5$ et $p_T^e \geq 5$ GeV, $p_T^\mu \geq 6$ GeV (Un électron ou muon au moins doit respecter ces critères).	103
4.3	Acceptance aux critères standards de sélection de ATLFast. Les deux photons et un électron ou muon au moins sont tels que: $ \eta^{\gamma,e,\mu} \leq 2,5$ et $p_T^\gamma \geq 10$ GeV, $p_T^e \geq 5$ GeV, $p_T^\mu \geq 6$ GeV.	104

4.4	Etude du nombre de photons retenus par ATLFAST.	105
4.5	Etude du nombre de leptons retenus par ATLFAST.	105
4.6	Etude combinée du nombre de photons et de leptons retenus par ATLFAST.	106
4.7	Acceptances aux différents critères de sélection des événements traités par ATLFAST. A chaque étape un critères est rajouté et l'acceptance est calculée par rapport à l'étape précédente. La dernière ligne présente l'acceptance totale, avant la sélection des événements appartenant à l'intervalle de masse.	112
4.8	Acceptance à l'ensemble des critères de sélection pour $M_{\text{Higgs}} = 80, 100$ et 120 GeV (lots de 10 000 événements initiaux) . .	115
4.9	Sections efficaces totales (rapports d'embranchements inclus) pour les différents canaux du signal $M_{\text{Higgs}} = 80, 100$ et 120 GeV (en fb).	116
4.10	Nombres d'événements attendus pour les différents canaux du signal pour $M_{\text{H}} = 80, 100$ et 120 GeV, pour une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, avec le détecteur ATLAS.	117
5.1	Bruit de fond $Z\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	134
5.2	Bruit de fond $W\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	134
5.3	Bruits de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	134
5.4	Bruit de fond $b\bar{b}\gamma\gamma$: évaluation du nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	138
5.5	Signal: nombre d'événements attendus par année. Application d'un premier critère de sélection sur la masse invariante lepton-photon.	141
5.6	Bruits de fond $Z\gamma\gamma, W\gamma\gamma, t\bar{t}\gamma\gamma$: nombre d'événements attendus par année. Application d'un premier critère de sélection sur la masse invariante lepton-photon.	141
5.7	Signal ($M_{\text{H}} = 100$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).	145
5.8	Bruits de fond $Z\gamma\gamma, W\gamma\gamma, t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_{\text{H}} = 100$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).	145

5.9	Signal ($M_H = 80$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton. (le résultat final inclut l'erreur statistique).	146
5.10	Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_H = 80$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton. (le résultat final inclut l'erreur statistique).	146
5.11	Signal ($M_H = 120$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).	147
5.12	Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_H = 120$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).	147
6.1	Bruit de fond $\gamma\gamma+j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	152
6.2	Bruit de fond $t\bar{t}\rightarrow\gamma\gamma j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	154
6.3	Bruit de fond $b\bar{b}\rightarrow\gamma j\ell$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	155
6.4	Bruit de fond $t\bar{t}\rightarrow\gamma j\ell$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	155
6.5	Bruit de fond $W\gamma+j\rightarrow\ell\gamma j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	156
6.6	Bruit de fond $b\bar{b}\rightarrow jj\ell$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	158

6.7	Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow jj\ell$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	159
6.8	Bruit de fond $W+jj \rightarrow \ell+jj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	159
6.9	Bruit de fond $\gamma+jj$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	161
6.10	Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow \gamma jj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	162
6.11	Bruit de fond 3 jets: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	165
6.12	Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow jjj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.	165
6.13	Contributions des bruits de fond réductibles pour $M_H = 80, 100$ et 120 GeV, pour une année de fonctionnement du détecteur ATLAS et du LHC dans son régime de haute luminosité (l'erreur statistique est donnée).	166

Résumé :

La quête du boson de Higgs, témoin de la brisure de la symétrie électro-faible, est le but principal du détecteur ATLAS, qui sera placé auprès du futur collisionneur proton–proton LHC, dont le démarrage est prévu pour l’année 2005. Dans cette thèse, le calorimètre électromagnétique à argon liquide, basé sur une géométrie particulière en accordéon, est sollicité.

D’une part, une méthode originale a été mise en oeuvre pour l’étalonnage de la chaîne électronique dédiée à l’échantillonnage des signaux. Basée sur le principe du filtrage optimum, le jeu de poids nécessaire à la reconstruction de l’amplitude du signal d’étalonnage est calculé d’une manière directe et inclut les corrections des phénomènes de non-linéarité.

D’autre part, les capacités du calorimètre électromagnétique ont été utilisées afin d’évaluer le potentiel d’observation du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal dit de production associée : de masse comprise entre 80 GeV et 120 GeV, il se désintègre en deux photons et est produit en association avec un boson W ou Z, ou une paire de quark top, se désintégrant en un électron ou un muon. La présence du lepton chargé, permettant de localiser très précisément le vertex de l’interaction, améliore la résolution sur la mesure de la masse photon–photon, par rapport au canal inclusif. Ce signal ainsi que les nombreux bruits de fonds réductibles et irréductibles ont été simulés. Un lot de critères de sélection a été optimisé afin de maximiser le rapport entre les nombres d’événements de signal et de bruits de fond.

Cette étude permet de confirmer l’observation du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de production associée. Elle permet aussi, dans le cadre du MSSM, d’étendre la couverture de l’espace des paramètres (M_A ; $tg\beta$) dans le domaine des faibles valeurs de $tg\beta$, vers les faibles valeurs de M_A , par rapport au canal inclusif.

Mots-clé :

Boson de Higgs.

Production associée.

LHC.

ATLAS.

Calorimètre électromagnétique.

Simulation.

Bruits de fond.

Filtrage optimum.

Abstract :

The quest for the Higgs boson, sign of the electroweak symmetry breaking, is the main purpose of the ATLAS detector, which will be placed on LHC, the next proton collider scheduled for the year 2005. In this thesis, the liquid argon electromagnetic calorimeter, with its special accordion geometry, is used.

Firstly, a new method has been implemented for the electronics calibration. Based on the optimal filtering method, weights set used to reconstruct the calibration signal amplitude is computed in a direct way, including non-linearity corrections.

Secondly, the electromagnetic calorimeter has been used to evaluate the observability of the Standard Model Higgs boson in the associated production channel: for a mass ranging from 80 to 120 GeV, it decays into two photons and is produced in association with a W or Z boson, or top quark pair, decaying into one electron or muon. Compared to inclusive channel, this charged lepton helps in finding interaction vertex to improve photon–photon mass resolution. Signal and numerous reducible and irreducible backgrounds have been simulated. Selection criteria have been optimized to maximize number of signal events compared to backgrounds one.

This study allows to confirm the observability of the Standard Model Higgs boson in the associated production channel. Moreover, in the MSSM framework, it allows to expand $(M_A; tg\beta)$ parameters space covering, in the region of low $tg\beta$ values, towards low M_A values, compared to inclusive channel.

Keywords :

Higgs boson.

Associated production.

LHC.

ATLAS.

Electromagnetic calorimeter.

Simulation.

Backgrounds.

Optimal filtering.

Introduction

Le Modèle Standard tente de décrire les particules “élémentaires” et leurs interactions. Il semble être le modèle le plus approprié pour les énergies auxquelles nous avons accès avec les accélérateurs de particules actuels. Dans ce modèle, les masses des particules sont générées par le *mécanisme de Higgs*. Ce dernier donne naissance à une particule supplémentaire : le boson de Higgs (chapitre 1).

Le boson de Higgs est le chaînon manquant du Modèle Standard car il n’a toujours pas été mis en évidence à ce jour. Il est recherché de chaque côté de l’océan atlantique : par les quatre détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL auprès du collisionneur électron–positron LEP du CERN, à Genève en Suisse, et par les deux détecteurs D0 et CDF auprès du collisionneur proton–antiproton Tevatron du FermiLab, à Chicago aux Etats-Unis. Une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs de 83,9 GeV est mise.

Une nouvelle génération de collisionneur verra le jour en 2005 au CERN. Le LHC fournira des collisions proton–proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Deux détecteurs, ATLAS et CMS, sont en cours de construction et seront capables de traquer un boson de Higgs dont la masse est comprise entre 80 GeV et 1 TeV (chapitre 2).

Le travail de thèse présenté ici est une participation au vaste programme mis en place pour chasser le Higgs avec les outils de demain, en particulier le détecteur ATLAS, et ce sous deux aspects.

En premier, un aspect technique est traité, concernant le calorimètre électromagnétique, spécialement conçu et optimisé pour observer le boson de Higgs dans sa désintégration en deux photons, dans le domaine de masse compris entre 80 GeV et 150 GeV. Une méthode originale va être étudiée, concernant l’étalonnage de la chaîne électronique de lecture des cellules. Un signal d’étalonnage ayant été injecté dans la chaîne comportant les étapes d’amplification, de mise en forme puis d’échantillonnage, il s’agira de reconstruire son amplitude, avec la plus grande précision possible. La méthode sera testée sur des données enregistrées par le calorimètre–prototype et différents

effets parasites, inhérents au prototype, seront considérés.

Ensuite, un aspect simulation est traité: il s'agit d'évaluer le potentiel d'observation du boson de Higgs dans le canal de la production associée. Dans l'intervalle de masse 80–120 GeV, le boson de Higgs est étudié lorsqu'il est produit en association avec un boson W ou Z, ou une paire $t\bar{t}$. Son mode d'observation privilégié étant ici sa désintégration en deux photons, la présence d'un électron ou muon de haute impulsion transversale facilite la reconnaissance du vertex de l'interaction et améliore la résolution sur la mesure de la masse photon–photon. Les nombres d'événements de signal (chapitre 4) et de bruits de fond vont être évalués, en fonction de critères de sélections. Les bruits de fonds sont séparés en deux catégories: ceux dits irréductibles (chapitre 5) et ceux dits réductibles (chapitre 6).

Chapitre 1

Modèle Standard et boson de Higgs.

1.1 Introduction

Les particules élémentaires, objets obéissant à la mécanique quantique et à la mécanique relativiste, peuvent être décrites par un ensemble de degrés de liberté (comme la position dans l'espace et le temps t) que l'on représente par des champs.

La théorie, dite théorie de jauge, fait appel à un formalisme utilisant les densités de lagrangien \mathcal{L} , plus simplement appelé, par abus de langage, lagrangien. Elle décrit ces champs.

La Nature possède des quantités physiques (comme la charge électrique) qui ne changent pas lors de l'évolution de ces champs. La théorie doit refléter cette propriété de conservation : cela se traduit au niveau du lagrangien, une fois celui-ci construit, par une invariance sous une opération de symétrie associée (Théorème de Noether). En rendant cette symétrie variable avec les coordonnées d'espace et de temps (symétrie locale), il apparaît une interaction entre les champs par l'intermédiaire d'un autre champ, un champ de jauge : l'interaction entre deux particules se fait par l'échange d'un boson de jauge.

1.2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie qui décrit au mieux les faits expérimentaux disponibles à l'échelle d'énergie accessible de nos jours.

Il décrit les particules élémentaires et trois des quatre interactions fondamentales : électromagnétique, faible et forte (la gravitation n'est pas prise en compte).

Tableau 1.1: Leptons et quarks dans le Modèle Standard.

Leptons			Charge électrique	Quarks			Charge électrique
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	u	c	t	$+\frac{2}{3}$
e^-	μ^-	τ^-	-1	d	s	b	$-\frac{1}{3}$

1.2.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires¹ qui forment la matière sont les fermions qui se divisent en deux sous-groupes : les leptons et les quarks. Il existe trois familles de quarks et trois familles de leptons [1] (tab. 1.1).

De plus, à chaque fermion correspond une antiparticule, un anti-fermion, qui possède les mêmes caractéristiques, excepté la charge qui est opposée. Il faut noter que la matière de tous les jours n'est constituée que de la première famille de leptons et de quarks. Les autres sont produits par les rayons cosmiques et en accélérateurs.

Les bosons forment une deuxième catégorie de particules élémentaires. C'est le nombre quantique de spin qui différencie fermions et bosons. Les premiers ont une valeur de spin demi-entière et sont régis par la statistique de Fermi-Dirac, les seconds ont une valeur de spin entière et obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

1.2.2 Les symétries

Les opérations de symétrie forment des groupes. L'ensemble des groupes de symétrie de jauge nécessaires et suffisants, qui laissent invariant le lagrangien du Modèle Standard se trouve être :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

où C, L et Y représentent les nombres quantiques de couleur, d'isospin faible et d'hypercharge.

Les symétries (1.1) agissent sur 3 sous-espaces en produit direct.

On peut montrer ([2],[3]) que dans chacun des 3 sous-espaces, une transformation de jauge locale d'un champ fermionique Ψ (spin $\frac{1}{2}$) peut s'écrire :

$$\Psi(x^\mu) \longmapsto \Psi'(x^\mu) = U(x^\mu)\Psi(x^\mu)$$

¹En tout les cas, reconnues comme telles à l'instant où est écrit ce texte.

et pour un champ bosonique A^μ (spin 1) :

$$A^\mu \longmapsto A'^\mu = U A^\mu U^{-1} - \frac{i}{g} (\partial^\mu U) U^{-1} \quad (1.2)$$

où g est une constante.

Connaissant le lagrangien représentant un fermion, sans masse (terme cinétique décrivant la propagation du champ) :

$$\mathcal{L}_{\text{fermion}} = \bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \quad (1.3)$$

Si l'on demande l'invariance du lagrangien sous une opération de symétrie $U(x^\mu)$, dépendantes des coordonnées locales x^μ , il est nécessaire de remplacer le quadrivecteur dérivée ∂_μ par le quadrivecteur dérivée covariante D_μ . Alors :

$$\bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu \Psi \longmapsto \bar{\Psi}' i \gamma^\mu D'_\mu \Psi'$$

C'est en exprimant D_μ que de nouveaux champs, de spin 1, apparaissent, traduisant l'interaction. Leur nombre est égal au nombre de générateurs du groupe associé à l'opération de symétrie. Le paramètre g_i mesure l'intensité de l'interaction.

Invariance dans le sous-espace $U(1)_Y$:

Tous les champs fermioniques sont invariants par changement de phase locale :

$$\Psi' = e^{\frac{i}{2}\epsilon(x)} \Psi$$

d'où :

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu$$

Il apparaît un seul boson B_μ . La quantité conservée est l'hypercharge :

$$Y = 2(Q - T_3) \quad (1.4)$$

Les particules du Modèle Standard sont les singulets de $U(1)$.

Invariance dans le sous-espace $SU(2)_L$:

Tous les champs fermioniques sont invariants par l'ensemble des transformations du groupe, tels que :

$$\Psi' = e^{\frac{i}{2}\vec{\epsilon}(x) \cdot \vec{\tau}} \Psi$$

d'où :

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu$$

Il apparaît 3 bosons W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) que l'on peut recombinaer en considérant la charge électrique :

$$W_\mu^0 = W_\mu^3 \quad \text{et} \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (-W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (1.5)$$

La quantité conservée est l'isospin faible T , valeur propre de l'opérateur τ_3 . Les fermions sont placés dans des multiplets, suivant leur état de chiralité gauche et droite, noté respectivement L et R. Les neutrinos de chiralité droite n'ayant pas été observés, on place les fermions droits dans des singulets (isospin faible 0) :

$$e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-, u_R, d_R, s_R, c_R, b_R, t_R.$$

et les fermions gauches dans des doublets (isospin faible $\frac{1}{2}$) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

Invariance dans le sous-espace $SU(3)_C$:

Tous les champs fermioniques sont invariants par l'ensemble des transformations du groupe :

$$\Psi' = e^{\frac{i}{2}\vec{\epsilon}(x)\cdot\vec{\lambda}}\Psi$$

d'où :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{G}_\mu$$

Il apparaît 8 gluons G_a^μ ($a = 1..8$). La quantité conservée est la charge de couleur. La représentation de chacun des 6 quarks q est un triplet de couleur. Les leptons, ne portant pas de charge de couleur, ont une représentation singulet de couleur : l'interaction de couleur n'agit pas sur eux :

$$\begin{pmatrix} q_{\text{rouge}} \\ q_{\text{vert}} \\ q_{\text{bleu}} \end{pmatrix}, (L_{\text{incolore}}).$$

Expression de la dérivée covariante :

Les sous-espaces étant en produit direct, on obtient :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{G}_\mu \quad (1.6)$$

Tableau 1.2: Les différents bosons du Modèle Standard et les interactions associées.

Bosons :	Interaction :
γ	Electromagnétique
W^+ , W^- , Z	Faible
8 gluons	Forte

Cette expression, obtenue à partir d'arguments de symétrie, permettra dans la section suivante de construire le lagrangien du Modèle Standard.

Le sous-espace $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ concerne l'interaction électrofaible et $SU(3)_C$ l'interaction forte. Les 12 bosons de jauge et les interactions correspondantes sont indiquées dans le tableau 1.2.

1.2.3 Le lagrangien \mathcal{L}_{MS}

Il est construit en sommant les lagrangiens de type (1.3) de tous les fermions. La substitution $\partial_\mu \mapsto D_\mu$ amène à la décomposition en secteur fermionique et secteur d'interaction. Un troisième terme décrit la propagation des champs bosoniques introduits par D_μ . On obtient alors :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{\text{interaction}} + \mathcal{L}_{\text{bosons}}$$

où :

$$\mathcal{L}_{\text{interaction}} = - \sum_f \bar{\Psi}_f i\gamma^\mu \left(ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{G}_\mu \right) \Psi_f \quad (1.7)$$

et $\mathcal{L}_{\text{bosons}}$ est le terme cinétique associé aux champs bosoniques.

A ce stade, il n'existe pas un seul terme de masse. La raison pour laquelle on n'a pas considéré depuis le départ le lagrangien d'un fermion massif :

$$\mathcal{L}_{\text{fermion massif}} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi$$

est qu'il introduit le terme :

$$\mathcal{L} = -m \bar{\Psi}\Psi = -m (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$$

qui brise l'invariance sous $SU(2)_L$.

En ce qui concerne les bosons de jauge, un terme de masse tel que :

$$\mathcal{L}_{\text{boson}}^{\text{masse}} = -\frac{1}{2} m_B^2 B^\mu B_\mu$$

ne respecte pas l'invariance par une transformation de jauge d'après (1.2).

Étant donné que les masses des fermions et des bosons de l'interaction faible W^\pm et Z ne sont pas nulles expérimentalement [4], il est nécessaire d'introduire un mécanisme théorique pour en rendre compte.

1.3 Brisure spontanée de symétrie et boson de Higgs

Donner une masse aux bosons W^+ , W^- et Z , c'est ajouter à chacun 1 degré de liberté (1 état de polarisation longitudinal) aux 2 qu'ils comptent déjà (2 états de polarisation transversale). Il en résultera l'apparition d'un terme de masse dans l'expression du lagrangien total. Il sera de plus possible d'introduire des termes de masse pour les fermions.

1.3.1 Mécanisme de Higgs et masse des bosons de jauge

L'introduction d'un doublet complexe de $SU(2)$, le doublet de Higgs [5], engendre des termes de masse pour les champs \vec{W}_μ :

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

Celui-ci compte 4 champs scalaires réels ϕ_i qui correspondent à 4 degrés de liberté.

Le lagrangien du secteur scalaire correspondant est :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

où le potentiel a l'expression suivante :

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

dans laquelle μ et λ sont des paramètres.

Afin que le potentiel contienne des états liés, il faut $\lambda > 0$.

Les puissances paires de Φ supérieures à 4 sont à proscrire sous peine de ne pas pouvoir appliquer les procédures de renormalisation (évolution des observables physiques en fonction de l'échelle d'énergie considérée).

Le cas $\mu^2 < 0$ se traduit par un état fondamental du potentiel, Φ_{vide} , non nul. Il correspond à :

$$\Phi_{\text{vide}}^\dagger \Phi_{\text{vide}} = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \quad (1.8)$$

Afin d'obtenir les états excités du potentiel, on développe les champs au voisinage du vide. A l'aide d'une transformation de jauge appropriée de SU(2), il est toujours possible de se placer dans la configuration suivante, communément appelée jauge unitaire :

$$\Phi_{\text{vide}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

où l'on a choisi $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ d'après l'expression (1.8).

Il faut noter que le choix : $\phi^+ = 0$ n'est pas tout-à-fait arbitraire dans l'expression (1.9), ϕ^+ portant une charge électrique positive. Si ce dernier avait été choisi comme état fondamental, le vide n'aurait pas été électriquement neutre.

Les états excités du potentiel sont donc :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

où $H(x)$ représente la variations du potentiel autour du vide v .

Le vide ne possède plus la même symétrie que le lagrangien car une direction particulière, ϕ_3 , dans l'espace à 4 dimensions des ϕ_i a été choisie. La symétrie est dite spontanément brisée.

L'expression du lagrangien du secteur scalaire devient, sachant que $Y_{\text{H}} = 1$ d'après (1.4) (la partie concernant SU(3)_C de D_μ est laissée de côté puisque n'agissant pas sur le sous-espace SU(2)) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{scalaire}}^{\text{cinétique}} &= \left| \left(\partial_\mu \mathbb{I}_{2 \times 2} - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \mathbb{I}_{2 \times 2} - ig_2 \frac{\vec{\tau}_{2 \times 2}}{2} \cdot \vec{W}_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ \mathcal{L}_{\text{scalaire}}^{\text{potentiel}} &= -\frac{\mu^2}{2} (v + H)^2 - \frac{\lambda}{4} (v + H)^4 \end{aligned}$$

La contribution de la partie cinétique est la suivante (dans l'état fondamental) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{scalaire}}^{\text{cinétique}} &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3 & g_2 (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2 (W_\mu^1 + iW_\mu^2) & g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} v^2 g_2^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \frac{1}{8} v^2 (g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3)^2 \end{aligned}$$

En utilisant les relations (1.5) et en introduisant les champs A_μ et Z_μ (avec $Y_L = -1$):

$$A_\mu = \frac{g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \quad \text{et} \quad Z_\mu = \frac{g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$$

on obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}}^{\text{cinétique}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v g_2 \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.11)$$

On s'aperçoit que des termes de masse pour les bosons W^\pm et Z sont maintenant présents et valent :

$$M_W = \frac{1}{2} v g_2 \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.12)$$

Mais aucun terme de masse n'a été créé pour le photon, représenté par le champ A_μ .

La contribution de la partie potentiel a pour expression :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}}^{\text{potentiel}} = -\frac{1}{2} (2\lambda v^2) H^2 - \frac{1}{4} \lambda H^4 - \lambda v H^3 - \left(\frac{1}{2} \mu^2 v^2 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \right)$$

Les deux premiers termes représentent le potentiel d'un champ scalaire H de masse :

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.13)$$

Le troisième terme, en H^3 , décrit l'auto-interaction du champ scalaire H .

Le dernier terme est une constante, fonction de v , qui n'est pas gênante puisqu'un potentiel n'est défini qu'à une constante près.

Finalement, 3 des 4 degrés de liberté apportés par l'introduction du doublet ont permis de mettre une masse aux bosons de jauge. Il reste alors un degré de liberté qui se manifeste par la présence d'une particule supplémentaire : le boson de Higgs .

1.3.2 Masse des fermions

Muni du doublet de Higgs Φ , il est immédiat d'introduire des termes invariants par les transformations de $SU(2)$, donnant une masse aux leptons dans un premier temps. Pour chaque lepton ℓ , le lagrangien est :

$$\mathcal{L}_{\text{masse lepton}} = g_\ell (\overline{\ell}_L \Phi \ell_R + \Phi^\dagger \overline{\ell}_R \ell_L)$$

où g_ℓ , paramètre arbitraire, traduit l'intensité de l'interaction. On obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{masse lepton}} = \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}} (\overline{\ell}_L \ell_R + \overline{\ell}_R \ell_L) + \frac{g_\ell}{\sqrt{2}} (\overline{\ell}_L \ell_R + \overline{\ell}_R \ell_L) H \quad (1.14)$$

Le premier terme donne la masse des fermions :

$$M_\ell = \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}}$$

1.3. BRISURE SPONTANÉE DE SYMÉTRIE ET BOSON DE HIGGS 11

Le second traduit l'interaction entre le boson de Higgs et le lepton, avec une intensité M_ℓ/v .

Dans un deuxième temps, construisons le terme de masse pour les quarks. Ici, il faut obligatoirement faire apparaître un couplage avec la composante droite des quarks u, c et t analogue des composantes droites des neutrinos qui n'existent pas dans le Modèle Standard. Il faut utiliser le doublet de Higgs conjugué de SU(2):

$$\Phi_c = -i\tau_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} -\phi_0^* \\ \phi^- \end{pmatrix}$$

qui donne par le mécanisme de Higgs :

$$\Phi_c = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix}$$

On construit donc à l'intérieur de chaque famille de quark $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$:

$$\mathcal{L}_{\text{masse quarks}} = g_d(\bar{Q}_L \Phi d_R + \Phi^\dagger Q_L \bar{d}_R) + g_u(\bar{Q}_L \Phi_c u_R + \Phi_c^\dagger Q_L \bar{u}_R)$$

d'où :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse quarks}} = & g_d \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{d}_L d_R + d_L \bar{d}_R) & -g_u \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L u_R + u_L \bar{u}_R) \\ & + g_d \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{d}_L d_R + d_L \bar{d}_R) H & -g_u \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L u_R + u_L \bar{u}_R) H \end{aligned}$$

En fait, les états de masse ci-dessus (interaction avec le boson de Higgs pour l'acquisition de la masse) ne sont pas les états d'interaction des quarks (interaction via les bosons W^\pm et Z): les états de masse sont un mélange des états d'interaction par l'intermédiaire d'une matrice de mélange 3×3 complexe (matrice de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa ou CKM). C'est ce mécanisme qui intervient par exemple dans la désintégration du méson K^+ , $u\bar{s} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, où un quark de la première famille ($u_{\text{masse}} = u_{\text{interaction}}$) interagit avec un quark de la deuxième ($s_{\text{masse}} = \cos \theta_W \times s_{\text{interaction}} + \sin \theta_W \times d_{\text{interaction}}$) par l'intermédiaire de sa composante sur la première famille.

On obtient des résultats analogues à ceux des leptons :

$$M_q = \frac{g_q v}{\sqrt{2}} \quad (1.15)$$

1.3.3 Conclusion sur les masses

Le mécanisme de Higgs a permis de donner une masse aux fermions et a fait apparaître le boson de Higgs :

$$\begin{aligned}
 M_{\text{fermion}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\text{fermion}} v \\
 M_{\gamma} &= 0 \\
 M_{W^{\pm}} &= \frac{1}{2} v g_2 \\
 M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\
 M_H &= \sqrt{2\lambda} v
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

Ces masses dépendent des 13 paramètres : $g_e, g_{\mu}, g_{\tau}, g_u, g_d, g_s, g_c, g_b, g_t, g_1, g_2, v$ et λ qui sont a priori quelconques. En particulier, rien dans la théorie du Modèle Standard n'explique la hiérarchie des masses parmi les leptons et les quarks.

Les mesures expérimentales des masses des neuf fermions et des trois bosons massifs déterminent les douze premiers paramètres. Seul λ n'est pas encore mesuré : la masse du boson de Higgs est seulement contrainte dans le cadre du Modèle Standard, comme nous le verrons dans les lignes suivantes.

1.4 Remarques sur le Modèle Standard

La théorie du Modèle Standard compte 19 paramètres libres :

- 3 constantes de couplages g_1 , g_2 et g_3 , qui décrivent les intensités des interactions électromagnétique, faible et forte;
- 9 paramètres de masse des leptons chargés et des quarks;
- 4 paramètres de description de la matrice complexe CKM (3 angles et 1 phase);
- 1 paramètre décrivant le phénomène de violation de CP dans les interactions fortes (lagrangien associé à $SU(3)_{\text{couleur}}$);
- 2 paramètres décrivant le potentiel de Higgs : λ et μ .

La théorie du Modèle Standard n'inclut pas la gravitation.

1.5 Phénoménologie du boson de Higgs standard

Des arguments théoriques imposent des limites sur M_H . Une première limite, supérieure, utilise l'argument d'unitarité. Ensuite des limites plus fines s'établissent en considérant l'équation de renormalisation du paramètre λ du potentiel de Higgs et les mesures de précision électrofaibles. Ensuite, les expériences en cours donnent des limites inférieures. On verra enfin comment chercher le boson de Higgs avec les futurs projets, en particulier au LHC.

1.5.1 Limites théoriques sur M_H

Unitarité :

Sans la contribution du boson de Higgs, l'amplitude du processus $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ serait proportionnelle à s , carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction, et violerait l'unitarité à haute énergie, c'est-à-dire pour $\sqrt{s} \sim M_H$ ([6]):

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \mathcal{A}_{W_L W_L \rightarrow W_L W_L} = g_1^2 s - g_1^2 \frac{s^2}{s - M_H^2} + \dots$$

La suppression du mauvais comportement à haute énergie, avant que la limite de perte d'unitarité ne soit atteinte, impose la limite supérieure :

$$M_H < \left(\frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 700 \text{ GeV}$$

Trivialité et stabilité du vide :

Le paramètre λ du potentiel de Higgs décrit un vertex à quatre bosons de Higgs et ceci, à l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible ($v = 246 \text{ GeV}$). L'équation du groupe de renormalisation décrit l'évolution de λ vers une échelle d'énergie quelconque Λ . Elle prend en compte les vertex d'ordres supérieurs qui font intervenir le quark t :

$$\Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} = \frac{3}{4\pi^2} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda}{v^2} M_t^2 - \frac{1}{v^4} M_t^4 \right) \quad (1.17)$$

Les racines en λ du second membre de l'équation (1.17) sont deux valeurs λ_+ et λ_- , positives et négatives respectivement. Pour $\lambda > \lambda_+$, la dérivée est positive et λ croît avec Λ .

En considérant que la physique mise en œuvre doit rester valable jusqu'à l'échelle Λ , l'intégration de l'équation (1.17) sous sa forme simplifiée (puissance dominante de λ uniquement) :

$$\Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2$$

entre les bornes v et Λ , donne :

$$\frac{1}{\lambda(v)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda)} + \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{\Lambda}{v} > \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{\Lambda}{v}$$

d'où, par l'intermédiaire de l'expression de M_H :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln(\Lambda/v)}$$

La figure 1.1 présente l'espace des paramètres (M_t, M_H). Les courbes de la partie supérieure de la figure traduisent cette contrainte : M_t a une faible influence de sur M_H .

λ gouvernant la forme du potentiel de Higgs à grande valeur de Φ , il ne faut pas que ce paramètre prenne des valeurs négatives sous peine de voir le vide, état de plus basse énergie, envoyé à $-\infty$. Pour $\lambda < \lambda_+$, la dérivée est

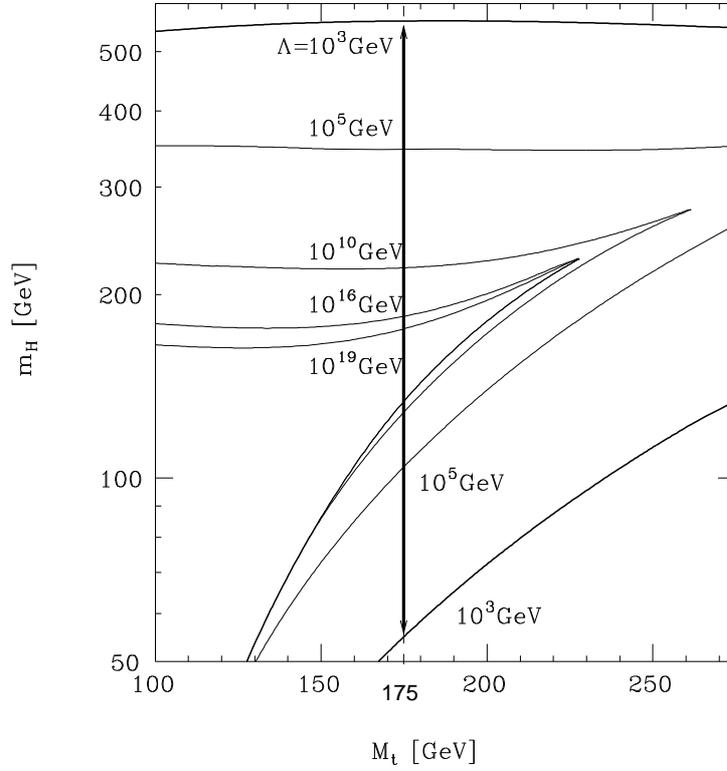


Figure 1.1: Plan (M_t, M_H) : contour d'exclusion en fonction de l'échelle Λ . (D'après [7]).

négative à l'échelle v et λ décroît quand Λ croît, rendant la dérivée négative de surcroît. La condition $\lambda > \lambda_+$ se traduit donc par la limite inférieure suivante sur la masse du boson de Higgs :

$$M_H > M_W^2 + \frac{M_Z^2}{2} - M_t^2 + \sqrt{(M_W^2 + \frac{M_Z^2}{2} - M_t^2)^2 + 4M_t^4 - 2M_W^4 - M_Z^4}$$

qui est représentée par les courbes obliques de la figure 1.1. Pour une masse du quark t $M_t = 175$ GeV et pour une échelle de validité $\Lambda \simeq 1$ TeV, la masse du boson de Higgs est contrainte par $55 \lesssim M_H \lesssim 550$ GeV. Si toutefois, un boson de Higgs est trouvé en dehors des limites, ce serait la manifestation d'une nouvelle physique au-delà du TeV.

Mesures de précision électrofaibles :

La masse du boson de Higgs intervient dans les corrections radiatives des observables électrofaibles du Modèle Standard. La mesure précise de ces valeurs

apporte donc une contrainte sur M_H . En particulier, un test de la validité du Modèle Standard consiste à vérifier la relation :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

où les trois quantités M_W , M_Z et $\cos \theta_W$ sont mesurées indépendamment. Si l'on tient compte des corrections radiatives à l'ordre d'une boucle, l'expression de ρ est dépendante entre autres de M_H :

$$\rho = 1 - \frac{11t g^2 \theta_W}{96\pi^2} g_1^2 \ln \frac{M_H}{M_W} + \dots$$

où l'on voit que M_H n'intervient que par son logarithme, rendant les limites sur la valeur de M_H très sensibles aux mesures.

L'ajustement global d'un ensemble de mesures de précision d'observables électrofaibles détermine la masse optimale du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard. La figure 1.2 montre cet ajustement, incluant entre autres les données des expériences du LEP au CERN (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), SLD à SLAC, CDF et D0 à Fermilab. L'ajustement donne([8]) :

$$M_H = 66_{-39}^{+74} \text{ GeV}$$

soit, à 95% de niveau de confiance :

$$M_H < 215 \text{ GeV}$$

1.5.2 Limite expérimentale sur M_H

Il est possible de rechercher un boson de Higgs très léger (quelques GeV) dans les produits de désintégration d'états quarkonium ψ ($c\bar{c}$) ou Υ ($b\bar{b}$) (voir le détail dans [9]). Mais les limites théoriques précédentes imposent la recherche d'un boson de Higgs plus lourd.

A $\sqrt{s} = 91,2 \text{ GeV}$, les quatre détecteurs du collisionneur e^+e^- LEP1 du CERN exploitent le processus dominant de "higgs-strahlung" dans lequel le boson de Higgs est rayonné par le boson Z: $e^+e^- \rightarrow HZ^*$. Le Higgs se désintègre majoritairement en deux jets (dont 95% sont deux jets de b) ou $\tau^+\tau^-$ dans 9% des cas. Pour le Z^* , les conditions de détection sont optimales pour $Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \nu\bar{\nu}$ (20% des cas) ([10], [11]). La limite inférieure donnée par LEP1 est, à 95% de niveau de confiance :

$$M_H > 65,2 \text{ GeV}$$

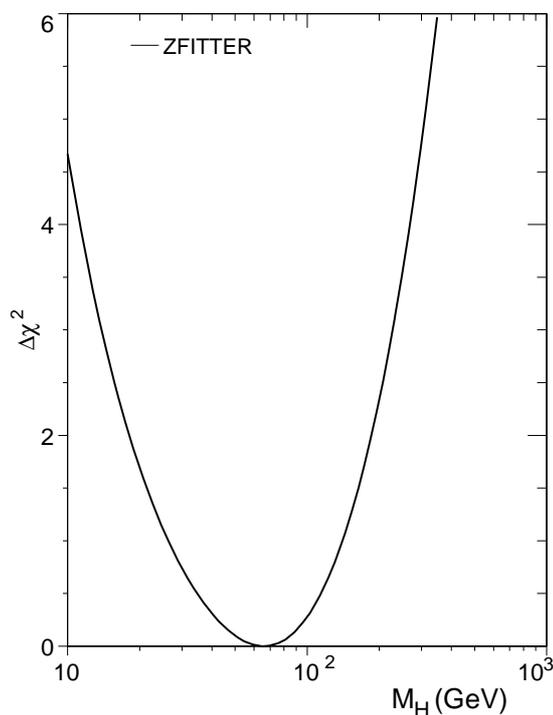


Figure 1.2: Ajustement des paramètres électrofaibles en fonction de M_H . (D'après [8]).

LEP2 au CERN :

Dans le cadre de LEP2, \sqrt{s} dépasse largement le seuil de production de Z : le processus de higgs-strahlung reste prépondérant et le Z est réel. La topologie des événements recherchés est la même qu'à LEP1. Cependant pour le canal $e^+e^- \rightarrow H + \nu\bar{\nu}$ la contribution du processus de fusion de deux bosons W^\pm devient non négligeable lorsque le boson de Higgs produit est lourd et que le boson Z est de ce fait virtuel. Le processus de fusion permet d'étendre le domaine de masse couvert de quelques GeV. Des simulations ([7]) donnent des limites sur l'observation du boson de Higgs standard pour différentes luminosités intégrées par expérience et énergies disponibles dans le centre de masse (tab. 1.3).

L'expérience ALEPH donne une limite inférieure sur M_H dans le cadre du début du fonctionnement de LEP2 (année 1997 : $\sqrt{s} = 161, 170, 172$ GeV) ([12]) :

$$M_H > 69,4 \text{ GeV}$$

Au premier trimestre 1998, la combinaison des trois expériences DELPHI,

Tableau 1.3: Limite de découverte du boson de Higgs à LEP2: pour une luminosité intégrée par détecteur et une énergie dans le centre de masse données (d'après [7]).

\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb $^{-1}$)	M_H^{MAX} (GeV)
175	150	82
192	150	95
205	300	110

L3 et OPAL donnent une nouvelle limite inférieure ([13]) à un niveau de confiance de 95% :

$$M_H > 83,9 \text{ GeV}$$

Tevatron à Fermilab.

Les collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ conduisent au processus dominant $q\bar{q}' \rightarrow (W^\pm, Z) H$, où $H \rightarrow b\bar{b}$ et W^\pm, Z se désintègre leptoniquement. La première phase, Run I à une luminosité $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (soit $\int_{1992}^{1996} \mathcal{L} dt = 200 \text{ pb}^{-1}$) n'a pas mis en évidence le boson de Higgs Standard ([14]) : les performances du Tevatron ne permettent pas encore d'atteindre la section efficace de la production associée du boson de Higgs.

Par contre, la phase suivante semble plus prometteuse avec les futures améliorations ([15]). A partir de 1999, les phases Run II puis Run II-étendu puis Haute Luminosité de l'accélérateur prévoient d'atteindre $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ à une luminosité $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Parallèlement, les détecteurs associés doivent subir des améliorations : CDF doit améliorer son détecteur de vertex pour augmenter l'identification des jets de quarks b et D0 doit installer un détecteur de vertex dans un champ magnétique solénoïdal. Ils s'adaptent ainsi aux conditions de fonctionnement à haute luminosité : interactions multiples à chaque croisement de faisceaux, fréquence des croisements augmentée. Le tableau 1.4 indique les limites supérieures d'observation en fonction des luminosités intégrées prévues.

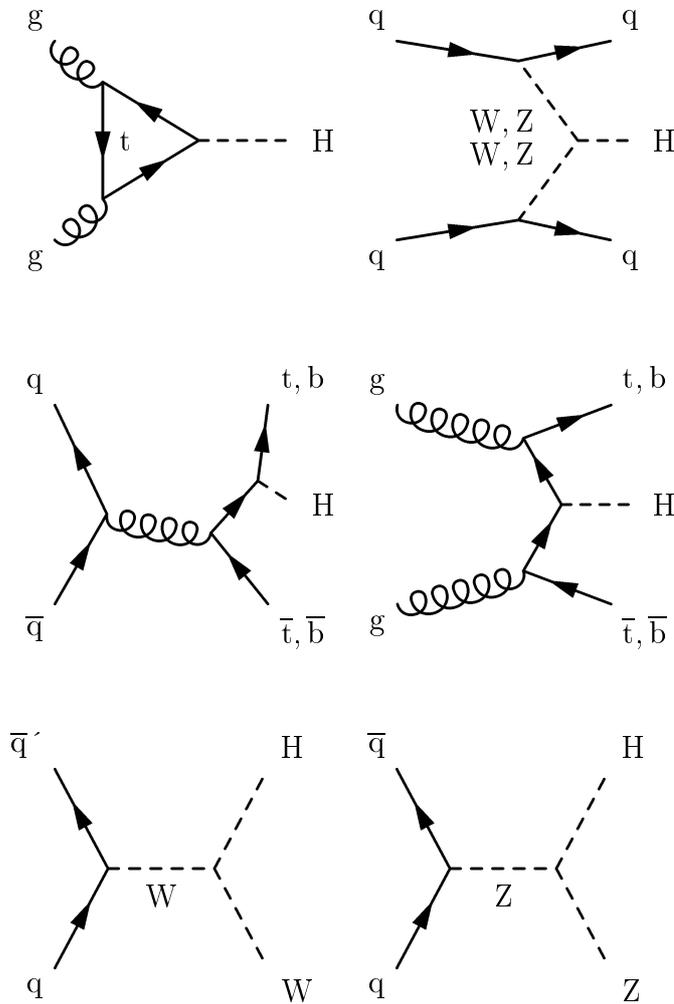
1.5.3 Le boson de Higgs au LHC

Production :

Au LHC (voir le chapitre 2), les processus de production du boson de Higgs sont :

Tableau 1.4: Limite de découverte du boson de Higgs au Tevatron : luminosité intégrée par détecteur et énergie dans le centre de masse nécessaires (d'après [15]).

\sqrt{s} (TeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (fb $^{-1}$)	M_H^{MAX} (GeV)
2	5	80
2	10	100
2	25	120



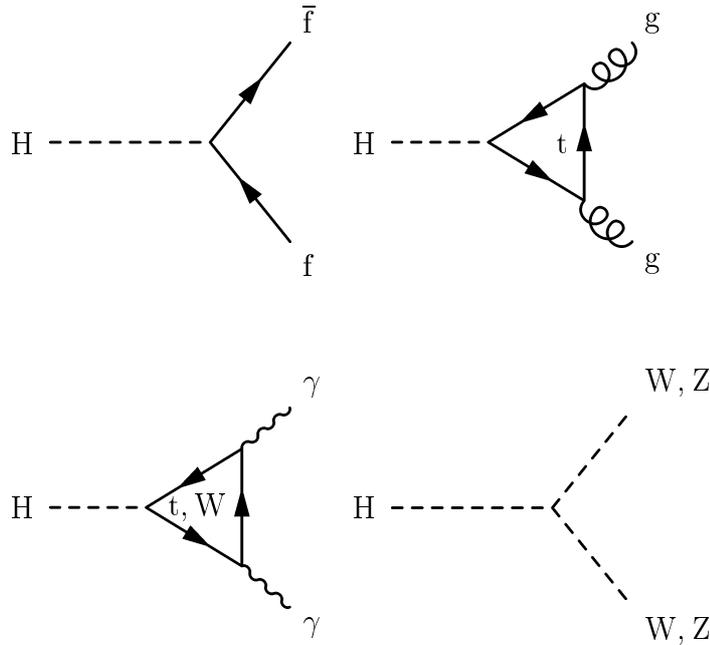
- la fusion de deux gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quark t ou b : $gg \rightarrow H$; c'est le processus dominant au moins jusqu'au TeV,
- la fusion de deux bosons : $qq \rightarrow W^+W^-, ZZ \rightarrow Hqq$,

- le rayonnement par un boson de jauge, W^\pm ou Z , ou par un des quarks d'une paire $t\bar{t}$ (Production Associée) : $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$ et $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H, ZH$. Pour un boson de Higgs léger ($M_H \approx 80\text{--}150$ GeV), ce processus est plus rare que le premier d'un ordre de grandeur.

La figure 1.3 montre l'évolution des sections efficaces correspondantes en fonction de la masse du boson de Higgs.

Désintégration :

Les différents modes de désintégration sont représentés par leur diagramme de Feynman ci-dessous et leur rapport d'embranchement, en fonction de la masse du boson de Higgs, sont présentés sur la figure 1.4:



Dans le canal fermionique, le boson de Higgs se couple préférentiellement au fermion disponible le plus lourd car le couplage est proportionnel à la masse de ce dernier (Equ. 1.14) :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F}{4\pi\sqrt{2}} M_H M_f^2 \left(1 - 4\frac{M_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

(où N_c vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks). Dans le domaine des faibles valeurs de M_H , c'est donc le canal $b\bar{b}$ qui domine, et de loin avec près de 90 % des désintégrations.

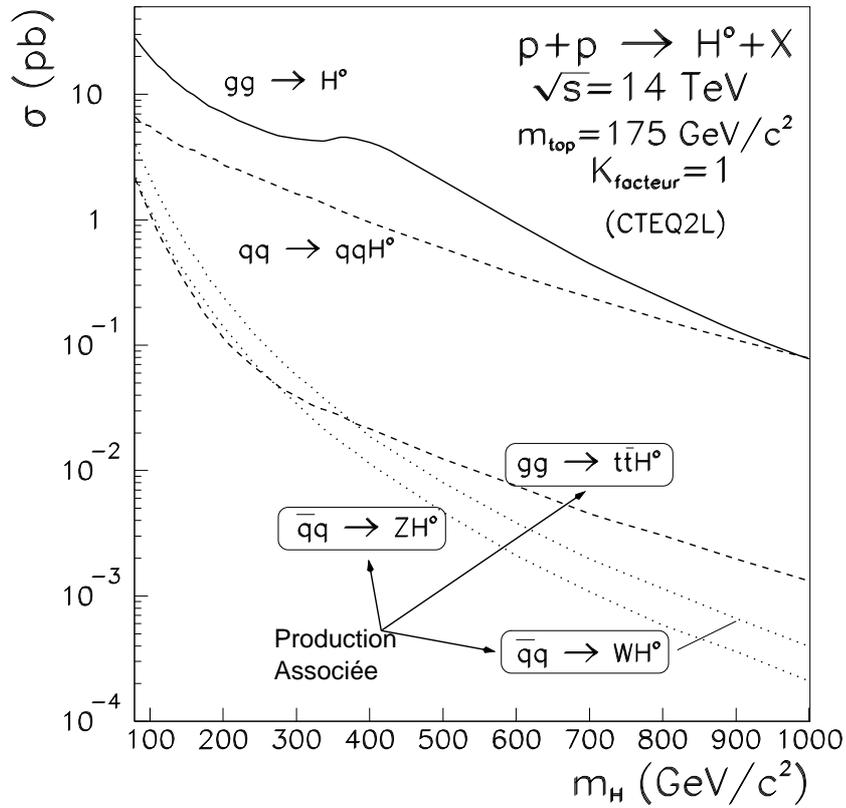


Figure 1.3: Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC.

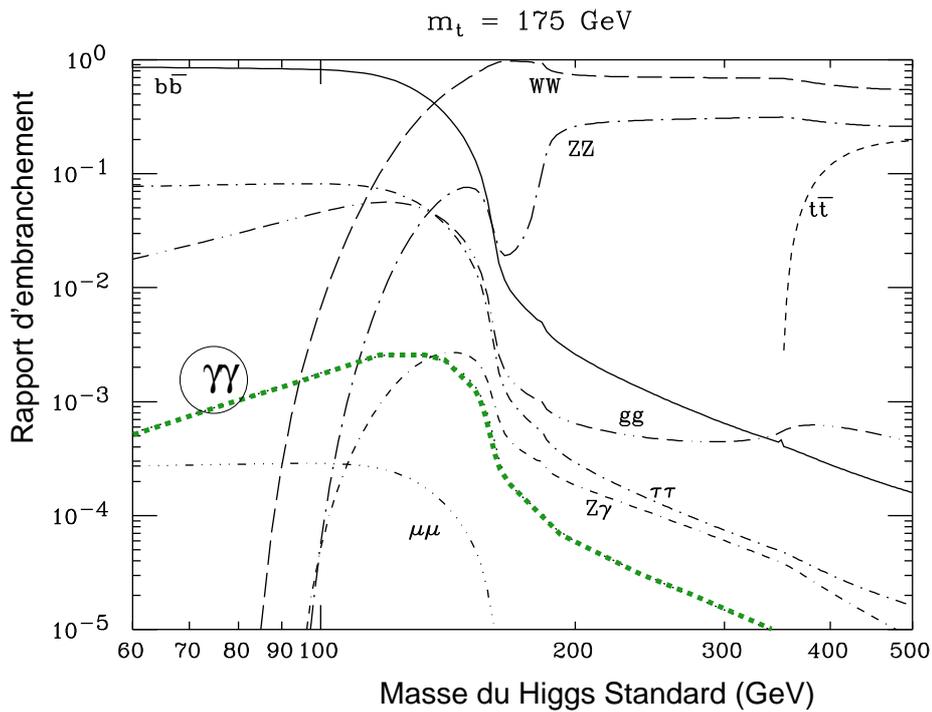


Figure 1.4: Rapports d'embranchement du boson de Higgs (d'après [16]).

Pour un boson de Higgs lourd, la désintégration en une paire de bosons de jauge devient dominante dès que le seuil de production est dépassé ($M_H > 2M_W$ et $M_H > 2M_Z$):

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} M_H^3 \left(1 - 4\frac{M_W^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - 4\frac{M_W^2}{M_H^2} + 12\frac{M_W^4}{M_H^4}\right)$$

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{1}{2}\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) \Big|_{M_W \leftrightarrow M_Z}$$

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ ne représente que le millième du premier car il met en jeu un processus à une boucle de W^\pm ou de quarks t :

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \propto \frac{\alpha^2 G_F}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3$$

Enfin, le boson de Higgs peut se désintégrer en deux gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quark t ou b :

$$\Gamma(H \rightarrow gg) \propto \frac{\alpha_s^2 G_F}{36\sqrt{2}\pi^3} M_H^3$$

Stratégie de recherche au LHC.

Dans le domaine de faible masse du boson de Higgs, le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ est très exigeant : il demande en particulier une excellente reconnaissance des quarks b .

Le canal privilégié de découverte est donc $H \rightarrow \gamma\gamma$ malgré son faible rapport d'embranchement (de l'ordre de 10^{-3}). Quelques mille événements par an pour une luminosité intégrée sur une année de prise de données de $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$ sont attendus. Les bruits de fond irréductibles² sont la production de deux photons à partir de quarks ou de gluons : $q\bar{q}, gg, qg \rightarrow \gamma\gamma$. Les bruits de fond réductibles sont des événements contenant une paire de jets identifiée de manière incorrecte comme étant une paire de photons et dont la masse est celle du boson de Higgs. Le fort taux de production de jets au LHC rend ces bruits de fonds très importants. Une bonne résolution en énergie et un bon pouvoir de séparation du calorimètre électromagnétique recueillant les photons et une réjection importante des jets simulant des photons permettront de faire ressortir le pic de la distribution de la masse des deux photons $M_{\gamma\gamma}$ provenant du boson de Higgs, au-dessus de celle de l'ensemble des bruits de fond, qui est monotone. Ce canal impose les caractéristiques (géométrie,

²un bruit de fond est dit *irréductible* quand il présente les même particules que le signal; il est dit *réductible* quand des particules imitent celles présentes dans le signal.

résolution en énergie, capacité d'isolation) du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS (voir le chapitre 2) afin de traquer un boson de Higgs de masse comprise entre 80 GeV et 140 GeV.

Dans le même domaine de masse, le canal dit de **Production Associée** permettra, entre autre, de confirmer l'existence du boson de Higgs. En demandant que l'associé se désintègre en donnant un lepton chargé au moins (électron ou muon), on diminue la section efficace de production mais le vertex de l'interaction est aisément identifiable. La signature des événements recherchés est :

$$HW^\pm, Ht\bar{t}, HZ \longrightarrow \gamma\gamma \ell \quad (\ell = e, \mu)$$

Son étude fait l'objet de cette thèse.

Si le boson de Higgs est lourd, ($M_H > 130$ GeV), le canal privilégié de découverte est la désintégration en quatre leptons chargés (électrons et/ou muons). Cette désintégration se fait via une paire de bosons Z dont l'un peut être virtuel suivant la valeur de M_H : $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell^\pm$. Les bruits de fond dominants sont la production directe $pp \rightarrow ZZ^{(*)}$ (irréductible) d'une part, $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$ (réductibles) d'autre part. Ce canal est qualifié de "plaqué-or" : il autorisera la recherche du boson de Higgs jusqu'à une masse de l'ordre de 700 GeV avec une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$. Cependant l'augmentation importante de la largeur Γ_H du boson de Higgs (fig. 1.5) rend plus difficile la détection d'un pic dans ce domaine de masse : la largeur devient de l'ordre de la masse au delà de 200 GeV.

La figure 1.6 présente le rapport Signal/ $\sqrt{\text{Bruit}}$ en fonction de la masse du boson de Higgs du Modèle Standard, pour certains modes d'observation énoncés ci-dessus, avec le détecteur ATLAS. Le seuil (voir sa définition au paragraphe 1.6.3) est dépassé sur l'intervalle de masse du boson de Higgs accessible au LHC.

1.6 Au delà du Modèle Standard : SUSY ?

1.6.1 Introduction à SUSY

La SUperSYmétrie est une symétrie supplémentaire du lagrangien. Elle lie les bosons de jauge et les fermions : chaque particule du Modèle Standard possède un superpartenaire. Un fermion, resp. un boson, possède un superpartenaire sfermion, resp. bosino. De plus, elle prend en compte la gravitation.

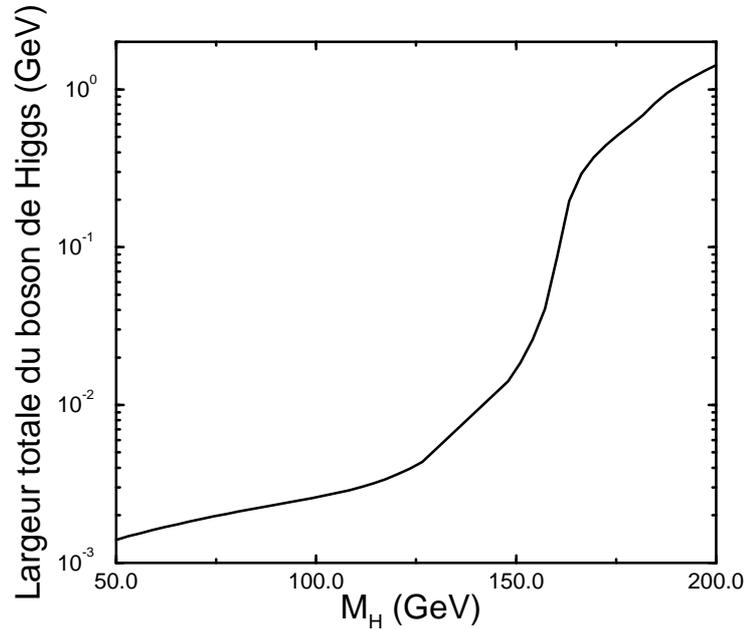


Figure 1.5: Largeur de désintégration Γ_H du boson de Higgs. (D'après [17]).

Si la SuperSymétrie était une symétrie parfaite, partenaire et superpartenaire auraient la même masse. Les résultats expérimentaux tendent à montrer qu'il n'en est rien : aucune particule SuperSymétrique n'a encore été observée dans le domaine de masse des particules élémentaires accessible aujourd'hui. La théorie de la SuperSymétrie brisée ne prévoit pas les masses des superpartenaires.

Dans la suite de cet exposé, on ne considérera qu'un modèle particulier de SuperSymétrie : l'extension minimale SuperSymétrique du Modèle Standard ou MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model).

1.6.2 Bosons de Higgs et MSSM

Un des arguments en faveur de la SuperSymétrie est l'élimination des divergences quadratiques lors de la renormalisation de la constante de couplage λ . L'introduction des superpartenaires implique des contributions supplémentaires qui compensent les divergences.

Afin de ne pas entraîner de divergences supplémentaires lors de la brisure de symétrie par le mécanisme de Higgs, il faut introduire deux doublets de Higgs ([18]) pour que la somme des charges des champs membres du doublet

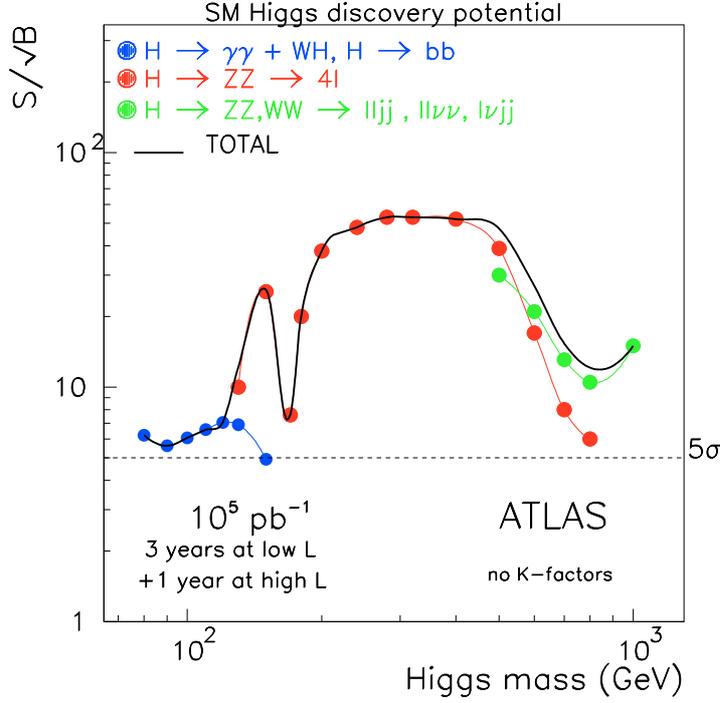


Figure 1.6: Observabilité du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS : rapport $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}}$ en fonction de la masse du boson de Higgs, pour différent canaux (d'après [24]).

soit égale à zéro :

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} \quad H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

Le mécanisme de brisure est analogue à celui du Modèle Standard : 3 des 8 degrés de liberté initiaux sont absorbés et les deux doublets acquièrent chacun un état fondamental différent, v_1 et v_2 , liés par :

$$\text{tg}\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

avec la contrainte due à la mesure de la masse du boson W^\pm :

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 \text{ GeV}$$

Les 5 degrés de liberté restants forment les 5 bosons de Higgs SuperSYmétriques :

- h et H sont des scalaires neutres, aussi dénommés H_1 et H_2 ,
- H^\pm sont des scalaires chargés,
- A^0 est un scalaire neutre.

Les masses et couplages s'expriment en fonction des deux seuls paramètres M_A et $\text{tg}\beta$.

Les masses des différents bosons de Higgs SUPERSYMÉTRIQUES sont :

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(M_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 \beta} \right)$$

$$M_{H^\pm}^2 = M_W^2 + M_A^2$$

La limite supérieure sur la masse du boson de Higgs SUPERSYMÉTRIQUE dépend de la masse du quark t , qui intervient dans les corrections radiatives, et de l'échelle à laquelle la SUPERSYMÉTRIE est brisée (~ 1 TeV) :

$$M_h < M_Z^2 + \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} M_t^4 \log \left(1 + \frac{(\sim 1 \text{ TeV})^2}{M_t^2} \right)$$

Ce qui donne pour $M_t \sim 175$ GeV :

$$M_h \lesssim 120 - 150 \text{ GeV}$$

Le mécanisme de Higgs peut donc être invalidé si aucun boson de Higgs SUPERSYMÉTRIQUE n'est observé au-dessous de cette limite.

En ce qui concerne les couplages aux fermions et aux bosons massifs, ils se déduisent de ceux obtenus dans le cadre du Modèle Standard en ajoutant une correction dépendant entre autres du paramètre β .

1.6.3 Le boson de Higgs SUPERSYMÉTRIQUE au LHC

Procédure de recherche [19] :

De multiples processus peuvent témoigner de l'existence des bosons de Higgs SUPERSYMÉTRIQUES au LHC, chacun correspondant à des valeurs privilégiées des paramètres M_A et $\text{tg}\beta$:

- $h \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et la Production Associée Wh , $t\bar{t}h$ avec W , $t\bar{t} \rightarrow \ell X$ et $h \rightarrow \gamma\gamma$, mais aussi $h \rightarrow b\bar{b}$;
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$;

- $H, A \rightarrow \mu\mu, t\bar{t}$;
- $H \rightarrow hh$ avec $h \rightarrow \gamma\gamma$ et $h \rightarrow b\bar{b}$;
- $A \rightarrow Zh$ avec $h \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow \ell\ell$.

Une étude complète passe par la couverture de l'ensemble de l'espace des paramètres $(M_A, \text{tg}\beta)$. A chaque canal correspond une zone dans laquelle le boson de Higgs concerné est dit "observable" c'est-à-dire que le nombre d'événements prévu est supérieur à cinq fois la fluctuation statistique du nombre d'événements de bruit de fond, $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}} > 5$. Le contour correspondant à la limite $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}} = 5$ est reporté dans l'espace des paramètres $(M_A, \text{tg}\beta)$.

Une procédure semi-automatique a été mise au point ([19]) pour définir le potentiel d'observation d'un boson de Higgs SUPERSYMÉTRIQUE des détecteurs ATLAS et CMS.

Des valeurs discrètes de M_A et $\text{tg}\beta$ sont choisies. Pour chacune d'elles, on effectue pour le processus choisi :

- 1 le calcul de la section efficace de production avec le générateur PYTHIA ([39]) dans le cadre du Modèle Standard ;
- 2 les corrections apportées à cette section efficace ainsi que le calcul des rapports d'embranchement dans le cadre du MSSM ;
- 3 l'évaluation du nombre d'événements produits et du nombre d'événements de bruit de fond correspondant en tenant compte de paramètres relatifs aux détecteurs (acceptances, efficacités,...)
- 4 l'évaluation du rapport $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}}$ par rapport à sa valeur limite 5.

La figure 1.7 présente les contours obtenus pour les processus envisagés plus haut : l'espace est couvert dans sa quasi-totalité.

1.6.4 Le cas particulier de la Production Associée

Le canal de la Production Associée est intéressant pour le boson de Higgs le plus léger du MSSM : h . Ses couplages sont ceux du boson de Higgs du Modèle Standard multipliés par les facteurs de correction du tableau 1.5, facteurs dépendant des deux seuls paramètres β et α . α est l'angle de mélange entre états de masse et états d'interaction pour H et h , et s'exprime comme :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \times \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}$$

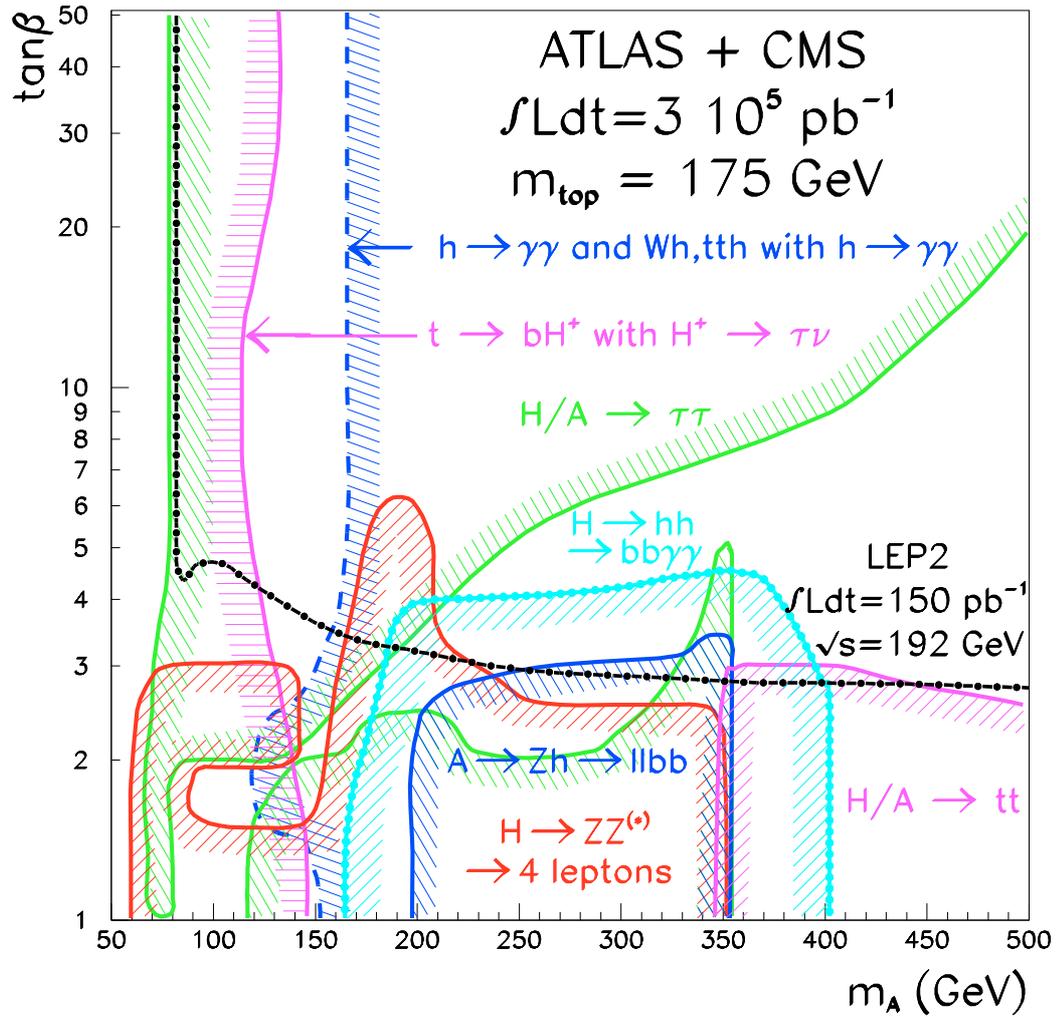


Figure 1.7: Couverture à $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}} > 5$ de l'espace des paramètres $(M_A, \tan\beta)$ pour l'observation d'un boson de Higgs SUPERSYmétrique. Combinaison des détecteurs ATLAS et CMS après du LHC (d'après [19]).

Tableau 1.5: Couplages de h : facteurs de corrections à apporter dans le cadre du MSSM par rapport au Modèle Standard.

Couplage	Correction par rapport au MS
$h \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}, e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	$-\sin\alpha/\cos\beta$
$h \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$	$\cos\alpha/\sin\beta$
$h \rightarrow W^+W^-, ZZ$	$\sin(\beta - \alpha)$

La figure 1.8 montre ces corrections en fonctions de M_A entre autres, pour quatre valeurs de $\tan\beta$. Ne considérant que les cas où h se désintègre en deux photons par l'intermédiaire d'une boucle de quark t ou de bosons W^\pm , seuls les deux derniers facteurs de correction nous intéressent ici. Pour des valeurs de M_A supérieures à une centaine de GeV et des valeurs de $\tan\beta$ petites, ces corrections sont proches de 1 : h a alors les propriétés du boson de Higgs Standard.

C'est dans ce domaine de valeurs que réside l'intérêt de ce canal : la figure 1.9 montre la couverture de l'espace des paramètres $(M_A, \tan\beta)$ par le processus $h \rightarrow \gamma\gamma$ sans inclure la Production Associée, et la figure 1.10 en l'incluant, pour une et trois années de fonctionnement du détecteur ATLAS auprès du LHC.

La Production Associée permet donc d'étudier le domaine des faibles valeurs de $\tan\beta$ et des grandes valeurs de M_A . Cette étude peut de plus être faite en considérant le boson de Higgs comme Standard.

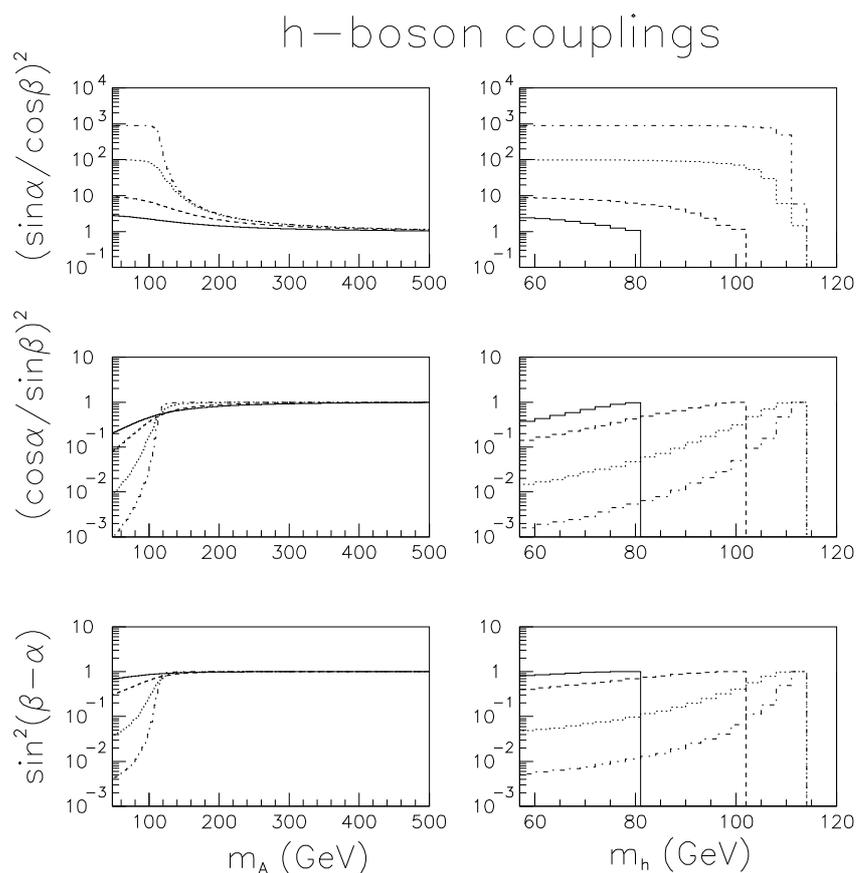


Figure 1.8: Facteurs de correction à appliquer aux couplages du boson de Higgs Standard pour obtenir le couplage du boson de Higgs h du MSSM : à gauche en fonction de M_A , à droite en fonction de M_h , pour quatre valeurs de $\tan\beta$ (— : $\tan\beta = 1, 5$; : $\tan\beta = 3$; ---- : $\tan\beta = 10$; -.-.-.- : $\tan\beta = 30$). (D’après [19]).

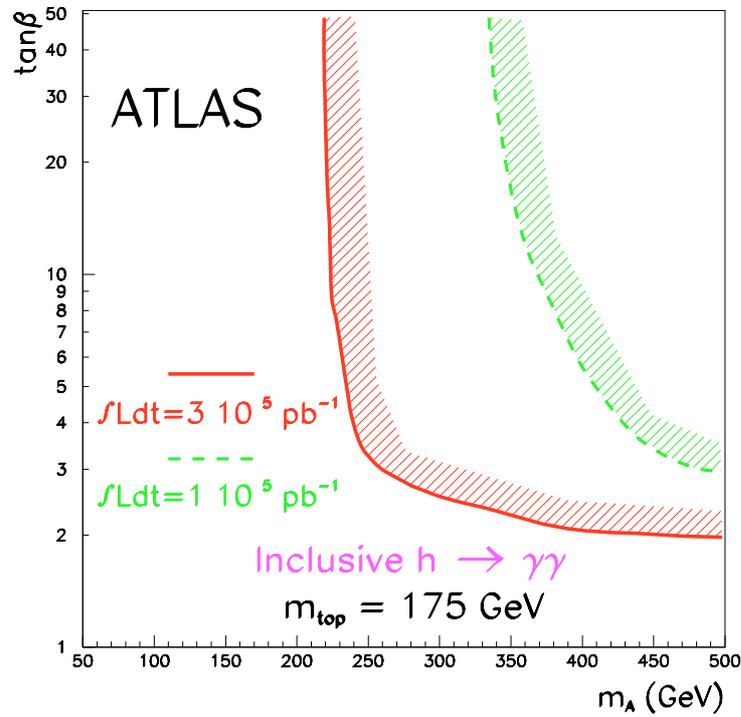


Figure 1.9: Couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres $(M_A, \tan\beta)$ par le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$ UNIQUEMENT (inclusif). (D'après [19]).

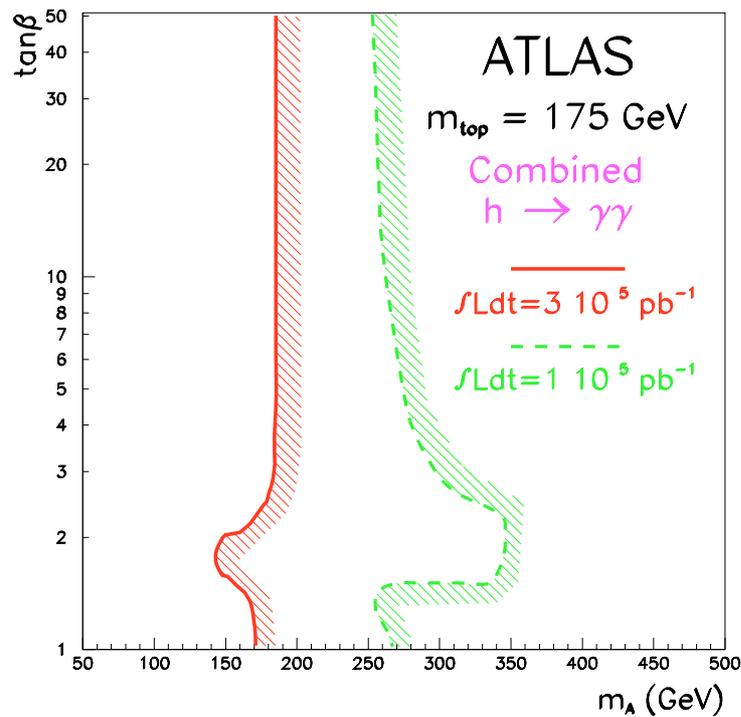


Figure 1.10: Couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres $(M_A, \tan\beta)$ par le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$, y compris la Production Associée. (D'après [19]).

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS.

2.1 Le collisionneur LHC

LHC [20] est l'acronyme anglais de Large Hadron Collider ou grand collisionneur de hadrons. Cet accélérateur, sera construit au CERN (Laboratoire Européen pour la Physique des Particules) près de Genève en Suisse. Le projet a été approuvé en Décembre 1994 par le Conseil du CERN.

2.1.1 Description

Le LHC prendra la suite du LEP (Large Electron-Positron collider: grand collisionneur d'électrons et de positrons), l'accélérateur actuellement en exploitation, dans le tunnel circulaire long de quelques 27 kilomètres. L'installation finale et les tests doivent démarrer dès le milieu de l'année 2004 pour conduire aux premières prises de données un an plus tard, au milieu de l'année 2005. Le LHC est un accélérateur circulaire de protons. Ces derniers sont produits puis pré-accélérés à l'aide du système déjà existant pour le LEP (Linac+booster+PS+SPS), pour être injectés à un énergie de 450 GeV dans le grand anneau, rassemblés en paquets de $1,05 \cdot 10^{11}$ protons. 2835 paquets, de forme oblongue, séparés d'une distance de 7,48 mètres, sont accélérés pour atteindre une énergie de 7 TeV par proton.

L'accélération est fournie par 1296 aimants supraconducteurs. D'une longueur de 14,2 mètres, un aimant dipolaire se compose principalement d'une culasse magnétique et d'une infrastructure cryogénique. La culasse produit un champ magnétique de 8,4 teslas dans deux tubes à vide situés au centre et séparés de 19,4 centimètres. Ils contiennent les faisceaux de protons, circulant en sens inverse. L'infrastructure cryogénique maintient, par une circulation d'hélium superfluide, la culasse à la température de 1,9 kelvins nécessaire à

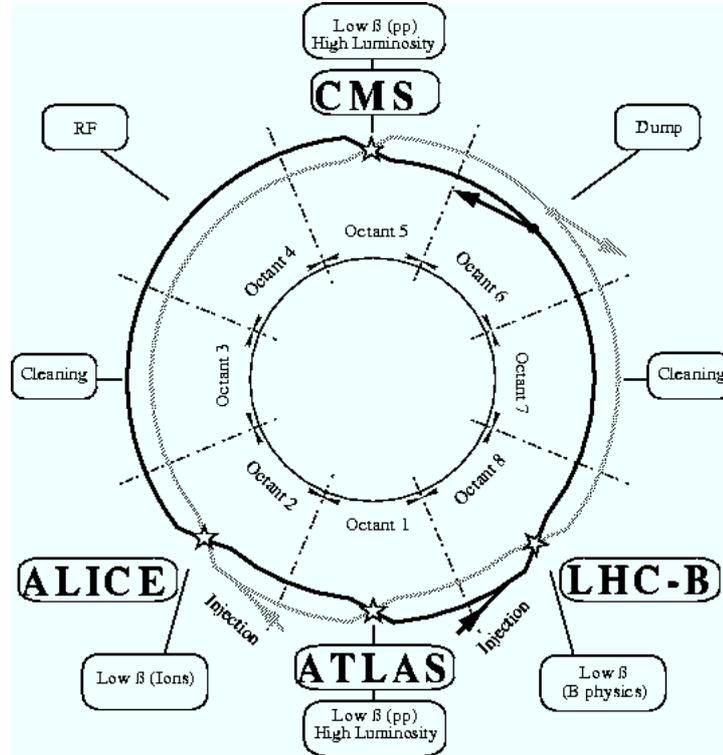


Figure 2.1: Implantation du LHC.

l'établissement de l'intense champ magnétique.

Dans des étapes ultérieures, il est prévu que le LHC soit un accélérateur d'ions Pb pour l'étude des interactions entre ions lourds, avec une énergie dans le centre de masse de 1150 TeV. Il est aussi réservé de la place dans le tunnel pour remonter l'appareillage du LEP en vue d'étudier les interactions électron–proton.

2.1.2 Des collisions proton–proton

En quatre points de l'anneau (voir la figure 2.1), les faisceaux se croisent et toutes les 25 nanosecondes deux paquets de protons entrent en collision.

La luminosité \mathcal{L} est la grandeur physique caractérisant les performances du collisionneur et intervenant dans le calcul du nombre d'interactions proton–proton produites lors des collisions. Un premier régime dit de “basse luminosité” ($\mathcal{L}_0/10$), d'une durée de trois ans, fera place au régime dit de “haute luminosité” telle que :

$$\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10^7 \text{ mb}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

En considérant une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, la luminosité intégrée est :

$$L_0 = \int_{10^7 \text{s}} \mathcal{L}_0 dt = 100 \text{ fb}^{-1}$$

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

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

Du fait de la forme oblongue des paquets de protons, la position du vertex est distribuée transversalement (dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux) avec des dispersions σ_x^{vertex} et σ_y^{vertex} faibles et longitudinalement (le long de l'axe des faisceaux incidents) avec une dispersion importante σ_z^{vertex} :

$$\sigma_x^{\text{vertex}} = \sigma_y^{\text{vertex}} = 15 \mu\text{m}$$

$$\sigma_z^{\text{vertex}} = 5,6 \text{ cm}$$

La section efficace totale des interactions proton–proton est :

$$\sigma_{\text{pp}, 14 \text{ TeV}}^{\text{TOTALE}} = 110 \text{ mb}$$

dont plus de la moitié correspond aux processus inélastiques qui nous intéressent :

$$\sigma_{\text{pp}, 14 \text{ TeV}}^{\text{inélastique}} = 70 \text{ mb}$$

Le nombre moyen N d'interactions inélastiques (événement dits de biais minimum) par croisement de paquets de protons s'exprime comme :

$$N = \sigma_{\text{pp}, 14 \text{ TeV}}^{\text{inélastique}} \times \mathcal{L} \times \Delta T$$

où ΔT est le temps moyen séparant deux paquets de protons. 25 nanosecondes n'est pas la valeur à considérer ici car il existe des temps morts durant le cycle de remplissage de l'anneau. ΔT est le rapport entre la durée d'une rotation d'un paquet de protons dans l'anneau (88924 nanosecondes) et le nombre de paquets présents dans l'anneau (2835), et vaut 31 nanosecondes. A basse et haute luminosité, on obtient :

$$N_{\mathcal{L}_0/10} = 2,2 \quad \text{et} \quad N_{\mathcal{L}_0} = 22$$

A haute luminosité, les détecteurs placés autour des points d'interactions auront donc à observer une vingtaine d'interactions simultanément (empilement

spatial). Les nombres moyens de particules neutres et chargées produites par interaction et par unité de rapidité¹ dans l'intervalle $|\eta| < 5$, sont :

$$\left(\frac{\Delta \mathcal{N}}{\Delta \eta} \right)_{|\eta| < 5}^{\text{neutre}} = 7,5 \text{ / interaction}$$

$$\left(\frac{\Delta \mathcal{N}}{\Delta \eta} \right)_{|\eta| < 5}^{\text{chargées}} = 9,1 \text{ / interaction}$$

Cela correspond à quelques 1600 particules neutres et 1900 chargées présentes dans le détecteur par interaction. Dans l'intervalle restreint $|\eta| < 2,5$, 90% des particules neutres sont des photons d'énergie transversale¹ moyenne $E_T = 235 \text{ MeV}$.

Un détecteur devra donc fonctionner en s'accommodant d'un fond de particules superposé aux particules provenant des processus rares recherchés. Ce fond engendre de plus un important niveau de radiation détériorant les matériaux et l'instrumentation des détecteurs.

Les variables de description des événements :

Les deux faisceaux de protons se rencontrant de plein fouet, on a une symétrie de type cylindrique : l'axe Oz d'un repère cartésien s'identifie naturellement à l'axe des faisceaux. Dans le plan transversal xOy , l'angle ϕ est utilisé.

L'angle entre la direction des faisceaux et celle d'une particule émergeant d'une interaction est nommé θ . Au lieu de θ , il est préférable d'utiliser η ou "pseudo-rapacité" car la section efficace des interactions inélastiques proton-proton a une distribution uniforme suivant cette variable :

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

Enfin, on parlera de quantité "transversale", comme la quantité de mouvement transversale p_T ou l'énergie transversale E_T :

$$p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}$$

$$E_T = \frac{E}{\operatorname{ch} \eta}$$

Ces quantités sont conservées par une transformation de Lorentz longitudinale (boost de Lorentz).

¹voir la définition plus loin.

2.2 La physique accessible au LHC

Les particules issues des collisions proton–proton, observées et enregistrées par les détecteurs, serviront d’une part à accroître notre connaissance actuelle du Modèle Standard :

- recherche et mesure de la masse du boson de Higgs, dans les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma, b\bar{b}, 4\ell$ en explorant un large intervalle allant de 80 GeV à 1 TeV
- physique du quark t: mesure précise de sa masse, production d’un boson de Higgs chargé par le processus $t \rightarrow bH^+$, mesure précise du rapport d’embranchement du canal $t \rightarrow bW$ complétée par la recherche de désintégrations rares du quark t
- physique des mésons beaux: mesures de paramètres de violation de CP dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0, \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi$, étude de désintégrations rares comme $B \rightarrow \mu^+\mu^-$

D’autre part, la “nouvelle physique”, hors de ce modèle, sera recherchée et testée :

- recherche de particules SuperSYmétriques;
- recherche de nouveaux bosons–vecteurs Z' et W' ;
- recherche de leptoquarks, particules se couplant à la fois aux leptons et aux quarks;
- recherche de sous–structure dans les quarks et/ou les leptons;
- production de paires de bosons pour l’étude des couplages à trois bosons pouvant faire apparaître des anomalies reliées au secteur de Higgs.

Mais le but principal reste la **Quête du boson de Higgs**, témoin de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible du Modèle Standard.

Pour cela, deux détecteurs ATLAS, support des études présentées dans cette thèse, et CMS[21] seront assemblés autour des points de rencontre des faisceaux de protons, comme indiqués sur la figure 2.1. Un troisième détecteur, du nom de LHC–B[22], étudiera les désintégrations des particules contenant le quark b (violation de CP, désintégrations rares) massivement produites dans les collisions proton–proton. Un quatrième et dernier, nommé ALICE[23], étudiera les états de la matière hautement condensée (plasma quark–gluon) dans les collisions d’ions lourds qui peuvent être aussi produites par le LHC.

2.3 Le détecteur ATLAS

ATLAS est l'abréviation de : A Toroidal LHC ApparatuS. Cette partie décrit ce détecteur.

2.3.1 But

ATLAS est conçu pour l'étude des processus de physique envisagés au paragraphe 2.2 précédent, dont les signatures impliquent la présence de photons, d'électrons, de muons et de jets, ainsi que d'énergie manquante.

Les différents sous-détecteurs sont dédiés à l'identification et la mesure de l'énergie et de la quantité de mouvement de ces particules, seuls ou en association, dans un milieu à haute activité. En particulier, il faut :

- un très bon calorimètre électromagnétique pour l'identification et la mesure des photons et électrons; associé au calorimètre hadronique, ils doivent posséder une excellente herméticité pour la mesure des jets et de l'énergie transversale manquante
- une reconstruction des trajectoires des particules (“tracking”) efficace à haute luminosité pour la mesure de la quantité de mouvement des leptons chargés, l'étiquetage des quarks b et l'augmentation du pouvoir d'identification des photons et des électrons; à basse luminosité, une reconstruction efficace du vertex de l'interaction dans le cas de la production de saveurs lourdes et de τ
- une mesure indépendante et précise de la quantité de mouvement des muons à haute luminosité; une capacité à mesurer les muons de basse quantité de mouvement transversale à basse luminosité
- une couverture spatiale en η la plus large possible
- une capacité à mesurer les particules de basse quantité de mouvement transversale

2.3.2 Description globale

Le détecteur ATLAS possède la symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux incidents (voir la figure 2.2). Ses caractéristiques extérieures sont résumées dans le tableau 2.1. La partie centrale est appelée tonneau. Elle est complétée de part et d'autre par deux bouchons afin de couvrir la quasi-totalité de l'angle solide autour des interactions. Deux systèmes d'aimant

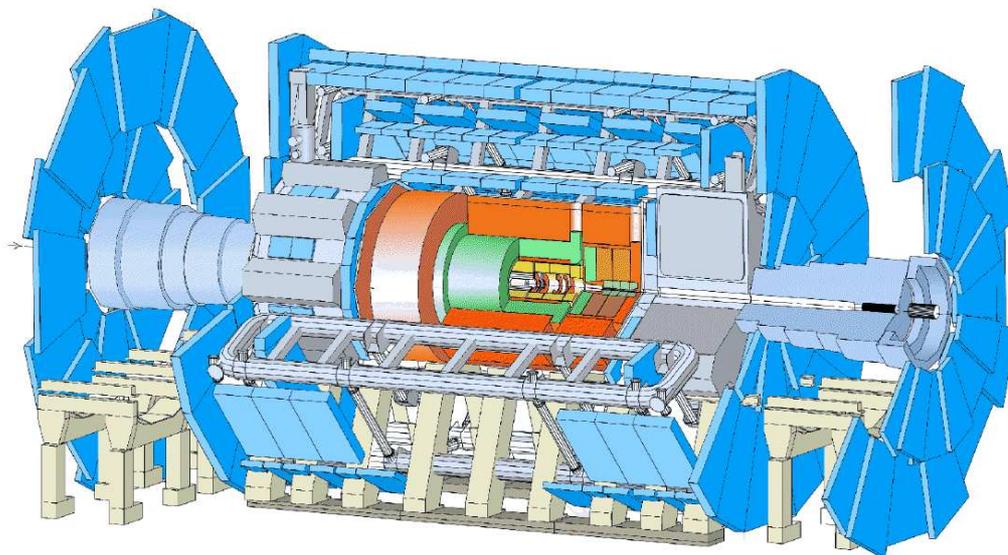


Figure 2.2: Vue générale du détecteur ATLAS.

sont inclus pour courber les trajectoires de particules chargées afin de mesurer leur quantité de mouvement.

En partant du centre du détecteur ATLAS, on trouve les sous-détecteurs et aimants suivants : le détecteur interne, un aimant de type solénoïde, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et enfin le spectromètre à muons avec son système d'aimant à champ toroïdal.

Les paragraphes suivants décrivent les différents sous-détecteurs de façon plus ou moins complète. Tous les détails sont regroupés dans les récentes

Tableau 2.1: Caractéristiques générales du détecteur ATLAS.

Longueur (m)	Diamètre (m)	Masse (tonnes)
~ 50	~ 25	~ 7000

publications de la collaboration ATLAS sous forme de Rapports Techniques de Conception ou TDR (Technical Design Report) [24]–[33] qui marquent une étape décisive dans la conception et la construction du détecteur.

2.3.3 Le détecteur interne

Rôles

La tâche assignée au détecteur interne est la reconstruction des traces laissées par les particules chargées et des vertex de chaque événement avec le maximum d’efficacité et de précision.

A basse luminosité, il doit aussi mesurer les vertex secondaires des particules à faible durée de vie comme les mésons beaux et le τ .

A haute luminosité, il doit s’accommoder du nombre important de particules chargées provenant d’une moyenne de 22 interactions proton–proton réparties dans le centre du détecteur.

Il couvre la région $|\eta| < 2,5$, région dédiée aux mesures de précision.

Description

Le détecteur interne est un ensemble de trois détecteurs : le détecteur à pixels, le SCT (SemiConductor Tracker) et le TRT (Transition Radiation Tracker), rassemblés dans un cylindre de 7 mètres de long et de 1,15 mètres de rayon (Fig. 2.3). Dans la partie tonneau ($|z| < 80$ cm, $|\eta| < 1$), les couches des différents détecteurs sont des cylindres concentriques. Dans chaque bouchon ($80 < |z| < 700$ cm, $1 < |\eta| < 2,5$), les couches sont des roues centrées sur l’axe des faisceaux, à différentes distances du centre du détecteur.

Le détecteur à pixels, le plus proche des interactions, comprend trois cylindres et quatre roues. Le premier cylindre se trouve à 4 centimètres de l’axe des faisceaux. Chaque cylindre ou roue est une matrice de silicium finement segmentée (pixels). Dans les coordonnées $R\phi$ et z , il donne trois points très précis par trace et permet la détermination de la position des vertex secondaires.

Ensuite vient le SCT avec quatre cylindres et neuf roues. Le premier cylindre a un rayon de 30 centimètres. Cylindres et roues sont formés de micro-pistes au silicium. Un point est reconstruit grâce au croisement de deux micro-pistes. Il donne quatre points de mesure par trace, dans les coordonnées $R\phi$ et z , pour contribuer à la mesure de la quantité de mouvement de la particule associée à la trace, à la mesure du vertex de l’interaction et du paramètre d’impact des particules issues d’un vertex secondaire. Il contribue aussi à l’identification des particules.

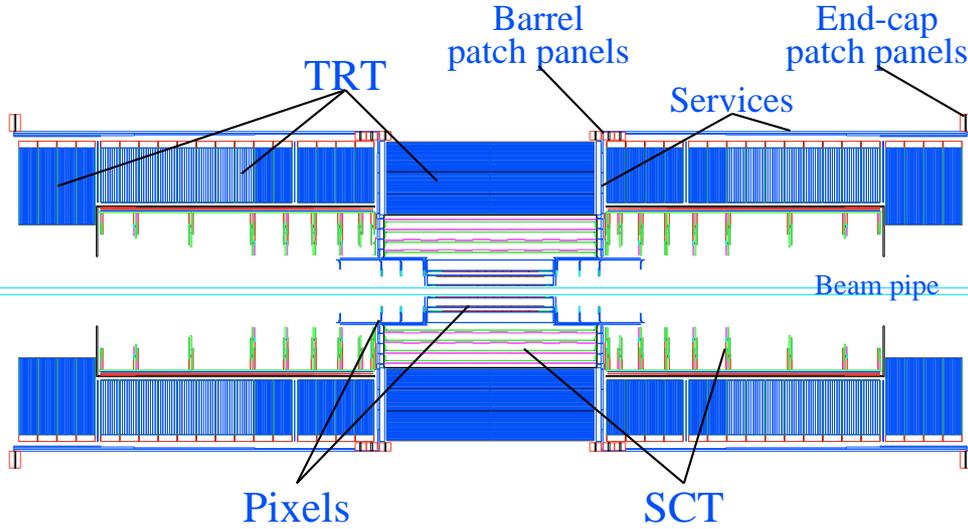


Figure 2.3: Coupe longitudinale du détecteur interne.

Enfin, le TRT consiste en un ensemble de tubes à dérive de quatre millimètres de diamètre, parallèles aux faisceaux dans le tonneau, orientés radialement dans les bouchons. Les premiers tubes du tonneau se trouvent à un rayon de 56 centimètres. Les 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. Les tubes mesurent le rayonnement de transition (rayonnement dans le domaine des X) produit par le passage des particules dans le matériau radiateur les séparant. Ce rayonnement étant typique de la particule à son origine, le TRT contribue à l'identification des électrons.

Performances attendues

La précision avec laquelle le vertex primaire est mesuré dépend de η et du type de détecteur. Typiquement, des résolutions en z de 60 micromètres pour la partie pixels et 580 microns pour le SCT, permettent à basse luminosité de résoudre la position du vertex de l'interaction.

La résolution sur de grandes valeurs de quantité de mouvement va 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 $|\eta| = 2,5$.

2.3.4 Le solénoïde

Situé dans la partie tonneau d'ATLAS, immédiatement après le détecteur interne, le solénoïde délivre à ce dernier un champ magnétique axial de 2 teslas (lignes de champ parallèles à l'axe des faisceaux). Sa longueur est de 5,3 mètres pour un rayon de 1,20 mètres. Le champ magnétique courbe la trajectoire des particules chargées dans le plan transversal aux faisceaux, rendant possible la mesure de l'impulsion par le détecteur interne. De plus, les particules chargées de très faible impulsion transversale ($p_T < 360$ MeV) sont rejetées dans le conduit amenant les faisceaux et ne contribuent pas au fond constant d'énergie présent dans le détecteur.

Utilisant la technologie supraconductrice, le solénoïde est inclus dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

2.3.5 Calorimétrie électromagnétique

Rôle

Le système de calorimètres électromagnétiques doit répondre à un grand nombre d'exigences, principalement dictées par les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e^\pm$. Il doit assurer :

- une large couverture en η afin de recueillir le maximum d'événements rares comme $H \rightarrow \gamma\gamma, 4e^\pm$ avec une grande précision ($|\eta| \leq 2,5$), de reconstruire les jets en partie contenus dans ce calorimètre et de mesurer l'énergie transversale manquante
- la reconstruction d'électrons dont l'énergie est comprise entre quelques GeV (canal $H \rightarrow 4e^\pm$) jusqu'à 5 TeV (désintégration du Z' et du W')
- une excellente résolution en énergie, qui ne doit pas dépasser 1% pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma, 4e^\pm$: dans le domaine de masse 80–180 GeV, la largeur de désintégration du boson de Higgs étant très étroite (Fig. 1.5), la résolution sur la mesure de sa masse est complètement dominée par la résolution expérimentale
- une excellente détermination de la direction des gerbes électromagnétiques : notamment pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ afin que l'incertitude sur la masse reconstruite des deux photons ne soit pas dominée par l'incertitude sur l'angle entre les deux photons. A haute luminosité, la présence d'un électron de grande quantité de mouvement transversale accompagnant les deux photons issus du boson de Higgs permet de remonter au vertex initial : c'est le cas pour le canal dit de Production Associée qui est étudié dans cette thèse

- une excellente séparation photon–jet afin de réduire les bruits de fond jet–jet et photon–jet au processus $H \rightarrow \gamma\gamma$
- une excellente séparation électron–jet afin d’identifier efficacement les électrons isolés de grande quantité de mouvement transversale, dont le taux de production est cinq ordres de grandeur plus faible que celui de jets de quantité de mouvement transversale équivalente

Le calorimètre devra de plus résister aux radiations, vus les flux de particules attendus.

Description

Le calorimètre électromagnétique mesure la position et l’énergie des photons et électrons par échantillonnage de la gerbe produite dans ce détecteur : un milieu absorbeur, matériau dense où la gerbe se développe, alterne avec un milieu détecteur, milieu ionisé par le passage des particules de la gerbe. La technologie choisie emploie de l’argon liquide comme milieu détecteur et du plomb comme milieu absorbeur. L’argon, liquide, a l’avantage de s’homogénéiser sur l’ensemble du calorimètre et il est résistant aux radiations. Une électrode de lecture s’insère parallèlement entre deux absorbeurs : elle recueille le signal électrique produit par influence par la dérive des électrons d’ionisation, sous l’action d’un champ électrique uniforme et perpendiculaire au plan de l’électrode et de l’absorbeur (voir le détail au paragraphe 3.1). Le temps de dérive typique est de 600 nanosecondes.

La géométrie spéciale en accordéon des électrodes et des absorbeurs (Fig. 2.4) permet d’avoir une couverture azimutale (en ϕ) totale, en gardant constante la distance entre absorbeur et électrode (2 millimètres) et ce quel que soit le rayon.

Le calorimètre est constitué de deux demi–tonneaux (Fig. 2.5) couvrant la région $|\eta| < 1,475$ et de deux bouchons (Fig. 2.6) couvrant la région $1,375 < |\eta| < 3,2$. Un cryostat englobe l’ensemble du tonneau pour le maintenir à la température de l’argon liquide. Il inclut l’aimant solénoïdale. Chaque bouchon a son propre cryostat incluant un calorimètre hadronique à argon liquide et le calorimètre avant, couvrant les grandes valeurs de η ($3,2 \leq |\eta| \leq 5$). L’ensemble est contenu dans un cylindre de 2,25 mètres de rayon externe pour une longueur de 13,3 mètres.

Dans la partie $|\eta| < 2,5$ servant aux mesures de précision, les électrodes sont segmentées radialement en trois compartiments afin de mieux mesurer les gerbes électromagnétiques (Fig. 2.7). Un premier compartiment, le plus proche de l’axe des faisceaux, court, équivalant à $6 X_0^2$ (incluant la matière inac-

² X_0 : longueur de radiation

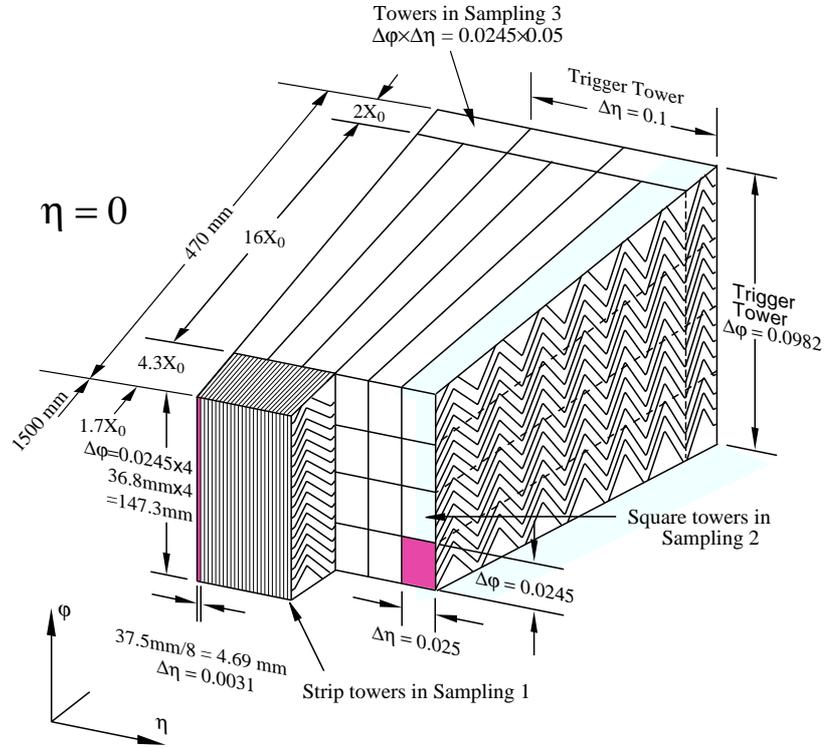


Figure 2.4: Vue schématique partielle d'un secteur angulaire du calorimètre électromagnétique tonneau.

tive en amont) quel que soit η , est finement segmenté en η par pas de 4 millimètres (“strips”), afin de déterminer très précisément la position en η et l’allure du pied de gerbe (critère discriminant une gerbe produite par un seul photon d’une gerbe produite par deux photons très proches issus de la désintégration d’un π^0). Un deuxième compartiment plus long, $16 X_0$ diminuant pour η augmentant, contient la plus grande partie de la gerbe : il permet la mesure de son énergie et fournit un deuxième point (barycentre des énergie des cellules touchées par la gerbe) pour la détermination sa direction. Sa segmentation en η est huit fois plus grossière que le premier compartiment. Ces deux premiers compartiments sont suffisants pour mesurer avec précision des gerbe d’énergie transversale inférieure à 50 GeV. Enfin, un dernier compartiment recueille la fin des gerbes de haute énergie. Sa longueur varie entre $2 X_0$ à $\eta=0$ et $12 X_0$. Sa segmentation en η est deux fois plus grossière que le deuxième compartiment.

Le calorimètre électromagnétique représente ainsi un minimum de $24 X_0$ quel

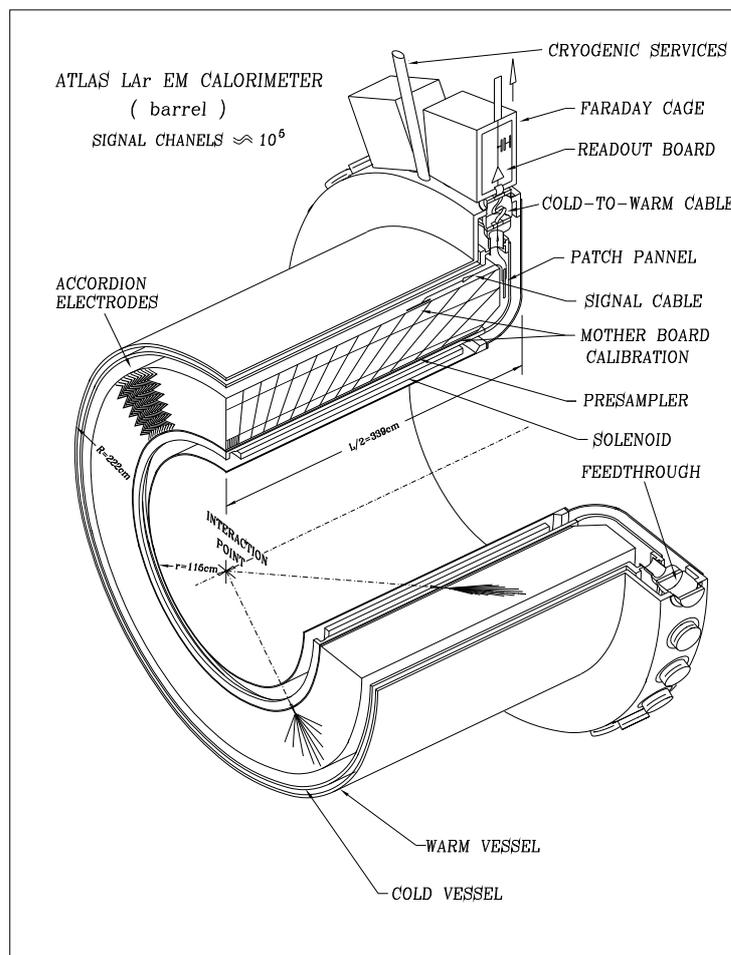


Figure 2.5: Vue éclatée d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique dans le cryostat.

que soit η , nécessaires pour contenir la totalité de toute gerbe électromagnétique.

La segmentation latérale, en η , des électrodes est pointante dans la direction du centre du détecteur : une particule venant du centre du détecteur ne touche qu'une seule segmentation de chaque compartiment. Les différentes granularités en η et ϕ ainsi définies sont indiquées dans le tableau 2.2 pour le tonneau et les bouchons.

Une "cellule" est définie comme le rassemblement de 4 interstices d'argon liquide, lue par 4 électrodes en ϕ et correspond en η à une segmentation dans le deuxième compartiment. Une cellule équivaut à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$, ce qui représente une surface de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ à $\eta=0$.

Les signaux électriques issus des segmentations de chaque électrode sont rapa-

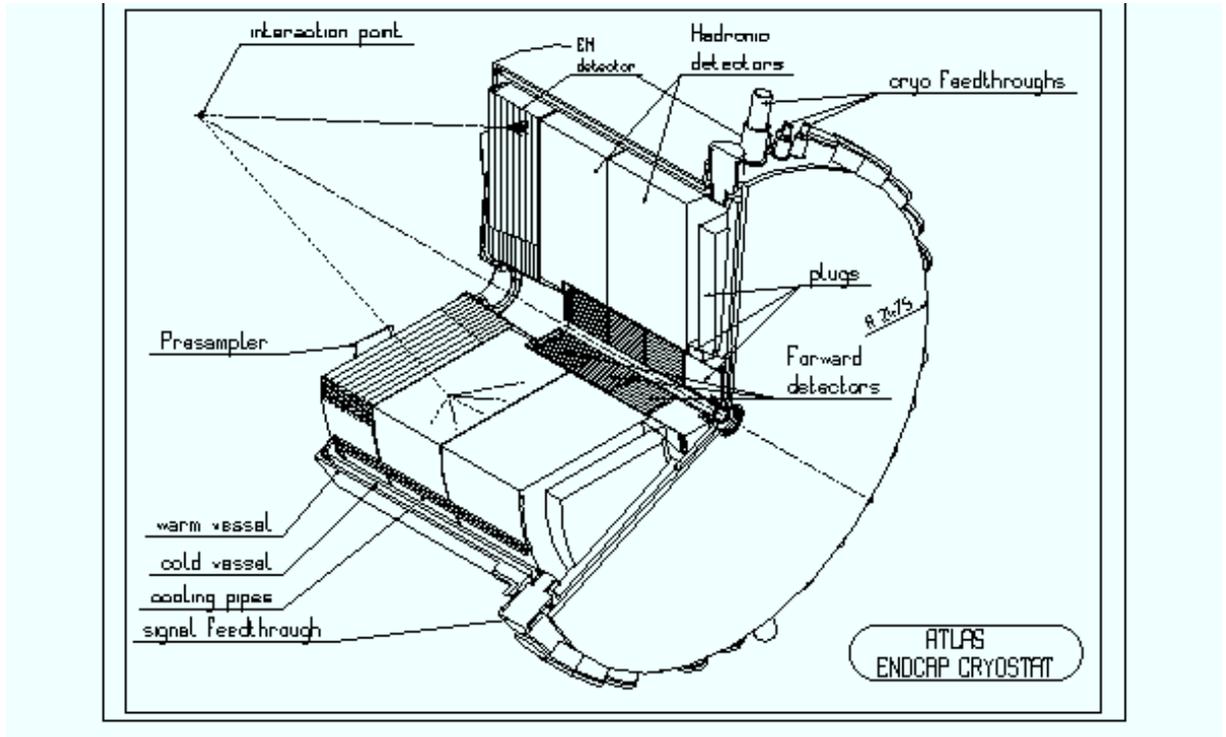


Figure 2.6: Vue éclatée d'un bouchon : le cryostat contient les calorimètres électromagnétique, hadronique et avant.

triés aux deux extrémités radiales et sommés en cellules. Cette configuration n'entraîne pas de zone d'ombre en ϕ , due à la présence d'instrumentation. Ce sont quelques 174 000 voies d'électronique qui sortent du calorimètre électromagnétique.

Cependant, la région $1,37 < |\eta| < 1,52$ est particulièrement hostile aux mesures de précision car la mesure de l'énergie y est dégradée. A partir de $\eta = 1,37$, la profondeur effective du calorimètre électromagnétique tonneau commence à diminuer (Fig. 2.9), contenant de moins en moins les gerbes des photons. Cet effet s'estompe à la fin de la partie tonneau, à $\eta = 1,475$. Mais alors, photons et électrons traversent une quantité de matière beaucoup plus importante (Fig. 2.8), atteignant $7 X_0$, causée par la présence des cryostats des parties tonneau et bouchon et de câbles et châssis électroniques : les gerbes électromagnétiques démarrent bien avant la partie bouchon du calorimètre électromagnétique et sont donc mal mesurées.

La figure 2.9 présente une vue en coupe de l'implantation du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.

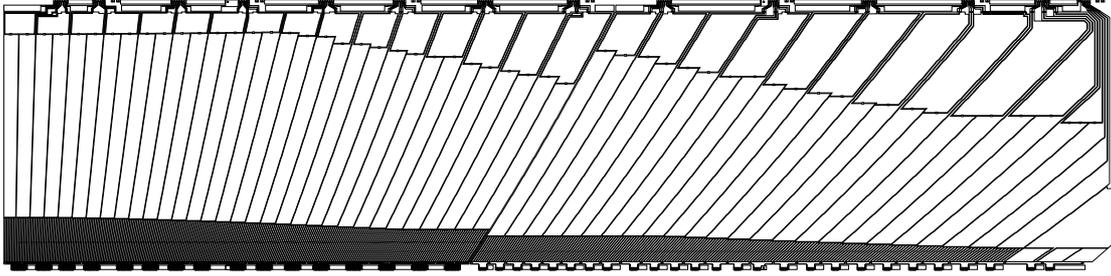


Figure 2.7: Vue d'une électrode d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique avec sa segmentation (avant pliage en accordéon).

Tableau 2.2: Granularités ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) du calorimètre électromagnétique pour la zone $|\eta| < 2,5$.

Compartiment	Tonneau		Bouchon	
1	0,003×0,1	$ \eta < 1,475$	0,025×0,1	$1,375 < \eta < 1,5$
			0,003×0,1	$1,5 < \eta < 1,8$
			0,004×0,1	$1,8 < \eta < 2,0$
			0,006×0,1	$2,0 < \eta < 2,5$
			0,1 × 0,1	$2,5 < \eta < 3,2$
2	0,025×0,025	$ \eta < 1,475$	0,025×0,025	$1,375 < \eta < 2,5$
			0,1 × 0,1	$2,5 < \eta < 3,2$
3	0,05×0,025	$ \eta < 1,475$	0,05 × 0,025	$1,5 < \eta < 2,5$

Performances attendues

La résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage s'exprime à l'aide d'une somme quadratique de trois termes, notée $\sigma_E = a\sqrt{E} \oplus b \oplus cE$ que l'on trouve plus souvent écrit comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où :

- a appelé terme d'échantillonnage, traduit les fluctuations sur le processus d'échantillonnage de la gerbe lors de son développement dans le milieu absorbeur

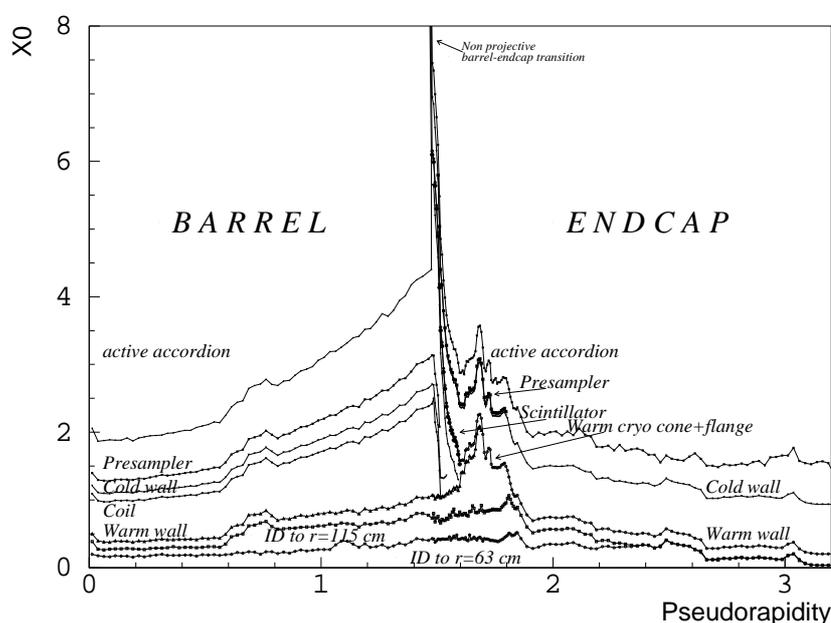


Figure 2.8: Matière inactive (en nombre de X_0) devant le calorimètre électromagnétique, en fonction de η .

b traduit le bruit engendré par l'électronique de lecture et celui dû au fond constant d'énergie déposé par les événements de biais minimum à haute luminosité

c appelé terme constant, traduit toute autre imperfection dans le calorimètre

Dans la zone de mesure de précision ($|\eta| < 2,5$), la valeur de ces paramètres est contrainte afin d'obtenir une résolution sur la masse du boson de Higgs de l'ordre du pourcent.

A haute énergie, c'est le terme constant c qui domine. Il ne doit pas dépasser 0,7%. Il reflète, entre autres, les imperfections mécaniques comme la non-uniformité de l'espace entre absorbeur et électrode, la non-homogénéité de l'argon liquide provoquée par des impuretés, la fuite de gerbes se développant aux frontières du calorimètre ou la qualité de l'étalonnage (relation entre l'énergie de la gerbe et l'énergie reconstruite). En particulier, la contribution au terme c , quadratiquement parlant, de l'étalonnage de la chaîne électronique de lecture ne devra pas dépasser 0,25%.

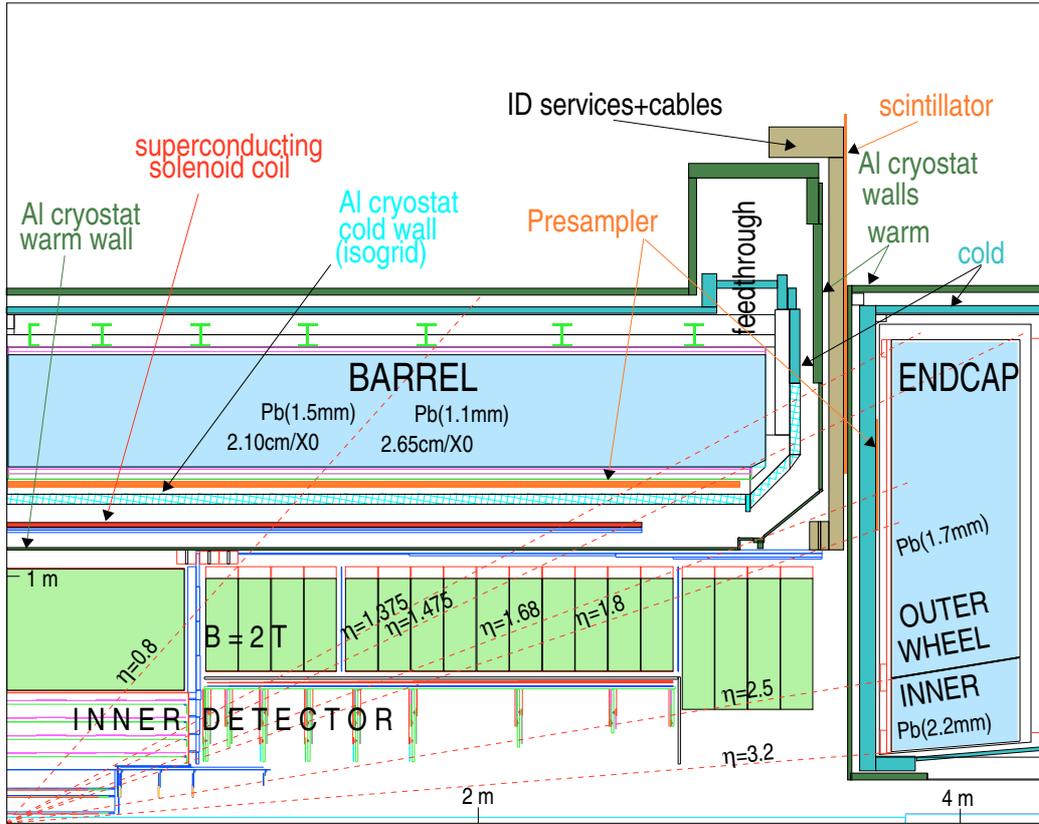


Figure 2.9: Demi-coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS : détecteur interne + calorimètre électromagnétique.

A basse énergie, c'est le terme d'échantillonnage qui domine. De même, il ne doit pas dépasser 10%. Dans la partie tonneau, il varie comme $\cosh \eta = 1/tg\theta$: l'épaisseur apparente de plomb des absorbeurs augmente quand η augmente (θ diminue). En outre, les gerbes de basse énergie sont d'autant mieux mesurées que le rapport d'échantillonnage³ est faible : il a donc été choisi de diminuer l'épaisseur de plomb dans les absorbeurs à $\eta=0,8$.

De plus, la présence non-négligeable de matière inactive en amont du calorimètre ($1,8 X_0$ à $\eta=0$, $2 X_0$ à $\eta=1,8$) constituée par le détecteur interne, le solénoïde et le cryostat, peut provoquer un départ de gerbe en-dehors de celui-ci et dégrader la mesure des gerbes de basse énergie.

Un pré-échantillonneur de gerbe a donc été rajouté sur l'intervalle $|\eta| < 1,8$ afin d'évaluer la perte. Il consiste en une couche active d'argon liquide de 1,1 (0,5) centimètres dans le tonneau (bouchon), de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi =$

³nombre de X_0 par unité de longueur

0,025×0,1, tenant compte de l'expansion azimutale de la gerbe due au champ magnétique.

Le terme b dépend essentiellement du nombre de cellules utilisées pour reconstruire la gerbe. Typiquement, pour une configuration $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ cellules, les contributions du bruit d'empilement et du bruit d'électronique atteignent 300 MeV et 250 MeV, soit un terme b d'une valeur de 400 MeV.

En ce qui concerne la mesure de l'angle θ entre l'axe des faisceaux et la direction d'une gerbe, la résolution globale suivante permet d'atteindre l'objectif fixé :

$$\sigma_\theta \sim \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$$

2.3.6 Calorimétrie hadronique

Rôle

Les tâches principales de la calorimétrie hadronique sont :

- l'identification et la mesures des jets, sur un large intervalle en η ;
- la reconstruction précise de la masse de deux jets dans le cadre de l'étude du quark t et d'un boson de Higgs lourd ;
- la reconstruction précise de l'énergie transversale manquante dans le cadre de la recherche d'un boson de Higgs lourd et de particules SuperSYmétriques.
- la mesure des muons de basse impulsion transversale

Description

Deux types de calorimètre forment le système de calorimétrie hadronique de ATLAS. Tous deux utilisent la technique de l'échantillonnage.

La partie tonneau comprend un tonneau central, équivalent au tonneau électromagnétique, prolongé de part-et-d'autre par un tonneau étendu. Du scintillateur est utilisé comme milieu détecteur, inclus dans une matrice en fer qui joue le rôle de milieu absorbeur et sert au retour des lignes du champ magnétique solénoïdal. La figure 2.10 montre l'agencement des tuiles de scintillateur dans la matrice en fer pour un module. L'ensemble des 2×64 modules forme le tonneau central, inclus dans un cylindre de 2,28 mètres de rayon interne et de 4,23 mètres de rayon externe, superposé au tonneau

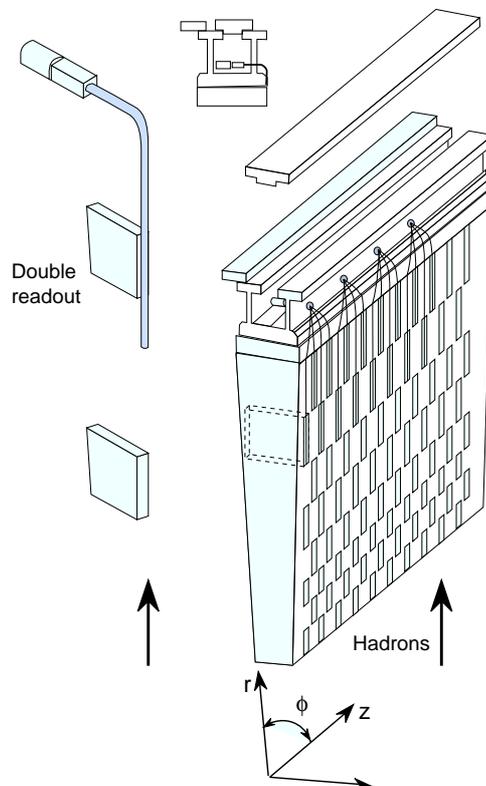


Figure 2.10: Principe du calorimètre hadronique de la partie tonneau.

électromagnétique, et couvre l'intervalle $|\eta| < 1,6$. Comme pour le tonneau électromagnétique, la segmentation en η est pointante dans la direction du point d'interaction et trois compartiments existent radialement. La granularité ainsi obtenue est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ pour les deux premiers compartiments et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$ pour le dernier. La mesure des jets ne demande pas autant de précision que celle des photons et des électrons. De l'ordre de 10 000 voies d'électronique sortent du tonneau hadronique.

Dans la partie bouchon, s'insérant à l'intérieur de la partie tonneau étendu, c'est la technologie argon-liquide qui a été adoptée avec du cuivre comme milieu absorbant. Chaque bouchon de ATLAS est inclus dans un cryostat englobant les différents types de sous-détecteur. L'intervalle $1,5 < |\eta| < 3,2$ couvert par la partie hadronique consiste en deux cylindres de même diamètre, placés l'un derrière l'autre mais ne possédant pas la même granularité. L'intervalle $3,1 < |\eta| < 4,9$ est occupé par le calorimètre avant qui assure une bonne hermi-

ticité au détecteur entier. De par sa situation, il recueille une quantité très importante de particules : le tungstène, matériau très dense, est utilisé comme absorbeur.

Performances attendues

La résolution en énergie nécessaire pour traiter les canaux incluant des jets est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad |\eta| < 3$$

$$\frac{\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad 3 < |\eta| < 5$$

(Terme en $1/E$ correspondant au bruit d'électronique non inclus).

2.3.7 Spectromètre à muons

Rôle

Le spectromètre doit identifier et reconstruire la trace des muons le traversant, pour mesurer avec une grande précision leur quantité de mouvement. Un large intervalle en η doit être couvert afin de prendre en compte le maximum d'événements tels que la désintégration du boson de Higgs, standard ou SUPER-Symétrique, contenant deux ou quatre muons, ou la désintégration du boson Z' (resp. W') en deux (resp. un) muon(s).

Description

C'est le plus important sous-détecteur par sa taille : il couvre l'espace entre les rayons 4,5 mètres et 11 mètres et mesure 23 mètres de long. Situé après le calorimètre hadronique, il se compose d'un tonneau et de deux bouchons. Le tonneau se compose de trois couches cylindriques de chambres à muons de rayons différents et ayant pour axe les faisceaux de protons, couvrant l'intervalle $|\eta| < 1$. Il est baigné dans un champ magnétique toroïdal (décrit au paragraphe suivant). Chaque bouchon se compose de trois roues centrées sur l'axe des faisceaux, à des distances différentes du centre du détecteur et couvre l'intervalle $1 < |\eta| < 2,7$. La figure 2.11 montre l'agencement des chambres.

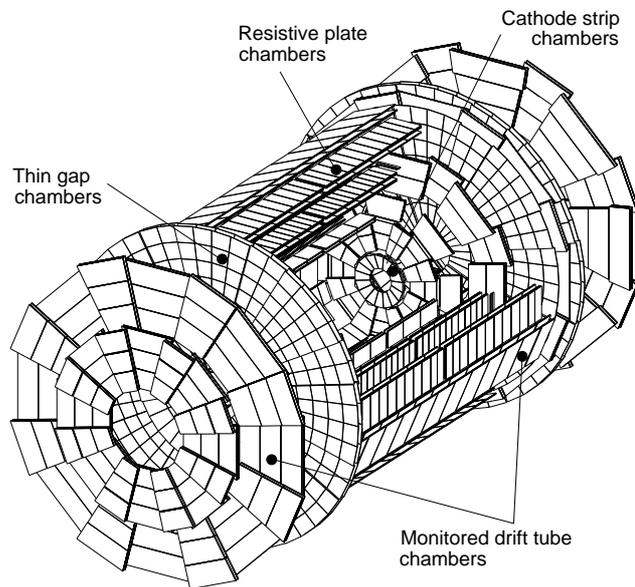


Figure 2.11: Spectromètre à muons : agencement et répartition des différents types de chambres.

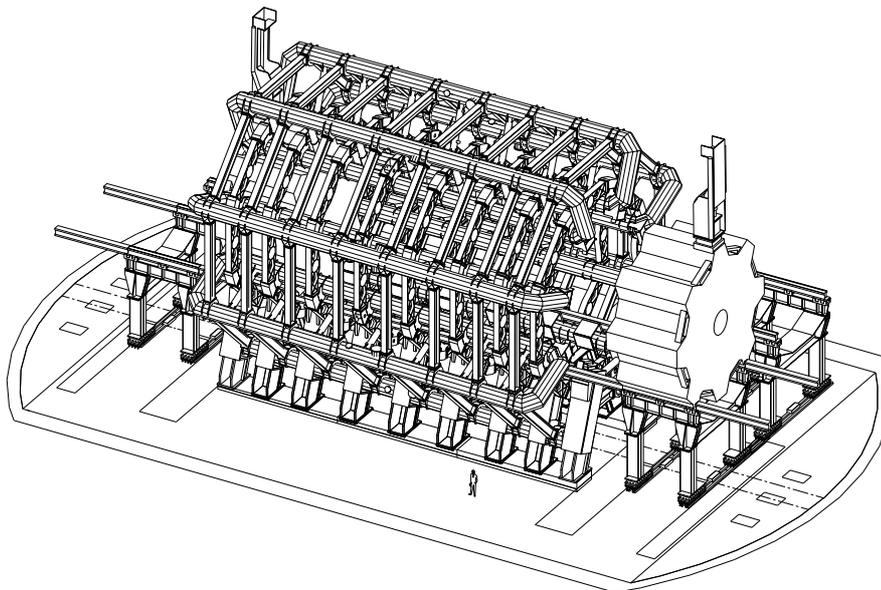


Figure 2.12: Toroïde à air : aimants et structure mécanique.

Performances attendues

Sur l'intervalle $|\eta| < 2,7$, la résolution nécessaire sur la mesure de l'impulsion transversale des muons est :

$$\frac{\Delta_{p_T}}{p_T} \simeq 1\%$$

pour des valeurs d'impulsion transversale allant jusqu'au TeV.

2.3.8 Le toroïde à air

Faisant partie intégrante du spectromètre à muons, ce système d'aimants délivre un champ magnétique dont les lignes forment des cercles centrés sur l'axe des faisceaux. Son intensité ($\int B \, dl$) varie entre 2 et 6 (resp. 4 et 8) teslas.mètres pour la partie tonneau (resp. bouchon). Le champ magnétique toroïdal courbe les trajectoires des muons dans un plan contenant l'axe des faisceaux.

Huit aimants supraconducteurs de forme générale rectangulaire sont disposés radialement enfermés chacun dans leur cryostat. Ils mesurent 25,6 mètres de long pour un rayon interne de 5 mètres et un rayon externe de 10 mètres. La même technique est utilisée pour les bouchons mais il n'y a qu'un seul cryostat de 10,7 mètres de diamètre par bouchon. La figure 2.12 montre l'ensemble des aimants ainsi que la structure mécanique complexe qui doit maintenir le tout et résister aux contraintes magnétiques.

2.4 Identification de particules. Réjection des jets

L'identification des particules est la première étape dans toute analyse des interactions. Chaque sous-détecteur est dédié à la reconnaissance d'un type de particule (électron et photon avec le calorimètre électromagnétique, muon avec le spectromètre) mais leur combinaison accroît les performances.

En considérant qu'un jet dépose une quantité plus ou moins importante de son énergie dans le calorimètre électromagnétique, il peut être confondu avec un photon ou un électron. Même si la probabilité semble faible (il suffit dans un premier temps d'inspecter les cellules du calorimètre hadronique qui sont dans le prolongement de la gerbe électromagnétique), le fort taux de production de jets dans les collisions proton-proton fait que des événements parasites peuvent créer un bruit de fond aux événements recherchés, constituant le signal.

Ce paragraphe rapporte les moyens de minimiser cette probabilité (voir le

chapitre 4 dans [24]). Les efficacités d'identification des photons et des électrons attendues sont données, ainsi que la réjection qui leur est associée. La réjection est définie comme l'inverse de la probabilité d'identifier un jet comme un photon ou un électron.

L'efficacité d'identification des muons est aussi donnée.

2.4.1 Photons

Dans une première étape, les informations des calorimètres électromagnétique et hadronique sont utilisées pour distinguer un photon d'un jet.

Constatant qu'une gerbe de jet a une extension spatiale beaucoup plus large que celle d'une gerbe de photon et un profil longitudinal différent, qu'elle peut déborder dans le calorimètre hadronique, les critères suivants éliminent une première partie des jets :

- l'énergie transversale déposée dans le calorimètre électromagnétique dans une zone de 3×5 cellules en $\eta \times \phi$ doit dépasser un certain seuil : $E_{EM}^{3 \times 5} > E_{EM}^{\min}$
- l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique dans 2×2 cellules ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0, 2 \times 0, 2$) dans le prolongement de la gerbe développée dans le calorimètre électromagnétique doit être au-dessous d'un certain seuil (fuites hadroniques) : $E_{hadr}^{2 \times 2} < E_{hadr}^{\max}$
- un critère d'isolation doit être respecté, portant sur l'extension spatiale de la gerbe : la quantité $(E_{EM}^{7 \times 7} - E_{EM}^{3 \times 5})/E_{gerbe}$ ne doit pas dépasser une valeur maximum
- les quatre cellules les plus énergétiques doivent contenir plus d'un certain pourcentage de l'énergie totale déposée par la gerbe (densité)
- la largeur de la gerbe doit être compatible avec une largeur de gerbe électromagnétique typique d'un photon

Les jets survivants à ces critères de sélection sont ceux qui se sont fragmentés en un mésons π^0 (mais aussi η , ω ou η') qui se désintègrent dans près de 99% des cas en deux photons très proches spatialement, simulant la présence d'un seul photon dans le calorimètre électromagnétique. Les informations données par le premier compartiment finement segmenté ("strips") du calorimètre électromagnétique sont alors utilisées :

- le strip central (défini comme le strip dans lequel la gerbe a déposé le plus d'énergie) est localisé et un deuxième maximum proche est recherché, reflétant la présence de deux photons proches provenant d'un π^0 ;

- la distribution de la quantité $(E_{\text{strip}}^{\text{central}\pm 3} - E_{\text{strip}}^{\text{central}\pm 1})/E_{\text{strip}}^{\text{central}\pm 1}$ a une valeur moyenne plus faible pour les gerbes de photons que pour celle de mésons ; la définition d'une valeur maximum permet de rejeter des π^0 supplémentaires ;
- enfin, la largeur de la gerbe est calculée à partir de 3 strips (strip central ± 1 strip); la distribution de cette largeur en fonction de la position de la gerbe calculée dans le strip central permet de dégager un critère supplémentaire de sélection.

L'ensemble des critères précédents est optimisé (voir les paragraphes 4.1 et 4.2 de [24]) pour conserver une efficacité de reconstruction par photon d'impulsion transversale supérieure à 25 GeV, dans le processus $H \rightarrow \gamma\gamma$ de :

$$\varepsilon_{\gamma} = 80\% \quad (p_{\text{T}}^{\gamma} > 25 \text{ GeV})$$

et conduit à une réjection moyenne :

$$R_{\gamma/\text{jet}} = 5000 \quad (p_{\text{T}}^{\gamma} > 25 \text{ GeV})$$

Ces valeurs seront utilisées pour l'étude du canal dit de Production Associée. L'efficacité de reconstruction par photon aurait été altérée si les photons convertis en paires électron-positron avant le calorimètre électromagnétique n'avaient pas été pris en compte. Les gerbes électromagnétiques associées à ces événements présentent en effet deux maxima en énergie proches, dus à l'électron et au positron séparés par le champ magnétique axial baignant le détecteur interne. Cette difficulté est résolue en utilisant la capacité du détecteur interne à reconstruire les photons convertis, si la conversion a eu lieu à un rayon inférieur à 80 centimètres : après localisation d'une gerbe dans le calorimètre électromagnétique, un algorithme identifie les conversions possibles en cherchant deux traces de charges opposées débutant au sein du détecteur interne. La quantité de mouvement transversale de la paire de traces est ensuite reconstruite et comparée à l'énergie transversale de la gerbe électromagnétique associée : le rapport de ces deux quantités possède une distribution centrée sur 1 pour une conversion de photon, une distribution quasiment plate entre 0 et 1 pour un π^0 dont un des photons a subi une conversion. Tout événement comportant deux conversions est systématiquement rejeté.

2.4.2 Electrons

L'identification des électrons utilise d'abord le calorimètre électromagnétique. Les critères suivants sont utilisés :

- l'énergie transversale déposée dans un ensemble de 3×7 cellules en $\eta \times \phi$ autour de la gerbe électromagnétique doit être supérieure à une valeur seuil : $E_{EM}^{3 \times 7} > E_{EM}^{\min}$;
- le critère concernant l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique est identique au cas du photon ;
- le même critère d'isolation que pour un photon est utilisé ;
- la forme de la gerbe enregistrée par le pré-échantillonneur situé devant le calorimètre électromagnétique doit être compatible avec celle d'une gerbe électromagnétique d'électron typique.

Comme dans le cas des photons, les jets qui survivent à ces critères sont ceux qui se sont fragmentés en un π^0 . Le détecteur interne est alors utilisé.

Pour une gerbe détectée dans le calorimètre électromagnétique, une trace de grande impulsion transversale pointant vers elle est recherchée et le rapport $E_{\text{CaloEM}}/p_{\text{DétInterne}}$ est calculé : il est proche de 1 pour un électron. Il faut cependant tenir compte de photons qui ont pu être rayonnés par l'électron (Bremsstrahlung) dans le détecteur interne, abaissant le rapport E/p ; un algorithme de reconstruction d'un photon émis par l'électron permet de corriger cet effet.

L'ensemble de ces critères conduit à une efficacité d'identification par électron d'impulsion transversale supérieure à 25 GeV, de (voir le paragraphe 4.3 de [24]) :

$$\varepsilon_{e^\pm} = 90\% \quad (p_T^{e^\pm} > 25 \text{ GeV})$$

pour une réjection moyenne électron-jet de :

$$R_{e^\pm/\text{jet}} = 2.10^4 \quad (p_T^{e^\pm} > 25 \text{ GeV})$$

Ces valeurs seront utilisées pour l'étude du canal dit de Production Associée.

2.4.3 Muons

Pour l'étude du canal dit de Production Associée, on appliquera une efficacité de reconstruction identique à celle donnée pour les électrons.

$$\varepsilon_{\mu^\pm} = 90\% \quad (p_T^{\mu^\pm} > 25 \text{ GeV})$$

Chapitre 3

Etalonnage des signaux du calorimètre EM

Ce chapitre décrit en premier la chaîne électronique de lecture du signal issu de chaque cellule du calorimètre électromagnétique ainsi que l'étalonnage de cette chaîne.

Ensuite, il est présentée une méthode originale de calcul des poids dans le cadre de la technique de filtrage optimum, pour reconstruire l'amplitude du signal injecté lors de la procédure d'étalonnage. Cette étude est basée sur des données enregistrées lors de la campagne de faisceau test de Juin 1996, avec le prototype RD3 de deux mètres de long.

3.1 Signal dans le calorimètre électromagnétique

Cette partie décrit le signal produit par un électron/positron ou un photon déposant de l'énergie dans une cellule du calorimètre électromagnétique.

3.1.1 Développement de la gerbe électromagnétique

Les absorbeurs sont le lieu du développement de la gerbe électromagnétique. L'interaction d'un électron/positron avec le champ d'un noyau de plomb provoque l'émission d'un photon (*Bremsstrahlung* : $\text{Pb } e^\pm \longrightarrow \text{Pb } e^\pm \gamma$). De même, un photon peut se matérialiser en une paire électron-positron ($\text{Pb } \gamma \longrightarrow \text{Pb } e^+ e^-$). Ce sont les deux phénomènes prépondérants responsables du développement de la gerbe électromagnétique dans le domaine d'énergie qui nous intéresse. En dessous du seuil critique (quelques MeV), les électrons/positrons dissipent leur énergie par ionisation et excitation des cortèges électroniques et ne contribuent plus au développement de la gerbe. La coupe transversale de la gerbe est circulaire car les particules secondaires sont émises isotropiquement autour de la direction initiale de la particule

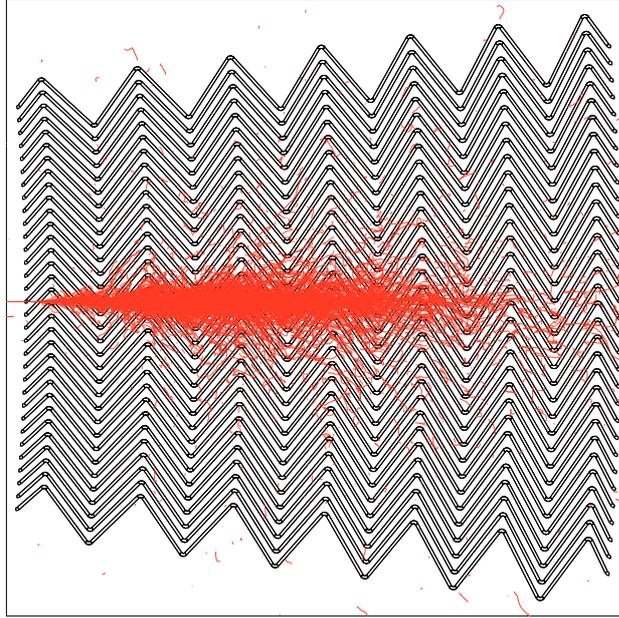


Figure 3.1: Simulation de la gerbe électromagnétique d'un photon de 50 GeV dans le calorimètre électromagnétique tonneau.

incidente. La figure 3.1 montre la simulation de la gerbe électromagnétique créée par un photon incident de 50 GeV, dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. En présence d'un champ magnétique longitudinal, les électrons et positrons de la gerbe sont déviés en ϕ , de façons opposées, accentuant l'extension de la gerbe dans cette direction.

Typiquement, dans le cas du prototype de calorimètre électromagnétique RD3, une gerbe s'étend sur une longueur de 20 à 25 centimètres, pour une largeur de 1 à 5 centimètres.

3.1.2 Ionisation de l'argon liquide et dérive des électrons

A son passage dans l'argon liquide, un électron ou positron de la gerbe dépose une partie de son énergie par ionisation. Le nombre de paires e^-Ar^+ produites est proportionnel à l'énergie déposée, la constante de proportionnalité étant $C_{e^-Ar^+} = 3,8 \cdot 10^7 \text{ GeV}^{-1}$. La fraction d'énergie déposée dans l'argon est de l'ordre de 15%. Les 85% restants sont perdus dans les absorbeurs et ne sont donc pas mesurés.

Les absorbeurs étant reliés à la masse et les électrodes portées à la haute tension, ils forment une capacité dans laquelle est établi un champ électrique. Celui-ci a une intensité nominale de $E_0 = 10 \text{ kV.cm}^{-1}$, uniforme entre les plans parallèles de l'accordéon séparés par une distance constante de deux millimètres. Dans les parties courbes, l'intensité varie entre 30% et 110% de la valeur nominale ([34]).

Sous l'effet de ce champ, les électrons d'ionisation dérivent dans l'argon avec une vitesse v_D dont l'expression peut être linéarisée en fonction de l'intensité du champ ([34]) :

$$v_D = a + b|\vec{E}| \quad (3.1)$$

avec $a = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm.ns}^{-1}$ et $b = 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2.\text{ns}^{-1}.\text{kV}^{-1}$.

Les variations d'intensité du champ dans les parties courbes ne modifient pas de façon significative la valeur de v_D et on considère cette dernière comme une constante égale à quelques millimètres par microseconde.

Le temps de dérive de tous les électrons d'ionisation est alors :

$$t_D \approx 600 \text{ ns}$$

La dérive des électrons d'ionisation, environ cent mille fois plus rapide que celle des ions Ar^+ , crée par influence un courant sur l'électrode, dont l'intensité est liée à la quantité d'énergie déposée.

3.1.3 Signal collecté par les électrodes

On modélise une cellule par un condensateur dont les armatures sont d'une part l'absorbeur, maintenue à la masse, et l'électrode de lecture d'autre part, portée à la haute tension (Fig. 3.2). La valeur de la capacité est comprise entre 160 pF (premier compartiment finement segmenté en η) et 2 nf (dernier compartiment). Sur sa trajectoire, la particule incidente crée des paires Ar^+e^- . Cherchons le courant induit par la dérives des ions Ar^+ et de l'électron e^- .

Une charge q placée dans le condensateur, à une distance x de l'électrode (armature 2) portée au potentiel V_0 , crée par influence des charges sur les deux armatures. Les armatures 1 et 2 portent respectivement la charge Q_1 et Q_2 , telles que :

$$Q_1 = -CV_0 - q\frac{x}{d} \quad \text{et} \quad Q_2 = CV_0 - q\frac{d-x}{d}$$

(où C représente la capacité du condensateur).

Dans notre cas, deux charges, $+q$ et $-q$, sont déposées à la distance x_0 au temps t_0 . Elles dérivent respectivement vers l'électrode et l'absorbeur mais

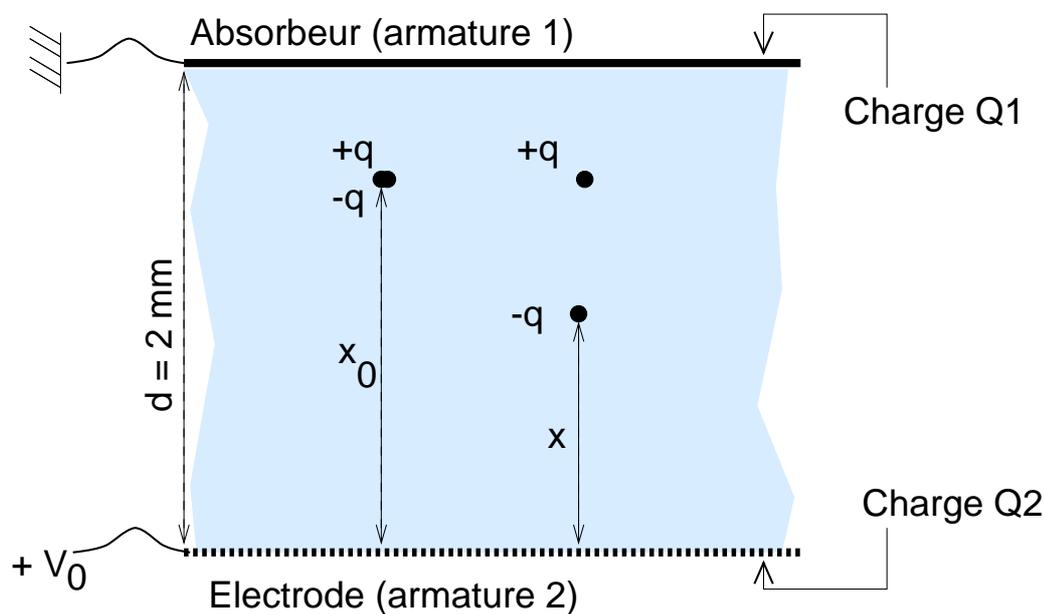


Figure 3.2: Modélisation de la dérive d'une charge q_0 dans une cellule du calorimètre électromagnétique.

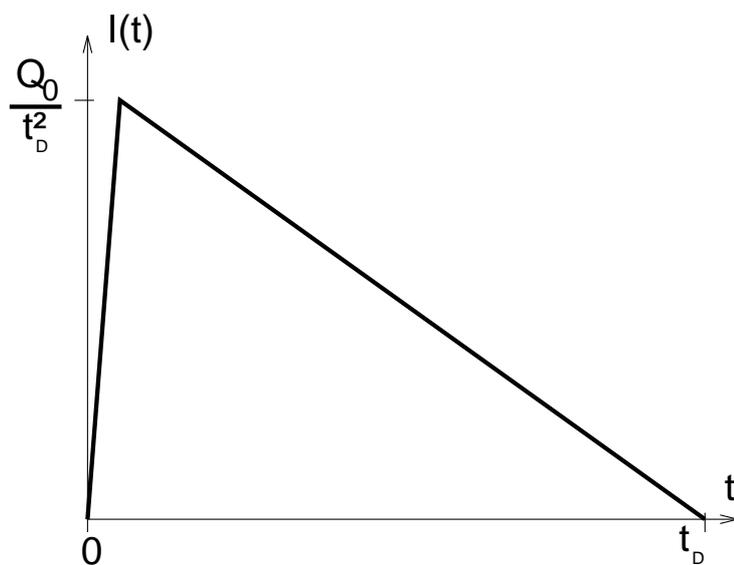


Figure 3.3: Signal triangulaire à la sortie d'une cellule.

avec des vitesses différentes : la vitesse de dérive des électrons est 100 000 fois plus grande que celle des ions Ar^+ . On considère donc les ions comme immobiles durant le temps que met un électron pour atteindre l'électrode. A l'instant t , l'électron se trouve à la distance $x(t)$ de l'électrode et cette dernière porte la charge :

$$Q_2 = CV_0 + q \frac{d - x(t)}{d} - q \frac{d - x_0}{d}$$

En faisant l'hypothèse que la vitesse de dérive v_D des électrons est constante dans l'argon liquide, le courant produit par influence sur l'électrode est :

$$i(t) = \frac{dQ_2}{dt} = -q \frac{v_D}{d} = -\frac{q}{t_D}$$

Une charge totale Q_0 ayant été déposée uniformément le long de la trajectoire de la particule incidente, le courant total à l'instant t est produit par l'ensemble des charges effectivement présentes dans l'argon liquide à cet instant, soit :

$$I(t) = \frac{1}{t_D^2} Q_0 \left(1 - \frac{t}{t_D}\right)$$

Il faut considérer maintenant le temps de montée du signal à sa valeur maximale : il est de l'ordre de la nanoseconde et on considère la montée comme linéaire.

Finalement, le courant à la sortie d'une cellule du calorimètre électromagnétique a une forme triangulaire entre les temps $t=0$ et $t = t_D = \frac{d}{v_D}$. Sa valeur maximale I_0 est proportionnelle à la charge totale déposée donc à l'énergie déposée, avec la constante de proportionnalité de l'ordre de $2,8 \mu\text{A} \cdot \text{GeV}^{-1}$. La gamme d'énergie déposée dans une cellule (gamme dynamique) s'étale de 50 MeV (bruit d'électronique) à quelques TeV (électron issu de la désintégration d'éventuels bosons Z' et W') et se code en binaire sur 16 bits. L'amplitude du signal de sortie est comprise entre $0,14 \mu\text{A}$ et quelques dizaines de milliampères.

3.2 Traitement du signal issu d'une cellule

Le signal triangulaire issu d'une cellule est d'abord préamplifié et mis en forme, puis échantillonné et stocké dans des mémoires analogiques. La décision du niveau 1 de déclenchement du détecteur ATLAS est attendue pour transférer les signaux issus des cellules sélectionnées vers l'étape de conversion analogique-numérique des échantillons.

Les différents modules électroniques assurant ces tâches seront placés dans

des châssis en bout du cryostat, dans la région de transition entre la partie tonneau et la partie bouchon du calorimètre électromagnétique (Fig. 2.9). La figure 3.4 schématise l'ensemble des opérations qui vont être décrites. On s'intéresse plus particulièrement aux parties de la figure encadrées par la ligne tiretée grisée :

- *Motherboard* correspond aux cartes électroniques branchées directement aux extrémités de chaque électrode de lecture (à l'intérieur du cryostat);
- *Front End Crate* correspond aux châssis en bout de cryostat;
- *Calibration* est le module d'étalonnage;
- *Front End Board* correspond au module chargé de la préamplification, de la mise en forme et du stockage sous forme analogique.

3.2.1 Préamplification

La préamplification a pour but de rendre le signal mesurable devant le bruit introduit par chaque élément de la chaîne de lecture. Il s'agit en fait de contrôler les différentes sources de bruit électronique en faisant que le préamplificateur en soit la source dominante.

Le triangle de courant initial est transformé en un triangle de tension après préamplification.

Il a été choisi de placer les préamplificateurs hors du cryostat (technologie "OT", au silicium) : l'accessibilité pour la maintenance et la plus faible dose de radiations reçue à cette position ont été jugées prépondérantes par rapport au plus faible bruit de préamplificateurs placés directement aux extrémités avant et arrière de l'électrode de lecture, à la température de l'argon liquide. Le signal passe ensuite l'étape de mise en forme. Parallèlement, il est transmis au niveau 1 du système de déclenchement du détecteur ATLAS.

3.2.2 Mise en forme

Le but d'un module de mise en forme ("shaper") est de réduire la bande passante du signal et l'adapter à la fréquence d'échantillonnage. Il amplifie aussi le signal.

La mise en forme se fait à l'aide d'un filtre bipolaire de type CR-RC². La première étape consiste en une différentiation analogique du signal (CR) qui donne accès au maximum du triangle. La deuxième étape, une double intégration logique (CR²), élargit et lisse le signal autour du maximum afin de

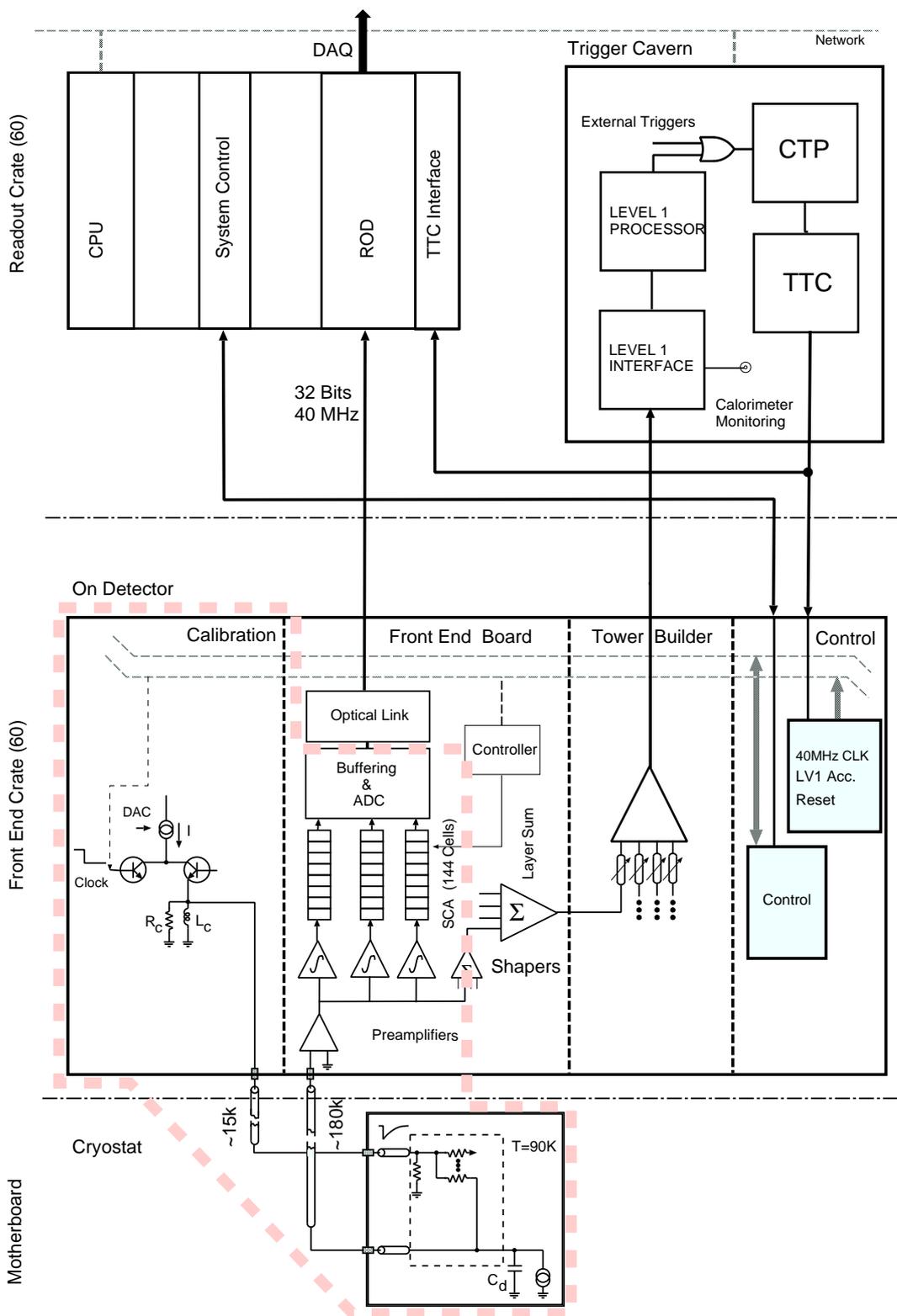


Figure 3.4: Principe de la chaîne électronique de lecture pour le calorimètre électromagnétique.

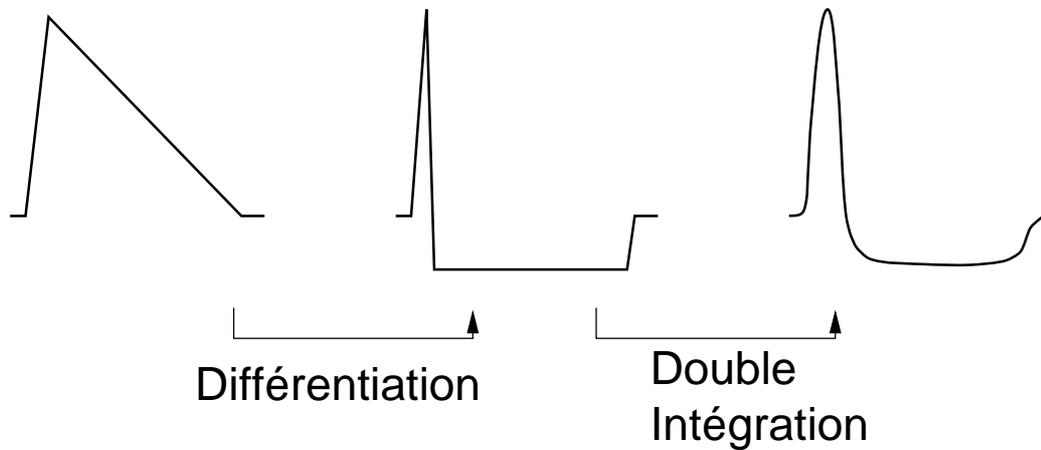


Figure 3.5: Mise en formes par un filtre $CR-RC^2$ du signal préamplifié issu d'une cellule.

le préparer à la phase d'échantillonnage.

Le temps caractéristique de mise en forme $\tau=RC$ (voir [35] pour plus de détails) détermine le temps de montée du signal final vers son amplitude maximale. Il minimise la contribution du bruit (électronique + empilement) par rapport à celle du signal : plus τ est grand et plus les deux intégrations successives supprimeront le bruit à haute fréquence (bruit d'électronique), mais il sera pris en compte plus d'événements provenant des collisions de paquets de protons suivantes (bruit d'empilement). Ce temps caractéristique optimal dépend de η et de la luminosité du LHC car le bruit d'empilement en dépend (il augmente avec η et la luminosité). Pour des raisons pratiques de réalisation, une seule valeur de τ est fixée pour l'ensemble des cellules et toute la durée de l'expérience : le compromis se trouve à 13 nanosecondes.

Enfin, comme la gamme dynamique occupe 16 bits et comme la suite de la chaîne travaille avec une logique sur 12 bits¹, il est rajouté un système délivrant le signal mis en forme pour trois gains, prévus dans les rapports 1: 10: 100.

3.2.3 Echantillonnage et stockage analogique

Une fois le signal mis en forme, il est échantillonné à la fréquence des collisions de paquets de protons, 40 MHz, et ce, pour les trois gains ci-dessus.

¹il n'existe pas de module de conversion analogique – numérique (ADC pour Analogic to Digital Converter) commercial opérant avec 16 bits à 40 MHz, suffisamment compact et dont le dégagement de chaleur soit tolérable

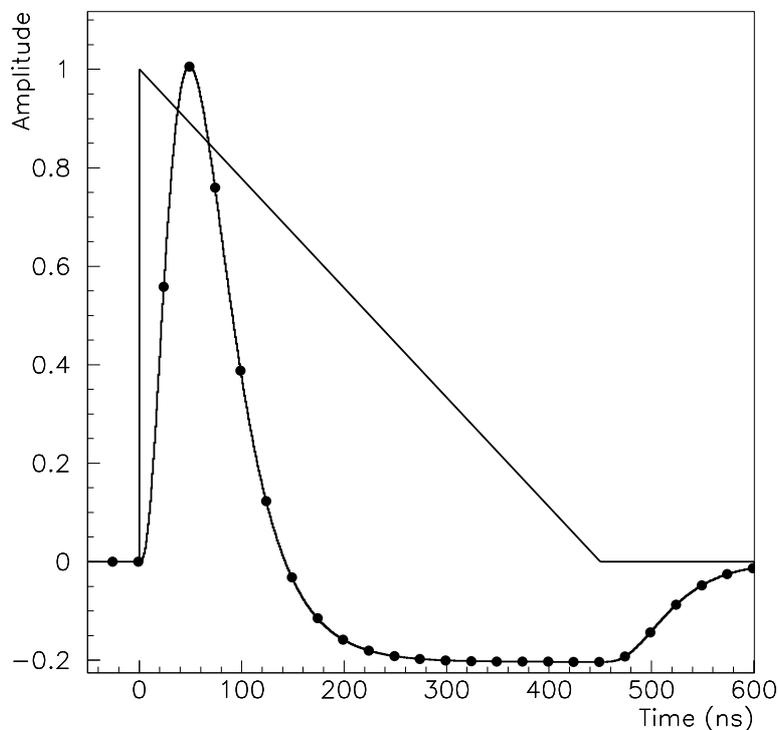


Figure 3.6: Echantillonnage à 40 MHz du signal en sortie du module de mise en forme : l'amplitude, normalisée à 1 ici, est synchrone avec une date d'échantillonnage (temps caractéristique de mise en forme optimal). Le signal triangle après préamplification est aussi représenté.

La figure 3.6 présente les échantillons pris sur le signal, dans le cas où le temps caractéristique de mise en forme est optimal (un échantillon pris au maximum de l'amplitude).

Les échantillons sont stockés dans une mémoire analogique, appelée "pipeline analogique", composée d'un ensemble de capacités commandées par des bascules (SCA, pour Switch Capacitor Array).

Le signal échantillonné attend ici la décision du niveau 1 du système de déclenchement d'ATLAS.

3.2.4 Numérisation et reconstruction

La décision du niveau 1 de déclenchement étant positive, le système de gestion des pipelines analogiques transmet les échantillons adéquats à un module de conversion analogique–numérique (ADC).

Afin que la reconstruction de l'énergie d'une gerbe électromagnétique ne souffre pas d'effets systématiques dus à l'utilisation de gains différents parmi les échantillons, un algorithme choisit le gain approprié et seuls les échantillons correspondants sont transmis.

L'énergie reconstruite $E_{\text{reconstruite}}$, déposée dans une cellule, peut s'exprimer à l'aide de la relation suivante :

$$E_{\text{reconstruite}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{éch}}} a_i \times \text{ADC}_i \quad (3.2)$$

où ADC_i représente la valeur du i -ème échantillon rendu par le module ADC. Le nombre d'échantillons utilisés, $N_{\text{éch}}$, dépend de l'ordre de grandeur du temps de montée du signal après sa mise en forme : on en utilisera 5 car le temps de montée vaut une cinquantaine de nanosecondes avec les paramètres choisis.

Le jeu de poids $\{a_i\}$ est calculé par la méthode de filtrage optimum, décrite en détail dans [37] : ce jeu réalise la meilleure estimation de l'énergie. Si l'on écrit l'équation (3.2) comme :

$$E_{\text{reconstruite}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{éch}}} a_i \times (A \times g_i + n_i) \quad (3.3)$$

où

- A est l'amplitude du signal
- g_i est la valeur de la réponse normalisée à l'étape de mise en forme pour le i -ième échantillon
- n_i est le bruit pour le i -ième échantillon

La minimisation de la variance de $E_{\text{reconstruite}}$ donne accès à l'expression des $\{a_i\}$ en fonction de :

- la matrice d'autocorrélation du bruit (électronique + empilement), $R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$, par l'intermédiaire de son inverse
- la réponse normalisée g

- la dérivée g' de g

Si \vec{a} représente le vecteur des poids a_i , \vec{a} a pour expression :

$$\vec{a} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}' - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}'}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (3.4)$$

Par construction, le jeu de poids $\{a_i\}$ compense l'erreur sur la détermination de l'amplitude, provoquée par un décalage en temps du signal et des instants d'échantillonnage, causé par :

- un temps caractéristique de mise en forme non optimal pour la cellule considérée
- une fluctuation possible de la fréquence d'échantillonnage
- par l'existence d'une phase entre la période d'échantillonnage et la période de collision des paquets de protons.

Une façon équivalente de calculer le jeu de poids $\{a_i\}$ est proposée au paragraphe 3.7. Cette méthode inclut en particulier une correction directe et accrue des phénomènes de non-linéarité perturbant la mesure des échantillons. Cette étude s'est faite dans le cadre de l'étalonnage de la chaîne électronique de lecture du calorimètre électromagnétique.

3.3 Etalonnage de la chaîne de lecture

Une première étape dans l'opération globale d'étalonnage du calorimètre électromagnétique consiste à mesurer précisément la proportion d'énergie déposée dans l'argon liquide puis la correspondance énergie–courant en sortie de cellule (voir le paragraphe 3.1), caractéristiques de l'argon liquide et de la géométrie. Des tests en faisceau détermineront ces constantes. Ensuite, vient l'étalonnage de la chaîne de lecture.

3.3.1 But

Toute imperfection dans la chaîne de lecture se répercute sur la mesure de l'énergie déposée. L'utilisation de la méthode de filtrage optimum nécessite de très bien contrôler la réponse normalisée à l'étape de mise en forme. Tout effet nuisant à la linéarité de la chaîne de lecture doit être recherché et corrigé.

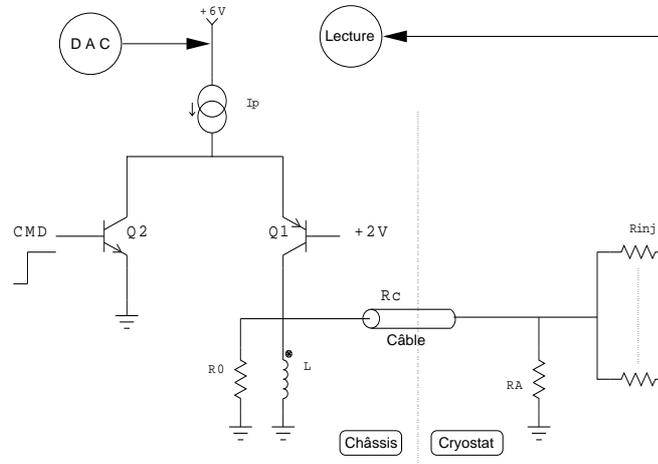


Figure 3.7: Schéma de principe de la génération du signal d'étalonnage.

Ces effets apportent une contribution au terme constant dans l'expression de la résolution en énergie vue au chapitre 2. Le but fixé est que cette contribution ne dépasse pas 0,25 % sur l'ensemble de la gamme dynamique.

3.3.2 Principe

Il s'agit de reproduire le signal en courant qui serait issu d'un dépôt d'énergie dans une cellule.

La figure 3.7 montre le principe d'injection du signal d'étalonnage. Un courant continu I_p est d'abord généré par l'envoi d'une tension produite par un module DAC² au travers d'un convertisseur tension-courant. L'amplitude du courant est contrôlée par le nombre de "coups de DAC" commandé au module.

Le courant continu I_p traversant l'inductance L est soudainement coupé par application d'un signal de commande au transistor Q_1 , qui devient passant. Le courant I_p est alors dévié vers la masse et le transistor Q_2 atteint l'état bloqué. L'inductance L se décharge à travers la résistance R_0 et un câble d'impédance R_c de même valeur, produisant la tension de forme exponentielle décroissante :

$$V(t) = -\frac{R_0}{L} I_p e^{-\frac{t}{\tau_{exp}}} \quad (3.5)$$

²DAC: Digital to Analog Converter: convertisseur numérique-analogique

avec

$$\tau_{\text{exp}} = \frac{L}{2 R_0}$$

Ce signal est celui qui se rapproche le plus du signal physique (généralisé par un dépôt d'énergie) : pour τ_{exp} proche de t_D (temps de dérive des électrons), le comportement de l'amplitude de ces deux type de signaux après mise en forme, est proche (voir [25] p: 388, figure 10-19).

Le signal est amené par câble à une résistance d'injection R_{inj} , de valeur très précise, placée directement sur l'électrode, puis passe par la chaîne de lecture.

Dans l'étude qui suit, on parlera d'échantillonnage de signaux produits pour un nombre donné de "coups de DAC", ou plus simplement de DAC. Ce dernier correspond à une amplitude donnée du signal en sortie de l'étape de mise en forme.

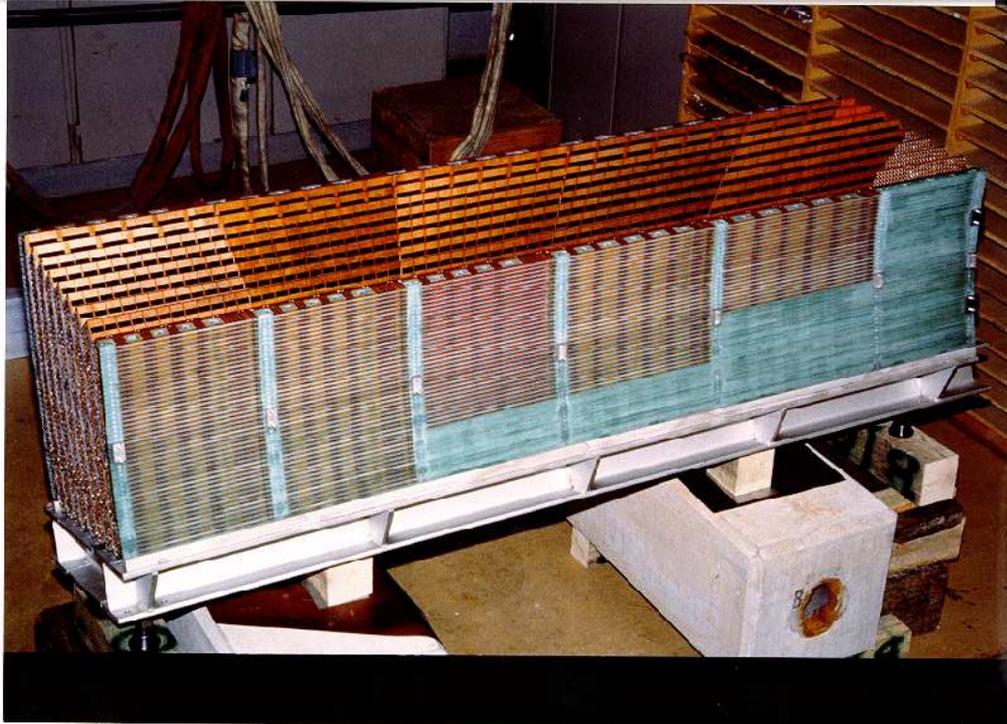


Figure 3.8: Prototype RD3, photographié depuis l'axe fictif des faisceaux.

3.4 Prototype et tests en faisceau

3.4.1 Description du prototype RD3

Depuis 1992, un prototype de calorimètre électromagnétique (Fig. 3.8) est utilisé pour différents tests, en particulier sur l'électronique. Il représente un secteur angulaire de 27 degrés en ϕ d'un demi-tonneau, sur une longueur de 2 mètres et comporte 72 électrodes et 73 absorbeurs. La segmentation des électrodes est pointante, couvre l'intervalle $0 < \eta < 1,1$ et définit trois compartiments en profondeur de longueurs respectives $9 X_0$, $9 X_0$ et $7 X_0$. 3 électrodes de lecture consécutives sont connectées pour former une cellule. Les cellules sont numérotées de 1 à 24 en ϕ , depuis le bas vers le haut, et de 1 à 60 en η (suivant η croissant). Refroidi à la température de l'argon liquide, le prototype a été plusieurs fois soumis au faisceau H8 du SPS au CERN, délivrant des électrons d'énergie comprise entre 10 et 300 GeV.

3.4.2 Tests en faisceau

Au cours du mois de Juin 1996, la chaîne électronique de lecture fut testée et en particulier quatre systèmes de pipelines ([25] page 50). Les données qui ont servi de support à cette étude concernent le pipeline proposé par le laboratoire Nevis [38].

Amplitude du signal injecté

L'amplitude du courant d'étalonnage injecté était codé sur 16 bits en entrée du module DAC. L'équivalence énergie déposée – coups de DAC est :

$$1 \text{ DAC} \iff 0,0322 \text{ GeV}$$

ou

$$1 \text{ GeV} \iff 31,1 \text{ DAC}$$

Pour chaque valeur de DAC sélectionnée, 125 événements furent enregistrés. Une séquence d'étalonnage (“run testpulse”) comprenait une série de 10 valeurs de DAC comme suit :

- ▷ série 1 : 10 valeurs par pas de 7, soit :
DAC = 0, 7, 14, 21, 28, 35, 42, 49, 56, 63
- ▷ série 2 : 10 valeurs par pas de 72, soit :
DAC = 0, 72, 144, 216, 288, 360, 432, 504, 576, 648
- ▷ série 3 : 10 valeurs par pas de 722, soit :
DAC = 0, 722, 1444, 2166, 2888, 3610, 4332, 5054, 5776, 6498
- ▷ série 4 : 10 valeurs par pas de 6222, en partant de 9000, soit :
DAC = 9000, 15222, 21444, 27666, 33888, 40110, 46332, 52554, 58776, 64998

La table de correspondance 3.1 présente quelques valeurs caractéristiques de DAC.

Chaîne de lecture

La chaîne de lecture débutait par des préamplificateurs au silicium placés hors du cryostat (“0T”). Seulement deux gains étaient disponibles en sortie du module de mise en forme, dans le rapport 1: 10, appelés par la suite bas-gain et haut-gain.

L'échantillonnage se faisait avec un module ADC fonctionnant à 40 MHz

Tableau 3.1: Correspondance GeV \iff DAC pour les principales valeurs.

Série :	1		2		3		4		
DAC :	7	63	72	648	722	6498	9000	6222	64998
Energie (GeV) :	0,225	2,03	2,32	20,9	23,2	209	290	200	2090

sur 14 bits : les échantillons ADC_i ont donc une valeur comprise entre 0 et 16384. Il s'opère en mode asynchrone : la date de lancement du signal et celle du premier échantillon ne sont pas identiques. Un module TDC enregistre le temps τ entre l'horloge d'échantillonnage et le début du signal, ce dernier étant ensuite pris en compte durant 400 nanosecondes soit 16 échantillons.

3.5 Etude du signal

3.5.1 Prétraitement des données

Pour chaque signal, les échantillons numérisés sont placés dans un histogramme dont l'axe des abscisses représente le temps (en nanosecondes) et est segmenté en intervalles de durée $\Delta = 5$ nanosecondes³. Les 16 échantillons, espacés de 25 nanosecondes, sont globalement décalés en fonction du temps τ qui sépare l'instant du début du signal et l'instant du premier échantillon. Le tableau 3.2 récapitule le nombre d'événements disponibles pour chaque série de DAC et présente le nombre moyen de points dans chaque intervalle de temps Δ , sachant que la date de début du signal est uniformément répartie entre 0 et 25 nanosecondes.

La forme générale du signal est obtenue en faisant la moyenne des points dans chaque intervalle de durée Δ à la date t_i . La figure 3.9 en donne un exemple pour une valeur de DAC égale à 4332, dans le mode haut-gain. Dans ce mode, c'est la dernière valeur pour laquelle le signal ne sature pas le module ADC. En mode bas-gain, la saturation est obtenue pour 46332. Cette étude concerne essentiellement le mode haut-gain car c'est celui qui traite les énergies de la physique de la désintégration du boson de Higgs en deux photons.

³le paragraphe 3.7.3 justifie la valeur de Δ

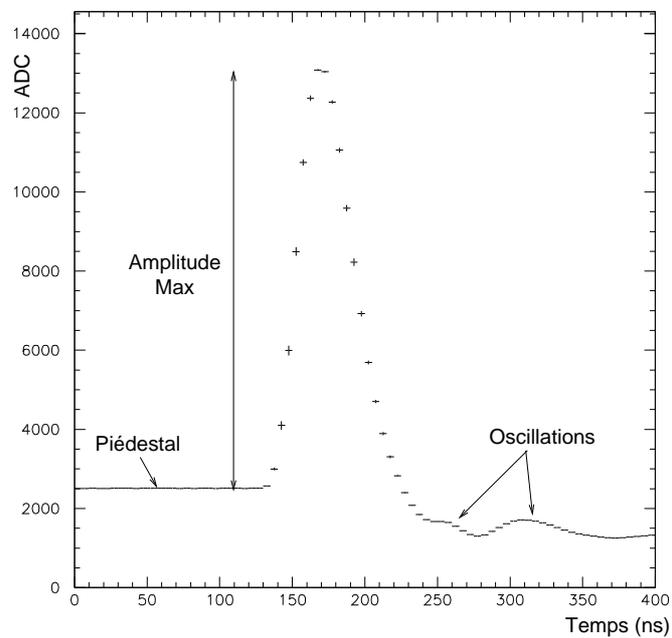


Figure 3.9: Forme du signal sur 400 ns : chaque point couvre un intervalle $\Delta = 5$ nanosecondes.

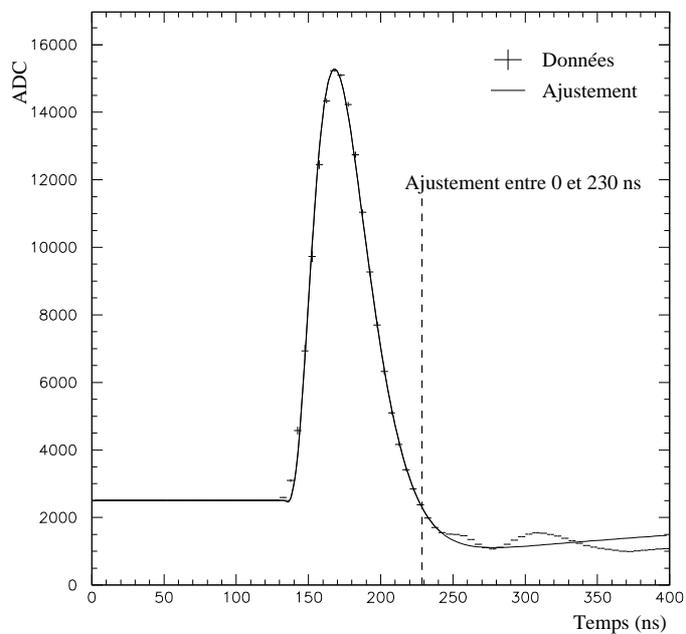


Figure 3.10: Ajustement de la forme théorique du signal sur les données.

Tableau 3.2: Statistique disponible.

Série	Runs	Evts/run/DAC	TOTAL Evts/DAC	Evts / 5ns
1	4	125	500	100
2	6	125	750	150
3	5	125	625	125
4	6	125	750	150

3.5.2 Forme théorique du signal

La réponse du module de mise en forme au signal d'étalonnage (Equ. 3.5) a été calculée analytiquement et rapportée dans la référence [36] :

$$V(x) = \left[\frac{x^3}{6} + \frac{1}{x_d - 1} \frac{x^2}{2} + \frac{x_d}{(x_d - 1)^2} x + \frac{x_d^2}{(x_d - 1)^3} \right] \frac{x_d e^{-x}}{x_d - 1} - \frac{x_d^3 e^{-x/x_d}}{(x_d - 1)^4} \quad (3.6)$$

où

- τ_{exp} est la constante de temps du signal d'étalonnage dont la forme est donnée par (3.5)
- $x_d = \frac{\tau}{\tau_{\text{exp}}}$ et τ est le temps caractéristique de mise en forme
- $x = \frac{t-t_0}{\tau}$ et t_0 est l'instant de début de montée du signal mis en forme

La figure 3.10 montre la bonne adéquation du modèle proposée avec les données.

L'ajustement sur l'intervalle 0 - 230 nanosecondes, rend les valeurs suivantes des paramètres libres :

$$\begin{aligned} \tau &= 11,51 \pm 0,06 \text{ ns} \\ t_0 &= 134,7 \pm 0,2 \text{ ns} \\ \text{piédestal} &= 2509,6 \pm 0,2 \\ \tau_{\text{exp}} &= 309 \pm 6 \text{ ns} \end{aligned}$$

La valeur de τ_{exp} trouvée ne correspond pas au temps de dérive des électrons t_D car elle est très sensible à l'intervalle utilisé pour l'ajustement. Celui-ci a été volontairement réduit pour éviter une perturbation du signal au-delà de 240 nanosecondes (voir l'explication plus loin).

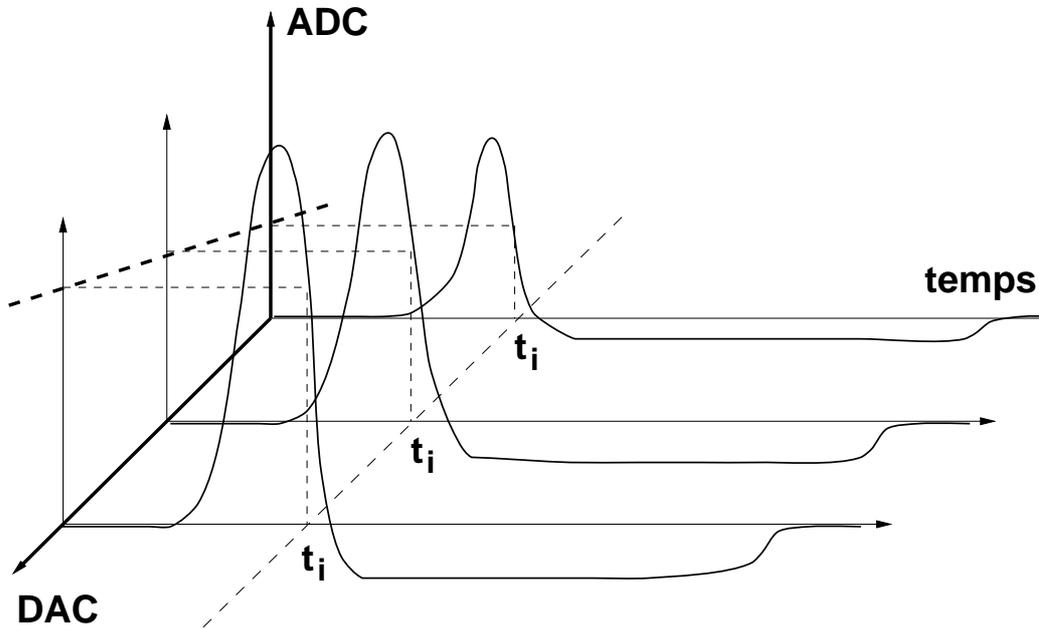


Figure 3.11: Signal (ADC en fonction du temps) en fonction de la valeur de DAC.

3.5.3 Etude du piédestal

Pour chaque intervalle t_i , le signal est fonction de la valeur de DAC commandée et d'un piédestal. Initialement, le piédestal est un décalage global du signal afin que le module ADC puisse en numériser la partie négative. En pratique, il intègre d'autres phénomènes.

On écrit donc :

$$\text{ADC}_i = \text{DAC} \times g_i + p_i \quad (3.7)$$

où p_i représente le piédestal du signal et dépend a priori de t_i .

La figure 3.11 illustre comment trouver, dans un premier temps, les inconnues g_i et p_i : partant des données enregistrées puis prétraîtées (plan (temps,ADC) pour chaque valeur de DAC disponible), elles sont déduites par ajustement de la loi (3.7) dans chaque plan (DAC,ADC) pour chaque intervalle t_i .

On peut affiner l'expression (3.7) en tenant compte du fait que lors des séances de prise de données, il a été remarqué que la configuration "DAC=0" provoquait l'injection d'un signal d'amplitude non-nulle, correspondant donc à une valeur non-nulle δ de DAC :

$$\begin{aligned} \text{ADC}_i &= (\text{DAC} + \delta) \times g_i + \alpha \\ &= \text{DAC} \times g_i + (\delta \times g_i + \alpha) \end{aligned} \quad (3.8)$$

La figure 3.12 présente les valeurs du nouveau piédestal ($\delta \times g_i + \alpha$) en fonction des g_i . Dans les premiers temps, le signal présente un plateau (représenté par le terme α) et les g_i sont nuls car le signal a été enregistré sur une période d'environ 130 nanosecondes avant l'injection du signal d'étalonnage. La valeur du piédestal croît ensuite avec celle de g_i : plus précisément, l'accroissement de la valeur du piédestal entre deux instants t_i consécutifs diminue à mesure que l'on se rapproche du sommet du signal, comme la dérivée de $g(t)$. Un comportement équivalent se retrouve une fois le sommet du signal dépassé.

On tient compte maintenant d'un autre effet intervenant à l'injection du signal (Fig. 3.7): un effet capacitif entre l'émetteur et le collecteur du transistor Q_1 se traduit après passage dans la partie mise-en-forme par la superposition au signal de sa dérivée, compatible avec le comportement de la valeur du piédestal décrite ci-dessus. L'expression 3.8 est corrigée en :

$$\text{ADC} = \text{DAC} \times g_i + (\delta \times g_i + \alpha) + \gamma \times g'_i \quad (3.9)$$

On définit alors le piédestal global p_i pour chaque intervalle de temps t_i en fonction des trois paramètres α , δ et γ :

$$p_i = \text{ADC}^{\text{pseudo}} \text{DAC}=0 = \alpha + \delta \times g_i + \gamma \times g'_i \quad (3.10)$$

La recherche des trois paramètres s'effectue par l'ajustement de cette loi sur les valeurs ($p_i; g_i; g'_i$) en chaque intervalle t_i . La méthode de minimisation du χ^2 est utilisée. Les valeurs p_i et g_i sont simplement obtenues à partir de la première hypothèse de travail. La dérivée g'_i est ici définie comme :

$$g'_i = g_i - g_{i-1}$$

la constante γ tenant compte du temps séparant les deux points (5 nanosecondes ici).

On définit ensuite la quantité χ^2 qui est minimisée par rapport aux variables α , δ et γ pour l'ensemble des t_i :

$$\chi^2 = \sum_{t_i} \frac{1}{\sigma_i^2} (p_i - \alpha - \delta \times g_i - \gamma \times g'_i)^2 \quad (3.11)$$

où σ_i^2 est la précision avec laquelle p_i a été précédemment trouvé.

Sur la figure 3.9, on constate que le signal est quelque peu perturbé dans sa partie basse (hauteur du signal inférieure au piédestal initial): c'est le résultat d'une mauvaise adaptation en impédance du câble de transmission du signal. Afin de s'en affranchir dans cette étude, on ne travaille qu'avec la

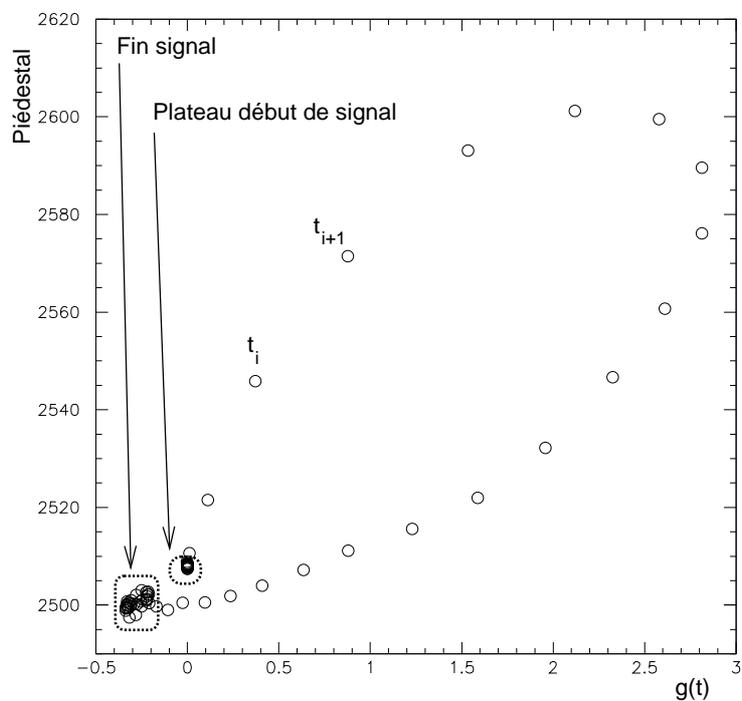
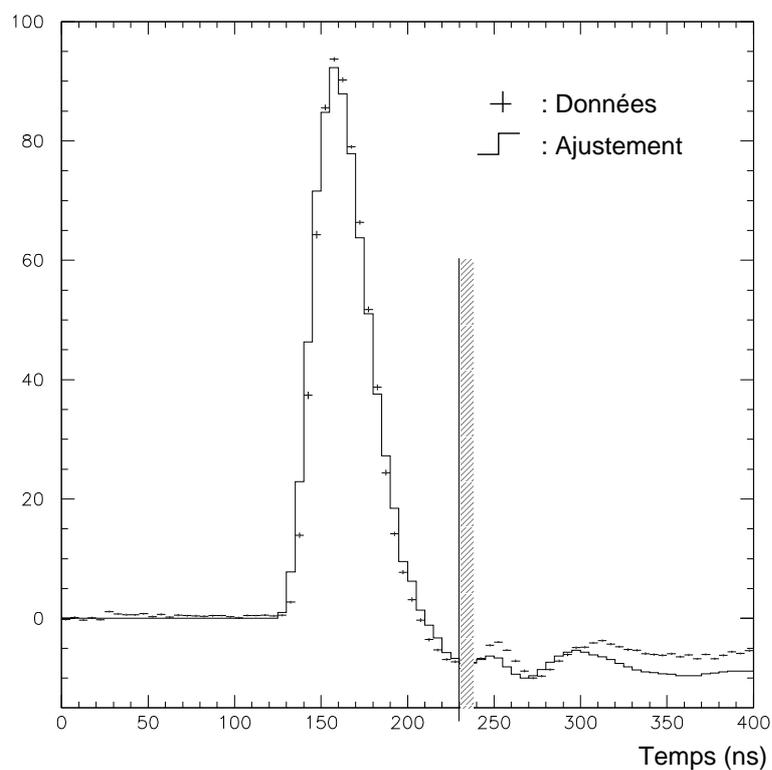
Figure 3.12: Piédestal en fonction de $g(t)$ après la première correction.

Figure 3.13: Ajustement du piédestal, en tenant compte des deux corrections.

partie du signal comprise entre 0 et 230 ns, c'est-à-dire avec les 46 premiers intervalles t_i .

La procédure de minimisation rend les valeurs des constantes suivantes :

$$\alpha = 2507,75 \pm 0,03 \quad (3.12)$$

$$\delta = 27,50 \pm 0,06 \quad (3.13)$$

$$\gamma = 70,2 \pm 0,3 \quad (3.14)$$

où α et δ sont exprimés en unité d'ADC, γ en unité d'ADC par nanoseconde. δ représente le décalage des valeurs de DAC, soit 27,50 ou 0,886 GeV. La figure 3.13 montre la bonne adéquation entre les données et le modèle proposé en (3.10).

3.6 Filtrage optimum : méthode standard

La méthode décrite en 3.2.4 a été utilisée.

La fonction d'autocorrélation du bruit a été calculée avec les données enregistrées dans la configuration "piédestal" : aucun signal n'est injecté, seul le bruit est présent. En ce qui concerne la réponse normalisée $g(t)$, elle est trouvée par ajustement sur les données de la loi déjà vue :

$$\text{ADC}_i - \text{ADC}_i^{\text{DAC}=0} = \text{DAC} \times g_i$$

où l'on a pris soin de soustraire à ADC_i la valeur pour $\text{DAC}=0$, afin de s'affranchir du problème de piédestal. La dérivée $g'(t)$ est aisément déduite. La figure 3.14 montre, en fonction de la valeur de DAC, la valeur moyenne de la distribution :

$$\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reconstruit}} = \delta \text{DAC} = \text{DAC} - \sum_{i=1}^5 a_i \times \text{ADC}_i$$

A chaque point est associée la variance de la distribution, telle que :

$$\text{RMS}^2 = \sum_{\text{événements}} (\langle \delta \text{DAC}^2 \rangle - \langle \delta \text{DAC} \rangle^2)$$

Pour les deux premières séries de DAC, le RMS est de l'ordre de 1,5 DAC soit une cinquantaine de MeV, ce qui correspond à la valeur mesurée du bruit, induit par le préamplificateur. Par contre, pour la troisième série, correspondant aux hautes valeurs de DAC, le RMS s'amplifie avec la valeur de DAC et un biais important affecte la valeur reconstruite. Les phénomènes de non-linéarité, provenant des modules de mise-en-forme et de numérisation, n'ont pas été entièrement corrigés.

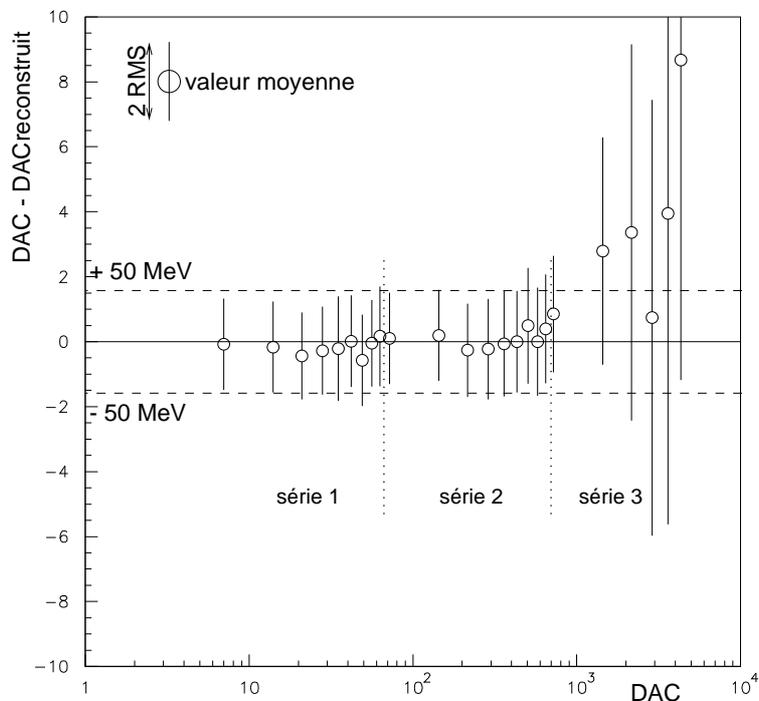


Figure 3.14: Résidus ($\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reconstruit}}$) pour chaque valeur de DAC (mode haut-gain): méthode standard du filtrage optimum.

3.7 Filtrage optimum: méthode directe

On se propose d'utiliser une méthode directe, qui ne nécessite ni le calcul de la fonction d'autocorrélation du bruit, ni celui de la réponse normalisée $g(t)$ pour calculer le jeu de poids $\{a_i\}$.

3.7.1 Principe

La méthode est basée sur une minimisation de χ^2 .

Le jeu de poids $\{a_i\}$ devant réaliser la meilleure estimation de DAC par

Tableau 3.3: Nombre de poids a_i en fonction du nombre d'échantillons $N_{\text{éch}}$ et du degré N_{corr} du polynôme de correction.

$N_{\text{éch}}$	n_{corr}	Nombre poids
3	1	4
3	2	7
3	3	10
3	4	13
5	1	6
5	2	11
5	3	16
5	4	21

l'expression $\sum a_i \times \text{ADC}_i$, on construit :

$$\chi^2 = \sum_{\text{événements}} \left(\text{DAC} - \sum_{i=1}^{N_{\text{éch}}} a_i \times \text{ADC}_i \right)^2 \quad (3.15)$$

Il est alors possible d'inclure la correction des phénomènes de non-linéarité avant le calcul des poids. On choisit une correction sur les échantillons ADC_i de type polynômiale.

L'estimation de la valeur de DAC devient :

$$\text{DAC} = \sum_{i=1}^{N_{\text{éch}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{corr}}} a_{ij} \times (\text{ADC}_i)^j \quad (3.16)$$

Si le jeu de poids $\{a_i\}$ doit être valable pour l'ensemble des valeurs de DAC, il faut optimiser le nombre d'échantillons $N_{\text{éch}}$ à prendre en compte et le degré n_{corr} du polynôme de correction. Ceux-ci déterminent le nombre de poids à calculer dans chaque configuration, comme indiqué dans le tableau 3.3.

3.7.2 Résultats

Pour chaque configuration énoncée au paragraphe précédent, le jeu de poids est calculé et utilisé pour reconstruire la valeur de DAC, nommée DAC_{reco} . Les figures 3.15 à 3.22 présentent, en fonction de la valeur de DAC, la valeur moyenne de la distribution $\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reco}}$ ainsi que le RMS. Le tableau 3.4 présente le RMS de la distribution $(\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reco}})$ pour la totalité des

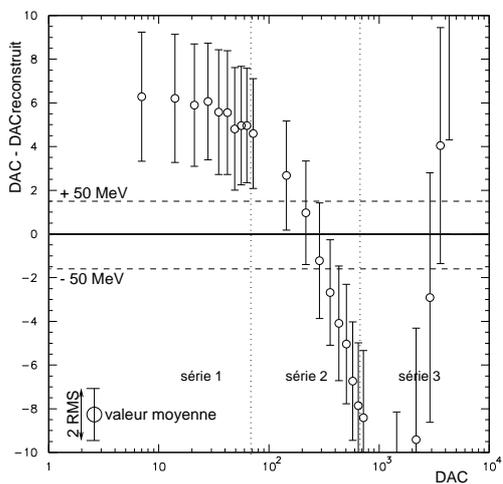


Figure 3.15: 3 échantillons, sans correction.

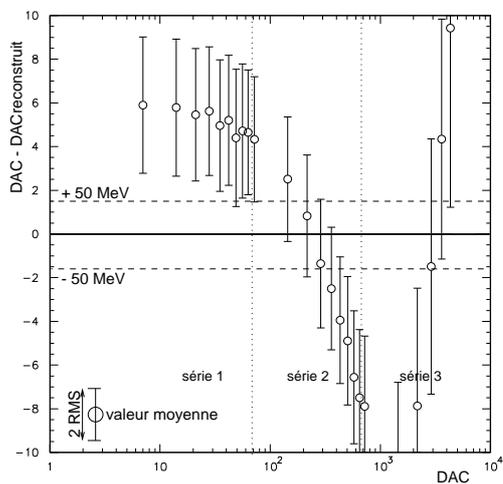


Figure 3.16: 5 échantillons, sans correction.

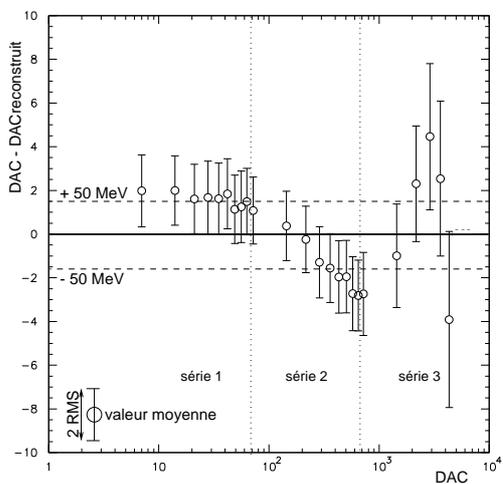


Figure 3.17: 3 échantillons, correction par polynôme de degré 2.

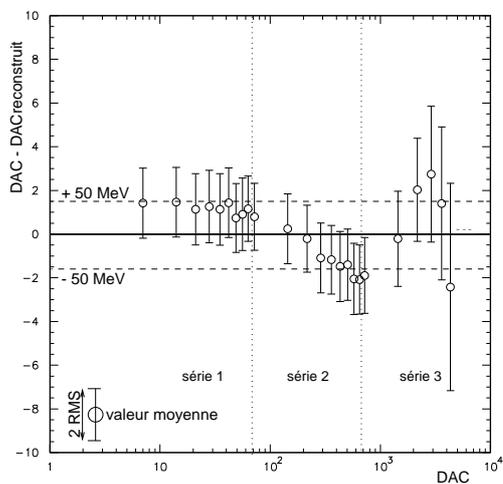


Figure 3.18: 5 échantillons, correction par polynôme de degré 2.

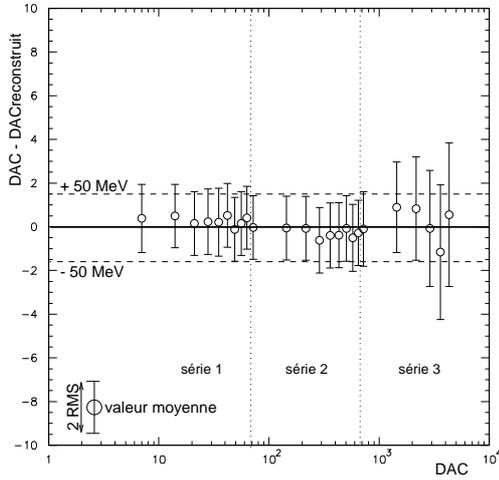


Figure 3.19: 3 échantillons, correction par polynôme de degré 3.

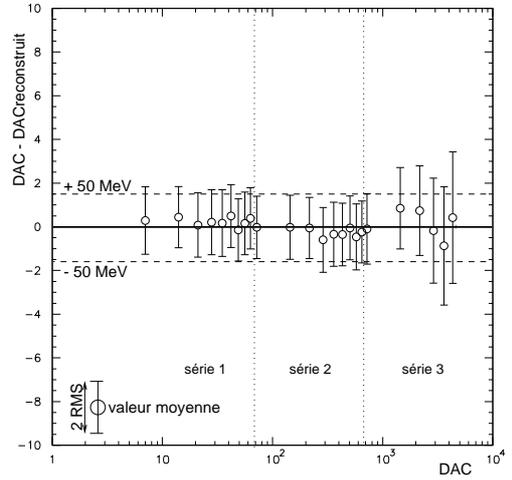


Figure 3.20: 5 échantillons, correction par polynôme de degré 3.

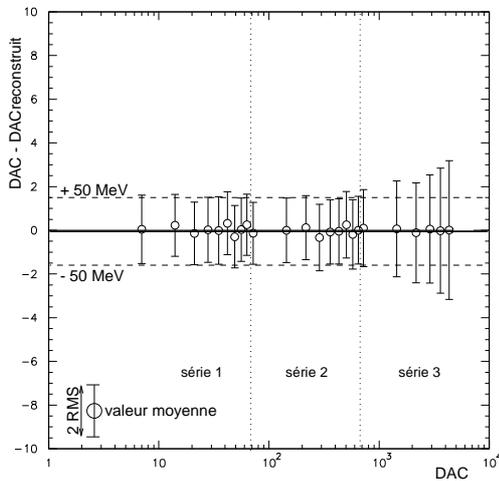


Figure 3.21: 3 échantillons, correction par polynôme de degré 4.

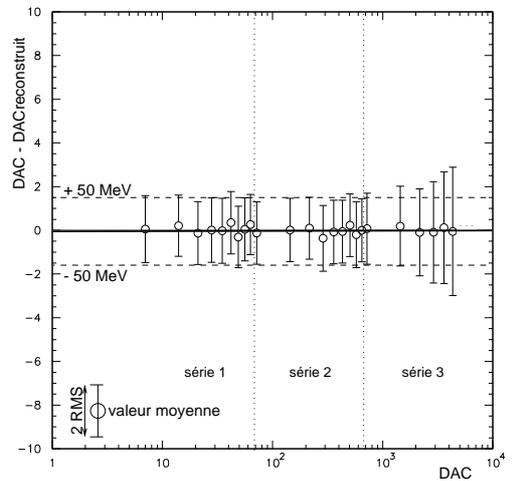


Figure 3.22: 5 échantillons, correction par polynôme de degré 4.

Tableau 3.4: Comparaison des configurations pour le calcul des poids $\{a_i\}$.

Configuration		RMS
$N_{\text{éch}}$	n_{corr}	DAC - DAC _{reco}
3	1	7,170
3	2	2,970
3	3	1,883
3	4	1,802
5	1	6,786
5	2	2,552
5	3	1,760
5	4	1,695

valeurs de DAC.

La prise en compte d'une correction par un polynôme de degré 2 (Fig. 3.17, 3.18) induit une réduction notable du RMS. Il reste cependant un biais important entre valeur initiale et valeur reconstruite pour les hautes valeurs de DAC (série 3).

Ceci s'arrange en considérant un polynôme de degré 3 (Fig. 3.19, 3.20). Le biais disparaît et le RMS est de l'ordre de 50 MeV : c'est le bruit typique des préamplificateurs, on ne peut faire mieux. La qualité de la reconstruction est maximale.

L'utilisation d'un polynôme de degré 4 (Fig. 3.21, 3.22) n'améliore pas de façon significative les résultats.

La configuration à 5 échantillons est la plus précise en terme de RMS.

En ce qui concerne la valeur des poids, ci-dessous est reporté un lot typique, en unité de DAC par unité d'ADC (les poids associés à la correction polynômiale ne sont pas donnés) :

$$\begin{aligned}
 a_{11} &= 0,039 \pm 0,006 \\
 a_{21} &= 0,163 \pm 0,001 \\
 a_{31} &= 0,250 \pm 0,002 \\
 a_{41} &= 0,109 \pm 0,004 \\
 a_{51} &= 0,037 \pm 0,004
 \end{aligned}$$

L'échantillon central correspond au maximum du signal (Fig. 3.6) : c'est lui qui a le plus grand poids. La présence de deux échantillons de part et d'autre

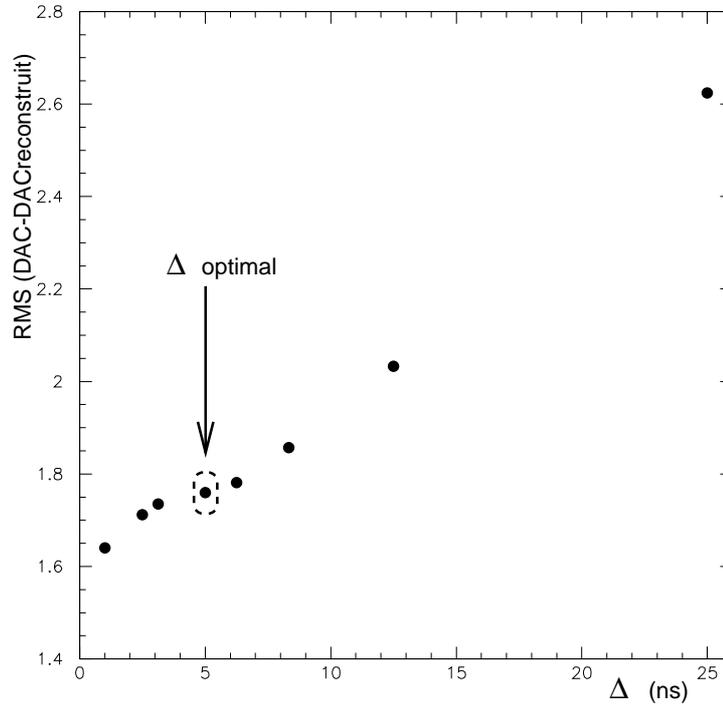


Figure 3.23: RMS de la distribution ($\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reconstruit}}$) en fonction de la durée de l'intervalle de temps Δ (Mode haut-gain).

palie le décalage en temps entre l'échantillon central et le maximum du signal.

3.7.3 Intervalle Δ

Toute cette étude s'est faite en ayant classé les valeurs de τ dans des intervalles de durée $\Delta = 5$ ns. Ce paragraphe justifie cette valeur.

La figure 3.23 présente le RMS de la distribution globale $\text{DAC} - \text{DAC}_{\text{reconstruit}}$ en fonction de Δ . Le RMS décroît naturellement avec Δ : plus la discrétisation de la période d'échantillonnage est grande et plus on se rapproche d'un mode d'échantillonnage synchrone dans chaque intervalle. Cependant, le nombre d'événements disponibles dans chaque intervalle pour construire le profil du signal et calculer les jeux de poids décroît avec Δ .

Les conditions optimales sont atteintes pour cinq intervalles de $\Delta = 5$ nano-secondes où au moins une centaine d'événements est disponible.

Il faut noter que ce problème ne se posera pas pour ATLAS : les dates d'échantillonnage et de croisement des paquets de protons seront synchroni-

sées.

3.7.4 Discussion

Dans le cas où une gamme particulière de valeurs de DAC requiert plus de précision, on se propose de calculer le jeu de poids $\{a_i\}$ en utilisant seulement ces valeurs. Quelle est alors l'influence de cette méthode de calcul sur la qualité de la reconstruction pour la sus-dite gamme et pour les autres ?

Les poids ont donc été calculés avec 5 échantillons et une correction par un polynôme de degré 3, pour la série 1, la série 2, la série 3, les séries 1 et 2, et enfin les séries 2 et 3. Les figures 3.24 à 3.28 montrent les résultats obtenus (la figure 3.29 sert de référence et est identique à la figure 3.20).

Pour chaque série pour laquelle le jeu de poids $\{a_i\}$ a été optimisé, la qualité de la reconstruction est identique à celle que l'on a obtenue (en fait légèrement meilleure) : aucune amélioration n'est apportée par rapport à notre méthode.

On remarque que la reconstruction associée au jeu de poids de la série 2 est aussi valable pour la série 1, mais pas pour la série 3. Il en est de même dans le cas où la reconstruction utilise le jeu de poids associé aux séries 1 et 2. Les effets de non-linéarité, beaucoup plus importants pour les grandes valeurs de DAC, ne sont pas corrigés dans ces configurations.

Dans une moindre mesure, la reconstruction utilisant le jeu de poids associé aux séries 2 et 3 est de moindre qualité pour la série 1.

Choisir une gamme de valeur de DAC pour calculer le jeu de poids $\{a_i\}$ n'améliore pas de façon significative la qualité de la reconstruction pour cette gamme : la méthode prenant en compte l'ensemble des valeurs de DAC reste la meilleure.

La précision demandée sur une gamme de valeurs de DAC pourrait être obtenue en introduisant une fonction de pondération $W(\text{DAC})$, dans l'expression du χ^2 (Equ. 3.15) :

$$\chi^2 = \sum_{\text{événements}} W(\text{DAC}) \times \left(\text{DAC} - \sum_{i=1}^{N_{\text{éch}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{corr}}} a_{ij} \times (\text{ADC}_i)^j \right)^2 \quad (3.17)$$

Lors de la procédure de minimisation du χ^2 , une grande valeur de $W(\text{DAC})$ affecte une importance supérieure aux valeurs de DAC choisies.

Il est aussi possible de prendre en compte un plus grand nombre d'événements correspondant aux valeurs de DAC sur lesquelles on désire une plus grande précision de reconstruction.

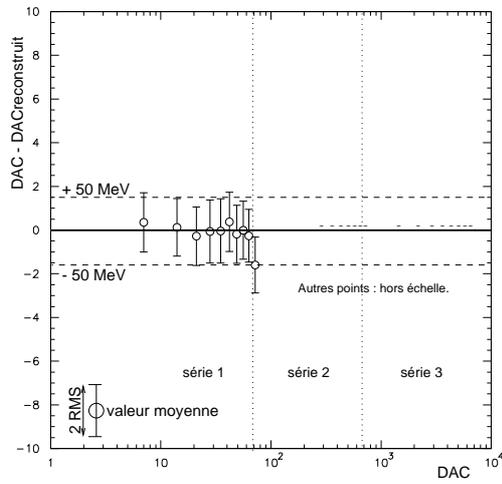


Figure 3.24: $\{a_i\}$ d'après série 1.

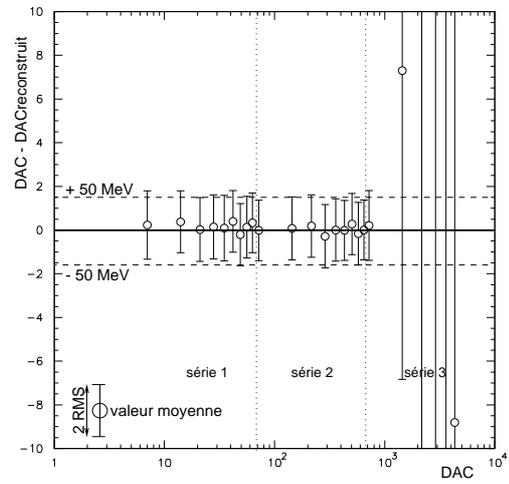


Figure 3.25: $\{a_i\}$ d'après série 2.

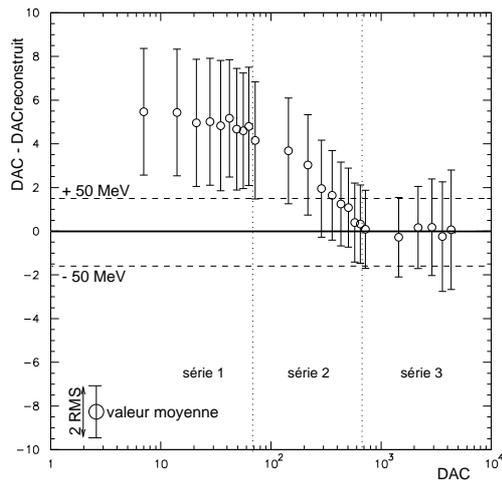


Figure 3.26: $\{a_i\}$ d'après série 3.

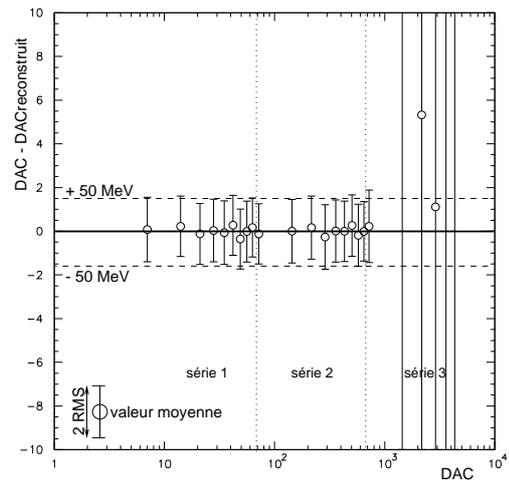


Figure 3.27: $\{a_i\}$ d'après séries 1 et 2.

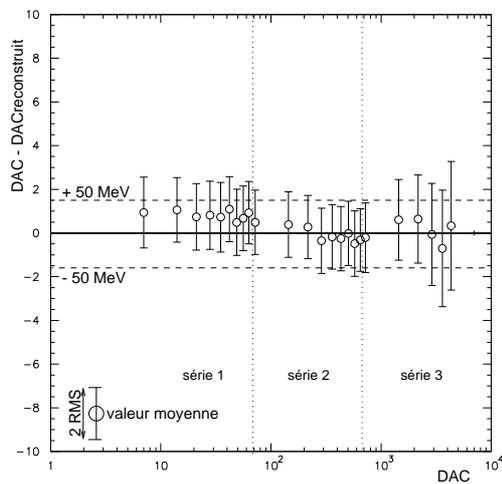


Figure 3.28: $\{a_i\}$ d'après séries 2 et 3.

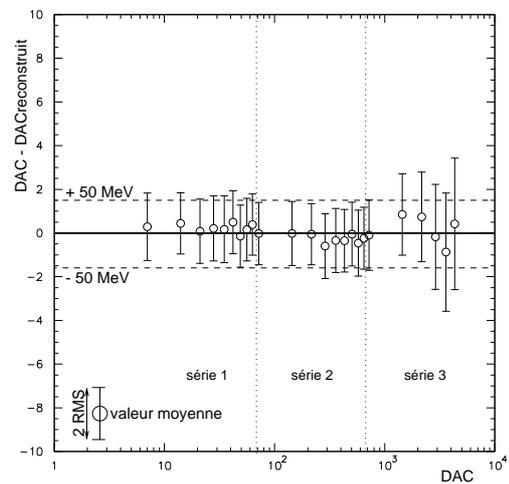


Figure 3.29: Référence.

3.8 Conclusion

Cette étude nous a permis de valider une méthode directe de calcul du jeu de poids dans le cadre de la technique du filtrage optimum, afin de reconstruire l'amplitude des signaux d'étalonnage injectés dans la chaîne électronique de lecture du calorimètre électromagnétique.

La méthode donne la possibilité de corriger les effets de non-linéarité provenant de la chaîne électronique de lecture. De plus, les effets parasites affectant le piédestal du signal ont été corrigés. Il faut cependant noter que ces effets ne devraient plus être présents dans le développement final des composants de la chaîne.

La précision atteinte sur la reconstruction de l'amplitude du signal d'étalonnage atteint le niveau du bruit électronique, majoritairement induit par l'étape de préamplification. La méthode proposée n'induit donc pas de biais supplémentaire par rapport à la méthode "standard" où la matrice d'autocorrélation du bruit est recherchée.

Dans ces conditions, la contribution au terme constant c de la résolution sur la mesure de l'énergie des photons issus de la désintégration du boson de Higgs par le calorimètre électromagnétique a été déterminé (voir §1.10 dans [25]) : elle est de 0,25%, au sens quadratique, pour un terme constant de 0,7%.

La méthode exposée ici, même si elle n'était pas choisie comme méthode officielle, pourrait être utilisée pour vérifier les résultats obtenus avec la procédure "standard".

Chapitre 4

La Production Associée de $H \rightarrow \gamma\gamma$

4.1 Introduction

Dans ce chapitre est étudié le canal dit de Production Associée du boson de Higgs, celui-ci se désintégrant en une paire de photons. Les bruits de fond à ce signal seront étudiés dans les deux chapitres suivants.

Cette étude se base sur des lots d'événements d'abord produits par le générateur PYTHIA-5.7 [39], puis traités par le programme ATLFast-1.25 [40] simulant la réponse du détecteur ATLAS. Ensuite des critères de sélection sont appliqués sur ces événements afin d'améliorer l'observation du signal. Il sera alors estimé le nombre réel d'événements attendus dans le détecteur ATLAS, ainsi que la résolution sur la mesure de la masse du boson de Higgs. Par rapport à une précédente étude [41], des valeurs récentes de paramètres ont été utilisées : fonctions de structure du proton, valeurs des réjections.

Une étude faite à l'aide de la simulation complète du détecteur ATLAS est aussi présentée.

4.2 Intérêt de la Production Associée

Cet aspect a déjà été abordé deux fois dans les pages précédentes. Dans le cadre du Modèle Standard, ce canal servira à confirmer l'observation du boson de Higgs de masse intermédiaire, dans sa désintégration en deux photons (voir le paragraphe 1.5.3). Dans le cadre du MSSM, il sert à augmenter la couverture de l'espace des paramètres $(M_A, \tan\beta)$ (voir le paragraphe 1.6.4).

Enfin, la présence d'un lepton chargé de haute impulsion transversale

permet de trouver la position du vertex de l'interaction, dont la dispersion le long de l'axe des faisceaux n'est pas négligeable ($\sigma_z^{\text{vertex}} = 5,6$ cm). La masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ de la paire de photons s'exprime en fonction des énergies des photons, E_1 et E_2 , et de l'angle $\theta_{\gamma\gamma}$ entre leurs directions, comme :

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2 \times E_1 \times E_2 \times (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma}) \quad (4.1)$$

et la résolution sur la mesure de $M_{\gamma\gamma}$ est :

$$\frac{\sigma_{M_{\gamma\gamma}}}{M_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \times \left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_{\theta_{\gamma\gamma}}}{\text{tg} \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2}} \right) \quad (4.2)$$

La présence du lepton chargé rend négligeable la contribution du dernier terme et améliore la résolution sur la mesure de la masse du boson de Higgs (voir le paragraphe 4.8). La valeur de cette dernière, rapportée par la référence [24], est de 1,30 GeV, pour une masse de 100 GeV. La contribution (quadratiquement parlant) de la résolution sur la mesure de l'angle $\theta_{\gamma\gamma}$ entre les directions des photons, est estimée à 530 MeV (contribution dite de pointage). Sans cette contribution, on s'attend donc à une résolution de :

$$\sqrt{1,30^2 - 0,530^2} = 1,19 \text{ GeV}$$

soit un gain de 8,5 %.

4.3 Génération des événements physiques

Les hautes énergies disponibles au LHC amèneront à observer les processus physiques provenant de l'interaction entre deux partons, quarks et/ou gluons, issus d'un proton de chaque faisceau. La démarche du générateur PYTHIA-5.7 est brièvement décrite.

Dans une première étape, le générateur procède à la sélection des deux partons qui vont interagir et de leur quantité de mouvement, en utilisant les fonctions de structure du proton. Celles-ci décrivent la probabilité pour qu'un quark de saveur donnée ou un gluon emporte la fraction x de quantité de mouvement totale du proton, pour un processus à l'échelle d'énergie Q^2 . Plusieurs jeux de fonctions de structures sont actuellement disponibles. Un modèle étant ajusté sur des données expérimentales correspondant à des intervalles particuliers de x et Q^2 , il sert à extrapoler les fonctions de structures à l'intervalle de x et Q^2 accessible au LHC. Le jeu CTEQ2L a été choisi lors du démarrage de cette étude car il était le plus récent. Il est compatible avec l'ordre d'approximation de l'élément de matrice utilisé par le générateur (L

correspond à “Leading logarithm order”).

Ensuite, le générateur fournit les produits de l’interaction dure choisie et leur caractéristique cinématique. Dans sa phase d’initialisation, le générateur calcule la valeur de l’élément de matrice du processus sur une grille de points représentatifs de l’espace des phases des variables cinématiques. Les lois de distribution des variables cinématiques y sont ajustées afin de reproduire le comportement de l’élément de matrice. Ces lois sont ensuite utilisées pour tirer au hasard les valeurs des variables cinématiques (un point de l’espace des phases) et ainsi déterminer la cinématique des produits de l’interaction. La section efficace rendue par le générateur est une moyenne de l’élément de matrice sur l’ensemble des points générés dans l’espace des phases.

Dans la majeure partie des cas, les produits de l’interaction partonique sont des quarks, des gluons ou des résonances. Les quarks n’ayant jamais été observés isolément, leur séparation est reproduite dans PYTHIA par un algorithme produisant une série de paires quark–antiquarks d’énergie de plus en plus basse (étape de fragmentation). Puis les quarks se regroupent pour former des hadrons (étape d’hadronisation). Un gluon produit une paire quark–antiquark qui subit le traitement précédent. Les résonances sont désintégrées suivant les rapports d’embranchements standards intégrés au générateur et modifiables si nécessaire.

Les processus nécessaires à l’étude du signal sont les suivants, dans la terminologie utilisée par PYTHIA–5.7 :

- $q\bar{q} \rightarrow ZH$ (ISUB = 24)
- $q\bar{q}' \rightarrow WH$ (ISUB = 26)
- $gg \rightarrow Q\bar{Q}H$ (ISUB = 121) où Q représente un quark lourd : au LHC, il s’agit principalement du quark t
- $q\bar{q}' \rightarrow Q\bar{Q}'H$ (ISUB = 122) (même remarque)

Les modes de désintégration du boson de Higgs et des associés Z , W , t et \bar{t} sont choisis afin de satisfaire à la configuration des événements recherchés, c’est-à-dire la présence de deux photons et d’un lepton chargé, électron ou muon. On considère aussi les configurations comprenant deux leptons chargés, l’un des deux au moins pouvant respecter les critères de sélection ultérieurs. Les modes de désintégration sont :

- $H \rightarrow \gamma\gamma$
- $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$

- $W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu$

Pour la paire $t\bar{t}$, deux cas sont considérés afin d'enrichir les lots d'événements :

- la configuration finale comporte un lepton chargé et quatre jets : t se désintègre semi-leptoniquement ($t \rightarrow W^+b$ puis $W^+ \rightarrow e^+\nu_e/\mu^+\nu_\mu$) et \bar{t} hadroniquement ($\bar{t} \rightarrow W^-\bar{b}$ puis $W^- \rightarrow q\bar{q}'$); lors du comptage des événements, la contribution de cette configuration devra donc être doublée afin de prendre en compte la configuration symétrique
- la configuration finale comporte deux leptons chargés et deux jets : t et \bar{t} se désintègrent tous deux semi-leptoniquement.

Ces choix étant faits et les paramètres caractérisant les faisceaux de proton du LHC étant fixés, le générateur produit les événements physiques. Un événement physique consiste en une liste des particules présentes dans les états initial, intermédiaire et final et de leur quadrivecteur impulsion-énergie. En fin de génération, la section efficace du processus est donnée.

4.4 Simulation du détecteur ATLAS

Le dépôt d'énergie dans les calorimètres puis la reconstruction et l'identification des particules sont pris en charge par le logiciel ATLFAST-1.25. Il utilise une paramétrisation des performances des différents sous-détecteurs. Ces performances sont la combinaison de résultats obtenus à l'aide de simulations complètes du détecteur et de résultats provenant de campagnes de faisceaux test. Un algorithme simule le dépôt d'énergie dans les cellules des calorimètres électromagnétique et hadronique pour les particules qualifiées de stables par le générateur d'événements ($e^\pm, \mu^\pm, \gamma, \pi^\pm, p, n, \dots$).

Par rapport à une simulation complète, l'identification des particules est parfaitement efficace puisque basée sur la liste des particules rendue par le générateur. Les phénomènes dus à la présence du détecteur ne sont pas générés, comme le rayonnement d'un photon par un électron (Bremsstrahlung) ou la conversion d'un photon en une paire électron-positron dans le détecteur interne : entre 20% et 40% des événements, suivant η , contiennent un ou deux photon(s) converti(s), dont les trois-quarts peuvent être reconstruits à l'aide du détecteur interne [24]).

Dépôt d'énergie dans les calorimètres et "clusterisation"

Dans un premier temps, toutes les particules stables d'un événement physique sont recherchées et un algorithme répartit leur énergie dans les cellules des

calorimètres. Le champ magnétique est pris en compte et un décalage en ϕ est appliqué si la particule est chargée. Aucune dégradation du quadrivecteur impulsion-énergie, induite par la mesure par le détecteur n'est appliquée à ce stade.

4.5 Reconstruction et identification

Recherche des amas d'énergie

Toutes les cellules sont inspectées et celles possédant une énergie supérieure à 1,5 GeV sont considérées comme la source d'un amas d'énergie, ou cluster. Un amas supplémentaire est ajouté à la liste des amas si une énergie supérieure à 10 GeV est collectée dans l'ensemble des cellules incluses dans un cône d'ouverture $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,4$ autour de la cellule source.

L'association amas-particule est décrite ci-dessous, en fonction du type de particule.

Identification des photons

Chaque photon présent dans l'événement est repéré. Son quadrivecteur impulsion-énergie est dégradé pour reproduire l'effet de la mesure par le détecteur : p_μ devient $p_\mu \times (1 + \delta)$ où δ est une variable aléatoire suivant une loi gaussienne de valeur moyenne nulle et de largeur égale à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour les photons. Cette dernière a pour expression (fondée entra autres sur des résultats de tests en faisceaux) :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,10}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_{\text{électronique}}}{E_T} \oplus \frac{\sigma_{\text{empilement}}}{E_T} \oplus 0,007 \quad (4.3)$$

soit :

$$\sigma_E = 0,10\sqrt{E} \oplus \sigma_{\text{électronique}} \times \cosh \eta \oplus \sigma_{\text{empilement}} \times \cosh \eta \oplus 0,007 \times E$$

où les contributions du bruit électronique et d'empilement ont pour expression en fonction de η :

- $|\eta| < 0,6$: $\sigma_{\text{électronique}} = 0,245$ GeV et $\sigma_{\text{empilement}} = 0,320$ GeV
- $0,6 < |\eta| < 1,4$: $\sigma_{\text{électronique}} = 0,245$ GeV et $\sigma_{\text{empilement}} = 0,295$ GeV
- $1,4 < |\eta| < 2,5$: $\sigma_{\text{électronique}} = 0,306 \times ((2,4 - |\eta|) + 0,228)/\text{ch}\eta$ et $\sigma_{\text{empilement}} = 0,270$ GeV

La mesure de l'angle θ est aussi dégradée, la direction des photons étant calculée à partir de deux "point d'impact" distants d'une vingtaine de centimètres, mesurés par le premier et le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, à 1,50 mètre du vertex de l'interaction :

- $|\eta| < 0,8$: $\sigma_\theta = \frac{0,065}{\sqrt{E}}$
- $0,8 < |\eta| < 1,4$: $\sigma_\theta = \frac{0,050}{\sqrt{E}}$
- $1,4 < |\eta| < 2,5$: $\sigma_\theta = \frac{0,040}{\sqrt{E}}$

Puis vient l'association amas-photon proprement dite. En accord avec les critères de déclenchement du détecteur ATLAS, si l'impulsion transversale du photon dépasse 10 GeV et qu'il se trouve dans la zone de mesure de précision $|\eta| \leq 2,5$ du calorimètre électromagnétique, un amas candidat est recherché dans la liste courante des amas. Ce candidat doit respecter un critère de proximité spatiale : il doit se trouver dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0,1$ autour de la direction du photon.

Identification des électrons

Comme pour les photons, chaque électron est repéré dans l'événement physique et son quadrivecteur impulsion-énergie est dégradé. Les mêmes paramètres sont utilisés dans l'expression de la résolution en énergie, excepté le terme d'échantillonnage qui passe de 10 % à 12 %.

En effet, cette augmentation traduit le fait qu'une gerbe d'électron a plus de chance de démarrer en amont du calorimètre électromagnétique à cause de son libre parcours moyen dans la matière qui est plus petit que celui d'un photon.

Mais contrairement au photon, l'angle θ n'est pas dégradé car la direction des électrons est très bien mesurée en combinant détecteur interne et calorimètre électromagnétique.

L'association amas-électron est ensuite déclenchée pour les électrons dont l'impulsion transversale dépasse 5 GeV dans l'acceptance $|\eta| \leq 2,5$.

Identification des muons

Il a été choisi pour cette étude de mesurer le muon uniquement à l'aide du détecteur interne. Pour chaque muon repéré dans l'événement, son impulsion

transversale est dégradée suivant l'expression de la résolution sur la mesure de cette quantité :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = (0,0005 \times p_T \oplus 0,012) \times \left(1 + \frac{|\eta|^{10}}{7000}\right) \quad (4.4)$$

Puis, une procédure d'identification de l'amas identique à celle des photons est utilisée pour les muons dont l'impulsion transversale dépasse 6 GeV dans l'acceptance $|\eta| \leq 2,5$.

Identification des jets

Les amas restant dans la liste courante sont considérés comme des candidats jet. Contrairement aux photons, électrons et muons, c'est l'énergie de l'amas qui est dégradée, suivant l'expression de la résolution sur la mesure de l'énergie par le calorimètre hadronique :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,5}{\sqrt{E}} \oplus 0,03 \quad (4.5)$$

Ici, un amas inclut éventuellement un amas associé à un muon non-isolé. Tout amas dont l'énergie dépasse 15 GeV est considéré comme étant dû à un jet.

4.6 Etude des événements

4.6.1 Lots d'événements disponibles

Une série de quatre lots correspond aux quatre canaux constituant notre signal. Chaque lot se base sur 10 000 événements physiques qui ont été générés par PYTHIA et pour lesquels aucune sélection sur les caractéristiques cinématiques des photons, des électrons et des muons n'a été faite. Chaque événement physique est traité par ATLFast et conduit à ce qui est simplement appelé un événement.

Les quatre lots sont :

lot 1 ou "WH" : les événements physiques comportent deux photons et un lepton, électron ou muon

lot 2 ou "ZH" : les événements physiques comportent deux photons et deux leptons, une paire électron-positron ou une paire muon-antimuon

lot 3 ou “ $t\bar{t}H$ 1” : les événements physiques comportent deux photons et *un seul* lepton, électron ou muon, provenant de la désintégration d’un des deux boson W produits par les quark t

lot 4 ou “ $t\bar{t}H$ 2” : les événements physiques comportent deux photons et deux leptons, électrons et/ou muons, provenant de la désintégration des deux bosons W produits par les quarks t

Trois séries ont été produites pour des masses du boson de Higgs de 80 GeV, 100 GeV et 120 GeV, couvrant le domaine alloué à la Production Associée du boson de Higgs se désintégrant en deux photons.

La série correspondant à un boson de Higgs d’une masse de 100 GeV est maintenant exploitée. Des critères de sélection vont être décrits et leur acceptance donnée.

La conversion en nombre d’événements attendus par année de prise de données pour le détecteur ATLAS sera traitée au paragraphe suivant (paragraphe 4.7), pour les trois valeurs de masse considérées.

4.6.2 Cinématique des événements physiques

Le boson de Higgs, ses deux photons et le(e) lepton(s) sont étudiés ici au niveau de l’événement physique (communément appelé “niveau particule”) avant traitement par ATLFAST.

Pour chaque canal produisant le signal, les distributions de la pseudo-rapacité η et de l’impulsion transversale p_T sont reportées sur les figures 4.1, 4.2 et 4.3 pour le boson de Higgs, les photons et le(s) lepton(s) respectivement.

Le boson de Higgs (Fig. 4.1)

La distribution en η est nettement plus étroite pour les canaux $t\bar{t}H$. Elle est typique d’une distribution en θ piquée à la valeur $\theta = \frac{\pi}{2}$: le boson de Higgs est émis préférentiellement de façon très centrale.

Pour les canaux WH et ZH, la distribution en η présente deux lobes, typiques d’une distribution en θ piquée à des valeurs plus proches de $\theta=0$ et $\theta = \pi$ que de $\theta = \frac{\pi}{2}$: le boson de Higgs est émis préférentiellement vers l’avant et l’arrière du détecteur.

Quant à sa distribution en p_T , on retrouve la même distinction entre canaux. L’impulsion transversale moyenne du Higgs est une vingtaine de GeV plus forte dans les canaux $t\bar{t}H$. L’énergie nécessaire aux partons pour la création d’une paire $t\bar{t}$ est plus importante. L’énergie résiduelle, par conséquent plus

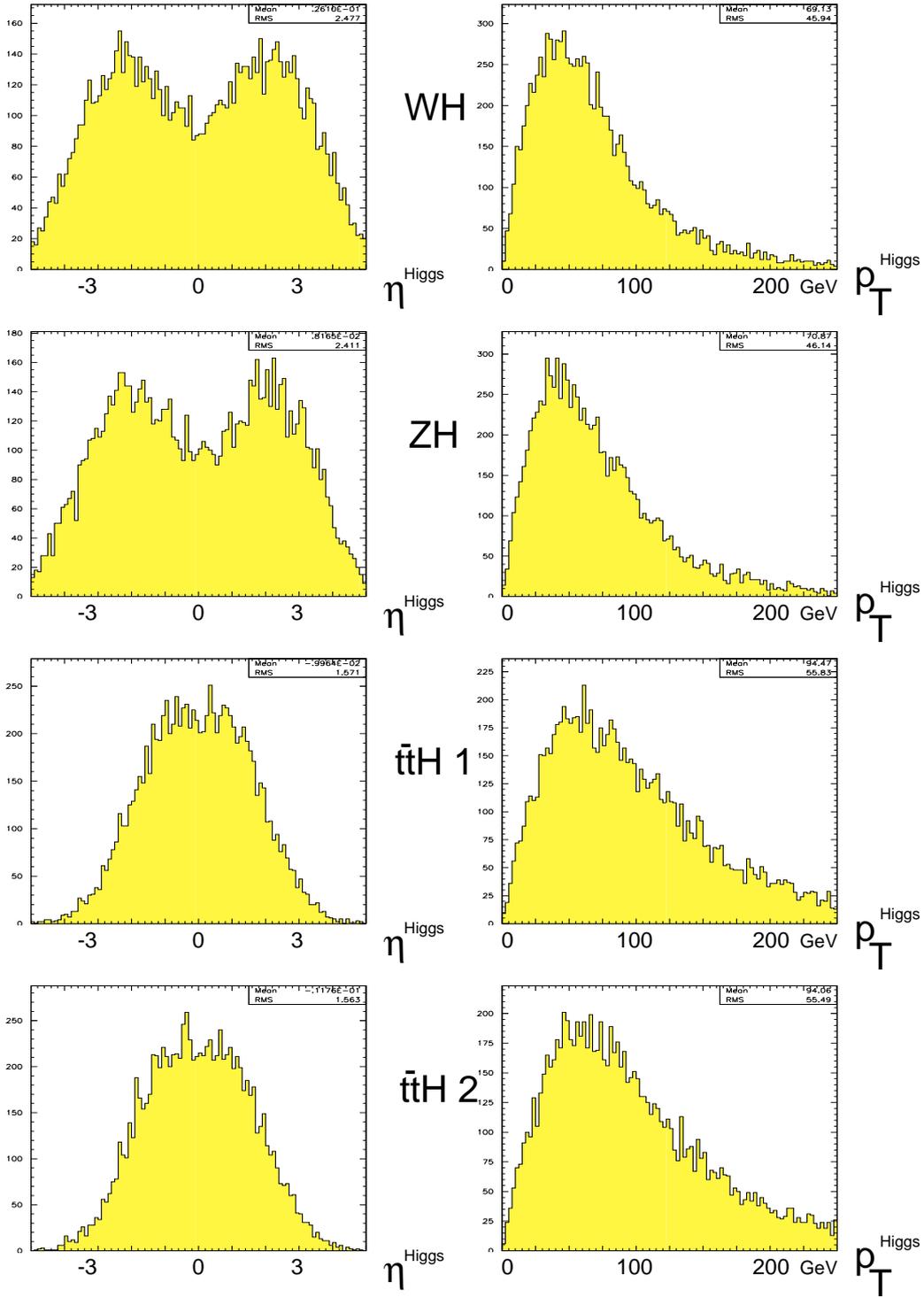


Figure 4.1: Higgs : distributions de η et p_T (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.

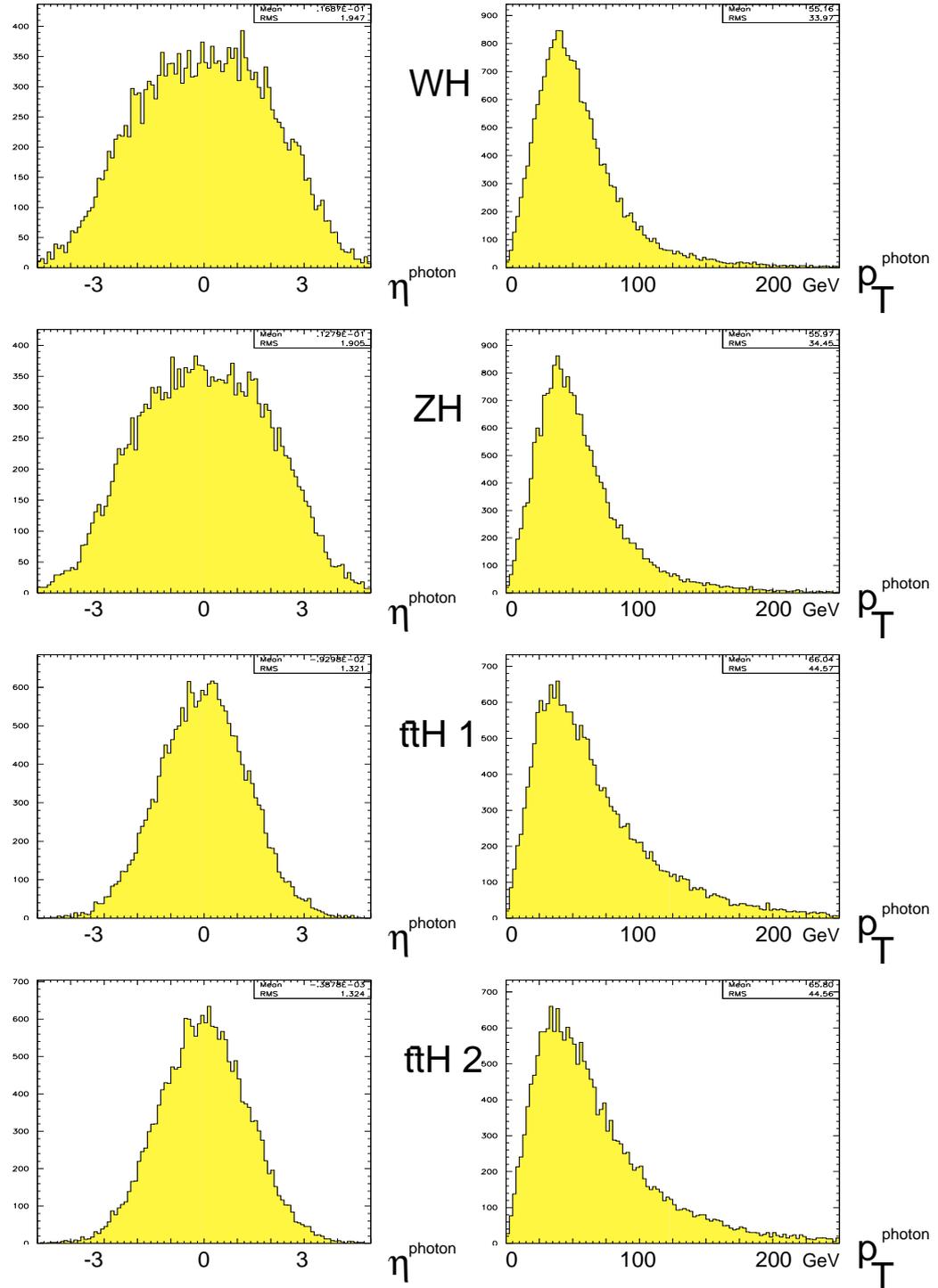


Figure 4.2: Photons : distributions de η et p_{T} (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.

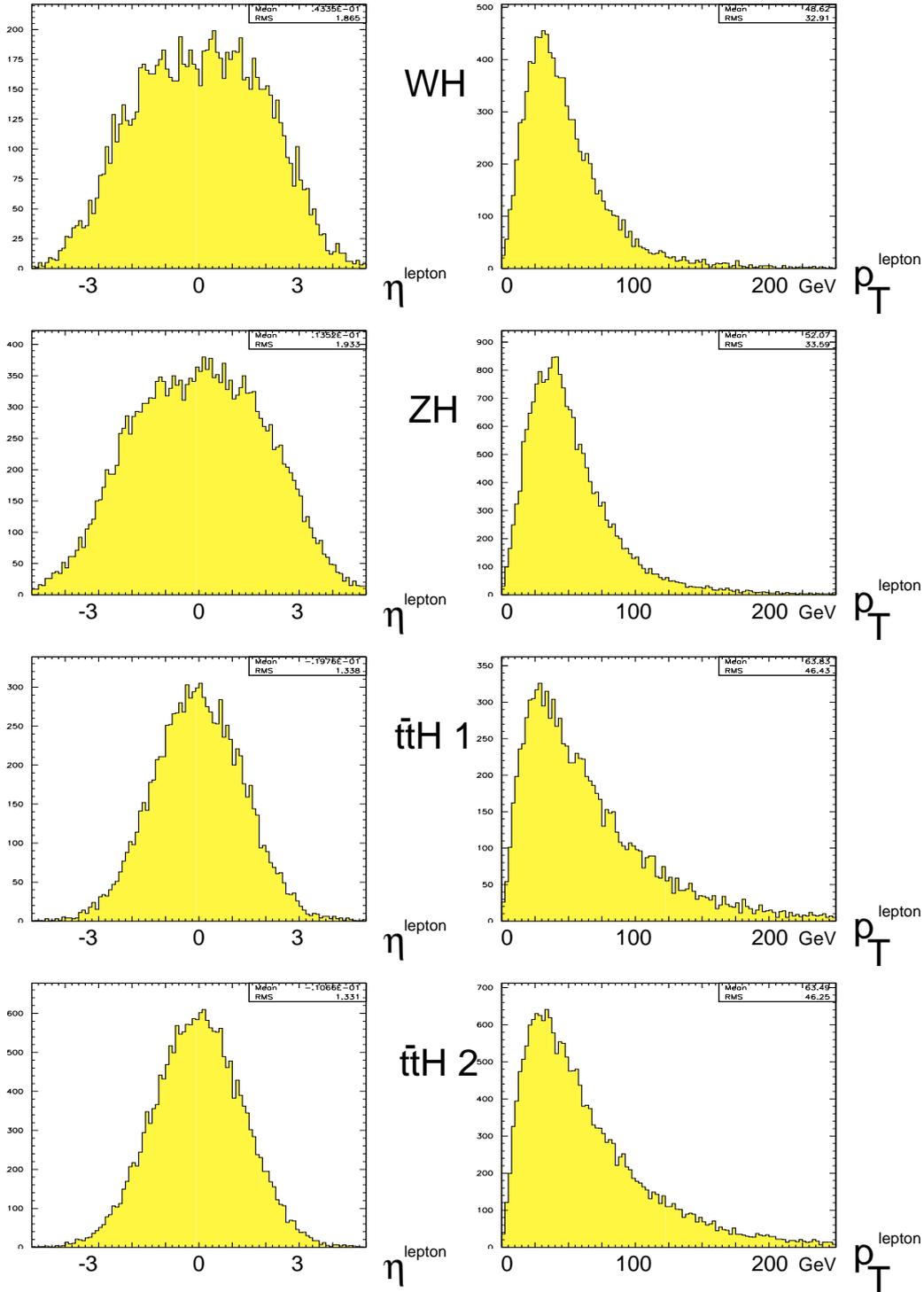


Figure 4.3: Lepton(s): distributions de η et p_T (PYTHIA) pour les quatre canaux du signal.

importante que dans le cas WH ou ZH, redistribuée en impulsion, profite au plus léger des trois, le boson de Higgs.

Les photons (Fig. 4.2)

La caractéristiques précédentes se reportent sur les photons. Dans les canaux $t\bar{t}H$, leur distribution en η est plus étroite et leur impulsion moyenne est une dizaine de GeV supérieure.

Le(s) lepton(s) (Fig. 4.3)

Le lepton a le même comportement que les photons : le quark t , ou /et \bar{t} , étant émis de façon isotrope, sa distribution en η est plus étroite par rapport au canaux WH et ZH dans lesquels les bosons W et Z sont émis préférentiellement vers l'avant et l'arrière du détecteur. La masse supérieure du quark t justifie la valeur moyenne supérieure de la distribution de l'impulsion transversale du lepton des canaux $t\bar{t}H$ par rapport aux canaux WH et ZH.

Application des coupures cinématiques de ATLFAST

Comme il est décrit tout au long du paragraphe 4.5, ATLFAST utilise un premier jeu de critères de sélection qui reflète les critères de déclenchement du détecteur ATLAS :

$$|\eta^{\gamma, e^\pm, \mu^\pm}| \leq 2,5$$

$$p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV} \quad , \quad p_T^{e^\pm} \geq 5 \text{ GeV} \quad , \quad p_T^{\mu^\pm} \geq 6 \text{ GeV} \quad ,$$

Les tableaux 4.1, pour les photons, et 4.2, pour le(s) lepton(s), rapportent l'acceptance correspondant à ces critères. Dans le cas des photons, les deux doivent respecter le critère considéré. Dans le cas des leptons, un au moins doit respecter le critère considéré.

Le tableau 4.3 présente l'acceptance totale.

On retrouve en chiffre les remarques faites au paragraphe précédent :

- la sélection en p_T n'est pas déterminante quel que soit le canal, que ce soit pour les photons (96 %) ou pour les leptons (99%) : les valeurs minimum demandées (10 GeV, 5 GeV et 6 GeV) sont faibles par rapport aux valeurs moyennes des distribution (une cinquantaine de GeV)
- l'acceptance des photons au critère $|\eta| \leq 2,5$ est plus grande d'une vingtaine de points pour les canaux $t\bar{t}H$, provenant de distributions en η plus étroites par rapport aux canaux WH et ZH.

Tableau 4.1: Etude des critères standards de sélection de ATLFast pour les deux photons du signal: $|\eta^\gamma| \leq 2,5$ et $p_T^\gamma \geq 10$ GeV (Les deux photons doivent respecter ces critères).

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
$p_T^{\gamma_1, \gamma_2} > 10$ GeV			
9 601 $\mathcal{A} = 96$ %	9 595 $\mathcal{A} = 96$ %	9 554 $\mathcal{A} = 96$ %	9 546 $\mathcal{A} = 95$ %
$ \eta^{\gamma_1, \gamma_2} < 2,5$			
6 386 $\mathcal{A} = 64$ %	6 582 $\mathcal{A} = 66$ %	8 868 $\mathcal{A} = 89$ %	8 874 $\mathcal{A} = 89$ %
$p_T^{\gamma_1, \gamma_2} > 10$ GeV et $ \eta^{\gamma_1, \gamma_2} < 2,5$			
6 246 $\mathcal{A} = 62$ %	6 459 $\mathcal{A} = 65$ %	8 664 $\mathcal{A} = 87$ %	8 653 $\mathcal{A} = 87$ %

Tableau 4.2: Etude des critères standards de sélection de ATLFast pour le(s) électron(s)/muon(s) du signal: $|\eta^{e,\mu}| \leq 2,5$ et $p_T^e \geq 5$ GeV, $p_T^\mu \geq 6$ GeV (Un électron ou muon au moins doit respecter ces critères).

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
$p_T^e > 5$ GeV, $p_T^\mu > 6$ GeV			
9 904 $\mathcal{A} = 99$ %	9 997 $\mathcal{A} = 99$ %	9 902 $\mathcal{A} = 100$ %	9 997 $\mathcal{A} = 100$ %
$\eta^{e,\mu} < 2,5$ GeV			
8 047 $\mathcal{A} = 80$ %	9 340 $\mathcal{A} = 93$ %	9 397 $\mathcal{A} = 94$ %	9 946 $\mathcal{A} = 99$ %
$p_T^e > 5$ GeV, $p_T^\mu > 6$ GeV et $\eta^{e,\mu} < 2,5$ GeV			
7 994 $\mathcal{A} = 80$ %	9 306 $\mathcal{A} = 93$ %	9 352 $\mathcal{A} = 94$ %	9 938 $\mathcal{A} = 99$ %

Tableau 4.3: Acceptance aux critères standards de sélection de ATLFast. Les deux photons et un électron ou muon au moins sont tels que : $|\eta^{\gamma,e,\mu}| \leq 2,5$ et $p_T^\gamma \geq 10$ GeV, $p_T^e \geq 5$ GeV, $p_T^\mu \geq 6$ GeV.

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
5 612 $\mathcal{A} = 56 \%$	6 333 $\mathcal{A} = 63 \%$	8 176 $\mathcal{A} = 82 \%$	8 607 $\mathcal{A} = 86 \%$

- pour le lepton, l'acceptance au critère $|\eta| \leq 2,5$ est plus grande pour les canaux ZH et $t\bar{t}H$ 2: la présence d'un deuxième lepton augmente la probabilité pour qu'un lepton soit dans l'acceptance.

Le tableau 4.3 rapporte l'acceptance totale pour chaque canal lorsqu'on demande que les deux photons et un lepton au moins respectent les critères énoncés plus haut.

Les acceptances sont de l'ordre de 60 % pour les canaux WH et ZH, de 84 % pour les canaux $t\bar{t}H$.

4.6.3 Sélection préliminaire des événements reconstruits

On considère maintenant les photons, les électrons et les muons après leur traitement par ATLFast.

Les variables qui sont à la base de la sélection finale des événements, sont le nombre de photons N_γ et le nombre de leptons, e^\pm et/ou μ^\pm , N_ℓ effectivement "reconstruits" par ATLFast.

Les tableaux 4.4, 4.5 et 4.6 présentent les acceptances à différentes valeurs de N_γ et N_ℓ , décrites maintenant.

Nombre de photons N_γ (tab. 4.4)

Deux photons au moins sont retenus dans 60 % à 100 % des événements suivant le canal.

La présence de plus de deux photons s'explique par la désintégration de π^0 en deux photons d'énergies disymétriques: celui qui a été retenu par ATLFast étant le photon qui a emporté la plus grosse part de l'énergie du π^0 .

Pour les canaux WH et ZH, un π^0 peut provenir de la fragmentation des

Tableau 4.4: Etude du nombre de photons retenus par ATLFast.

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
$N_\gamma = 2$			
6 139 97 %	6 262 97 %	890 9 %	2 058 21 %
$N_\gamma > 2$			
205 3 %	209 3 %	8 972 91 %	7 623 79 %
$N_\gamma \geq 2$			
6 344 $\mathcal{A} = 63 \%$	6 471 $\mathcal{A} = 65 \%$	9 862 $\mathcal{A} = 99 \%$	9 681 $\mathcal{A} = 97 \%$

Tableau 4.5: Etude du nombre de leptons retenus par ATLFast.

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
$N_\ell = 1$			
7 865 99,9 %	3 107 34 %	5 511 57 %	792 8 %
$N_\ell \geq 2$	$N_\ell = 2$	$N_\ell \geq 2$	$N_\ell = 2$
9 0,1 %	6 132 66 %	4 080 43 %	5 764 58 %
.	$N_\ell \geq 3$.	$N_\ell \geq 3$
.	12 0,1 %	.	3 398 34 %
.	.	.	.
$N_\ell \geq 1$			
7 874 $\mathcal{A} = 79 \%$	9 251 $\mathcal{A} = 93 \%$	9 591 $\mathcal{A} = 96 \%$	9 959 $\mathcal{A} = 99 \%$

Tableau 4.6: Etude combinée du nombre de photons et de leptons retenus par ATLFASST.

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000	initial: 10 000
$N_\gamma = 2, N_\ell \geq 1$			
5 441	6 110	6 363	7 488
$\mathcal{A} = 54 \%$	$\mathcal{A} = 61 \%$	$\mathcal{A} = 64 \%$	$\mathcal{A} = 75 \%$

partons qui n'ont pas pris part à la production du boson de Higgs et de son associé, mais ces partons sont émis préférentiellement vers l'avant et l'arrière du détecteur, au delà de la zone $|\eta| \leq 2,5$. Pour les canaux $t\bar{t}H$, les π^0 proviennent aussi des jets issus des quarks t : ceux-ci étant plus durs et se trouvant plus facilement dans la région $|\eta| \leq 2,5$, la proportion de photons de π^0 retenus par ATLFASST est plus grande par rapport aux deux premiers canaux. La plus grande proportion d'événements avec plus de deux photons reconstruits pour la canal $t\bar{t}H1$ s'explique par le plus grand nombre de jets issus de la paire $t\bar{t}$ par rapport au canal $t\bar{t}H2$ (deux jets de plus).

Nombre de leptons N_ℓ (tab. 4.5)

Un lepton au moins est retenu dans 80% à 100% des événements suivant le canal.

Dans les canaux $t\bar{t}H$, 30% à 40% des événements présentent un lepton de plus qu'attendu (2 et plus, pour $t\bar{t}H1$; 3 et plus, pour $t\bar{t}H2$). Ce lepton supplémentaire provient de la désintégration du quark b .

Combinaison de N_γ et N_ℓ

On s'intéresse d'abord à l'origine des photons retenus par ATLFASST. Les photons sont rangés par ordre décroissant d'impulsion transversale dans cette liste des photons retenus par ATLFASST. L'étude du rang des photons provenant de la désintégration du boson de Higgs dans la liste, nous renseigne sur la proportion d'événements pour lesquels l'un des deux photons, ou même les deux, n'est pas celui qui nous intéresse (Fig. 4.4). Cette étude est faite sur les événements tels que: $N_\gamma \geq 2$ et $N_\ell \geq 1$.

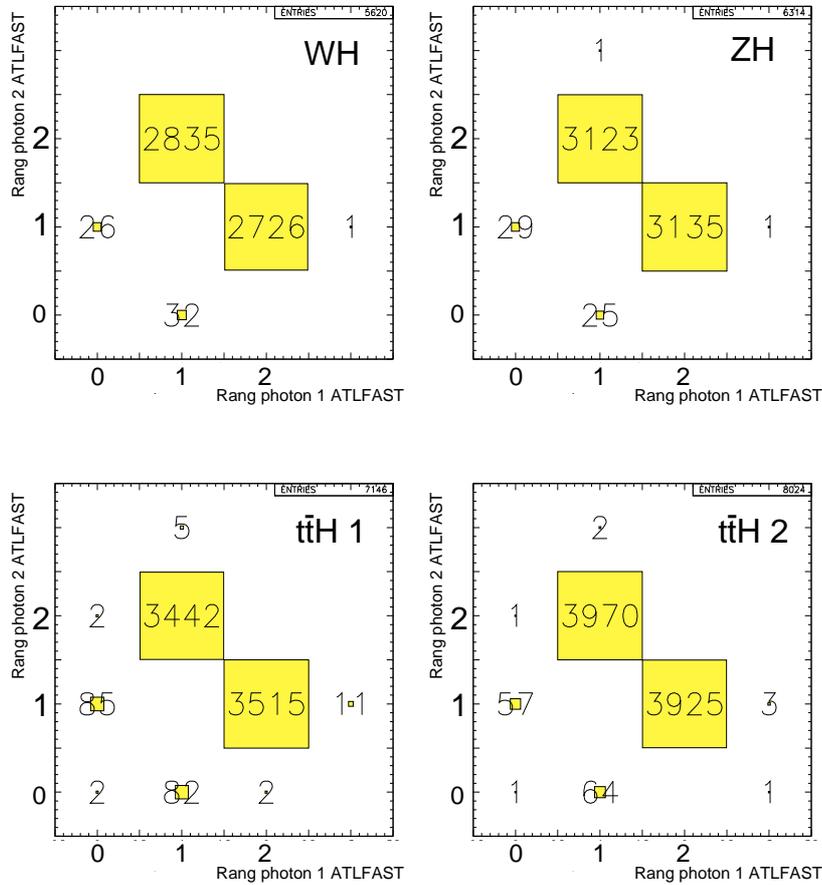


Figure 4.4: Répartition des photons provenant du signal dans la liste des photons, rangés par p_T décroissant, retenus par ATLFAST (sélection : $N_\gamma \geq 2$ et $N_\ell \geq 1$).

Pour le canal WH, il ne se trouve que quelques événements, $26+32=58$ sur les 5 620 retenus ici, pour lesquels seulement un des deux photons provenant de la désintégration du boson de Higgs se trouve parmi les deux photons de plus haute impulsion transversale retenus par ATLFAST, soit une contamination négligeable de ce lot de l'ordre du pourcent. Pour un seul événement, les photons du signal se classent en première et troisième position : cette effet est négligeable.

Pour les photons du canal ZH, on retrouve le même ordre de grandeur de la contamination.

Cela se dégrade pour les canaux $t\bar{t}H$ mais les effets restent néanmoins négligeables. La contamination est de 2,6 % et 1,6 % pour les lots $t\bar{t}H$ 1 et $t\bar{t}H$ 2

respectivement.

Une sélection préliminaire des événements, basée sur les deux photons de plus haute impulsion transversale est donc utilisée¹. Le tableau 4.6 rapporte l'acceptance lorsqu'on demande la présence de deux photons et d'un lepton au moins.

De plus, l'application de critères de sélection concernant le lepton s'effectue sur celui qui possède la plus haute impulsion transversale.

La transition tonneau bouchon du calorimètre électromagnétique

Plus communément appelée "crack", cette zone occupe l'intervalle en pseudo-rapacité :

$$1,37 < |\eta| < 1,52$$

Dans cette zone, la résolution en énergie est fortement dégradée (voir le paragraphe 2.3.5).

Par conséquent, il a été choisi ici de rejeter un événement dès qu'un des deux photons se trouve dans cette zone. Le troisième cadre du tableau 4.7 présente pour chaque canal, le nombre d'événements obtenu après prise en compte du "crack", par rapport à l'étape de la sélection préliminaire sur le nombre de photons et de leptons reconstruits par ATLFASST.

Pour chaque canal, la perte se monte à une dizaine de pourcents.

4.6.4 Sélection finale

Des critères de sélection indépendants du détecteur et de la reconstruction sont maintenant ajoutés afin d'éclaircir notre signal et éliminer les bruits de fond (discutés dans les chapitres suivants).

Isolation des photons et leptons

Un critère d'isolation est appliqué pour affiner la mesure des photons, des électrons et des muons mais aussi pour commencer à éliminer les bruits de fond, dans lesquels un lepton peut rayonner un photon proche de lui (voir le

¹En fait, les événements qui vont être utilisés dès maintenant ont été traités par ATLFASST dans lequel un critère d'isolation est appliqué aux photons, aux électrons et aux muons. Dans la logique de l'exposé de l'ensemble des critères de sélection, ce critère d'isolation est discuté plus loin, au début du paragraphe 4.6.4.

L'application de la suite des critères de sélection se fait donc sur les deux photons de plus haute impulsion transverse et respectant le critère d'isolation. Ceci ne change pas les résultats présentés.

chapitre 5).

Ce critère est inclus par défaut dans ATLFAST et exige que :

- aucun amas d'énergie ne se trouve dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0,4$ autour de la direction de la particule
- l'énergie déposée, autre que celle de la particule, dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0,2$ autour de la direction de la particule ne dépasse 10 GeV

Il a été montré que l'acceptance à ce critère est de 99 % pour les photons du canal direct $H \rightarrow \gamma\gamma$ ([40]).

Nous avons vérifié que ce résultat est valable pour les canaux WH et ZH. Pour les canaux de type $t\bar{t}H$, par contre, une diminution est attendue, causée par les jets provenant de la paire $t\bar{t}$.

Une étude "simplifiée" des photons du lot $t\bar{t}H1$ le montre. On entend par "simplifiée" le fait qu'on ne considère pas les jets mais les quatre quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$, pris au niveau de l'événement physique :

$$\begin{aligned} t &\rightarrow W^+ \mathbf{b} \\ \bar{t} &\rightarrow W^- \bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{b}}\mathbf{q}\bar{\mathbf{q}}' \end{aligned}$$

La figure 4.5 présente la distribution du nombre de ces quarks présents dans la zone de mesure de précision $|\eta| \leq 2,5$. On y retrouve les quatre quarks dans près de 70% des événements physiques.

Pour les photons présents dans cette zone, la figure 4.6 rapporte l'acceptance au critère d'isolation $\Delta R \geq \Delta R_{\min}$ avec les quarks : 10% des photons se trouvent à une distance inférieure à la valeur choisie $\Delta R = 0,4$.

L'algorithme utilisé dans ATLFAST ne permet pas de vérifier l'isolation entre photons et entre photons et leptons. Il faut ajouter ce critère de sélection :

$$\Delta R_{\gamma_1, \gamma_2} \geq 0,4 \quad \text{et} \quad \Delta R_{\gamma, \ell} \geq 0,4$$

De plus, l'isolation muon-jet n'est pas vérifiée :

$$\Delta R_{\mu, \text{jet}} \geq 0,4$$

Et on demande que le muon soit un muon isolé (ATLFAST ne rejette pas les muons non-isolés).

Le quatrième cadre du tableau 4.7 présente l'acceptance correspondante à chaque lot.

L'acceptance approche les 100 % pour les canaux WH et ZH, alors qu'elle n'est que de 80 % pour les canaux $t\bar{t}H$. Le critère qui fait la différence est l'isolation entre muon et jets.

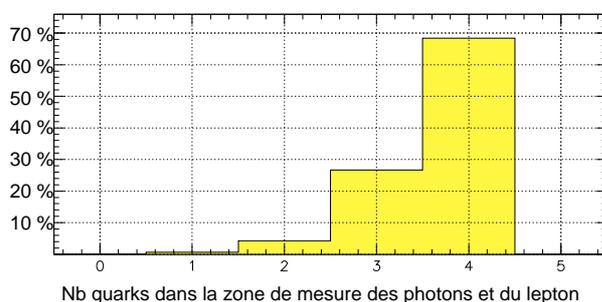


Figure 4.5: Distribution du nombre de quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ du canal $t\bar{t}H1$, présents dans $|\eta| \leq 2,5$.

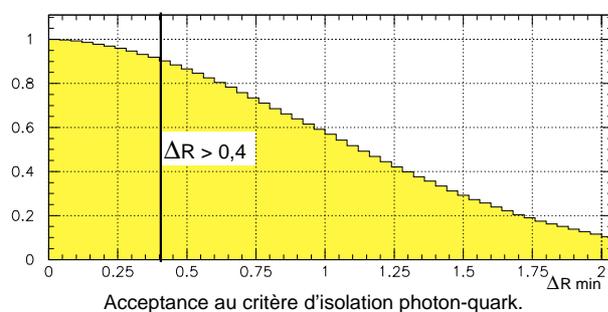


Figure 4.6: Distribution de la distance minimale (ΔR) entre photons issus de la désintégration du boson de Higgs et quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ du canal $t\bar{t}H1$.

Impulsion transversale des photons et leptons

Demander une haute impulsion transversale ($p_T \geq 25$ GeV) pour les photons et le lepton permet d'une part d'abaisser la contribution des bruits de fond et d'autre part d'assurer une bonne efficacité d'identification. (voir le paragraphe 2.4).

Les figures 4.7 et 4.8 présentent l'évolution de l'acceptance en fonction de l'impulsion transversale minimum demandée pour les deux photons et l'ensemble des deux photons et du lepton respectivement.

Dans le premier cas, les acceptances des quatre canaux sont proches. Pour une impulsion transversale minimum inférieure à 35 GeV, ce sont les canaux WH et ZH qui dominent. Puis ce sont les canaux $t\bar{t}H$ qui prennent le dessus à cause de la distribution beaucoup plus étalée de l'impulsion transversale des photons (fig. 4.2).

Lorsque l'on considère également le lepton, on observe une séparation nette

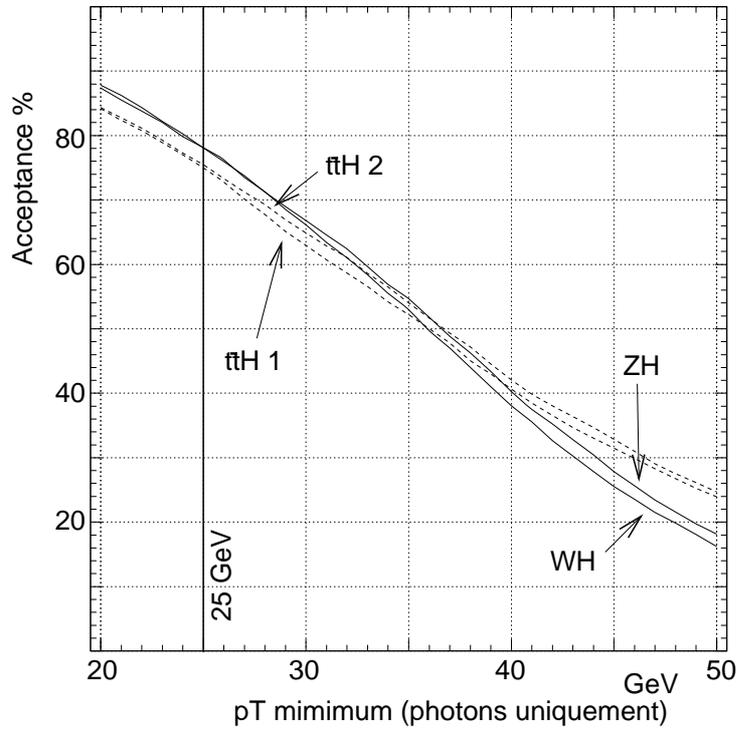


Figure 4.7: Acceptances à la coupure en p_T pour les deux photons uniquement, pour les quatre canaux.

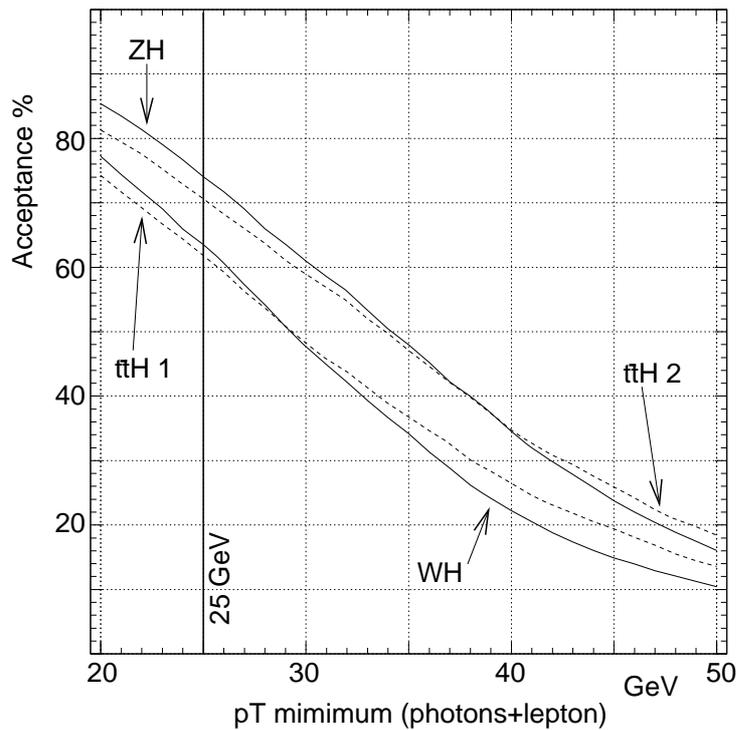


Figure 4.8: Acceptances à la coupure en p_T pour les deux photons et le lepton, pour les quatre canaux.

Tableau 4.7: Acceptances aux différentes critères de sélection des événements traités par ATLFAST. A chaque étape un critères est rajouté et l'acceptance est calculée par rapport à l'étape précédente. La dernière ligne présente l'acceptance totale, avant la sélection des événements appartenant à l'intervalle de masse.

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
Initial			
10 000	10 000	10 000	10 000
$N_\gamma = 2, N_\ell \geq 1$			
5 441 $\mathcal{A} = 54 \%$	6 110 $\mathcal{A} = 61 \%$	6 363 $\mathcal{A} = 64 \%$	7 488 $\mathcal{A} = 75 \%$
Les deux photons hors crack			
4 861 $\mathcal{A} = 89 \%$	5 405 $\mathcal{A} = 88 \%$	5 716 $\mathcal{A} = 90 \%$	6 719 $\mathcal{A} = 90 \%$
Photons et leptons isolés			
4 756 $\mathcal{A} = 98 \%$	5 316 $\mathcal{A} = 98 \%$	4 505 $\mathcal{A} = 79 \%$	5 356 $\mathcal{A} = 80 \%$
$p_T^{\gamma, e/\mu} \geq 25 \text{ GeV}$			
3 021 $\mathcal{A} = 64 \%$	3 936 $\mathcal{A} = 74 \%$	2 785 $\mathcal{A} = 62 \%$	3 782 $\mathcal{A} = 71 \%$
Globale :			
$\mathcal{A} = 30 \%$	$\mathcal{A} = 39 \%$	$\mathcal{A} = 28 \%$	$\mathcal{A} = 38 \%$

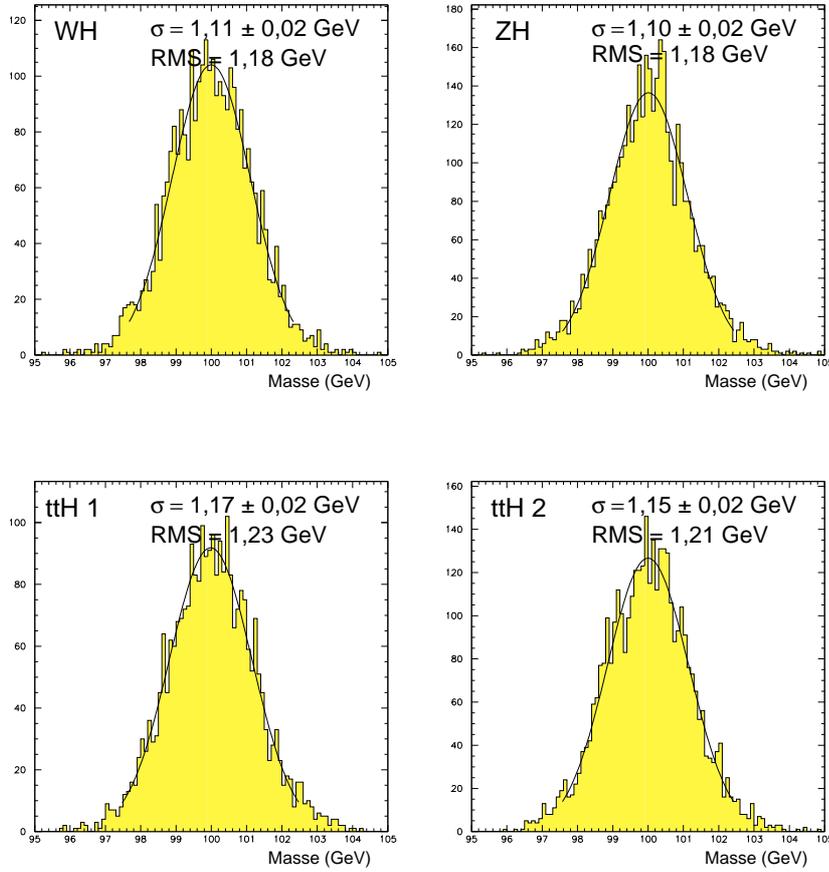


Figure 4.9: Ajustement gaussien de la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ sur $\pm 2\sigma$ autour de $M_{\text{Higgs}} = 100$ GeV, pour les quatre canaux du signal.

entre les canaux WH et $t\bar{t}H$ 1 d'une part, et les canaux ZH et $t\bar{t}H$ 2 d'autre part. Dans ces derniers, les événements comptent deux leptons et ont donc une chance de plus d'avoir un lepton au dessus du seuil choisi, par rapport à ceux où il n'y en a qu'un seul.

Le cinquième cadre du tableau 4.7 présente l'acceptance pour la valeur seuil de 25 GeV, de l'impulsion transversale des deux photons et du lepton.

L'acceptance diminue de 20% à 30 GeV et d'un facteur 2 à 40 GeV .

Intervalle de masse

On suppose que la distribution de la masse reconstruite de deux photons $M_{\gamma\gamma}$ pour le bruit de fond (B) est monotone, c'est-à-dire non résonante à la

masse du boson de Higgs considérée. Pour une distribution de $M_{\gamma\gamma}$ d'allure gaussienne pour le signal (S), on peut montrer que le rapport S/\sqrt{B} est maximum si l'on prend en compte les événements compris dans un intervalle centré sur la masse du boson de Higgs et de largeur $\Delta M = 2,8 \times \sigma(M_{\gamma\gamma})$. Cet intervalle rassemble alors 83,8 % des événements.

La figure 4.9 présente l'ajustement gaussien sur $\pm 2\sigma$ autour de 100 GeV de la distribution de la masse reconstruite des deux photons, pour les quatre canaux. En prenant une résolution moyenne sur la mesure de la masse du boson de Higgs de :

$$\sigma(M_{\gamma\gamma}) = 1,14 \text{ GeV}$$

on obtient un intervalle de masse de largeur :

$$\Delta M = 3,2 \text{ GeV}$$

Il a été choisi de conserver cette valeur pour l'étude d'un boson de Higgs dont la masse est 80 GeV ou 120 GeV.

A titre indicatif, la variation de l'intervalle de masse a été étudiée avec les lots d'événements disponibles, traités par ATLFAST : l'intervalle est réduit de 15 % à 80 GeV, 6 % à 120 GeV, par rapport à la référence 100 GeV.

Résumé

Les critères de sélection, dits "standards", sont résumés dans la liste ci-dessous :

- $N_\gamma = 2$ et $N_\ell \geq 1$
- $\eta^\gamma \notin [1,37; 1,52]$
- isolation : $\Delta R_{\gamma_1, \gamma_2} \geq 0,4$, $\Delta R_{\gamma_{1,2}, \ell} \geq 0,4$, $\Delta R_{\mu, \text{jet}} \geq 0,4$
- $p_T^{\gamma, \ell} \geq 25 \text{ GeV}$
- intervalle de masse : $\Delta M = 3,2 \text{ GeV}$

Le nombre des événements disponibles et l'acceptance correspondante, pour chaque lot et pour les trois valeurs de masse du boson de Higgs considérées, sont rassemblés dans le tableau 4.8.

Les acceptances globales augmentent avec la masse du boson de Higgs mais tendent à stagner après une centaine de GeV.

Tableau 4.8: Acceptance à l'ensemble des critères de sélection pour $M_{\text{Higgs}} = 80, 100$ et 120 GeV (lots de 10 000 événements initiaux)

lot 1: WH	lot 2: ZH	lot 3: $t\bar{t}H$	lot 4: $t\bar{t}H$
Initial			
10 000	10 000	10 000	10 000
$M_{\text{Higgs}} = 80$ GeV			
2 009 $\mathcal{A} = 20$ %	2 583 $\mathcal{A} = 26$ %	1 889 $\mathcal{A} = 19$ %	2 447 $\mathcal{A} = 24$ %
$M_{\text{Higgs}} = 100$ GeV			
2 532 $\mathcal{A} = 25$ %	3 267 $\mathcal{A} = 33$ %	2 267 $\mathcal{A} = 23$ %	3 122 $\mathcal{A} = 31$ %
$M_{\text{Higgs}} = 120$ GeV			
2 587 $\mathcal{A} = 26$ %	3 437 $\mathcal{A} = 34$ %	2 273 $\mathcal{A} = 23$ %	2 970 $\mathcal{A} = 30$ %

4.7 Nombres d'événements attendus

Le paragraphe précédent nous a permis d'étudier l'acceptance des différents critères de sélection des événements. Il est temps de convertir les nombres d'événements restants en nombre d'événements effectivement attendus par année de fonctionnement du LHC.

Ce nombre dépend de trois paramètres reliés aux trois composantes de l'expérience: la section efficace σ de l'interaction envisagée, la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ du couple accélérateur-détecteur, de l'efficacité de reconstruction par le détecteur et de l'acceptance \mathcal{A} liée à la physique du processus mais aussi au détecteur:

$$\mathcal{N} = \sigma \times \int \mathcal{L} dt \times \varepsilon \times \mathcal{A}$$

Sections efficaces de production

Le générateur PYTHIA renvoie pour chaque lot d'événements physique produit une section efficace, basée sur le lot de fonctions de structures CTEQ2L.

Tableau 4.9: Sections efficaces totales (rapports d'embranchements inclus) pour les différents canaux du signal $M_{\text{Higgs}} = 80, 100$ et 120 GeV (en fb).

WH	ZH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
$M_{\text{Higgs}} = 80$ GeV			
0,719 fb	0,123 fb	0,628 fb	0,0845 fb
$M_{\text{Higgs}} = 100$ GeV			
0,672 fb	0,119 fb	0,574 fb	0,0773 fb
$M_{\text{Higgs}} = 120$ GeV			
0,581 fb	0,102 fb	0,474 fb	0,0638 fb

La référence [42] (voir les tableaux 11, 12 et 13) rapporte d'une part les sections efficaces pour la Production Associée du boson de Higgs, moyennées sur l'ensemble des quatre lots de fonctions de structures CTEQ2L, CTEQ2MS, CTEQ2M et MRSD. D'autre part, le rapport de branchement du processus $H \rightarrow \gamma\gamma$ y a été réévalué ... à la hausse.

Il ne reste plus qu'à prendre en compte les rapports d'embranchement liés à la désintégration de l'associé, rapports d'embranchement référencés dans [4]:

$$\begin{aligned}
\text{Br}(W \rightarrow e/\mu\nu_{e/\mu}) &= 21,2\% \\
\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-) &= 6,73\% \\
\text{Br}(t\bar{t} \rightarrow e^+/\mu^+\nu_{e/\mu} + b\bar{b}q\bar{q}') &= 2 \times (21,2\% \times 78,8\%) = 33,4\% \\
\text{Br}(t\bar{t} \rightarrow e^+/\mu^+e^-/\mu^-\nu_{e/\mu}\bar{\nu}_{e/\mu} + b\bar{b}) &= 21,2\% \times 21,2\% = 4,94\%
\end{aligned}$$

Le tableau 4.9 rapporte les sections efficaces totales ainsi obtenues.

Luminosité

Les nombres d'événements présentés ici sont ceux obtenus pour une année standard de fonctionnement du détecteur ATLAS et du LHC dans son régime de haute luminosité, correspondant à une luminosité intégrée de :

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

Tableau 4.10: Nombres d'événements attendus pour les différents canaux du signal pour $M_H = 80, 100$ et 120 GeV, pour une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, avec le détecteur ATLAS.

WH	ZH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
$M_{\text{Higgs}} = 80$ GeV			
8,32	1,83	6,83	1,19
TOTAL = 18,17			
$M_{\text{Higgs}} = 100$ GeV			
9,80	2,22	7,50	1,39
TOTAL = 20,91			
$M_{\text{Higgs}} = 120$ GeV			
8,66	2,02	6,21	1,09
TOTAL = 17,97			

Efficacité de reconstruction

L'acceptance totale est le produit de l'acceptance obtenue plus haut (tab. 4.8) et des efficacités de reconstruction par photon, $\varepsilon_\gamma = 80$ %, et pour l'électron ou le muon, $\varepsilon_{e,\mu} = 90$ %, définies au paragraphe 2.4. Ces efficacités réduisent le nombre d'événements de façon identique d'un facteur $0,8^2 \times 0,9 = 0,576$.

Résultat final

Les nombres d'événements observables par le détecteur ATLAS, pour les quatre canaux, par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, sont indiqués dans le tableau 4.10 : entre 18 et 21 événements sont attendus. Les acceptances étant du même ordre de grandeur, ce sont les sections efficaces de production qui décident des deux canaux prépondérants, à savoir WH et $t\bar{t}H$ avec un seul e/μ produit.

4.8 Simulation complète du canal $t\bar{t}H$

Comme il a été remarqué dans la première partie du paragraphe 4.6.4, les événements de Production Associée présentent d'autres particules de grande impulsion transversale dans l'entourage des deux photons issus du boson de Higgs, par rapport au mode direct $H \rightarrow \gamma\gamma$. Et en particulier, dans le cas du lot $t\bar{t}H$ 1, quatre jets pourraient venir gêner la mesure des deux photons.

Une étude simple, au niveau particule, nous a permis de constater que cet effet était limité (90% des photons sont isolés des quarks, au sens $\Delta R_{\gamma-q} > 0,4$).

Une simulation complète des événements $t\bar{t}H$ va permettre dans un premier temps de déterminer l'efficacité d'identification des photons. Dans un deuxième temps, il sera étudié l'amélioration de la résolution sur la mesure de la masse $M_{\gamma\gamma}$, provoquée par la présence du lepton.

4.8.1 Génération, simulation et reconstruction

En premier, des événements physiques de type de ceux du lot $t\bar{t}H1$ (voir paragraphe 4.3) ont été générés avec PYTHIA-5.7 :

$$\begin{aligned} H &\longrightarrow \gamma\gamma \\ t &\longrightarrow W^+ b \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu b \\ \bar{t} &\longrightarrow W^- \bar{b} \longrightarrow \bar{b} q \bar{q}' \end{aligned}$$

Afin de diminuer le temps de calcul, seuls les événements produisant un muon ont été choisis mais le spectromètre à muon n'a pas été simulé : ceci n'est pas gênant pour la détermination de l'efficacité d'identification par photon et un artifice sera utilisé pour l'étude de l'amélioration de la résolution sur la mesure de la masse $M_{\gamma\gamma}$.

De plus, pour ne pas traiter d'événements hors acceptance, un filtre a été appliqué sur les caractéristiques cinématiques des photons et du muon générés par PYTHIA :

$$|\eta^{\gamma,\mu}| < 2,7 \quad \text{et} \quad p_T^{\gamma,\mu} > 17 GeV$$

Des valeurs limites plus larges ont été cependant choisies afin de pallier aux effets de la mesure par le détecteur.

Ensuite, DICE ([43]), le logiciel de simulation complète du détecteur ATLAS, dans sa version 97.12, a été utilisé. Il est fondé sur le logiciel GEANT-3.21 qui inclut :

- une description de la géométrie du détecteur et des matériaux qui le composent, ainsi que de la granularité des sous-détecteurs

- l'algorithme d'évolution des particules à travers la matière inactive du détecteur et leur dépôt d'énergie dans les parties actives

La simulation proprement dite a été exécutée sur la ferme BASTA au centre de calcul de Lyon (CCIN2P3). Un mois et demi a été nécessaire pour produire quelques 3 000 événements, sur plusieurs processeurs en parallèle, le traitement d'un événement prenant une moyenne de trois-quart d'heure.

Enfin, les événements ont été reconstruits dans le calorimètre électromagnétique, de façon standard par le logiciel ATRECON ([44]). Celui-ci examine l'ensemble des cellules du calorimètre : toute cellule présentant un fort dépôt d'énergie est considérée comme initiatrice d'un amas électromagnétique. Par défaut, un amas regroupe les cellules dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules, dans la granularité du deuxième compartiment du calorimètre autour de la cellule initiatrice. Les caractéristiques des amas sont ensuite calculées. L'énergie de l'amas correspond à la somme des énergies des cellules le constituant. Il faut noter qu'ici aucun bruit ni d'électronique, ni d'empilement n'a été pris en compte.

Quant à ϕ et η , ils correspondent au barycentre des énergies des cellules suivant la direction appropriée. En ce qui concerne η , il est calculé dans les premier ("strips") et deuxième compartiments : ceci permet d'obtenir deux points distincts qui définissent la direction des gerbes des photons et la coordonnées z , intersection entre cette direction et l'axe des faisceaux. La reconstruction standard donne également accès à la profondeur de la gerbe dans le calorimètre, comme étant le barycentre radial des cellules pondérées par leur énergie.

4.8.2 Reconnaissance des amas électromagnétiques

Il n'a été possible d'étudier que les événements pour lesquels les deux photons sont dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

Dans le but de tester des critères d'identification des photons ou de reconstruire la masse $M_{\gamma\gamma}$, il faut d'abord associer chaque photon généré par PYTHIA à un amas donné par le calorimètre électromagnétique. Ceci a été fait de manière artificielle sur la base de critères de proximité spatiale et d'énergie ² :

²En situation réelle de prise de données avec ATLAS, l'identification d'un amas électromagnétique quelconque nécessite la vérification d'un certain nombre de critères. On obtient alors l'efficacité d'identification par photon ε^γ en fonction du pouvoir de réjection photon-jet $R_{\gamma/\text{jet}}$ (inverse de la probabilité qu'un amas électromagnétique produit par un jet soit identifié comme celui produit par un photon). La procédure artificielle utilisée ne permet pas d'obtenir la valeur de $R_{\gamma/\text{jet}}$.

- $|\Delta\eta| = |\eta_{\text{calo}} - \eta_{\text{PYTHIA}}| < 0,1$
- $|\Delta\phi| = |\phi_{\text{calo}} - \phi_{\text{PYTHIA}}| < 0,1$
- $|\Delta E| = |E_{\text{calo}} - E_{\text{PYTHIA}}| < 10 \text{ GeV}$

Les événements passant ces critères sont étudiés dans la suite.

4.8.3 Efficacité de reconstruction des photons

Des critères ont été optimisés pour identifier les photons du canal direct $H \rightarrow \gamma\gamma$; ils ont été décrits au paragraphe 2.4.1. Leur application à un amas électromagnétique détermine si oui ou non celui-ci est considéré comme un photon.

Dans un premier temps, un lot test d'événements correspondant au canal direct $H \rightarrow \gamma\gamma$ a été soumis à ces critères et une efficacité d'identification par photon de :

$$\varepsilon_{H \rightarrow \gamma\gamma}^{\gamma} = (81,3 \pm 1,2) \%$$

a été obtenue. L'erreur présentée est l'erreur statistique.

Puis notre lot d'événements a été traité. L'efficacité d'identification globale obtenue est :

$$\varepsilon_{t\bar{t}H}^{\gamma} = (80,3 \pm 0,6) \%$$

(Le nombre d'événements disponible étant environ quatre fois plus grand que pour le canal direct).

Les figures 4.10 et 4.11 présentent la valeur de ε^{γ} en fonction de η^{γ} et p_T^{γ} respectivement. La première figure met en évidence la présence du "crack" : à partir de $\eta \approx 1,2$ la capacité d'identification se dégrade. La deuxième montre que le seuil des 80% n'est atteint que pour des impulsions transversales supérieures à 40 GeV. Cependant, à 25 GeV, l'efficacité d'identification n'a perdu qu'une dizaine de points et la figure 4.2 indique que la plus grande partie des photons ont une impulsion transverse supérieure à une quarantaine de GeV.

Finalement, on n'obtient pas de différence majeure entre les modes direct $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $t\bar{t}H$ en ce qui concerne l'identification des photons. Une efficacité d'identification par photon de 80% peut raisonnablement être appliquée.

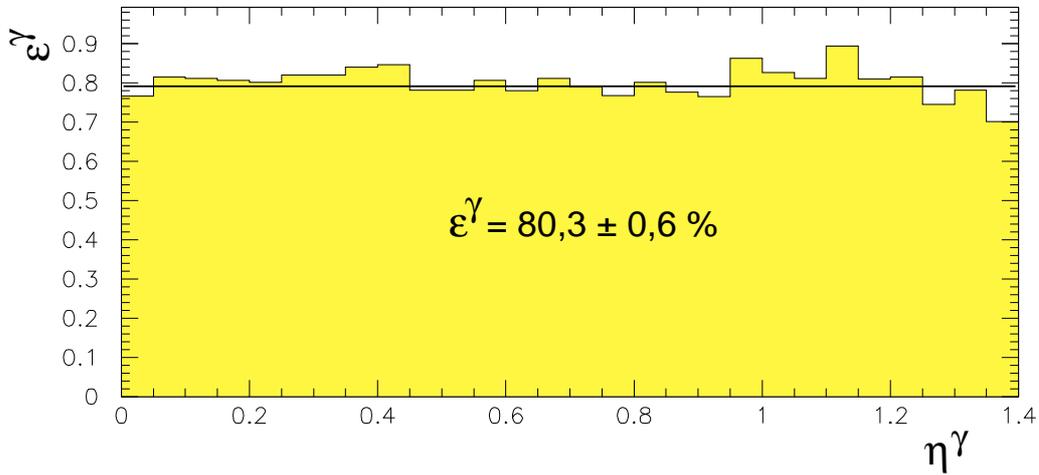


Figure 4.10: Efficacité d'identification par photon, en fonction de $|\eta|$ pour le canal $t\bar{t}H$ (partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).

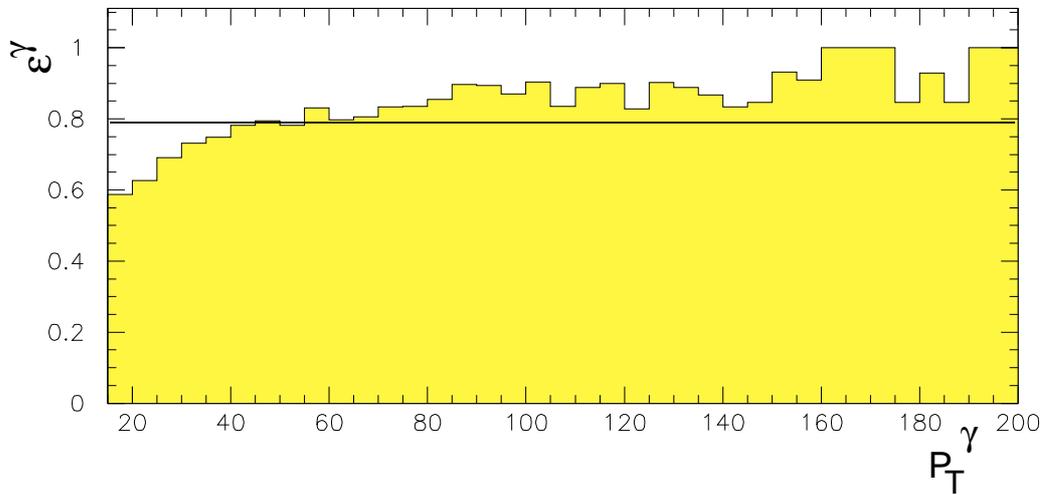


Figure 4.11: Efficacité d'identification par photon, en fonction de p_T pour le canal $t\bar{t}H$ (partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).

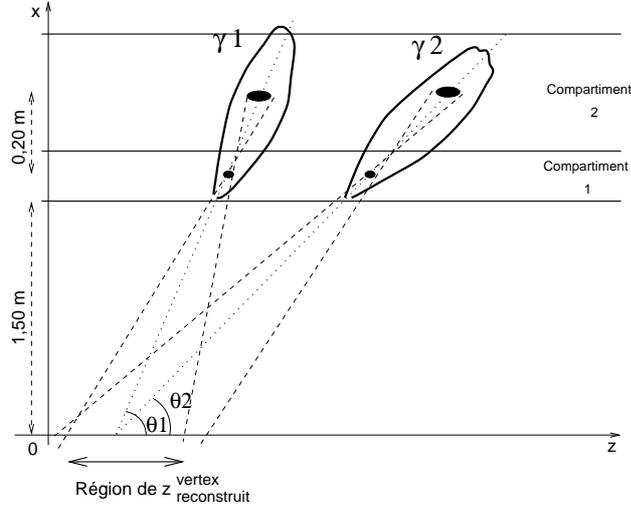


Figure 4.12: Détermination du vertex de l'interaction par le calorimètre électromagnétique : l'effet de bras de levier, entre les points de mesure dans le premier et le deuxième compartiment déterminant la direction de la gerbe des photons, entraîne une erreur sur la détermination de $z_{\text{reconstruit}}^{\text{vertex}}$.

4.8.4 Amélioration sur la mesure de $M_{\gamma\gamma}$

Rappelons que la forme allongée des paquets de protons, nécessaire pour atteindre la luminosité requise, fait que le vertex des interactions a une dispersion importante suivant l'axe des faisceaux de $\sigma_z^{\text{vertex}} = 5,6$ cm. Cette dispersion est considérée comme négligeable dans le plan transversale aux faisceaux ($\sigma_x^{\text{vertex}} = \sigma_y^{\text{vertex}} = 15 \mu\text{m}$).

La position en z du vertex peut être retrouvée par recouplement des direction des gerbes des deux photons dans le calorimètre électromagnétique (Fig. 4.12) :

$$z_{\text{reconstruit}}^{\text{vertex}} = \frac{\frac{z_1}{(\sigma_{z_1})^2} + \frac{z_2}{(\sigma_{z_2})^2}}{\frac{1}{(\sigma_{z_1})^2} + \frac{1}{(\sigma_{z_2})^2} + \frac{1}{(\sigma_z^{\text{vertex}})^2}}$$

Il faut ensuite corriger les valeurs de η^γ , celles-ci étant à la base reconstruites en considérant que les photons viennent du centre du détecteur $z=0$ ("géométrie pointante" des électrodes de lecture). Pour la partie tonneau, cette correction s'écrit :

$$\sinh \eta_{\text{corrigé}} = \sinh \eta_{\text{calo}} - \frac{z_{\text{reconstruit}}^{\text{vertex}}}{r_{\text{gerbe}}}$$

où r_{gerbe} est la profondeur de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique.

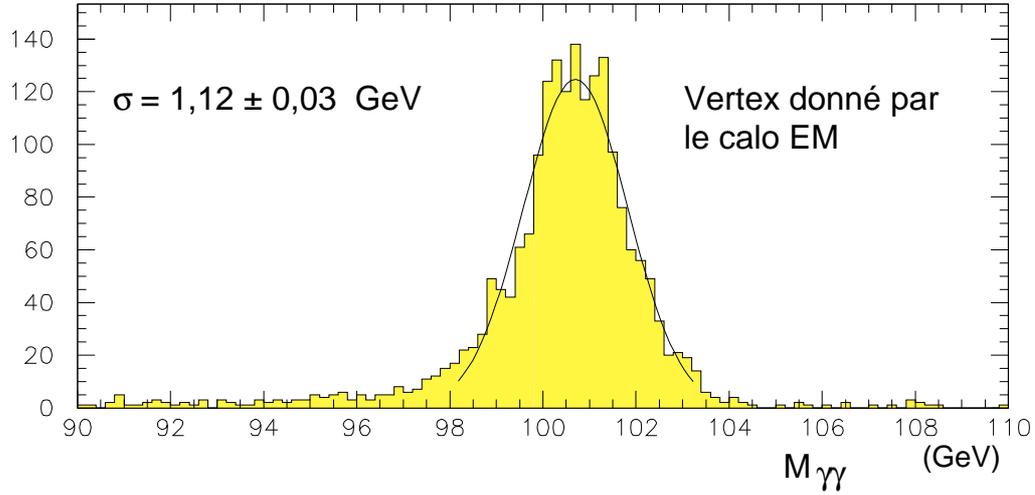


Figure 4.13: Distribution de $M_{\gamma\gamma}$ et ajustement sur $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne: le vertex de l'interaction est déterminé par le calorimètre électromagnétique. (Photons dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).

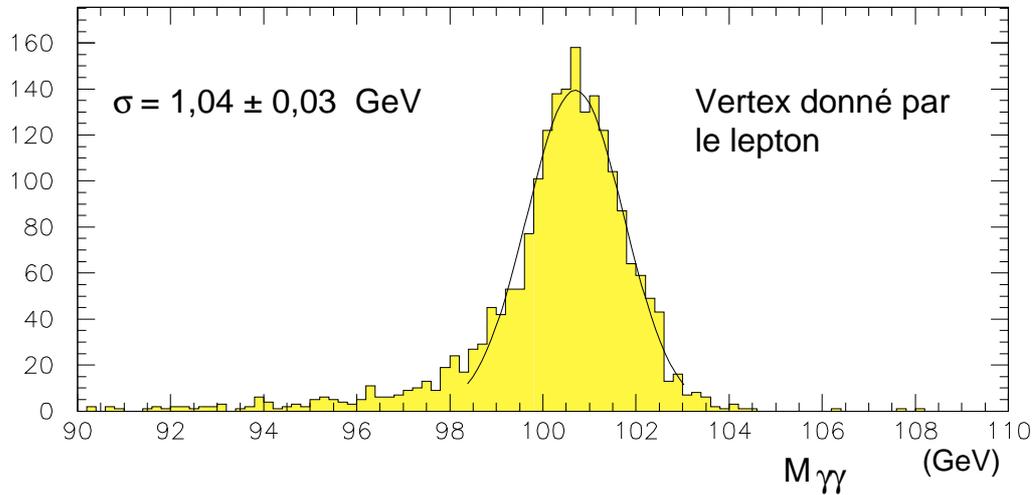


Figure 4.14: Distribution de $M_{\gamma\gamma}$ et ajustement sur $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne: le vertex de l'interaction est déterminé très précisément par le lepton chargé de la production associée. (Photons dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique uniquement).

Cependant, l'effet de bras de levier fait que l'incertitude sur la position en z du vertex reconstruit est grande. Une résolution de $\sigma_z^{\text{vertex}} = 2$ cm est obtenue pour la configuration optimale dans laquelle les deux photons sont dans la partie tonneau du calo électromagnétique. La figure 4.13 présente une première distribution de $M_{\gamma\gamma}$ pour laquelle on a utilisé le vertex reconstruit à l'aide des deux photons.

Un des avantages de la production associée réside dans la présence du lepton chargé qui indique de façon précise cette position, par sa trace laissée dans le détecteur interne. La figure 4.14 présente une deuxième distribution de $M_{\gamma\gamma}$ pour laquelle la valeur de z^{vertex} est celle donnée par PYTHIA : cet artifice équivaut à la détermination du vertex de l'interaction par le lepton chargé, vus les performances attendues pour ce dernier.

Pour chaque distribution, une procédure standard d'ajustement par une fonction gaussienne sur un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne a été appliquée³. Par rapport au cas où le vertex est déterminé par les deux photons ($\sigma(M_{\gamma\gamma}) = 1,12 \pm 0,03$ GeV), la présence d'un lepton chargé ($\sigma(M_{\gamma\gamma}) = 1,04 \pm 0,03$ GeV) améliore la résolution sur la mesure de la masse $M_{\gamma\gamma}$ de 7%. Cela correspond à la suppression de la contribution dite du pointage, qui vaut donc :

$$\sqrt{1,12^2 - 1,04^2} = 0,416 \text{ GeV}$$

4.9 Conclusions

La simulation et l'étude de la désintégration du boson de Higgs en deux photons dans les trois canaux de production associée WH, $t\bar{t}H$ et ZH a permis de dégager le nombre d'événements observables par le détecteur ATLAS, pour une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, pour des masses du boson de Higgs envisagées de 80 GeV, 100 GeV et 120 GeV. Entre 18 et 21 événements sont attendus. Il faut cependant prendre ces chiffres comme étant une première évaluation des nombres finals. En effet, dans le chapitre suivant sont étudiés les bruits de fonds dit irréductibles : de nouveaux critères de sélection vont être appliqués afin de les éliminer autant que peut se faire, sacrifiant un minimum d'événements de signal.

Ensuite, l'étude du canal $t\bar{t}H$ par une simulation complète a conduit à la détermination de l'efficacité d'identification des photons de désintégration du boson de Higgs. Une valeur de 80,3 % a été trouvée, compatible avec celle

³Les événements à basses valeurs de $M_{\gamma\gamma}$ sont des événements dont $M_{\gamma\gamma}$ est mal reconstruite à cause des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ qui n'ont pas été corrigées dans cette analyse.

donnée dans le cadre du mode inclusif de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$. Cette étude a aussi montré l'amélioration de la résolution sur la mesure de la masse $M_{\gamma\gamma}$ lorsque l'on considère que la position du vertex de l'interaction est déterminée très précisément par la trace du lepton chargé : un gain de 7% a été obtenu.

Chapitre 5

Bruits de fond irréductibles

5.1 Introduction

Après avoir abouti à un premier décompte du nombre des événements attendus pour les quatre canaux constituant le signal, ce chapitre recense et évalue la contribution des bruits de fond irréductibles.

Un bruit de fond irréductible est un processus qui présente, dans l'état final, les mêmes particules que le signal, à savoir deux photons et un lepton chargé (électron ou muon), isolés et de haute impulsion transversale.

Ils sont les plus dangereux en terme de nombre d'événements présents dans l'intervalle de masse ΔM , des critères d'élimination sont étudiés.

Leur description met en évidence la présence de photons produits par radiation. Les différentes techniques pour les obtenir sont abordées afin de générer des événements physiques ayant l'état final requis.

Les résultats intermédiaires, lorsqu'ils en dépendent, sont donnés pour un boson de Higgs d'une masse de 100 GeV. En fin de ce chapitre, les résultats pour des masses de 80 GeV et 120 GeV sont donnés directement.

5.2 Description des bruits de fond irréductibles

Il s'agit de la production d'un des associés du signal W, Z ou $t\bar{t}$ donnant un (ou deux) lepton(s), accompagné(s) de deux photons. S'y ajoute la production de paires $b\bar{b}$ qui donne également un lepton.

La liste suivante définit la nomenclature utilisée pour désigner les différents bruits de fond et les décrit (voir aussi la figure 5.1):

$Z\gamma\gamma$: le boson Z est produit par la fusion d'un quark et de son antiquark.
Le lepton provient de la désintégration du boson Z en une paire e^+e^-

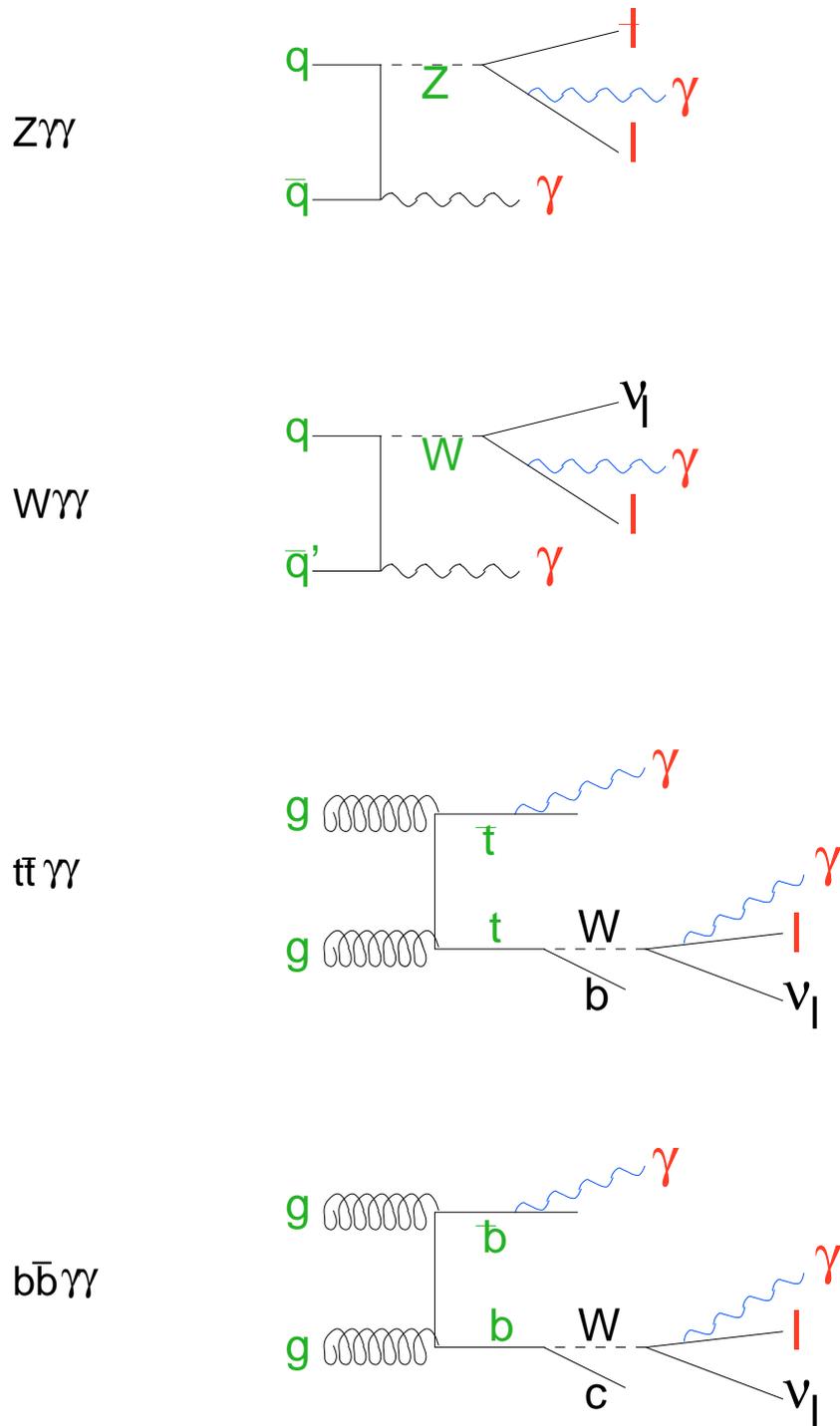


Figure 5.1: Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles.

ou $\mu^+\mu^-$. Les photons sont rayonnés par les quarks fusionnant et/ou les leptons chargés.

$W\gamma\gamma$: le boson W est produit par fusion d'un quark et d'un antiquark et se désintègre ensuite dans la voie électronique ou muonique. Comme pour $Z\gamma\gamma$, les photons sont rayonnés par les quarks fusionnant et/ou le lepton chargé.

$t\bar{t}\gamma\gamma$: il s'agit de la production d'une paire $t\bar{t}$ par deux gluons ou même un quark et un antiquark. Chaque quark t se désintègre en un quark b et un boson W, dans près de 100% des cas. L'électron ou le muon de grande impulsion transverse requis provient majoritairement de la désintégration de ce boson W. Les photons sont rayonnés par les quarks t et/ou le(s) leptons chargé(s) présents.

$b\bar{b}\gamma\gamma$: la configuration est identique au bruit de fond irréductible précédent. L'électron ou le muon provient de la désintégration d'un méson de type B, issu de l'*habillage* d'un quark b. Les photons sont rayonnés par les quark b et/ou les leptons chargés présents.

Une première fraction de ces bruits de fond est éliminée en demandant la présence de deux photon et d'un lepton isolés et de grande impulsion transversale.

5.3 Rayonnement de photons

Les photons qui interviennent dans l'état final des bruits de fond irréductibles, ainsi que dans celui de certains bruits de fond réductibles (voir le chapitre 6), sont rayonnés par des quarks ou des leptons chargés. Ils sont générés par PYTHIA de deux façons différentes. Une troisième possibilité consiste à utiliser le logiciel PHOTOS.

5.3.1 PYTHIA

D'une part, PYTHIA intègre des processus comportant la radiation d'un photon. Pour ceux-ci, l'élément de matrice associé aux graphes de Feynmann est connu. Si tous les graphes contribuant au processus sont pris en compte, les caractéristiques cinématiques des particules produites sont exactes mais le temps de calcul nécessaire est prohibitif. Pour des raisons de temps de calcul mais aussi de disponibilité des ordres supérieures des corrections dans la littérature, PYTHIA n'intègre que les corrections au premier ordre, c'est-à-dire que seuls les graphes comportant jusqu'à une boucle sont pris en compte

(ordre des logarithmes dominants).

D'autre part, PYTHIA utilise l'approche "parton shower" dans laquelle la probabilité d'émission d'un photon par un quark ou un lepton (un parton au sens de PYTHIA) dérive du calcul simplifié de l'élément de matrice. Le temps de calcul est largement réduit, mais au détriment de la qualité des caractéristiques cinématiques des particules émises.

5.3.2 PHOTOS–2.0

Une autre possibilité consiste à utiliser le logiciel PHOTOS–2.0 ([45, 46]), interfacé avec le générateur.

Fondé sur un algorithme d'approximation à l'ordre des logarithmes dominants de l'élément de matrice (méthode semi-exacte), PHOTOS gère l'émission de photons par une particule chargée issue d'une désintégration. Dans le cas des électron et des muons, le spectre des photons émis est reproduit en très bon accord avec les données expérimentales.

Pratiquement, une fois l'ensemble de l'événement généré par PYTHIA, PHOTOS intervient : si l'émission d'un photon a lieu, le quadrivecteur impulsion–énergie de la particule rayonnante est modifié en conséquence.

Il est ici correct d'appliquer PHOTOS au quark t car il est considéré comme une résonance et se désintègre avant de s'hadroniser. Ce n'est pas le cas pour le quark b car celui-ci s'hadronise avant de se désintégrer. De plus, pour le quark b quelque 35 fois plus léger que le quark t , la radiation de gluons entre en concurrence avec celle de photons et la gestion des deux ne peut se faire que par PYTHIA ([47, 48]). L'utilisation d'un interfaçage spécial de PHOTOS a permis de l'appliquer au quark t produit dans l'état intermédiaire : son quadrivecteur impulsion–énergie est ainsi éventuellement modifié avant que sa désintégration soit générée par PYTHIA .

5.4 Méthode d'évaluation

Pour chaque bruit de fond envisagé plus haut, un lot d'événements est constitué en générant des événements physiques avec PYTHIA et PHOTOS et en les traitant avec ATLFAST (voir les paragraphes 4.4 et 4.5). Il n'a pas été généré un nombre fixé d'événements physiques : c'est le nombre d'événements reconstruits demandé avec les propriétés requises (deux photons au moins et un lepton au moins reconstruits par ATLFAST) qui a déterminé ce nombre. Une première étape d'élimination des bruits de fond est donc passée puisque

ATLFAST ne retient que les photons, les électrons et les muons *isolés* tels que :

$$|\eta^{\gamma,e,\mu}| \leq 2,5$$

$$p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}, p_T^e \geq 5 \text{ GeV}, p_T^\mu \geq 6 \text{ GeV}$$

Puis les critères de sélection standards utilisés lors de l'étude du signal, résumés page 114, sont appliqués, mais une modification concernant l'intervalle de masse a été apportée.

Afin de traiter un plus grand nombre d'événements et ainsi limiter les fluctuations statistiques, l'artifice suivant est utilisé. Sont comptés les événements dont la masse invariante des deux photons $M_{\gamma\gamma}$ est comprise dans un intervalle de 40 GeV (au lieu de 3,2 GeV) autour de la masse du Higgs considérée. En supposant que la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ est plate sur cet intervalle, une règle de trois permet de se ramener au nombre d'événements présents dans l'intervalle de masse standard.

On peut alors calculer la contribution de chaque bruit de fond en multipliant :

- la section efficace de production rendue par le générateur PYTHIA
- l'acceptance aux critères de sélection standards (pour un intervalle de masse élargi)
- la luminosité intégrée sur une année de fonctionnement du LHC dans son régime de haute luminosité et du détecteur ATLAS ($\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$), le facteur de réduction dû à l'intervalle de masse élargi ($\frac{3,2}{40} = \frac{2}{25}$) et les efficacités de reconstruction des deux photons ($\varepsilon_\gamma^2 = (80\%)^2$) et du lepton ($\varepsilon_{e\pm} = 90\%$) (voir le paragraphe 2.4) qui donnent un facteur commun de 4,608.

A ce stade, les contributions sont directement comparables à celle du signal obtenue en fin du chapitre précédent.

Le détail pour les quatre bruits de fond est donné maintenant.

5.5 $Z\gamma\gamma$

Génération des événements

Tenant compte des différentes voies de rayonnement des deux photons, une précédente étude ([49]) a montré que la configuration dominante est celle

dans laquelle un premier photon est rayonné par un des quarks fusionnant et le deuxième par un des deux leptons.

PYTHIA offre la possibilité de générer un boson Z accompagné d'un photon à partir de la fusion d'un quark et d'un antiquark (ISUB=19), en utilisant l'élément de matrice associé au processus :

$$q\bar{q} \longrightarrow Z\gamma \quad (\text{ISUB} = 19)$$

La désintégration du boson Z est ensuite initialisée pour ne produire que des paires e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. PHOTOS est utilisé pour le rayonnement du deuxième photon par un des leptons de cette paire, pour aboutir au processus :

$$q\bar{q} \longrightarrow Z\gamma \longrightarrow \gamma\gamma \quad e^+e^-/\mu^+\mu^-$$

La génération de l'événement physique par PYTHIA étant l'étape la plus lente et la radiation d'un photon n'intervenant pas à chaque application de PHOTOS, il a été choisi d'appliquer PHOTOS vingt fois sur chaque événement effectivement généré. On multiplie ainsi par vingt le nombre des événements physiques considérés.

Sélection des événements (tab. 5.1)

Ne retenant que les événements pour lesquels deux photons au moins et un électron ou muon au moins sont reconstruits par ATLFAST, un lot de 60 000 événements est constitué. Ce lot a nécessité la génération de 121 976 événements physiques, soit $121\,976 \times 20 = 2\,439\,520$ événements physiques équivalents. L'acceptance aux critères d'ATLFAST, rappelés au début paragraphe 5.4, est de 2,5 %.

Ensuite, les critères standards sont appliqués (dont l'intervalle de masse élargi) et 951 événements sont sélectionnés.

Résultats

Le tableau 5.1 rassemble :

- la section efficace du processus $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow \gamma e^+e^-/\mu^+\mu^-$ ($5,53 \cdot 10^3$ fb)
- la luminosité générée, rapport entre le nombre d'événements physiques générés ($121\,976 \times 20$) et la section efficace précédente
- la section efficace après la première étape de sélection par ATLFAST, rapport entre le nombre d'événements retenus (60 000) et la luminosité générée

- la section efficace après la deuxième étape de sélection (application des critères standards), rapport entre le nombre d'événements sélectionnés (951) et la luminosité générée.

La section efficace de production est de quatre ordres de grandeur supérieure à celle du signal et quelque dix événements sont présents dans l'intervalle de masse.

Origine des photons

Pour l'ensemble des événements sélectionnés, les deux photons de plus hautes impulsions transversales reconstruits par ATLFast sont comparés aux deux photons forcés par la simulation. Pour seulement 1,3% des événements (12 sur les 951 sélectionnés), un des deux photons reconstruits ne correspond pas aux deux attendus. Il a été cependant vérifié que les deux photons attendus passaient les critères de sélection ($p_T \geq 25$ GeV et $|\eta| \leq 2,5$) avant traitement par ATLFast : c'est l'étape de dégradation du quadrivecteur impulsion-énergie qui a fait passer ces photons hors de l'acceptance.

5.6 $W\gamma\gamma$

Ce bruit de fond est quelque peu analogue au précédent. Aussi a-t-il subi le même traitement.

Le processus suivant, intégré au générateur PYTHIA, a été utilisé à la base :

$$q\bar{q}' \longrightarrow W\gamma \quad (\text{ISUB} = 20)$$

La radiation de ce premier photon est gouvernée par le calcul exact de l'élément de matrice du processus. Le second est rayonné par l'électron ou le muon provenant de la désintégration du boson W (utilisation de PHOTOS) :

$$q\bar{q}' \longrightarrow W\gamma \longrightarrow \gamma\gamma \ e/\mu \ \nu_{e/\mu}$$

Comme dans le cas précédent, PHOTOS est appliqué vingt fois par événement physique effectivement généré.

Sélection des événements

Un lot de 60 000 événements est constitué en ne conservant que ceux qui comptent au moins deux photons et un lepton au moins, après traitement

Tableau 5.1: Bruit de fond $Z\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

Section efficace $\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z\gamma) \times$ $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-)$	Luminosité générée \mathcal{L}	Après sélection ATLFAST	Après sélection standard	Nombre événements
$5,53.10^3 \text{ fb}$	441 fb^{-1}	136 fb	2,16 fb	9,93

Tableau 5.2: Bruit de fond $W\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

Section efficace $\sigma(q\bar{q}' \rightarrow W\gamma) \times$ $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-)$	Luminosité générée \mathcal{L}	Après sélection ATLFAST	Après sélection standard	Nombre événements
$17,6.10^3 \text{ fb}$	509 fb^{-1}	102 fb	0,334 fb	1,54

Tableau 5.3: Bruits de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$: nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

Section efficace $\sigma(gg, q\bar{q}' \rightarrow t\bar{t}) \times$ $\text{Br}(t\bar{t} \rightarrow e/\mu b\bar{b}q''\bar{q}''')$	Luminosité générée \mathcal{L}	Après sélection ATLFAST	Après sélection standard	Nombre événements
201.10^3 fb	$30,8 \text{ fb}^{-1}$	650 fb	0,455 fb	2,10

Section efficace $\sigma(gg, q\bar{q}' \rightarrow t\bar{t}) \times$ $\text{Br}(t\bar{t} \rightarrow e^+/\mu^+e^-/\mu^-b\bar{b})$	Luminosité générée \mathcal{L}	Après sélection ATLFAST	Après sélection standard	Nombre événements
$28,0.10^3 \text{ fb}$	310 fb^{-1}	64,5 fb	0,155 fb	0,71

par ATLFast. La constitution de ce lot a nécessité la génération de 518 939 événements physiques, soit $518\,939 \times 20 = 10\,378\,780$ événements physique équivalents. L'acceptance aux critères d'ATLFast est donc de 0,58 %.

Ensuite l'application des critère standards (dont l'intervalle de masse élargi) ne conserve que 197 événements.

Résultats

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau 5.2.

La contribution du bruit de fond irréductible $W\gamma\gamma$ se monte à 1,5 événements.

Origine des photons

De même que pour le bruit de fond $Z\gamma\gamma$, l'origine des deux photons reconstruits par ATLFast a été vérifiée. Pour 3,6 % des événements (7 sur les 197 sélectionnés), un des deux photons reconstruit par ATLFast n'est pas celui attendu et les deux photons attendus passent les critères de sélection avant leur traitement par ATLFast : c'est l'étape de dégradation du quadrivecteur impulsion-énergie qui a expulsé ces photons hors de l'acceptance.

Remarque sur $W\gamma\gamma$ et $Z\gamma\gamma$

Bien qu'il y ait un facteur 3,2 entre sections efficaces de production en faveur de $W\gamma\gamma$, la contribution finale de $Z\gamma\gamma$ est 6,5 fois supérieure. La première étape de sélection (ATLFast) inverse le rapport initial entre sections efficaces et la seconde (critères standards) l'amplifie.

Dans le cas de $W\gamma\gamma$, le lepton et le photon qu'il a rayonné doivent tous deux passer les critères de sélection et en particulier celui concernant l'impulsion transversale. Dans le cas de $Z\gamma\gamma$, même si le rayonnement du deuxième photon a "affaibli" le lepton concerné, il reste un deuxième lepton de grande impulsion transversale.

5.7 $t\bar{t}\gamma\gamma$

Ce bruit de fond a pour origine la production initiale d'une paire $t\bar{t}$:

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow t\bar{t} \quad (\text{ISUB} = 81, 82)$$

où 88 % des paires $t\bar{t}$ ont été produites à partir de deux gluons.

Comme dans le cas du signal $t\bar{t}H$, on envisage les deux types d'événements

suivants : d'une part ceux pour lesquels un seul quark de la paire se désintègre semileptoniquement (un seul électron ou muons produit) :

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow t\bar{t} \longrightarrow e/\mu + \nu_{e/\mu} b\bar{b} q\bar{q}'$$

d'autre part ceux pour lesquels les deux quarks se désintègrent semileptoniquement (deux électrons et/ou muons produits) :

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow t\bar{t} \longrightarrow e^+/\mu^+ e^-/\mu^- + \nu_{e/\mu} \bar{\nu}_{e/\mu} b\bar{b}$$

Ici, seul PHOTOS permet la radiation des photons. Ces derniers proviennent soit de la paire $t\bar{t}$ uniquement, soit des leptons uniquement, soit des deux.

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow t\bar{t}(\gamma)(\gamma) \longrightarrow \gamma\gamma e/\mu + \nu_{e/\mu} b\bar{b} q\bar{q}'$$

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow t\bar{t}(\gamma)(\gamma) \longrightarrow \gamma\gamma e/\mu e/\mu + \nu_{e/\mu} \bar{\nu}_{e/\mu} b\bar{b}$$

Pour chacune des deux configurations, un lot est constitué en générant des événements physiques jusqu'à ce que l'on en obtienne 20 000 comportant deux photons au moins et un électron ou muon au moins après traitement par ATLFAST.

Sélection des événements

La constitution du lot correspondant à la première, respectivement la deuxième, configuration décrite, a nécessité la génération de 6 184 215, resp. 8 680 983, événements physiques.

Résultats

Comme pour les deux précédents bruits de fond, le tableau 5.3 présente les résultats obtenus pour les deux configurations.

La configuration à un un électron/muon contribue pour 2,1 événements; celle à deux électron(s)/muon(s) pour trois fois moins.

5.8 $b\bar{b}\gamma\gamma$

La production de paires $b\bar{b}$ est commandée par l'option MSEL=5 de PYTHIA. Dans 97 % des cas, la paire est produite par deux gluons, sinon par un quark et un antiquark :

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow b\bar{b} \quad (\text{MSEL} = 5)$$

A l'inverse du quark t , la désintégration des quark b n'a pas été contrôlée : le lepton demandé peut provenir de n'importe quelle étape de la désintégration en cascade du quark.

Les deux photons sont produits par le procédé "parton-shower" de PYTHIA et proviennent du rayonnement des quarks et/ou du lepton.

$$gg, q\bar{q}' \longrightarrow b\bar{b}(\gamma)(\gamma) \longrightarrow \gamma\gamma e/\mu (e/\mu) + X$$

Il faut noter que la section efficace totale de production de paires $b\bar{b}$ donnée par PYTHIA (170 μb) est sous-estimée par rapport à celle qui a été réévaluée pour les besoins du document "ATLAS Technical Proposal"[50]. Entre autres, l'option MSEL=5 ne prend pas en compte la production de paire $b\bar{b}$ par un seul gluon ($g \rightarrow b\bar{b}$), processus qui devient non négligeable aux énergies disponibles au LHC. Un facteur 3 de sûreté est donc appliqué à la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ rendue par PYTHIA, pour atteindre 500 μb soit 5.10^{11} fb .

Afin de diminuer le nombre d'événements à générer, on choisit d'amplifier artificiellement le rayonnement de photons dans le procédé "parton-shower", en initialisant la constante de couplage α_{QED} à 10 fois sa valeur standard. Après traitement par ATLFast, chaque événement retenu contenant deux photons rayonnés doit donc être affecté d'un poids $1/10^2$ dans l'évaluation de la contribution de ce bruit de fond.

Dans le même but, pour chaque événement de base généré pour lequel un photon au moins a été émis par la paire $b\bar{b}$, l'étape d'hadronisation a été effectuée systématiquement 50 fois afin d'augmenter les chances d'y trouver un électron ou un muon. Cette procédure multiplie par 50 le nombre d'événements à considérer dans le comptage final.

Enfin, pour enrichir le lot d'événements générés, le processus est étudié en fonction de la quantité \hat{p}_T , impulsion transversale de la paire $b\bar{b}$ définie dans le référentiel du centre de masse de l'interaction. Les critères de sélection standards requérant la présence de deux photons et d'un lepton chargé de 25 GeV au moins chacun d'impulsion transverse, on peut se restreindre à des valeurs de \hat{p}_T supérieures à 50 GeV. Après une première étude de l'ensemble des valeurs de \hat{p}_T , l'attention s'est portée sur l'intervalle qui possède la contribution la plus importante, à savoir $50 \leq \hat{p}_T \leq 100$ GeV.

Résultats

Le tableau 5.4 rapporte les résultats obtenus, pour des intervalles de valeurs de la variable \hat{p}_T (initialisation des paramètres CKIN(3) et CKIN(4) de PYTHIA). Dans tous les intervalles de \hat{p}_T supérieure à 100 GeV, aucun

Tableau 5.4: Bruit de fond $b\bar{b}\gamma\gamma$: évaluation du nombre d'événements attendu par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

$gg, q\bar{q}' \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \gamma\gamma e/\mu (e/\mu)$			
$\sigma(gg, q\bar{q}' \rightarrow b\bar{b})$	Nb événement considérés	Nb événement après sélection standard	Nb événement $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{fb}^{-1}$
50 GeV < \hat{p}_T < 100 GeV			
$2,38 \cdot 10^8 \text{ fb}$	3 979 314	3	0,16
100 GeV < \hat{p}_T < 200 GeV			
$1,54 \cdot 10^6 \text{ fb}$	657 403	aucun	0
200 GeV < \hat{p}_T < 300 GeV			
$6,75 \cdot 10^5 \text{ fb}$	416 075	aucun	0
300 GeV < \hat{p}_T < 400 GeV			
$8,91 \cdot 10^4 \text{ fb}$	334 370	aucun	0
400 GeV < \hat{p}_T < 500 GeV			
$1,90 \cdot 10^4 \text{ fb}$	267 997	aucun	0
500 GeV < \hat{p}_T			
$8,38 \cdot 10^3$	369 962	aucun	0

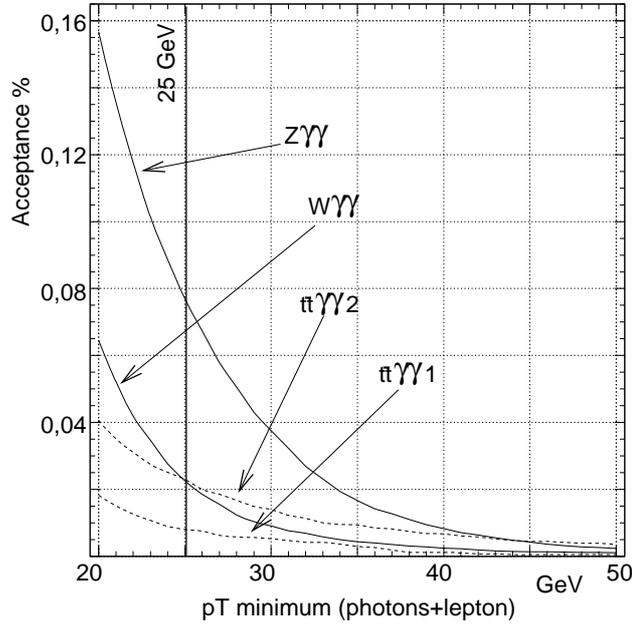


Figure 5.2: Acceptance à la coupure en p_T sur les deux photons et le lepton, pour les bruits de fond irréductibles $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$.

événement n'a été trouvé satisfaisant aux critères standards de sélection. L'intervalle ayant la seule contribution est celui des basses valeurs de \hat{p}_T où l'importante section efficace de production est un facteur prépondérant devant la faible valeur de \hat{p}_T disponible pour créer les trois particules de grande impulsion transversale.

Une contribution totale de 0,16 événement par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité est obtenue pour le bruit de fond $b\bar{b}\gamma\gamma$.

5.9 Réduction des bruits de fond dominants

Jusqu'ici, seuls les critères standards de sélection ont été appliqués aux bruits de fond irréductibles. Leur contribution se monte à 9,9 , 1,5 , 2,8 et 0,16 pour $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma$ respectivement, soit un total de 14,4 événements.

La figure 5.2 est l'analogie de la figure 4.8 pour les bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$. Elle présente l'évolution de l'acceptance en fonction de l'impulsion transversale minimum des deux photons et du lepton. Pour une impulsion

minimum de 40 GeV, les acceptances perdent respectivement un facteur 10, un facteur 3, un facteur 3 (configuration avec 1 lepton) et un facteur 9 (configuration avec deux leptons). Cela semble intéressant pour éliminer la contribution de ces bruits de fond. La diminution de l'acceptance pour le signal est certes plus faible, mais trop importante (un facteur 2) vu le faible nombre d'événements attendu. Aussi la possibilité d'augmenter la valeur de l'impulsion transversale minimum des deux photons et du lepton n'est-elle pas envisagée pour l'instant.

Une similitude entre ces bruits de fond nous incite à l'exploiter afin de diminuer leur contribution : un des deux photons est rayonné par l'électron ou le muon présent dans l'état final. L'étude porte sur les 3 bruits de fond irréductibles dominants $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$. L'effet sur le signal est aussi présenté. L'étude sur le bruit de fond $b\bar{b}\gamma\gamma$ n'est pas faite à cause du trop petit nombre d'événements disponibles. De plus, sa contribution initiale est petite par rapport au trois autres.

Il s'agit donc de reconstruire la masse invariante des couples lepton-photon, qui possède une faible valeur si le photon est celui rayonné par le lepton considéré. Pour les canaux $Z\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$ deux leptons sont produits : dans la plupart des cas, celui qui a rayonné un photon de grande impulsion transversale se retrouve hors acceptation en impulsion transversale et c'est le deuxième qui est sélectionné. Un deuxième lepton est donc recherché, mais avec une impulsion transversale minimum plus faible. Afin de conserver un pouvoir d'identification efficace pour ce second électron ou muon, il est demandé qu'il ait une impulsion transversale supérieure à 10 GeV. Les tableaux 5.5 et 5.6 rapportent l'acceptance correspondant à une sélection des événements avec une masse lepton-photon telle que :

$$M_{\ell\gamma} \geq 25 \text{ GeV}$$

L'acceptance à ce critère de sélection pour le signal reste très importante (entre 92% et 97%) mais a un effet limité sur le bruit de fond dominant $Z\gamma\gamma$. Dans ce cas particulier, si le photon emporte la majeure partie de l'impulsion transverse du lepton qui l'a rayonné, la masse reconstruite lepton-photon doit pointer sur la masse du boson Z. En fait, elle ne pointe pas tout-à-fait sur cette valeur puisque le lepton rayonnant conserve quand même une part de son impulsion transversale initiale. Les figures 5.3, pour le signal, et 5.4 pour les bruits de fond irréductibles considérés, présentent les distributions obtenues pour chacun des deux photons et le lepton de plus grande impulsion transversale. Un deuxième critère de sélection sur la masse lepton-photon a

Tableau 5.5: Signal : nombre d'événements attendus par année. Application d'un premier critère de sélection sur la masse invariante lepton-photon.

ZH	WH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
Initial			
2,22	9,80	7,50	1,39
Total = 20,91			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV			
2,05 $\mathcal{A} = 92$ %	9,43 $\mathcal{A} = 96$ %	7,25 $\mathcal{A} = 97$ %	1,30 $\mathcal{A} = 94$ %
Total = 20,02			

Tableau 5.6: Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$: nombre d'événements attendus par année. Application d'un premier critère de sélection sur la masse invariante lepton-photon.

$Z\gamma\gamma$	$W\gamma\gamma$	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 1	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 2
Initial			
9,93	1,54	2,10	0,71
Total = 14,28			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV			
7,70 $\mathcal{A} = 77$ %	0,73 $\mathcal{A} = 47$ %	1,35 $\mathcal{A} = 64$ %	0,51 $\mathcal{A} = 71$ %
Total = 10,28			

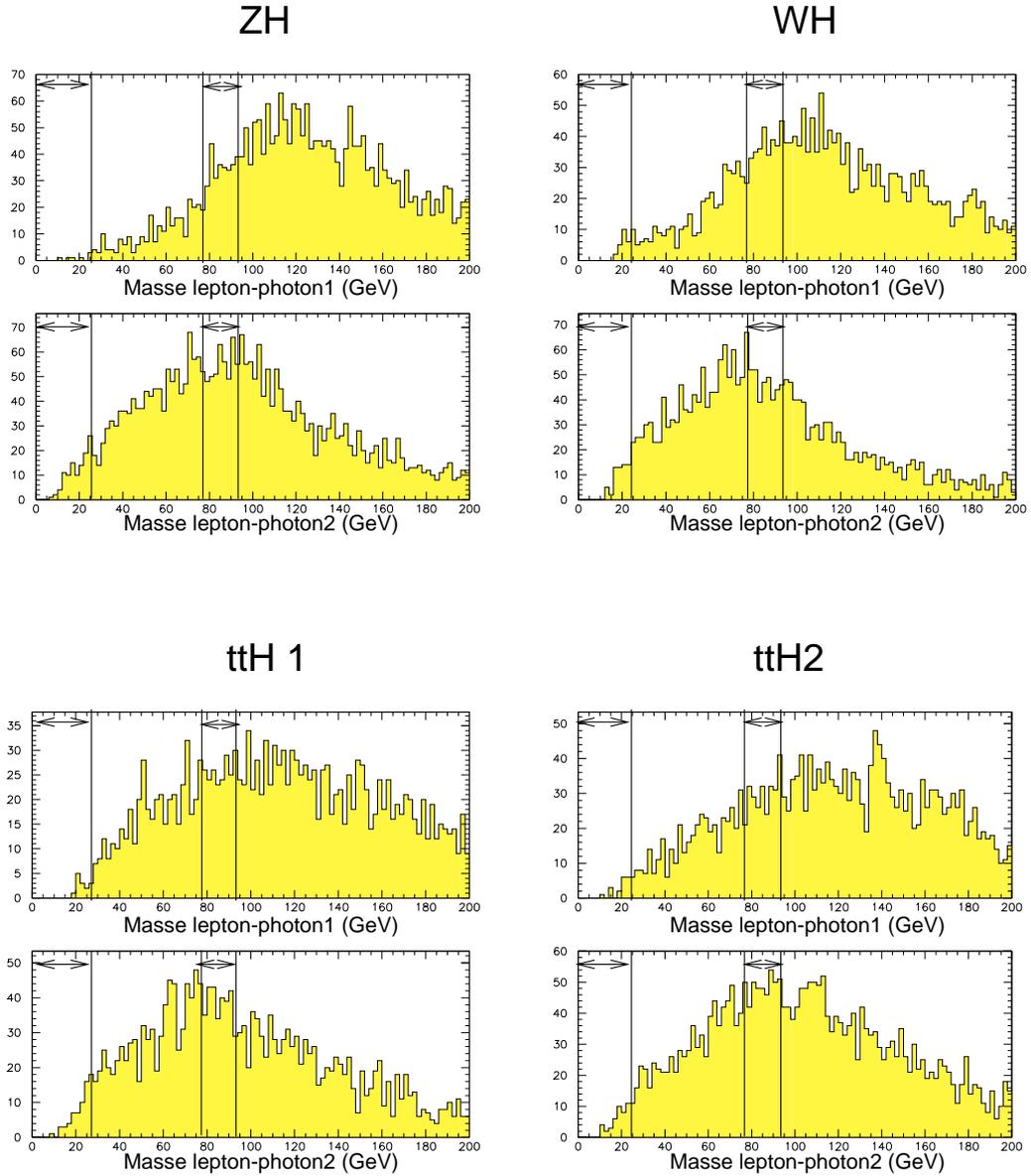


Figure 5.3: Signal : distribution de la masse lepton–photon pour chacun des deux photons. Le lepton de plus haut p_T est considéré. Le photon de plus haut p_T est nommé photon1.

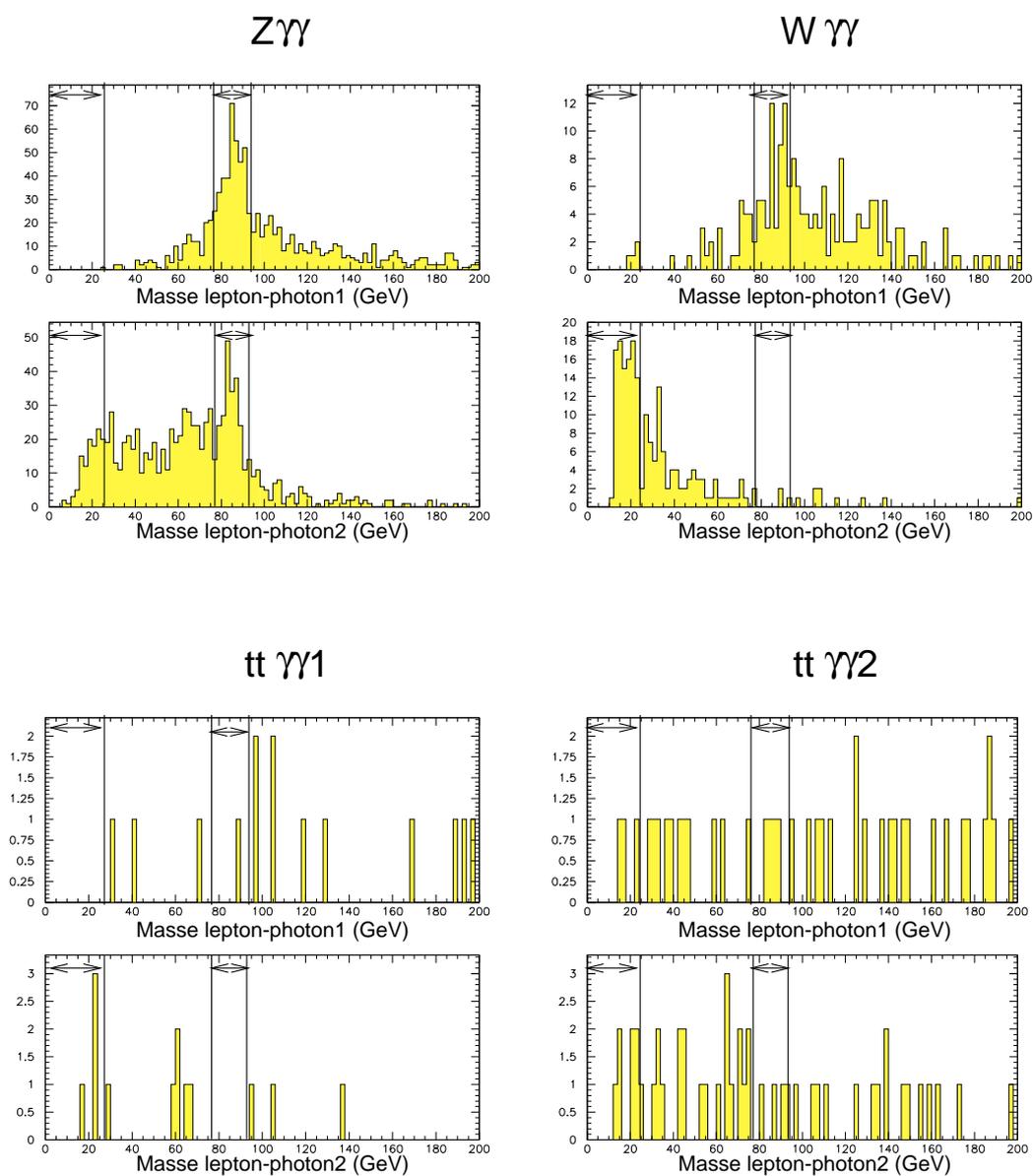


Figure 5.4: Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$: distribution de la masse lepton-photon pour chacun des deux photons. Le lepton de plus haut p_T est considéré. Le photon de plus haut p_T est nommé photon1.

donc été optimisé afin de rejeter le maximum d'événements $Z\gamma\gamma$:

$$|M_{\ell\gamma} - 85| \geq 8 \text{ GeV}$$

Les nombres d'événements obtenus et acceptances correspondantes sont rapportés dans les tableaux 5.7 et 5.8 pour le signal et les bruits de fond irréductibles $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ et $t\bar{t}\gamma\gamma$ respectivement. Plus de la moitié (64%) des événements de bruit de fond irréductibles est supprimée, tout en conservant les trois-quarts des événements de signal.

5.10 Résultats à 80 GeV et 120 GeV

La même analyse a été répétée pour des masses possibles du boson de Higgs de 80 GeV et 120 GeV et les résultats sont respectivement regroupés dans les tableaux 5.9 et 5.11 pour le signal et dans les tableaux 5.10 et 5.12 pour les bruits de fond irréductibles.

En ce qui concerne le bruit de fond $b\bar{b}\gamma\gamma$, les résultats pour une masse du boson de Higgs de 80 GeV sont identiques à ceux obtenus pour 100 GeV. Pour des valeurs de \hat{p}_T comprises entre 50 GeV et 100 GeV, les trois événements trouvés appartiennent à l'intersection des intervalles de masses élargis considérés. Pour une masse du boson de Higgs de 120 GeV, aucun événement n'a été retenu et une limite supérieure de 0,14 événement est mise.

Tableau 5.7: Signal ($M_H = 100$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).

ZH	WH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
Initial			
2,22	9,80	7,50	1,39
Total = 20,91			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - 85 > 8$ GeV			
$1,63 \pm 0,03$ $\mathcal{A} = 73 \%$	$7,16 \pm 0,17$ $\mathcal{A} = 73 \%$	$5,70 \pm 0,14$ $\mathcal{A} = 76 \%$	$1,06 \pm 0,02$ $\mathcal{A} = 76 \%$
Total = 15,55 ± 0,22			

Tableau 5.8: Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_H = 100$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).

$Z\gamma\gamma$	$W\gamma\gamma$	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 1	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 2
Initial			
9,93	1,54	2,10	0,71
Total = 14,28			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - 85 > 8$ GeV			
$2,82 \pm 0,17$ $\mathcal{A} = 28 \%$	$0,59 \pm 0,07$ $\mathcal{A} = 38 \%$	$1,35 \pm 0,45$ $\mathcal{A} = 64 \%$	$0,42 \pm 0,08$ $\mathcal{A} = 58 \%$
Total = 5,17 ± 0,49			

Tableau 5.9: Signal ($M_H = 80$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton. (le résultat final inclut l'erreur statistique).

ZH	WH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
Initial			
1,83	8,32	6,83	1,19
Total = 18,17			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - M_Z > 10$ GeV			
$1,23 \pm 0,03$ $\mathcal{A} = 67 \%$	$5,84 \pm 0,16$ $\mathcal{A} = 70 \%$	$5,02 \pm 0,13$ $\mathcal{A} = 74 \%$	$0,88 \pm 0,02$ $\mathcal{A} = 74 \%$
Total = 12,97 \pm 0,21			

Tableau 5.10: Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_H = 80$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton. (le résultat final inclut l'erreur statistique).

$Z\gamma\gamma$	$W\gamma\gamma$	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 1	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 2
Initial			
14,22	1,57	2,85	0,80
Total = 19,44			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - M_Z > 10$ GeV			
$3,85 \pm 0,20$ $\mathcal{A} = 27 \%$	$0,57 \pm 0,07$ $\mathcal{A} = 36 \%$	$1,65 \pm 0,50$ $\mathcal{A} = 58 \%$	$0,46 \pm 0,08$ $\mathcal{A} = 57 \%$
Total = 6,53 \pm 0,55			

Tableau 5.11: Signal ($M_H = 120$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).

ZH	WH	$t\bar{t}H$ 1	$t\bar{t}H$ 2
Initial			
2,02	8,66	6,21	1,09
Total = 17,97			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - M_Z > 10$ GeV			
$1,57 \pm 0,03$ $\mathcal{A} = 78 \%$	$6,69 \pm 0,15$ $\mathcal{A} = 77 \%$	$4,85 \pm 0,12$ $\mathcal{A} = 78 \%$	$0,86 \pm 0,02$ $\mathcal{A} = 79 \%$
Total = 13,97 \pm 0,19			

Tableau 5.12: Bruits de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma$ ($M_H = 120$ GeV): nombre d'événements attendus par année. Critères de sélection sur la masse invariante lepton-photon avec recherche d'un deuxième lepton (le résultat final inclut l'erreur statistique).

$Z\gamma\gamma$	$W\gamma\gamma$	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 1	$t\bar{t}\gamma\gamma$ 2
Initial			
6,19	1,38	1,05	0,48
Total = 9,10			
$M_{\ell\gamma} > 25$ GeV et $ M_{\ell\gamma} - M_Z > 10$ GeV			
$2,16 \pm 0,15$ $\mathcal{A} = 35 \%$	$0,56 \pm 0,07$ $\mathcal{A} = 41 \%$	$0,60 \pm 0,30$ $\mathcal{A} = 57 \%$	$0,24 \pm 0,06$ $\mathcal{A} = 50 \%$
Total = 3,56 \pm 0,35			

5.11 Conclusion

Le tableau suivant résume les nombres d'événements de signal et de bruits de fond irréductibles obtenus, pour les trois valeurs de masse du boson de Higgs envisagées. C'est à 100 GeV que l'on obtient le plus d'événements de

M_H	80 GeV	100 GeV	120 GeV
Signal	12,97	15,55	13,97
Bruits de fond irréductibles	6,69	5,33	3,70

signal. Le nombre de bruits de fond irréductibles perd un facteur 2 environ entre 80 et 120 GeV.

Il reste maintenant à évaluer la contribution des bruits de fond réductibles.

Chapitre 6

Bruits de fond réductibles.

6.1 Introduction

Les procédures d'identification des photons et des électrons décrites au paragraphe 2.4 mettent en évidence une probabilité (l'inverse de la réjection R) non-nulle pour qu'un jet soit identifié comme un photon ou un électron. Les bruits de fond réductibles sont des processus qui combinent jets, photons et leptons et imitent la signature $\gamma\gamma\ell$ recherchée.

Dans ce chapitre, une liste de ces bruits de fond est étudiée et le nombre d'événements attendu est donné, pour une masse du boson de Higgs de 100 GeV, pour une année de fonctionnement du LHC dans son régime de haute luminosité.

6.2 Méthode d'évaluation

Les bruits de fond considérés sont classés en cinq catégories, suivant le nombre de jets présents dans la signature et la particule qu'il(s) imite(nt) (j =jet, ℓ =e/ μ):

- 1 jet imite un photon ou un électron de la signature: canaux de type $\gamma\gamma j, \gamma j\ell$
- 2 jets imitent photon(s) et électron de la signature: canaux de type $jj\ell, \gamma jj$
- 3 jets imitent les deux photons et l'électron de la signature: canaux de type jjj

Pour chaque processus envisagé, des événements physiques ont été générés avec PYTHIA-5.7 et, si nécessaire, PHOTOS-2.0 a été utilisé, puis traités par ATLFast-1.25 pour former un lot.

Les critères standards de sélection sont appliqués sur les événements du lot. Un nombre d'événements passant les critères standards de sélection est donné, critères appliqués à un jet lorsqu'il remplace photon ou électron. Comme pour l'étude des bruits de fond irréductibles, les critères standards sont ceux utilisés pour l'étude du signal, sauf celui portant sur l'intervalle de masse $M_{\gamma\gamma}$ (voir le paragraphe 5.4).

Vient ensuite l'étape de conversion en nombre d'événements attendus par année de fonctionnement du détecteur ATLAS et du LHC dans son régime de haute luminosité. Elle fait intervenir les facteurs suivants :

- la section efficace de production rendue par le générateur PYTHIA
- l'acceptance aux critères standards (rapport entre le nombre d'événements passant les critères standards de sélection et le nombre d'événements physiques générés)
- pour chaque jet simulant la présence d'un photon, un facteur $1 / R_{\gamma/\text{jet}} = 1 / 5\,000$ (paragraphe 2.4)
- pour chaque jet simulant la présence d'un électron, un facteur $1 / R_{e^\pm/\text{jet}} = 1 / 20\,000$ (paragraphe 2.4)
- la luminosité intégrée sur une année ($\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$), le facteur de réduction dû au plus large intervalle de masse considéré autour de la masse du boson de Higgs ($\frac{3.2}{40} = \frac{2}{25}$), les efficacités de reconstruction par photon réellement présent ($\varepsilon_\gamma = 80\%$) et du lepton s'il est réellement présent ($\varepsilon_e^\pm = 90\%$) (paragraphe 2.4).

Les différentes contributions sont explicitées maintenant.

6.3 Canaux de type $\gamma\gamma j$

Les bruits de fond présentent deux vrais photons et un jet simulant la présence d'un électron (voir les digrammes de Feynman figure 6.1).

C'est en fait le bruit de fond au canal direct $H \rightarrow \gamma\gamma$ mais la présence d'un jet est demandée. Les deux photons sont produits à 80% à partir de deux gluons et à 20% à partir de deux quarks :

$$gg \rightarrow \gamma\gamma \quad \text{et} \quad q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$$

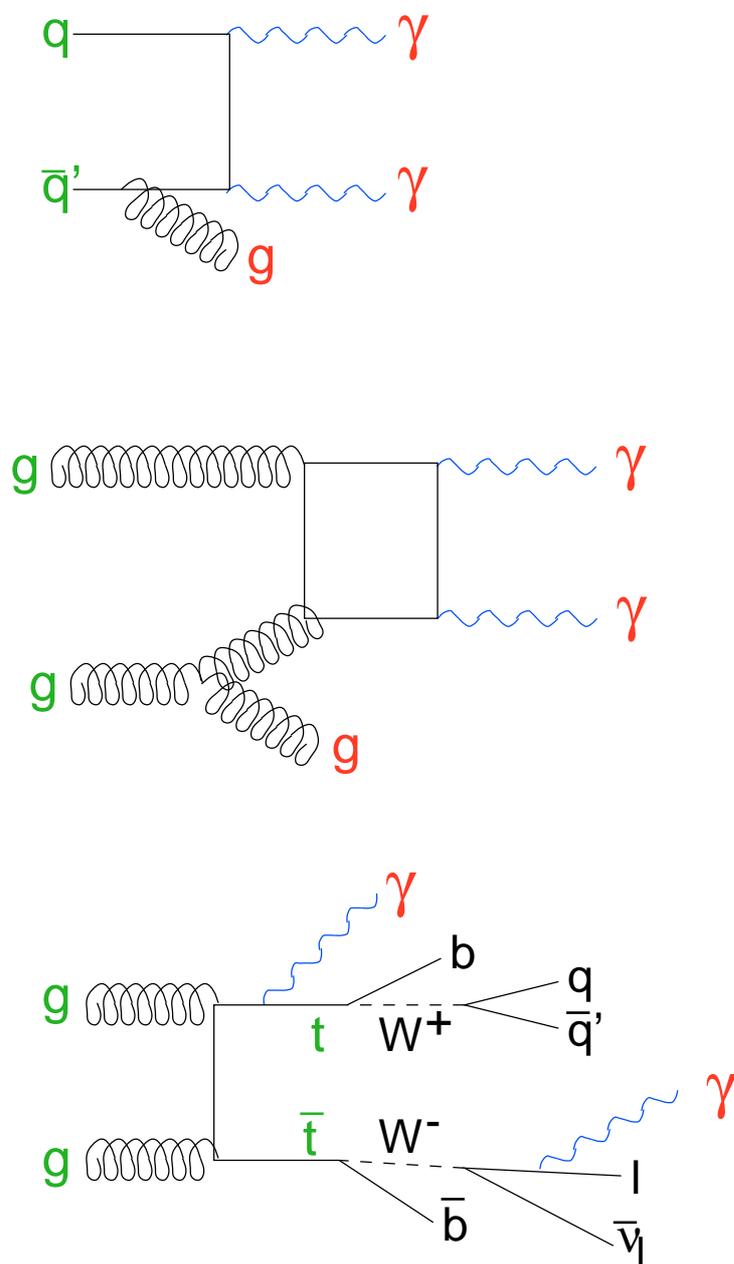


Figure 6.1: Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $\gamma\gamma j$.

Le jet supplémentaire provient alors du rayonnement des partons prenant part à la production des deux photons.

Deux photons peuvent aussi être produits à partir d'une paire $t\bar{t}$ comme il a déjà été vu, le jet requis provenant de la désintégration d'un quark t .

6.3.1 $\gamma\gamma+j$

Un lot de 2 000 événements a été constitué, événements comportant deux photons au moins et un jet au moins après traitement par ATLFAST. Il a fallu pour cela générer 118 579 événements physiques. L'application des critères standards de sélection n'a retenu que 234 événements sur les 2 000, menant à une contribution de 0,28 événement par année (tab. 6.1).

Tableau 6.1: Bruit de fond $\gamma\gamma+j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$\gamma\gamma+j$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$5,40 \cdot 10^5$	188 407	383	0,28

6.3.2 $t\bar{t} \rightarrow \gamma\gamma j$

Les conditions de génération du bruit de fond irréductible $t\bar{t}\gamma\gamma$ ont été reprises, excepté que l'on n'a pas contraint les modes de désintégration des quarks t . La constitution d'un lot de 5 000 événements comportant deux photons au moins et un jet au moins après traitement par ATLFAST, a nécessité la génération de 1 179 367 événements physiques. Après application des critères standards de sélection, 6 événements ont été retenus. Cela correspond à une contribution annuelle négligeable de $7,7 \cdot 10^{-4}$ événement (tab.6.2).

6.4 Canaux de type $\gamma j\ell$

Les événements présentent un seul jet simulant un des deux photons. Trois processus sont susceptibles de reproduire cette configuration (figure 6.2). Il s'agit d'une part de la désintégration de paires $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$. L'électron ou le

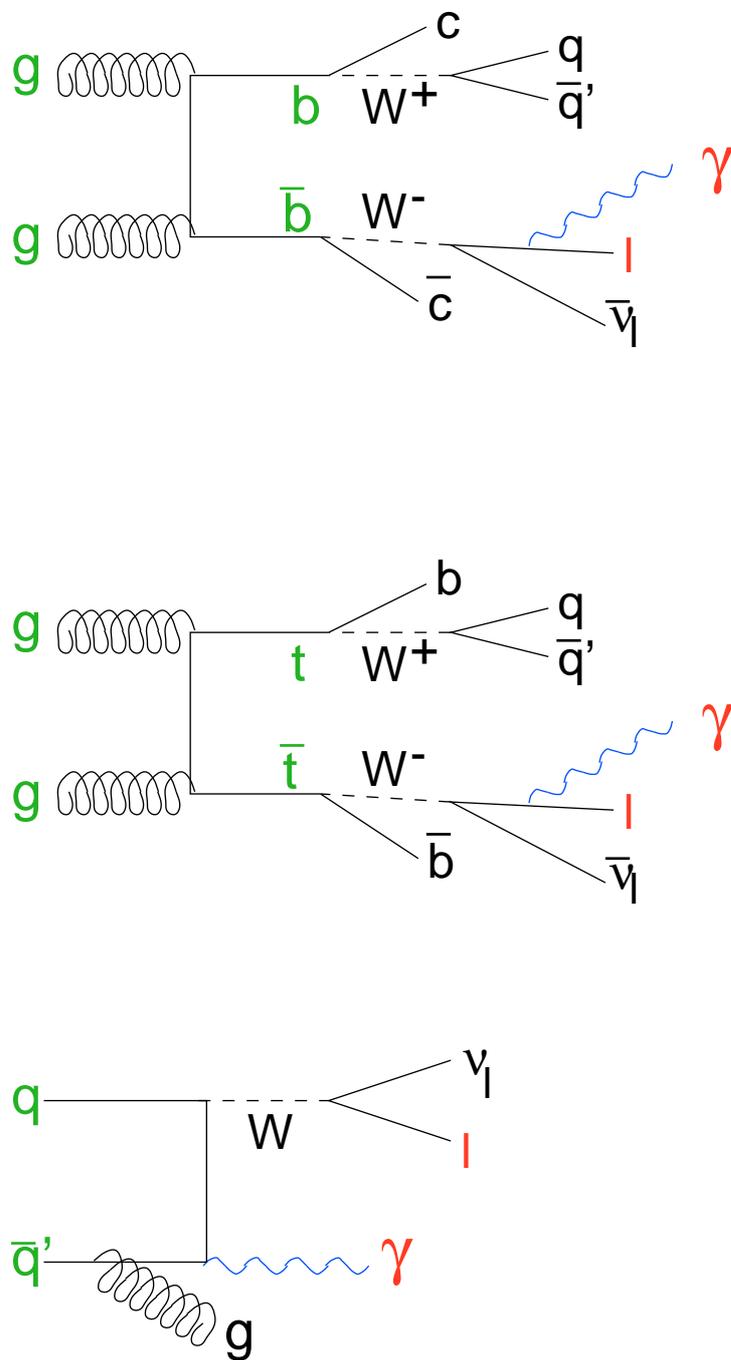


Figure 6.2: Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $\gamma J\ell$.

Tableau 6.2: Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow \gamma\gamma j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$t\bar{t} \rightarrow \gamma\gamma j$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$5,92 \cdot 10^5$	1 179 367	6	$< 10^{-3}$

muon provient de la désintégration d'un des quarks. Le photon est rayonné par les quarks de la paire ou le lepton chargé. Le jet simulant le photon est issu de la désintégration d'un des quarks.

D'autre part, la désintégration leptonique d'un boson W, accompagné d'un jet conduit à cette signature. Le photon est rayonné par les quarks fusionnant en W ou par le lepton chargé.

6.4.1 $b\bar{b} \rightarrow \gamma j \ell$

Les conditions de génération des événements sont identiques à celles définies pour le bruit de fond irréductible $b\bar{b}\gamma\gamma$, avec seulement un photon rayonné requis.

L'étude s'est faite sur un ensemble d'intervalles de valeurs de \hat{p}_T . Sans cet artifice, PYTHIA générerait essentiellement des événements dans la zone de plus grande section efficace, c'est-à-dire à basses valeurs de \hat{p}_T . Pour ces valeurs, les interactions ne produisent pas de photon, de jet et de lepton de haute impulsion transversale.

La contribution de chacun des intervalles est donnée dans le tableau 6.3. La contribution de ce bruit de fond est de 0,10 événement.

6.4.2 $t\bar{t} \rightarrow \gamma j \ell$

Les conditions de génération du bruit de fond irréductible $t\bar{t}\gamma\gamma$ ont été reprises.

Un lot de 10 000 événements comportant un photon au moins, un électron ou muon au moins et un jet au moins, après traitement par ATLFAST, a été constitué: cela a nécessité la génération de 225 658 événements physiques. Dans ce lot, 362 événements ont passé les critères standards de sélection, conduisant à une contribution de 0,37 événement par année (tab. 6.4).

Tableau 6.3: Bruit de fond $b\bar{b} \rightarrow \gamma j\ell$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$b\bar{b} \rightarrow \gamma j\ell$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$0 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}$			
$5,74 \cdot 10^{11}$	1 550 000 000	0	0
$50 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 100 \text{ GeV}$			
$2,38 \cdot 10^8$	50 000 000	16	0,088
$100 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 200 \text{ GeV}$			
$1,54 \cdot 10^7$	50 000 000	37	0,013
$200 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 300 \text{ GeV}$			
$6,74 \cdot 10^5$	50 000 000	14	$< 10^{-3}$
$300 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 400 \text{ GeV}$			
$8,93 \cdot 10^4$	50 000 000	9	$< 10^{-4}$
$400 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 500 \text{ GeV}$			
$1,91 \cdot 10^4$	50 000 000	5	$< 10^{-5}$
$500 \text{ GeV} < \hat{p}_T$			
$8,34 \cdot 10^3$	50 000 000	5	$< 10^{-5}$

Tableau 6.4: Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow \gamma j\ell$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$t\bar{t} \rightarrow \gamma j\ell$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$2,02 \cdot 10^5$	225 658	362	0,37

6.4.3 $W\gamma+j \rightarrow \ell\gamma j$

Les conditions de génération sont celles du bruit de fond irréductible $W\gamma\gamma$, sauf qu'ici PHOTOS n'a pas été utilisé.

Un lot de 20 000 événements comportant un photon au moins, un électron ou muon au moins et un jet au moins, après traitement par ATLFAST, a été constitué. Il a nécessité la génération de 146 823 événements physiques.

L'application des critères standards de sélection sur ce lot n'a retenu que 1 865 événements, donnant une contribution de ce bruit de fond de 0,26 événement par année (tab. 6.5).

Tableau 6.5: Bruit de fond $W\gamma+j \rightarrow \ell\gamma j$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$W\gamma+j \rightarrow \ell\gamma j$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$1,76 \cdot 10^4$	146 823	1 865	0,26

6.5 Canaux de type $jj\ell$

Les événements sont caractérisés par la présence d'un vrai électron ou muon et de deux jets simulant la présence des deux photons (voir les diagrammes de Feynman figure 6.3). On cherche donc des processus produisant à la fois des jets et un électron ou muon. C'est le cas des paires $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$.

Cette configuration peut aussi être reproduite lors de la production d'un boson W , qui se désintègre ensuite dans les voies électronique ou muonique : il est produit seul ($q\bar{q}' \rightarrow W$) ou accompagné d'un quark ($qg \rightarrow q'W$) ou d'un gluon ($q\bar{q}' \rightarrow gW$). Les deux jets complémentaires viennent du quark ou gluon accompagnateur et/ou du rayonnement des partons produisant le boson W .

6.5.1 $b\bar{b} \rightarrow jj\ell$

Des paires $b\bar{b}$ ont été générées sans aucune contrainte de désintégration, ici encore pour différents intervalles de \hat{p}_T . Pour chacun d'eux, 100 000 événements physiques ont été générés. Après traitement par ATLFAST, les événements comportant deux jets au moins et un électron ou muon au moins sont

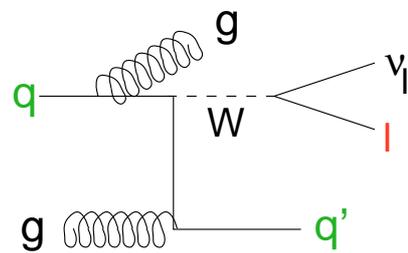
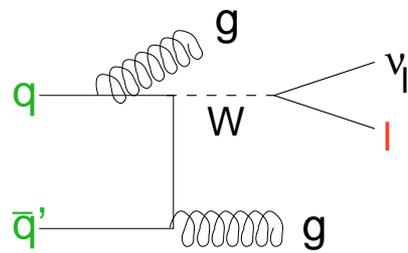
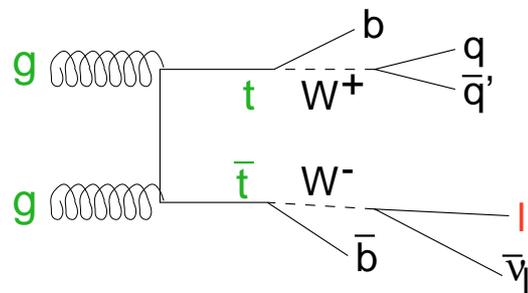
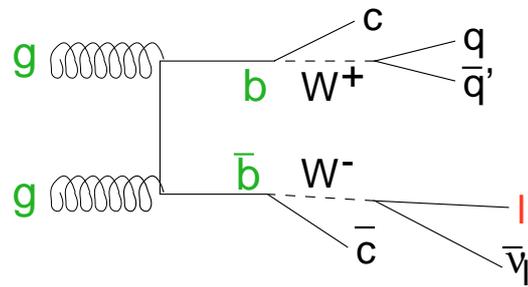


Figure 6.3: Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type $jj\ell$.

soumis aux critères standards de sélection : le nombre d'événements sélectionnés dans chaque intervalle est reporté et converti en nombres d'événements attendus par année, dans le tableau 6.6.

Tableau 6.6: Bruit de fond $b\bar{b} \rightarrow jj\ell$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$b\bar{b} \rightarrow jj\ell$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$25 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}$			
$2,89 \cdot 10^9$	100 000	1	0,0083
$50 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 100 \text{ GeV}$			
$2,38 \cdot 10^8$	100 000	16	0,0034
$100 \text{ GeV} < \hat{p}_T < 500 \text{ GeV}$			
$1,61 \cdot 10^7$	100 000	13	$< 10^{-3}$
$500 \text{ GeV} < \hat{p}_T$			
$8,35 \cdot 10^3$	100 000	2	$< 10^{-7}$

La contribution par année de ce bruit de fond est faible et vaut 0,012 événement.

6.5.2 $t\bar{t} \rightarrow jj\ell$

Ici, il a été généré des paires $t\bar{t}$ avec pour contrainte qu'un des quarks t donne un électron ou muon. Un lot de 5 000 événements a été constitué en ne conservant que les événements qui présentaient deux jets au moins et un électron ou muon au moins après traitement par ATLFAST. Cela a nécessité la génération de 7 486 événements physiques. L'application des critères standards de sélection a retenu 2 788 des 5 000 événements, correspondant à une contribution de ce bruit de fond faible de 0,022 événement par année (tab. 6.7).

Tableau 6.7: Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow jj\ell$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$t\bar{t} \rightarrow jj\ell$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$2,02 \cdot 10^5$	7 486	2 788	0,022

6.5.3 $W + jj \rightarrow \ell + jj$

Pour la constitution d'un lot de 20 000 événements comportant un électron ou muon au moins et deux jets au moins après traitement par ATLFAST, 403 463 événements physiques ont été générés. Après application des critères standards, 1 872 événements ont été retenus, menant à une faible contribution de 0,13 événement par année (tab. 6.8).

Tableau 6.8: Bruit de fond $W + jj \rightarrow \ell + jj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$W + jj \rightarrow \ell + jj$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$9,50 \cdot 10^7$	403 463	1 872	0,13

6.6 Canaux de type γjj

Ici, seul un vrai photon est présent. Deux jets simulent la présence du deuxième photon et de l'électron.

A partir d'une combinaison de quarks et de gluons, un photon peut être produit accompagné d'un jet :

$$q\bar{q} \rightarrow g\gamma$$

$$qg \rightarrow q\gamma$$

$$gg \rightarrow g\gamma$$

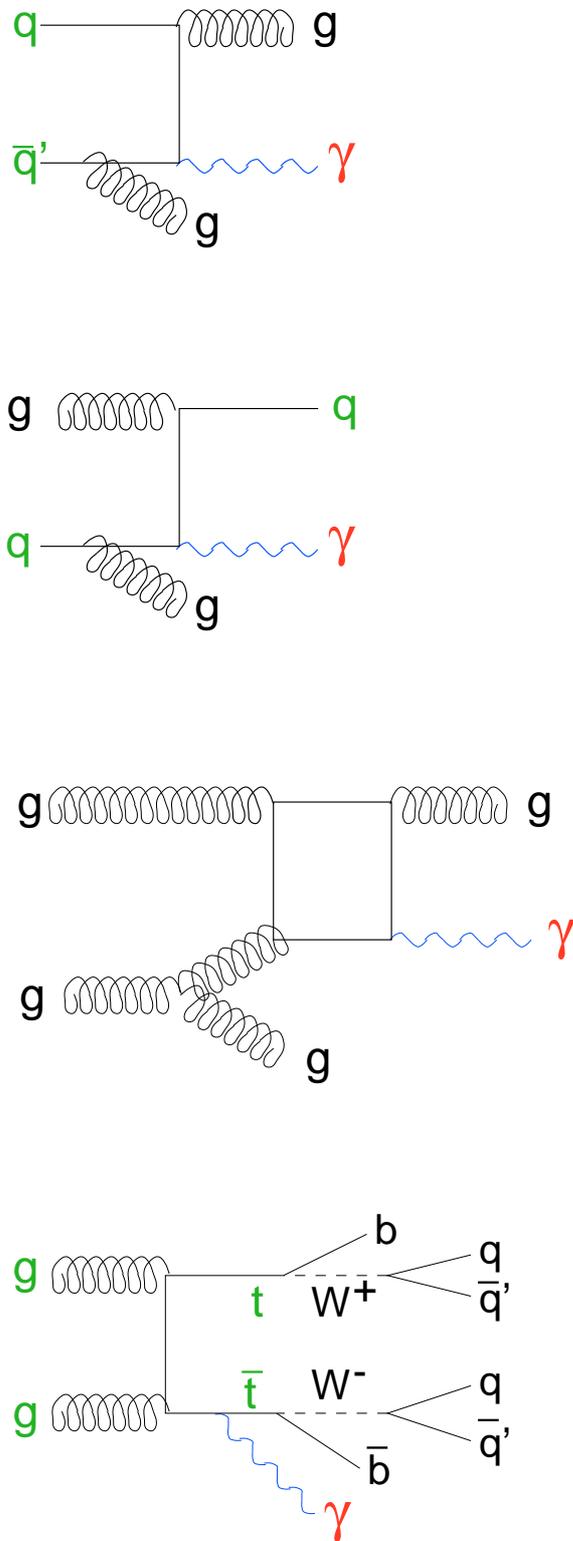


Figure 6.4: Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type γ_{jj} .

Un deuxième jet peut provenir du rayonnement des partons.

Il est aussi possible de rechercher deux jets et un photon provenant d'une paire $t\bar{t}$ (voir les diagrammes de Feynman figure 6.4).

6.6.1 $\gamma+jj$

Les trois premiers processus décrits ci-dessus sont étudiés en fonction de la valeur de \hat{p}_T . Pour chaque intervalle, un nombre fixé d'événements physiques est généré (voir la deuxième colonne du tableau 6.9) puis traités par ATLF-FAST. Les événements comportant alors un photon au moins et deux jets au moins sont soumis aux critères de sélection. Le nombre d'événements obtenu permet de donner la contribution de chaque intervalle.

Tableau 6.9: Bruit de fond $\gamma+jj$: section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$\gamma+jj$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$0 < \hat{p}_T < 10 \text{ GeV}$			
1,28.10 ¹¹	100 000	0	0
$10 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}$			
9,17.10 ⁸	10 000	8	0,047
$50 < \hat{p}_T < 100 \text{ GeV}$			
6,87.10 ⁶	1 000	90	0,040
$100 < \hat{p}_T < 500 \text{ GeV}$			
6,79.10 ⁵	1 000	69	0,0030
$500 < \hat{p}_T$			
1,04.10 ³	1 000	28	<10⁻⁵

La contribution de ce bruit de fond est de 0,090 événement par année.

6.6.2 $t\bar{t} \rightarrow \gamma jj$

Pour la deuxième configuration envisagée, des paires $t\bar{t}$ ont été générées, sans contraintes sur la désintégration des quark t . PHOTOS est utilisé pour générer le photon.

Un lot de 5 000 événements comportant un photon au moins et deux jets au moins après traitement par ATLFAST est constitué: il a nécessité la génération de 199 918 événements physiques. Après application des critères standards de sélection, 559 événements ont été retenus, conduisant à une contribution annuelle négligeable de $1,1 \cdot 10^{-4}$ événement (tab. 6.10).

Tableau 6.10: Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow \gamma jj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$t\bar{t} \rightarrow \gamma jj$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$5,92 \cdot 10^5$	199 918	559	$< 10^{-3}$

6.7 Canaux de type jjj

Pour ce dernier type de bruit de fond réductible, trois jets simulent la présence de deux photons et d'un électron (figure 6.5).

La production de jets au LHC a diverses contributions :

$$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$$

$$gg \rightarrow q\bar{q}$$

$$qq \rightarrow gg$$

$$qg \rightarrow qg$$

$$gg \rightarrow gg$$

Il faut cependant noter que parmi les processus ci-dessus, intégrés dans PYTHIA, les deux premiers ne couvrent pas la production de paires $t\bar{t}$. Il faut donc étudier cette contribution à part.

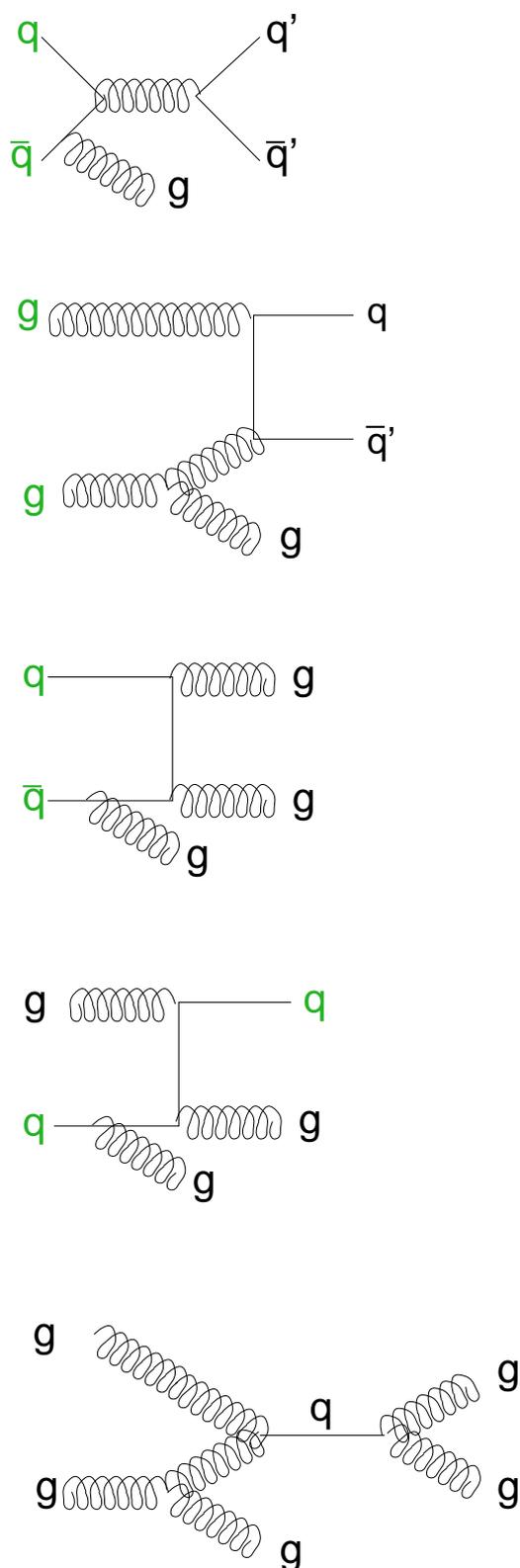


Figure 6.5: Diagrammes de Feynman des bruits de fond réductibles de type jjj .

6.7.1 3 jets

La contribution des cinq processus cités plus haut a été étudiée en fonction de la variable \hat{p}_T . Pour chaque intervalle choisi, 100 000 événements physiques ont été générés. Ils sont ensuite traités par ATLFast puis les critères standards de sélection sont appliqués. Le tableau 6.11 présente les contributions obtenues.

La contribution totale par année se monte à 0,092 événement.

6.7.2 $t\bar{t} \rightarrow jjj$

Des paires $t\bar{t}$ ont été générées sans contraintes sur la désintégration des quarks t . La constitution d'un lot de 5 000 événements comportant trois jets au moins après traitement par ATLFast, a nécessité la génération de 7 140 événements physiques. Après application des critères standards de sélection, 4 078 événements ont été retenus, menant à une contribution négligeable de $5,4 \cdot 10^{-6}$ événement par année (tab. 6.12).

Tableau 6.11: Bruit de fond 3 jets : section efficace de production, nombre d'événements considérés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

3 jets			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$0 < \hat{p}_T < 10 \text{ GeV}$			
$1,25 \cdot 10^{15}$	100 000	0	0
$10 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}$			
$5,84 \cdot 10^{12}$	100 000	42	0,039
$50 < \hat{p}_T < 100 \text{ GeV}$			
$1,98 \cdot 10^{10}$	100 000	14 451	0,046
$100 < \hat{p}_T < 200 \text{ GeV}$			
$1,27 \cdot 10^9$	100 000	31 335	0,0064
$200 < \hat{p}_T < 300 \text{ GeV}$			
$5,69 \cdot 10^7$	100 000	35 583	$< 10^{-3}$
$300 < \hat{p}_T < 400 \text{ GeV}$			
$7,64 \cdot 10^6$	100 000	43 544	$< 10^{-4}$
$400 < \hat{p}_T < 500 \text{ GeV}$			
$1,65 \cdot 10^6$	100 000	46 205	$< 10^{-4}$
$500 < \hat{p}_T$			
$7,34 \cdot 10^5$	100 000	46 790	$< 10^{-5}$

Tableau 6.12: Bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow jjj$: section efficace de production, nombre d'événements générés, nombre d'événements passant les critères standards de sélection et nombre d'événements attendu par année.

$t\bar{t} \rightarrow jjj$			
$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	Nb événements générés	Nb événements après sélection standard	Nb événements par année
$5,92 \cdot 10^5$	7 140	4 078	$< 10^{-5}$

Tableau 6.13: Contributions des bruits de fond réductibles pour $M_H = 80, 100$ et 120 GeV, pour une année de fonctionnement du détecteur ATLAS et du LHC dans son régime de haute luminosité (l'erreur statistique est donnée).

Canal	Contribution $M_H = 80$ GeV	Contribution $M_H = 100$ GeV	Contribution $M_H = 120$ GeV
$\gamma\gamma+j$	0,37 $\pm 0,02$	0,28 $\pm 0,02$	0,23 $\pm 0,02$
$t\bar{t} \rightarrow \gamma\gamma j$	0,0014 $\pm 0,0004$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
$b\bar{b} \rightarrow \gamma j\ell$	0,09 $\pm 0,02$	0,10 $\pm 0,02$	0,05 $\pm 0,02$
$t\bar{t} \rightarrow \gamma j\ell$	0,45 $\pm 0,02$	0,37 $\pm 0,02$	0,30 $\pm 0,02$
$W\gamma+j \rightarrow \ell\gamma j$	0,292 $\pm 0,005$	0,257 $\pm 0,006$	0,199 $\pm 0,007$
$b\bar{b} \rightarrow jj\ell$	0,003 $\pm 0,002$	0,012 $\pm 0,008$	0,012 $\pm 0,008$
$t\bar{t} \rightarrow jj\ell$	0,0222 $\pm 0,0004$	0,0216 $\pm 0,0004$	0,0214 $\pm 0,0004$
$W+jj \rightarrow \ell+jj$	0,0745 $\pm 0,0002$	0,126 $\pm 0,003$	0,098 $\pm 0,003$
$\gamma+jj$	0,09 $\pm 0,02$	0,08 $\pm 0,02$	0,08 $\pm 0,02$
$t\bar{t} \rightarrow \gamma jj$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
3 jets	0,099 $\pm 0,007$	0,091 $\pm 0,006$	0,078 $\pm 0,005$
$t\bar{t} \rightarrow jjj$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
TOTAL :	1,49 $\pm 0,04$	1,33 $\pm 0,04$	1,06 $\pm 0,04$

6.8 Contribution totale

Le tableau 6.13 résume les contributions de chaque canal et présente celles obtenues pour des masses du boson de Higgs de 80 GeV et 120 GeV. Dans chaque cas, le nombre de bruits de fond réductibles reste inférieur à celui des bruits de fond irréductibles, étudiés aux chapitre précédent.

Pour une masse du boson de Higgs de 100 GeV, le nombre total des bruits de fond réductibles est estimé à 1,33 événements, dont 70% proviennent des trois processus $t\bar{t} \rightarrow \gamma j\ell$, $\gamma\gamma+j$ et $W\gamma+j \rightarrow \ell\gamma j$. Cette contribution totale correspond à un quart de celle des bruits de fond irréductibles. Cependant le nombre de bruits de fond réductibles pourrait augmenter si les pouvoirs de réjection photon-jet et électron-jet étaient surestimés. La figure 6.6 montre l'évolution du nombre total des bruits de fond réductibles pour des valeurs des réjections plus faibles que celles utilisées dans cette étude ($R_{\gamma/\text{jet}} = 5\,000$ et $R_{e/\text{jet}} = 20\,000$). Dans le cas de la réjection photon-jet, la valeur la plus basse utilisée est 1000 : elle correspond au cas où l'on ne cherche pas à distinguer les photons des π^0 . Pour la réjection électron-jet, la valeur la plus basse

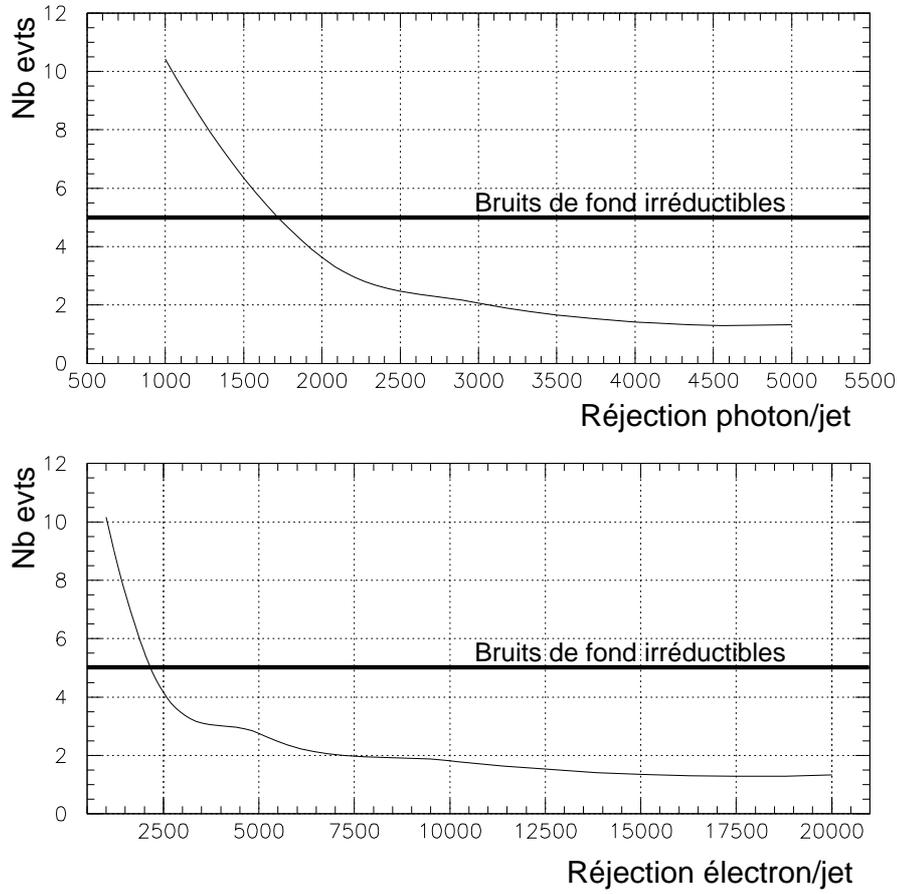


Figure 6.6: Variations du nombre d'événements de bruit de fond réductible en fonction du pouvoir de réjection photon-jet (en haut) et électron-jet (en bas) ($M_H = 100$ GeV).

est aussi 1000, valeur obtenue en utilisant le calorimètre électromagnétique mais pas le détecteur interne. On peut estimer que si les réjections photon-jet et électron-jet perdent un facteur deux, la contribution des bruits de fond réductibles ne dépassera pas celle des bruits de fond irréductibles.

Discussion et conclusion

Dans le cadre de la chasse au boson de Higgs avec le futur détecteur ATLAS, ce travail de thèse s'est scindé en deux parties, toutes deux concernant le calorimètre électromagnétique.

La première partie permet de valider une méthode originale pour l'étalonnage de la chaîne de lecture des cellules du calorimètre électromagnétique. Après élimination des phénomènes de non-linéarité et d'effets parasites, la précision sur la reconstruction de l'amplitude du signal d'étalonnage injecté dans la chaîne atteint le niveau du bruit induit par l'étage de pré-amplification, source dominante du bruit électronique. Dans ces conditions, il avait été montré que la contribution de l'étalonnage de la chaîne électronique de lecture au terme constant de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique était de 0,25%, respectant ainsi l'objectif fixé de 0,7% pour ce terme.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à l'étude du canal dit de production associée du boson de Higgs du Modèle Standard, dans le domaine de masse 80–120 GeV. Le boson de Higgs est produit en compagnie d'un associé, un boson W^\pm ou Z, ou une paire de quarks $t\bar{t}$, et se désintègre en deux photons. Un des intérêts par rapport au mode inclusif d'observation ($H \rightarrow \gamma\gamma$) réside dans la présence d'un électron ou muon, de haute impulsion transversale, issu de la désintégration de l'associé : il détermine précisément la position, suivant l'axe des faisceaux, du vertex de l'interaction, afin d'augmenter la résolution sur la mesure de la masse $M_{\gamma\gamma} = M_{\text{Higgs}}$. L'étude du canal $t\bar{t}H$ par une simulation complète montre un gain de 7% (cette étude devra cependant être complétée par l'utilisation réelle du détecteur interne dans la reconstruction des événements). Elle montre aussi que l'efficacité d'identification des photons de ce canal est identique à celle du canal inclusif et vaut environ 80 %.

En contrepartie, les sections efficaces des processus de production associée sont un ordre de grandeur plus faible que celle du mode inclusif. Le nombre d'événements de signal a été déterminé, ainsi que celui des bruits de fond, irréductibles et réductibles, et ce pour une année de fonctionnement du collisionneur LHC et du détecteur ATLAS, dans le régime de haute luminosité.

Le tableau suivant rassemble les nombres d'événements de signal et de bruits de fond pour des masses du boson de Higgs de 80 GeV, 100 GeV et 120 GeV.

M_{Higgs}	80 GeV	100 GeV	120 GeV
Signal	12,97	15,55	13,97
Bruits de fond	8,18	6,66	4,76
1 année	$3,9 \sigma$	$4,7 \sigma$	$4,7 \sigma$

Le potentiel d'observation du boson de Higgs dans le canal de production associée est maintenant évalué. Le critère habituel S/\sqrt{B} ne peut pas être appliqué ici car le nombre d'événements est petit et ne suit plus une loi statistique gaussienne. Considérant donc une loi statistique poissonnienne, la probabilité pour que le nombre de bruit de fond B fluctue au-delà de la somme $S+B$, simulant ainsi un signal, est estimée. La conversion en nombre d'écarts type est donnée à la dernière ligne du tableau précédent. Un boson de Higgs standard de 100 GeV ou de 120 GeV est donc observable après un peu plus qu'une année de fonctionnement à haute luminosité, à un niveau de confiance de 5 écarts standards.

Dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM), ces résultats permettent de confirmer (figure 6.7) la couverture de l'espace des paramètres $(M_A, \text{tg}\beta)$, pour laquelle la production associée vient efficacement compléter le mode inclusif $h \rightarrow \gamma\gamma$ (voir les figures 1.9 et 1.10 tirées de [19]).

Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une simulation simplifiée du détecteur ATLAS. Il faudrait maintenant confirmer, par une simulation complète, le comportement des bruits de fond. Ce type de simulation nécessitant des temps de calcul très importants, on pourrait se limiter au bruit de fond irréductible dominant $Z\gamma\gamma$.

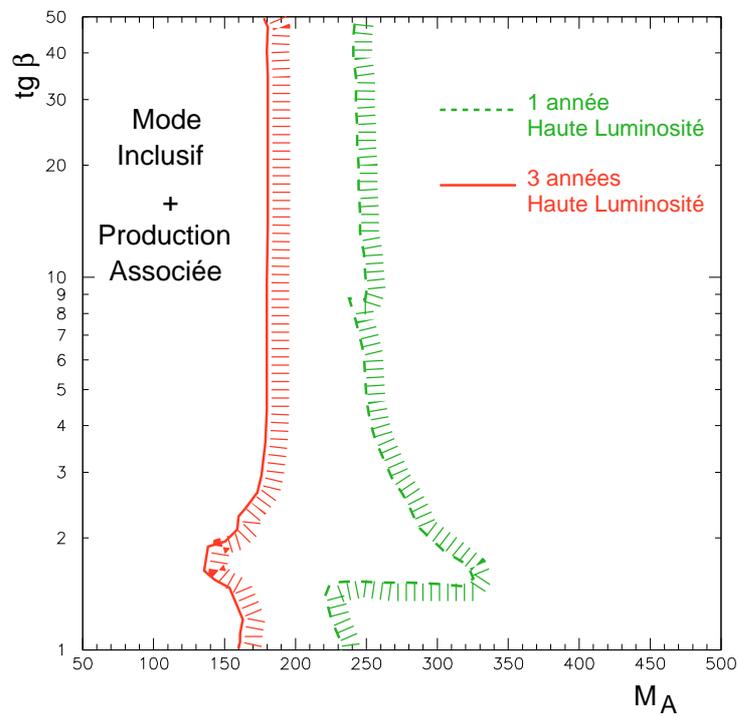


Figure 6.7: Réévaluation de la couverture à $S/\sqrt{B} > 5$ de l'espace des paramètres $(M_A, tg\beta)$ par le mode inclusif $h \rightarrow \gamma\gamma$ et la production associée.

Bibliographie

- [1] ALEPH : D. DÉCAMP ET AL., *Z. Phys.* **C35**,1 (1992); DELPHI : P. ABREU ET AL., *Nucl. Phys.* **B367**,511 (1992); L3 : B. ADEVA ET AL., *Z. Phys.* **C51**,179 (1991); OPAL : G. ALEXANDER ET AL., *Z. Phys.* **C52**,175 (1991);
- [2] C. QUIGG. «Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions». *ed. Frontiers in Physics, Lectures Notes 56* , 1984.
- [3] G. KANE. «Modern Elementary Particle Physics». *Addison-Wesley Publishing Company, Inc.*, 1988.
- [4] PARTICLE DATA GROUP. «Review of Particle Physics». *Phys. Rev.*, **D54**, (July 1996).
- [5] P.W. HIGGS. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 132 (1964); *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964); *Phys. Rev. Lett.* **145**, 1156 (1966).
- [6] W.J. STIRLING. «Higgs Phenomenology» : lectures presented at the 42nd Universities Summer School in Physics, St, Adrews, Scotland, August 1993. *University of Durham, Centre For Particle Theory, DTP/93/88, October 1993.*
- [7] M. CARENA, P.M. ZERWAS. «Physics at LEP2». *Report of the Workshop on Physics at LEP2, Vol. 1, CERN 96-1 ou hep-ph/9602250.*
- [8] THE LEP COLLABORATIONS ALEPH, DELPHI, OPAL, L3, THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP AND THE SLD HEAVY FLAVOUR. «A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model». *LEPEWWG/98-01, draft*
- [9] J.F. GUNION, H.E. HABER, G.L. KANE, S. DAWSON «The Higgs Hunter's Guide» *ed. Frontiers in Physics, Lectures Notes Series*, 1989.
- [10] J.F. GRIVAZ. «New Particle Searches». *Note LAL 95-83, Octobre 1995.*

- [11] A. SOPCZAK. «Status of Higgs Hunting at LEP – Five Years of Progress». *CERN-PPE/95-46, April 5, 1995.*
- [12] COLLABORATION ALEPH. «Search for the Standard Model Higgs Boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161, 170$ and 172 GeV». *CERN-PPE/97-70, June 17, 1997.*
- [13] S. DEJONG. Electroweak Interactions & Unified Theories Session. *XXXIII^{ème} Rencontre de Moriond, Mars 1998.*
- [14] L. GROER. «Present Searches for Higgs Signatures at the Tevatron». *Submitted to Hadron Collider Physics XII, SUNY Stony Brook, June 5-11, 1997* ou *hep-ex/9707034* .
- [15] D. AMIDEI, R. BROCK. «Future ElectroWeak Physics at the Fermilab Tevatron. Report of the tev_2000 Study Group». *FERMILAB-PUB-96/082, D0 Note 2589 & CDF Note 3177, April 1, 1996.*
- [16] J.F. GUNION, A. STANGE, S. WILLENBROCK. «Weakly coupled Higgs Bosons ». *hep-ph/9602238* .
- [17] S. DAWSON. «The Standard Model Intermediate Mass Higgs Boson ». *hep-ph/9703387* .
- [18] S. DAWSON. «Introduction to the physics of Higgs bosons»: lectures given at the 1994 Theoretical Advanced Study Institute (TASI), Boulder, CO, May 30 – June 23, 1994. *Note BNL-61012, Novembre 1994* ou *hep-ph/9411325*.
- [19] E. RICHTER-WĄS, D. FROIDEVAUX, F. GIANOTTI, L. POGGIOLI, D. CAVALLI, S. RESCONI. «Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and background in ATLAS». *ATLAS Internal Note, PHYS-No-074, 22.IV.1996* .
- [20] RAPPORT JAUNE DU CERN . «The LHC Conceptual Design Report—The Yellow Book». *CERN/AC/95-05(LHC)* .
- [21] CMS COLLABORATION «CMS Technical Proposal». *CERN/LHCC/94-38, 15 December 1994.* (Voir aussi les TDR, Technical Design Report, à paraître).
- [22] LHC-B COLLABORATION. «LHC-B Letter Of Intent». *CERN/LHCC/95-5, 25 August 1995.*

- [23] ALICE COLLABORATION. «ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC». *CERN/LHCC/95-71, December 1995.*
- [24] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Calorimeter Performance TDR (ATLAS TDR 1)». *CERN/LHCC/96-40, 15 December 1996.*
- [25] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Liquid Argon Calorimeter TDR (ATLAS TDR 2)». *CERN/LHCC/96-41, 15 December 1996.*
- [26] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Tile Calorimeter TDR (ATLAS TDR 3)». *CERN/LHCC/96-42, 15 December 1996.*
- [27] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Inner Detector TDR volume 1 (ATLAS TDR 4)». *CERN/LHCC/97-16, 30 April 1997.*
- [28] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Inner Detector TDR volume 2 (ATLAS TDR 5)». *CERN/LHCC/97-17, 30 April 1997.*
- [29] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Magnet System TDR (ATLAS TDR 6)». *CERN/LHCC/97-18, 30 April 1997.*
- [30] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Barrel Toroid TDR (ATLAS TDR 7)». *CERN/LHCC/97-19, 30 April 1997.*
- [31] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS End-Cap Toroid TDR (ATLAS TDR 8)». *CERN/LHCC/97-20, 30 April 1997.*
- [32] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Central Solenoid TDR (ATLAS TDR 9)». *CERN/LHCC/97-21, 30 April 1997.*
- [33] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Muon Spectrometer TDR (ATLAS TDR 10)». *CERN/LHCC/97-22, 31 May 1997.*
- [34] M. LEVEVRE, G. PARROUR, P. PÉTROFF. «Electromagnetic Liquid Argon Accordion Calorimeter simulation (part 1)». *RD3 note 41, January 28, 1993.*
- [35] S. NICOLEAU. «Désintégration du boson de Higgs en électrons et photons: optimisation et étalonnage du calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS». *Thèse - Université de Savoie, U.F.R. S.F.A. - 97CHAM08, Avril 1997.*
- [36] R. L. CHASE, C. DE LA TAILLE, J.P. RICHER, N. SEGUIN-MOREAU. «A fast monolithic shaper for the ATLAS electromagnetic calorimeter». *ATLAS Internal Note LARG-10, 1 March 1995.*

- [37] W.E. CLELAND, E.G. STERN. «Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment». *NIM A338 (1994)* 467–497.
- [38] H. CUNITZ ET AL. *Proc. of the Fourth Int. Conf. on Electronics for Future Colliders, LeCroy Corp. (1994)* 19–30; J. A. PARSON ET AL. *Proc. of the Fifth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, BNL (1994)* 430–435.
- [39] T. SJÖSTRAND. «PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual». *Computer Physics Commun. 82 (1994)* 74.
- [40] E. RICHTER-WĄS, D. FROIDEVAUX, LUC POGGIOLI. «ATLFAST 1.0 A package for particle-level analysis». *ATLAS Internal Note PHYS-No-079 1/03/1996*.
- [41] L. FAYARD, G. UNAL. «Search for Higgs decay into photons with EAGLE». *EAGLE Internal Note, PHYSICS-NO-001, December 1991 et Addendum 1, April 1992 et Addendum 2, August 1992*.
- [42] E. RICHTER-WĄS, D. FROIDEVAUX, F. GIANOTTI, L. POGGIOLI, D. CAVALLI, L. COZZI. « Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS ». *ATLAS Internal Note PHYS-No-048 17/07/1995*.
voir aussi:
E. RICHTER-WĄS, D. FROIDEVAUX, F. GIANOTTI, L. POGGIOLI, D. CAVALLI, S. RESCONI. « Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS ». *ATLAS Internal Note PHYS-No-074 22/04/1996*.
- [43] Voir le serveur <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/simulation.html#dice>.
- [44] J. SCHWINDLING. Documentation interne, disponible à [/afs/cern.ch/user/s/schwind/public/atrecon/97_3](http://afs.cern.ch/user/s/schwind/public/atrecon/97_3)
- [45] E. BARBERIO, B. VAN EIJK, Z. WĄS, *Comput. Phys. Commun. 66 (1991)* 115.
- [46] E. BARBERIO, Z. WĄS. « PHOTOS - A universal Monte Carlo for QED radiative corrections : version 2.0 ». *CERN-TH.7033/93 (October 1993)* .
- [47] E. RICHTER-WĄS. «Hard bremsstrahlung photons in the $t\bar{t}$ production and decay: a background for the intermediate Higgs search». *ATLAS Internal Note PHYS-NO-027, 01/07/1993* ou *CERN-TH.6936/93*

- [48] E. RICHTER-WĄS. «Hard bremsstrahlung photons in the $t\bar{t}$ production and decay : a background for the intermediate Higgs search . Addendum to PHYS-NO-027». *ATLAS Internal Note PHYS-NO-031, 07/09/1993*
- [49] E. RICHTER-WĄS. «Hard photon bremsstrahlung in the process $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$: a background for the intermediate mass Higgs». *ATLAS Internal Note PHYS-No-34, 18/03/1994*
ou
CERN-TH.7172/94, February 1994
- [50] ATLAS COLLABORATION. «ATLAS Technical Proposal». *CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 15 December 1994* .