

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Clément BÂTY

Contribution à la calibration des photons par les désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$, dans l'expérience CMS au LHC (CERN)

Soutenue le 26 novembre 2009
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.-L.	Agram	
	M.	J.	Alcaraz-Maestre	Rapporteur
	M.	P.	Depasse	
	Mme	S.	Gascon-Shotkin	Directrice de thèse
	M.	B.	Ille	Président du jury
	M.	G.-S.	Muanza	
	M.	R.	Pittau	Rapporteur

N°d'ordre : 239-2009

Année 2009

Thèse de l'Université de LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

Diplôme de Doctorat
(arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale de
Physique et Astrophysique de LYON (PHAST)

Soutenue publiquement

le 26 Novembre 2009

par

M. BÂTY Clément

Titre :

Contribution à la calibration des photons par les
désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$, dans
l'expérience CMS au LHC (CERN)

Directeur de thèse : Suzanne GASCON-SHOTKIN

Jury :

M AGRAM Jean-Laurent ;
M ALCARAZ-MAESTRE Juan ;
M DEPASSE Pierre ;
Mme GASCON-SHOTKIN Suzanne ;
M ILLE Bernard ;
M MUANZA Guy-Steve ;
M PITTAU Roberto ;

Remerciements

CETTE thèse n'aurait pas pû voir le jour sans le concours, le soutien et la participation de nombreuses personnes que je tiens à remercier dans les quelques lignes qui vont suivre.

Sans chercher à être exhaustif, je commencerai par remercier l'ensemble de mon jury et notamment Bernard ILLE, directeur du laboratoire, qui a accepté d'en être le président et Suzanne GASCON-SHOTKIN ma directrice de thèse qui m'a encadré durant les années de ma thèse et a su, malgré nos aspirations parfois différentes, me laisser vivre mon expérience de thèse comme je l'entendais. Elle a su également me guider et me permettre d'adapter mon sujet pour suivre les aléas du démarrage du LARGE HADRON COLLIDER, ce que je n'aurais pu anticiper, et je l'en remercie donc chaleureusement.

Je remercie aussi très vivement mes rapporteurs de thèse Roberto PITTAU et Juan Maestre ALCARAZ pour avoir accepté de tenir ce rôle. Je tiens également à remercier les autres membres du jury : Jean Laurent AGRAM et Steve MUANZA, avec qui j'ai pu travailler durant mes stages de Master et que j'ai eu la joie de retrouver durant mes années de thèse, une fois commencé mon parcours de chercheur.

Enfin, je tenais à exprimer un remerciement spécial à Pierre DEPASSE pour ses nombreux conseils qui m'ont permis de m'intégrer au sein d'une équipe d'enseignement et pour m'avoir le premier aiguillé vers des cours — au sein de l'IUT B de Villeurbanne — et qui a accepté d'être présent au sein de mon jury.

Je tiens aussi à remercier mes collègues du groupe CMS qui ont toujours été présents pour m'aiguiller lorsque je me sentais déboussolé lorsque et notamment Morgan LETHUILLIER pour ses aides techniques, humaines et ses commentaires sur mon manuscrit.

Avant de passer aux autres remerciements, je tiens tout particulièrement à remercier ma belle et tendre Mary, qui m'a tout simplement véritablement accompagné, tout au long de l'écriture de ma thèse et m'a permis de me ménager à des moments où, seul, j'aurais probablement dépassé mes limites. Je ne peux exprimer dans ces remerciements tout ce qu'elle m'a apporté et m'apporte dans ma vie quotidienne. Merci à toi !

En plus de mon jury de thèse et de ma bien aimée, mes remerciements s'en vont tout d'abord à ma famille, qui m'a soutenu de manière inconditionnelle et m'a permis de dépasser tous les problèmes qui ont pu m'atteindre pendant ma thèse. Je remercie particulièrement mes parents Christiane et Thierry pour leur relecture, leur soutien moral et leur grande compassion tout au long de mon travail de thèse. Je remercie également mon frère Guillaume pour les multiples astuces informatiques et son assistance technique sur L^AT_EX 2_ε . . . entre autres. Je souhaite aussi remercier

ma sœur Coline, et les moments passés en sa compagnie sur Lyon durant la thèse qui m'ont également apporté énormément de bien-être à des moments où sa présence m'a été nécessaire.

Ces remerciements se doivent d'inclure également mes ami(e)s qui, bien que parfois distant géographiquement, ont toujours été présents durant ma thèse et qui ont su, lorsque j'en avais vraiment besoin, être présent, chacun à sa manière, chacune à sa façon. Merci à eux d'avoir su également comprendre mes moments d'absences et d'avoir respecté mes engagements universitaires. Je ne pourrai pas citer ici tous ceux et celles à qui je pense mais ils se reconnaîtront.

Un remerciement spécial à mon vieil ami de toujours : David POULARD, qui, toujours présent dans les étapes importantes de ma vie, a décidé, durant ma thèse, de s'orienter à son tour dans la voie de l'enseignement supérieur et de la recherche et commence actuellement sa thèse. Grand bien lui en fasse et bon vent mon cher David ! Puisse ta thèse être aussi enrichissante que la mienne.

Je souhaite également remercier les doctorants avec qui j'ai partagé mon bureau : Olivier BONDU et Nicolas CHANON avec qui nous avons échangé un si grand nombre de verres en plastiques et de moments délirants que je me demande encore comment j'aurais pu faire sans.

Je tiens également à remercier pleinement mes collègues doctorants de l'IPNL et notamment mes amis doctorants qui ont déjà soutenu : Élisabeth MASSOT pour sa fantaisie et son grain de folie coutumier ainsi que Fabien NENDAZ pour sa bonne humeur permanente. Ils m'ont permis, maintes et maintes fois de prendre le recul suffisant sur mon travail de doctorat et de vivre pleinement cette expérience humaine qu'est la thèse. Je les remercie de tous ces moments passés à discuter les midis, les matins, les soirs, bref dès que possible. Je les remercie également d'avoir supporté mes interminables discussions sur le droit d'auteur et d'être restés des amis malgré cela !

Une pensée aussi va directement à Jérémy ANDREA, nouveau docteur de l'université de Strasbourg et avec qui nos échanges professionnels se sont convertis rapidement en amitié. Je le remercie pour m'avoir apporté, par sa soutenance de thèse, une motivation supplémentaire à un moment où j'avais l'impression que tout allait de travers. Mille mercis également à lui pour m'avoir permis de découvrir enfin *Flatland* ...

Au niveau de l'équipe de CMS, que je remercie dans son ensemble, j'aimerais adresser un remerciement particulier pour Jean FAY pour ses conseils tout au long de mon travail de thèse (notamment sur la partie des rapports de gain, mais pas seulement).

J'aimerais également avoir ici une pensée toute particulière pour Jean-Paul MARTIN qui, en plus d'avoir été l'instigateur de nombre de mes expériences de vulgarisations et de communication scientifique, m'a permis de rejoindre un groupe de réflexion sur les liens entre épistémologie et nos travaux de recherche.

Pour terminer ces remerciements, j'aimerais remercier les personnels administratifs de l'Institut pour leur efficacité et notamment pour s'être occupé de mes soucis administratifs et de mes missions oubliées tout au long de ma thèse avec un sérieux et une rapidité exemplaire.

Avant-propos

Cette thèse constitue mon entrée au sein de la communauté scientifique. Cette année, cet engagement au sein de la communauté scientifique est conforté par mon recrutement en temps qu'attaché temporaire et de de recherche.

Ceci constitue ma première véritable expérience professionnelle dans la voie de l'enseignement supérieur et de la recherche.

Apporter ma contribution à ces deux domaines est une vocation tirant sa source dans mon attachement à une université publique, accessible au plus grand nombre et permettant d'être le vecteur scientifique nécessaire entre les communautés scientifiques et les citoyens dans leur globalité.

Dans ces heures où le maître mot du gouvernement est « réforme », il est important à mon avis de me positionner pour une université la plus ouverte possible au monde extérieur.

Il est cependant important que l'université n'y perde pas au passage son supplément d'âme.

L'université a en effet un rôle social à jouer pour démocratiser l'accès à la connaissance (et à la science en particulier) et il serait extrêmement dommage que, sous couvert de rentabilité, on oublie certains des objectifs des universités (Article L123-3 du code de l'éducation) :

1. La formation initiale et continue ;
2. La recherche scientifique et technologique, la diffusion et la valorisation de ses résultats ;
3. L'orientation et l'insertion professionnelle ;
4. La diffusion de la culture et l'information scientifique et technique ;
5. La participation à la construction de l'Espace européen de l'enseignement supérieur et de la recherche ;
6. La coopération internationale.

Ces divers objectifs forment un tout cohérent qui permet à l'université d'avoir le niveau d'excellence scientifique et pédagogique. Bouleverser cet équilibre sans prendre le temps d'une analyse complète est dangereux pour ces objectifs.

L'Université a un rôle politique (points 5 et 6) important et un rôle de diffusion de la connaissance encore plus prédominant (points 2 et 4).

Il faut donc bel et bien s'assurer de la pérennité de ces actions en parallèle de sa vocation d'établissement d'enseignement supérieur et de recherche.

Je sais que cette vision d'une université libre, ouverte et publique est une prise de position personnelle forte mais je voudrais simplement ajouter que ce sont ces aspects de l'Université qui me fascinent au point de vouloir y consacrer ma vie professionnelle.

Sans cette politique visant à l'universalité, je n'aurais jamais pu continuer plus avant mes études et réaliser une des attentes primordiales de mon existence.

J'ai en effet bénéficié, tout au long de ma scolarité, des aides de l'état qui m'ont permis non seulement d'arriver jusqu'au Master Recherche mais également de réaliser mon doctorat.

L'État m'a donc permis, par les bourses sur critères sociaux, de me permettre d'effectuer l'intégralité de mon parcours universitaire dans de bonnes conditions.

Ainsi, l'Université s'est conduite à mon égard comme le véritable service public qu'elle est et qu'elle doit continuer à être.

Table des matières

Préambule	1
Remerciements	2
Avant-Propos	4
Liste des figures	8
Liste des tableaux	12
Introduction	17
I Remplacement scientifique général	19
1 Physique des particules et enjeux de société	23
2 Contexte scientifique actuel de notre discipline	25
2.1 État de l'art en physique des particules	25
2.1.1 Du premier accélérateur de particules jusqu'au LARGE HADRON COLLIDER ; l'aventure du CERN	25
2.1.2 Les autres centres de recherche en physique des hautes énergies	30
2.1.3 L'effort de recherche Européen : quelques chiffres	31
2.2 Situation du LHC au niveau mondial	33
2.2.1 Origine des particules accélérées	33
2.2.2 Accélération	35
2.2.3 Devenir des particules accélérées	38
2.2.4 Données techniques du LARGE HADRON COLLIDER	40
2.2.5 Le LHC et les autres grands accélérateurs de particules	42
2.3 Remplacement de l'expérience CMS au sein de la recherche en physique des particules	46
2.3.1 Les autres expériences mondiales comparables à CMS	46
2.3.2 Le détecteur CMS, un rapide tour d'horizon	50
II Des théories aux analyses de physique de CMS	53
3 Le Modèle Standard	57
3.1 La physique du MODÈLE STANDARD	57
3.1.1 Les particules élémentaires	58
3.1.2 Les interactions fondamentales	60
3.2 Le formalisme théorique du MODÈLE STANDARD	61
3.2.1 Grands concepts de la physique des particules	62
3.2.2 L'Isospin ou groupe de symétrie $SU(2)_f$, un exemple d'utili- sation de l'algèbre de LIE	66
3.2.3 La QCD perturbative (ou groupe d'invariance $SU(3)_c$)	67
3.2.4 La théorie électrofaible	70

3.3	Construction du Lagrangien du MODÈLE STANDARD	73
3.3.1	Le Lagrangien du MODÈLE STANDARD	73
3.3.2	Construction de la masse au sein du MODÈLE STANDARD	75
4	La physique du boson de Higgs	79
4.1	Détection du boson de HIGGS	79
4.1.1	Production du boson de HIGGS	79
4.1.2	Canaux de désintégration du boson de HIGGS	80
4.1.3	Les divers canaux de recherche du boson de HIGGS standard	83
4.2	Contraintes imposées sur le boson de HIGGS	87
4.2.1	Contraintes sur la masse du boson de HIGGS	87
4.2.2	Le boson de HIGGS hors du MODÈLE STANDARD	90
4.3	Paramètres et variables des analyses de physique	93
4.3.1	La définition de la masse	93
4.3.2	Propriétés principales des particules et du détecteur	95
5	Performances physiques de CMS	101
5.1	Les performances scientifiques de l'expérience CMS	101
5.1.1	Un détecteur en couches concentriques	101
5.1.2	Le trajectographe	102
5.1.3	Calorimètre électromagnétique	106
5.1.4	Calorimètre hadronique	107
5.1.5	Chambres à muons	108
5.1.6	Le système de déclenchement (ou Trigger)	110
5.2	Une vue plus détaillée du calorimètre électromagnétique	115
5.2.1	Principe de base du calorimètre électromagnétique	115
5.2.2	Fonctionnement des cristaux scintillateurs	117
5.3	Détails des performances attendues du calorimètre électromagnétique de CMS	120
5.3.1	Résolution en énergie	120
5.3.2	Résolution spatiale	123
5.3.3	La résolution en masse	125
6	Génération, simulation et reconstruction des données réelles et simulées	127
6.1	Simulation et prise de données	127
6.1.1	De la collision à l'analyse de physique	128
6.1.2	Logiciels de reconstruction et d'analyses	129
6.2	Le mécanisme de génération d'événements	133
6.2.1	Présentation de la chaîne de génération	133
6.2.2	Principe de fonctionnement des générateurs	136
6.2.3	Modèles de MONTE CARLO et générateurs	136
6.2.4	Les générateurs à éléments de matrice	137
6.2.5	Les générateurs à gerbe partonique	139
6.2.6	Complémentarité des deux descriptions	140
6.3	Les simulations du détecteur CMS	140
6.3.1	Simulation complète et simulation rapide	141
6.3.2	Détails concernant la simulation complète du détecteur CMS	141
6.3.3	Détails concernant la simulation rapide du détecteur CMS	142

6.4	Reconstruction des événements	142
6.4.1	Méthodologie de reconstruction	143
6.4.2	Efficacité de reconstruction des photons « vrais »	145

III Résultats et analyses effectuées 149

7 Étude de l'électronique d'acquisition du calorimètre électromagnétique 153

7.1	Présentation de l'électronique de lecture	153
7.1.1	Présentation générale de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique	154
7.1.2	Présentation détaillée de l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique	156
7.1.3	Reconstruction de l'amplitude	158
7.1.4	Définition et utilité des rapports de gains	160
7.1.5	Méthode de calculs des rapports de gains	161
7.2	Méthodologie de travail	163
7.2.1	Procédure de tests des cristaux	163
7.3	Résultats obtenus	166
7.3.1	Les différences observées entre les méthodes	166
7.3.2	Dépendance en énergie des rapports de gains	169
7.3.3	Stabilité en temps des rapports de gains	171
7.4	Conclusion sur les résultats de cette étude	173

8 Appariement des photons au niveau « générateur » 175

8.1	Présentation de l'étude	175
8.1.1	Notre canal de test : $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$	175
8.1.2	Motivations de l'étude	176
8.1.3	Méthodologie	177
8.1.4	Échantillons utilisés pour l'étude	178
8.2	Développement de la procédure de veto anti double-comptage	180
8.2.1	Choix de la région de l'espace des phases et détermination de la zone d'accord	180
8.2.2	Vérification de la forme de la distribution de $P_{T\gamma}$	183
8.2.3	Définition des différents points d'analyse	183
8.2.4	Description et application de la procédure de veto	184
8.3	Résultats : stabilité du procédé de veto	185
8.3.1	Stabilité de la section efficace totale	185
8.3.2	Stabilité et points d'analyses étudiés	186
8.4	Conclusions et perspectives de l'étude	188

9 Contribution à la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS 191

9.1	Présentation de l'étude	191
9.1.1	Raisons d'être de la calibration par le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$	191
9.2	Historique de l'analyse	194
9.2.1	Des prémisses à notre étude de physique	194
9.2.2	Passage à la version 1_6_12 de CMSSW	196

9.3	Résultats obtenus	201
9.3.1	Présentation des échantillons utilisés	201
9.3.2	Présentation des critères de sélection	202
9.3.3	Résultats obtenus	202
9.4	Conclusions et perspectives	205
9.4.1	Poursuite de l'optimisation de la sélection	205
9.4.2	Application à l'échelle d'énergie des photons	205
9.4.3	Application à la recherche du boson de HIGGS	206
9.4.4	Conclusions et perspectives	206
10	Conclusions, perspectives et remarques	209
10.1	Conclusions	209
10.2	Perspectives	211
10.3	Remarques générales	212
A	Bibliographie	214
B	Crédits	221
B.1	Crédits images	221
B.2	Crédits informatiques	229
C	Annexes scientifiques	233
C.1	Champs d'étude de CMS	233
C.2	Détails sur les études niveau générateurs	237
C.2.1	Corrélations des variables étudiées	237
C.2.2	Formes des distributions	237
C.3	Détails sur les études niveau reconstruit	238
C.3.1	Choix des variables	238
C.3.2	Évolution de la masse invariante $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$	239
C.3.3	Détails sur les bruits de fonds dans l'analyse actuelle	240

Table des figures

2.1	Diagramme de Livingston	26
2.2	Vision globale du LHC au CERN	30
2.3	Pays membres du CERN	32
2.4	Extraction des protons	34
2.5	Extraction des ions Pb	34
2.6	La chaîne d'accélération du CERN	35
2.7	Le complexe du Tevatron	43
2.8	Complexe de recherche du SLAC	44
2.9	Présentation rapide de ATLAS	47
2.10	L'expérience CDF	48
2.11	L'expérience DØ	49
2.12	Le détecteur CMS	50
2.13	Les différents domaines de physiques explorable par CMS	52
3.1	Diagramme QED au niveau de l'arbre	65
3.2	Allure du potentiel de HIGGS	77
4.1	Canaux de production du boson de HIGGS	81
4.2	Canaux de désintégration du boson de HIGGS	82
4.3	Masse diphotonique pour la recherche du boson de HIGGS	83
4.4	Contraintes sur la masse du boson de HIGGS I	89
4.5	Contraintes sur la masse du boson de HIGGS II	89
4.6	Limites d'exclusions actuelles de la masse du boson de HIGGS	90
4.7	Unification des théories à l'échelle de Grande Unification	91
4.8	Rapport Vitesse Énergie	94
4.9	Définition de η et de ϕ	95
4.10	Explication des niveaux de confiance	98
5.1	Le détecteur CMS : une coupe transversale	101
5.2	Composition du trajectographe de CMS	104
5.3	Performances du trajectographe en énergie transverse	106
5.4	Un module du calorimètre hadronique de CMS	107
5.5	Vue détaillée des chambres à muons	109
5.6	Aperçu des diverses parties du système de déclenchement de CMS	111
5.7	Les niveaux de déclenchement	113
5.8	Vue globale du calorimètre électromagnétique	116
5.9	Effet du dopage sur les cristaux de $PbWO_4$	119
5.10	Contribution du bruit de fond du pileup en fonction de la pseudorapidité	122
5.11	Courbes-S pour divers incidence du faisceau et divers énergies	124
5.12	Variations des courbes-S avec les angles d'incidences	125
6.1	Aperçu global de la chaîne d'acquisition	128
6.2	Ancienne chaîne de production d'événements	130
6.3	Représentation de la nouvelle chaîne de production d'événements.	131

6.4	Les différentes parties de la génération d'événements	135
6.5	Les effets de matière vus du calorimètre électromagnétique de CMS	145
6.6	Suppression des photons ne provenant pas de la désintégration de bosons de HIGGS	146
6.7	Distribution de la fraction d'énergie F	148
7.1	Électronique frontale de lecture du calorimètre électromagnétique	153
7.2	Photo d'une carte VFE	155
7.3	Aperçu de l'ensemble MGPA et ADC	157
7.4	Amplitude fournie par l'ADC	159
7.5	Amplitudes converties par l'ADC en fonction des gains, pour diverses charges incidentes.	161
7.6	Profils d'amplitudes utilisés	162
7.7	Calcul des rapports de gains par les deux méthodes (analytique et poids statistiques)	163
7.8	Rapports de gain 12/6 : méthodes <code>TestPulse</code> et <code>TestBench</code>	167
7.9	Rapports de gain 12/6 : méthodes <code>TestPulse</code> et <code>Laser</code>	168
7.10	Rapports de gain 12/6 : méthodes <code>TestPulse</code> et <code>Beam</code>	170
7.11	Étude de la dépendance en énergie des rapports de gains	171
7.12	Étude de la stabilité dans le temps du rapport de gain 12 / 6 pour le SuperModule SM17	172
7.13	Courbe utilisée pour le nettoyage des données	172
8.1	Diagrammes de FEYNMANN du processus $Z\mu\mu\gamma$	175
8.2	Présentation des courbes de références pour P_{T_γ}	181
8.3	Présentation des courbes de références pour $\Delta R(\mu, \gamma)$	182
8.4	Comparaison de la forme de la distribution de l'énergie transverse des photons donnée par les générateurs ALPGEN, MADGRAPH et PYTHIA	183
8.5	Valeurs choisies pour les les différents points d'analyses choisis	184
8.6	Explications de la procédure de veto	185
8.7	Courbes représentant les distributions de P_{T_γ} et de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ pour tous les points de l'analyse	187
9.1	Sélection du septième critère de sélection	198
9.2	Sélection de la coupure 8	199
9.3	Distribution de l'impulsion transverse du photon juste avant le critère de sélection n°4	203
9.4	Distributions obtenues pour les trois variables cinématiques étudiées	207
C.1	Corrélations entre les variables ΔR et P_{T_γ} pour l'échantillon Z_0	237
C.2	Corrélations entre les variables ΔR et P_{T_γ} pour l'échantillon Z_1	237
C.3	Formes des distributions de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$	238
C.4	Formes des courbes de P_{T_γ}	239
C.5	Valeurs des coupures pour la première coupure, au sein de notre analyse	240
C.6	Valeurs des coupures pour la seconde coupure, au sein de notre analyse	241
C.7	Valeurs des coupures pour les coupures 3 à 6, au sein de notre analyse	242
C.8	Valeurs des coupures pour les coupures 7 et 8, au sein de notre analyse	242
C.9	Évolution de la masse invariante du boson Z au fil des coupures (I/II)	243
C.10	Évolution de la masse invariante du boson Z au fil des coupures (II/II)	244

C.11 Distributions pertinentes après la sélection 245

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des périodes de luminosité instantanée	27
2.2	Placement du CERN	32
2.3	Relation énergie cinétique et vitesse pour les protons	36
2.4	Chiffres clés du LHC	40
2.5	Grandeurs caractéristiques du LHC	41
2.6	Principales valeurs intéressantes de ATLAS[8]	46
2.7	Données générales concernant CMS	50
3.1	Leptons et quarks de la première génération	58
3.2	Leptons et quarks de la deuxième génération	58
3.3	Leptons et quarks de la troisième génération	58
3.4	Les bosons vecteurs des quatre interactions fondamentales	60
5.1	Données techniques concernant le système magnétique de CMS	103
5.2	Performances attendues selon les différents types de chambres	110
5.3	Comparaison des caractéristiques des différents cristaux scintillateurs	120
6.1	Fraction moyenne de photons convertis avant leur arrivée dans l'ECAL	145
7.1	Gains disponibles pour l'acquisition de données au sein des cartes VFE du calorimètre électromagnétique de CMS et gamme d'énergie accessible correspondant.	157
8.1	Paramètres de génération ALPGEN des échantillons Z_0 et Z_1	179
8.2	Paramètres modifiés au sein des générateurs PYTHIA et ALPGEN pour les deux échantillon Z_0 et Z_1	179
8.3	Paramètres modifiés au sein du générateur PYTHIA pour l'échantillon Z_1	180
8.4	Les différents points de fonctionnement utilisés pour le procédé de veto anti double-comptage	184
8.5	Évolution des sections efficaces en fonction des points d'analyses	185
8.6	Évolution de σ_{TOT} et du veto	186
9.1	Résumé des critères de l'étude (CMSSW 1_3_1)	196
9.2	Résumé des résultats de l'étude (CMSSW 1_3_1)	196
9.3	Extrait du tableau d'efficacité pour la variable 7	199
9.4	Extrait du tableau d'efficacité pour la variable 8	200
9.5	Résultats obtenus pour notre analyse dans la version 1_6_12 de CMSSW	200
9.6	Tableau récapitulatif des résultats de la sélection des photons	203
9.7	Tableau récapitulatif du bruit de fond InclusiveMuPt15	204
9.8	Tableau récapitulatif des différents autres bruits de fond à la fin de la sélection	204

Introduction

POUR commencer ce manuscrit, j'aimerais tout d'abord commencer par une petite remarque d'ordre personnel. Effectuer une thèse en physique est pour moi un rêve d'enfant devenu réalité et je mesure — à la rédaction de ce manuscrit de thèse — le chemin parcouru pour en arriver là. Je suis donc profondément heureux d'avoir pu rendre réelle une de mes aspirations les plus profondes. Mais ce manuscrit, bien que témoin majeur de ce cheminement personnel, est avant tout une trace de ma modeste contribution à la communauté scientifique.

Ce manuscrit ne peut pas rendre compte — malheureusement — de l'incroyable diversité et des rencontres toujours enrichissantes que procure un centre de recherche international. Il ne peut pas rendre compte non plus de la diversité du travail de recherche au sein d'un groupe.

Mon travail de thèse

A l'heure où le LARGE HADRON COLLIDER (ou LHC), le plus grand collisionneur de particules mondial, va commencer à fournir les résultats attendus par la communauté scientifique tout autour de la terre, je termine une étape importante de ma vie de chercheur. Ces trois années de doctorat m'ont donné la chance de pouvoir travailler au sein du plus grand centre de recherche en physique des particules au monde : le CERN.

Mon doctorat, effectué au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL, un laboratoire de l'IN2P3¹), dans le groupe CMS, m'a permis de travailler sur un aspect primordial du détecteur CMS (plus précisément d'un sous-détecteur appelé « calorimètre électromagnétique ») afin de participer à sa calibration.

Mon travail de thèse m'a permis d'étudier l'ensemble de la chaîne d'analyse des événements en commençant par la détection proprement dite des photons jusqu'à l'analyse finale des données reconstruites pour permettre de sélectionner les photons permettant une calibration adéquate du sous-détecteur. Ces différentes analyses ont impliqué une grande quantité de personnes différentes et m'ont permis de prendre un recul appréciable sur la manière dont fonctionnent les accélérateurs de particules et leurs expériences associées.

Par ailleurs étant donné que l'ensemble des données utilisées dans cette thèse sont des données *simulées* et non pas des données réelles (car le LHC n'a pas encore donné de collisions exploitables au sein de mes recherches), une partie de mon travail s'est imposée d'elle-même : la vérification de la qualité des simulations en physique des particules et notamment dans le cas où l'on exploite simultanément des simulations ayant des descriptions différentes de la physique des particules présente au LHC.

1. L'IN2P3 (ou Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules) est un institut de recherche du CNRS dédié, comme son nom l'indique, à l'étude des composantes fondamentales de la matière

Plan du manuscrit

Ce mémoire va s'articuler en trois parties relativement indépendantes me permettant de présenter en profondeur les résultats scientifiques de mon travail de doctorat.

Ma première partie sera essentiellement là pour replacer notre discipline car il m'apparaît important, en tant que scientifique et citoyen, de prendre le recul nécessaire pour comprendre au mieux les enjeux de la physique des particules dans la société contemporaine.

Nous verrons donc, dans cette partie la manière dont notre détecteur se place au sein de la physique des particules actuelle. Nous essaierons de faire, par là même, un remplacement contextuel rapide de notre domaine de recherche. Ce sera le but de notre chapitre 1.

Cette première partie sera complétée par le chapitre 2 qui replacera, quant à lui, notre expérience au sein de la communauté de la physique des particules. Nous verrons alors comment la physique qui sera effectuée au sein du collisionneur du CERN est cruciale pour les découvertes de demain et pour expliquer mieux l'Univers que nous appréhendons quotidiennement.

Nous verrons aussi comment la collaboration présente autour du détecteur COMPACT MUON SOLENOID (ou CMS) — collaboration au sein de laquelle j'ai effectué cette thèse — intervient dans cette recherche de nouvelle physique destinée à accroître notre compréhension de l'Univers. Nous montrerons alors quelle est la place et la position de cette expérience dans la physique des hautes énergies, physique présente par exemple dans les collisionneurs de particules.

Cette première partie nous ayant permis de replacer les grands objectifs de notre expérience, nous pouvons alors passer à la seconde partie du manuscrit détaillant les outils théoriques et les performances de notre détecteur. Les données et explications fournies dans cette partie ont été nécessaires pour mener à bien les analyses de physique des particules présentes dans ce manuscrit.

Le chapitre 3 présentera le modèle actuel de la physique des particules intitulé MODÈLE STANDARD. Nous expliquerons de manière phénoménologique comment ce modèle est formé et quelles sont ses limites. Ces limites peuvent en partie être étendues par un mécanisme d'attribution *ad-hoc* de la masse, le mécanisme de HIGGS. Ce mécanisme nécessite l'introduction d'une particule appelée boson de HIGGS que nous détaillerons par la suite.

Le chapitre 4 ensuite, montrera comment ce mécanisme susceptible d'expliquer l'origine de la masse va pouvoir — ou non — être confirmé par la détection des produits de désintégration provenant des canaux faisant intervenir des bosons de HIGGS.

Nous verrons alors quelles sont les contraintes actuelles sur la masse de cette particule et quelles sont les méthodes utilisables pour détecter sa présence et comment elle permet de compléter les lacunes du MODÈLE STANDARD. Ce chapitre comportera également une section détaillant les divers indicateurs dont nous aurons besoin pour décrire les particules présentes dans nos analyses de physique.

Après avoir vu les méthodes de détection du boson de HIGGS le chapitre 5 s'in-

téressera aux performances du détecteur CMS (et notamment sur le canal : la désintégration du boson de HIGGS en deux photons). Nous verrons alors nécessairement les performances attendues de notre sous-détecteur (le calorimètre électromagnétique ou ECAL) en détail.

Pour clore cette partie, le chapitre 6 nous fournira les données nécessaires pour comprendre les différences existantes entre la production d'évènements par les générateurs de physique et la reconstruction des évènements réels, lorsque le LHC aura commencé à prendre des données. Ce chapitre expliquera alors le mécanisme de génération des évènements et de reconstruction des particules ainsi que les problèmes associés.

Dans la dernière partie du mémoire, je présenterai alors les différentes analyses sur lesquelles j'ai pu apporter une contribution durant mon doctorat.

Le chapitre 7 présentera donc les études effectuées au niveau de l'acquisition des évènements au sein du calorimètre électromagnétique et nous observerons alors les questions concernant les rapports de gains de l'électronique d'acquisition. Nous verrons ainsi les différents sujets abordés durant ces travaux et notamment les questions de stabilité des cristaux et leur lien avec l'étalonnage et la calibration du détecteur.

Le chapitre 8 présentera la méthode que nous avons développée pour permettre de ne pas double-compter les photons provenant des mécanismes de génération impliquant les générateurs à éléments de matrice et les générateurs à gerbes partoniques. Nous verrons alors comment le problème de double-comptage pressenti s'est vu corrigé par un mécanisme de veto anti double-comptage adéquat.

Enfin, la dernière partie de ce mémoire présentera brièvement notre analyse actuelle ayant pour but la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS. Nous verrons alors, au sein du chapitre 9, la manière dont notre sélection (qui sera détaillée au sein du chapitre) pourra contribuer à la calibration du calorimètre électromagnétique. Cette analyse utilise, comme nous le verrons par la suite, les photons issus de la désintégration radiative du $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$.

Enfin, après avoir terminé de présenter nos résultats, nous procéderons à une conclusion globale sur l'ensemble du travail de recherche effectué. Cette conclusion donnera également un aperçu des perspectives et des possibilités offertes par ce travail.



Remplacement scientifique général

Présentation de la première partie

*S*APIENCE *n'entre point en âme malivole, et science sans conscience n'est que ruine de l'âme* disait François RABELAIS en son temps (au sein de son livre *Pantagruel*).

Fort de cette maxime qui m'a, en grande partie, orienté sur les chemins de la recherche que j'arpente actuellement, je voudrais prendre le temps, dans cette première partie de ma thèse, pour présenter le cadre dans lequel s'effectuent les activités de recherches qui sont les miennes.

Je commencerai par replacer, dans un premier chapitre, les grandes questions ouvertes actuelles en physique des particules afin de permettre un (très) rapide remplacement des interrogations qui sont les nôtres.

Après ce premier chapitre introductif, il m'a semblé opportun d'y adjoindre un chapitre de remplacement scientifique de la physique des particules dans ces grandes lignes afin de donner aux lecteurs (notamment les moins spécialistes) un aperçu des thématiques et des ordres de grandeur des expériences, phénomènes et autres considérations autour de notre domaine de recherche.

L'ensemble de ces deux chapitres formera la toute première partie de mon mémoire de thèse, qui se veut être une introduction sociétale succincte à mes recherches scientifiques.

Chapitre 1

Physique des particules et enjeux de société

De l'observation de la nature aux accélérateurs de particules

L'être humain, de tout temps, a voulu comprendre l'Univers. Depuis toujours, il lève les yeux et affronte l'immensité d'un tout qui le dépasse. Au fil des siècles, nous, les Hommes, avons posé des principes, des lois et des modèles qui permettent une description de notre univers. D'abord simples puis de plus en plus complexes, nos analyses et raisonnements nous ont permis de mieux comprendre notre position et notre place au sein de cette *Terra Incognita* ...

Au fur et à mesure de cette prise de conscience, le regard de l'humanité a pu porter plus loin et pénétrer plus profondément l'univers et la matière qui le compose.

Au tout début, comme nous l'avons déjà souligné, nous ne connaissions pas très bien la matière. Nous savions seulement qu'elle était divisée en morceaux « indivisibles » : les atomes (concept datant du V^{eme} siècle avant J.C.). Les grecs de l'antiquité pensaient que ces atomes étaient les plus « petites briques constituant de toutes choses ».

Ce n'est que bien des siècles plus tard, à la fin du XIX^{eme} siècle, que des expériences prouvèrent que les atomes étaient constitués d'un noyau entouré de particules chargées négativement : les électrons. Cette découverte sonna le début d'une nouvelle discipline scientifique : la physique nucléaire.

Très vite, les physiciens découvrirent (au début du XX^{eme} siècle) que les noyaux étaient à leur tour composés de sous-parties : les nucléons. Ces derniers étant de deux types : les neutrons (« neutres », donc sans charge) et des protons (chargés positivement).

Le progrès technologique aidant, de nouvelles méthodes de recherches — utilisant des accélérateurs de particules — ont pu voir le jour et ont donné rapidement naissance à une autre discipline scientifique : la physique des particules.

Cette nouvelle science s'intéresse aux plus petits composants de l'Univers et à la façon dont ils réagissent les uns avec les autres. C'est grâce à ces études que les quarks, les constituants des nucléons, ont été découverts ... entre autres (cf partie 3.1).

Pour aller sonder au cœur de la matière il faut des énergies d'autant plus grande que l'on veut sonder profondément. En effet, pour permettre une observation précise d'un constituant, il faut pouvoir l'observer seul et donc l'arracher à son environnement. Plus la taille de cette « brique » diminue et plus la force qui la relie à son environnement est importante.

C'est pourquoi les physiciens qui étudient les particules (ou physiciens des hautes énergies) ont besoin d'appareils très spécialisés capables de concentrer une très grande énergie sur une surface extrêmement réduite. Ces machines sont appelées

accélérateurs de particules.

Le principe de ces accélérateurs est relativement simple : on accélère des particules connues (comme des protons par exemple) et on les fait percuter un « mur » immobile (expérience sur cible fixe) ou une autre particule venant en sens inverse (collisionneur).

D'après les traces observées après la collision et d'après leurs connaissances théoriques et expérimentales, les physiciens des hautes énergies sont capables de remonter aux particules ayant existé mais qui se sont désintégrées trop vite pour être observables directement.

Les scientifiques essaient donc de résoudre un mécanisme complexe où ils auraient toutes les pièces et le manuel d'assemblage (théorie et calculs) mais pas le résultat à obtenir.

Le problème de la masse

Pourquoi les particules élémentaires ont-elles une masse ?

Comment se fait-il que l'on soit passé d'un univers primordial¹ — constitué pour moitié de matière et pour moitié d'antimatière — à un monde constitué quasi exclusivement de matière ?

Où est la masse manquante de l'univers ?

Ces questions obtiendront probablement bientôt une réponse lorsque l'on saura expliquer le mécanisme d'attribution de la masse des particules, ce qui est une des thématiques forte de recherche actuelle (notamment au sein de la physique des particules effectuée au CERN).

En effet, si les « plans de montage » sont bien connus (voir le chapitre 3 correspondant à la théorie du MODÈLE STANDARD) et que l'on sait exactement comment une particule va évoluer vers une autre et comment elle peut se transformer au cours du temps (disparition et création donc conversion aurait dit LAVOISIER²), il y a cependant un problème : la masse a parfois été oubliée — ou est tout simplement « fausse » — dans les plans de montage.

En effet, certaines particules, pourtant bien connues, ont une masse différente de celle attendue, du moins si l'on reste dans le cadre du MODÈLE STANDARD, le cadre actuel de la physique des particules).

Pour essayer de corriger ce problème, HIGGS, ENGLERT et BROUT ont imaginé un mécanisme dit aujourd'hui « de HIGGS » qui permettrait d'expliquer l'apparition de masse et donc de solutionner ce problème via l'apparition d'une particule spéciale – et très lourde – : le « boson de HIGGS ». C'est ce que nous verrons dans la partie consacrée au mécanisme de HIGGS : section 3.2 et suivantes.

Et justement, le LARGE HADRON COLLIDER, le nouvel accélérateur circulaire de l'Organisme Européen de Recherche Nucléaire (ou CERN) a été conçu pour pouvoir atteindre une énergie dans le centre de masse jamais atteinte auparavant et qui permettra, pour la première fois, d'observer l'existence éventuelle des particules très lourdes et inconnues. Probablement le boson de HIGGS.

1. Nom donné à l'univers juste après le Big Bang

2. « Rien ne se crée, rien ne se perd, tout se transforme »

Chapitre 2

Contexte scientifique actuel de notre discipline

2.1 État de l'art en physique des particules

Le terme générique « recherche en physique des particules » englobe un très grand nombre de recherches différentes allant des recherches en astroparticules aux collisionneurs de particules. Nous ne nous intéresserons cependant, dans la suite, qu'aux seuls accélérateurs de particules (collisionneurs linéaires ou circulaires, accélérateur sur cible fixe).

Afin de mieux comprendre où en est actuellement la recherche des particules, je vais exposer, dans un premier lieu, un bref historique des collisionneurs de particules présents au CERN pour présenter la place actuelle du LARGE HADRON COLLIDER au sein de l'histoire de la physique des particules. Cet historique sera précédé d'une très rapide description des caractéristiques prédominantes des accélérateurs (énergie dans le centre de masse et luminosité).

Une seconde partie de cette première section aura pour but la présentation des autres centres mondiaux de recherche en physique des particules et je finirai ensuite par une présentation des différences entre le LHC et ses principaux concurrents.

2.1.1 Du premier accélérateur de particules jusqu'au LARGE HADRON COLLIDER ; l'aventure du CERN

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la genèse du plus important complexe de recherche en physique des particules au monde : le CERN. Nous commencerons par rappeler le contexte historique ayant permis la création de ce centre avant de le replacer par rapport aux autres centres mondiaux de recherche en physique des hautes énergies et de donner son état actuel.

Caractéristiques prédominantes des accélérateurs

La « puissance » d'un accélérateur est une caractéristique très importante qui permet de déterminer quels sont les processus physiques qui pourront être observés et jusqu'où les phénomènes physiques pourront être étudiés. Elle est généralement exprimée par les deux nombres les plus importants : l'énergie dans le centre de masse et la luminosité.

Énergie dans le centre de masse Le premier de ces paramètres est l'énergie dans le centre de masse. Plus l'énergie disponible dans le centre de masse (que l'on note $E_{cm} = \sqrt{S}$) sera grande et plus les particules créées pourront être de masse importante. L'énergie dans le centre de masse est la somme des valeurs absolues de

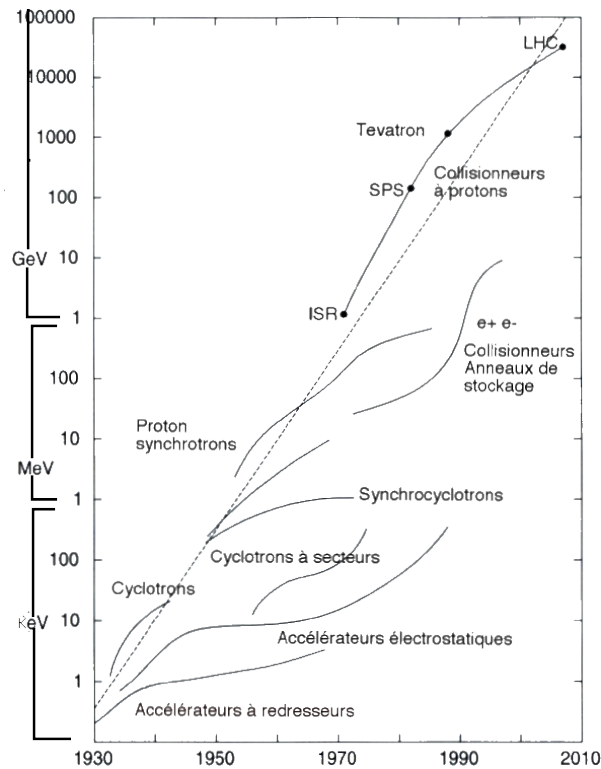


FIGURE 2.1 – **Diagramme de Livingston[1] étendu en temps et en énergie**
 Diagramme de progression des énergies dans le centre de masse des accélérateurs de particules au cours du temps (tout type d'accélérateurs confondus, mondial)

l'énergie des deux faisceaux incidents au moment où ils se croisent (ou du faisceau incident dans le cas d'un accélérateur linéaire sur cible fixe).

En effet, l'on peut essayer de comprendre l'assertion précédente en partant de la formule d'équivalence entre la masse et l'énergie d'EINSTEIN. Nous verrons plus en détail dans le chapitre présentant les théories et formalismes du MODÈLE STANDARD (partie 3), qu'il y a donc « équivalence » entre énergie et masse.

Ainsi la formule $E = m \times c^2$ permet de comprendre que si l'énergie (E) augmente alors la masse (m) augmente également, car c est une constante¹. En physique des particules cela signifie, donc, que plus l'accélérateur aura une énergie dans le centre de masse importante et plus la probabilité de création de particules lourdes sera élevée. On pourra donc étudier des particules de très grandes masses avec des accélérateurs ayant une énergie dans le centre de masse très grande. Ces particules sont en effet « inaccessibles² » dans des accélérateurs ayant une énergie dans le centre de masse inférieure.

L'unité d'énergie utilisée en physique des particules est l'électron-volt (ou eV), énergie définie par la relation $1 eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$.

Dans le cas du LHC, par exemple, on aura, au fonctionnement nominal, deux faisceaux incidents de $7 TeV$ qui se croiseront, ce qui nous permettra d'obtenir une énergie finale de $14 TeV$ dans le centre de masse.

1. c étant la célérité de la lumière, c'est à dire la vitesse de la lumière dans le vide.

2. « Inaccessible » par la trop faible probabilité de création ou par l'impossibilité de créer une particule d'énergie supérieure à celle contenue dans le centre de masse.

La notation usuelle est la suivante : $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$ (exemple effectué pour le LARGE HADRON COLLIDER).

La figure 2.1 ci avant permet de situer rapidement le LARGE HADRON COLLIDER avec ses concurrents et prédécesseurs.

Luminosité Le deuxième paramètre important d'un accélérateur de particule est la luminosité. Ce paramètre représente, pour simplifier, la quantité de collisions observables :

- à un moment donné : c'est la *luminosité instantanée*, exprimée en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ représentant le nombre d'interactions par unité de temps et par unité de surface. On la note généralement l ;
- après un intervalle de temps plus ou moins long : c'est la *luminosité intégrée*, exprimée en cm^{-2} (ou plus couramment en b^{-1} — ou barn inverse³ —), qui représente, le taux d'interactions que l'on peut obtenir dans un accélérateur pendant ledit intervalle, ce qui permet, à terme, d'observer des processus physiques d'autant plus rares que la luminosité intégrée est grande. La luminosité intégrée est généralement notée L .

La luminosité intégrée est reliée à la luminosité instantanée par la relation

$$L = \int_0^t l dt$$

où L est la luminosité intégrée, et l , la luminosité instantanée.

Par ailleurs, pour compter obtenir un nombre d'événements N , il faut obtenir une luminosité intégrée telle que l'on ait :

$$N = L \times \sigma = \int_0^t l dt \times \sigma$$

avec L la luminosité intégrée en barn inverse : b^{-1}

et σ la section efficace de production de la particule considérée en barn : b .

C'est pourquoi, plus la section efficace de production (voir page 136 pour une description exhaustive de la section efficace) d'une particule est faible et plus la luminosité intégrée doit être importante afin de pouvoir l'observer. Les détails sur les différentes périodes de luminosités instantanées sont récapitulées dans le tableau 2.1 ci-après. La période de « haute luminosité » correspond à la valeur nominale de la luminosité accessible au LHC (CERN).

Période de temps	Luminosité instantanée ($cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
Démarrage	8×10^{29}
Première année	$\simeq 10^{31}$
Basse Luminosité	$\simeq 10^{33}$
Haute Luminosité	$\simeq 10^{34}$

TABLE 2.1 – Récapitulatif des périodes de luminosité instantanée

3. Un barn est une unité de surface utilisée en physique des particules pour exprimer les sections efficaces. $1 b = 10^{-24} cm^2$

La création du CERN

La naissance du CERN Elle trouve ses racines dans la baisse du niveau de la recherche scientifique européenne (notamment en physique) après la seconde guerre mondiale et fut le fruit non seulement d'une volonté d'unification des peuples autour d'un pôle fort de recherche commune mais aussi d'une volonté de retrouver le niveau scientifique qui était celui de l'Ancien Continent avant les années de guerre.

C'est pourquoi, lors de la Conférence Européenne de la Culture de 1949, le physicien français Louis DE BROGLIE présenta l'idée de création d'un laboratoire scientifique européen. Celui ci fut alors élaboré avec l'aide de l'UNESCO, par 11 états européens durant l'année 1952 et prit le nom de Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN⁴). Il fut décidé de le créer près du village de Meyrin, situé à la frontière franco-suisse, près de Genève.

Démarrage Les premiers travaux pour la construction du laboratoire et de son premier accélérateur commencèrent au mois de mai 1954 mais c'est seulement en 1957 que le premier accélérateur de particule (le Synchrocyclotron à protons (SC)) fut mis en service, commençant par là même la grande histoire du CERN.

Choix de la technologie d'accélérateurs au CERN

Accélérateurs circulaires et accélérateurs linéaires Comme nous l'avons rapidement abordé dans les paragraphes précédents, il existe deux types d'accélérateurs : les accélérateurs dits « circulaires » et les accélérateurs dit « linéaires ». Les deux types d'accélérateurs ont évidemment des intérêts complémentaires et coexistent au sein de la physique des particules depuis son début.

D'un coté, nous avons les accélérateurs linéaires qui ont pour principal avantage la simplicité (pas de courbes à effectuer donc pas de déviations par des champs magnétiques).

De l'autre coté, se trouvent les accélérateurs circulaires qui ont pour premier avantage de pouvoir obtenir des énergies dans le centre de masse bien plus importantes puisque :

1. d'une part on additionne l'énergie de chaque faisceau incident. On disposera donc de bien plus d'énergie disponible dans le centre de masse (E_{cm}). En effet, on a finalement une énergie qui sera de l'ordre de $\frac{\sqrt{S_{collisionneur}}}{\sqrt{S_{ciblefixe}}} = 2 \times \sqrt{E_{cm}}$
2. d'autre part, le fait que les accélérateurs soient circulaires permet de faire passer plusieurs fois les faisceaux dans les tubes avant leur collision, ce qui permet d'accélérer progressivement les faisceaux jusqu'à des valeurs bien plus importantes que celles des accélérateurs linéaires.

Il faut toutefois s'affranchir, dans le cas des accélérateurs circulaires de nombreux problèmes tels que le coût de revient des aimants courbant la trajectoire, du diamètre nécessaire pour l'expérience ou bien encore les problèmes de rayonnements synchrotrons. Ces problématiques seront plus amplement détaillées dans la section suivante (2.2).

4. Il est à remarquer que, depuis, le véritable nom du CERN a changé et est devenu *The European Laboratory for Particle Physics*. Le sigle CERN a toutefois été conservé (et signifie encore, en français, *Centre Européen de Recherche Nucléaire*).

Choix technologique du CERN Malgré les inconvénients suscités, le choix du CERN s'est porté sur un accélérateur circulaire hadronique car il permet d'obtenir une gamme d'énergie comprise entre zéro et l'énergie du proton, portée par les « partons » (ou quark enrobé de ces interactions, constitutifs des protons, dans notre cas) agissant entre eux, ce qui permet de découvrir des particules de masse inconnue comprise dans cette gamme d'énergie.

Cet accélérateur circulaire hadronique permet, en outre, d'étudier des particules à très haute énergie avec une grande probabilité de collisions entre les faisceaux.

Ils permettent également de conserver les particules n'ayant pas interagit et de les réinjecter dans l'accélérateur (contrairement aux accélérateurs linéaires à cible fixe). Il a été également décidé de travailler avec deux faisceaux accélérés dans les directions opposées (au lieu d'une collision sur cible fixe) afin d'améliorer l'énergie disponible dans le centre de masse.

L'étude plus précise d'une nouvelle particule pourra se faire, après sa découverte, dans un accélérateur de particules linéaire qui peut, lui, être réglé pour obtenir une énergie particulière (et donc, comme nous l'avons vu précédemment, une masse fixée).

Bref historique des accélérateurs de particules au CERN

Le Synchrocyclotron (SC) Le premier accélérateur de particules, qui a démarré au CERN en 1954, fut le Synchrocyclotron (un collisionneur de protons), dont l'énergie était d'environ 600 *MeV*.

Synchrotron à protons (SP) Le 5 février 1960, le premier gros accélérateur du CERN, un synchrotron à protons, est inauguré par le physicien danois Niels BOHR. Son énergie est de 28 *GeV*. Il est encore en activité aujourd'hui.

Super Synchrotron à Protons (SPS) En 1971, le CERN construisit un second laboratoire pour y placer le SPS de 7 kilomètres de circonférence dont l'énergie nominale était de 300 *GeV*. Tout comme le SP, le SPS est encore en activité aujourd'hui et est utilisé comme pré-accélérateur pour le LHC.

Le grand Collisionneur Electrons-Positons (LEP) En 1981, il est décidé de construire le LEP, qui est alors le plus grand accélérateur de particules au monde avec sa circonférence de 26.7 *km*. Il est finalement inauguré le 13 novembre 1989. Son énergie nominale était de 45 *GeV* dans sa première mouture. Toutefois, l'énergie de faisceau utilisable au LEP n'a cessé de croître jusqu'en 2001 (où elle a atteint 206 *GeV* à son apogée).

Le grand Collisionneur de hadrons En 1994, la construction du Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) est approuvée à condition de réutiliser le gigantesque tunnel souterrain du LEP. Ce sera donc à partir du mois de mai 2001 que le démontage du LEP commence, afin de permettre son remplacement par le LHC dont l'énergie nominale sera de 14 *TeV* soit plus de 20 fois les meilleures performances de son prédécesseur.

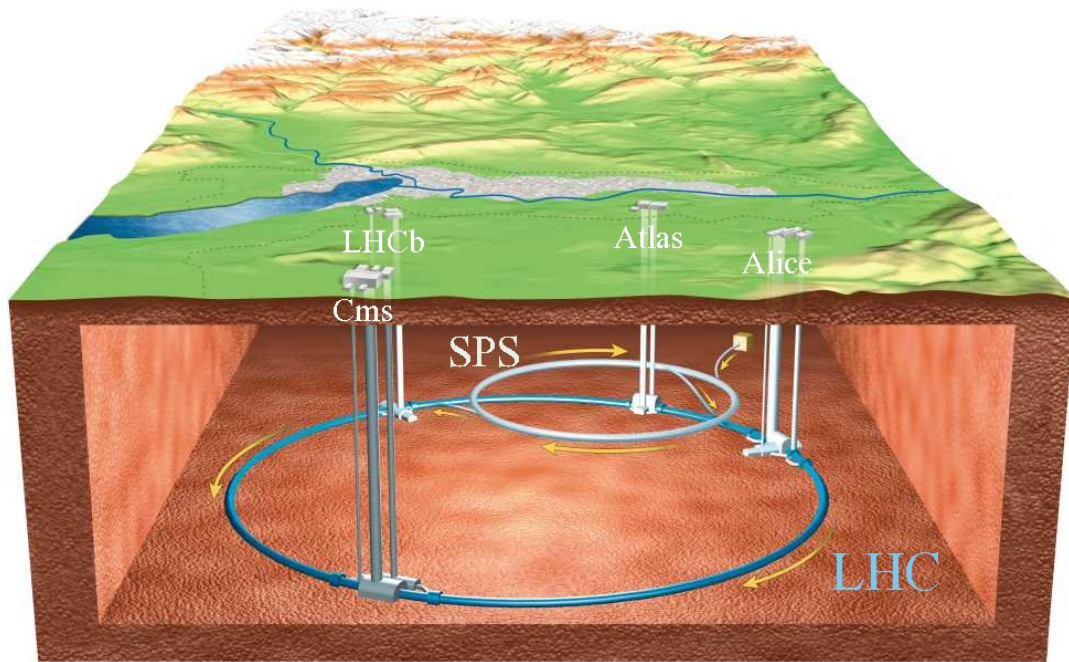


FIGURE 2.2 – Une vision globale du LHC au CERN

En bleu foncé, le LHC, en bleu clair le SPS, pré-accélérateur du LHC. Les expériences sont situées aux points de collision.

2.1.2 Les autres centres de recherche en physique des hautes énergies

Le centre européen de recherche en physique des hautes énergies n'est pas le seul centre mondial de recherche dans ce domaine. Toutefois, compte-tenu de la nécessaire complexité des installations et des tailles critiques requises pour obtenir des résultats intéressants, le nombre de ces centres est relativement limité.

La recherche en physique des hautes énergies dans les États-Unis d'Amérique (USA)

Le FERMILAB Aux États-Unis, il existe un centre de recherche dédié à la physique des particules et comparable au CERN appelé « Fermilab ». Situé à proximité de la ville de Chicago, fort d'un potentiel de 900 chercheurs et accueillant 2300 scientifiques mondiaux (dont, pour les seuls USA : 104 instituts et 34 états), ce centre est le plus gros des États-Unis (et le second mondial). Le budget en 2007 de Fermilab était d'environ 344 millions de dollars.

Autres laboratoires américains Toutefois, le FERMILAB n'est pas le seul centre américain de recherche en physique des hautes énergies, il faut en effet lui ajouter le Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) qui exploitait lui aussi bon nombre de canaux de physique des particules et a joué un rôle important dans la découverte notamment⁵ :

- du quark « charm »

5. Voir partie 3.1 pour de plus amples explications

- de la structure en quarks du proton et du neutron
- de la découverte du lepton tau, ou tauon

En 2005, le SLAC comptait plus de 1000 employés, dont 150 physiciens, et accueillait environ 3000 chercheurs chaque année. Il est le plus grand accélérateur linéaire mondial.

La recherche en physique des hautes énergies dans les autres centres[2]

La physique des « hautes énergies » nécessitant de très grandes infrastructures d'équipements spécifiques, il existe très peu (comparativement à d'autres disciplines — comme la physique nucléaire par exemple) de centres hors des deux précédemment cités.

On peut toutefois noter les centres de recherche suivants (liste non exhaustive, basée sur les accélérateurs recensés par le LAACG⁶) :

▷ ASIE

En Chine : actuellement le Beijing Spectrometer III (BES III) [3] détecteur du complexe d'accélérateur BEIJING ELECTRON POSITRON COLLIDER (ou BEPC), entre autres [4].

Au Japon : actuellement en fonctionnement le KEK-PS (KEK 12 GEV PROTON SYNCHROTRON). Il faut noter également l'ACCELERATOR TEST FACILITY de Tsukuba, utilisé pour les tests permettant l'éventuelle construction du projet GLC (Global Linear Collider)

▷ EUROPE

En Allemagne : le centre DESY (acronyme pour DEUTSCHES ELEKTRONEN SYNCHROTRON), et son accélérateur HADRON ELEKTRON RING ANLAGE (HERA) sont les fers de lance de la recherche allemande pour la recherche de nouvelle physique. Le projet TESLA (TERA ELECTRON VOLT ENERGY SUPERCONDUCTING LINEAR ACCELERATOR) a aussi ses racines en Allemagne.

En Italie : Au FRASCATI PHI FACTORY (DAFNE), se situe les divers équipements italiens pour la physique des collisionneurs. On peut noter aussi l'implémentation de certaines infrastructures de recherches utilisées conjointement avec le CERN comme le laboratoire national du GRAN SASSO (LNGS) dans le cadre du CNGS (CERN NEUTRINO TO GRAN SASSO), une étude de physique souterraine hors du CERN.

Néanmoins, de nombreux accélérateurs de particules sont utilisés de part le monde pour des recherches médicales, technologiques ou des applications industrielles ponctuelles. Ces accélérateurs partagent cependant une « très faible énergie » et une taille réduite — comparativement aux ténors de la catégorie que sont les accélérateurs du FERMILAB et du CERN —.

2.1.3 L'effort de recherche Européen : quelques chiffres

L'effort du centre européen de recherche nucléaire, en physique des particules tout comme en physique nucléaire, est globalement le suivant (théorie, conception,

6. LOS ALAMOS ACCELERATOR CODE GROUP : <http://laacg1.lanl.gov>

expérimentation inclus) :

Sujet	Effectif du CERN	Effectif mondial	Part relative
Personnel	2500	$\simeq 13300$	$\simeq 19\%$
Visiteurs ⁷	$\simeq 8000$	$\simeq 13300$	$\simeq 61\%$
Budget (M€)	594, 232	1418, 802	$\simeq 42\%$

TABLE 2.2 – **Part relative des activités du CERN par rapport à la communauté mondiale.** Les chiffres donnés proviennent respectivement des sites institutionnels du CERN [5], de l'IN2P3 [6], de l'OCDE [7]

Pour finir de montrer l'aspect mondial du CERN, j'ajouterai simplement que 580 universités et 85 nationalités y sont représentées. L'Europe est particulièrement bien représentée au sein de cette collaboration.

On voit donc bien, grâce au tableau 2.2 le poids financier du CERN ce qui donne un indice quant au rôle à la fois scientifique et humain de cohésion mondiale (avec la très grande dispersion mondiale de la communauté scientifique présente au CERN, comme visible dans la figure 2.3 ci contre) joué par le CERN .

Les 20 pays membres du CERN



FIGURE 2.3 – Les 20 pays membres du CERN

7. Les « visiteurs » sont des scientifiques qui ne sont pas rémunérés par le CERN mais qui bénéficient des infrastructures de recherche associées.

2.2 Situation du LHC au niveau mondial

Après avoir vu la manière dont se positionne le CERN au niveau mondial, nous allons décrire plus en détails le LHC, l'accélérateur qui permet de fournir les collisions nécessaires à l'expérience sur laquelle je travaille : CMS – qui sera détaillée davantage dans la section 5.1.

Je vais donc présenter dans un premier temps la chaîne complète d'accélération des particules (de leur création à leur accélération maximale) avant de parler plus en profondeur des paramètres techniques du LARGE HADRON COLLIDER.

Après avoir mieux compris le fonctionnement de notre accélérateur circulaire, je replacerai, dans un second temps, le LHC parmi les autres complexes mondiaux d'accélérateurs.

2.2.1 Origine des particules accélérées

Le Large Hadron Collider (LHC) est un collisionneur de particules lourdes (hadrons, cf partie 3.1) qui pourront être des protons (p) ou des ions lourds comme du plomb (Pb). Nous allons voir successivement comment chacun de ces différents types de particules est formé avant d'être accéléré⁸.

Les sources de protons du LARGE HADRON COLLIDER

Les protons injectés dans l'accélérateur proviennent d'atomes d'hydrogène auxquels on a retiré les électrons.

Plus exactement, on utilise des bouteilles d'hydrogène pur. On en injecte un tout petit peu dans le « Duoplasmatron Proton Ion Source » (cf figure 2.4) par l'alimentation en gaz. Dans la « chambre à plasma », l'hydrogène est chauffé par un arc électrique à une température telle que les protons se séparent des électrons qui leur tournent autour.

Au milieu de ce plasma se trouve la cathode et au bout du canal étroit, l'anode. Entre les deux on applique par impulsions une tension de 92000 volts, ce qui accélère les protons en direction de la droite, et les électrons vers la gauche, où ils se font absorber par les matériaux. Les électro-aimants (en vert) servent à regrouper les protons pour former un faisceau. Malgré tout, ils arrivent par paquets dispersés à l'anode. La coiffe d'expansion les condense alors, afin d'obtenir des groupes denses de protons en sortie.

Le plus grand élément de cet appareil est la bonbonne d'hydrogène fournissant le gaz.

Les sources d'ions du LARGE HADRON COLLIDER

Les ions plomb injectés dans le LHC proviennent, quant à eux, d'un échantillon hautement purifié de plomb porté à une température de 550°C environ (voir figure 2.5). La vapeur de plomb est alors ionisée par un courant d'électrons. Un grand nombre d'ions de charges différentes a alors être créé avec un pic de production maximum pour les atomes de plomb chargés 27+ (ou Pb^{27+}). Seul ces ions sont

8. Voir aussi la page suivante : <http://linac2.home.cern.ch/linac2/sources/source.htm> pour de plus amples informations techniques sur les appareils présentés.

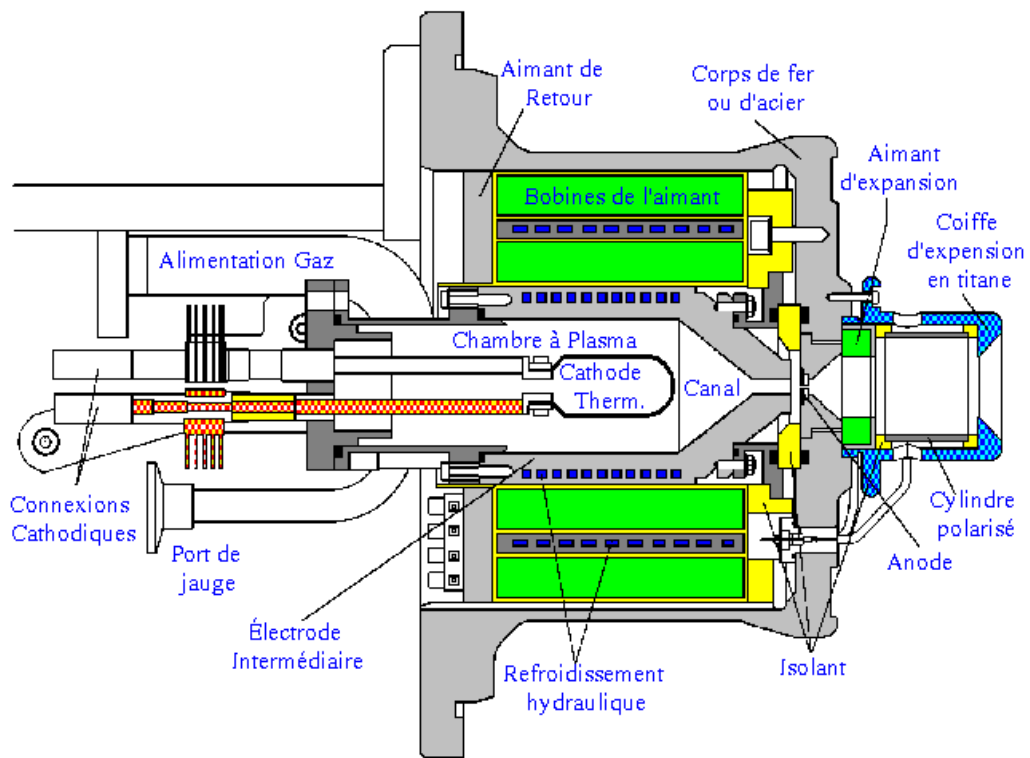


FIGURE 2.4 – Extraction des protons pour le LHC : le duoplasmatron

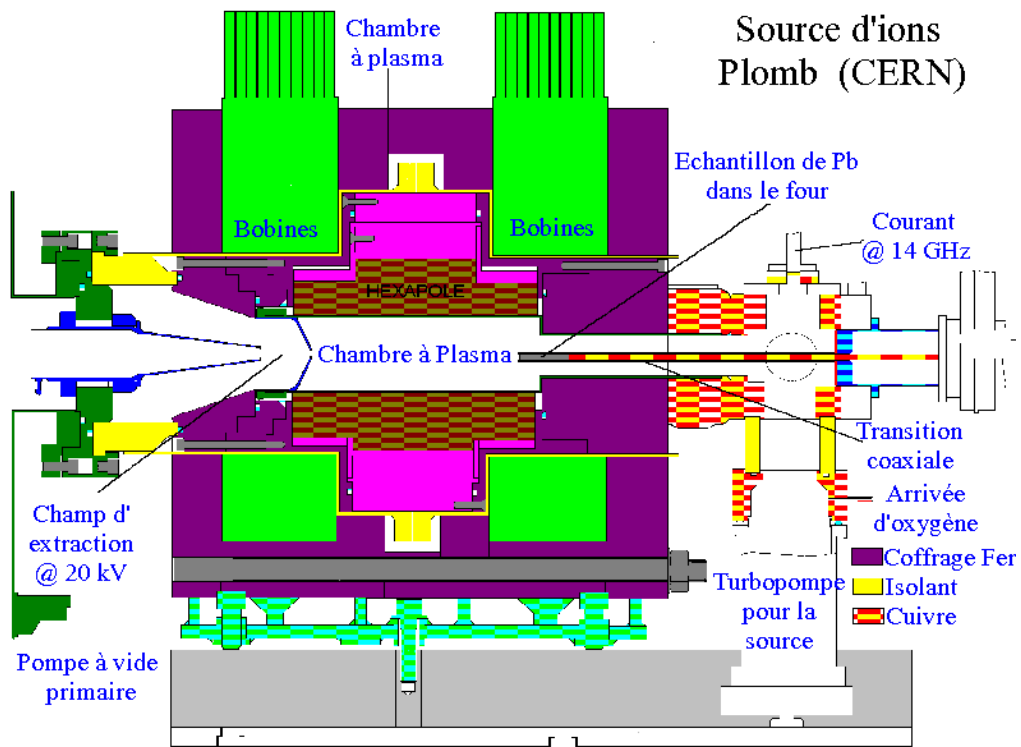


FIGURE 2.5 – Extraction des ions Pb^{27+} pour le LHC

alors sélectionnés par un procédé d'accélération sélectif pour être utilisés par le LHC.

2.2.2 Accélération

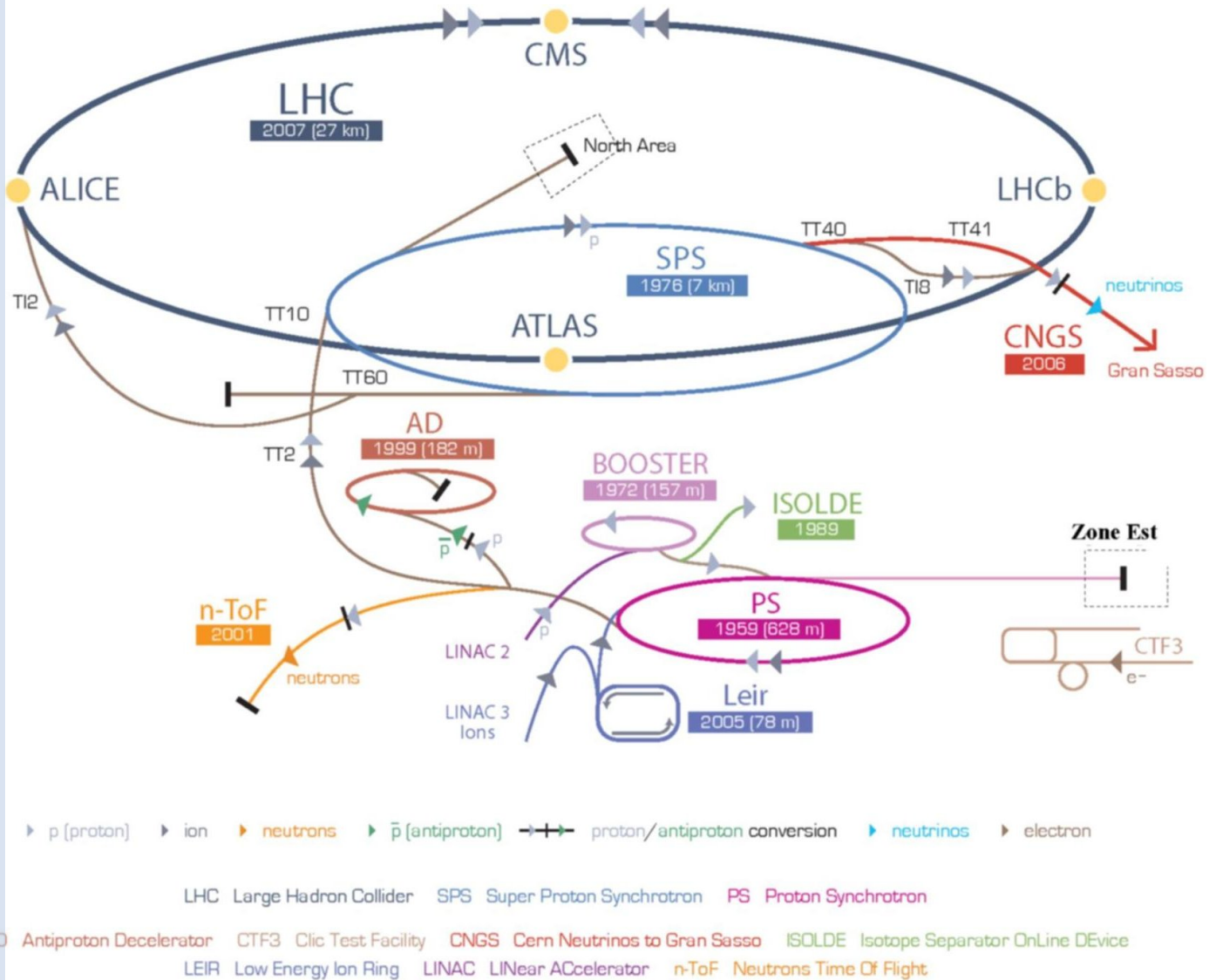


FIGURE 2.6 – La chaîne d'accélération du CERN

Schéma de fonctionnement du LHC Afin que la particule (proton, atome de plomb, etc.) puisse rentrer en collision, elle doit être progressivement accélérée par une suite d'accélérateurs (voir figure 2.6) qui permet d'obtenir l'énergie voulue (dans le cas du LHC : 7 TeV pour chaque faisceau de protons ou $2.76\text{ TeV}/u$ pour les faisceaux d'ions plomb).

Les collisionneurs actuels (donc le LHC) ont comme pré-requis l'arrivée de particules incidentes dotées d'une vitesse suffisante pour pouvoir être injectées correctement. Cet état de fait nécessite la présence d'une chaîne plus ou moins complexe d'accélérateurs secondaires dédiés à cette tâche : c'est le rôle de la « chaîne d'accélération ».

La chaîne d'accélération pour les protons

Les particules commencent, en effet, par être accélérées par le LINAC de 0 à 50 MeV puis sont injectées dans un « booster » pour atteindre une énergie de 1 GeV avant de passer dans le PS (PROTON SYNCHROTRON) pour être accélérées jusqu'à 26 GeV . Les étapes suivantes sont le passage dans le SPS (SUPER PROTON SYNCHROTRON) pour obtenir une accélération de 450 GeV par nucléon, ce qui constitue la dernière étape avant l'injection dans le LHC qui permet alors d'accélérer les protons jusqu'à leur énergie nominale de 7 TeV .

Le long de cette chaîne d'accélération, les faisceaux de protons sont concentrés en « paquets » — ou **bunch** — suffisamment denses pour pouvoir être utilisés comme faisceaux denses de particules au sein du LARGE HADRON COLLIDER. Les accumulations de particules se font au sein des accélérateurs afin d'obtenir, au final, 2808 « paquets » par faisceau, chaque paquet contenant $15 \cdot 10^{11}$ protons ce qui correspond environ à $1.0 \cdot 10^{-9}$ grammes de protons (la taille d'un très fin grain de sable) par faisceau.

Le tableau 2.3 ci-après fournit une table d'équivalence entre les énergies atteintes dans les différents accélérateurs et la vitesse correspondante.

Énergie cinétique d'un proton	Vitesse (% c)	Accélérateur correspondant
50 MeV	31.4	Linac 2
1.4 GeV	91.6	Booster PS
25 GeV	99.93	PS
450 GeV	99.9998	SPS
7 TeV	99.9999991	LHC

TABLE 2.3 – Relation entre l'énergie cinétique et la vitesse d'un proton au CERN [8] Pour comparaison l'énergie au repos⁹ d'un proton est de 0.938 GeV .

La chaîne d'accélération pour les ions plomb

Les ions sélectionnés (donc une population essentiellement constituée de Pb^{27+}) sont accélérés à 4.2 MeV/u (u représente l'« unité de masse » donc on parle d'énergie par nucléon) avant de passer à travers une paroi carbonée qui les transforme, pour la plupart, en ions Pb^{54+} . Ce faisceau d'ions plomb est ensuite accumulé puis accéléré à 72 MeV/u dans le LEIR (LOW ENERGY ION RING) qui les transmet ensuite au PS où ils sont accélérés à une énergie de 5.9 GeV/u . Le SPS prend ensuite le relais après le passage du faisceau ionique dans une seconde paroi qui va arracher des électrons pour former des ions Pb^{82+} . Le SPS va accélérer ces ions à 177 GeV/u qui sera l'énergie d'injection au sein du LARGE HADRON COLLIDER. L'énergie des ions au moment de la collision sera de 2.76 TeV/u après accélération au sein du LARGE HADRON COLLIDER.

Le complexe d'accélération du CERN a aussi comme vocation de fournir des particules pour d'autres expériences de physique « délocalisées » — comme les neutrinos fournis par le CNGS — ou locales, comme par exemple ISOLDE ou N-TOF.

9. Ces concepts seront explicités dans le chapitre 4.3 d'introduction sur les mesures expérimentales des fluctuations théoriques avec plus de précisions

Toutefois, par la suite, nous nous intéresserons, sauf mention contraire, à la seule collision p-p (proton-proton), c'est à dire à la collision qui est la plus pertinente pour mon analyse.

Les contraintes rencontrées lors de la chaîne d'accélération

Rayonnement synchrotron On appelle « rayonnement synchrotron » le rayonnement produit lorsque des particules chargées sont accélérées dans des trajectoires courbes ou orbites. Ce type de rayonnement représente une perte d'énergie pour les particules, ce qui contraint l'accélérateur à fournir plus d'énergie pour maintenir constante celle du faisceau.

Dans un accélérateur circulaire tel que le LHC, les particules lourdes, comme les protons (dont la masse est environ 2000 fois supérieure à celle de l'électron), subissent à chaque tour moins de pertes d'énergie par rayonnement synchrotron que les particules légères, comme les électrons.

$$\frac{-dE}{dt} = \frac{\sigma_t B^2 V^2}{c \mu_0}$$

où l'on a :

- E l'énergie, t le temps, B le champ magnétique,
- σ_t la section efficace de THOMSON (totale, pas différentielle),
- V la vitesse de la particule projetée sur l'axe perpendiculaire au champ magnétique,
- c la vitesse de la lumière et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

C'est pourquoi, au LHC, il a été décidé d'accélérer des particules lourdes (des « hadrons » : cf partie 3) pour améliorer l'efficacité d'accélération.

Diamètre et énergie accessible La caverne du LEP (le précédent accélérateur de particule du CERN) a été réutilisée pour permettre au LHC d'avoir son énergie actuelle. En effet, outre les pertes par rayonnement synchrotron, la taille d'un accélérateur influence l'énergie accessible en son sein.

La raison en est que les particules accélérées (quelles qu'elles soient) ont une force centrifuge qui augmente avec la vitesse selon :

$$\|\vec{F}\| = \frac{m \cdot v^2}{R}$$

Bien que la masse soit faible, la vitesse étant très grande ($\simeq c$) alors on aura une force centrifuge très grande. Pour contrer cet effet, il faut des champs magnétiques suffisamment intenses pour pouvoir conserver les faisceaux de particules au sein de l'accélérateur.

Dans le cadre du LHC, seules les bobines utilisant des matériaux supraconducteurs permettent d'obtenir des champs magnétiques suffisamment intenses pour contenir les particules au sein des tubes à vide.

Le vide le plus poussé existant Afin d'éviter des collisions avec les molécules de gaz présentes dans l'accélérateur, les faisceaux de particules voyagent dans une cavité aussi vide que l'espace interplanétaire, ce qu'on appelle « l'ultravide ».

La pression interne du LHC est de 10^{-13} atm (atmosphère), ce qui est dix fois inférieur à la pression régnant sur la Lune.

Les points les plus chauds et les plus froids de l'Univers Au sein du LHC se trouvent les températures les plus extrêmes de l'Univers. En effet lorsque deux faisceaux de protons entrent en collision, ils génèrent, dans un espace extrêmement réduit, des températures supérieures de 100 000 fois à celles qui règnent au centre du Soleil.

A l'opposé, le système de distribution cryogénique, qui alimente l'anneau de l'accélérateur en hélium superfluide — qui permet aux aimants supraconducteurs de fonctionner —, garde le LHC à une température de $-271,3^{\circ}\text{C}$ ($1,9\text{K}$ ou KELVIN¹⁰), plus froide que l'espace intersidéral (environ 2.7 K).

Le plus grand système cryogénique au monde En effet, la circonférence exacte du LHC étant de 26659 m, un huitième de son système de distribution cryogénique constituerait le « plus grand réfrigérateur » au monde.

Tous les aimants seront pré-refroidis à $-193,2^{\circ}\text{C}$ (80K) à l'aide de 10080 tonnes d'azote liquide, avant d'être remplis de près de 60 tonnes d'hélium liquide qui portera les aimants à leur température finale (soit $1,9\text{K}$).

L'utilisation d'hélium liquide, dans un état physique particulier de celui-ci : la superfluidité, permet, outre la possibilité d'utilisation en tant que cryostat, de rendre uniforme la distribution du fluide et de permettre de diffuser rapidement les éventuels (faibles) écarts de températures susceptible d'émerger au sein de l'accélérateur.

2.2.3 Devenir des particules accélérées

Collision Proton-Proton

Contrairement au LEP, son prédécesseur, qui procédait à une collision entre un électron et un positon, le LHC est prévu pour faire entrer en collision des particules non élémentaires (les protons), constitués de trois partons (ou quarks entourés de gluons) baignés dans une « mer » de gluons.

Lors de la collision, seul un parton par proton interagit, les autres partons étant considérés comme « spectateurs ». Cela conduit alors à deux types d'interactions :

- les interactions à « grande distance » avec faible transfert d'impulsion, aussi appelées collisions « molles » et qui produisent essentiellement des particules de grande impulsion longitudinale et faible impulsion transverse qui échappent majoritairement à la détection, ce sont cependant les plus probables sur les collisions protons-protons au LHC ;
- et les interactions à « faible distance » (et donc fort transfert d'impulsion), qui permettent de créer des particules de forte impulsion transverse, aisément détectables, ce qui permet alors d'étudier les phénomènes physiques les plus intéressants.

Il faut bien se rendre compte que nous aurons simultanément les deux types d'interactions lors des collisions.

10. Échelle de température de William THOMSON, physicien britannique plus connu sous le nom de Lord KELVIN (1824 – 1907)

Par ailleurs, lorsque le LHC sera en fonctionnement, il y aura empilement des collisions : c'est ce que l'on nomme le « **pile-up** ». Plusieurs collisions auront donc lieu dans un temps suffisamment court pour être considérées comme simultanées par les détecteurs de particules.

En effet, les détecteurs possèdent une électronique fonctionnant à un taux d'événements extrêmement grand mais le nombre de collisions par unité de temps est supérieur à la capacité de traitement des différentes électroniques de lecture.

Les collisions s'effectuant durant la capacité de traitement de la carte sont superposées et induiront une difficulté d'analyse supplémentaire (comme nous le verrons dans les pages 101 et suivantes).

Durée de vie des particules

Au sein de l'anneau central du LHC, les particules créées traversent l'anneau à une vitesse ultra-relativiste (99.9999991% de la vitesse de la lumière). Cette vitesse est telle qu'il faut moins de 90 microsecondes (μs) à un proton pour faire le tour de l'anneau, ce qui donne une vitesse de rotation d'environ 11250 tours par seconde.

Les **bunches** tourneront dans l'accélérateur pendant une durée de l'ordre de 10 heures en effectuant 600 millions de collisions par secondes (un croisement toute les 25 *ns*, avec de nombreuses collisions à chaque croisement — jusqu'à 14 en fonctionnement nominal —).

Évacuation des faisceaux après utilisation

Au sein de l'anneau central du LARGE HADRON COLLIDER, se trouvent deux absorbeurs de faisceaux qui servent aussi bien à l'évacuation de faisceaux « usagés » qu'à l'évacuation d'urgence (délai maximal de 0.3 *ms*, soit environ trois tours maximum).

L'évacuation se fait par un jeu d'aimants qui extraira le faisceau du LHC. Le faisceau empruntera ensuite un tunnel dédié jusqu'au bloc d'arrêt des faisceaux, le seul dispositif du LHC capable de supporter l'impact de la totalité d'un faisceau.

Le cœur du bloc d'arrêt est composé d'un empilement de plaques de graphite de différentes densités.

Différentes phases de fonctionnement

Du démarrage aux premières collisions Le LARGE HADRON COLLIDER ne va pas fonctionner directement à son régime nominal. Le démarrage de l'ensemble du complexe est divisé en plusieurs étapes :

1. Préparation des faisceaux et passages successifs dans chaque partie de la chaîne d'accélération,
2. Passage des faisceaux sans accélération par le LHC (donc à l'énergie d'injection, c'est-à-dire la sortie du SPS : 450 *GeV*),
3. Fonctionnement à énergie réduite,
4. Fonctionnement nominal.

Stades de fonctionnement et résultats expérimentaux Enfin, en fonction des stades de fonctionnement, les données techniques de la machine sont différentes. Si cela n'est pas précisé dans la suite, on parlera du fonctionnement nominal du LARGE HADRON COLLIDER. Par ailleurs, les résultats des travaux décrits dans ce manuscrit seront donnés, sauf mention contraire, dans le cadre du redémarrage à $5 TeV$ par faisceau (soit une énergie de $10 TeV$ dans le centre de masse).

2.2.4 Données techniques du LARGE HADRON COLLIDER

Situé jusqu'à 100 mètres sous terre à la frontière franco-suisse, et d'une circonférence de $27 km$ environ, le LHC est le plus grand collisionneur jamais créé par l'homme. Il est aussi un des plus grand centre de recherche scientifique au monde (comme nous l'avons vu dans la section précédente).

Quelques chiffres importants concernant le complexe d'accélération du CERN suivront dans le tableau 2.4.

Données générales sur le LHC [8]

Généralités		
	Chiffre	Remarque
Aimants	9600 environ	des dipôles, des quadripôles, des sextupôles, des octupôles et des décupôles
Poids	4700 tonnes par secteur	8 secteurs (ou octants) forment le LHC
Puissance . Électrique	$120 MW$ ¹¹ $230 MW$ pour le CERN	\simeq la quantité d'électricité utilisée par les habitants du canton de Genève
Informatique		
<u>Données</u> ¹² :	Total : $\simeq 700 Mo \cdot s^{-1}$	Les données sont réparties sur une grille de calcul distribuée tout autour du monde. Cette grille est constituée de centaines de milliers d'ordinateurs reliés entre eux par Internet.
CMS	$1 Go \cdot s^{-1}$	
ATLAS	$320 Mo \cdot s^{-1}$	
LHCb	$50 Mo \cdot s^{-1}$	
ALICE	$1.25 Go \cdot s^{-1}$	
<u>Par an</u>	$15\,000\,000 Go$	100 000 DVD double couche par année

TABLE 2.4 – Chiffres clés du LARGE HADRON COLLIDER

Calcul de la luminosité instantanée au LARGE HADRON COLLIDER

Comme nous l'avons vu précédemment une des donnée les plus importantes du LHC est sa luminosité intégrée.

La luminosité instantanée est généralement calculée en suivant la formule :

$$L = F \frac{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle n_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

11. Remarque : Grâce à la technologie supraconductrice utilisée, la consommation nominale du LHC n'est pas beaucoup plus élevée que celle du SPS, alors que le LHC est beaucoup plus grand et fonctionne à une énergie quinze fois plus grande.

12. Sur les données recueillies, seule une fraction de l'ensemble sera réellement utilisée pour la physique. Le total est la somme des données utiles des quatre expériences.

où $\langle n_i \rangle$ représente la valeur moyenne du nombre de protons par paquet dans le i^{eme} faisceau,

n_b représente le nombre de paquets,

σ_x et σ_y représentent, ici les extensions respectivement horizontales et verticales des paquets (en μm),

f représente la fréquence de révolution des paquets (en tour par seconde)

et, finalement, F est un facteur de correction tel dont une valeur typique est $F \simeq 0.9$ qui correspond à la correction due à l'angle de croisement des faisceaux.

Les valeurs présentes au sein du tableau 2.5 permettent d'effectuer le calcul :

Variable considérée	Symbole	Valeur[8]
Fréquence de résolution des paquets	f	11.25 kHz
Nombre de paquets par rayon	$\langle n_i \rangle$	2808
Extension horizontale d'un paquet	σ_x	15 μm
Extension verticale d'un paquet	σ_y	15 μm
Extension longitudinale d'un paquet	σ_z	5 cm
Nombre de protons par paquet	n_i	$1.15 \cdot 10^{11}$
Énergie de chaque proton lors de la collision	E_p	7 TeV
Énergie totale lors de la collision	E_T	14 TeV
Événements par collision	$\langle n_e \rangle$	19.02
Angle de croisement	θ_c	200 μrad
Réduction géométrique de la luminosité	F	0.836

TABLE 2.5 – **Grandeurs caractéristiques du LHC**

En réalité, la luminosité instantanée va varier au cours du temps et devrait atteindre [9]

- environ $10^{27} cm^{-2} s^{-1}$ pour les collisions $Pb - Pb$,
- environ $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ pendant la période dite de « basse luminosité » (qui correspondra aux premières années de fonctionnement du LHC — hormis au démarrage où elle sera bien plus basse),
- environ $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ lors de la période de « haute luminosité ».

La luminosité intégrée s'obtient en intégrant la luminosité instantanée au cours du temps tel que $L_0 = \int_0^t L dt$.

L'énergie dans le centre de masse au LHC

Comme nous l'avons vu précédemment, l'énergie dans le centre de masse est une des caractéristiques les plus importantes de tout accélérateur. Chaque faisceau du LHC ayant — en régime nominal — une énergie de 7 TeV, l'énergie dans le centre de masse du LHC sera de $\sqrt{s} = 14 TeV$, ce qui le place bien au dessus des autres accélérateurs de particules (cf diagramme de LIVINGSTON 2.1).

L'énergie présente lors de la collision au sein du LHC est de l'ordre de 14 TeV soit $\simeq 2.24 \times 10^{-6} J$. Cette énergie est comparable à celle d'une dizaine de moustiques en vol (un moustique en vol ayant une énergie de l'ordre d'un TeV — c'est-à-dire de l'ordre de $10^{-7} J$ [8]).

Dans les collisions de particules, c'est la concentration d'énergie qui est exceptionnelle. En effet, dans le LHC, l'énergie dont nous venons de parler est concentrée dans un espace environ mille milliards de fois plus petit qu'un moustique.

Énergie totale maximale contenue dans les faisceaux de particules L'énergie totale maximale de chaque faisceau est d'environ $350MJ$, ce qui correspond à l'énergie d'un train de 400 tonnes, comme le TGV, lancé à 150 km/h . Une telle énergie suffit à faire fondre environ 500 kg de cuivre. Il faut donc bien distinguer « énergie de collision », « énergie totale » (incluant les pièces électromagnétiques) et « énergie emmagasinée dans le faisceau ».

2.2.5 Le LHC et les autres grands accélérateurs de particules

Il est temps, désormais, de replacer le LHC parmi ses « concurrents », les accélérateurs mondiaux ayant les mêmes enjeux scientifiques (Physique du boson de HIGGS, découverte possible de nouvelle physique et étude de la matière noire entre autres).

Parmi les accélérateurs mondiaux, seule une très faible minorité possède des propriétés suffisamment proches du LHC en matière de mesures de précisions du MODÈLE STANDARD. C'est de ceux-ci dont je vais parler maintenant.

Les autres accélérateurs

Le TEVATRON Il s'agit du principal concurrent du LARGE HADRON COLLIDER. Comme on peut le voir sur la figure 2.7, cet accélérateur est, lui aussi, constitué de plusieurs accélérateurs et d'un anneau principal.

Les particules produites sont tout d'abord injectées dans un accélérateur linéaire de 400 MeV , les protons sont ensuite séparés des atomes d'hydrogène et injectés dans le synchrotron nommé *Booster* de 8 GeV . L'injecteur principal de 150 GeV prend alors la relève.

Par ailleurs, des antiprotons, formés par projection de protons sur une cible métallique fixe et stockés par la méthode dite de « refroidissement stochastique », sont également injectés dans l'injecteur principal avant d'être injectés dans le Tevatron.

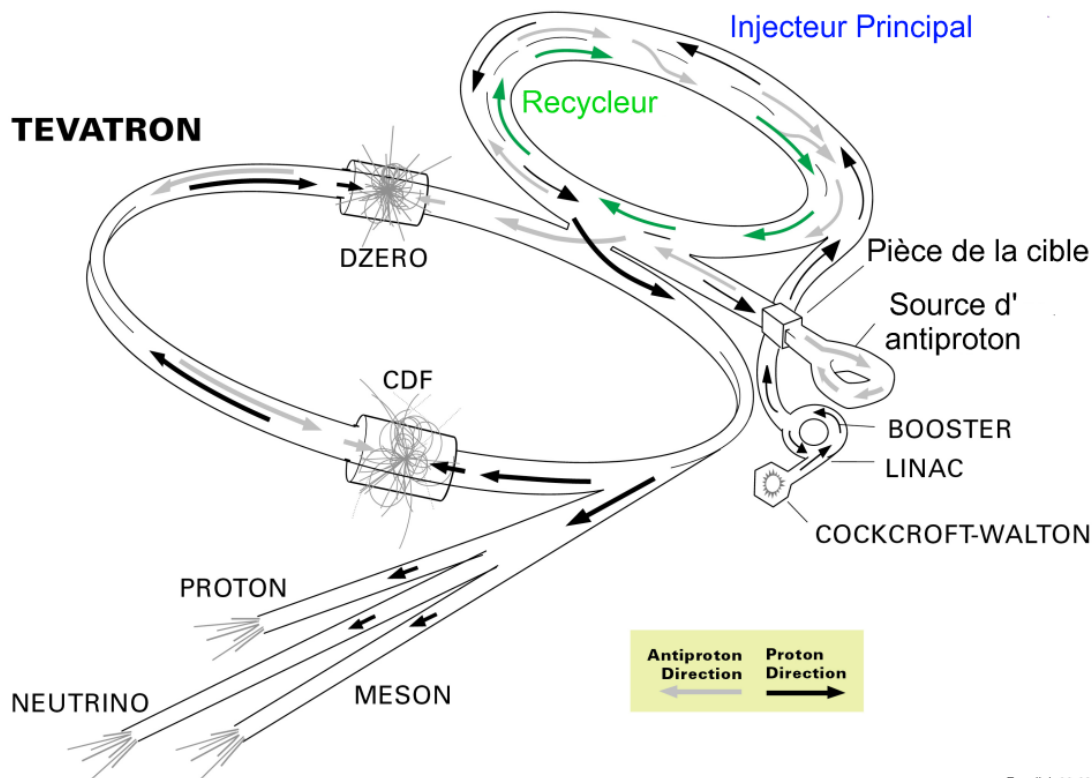
En réalité, le Tevatron est le dernier accélérateur de la série et reçoit les protons et les antiprotons accélérés dans ses accélérateurs secondaires. Ces faisceaux de « particules-antiparticules » sont tout deux injectés en sens inverse et finissent par se percuter à une énergie de $\simeq 1\text{ TeV}$ par faisceau, après avoir parcouru plusieurs tours de l'anneau long de $6,3\text{ km}$.

La principale différence de cet accélérateur avec le LHC, outre son énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$ (contre 14 TeV pour le LHC) et sa composition spécifique, est le fait que la collision s'effectue entre des protons et des antiprotons (collision $p - \bar{p}$) là où deux protons collisionnent au LHC.

Ce complexe américain possède d'importantes découvertes à son actif : par exemple la découverte du quark Top (t) en 1995 ($m_t = 170.9 \pm 1.8\text{ GeV}$).

Le complexe d'accélérateur du SLAC Également situé aux États-Unis, cet accélérateur linéaire, observable sur la figure 2.8 était également un concurrent im-

Chaine d'accélérateurs du Fermilab



Fermilab 00-635

FIGURE 2.7 – Le complexe du TEVATRON

portant du LHC — même si leurs technologies sont différentes. Malgré ce que son nom¹³ semble indiquer, le SLAC possède des accélérateurs linéaires *et* circulaires (par exemple PEP II).

L'accélérateur principal (LINAC), d'une longueur de 3.2 kilomètres et capable d'accélérer des électrons et des positrons à des énergies allant jusqu'à 60 *GeV*, est opérationnel depuis 1966. L'accélérateur lui-même est enfoui à 10 mètres sous terre.

Nous pouvons ajouter le complexe de recherche du SLAC en tant concurrent du CERN, en se basant sur son impressionnant palmares de découvertes dont les prix Nobels, obtenus pour les recherches au sein de ce laboratoire, (voir partie 3.1 pour plus de détails) :

- 1976 Co-Découverte du quark « charm » (Burton RICHTER et Samuel CHAO CHUNG TING)
- 1990 Découverte de la structure en quarks du proton et du neutron (Jerome I. FRIEDMAN, Henry W. KENDALL et Richard E. TAYLOR)
- 1995 Découverte du lepton τ , ou tauon et des neutrinos (Martin L. PERL et Frederick REINES)

13. SLAC : STANFORD LINEAR ACCELERATOR COMPLEX, complexe d'accélérateur linéaire de Stanford



FIGURE 2.8 – Complexe de recherche du SLAC

Le LHC, le seul futur des accélérateurs ?

Si l'on regarde les données concernant les autres accélérateurs « concurrents », alors on peut se rendre compte aisément que le LHC mérite bien son nom d'accélérateur de tous les superlatifs. Notamment, on peut voir les facteurs importants concernant l'accélérateur :

- 7 fois : l'énergie dans le centre de masse présente au coeur du LHC sera au moins sept fois supérieure à celle de ses concurrents,
- 100 fois : la luminosité instantanée du LHC (à haute luminosité) sera deux ordres de grandeurs supérieure à celle du TEVATRON,
- 4 fois : le tunnel du LHC utilisant le tunnel de son prédécesseur (LEP) mesure environ quatre fois la longueur de son concurrent américain.

Le LHC représente donc, aujourd'hui, le fer de lance de la physique des particules.

Cependant il faut noter la présence de difficultés de démarrage [10] et le retard pris par l'ensemble des expériences et accélérateurs. Son principal concurrent (le TEVATRON) qui fonctionne depuis 1987, et est actuellement encore en plein fonctionnement (lancement du RUN II¹⁴ en avril 2001, toujours en activité).

14. le RUN II est une phase de prise de donnée s'effectuant au TEVATRON après une mise à jour des infrastructures (détecteurs et accélérateur) pour permettre d'atteindre une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{S} \simeq 2 \text{ TeV}$.

Enfin, il est à noter que de nombreux projets de physique des particules sont, déjà, discutés pour prendre la suite du LHC[11].

- La première voie est représentée par l'amélioration de l'accélérateur LHC pour devenir le SLHC (**S**uper **L**H**C**), qui est une amélioration tant de l'accélérateur que des expériences (amélioration nécessaire pour permettre la prise de données à une luminosité instantanée de l'ordre de $l > 2 - 3 \times 10^{34} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
- Une deuxième voie est représentée par le projet CLIC [12], préparé par le CERN. L'accélérateur linéaire du CERN qui succédera au LHC, est le Compact Linear Collider (CLIC), qui utilisera des cavités accélératrices en cuivre. Le projet CLIC vise une énergie de 3 à 5 TeV. Ses cavités en cuivre permettent d'obtenir de très grandes accélérations des particules, ce qui réduit la taille de l'accélérateur.

Remarque : ce projet adopte un concept appelé « accélération à deux faisceaux », qui consiste à utiliser un faisceau de faible énergie et de haute intensité (faisceau pilote) pour créer un faisceau à haute énergie et de faible intensité (faisceau principal), en quelque sorte l'équivalent d'un transformateur électrique. Cela reste toutefois à valider sur le plan technologique.

- L'International Linear Collider (ILC[13]) concurrent de CLIC est plus avancé mais moins puissant que lui (sa technologie est plus maîtrisée). Prévu pour les années 2020 (collisionneur linéaire $e^+ - e^-$ de 31 km de long). Il intègre les études effectuées pour le projet de super-collisionneur linéaire de 33 kilomètres de long TESLA[14] du DESY (DEUTSCHE ELEKTRON SYNCHROTRON, Allemagne), collisionneur linéaire $e^+ - e^-$ entièrement supraconducteur qui a été abandonné.
- Enfin, une autre possibilité envisagée est connue sous le nom de VLHC¹⁵ (**V**ery **L**arge **H**adron **C**ollider), proposé par le SLAC au sein d'un projet d'accélérateur annulaire de très grande dimension. Ce nom est utilisé pour regrouper les idées de recherches sur les collisionneurs annulaires de périmètre supérieur à celui du LHC.

Tous les accélérateurs présentés ci-dessus (à l'exception du programme SLHC) sont des accélérateurs linéaires dédiés à l'étude de précision de la nouvelle physique éventuellement détectée au LHC.

Il existe toutefois d'autres projets d'accélérateurs synchrotrons pour le futur de la physique des particules. En effet, l'évolution technique des synchrotrons est loin d'être achevée, des progrès étant attendus sur les onduleurs, l'optique des lignes de lumière, et l'instrumentation, et aussi sur les détecteurs. De nouvelles perspectives existent en termes de machines dérivées des actuels synchrotrons mais complémentaires, les lasers à électrons libres¹⁶ (LEL).

Enfin, d'autres technologies peuvent voir le jour — pour permettre d'accélérer encore plus les particules — avec l'utilisation de l'accélération d'électrons par interaction laser-plasma. L'accélération a lieu dans un milieu déjà ionisé, ce qui élimine les problèmes de claquage électronique. Les champs accélérateurs sont aussi nette-

15. Voir le site web <http://vlhc.org> pour plus d'informations sur cet – ancien – projet.

16. Les lasers à électrons libres sont un type de laser qui fonctionne en utilisant des électrons qui ne sont pas liés à un atome pour créer des photons. La lumière produite est à la fois cohérente, intense et peut avoir une longueur d'onde située dans une large gamme.

ment plus élevés, ce qui permet de réduire la longueur d'accélération. Réduire cette longueur permet alors d'augmenter l'accélération des particules en gardant la même taille de collisionneur.

2.3 Remplacement de l'expérience CMS au sein de la recherche en physique des particules

Plusieurs expériences sont (tant au CERN que dans les autres centres mondiaux) susceptibles de faire les mêmes découvertes (ou des découvertes similaires) que le détecteur CMS.

Le chapitre 5 détaillera les données techniques utiles pour les analyses et les résultats présents dans ce mémoire.

2.3.1 Les autres expériences mondiales comparables à CMS

Les expériences étant fixes (elles sont une partie intégrante d'un accélérateur), elles dépendent donc de leur complexe d'accélération pour déterminer leur champ d'étude physique.

Le LHC étant destiné à la recherche de physique à l'échelle du TeV (« TERASCALE »), il faut que les accélérateurs susceptibles d'héberger des expériences concurrençant efficacement le détecteur CMS puissent étudier la physique à cette échelle d'énergie.

Tous les accélérateurs hormis le TEVATRON sont donc hors course. Seules les trois expériences suivantes : ATLAS (CERN), CDF et $D\phi$ (Tevatron), peuvent donc concurrencer CMS. C'est pourquoi que nous allons les présenter brièvement maintenant.

Au CERN

ATLAS [15] : A Toroidal LHC ApparatuS Le détecteur ATLAS est un détecteur conçu sur une conception résolument novatrice utilisant des aimants toroïdaux et construit comme suit (confère figure 2.9) :

Caractéristique	Valeur
Poids total	7000 tonnes
Longueur totale	46 m
Diamètre	25 m
Pays contributeurs	35
Personnels	2500 environ

TABLE 2.6 – Principales valeurs intéressante de ATLAS

- un détecteur central de traces (trajectographe) en silicium, destiné à détecter le passage de particules chargées ; il est structuré en pelures d'oignon associé à un électroaimant solénoïdal interne. Cet aimant est un supraconducteur de 2 mètres de diamètre qui crée un champ de 2 teslas sous un courant de 7600 ampères.

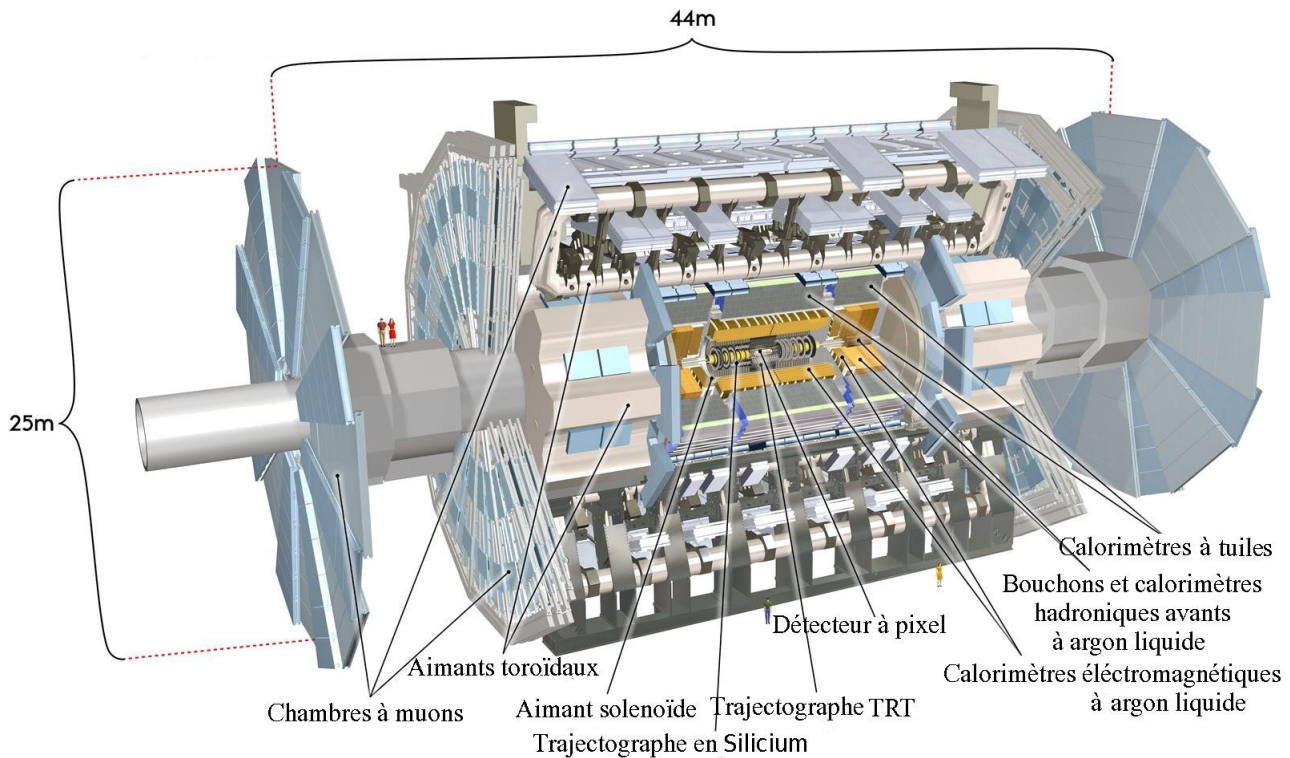


FIGURE 2.9 – Présentation rapide de ATLAS

Au centre, se trouve le détecteur à pixels qui se découpe en trois. Ces trois couches sont respectivement à 5, 9 et 12 cm de l'axe central.

Puis le SCT (Semiconductor Tracker) composé de quatre tonneaux concentriques de deux couches chacun, à 30 et 52 cm des faisceaux, représentant 4088 modules de silicium sur 60 m^2 .

Enfin le TRT (Transition Radiation Tracker) qui est un ensemble de 50000 pailles de 4 mm de diamètre, entre 56 et 107 cm de l'axe,

- un calorimètre électromagnétique, qui possède une structure en mille-feuilles mais aussi en accordéon de plomb (70 tonnes) et d'argon liquide (45 m^3). Il forme un tonneau cylindrique de 6.8 m de longueur, avec un rayon interne de 1.15 m et un rayon externe de 2.25 m ,
- un calorimètre hadronique composé de milieux denses : 64 modules trapézoïdaux composés de 600 000 plaques de fer de 6 mm d'épaisseur et de 3 mètres de longueur (élément absorbant) et de 400 000 tuiles de scintillateurs en polystyrène (dopé) transparent de 3 mm d'épaisseur (élément actif),
- ensuite vient un électroaimant supraconducteur externe — qui donne son nom au détecteur ATLAS — composé de 8 modules de tores rectangulaires disposés en étoile. Les huit toroïdes engendrent un champ cylindrique qui parcourt l'espace magnétisé en boucles autour de la partie centrale. Les bobines supraconductrices sont maintenues à -268°C . Le courant qui les parcourt est de 20 000 ampères.
- et enfin les chambres à muons en périphérie du détecteur, permettant, grâce aux aimants toroïdaux, une précision importante pour les analyses incluant des muons.

Au Tevatron

Le TEVATRON est le seul complexe mondial comparable avec le CERN. Il est composé de deux expériences différentes de physique généraliste étudiant les données fournies par le TEVATRON : CDF d'une part et DØ d'autre part que je vais brièvement présenter ci après.

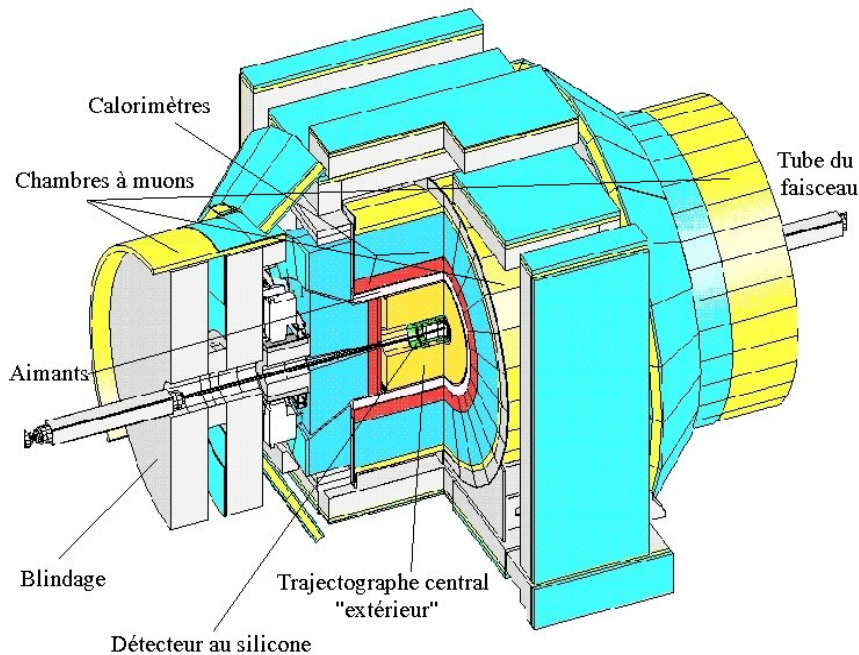


FIGURE 2.10 – L'expérience CDF

CDF : Collider Detector at Fermilab [16] CDF est un détecteur de physique des hautes énergies conçu dans les années 1970-1980 (fonctionnement à partir de 1989) et est constitué, comme la majorité des détecteurs présents sur des collisionneurs annulaires de plusieurs couches concentriques :

- un détecteur composé de sept couches de silicium jouant le rôle de trajectographe principal ;
- un trajectographe externe le Trajectographe Externe Central (COT : « Center Outer Tracker ») utilise une chambre contenant un mélange d'argon et d'éthane parcourue par des dizaines de milliers de fils dédiés au suivi et à l'analyse des traces des particules chargées (c'est-à-dire des chambres à dérives) ;
- un aimant (un solénoïde) ensuite pour dévier les particules chargées et ainsi permettre une détection des charges et des moments de celles qui n'ont pas été stoppées dans les couches précédentes ;
- des calorimètres ensuite qui analysent le dépôt d'énergie effectué par les particules chargées et neutres lorsqu'elles le traversent ;
- des chambres à muons, enfin, constituées de détecteurs présents derrière des blindages divers ou à la suite de tous les détecteurs précédents, pour étudier les particules qui ont une énergie suffisante pour le traverser après avoir interagi (faiblement donc) avec les parties comprises entre le faisceau et ces détecteurs extérieurs : ce sont les muons. Ces chambres à muons sont constituées de deux technologies : des chambres à dérives fonctionnant de la même manière que

celles du trajectographe d'une part et des couches de scintillateurs d'autre part.

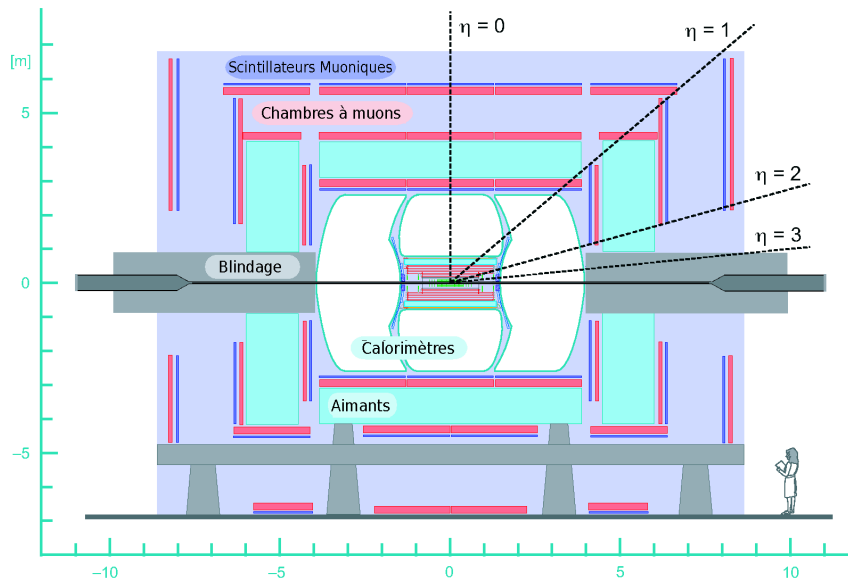


FIGURE 2.11 – L'expérience DØ

DØ : DØ Experiment [17] Le détecteur DØ est un détecteur généraliste lui aussi composé de plusieurs couches successives :

- un système central de trajectographie composé des couches suivantes :
 - un trajectographe à micropistes de silicium (800 000 pistes d'épaisseur 50 à 80 μm) permettant une analyse sur une valeur de pseudorapidité¹⁷ $|\eta| < 2.5$. Ce trajectographe est structuré selon six tonneaux de quatre couches chacun ;
 - un trajectographe central à fibre (CFT) composé de huit fins tonneaux coaxiaux, chacun supportant deux paires de fibres scintillantes de diamètre 0.835 mm (une parallèle au sens de la collision et l'autre tournée de $\pm 3^\circ$)
- un aimant solénoïdal à deux tesla ;
- une partie plus extérieure, au-delà du solénoïde
 - les détecteurs "pieds de gerbes" centraux et avant constitués de plusieurs couches de pistes scintillatrices.
 - puis viennent les calorimètres, composés d'uranium (milieu absorbant) et d'argon liquide (milieu actif), disposé en une section centrale — couvrant une pseudorapidité $|\eta| < 1.1$ —, et deux sections périphériques qui permettent de couvrir une pseudorapidité jusqu'à $|\eta| < 4.2$. Ces trois sections permettent également un échantillonnage des gerbes présentant une pseudorapidité telle que $1.1 < |\eta| < 1.4$
- un système de détection des muons composé d'une couche de détecteurs et déclencheurs de scintillateurs précédant un tore de 1.8 T et suivie par une série de deux couches externes similaires après le tore. L'ensemble permet une analyse couvrant un domaine de pseudorapidité compris entre 0 et ± 2 .

17. La pseudorapidité est une valeur spatiale reliée à l'angle de la particule avec le faisceau tel que $\eta \simeq -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$

2.3.2 Le détecteur CMS [18], un rapide tour d'horizon

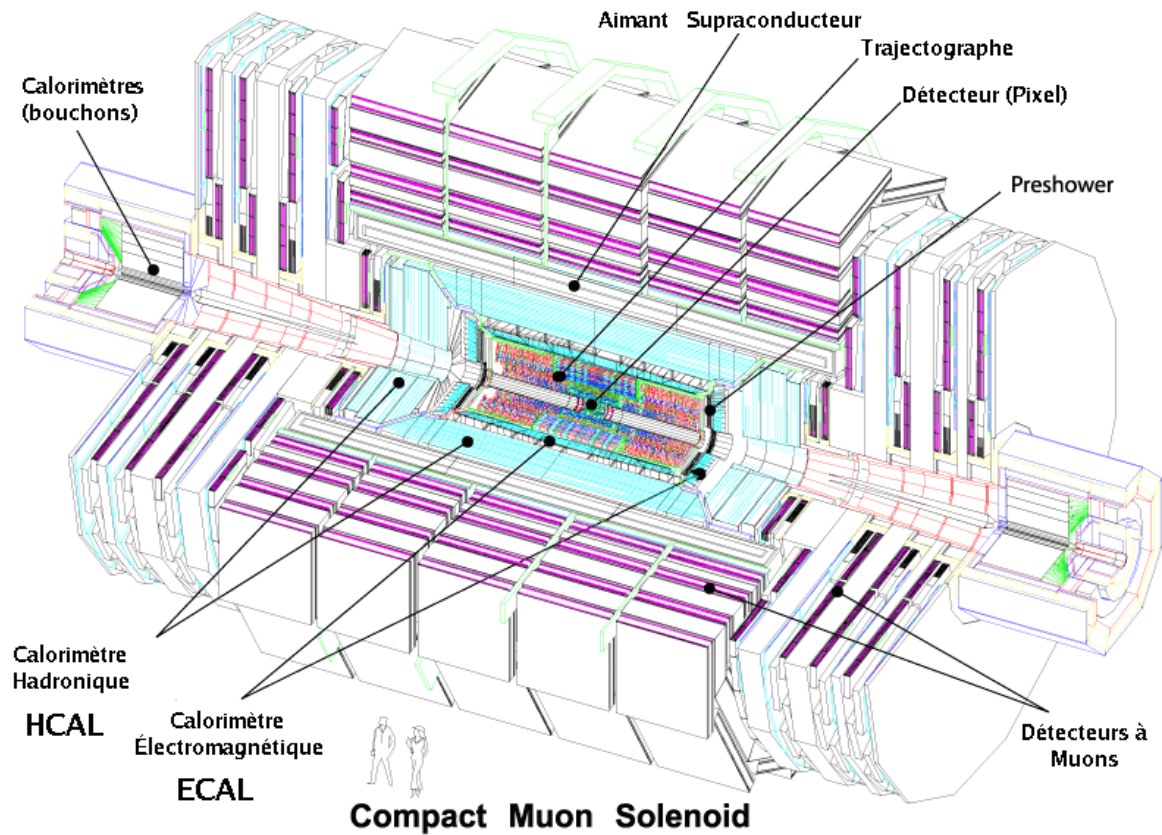


FIGURE 2.12 – Le détecteur CMS

Caractéristique	Valeur
Champ magnétique	4 T
Poids total	12 500 tonnes
Longueur totale	25 m
Diamètre	15 m
Pays contributeurs	36
Personnels	2500 environ

TABLE 2.7 – Données générales concernant CMS[8]

Le détecteur CMS (pour Compact Muon Solenoid) est une des grandes expériences de type « généraliste » qui permettra d'étudier un large éventail de phénomènes physiques connus (études de précision) ou inconnus (découverte de nouvelles particules).

Description rapide du détecteur

Il est constitué de couches concentriques (cf figure 2.12) autour du tube à vide central :

- Le trajectomètre de silicium (ou tracker) central qui est un cylindre de 1 m 30 environ de circonférence et de 6 m de longueur et dont le rôle est de reconstruire

les traces des particules chargées tout en mesurant leur impulsion et position avec une grande précision ;

- le calorimètre électromagnétique (ou ECAL), homogène, utilisant des monocristaux de $PbWO_4$ (ou tungstate de plomb), qui est composé de deux grandes parties complétées par un autre détecteur :
 - ▷ Les deux parties principales :
 - un détecteur cylindrique central (le tonneau ou « barrel ») qui permet de couvrir le domaine de faible valeur de pseudorapidité tel que $|\eta| < 1.479$,
 - deux parties aux extrémités appelées « bouchons » (ou end-caps) qui permettent, elles, de couvrir les valeurs de pseudorapidité telles que $1.48 < |\eta| < 3$,
 - ▷ complétées par des détecteurs de pied de gerbes placés devant chaque bouchons permettant de couvrir les valeurs de pseudorapidité telles que $1.65 < |\eta| < 2.6$.
- le calorimètre hadronique (ou HCAL) à échantillonnage, composé, lui aussi, d'un tonneau central et de deux bouchons permettant de couvrir une pseudorapidité de $|\eta| < 3$. Il est complété par un dispositif de calorimétrie externe (nommé « HForwardCalorimeter ») qui est disposé à six mètres en amont des bouchons ce qui permet alors de mesurer des valeurs de $|\eta| < 5$.

Il est constitué de plaques d'absorbeurs en acier, dans lesquelles sont insérées 12500 fibres de quartz qui émettront de la lumière dite de ČERENKOV¹⁸. Il détecte l'énergie et la direction des hadrons et se comporte comme un « filtre à muons » en absorbant tous les autres types de particules (à l'exception notable des neutrinos) ;

- un aimant supraconducteur, solénoïdal, de grand champ (4 T) de 13 m de long, 5.9 m de diamètre refroidi à l'hélium liquide (4.2 K) au sein d'un coffrage métallique de 11 500 tonnes ;
- les chambres à muons, composées de deux technologies différentes :
 - ▷ un tonneau équipé de chambres à dérives couvrant un angle $|\eta| < 1.3$,
 - ▷ de deux bouchons équipés de chambres à pistes cathodiques pour couvrir l'angle $0.9 < |\eta| < 2.4$,

complétées par des plans de chambres à plaques résistives. La fonction de ce détecteur est de mesurer l'impulsion des muons dans la région où $|\eta| < 2.1$;

- un système de déclenchement (ou « trigger »), enfin, qui a pour but de sélectionner les événements désirés parmi l'ensemble des événements incidents à travers plusieurs niveaux de déclencheurs [19] :

1. le déclencheur hardware (ou bas niveau ou déclenchement L1) qui se fait si et seulement si certains critères sont vérifiés :
2. un déclencheur de haut niveau (« High Level Trigger ») qui est réalisé par des algorithmes opérant sur les fermes de super-calculateurs du CERN. Son rôle est d'affiner les sélections obtenues par les déclencheurs présents en s'appuyant sur les données précises obtenues directement dans le détecteur. Leurs actions combinées permettent de faire diminuer le rythme d'acquisition de la fréquence initiale (40 MHz) à 100 Hz environ

18. Du nom de Pavel Alekseyevitch TCHERENKOV, physicien russe, prix Nobel de physique en 1958 avec son compatriote Sergey VAVILOV.

(ce qui correspond à analyser, et stocker, une centaine d'événements par secondes).

Physique au détecteur CMS

Le détecteur CMS a été conçu pour permettre une détection du boson de Higgs (dans une gamme de masse allant de $90 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$ environ) bien qu'il puisse également être utilisé pour de nombreuses autres détections (telles que l'étude des quarks « top » et « beauty » et de leurs états) et pour des études de phénomènes ayant lieu hors du modèle standard.

La figure 2.13 résume, de manière schématique, les domaines de la physique des particules explorés par l'expérience CMS.

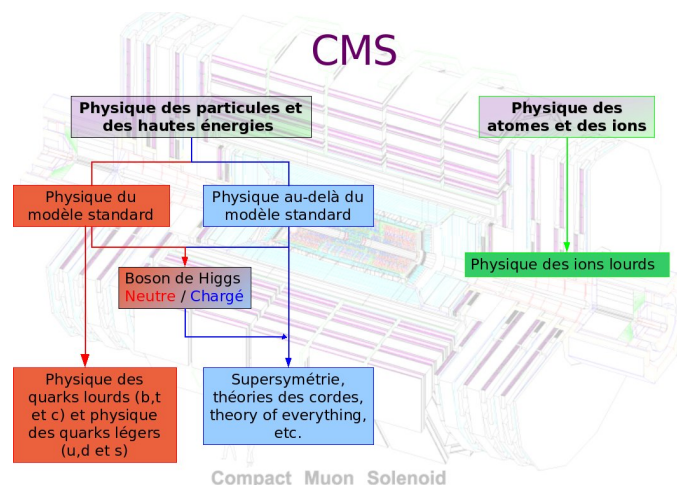
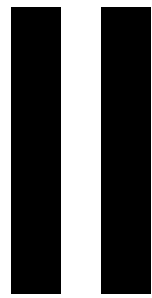


FIGURE 2.13 – Les différents domaines de physiques explorable par CMS



Des théories aux analyses de physique de CMS

Présentation de la seconde partie

« DANS le long conflit des doctrines, il nous faut ne jamais oublier que la science est toujours en perpétuel devenir. En science il n'est jamais de vérité définitive. Ce qui caractérise fondamentalement la démarche scientifique, c'est un constant effort pour comprendre la nature profonde d'un monde qui le plus souvent reste indéchiffrable. ».

Cette phrase de Maurice ALLAIS, dans son ouvrage publié en 1997 sur l'anisotropie de l'espace[20] pose la nécessité de redéfinir les postulats fondamentaux de la science (dans tous ses domaines) et évoque la marche progressiste de la connaissance scientifique. C'est ce processus qui permet — tout comme la relativité générale est venue compléter les résultats de NEWTON — d'augmenter le champ du connu au sein de la *mare incognita* de l'Univers.

En physique des particules, tout comme dans les autres domaines de la recherche fondamentale, nous n'échappons pas à ce besoin pressant de proposer des explications toujours plus précises, détaillées et complètes, aux phénomènes que nous observons. C'est pourquoi, je vais présenter, dans cette partie, les éléments théoriques et fondamentaux nécessaires pour expliciter les résultats physiques de la partie suivante.

Afin de suivre un cheminement intellectuel proche de celui de Maurice ALLAIS, je commencerai par poser les bases de notre compréhension actuelle de la physique des particules, c'est à dire ce que nous appelons le MODÈLE STANDARD en le présentant en détail, avec toutes les théories préexistantes et les théories sous-jacentes qui lui ont permis d'exister.

Sur ce terrain, qui, comme nous le verrons par la suite, est incomplet — mais entièrement valide dans son domaine d'existence —, nous poserons, dans un second temps, les fondements des théories qui viennent parfaire le MODÈLE STANDARD afin de faire disparaître les défauts de celui-ci. Nous expliciterons alors tout particulièrement le mécanisme dit de HIGGS-ENGLERT-BROUT et ses manifestations phénoménologiques éventuelles non sans avoir expliqué la raison d'existence d'un tel mécanisme.

Enfin, nous pourrons terminer cette partie par une présentation scientifique de l'expérience CMS afin de permettre de faire le lien entre les théories et leurs tests expérimentaux. Cette partie inclura une description détaillée du calorimètre électromagnétique qui est le sous-détecteur de CMS avec lequel je travaille ainsi qu'une description de la chaîne d'acquisition, de simulation et de reconstruction des événements au sein de l'expérience.

Chapitre 3

Le Modèle Standard

LA communauté scientifique a — depuis 1970 — mis au point un cadre théorique permettant une classification des particules et des interactions appelé « MODÈLE STANDARD ».

Celui-ci, affiné depuis sa création par les découvertes expérimentales effectuées depuis plus d'un quart de siècle, inclut toutes les particules élémentaires connues à ce jour et permet d'expliquer trois des quatre forces fondamentales. Les prédictions effectuées à l'aide de ce modèle ont pu être vérifiées expérimentalement avec une très grande précision, ce qui constitue une des plus grandes forces de ce modèle.

Toutefois, aujourd'hui, ses limites semblent commencer à être perceptibles, notamment avec les problèmes des bosons de jauge massifs et l'apparition de phénomènes qui ne trouvent pas leur explication au sein de ce modèle.

Après avoir présenté la phénoménologie du MODÈLE STANDARD nous nous intéresserons à la manière dont celui-ci est construit.

Nous commencerons par une brève description des particules qui compose le MODÈLE STANDARD, afin de présenter le point de vue scientifique que nous avons sur le monde qui nous entoure.

Ensuite, nous présenterons brièvement les techniques, méthodes et théories nécessaires pour la construction du lagrangien du MODÈLE STANDARD.

Pour finir, nous construirons ensemble, à l'aide des méthodes et techniques vues précédemment le lagrangien du MODÈLE STANDARD et nous verrons alors, terme après terme, ses différentes composantes.

Nous essaierons de voir alors comment le mécanisme de HIGGS trouve ses racines et comment la masse du boson de HIGGS apparaît au sein du MODÈLE STANDARD.

3.1 La physique du MODÈLE STANDARD

Pour des physiciens des particules, l'infiniment petit peut se décrire en utilisant des particules dites « élémentaires » (c'est-à-dire qui ne sont pas sous-structurées) interagissant entre elles par des forces appelées « forces fondamentales » au nombre de quatre.

Les constituants fondamentaux de la matière étant des « briques » élémentaires de très petite taille ($< 10^{-18} m$) pouvant se déplacer à des vitesses extrêmement élevées (de l'ordre de celle de la lumière), le cadre théorique les explicitant se doit donc d'utiliser une théorie quantique des champs qui regroupe les aspects de la mécanique quantique à ceux de la relativité restreinte (théorie nécessaire pour décrire des corps ayant des vitesses relativistes — c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celle de la lumière).

Nous introduirons le formalisme du MODÈLE STANDARD et les théories associées après avoir présenté, dans la première partie de ce chapitre, les différentes particules

élémentaires et leurs interactions au sein du MODÈLE STANDARD.

Nous consacrerons, ensuite, une seconde partie de ce chapitre au mécanisme de HIGGS qui permet de générer les masses des particules du modèle sans rompre les symétries du formalisme. Enfin, nous détaillerons davantage les possibilités de détections expérimentales du boson de HIGGS selon les canaux étudiés, sa masse et ses autres paramètres dans la dernière partie de ce chapitre.

3.1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires constitutives du MODÈLE STANDARD sont au nombre de douze (cf. tableaux 3.1, 3.2 et 3.3) et sont réparties en deux groupes de trois familles. Elles partagent toutes le fait d'avoir un nombre de spin¹ égal à $\frac{1}{2}$ ce qui les désignent comme des fermions. Les fermions sont assujettis à une statistique dite « de FERMI ». Leur charge s'exprime en nombre (ou fraction) de charge élémentaire ($e = 1.6 \times 10^{-19}C$, la charge d'un électron)

Particule	Notation	Charge (en e)	Masse (GeV/c^2) [21]
Électron	e^-	-1	0.511×10^{-9}
Neutrino électronique	ν_e	0	$< 3 \times 10^{-9}$
Quark « down »	d	$-\frac{1}{3}$	$(3 - 7) \times 10^{-3}$
Quark « up »	u	$+\frac{2}{3}$	$(1.5 - 3) \times 10^{-3}$

TABLE 3.1 – Leptons et quarks de la première génération

Particule	Notation	Charge (en e)	Masse (GeV/c^2)
Muon	μ^-	-1	0.106
Neutrino muonique	ν_μ	0	$< 0.19 \times 10^{-9}$
Quark « strange »	s	$-\frac{1}{3}$	$(70 - 120) \times 10^{-3}$
Quark « charm »	c	$+\frac{2}{3}$	1.15 – 1.35

TABLE 3.2 – Leptons et quarks de la deuxième génération

Particule	Notation	Charge (en e)	Masse (GeV/c^2)
Taus	τ^-	-1	1.78
Neutrino tau	ν_τ	0	< 0.018
Quark « beauty »	b	$-\frac{1}{3}$	4.1 – 4.3
Quark « top »	t	$+\frac{2}{3}$	172.8

TABLE 3.3 – Leptons et quarks de la troisième génération

Les fermions sont des particules qui respectent le principe d'exclusion de PAULI, c'est à dire que deux fermions ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique.

1. Le spin est un nombre quantique décrivant les particules et dont découle leurs propriétés fondamentales.

En effet, au niveau quantique, il ne peut physiquement pas y avoir deux fermions qui se superposent dans un même état quantique car la fonction d'onde de l'ensemble de ces fermions n'est pas symétrique sous l'échange de deux fermions. De nombreux phénomènes de la nature montrent cet état de fait comme par exemple les raies de désexcitation des atomes qui montrent la structure en couche des électrons autour d'un noyau.

La moitié de ces particules peut être regroupée sous une appellation commune : les quarks — qui ne peuvent pas être observés isolément —. L'autre moitié de ces particules de matière peut être regroupée sous l'appellation leptons (exemple : l'électron).

A chacune de ces particules est associée une antiparticule possédant des charges électriques opposées et des propriétés quantiques opposées, appelées respectivement anti-quarks et anti-leptons. Ces anti-particules possèdent également des charges électriques opposées : par exemple, un anti-électron possède une charge électrique de $-(-1)$ soit $+1$.

Par ailleurs, il faut mentionner les particules transmettant les diverses interactions (ou « bosons vecteurs des interactions », que nous détaillerons plus loin).

Le nombre total de particules présentes au sein du MODÈLE STANDARD s'élève donc en réalité à 24 (douze particules et douze antiparticules) plus les 13 bosons de jauge (8 gluons, 3 bosons électrofaibles, photon, et éventuellement graviton) auxquels on peut rajouter l'éventuel boson de HIGGS dont nous parlerons en détail ultérieurement.

Les quarks

Au nombre de 6 (divisés en trois familles) sont des particules supposées indivisibles ayant des charges électriques fractionnaires ($\pm\frac{1}{3}$ ou $\pm\frac{2}{3}$) et possédant une valeur associée dite « de couleur »² qui est un nombre quantique permettant (ou interdisant) la formation de corps constitués de quarks.

En effet, les quarks ne peuvent se regrouper que par deux (un quark avec une couleur X et son anti-quark avec la couleur \bar{X}) ou par trois (avec une addition $R + V + B$), sous l'influence de la « couleur », pour ne constituer que des objets « blanc », c'est à dire des objets « sans couleur ». Les quarks sont séparés en familles (ou « générations ») de masses croissantes.

Les leptons

Au nombre de 6 (divisés en trois familles également) sont des particules chargées (électrons, muons et taus) de charge électrique ± 1 ou neutre (les neutrinos) de charge électrique 0. Les leptons vont par paires (un lepton chargé et son neutrino associé) et sont séparés en trois générations (ou familles) ayant également des masses croissantes.

2. Ces couleurs sont généralement exprimées selon les désignations des couleurs « lumières » : RVB

La matière qui nous entoure

La matière qui nous entoure est constituée *uniquement* par les particules (leptons et quarks) appartenant à la première famille (cf tableau 3.1) des particules élémentaires décrites par le MODÈLE STANDARD. En effet, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les atomes sont constitués d'électrons (leptons de première catégorie) et de nucléons (constitués des seuls quarks u et d).

La matière « ordinaire » étant constituée uniquement d'atomes composés d'un nombre variable d'électrons et de nucléons entourés de vide inter-atomique, seule la première famille intervient dans la matière qui nous entoure.

Les autres familles sont présentes également dans la nature mais leur grande masse (relative) les cantonnent dans des domaines de masses et donc d'énergie plus importantes que la matière qui nous entoure : on peut la rencontrer dans les rayonnements cosmiques (notamment pour les neutrinos des familles deux et trois).

A ce jour, la grande majorité des théories quantiques et des formalismes utilisés en physique des particules excluent l'existence de familles supplémentaires (du moins pour rester en accord avec les résultats et les prédictions du MODÈLE STANDARD).

En effet, si l'on s'intéresse à la quatrième génération de quarks — et aux générations supplémentaires —, alors on peut se rendre compte qu'elles apporteraient une variation des observables électrofaibles actuelles qui serait visible sur les mesures de précisions. Dans ces recherches, continuant encore au LHC, aucune mise en évidence n'as pût être faite jusqu'ici d'une influence due aux éléments de générations supplémentaires[22].

3.1.2 Les interactions fondamentales

Force élémentaire	Rayon d'action de la force	Force relative approximative ³	Bosons associés	Charge électrique (e)	Masse [21] en GeV/c^2
Forte	2.5×10^{-15} m	1	8 gluons	0	0
Électromagnétique	∞	10^{-2}	Photon (γ)	0	0
Faible	10^{-18} m	10^{-13}	W^\pm, Z^0	$\pm 1, 0$	80.40, 91.18
Gravitationnelle	∞	10^{-38}	Graviton ?	0	0

TABLE 3.4 – Les bosons vecteurs des quatre interactions fondamentales

Il existe quatre forces fondamentales qui permettent d'expliquer tous les phénomènes physiques connus gouvernant la nature. Les particules de matière interagissent selon ces quatre forces par l'échange d'une particule de spin 1 correspondante à chacune des interactions : un boson. Les bosons sont soumis à une statistique dite de « BOSE-EINSTEIN ». Les bosons vecteurs des quatre forces fondamentales sont présentés dans le tableau 3.4 et sont appelés « bosons de jauge » (d'après les théories de groupes qui les encadrent).

3. Les ordres de grandeur des échelles de forces relatives sont donnés pour des particules soumises aux différentes forces élémentaires considérées, à titre indicatif.

Les quatre interactions fondamentales sont donc, par ordre décroissant de force relative :

- ▷ **L'interaction forte**, qui gouverne les interactions entre particules, au niveau subatomique, est sensible à la charge de couleurs des quarks (cf partie 3.1.1) et permet de transporter l'information de couleur entre plusieurs quarks. C'est donc naturellement cette force qui permet de modifier la charge de couleur d'un quark et qui permet la création (et annihilation) de particules. Elle est donc responsable de la cohésion des nucléons et des liaisons des nucléons à l'intérieur d'un noyau atomique. Les bosons médiateurs de l'interaction forte sont appelés « gluons » et sont au nombre de huit.
- ▷ **L'interaction électromagnétique**, qui gouverne, quant à elle, les interactions entre particules chargées électriquement, indépendamment de la « couleur » ou du type de fermion considéré, permet de transmettre l'information de charge électrique. Les neutrinos sont les seules particules qui ne subissent pas cette interaction. Elle est responsable des raies d'excitation (et de désexcitation) des atomes, et de la plupart des phénomènes macroscopiques observables quotidiennement (par exemple lumière, électricité et magnétisme, chimie, ...). Son boson médiateur est le photon.
- ▷ **L'interaction faible**, gouvernant les interactions pendant les désintégrations de particules permet d'effectuer un changement de saveur (c'est à dire une transformation d'un fermion vers un autre). Elle est responsable de la désintégration β (transformation de neutron en proton, par exemple) qui est interprétée dans le cadre de la physique des particules comme le changement de saveur d'un quark d en quark u avec évacuation des résidus excédentaires par la production d'un électron et d'un neutrino par l'interaction médiée par les bosons électrofaibles (W^\pm) et Z^0 – pour les courants neutres.
- ▷ **L'interaction gravitationnelle**, dominante aux grandes échelles de taille (mouvement des planètes, des corps macroscopiques) est totalement négligeable à l'échelle subatomique. Elle gouverne les interactions dues à la masse des corps mis en jeux. Son boson vecteur serait le graviton, une particule qui n'a jamais encore pu être mise en évidence mais est activement recherchée par des expériences lasers de très haute précision comme VIRGO[23].

3.2 Le formalisme théorique du MODÈLE STANDARD

Nous allons maintenant étudier les théories sous-jacentes à ce classement et comment le MODÈLE STANDARD, en tant que théorie, est constitué.

En réalité, ce modèle décrit trois des quatre forces fondamentales et leurs théories associées : l'interaction forte avec la Chromodynamique quantique (QCD) d'un côté ; l'interaction électromagnétique (Électrodynamique quantique (QED)) et l'interaction faible au sein de la théorie électrofaible d'un autre côté. L'interaction gravitationnelle est quand à elle absente de ce modèle.

3.2.1 Grands concepts de la physique des particules

Les particules élémentaires dont traite le MODÈLE STANDARD sont des éléments microscopiques, de taille inférieure à celle d'un atome (donc à une échelle dite *sub-atomique*), en très grand nombre et pouvant atteindre, par là-même des vitesses extrêmement rapides dites « relativistes » (c'est-à-dire de l'ordre de celle de la lumière).

Par ailleurs, les interactions du MODÈLE STANDARD mettent en jeu des échanges de bosons induisant un temps de propagation non nul. Ces particules et leurs interactions doivent donc être traitées par des théories permettant à la fois de traiter de la physique des corps à des vitesses lumineuses et à la fois de permettre de gérer de manière probabiliste ces éléments (grand nombre de particules, présence d'états cohérents). Voilà pourquoi la mécanique quantique et la théorie relativiste sont les clés de voûte de la théorie des particules, qui est à la base du MODÈLE STANDARD.

Une autre grande idée utilisée en physique de manière générale est ce que l'on appelle les « principes de symétries » et le fait que les théories physiques soient reliées aux symétries existantes dans le système. Ainsi nous pouvons observer les liens suivants dans les théories dites « classiques » :

- La conservation de l'énergie est ainsi directement reliée à l'invariance par translation dans le temps (pas de perte d'énergie avec l'écoulement du temps)
- La conservation de la quantité de mouvement est ainsi directement reliée à l'invariance par translation dans l'espace (pas de perte de mouvement global si l'on se translate dans une autre partie de l'espace)
- La conservation du moment angulaire est ainsi directement reliée à l'invariance par rotation dans l'espace (les angles — et les moments angulaires — sont conservés quel que soit le point d'observation dans l'espace)

Le théorème de NOETHER

En physique des particules, ce genre de conservation s'exprime avec une généralisation du théorème de NOETHER⁴ : *À toute transformation infinitésimale qui laisse invariante l'intégrale d'action correspond une grandeur qui se conserve*[24].

La physique des particules utilise donc un système similaire, où elle essaie de trouver des symétries entre des particules différentes afin de les traiter de la même manière, par groupe. Par exemple, le cas du nucléon : le MODÈLE STANDARD postule que, par rapport à l'interaction forte, le proton et le neutron sont deux états d'une même « quasi-particule » : le nucléon.

Certaines des propriétés de ces deux particules sont effectivement suffisamment proches pour pouvoir être considérées comme « identiques » (la masse par exemple est de $939.573 \text{ MeV}/c^2$ pour le neutron et $938.272 \text{ MeV}/c^2$ pour le proton [21]); toutefois, si l'on regarde d'autres propriétés (telles que la charge) on s'aperçoit qu'il existe des différences très nettes entre les protons (de charge électrique +1) et les neutrons (sans charge électrique).

La physique des particules considère cependant que le nucléon est une bonne approximation des protons d'une part et des neutrons d'autres part, qui sont considérés

4. Amalie Emmy NOETHER était une brillante mathématicienne Allemande qui a apporté une contribution remarquable et remarquée en mathématiques fondamentales.

sur un plan supérieur comme étant une seule et même « quasi-particule » car leurs différences sont faibles par rapport à celles existant par exemple entre un photon (particule non massive et non sous-structurée) et un nucléon (particule massive et sous-structurée). Ce principe de groupement des particules par type est à la base de la physique des particules.

Description d'une particule en physique des hautes énergies

En physique des particules, la description d'une particule s'effectue en utilisant une théorie quantique des champs, car les particules sont baignées dans les champs électrofaibles, de gravitation et possèdent une énergie quantifiée (quantum). Cette théorie permet, en outre, d'expliquer l'effet photoélectrique ou les niveaux d'énergie quantique des atomes.

Champ associé : $\Psi(\vec{v}, t)$

Pour ce faire, on associe à chacune des particules un champ $\Psi(\vec{v}, t)$ dépendant des coordonnées d'espace (vecteur position \vec{v}) et du temps t . Les interactions entre ces champs quantiques sont quant à elles « locales », c'est à dire qu'elles dépendent du point de l'espace-temps. Des propagateurs décrivent les échanges de bosons médiateurs entre les particules qui interagissent.

Création et annihilation de particules

Pour décrire les créations et les annihilations de particules, la description physique de l'électrodynamique quantique (ou QED, la plus simple expression d'une théorie quantique des champs) permet l'utilisation d'« opérateurs » faisant varier le nombre de champs. Ces opérateurs peuvent ajouter — création — (opérateur $| + \rangle$) ou soustraire — annihilation — (opérateur $| - \rangle$) une particule.

Lagrangien

Afin de décrire l'ensemble des informations d'une particule, on utilise un lagrangien (\mathbf{L}) qui est une fonction des champs et de leurs dérivées partielles. Le lagrangien $\mathcal{L}[\varphi_i]$ d'un système dynamique est une fonction des variables dynamiques qui permet d'écrire de manière concise les équations du mouvement du système.

Ce lagrangien permet d'effectuer les calculs d'interactions (sections efficaces par exemple) ou permet également de trouver les équations de mouvement en essayant de réduire l'action Hamiltonienne S (telle que décrite dans l'équation 3.1 ci dessous).

$$S = \int \mathbf{L} dx^4 \quad \text{avec 3 coordonnées d'espace et 1 coordonnée de temps} \quad (3.1)$$

Variance

Pour décrire les variables d'espace, on utilise deux types d'indices : les indices de type « vecteur », notés avec un indice en bas (par exemple u_i), obtenus par projection du vecteur sur les axes, parallèlement aux autres axes, et se transformant lors d'un changement de base par le produit de la transposée de la matrice de changement de base (P). Ces indices sont dits **contravariants**.

D'autre part des indices de type « forme linéaire », notés avec un indice en haut (par exemple f^i), obtenus par projection sur les axes perpendiculairement aux axes

(\vec{e}^{*2} et \vec{e}^{*3} sont perpendiculaires à \vec{e}_1), et se transformant lors d'un changement de base par le produit de la matrice « directe » de changement de base (P). Ces indices sont dites **covariants**.

D'après la formule de changement de base des matrices, on voit que celles-ci sont une fois **covariantes**, une fois **contravariantes**, on devrait donc noter M_j^i .

Théorie perturbative

Définition d'un opérateur Hamiltonien

En mécanique quantique, l'opérateur de HAMILTON⁵ ou « hamiltonien » est l'opérateur mathématique qui permet de décrire l'évolution d'un système quantique au cours du temps par l'équation suivante :

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = \hat{H} |\psi\rangle \quad (3.2)$$

où $|\psi\rangle$ est la fonction d'onde du système, et \hat{H} l'opérateur hamiltonien.

Remarque : Nous nous sommes placés dans le cas de la représentation dite « de SCHRÖDINGER[25] » — du nom du physicien autrichien Erwin SCHRÖDINGER, prix Nobel de physique en 1933 en commun avec Paul DIRAC pour leur découverte de nouvelles formes de la théorie atomique — dans lequel toutes les équations d'évolution du système dérivent de l'équation de SCHRÖDINGER.

Principe du calcul perturbatif

Pour résoudre les calculs parfois très complexes présents en physique des particules, on utilise souvent une technique dite de « calcul par perturbation ». L'idée sous-tendant cette technique est de faire un calcul approximé du résultat.

Par exemple si on a un Hamiltonien (cf relation 3.2 ci dessus) que l'on peut traiter de manière perturbative alors on aura une relation du genre :

$$\hat{H} = \underbrace{H_0}_{\text{Particules libres}} + \underbrace{H'}_{\text{Interaction}} \quad (3.3)$$

On peut alors effectuer le calcul comme si les particules étaient « libres », puis on ajoute, en tant que perturbation — c'est à dire en tant qu'effet modifiant le calcul de l'Hamiltonien libre — l'Hamiltonien d'interaction aux résultats. L'ensemble permet d'obtenir un résultat approximé de l'Hamiltonien total (ici noté \hat{H}).

Cette approche perturbative ne peut se faire que si l'effet de l'Hamiltonien d'interaction est très faible comparativement à l'Hamiltonien des particules libres. Il faut donc que l'on ait des Hamiltoniens tels que visible dans l'équation 3.4 pour pouvoir faire l'approximation du calcul par perturbation.

$$\langle \alpha | H' | \beta \rangle \ll \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle \quad (3.4)$$

5. William Rowan HAMILTON (1805 – 1865) était un mathématicien, physicien et astronome irlandais réputé pour sa contribution en mathématique fondamentale

Utilisation du calcul perturbatif en physique des particules

En 1949, le physicien américain Richard Phillips FEYNMANN proposa des règles de calculs basées sur des diagrammes comme celui visible dans la figure 3.1 ci-contre, ce qui a permis de représenter facilement les particules par des lignes et les points d'interactions (ou *vertex*) par les croisements de ces lignes. Ce sont les diagrammes de FEYNMANN qui sont classés selon leur ordre (l'ordre est le nombre de vertex divisés par deux).

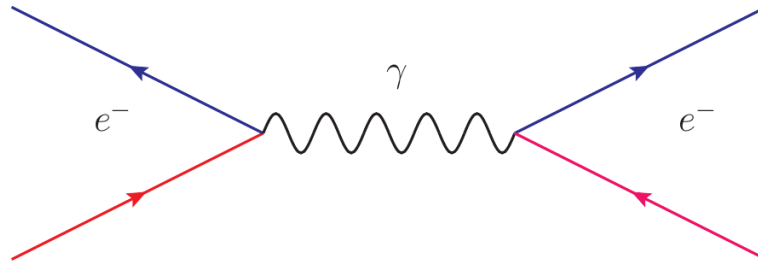


FIGURE 3.1 – Diagramme simple QED au niveau de l'arbre

En physique des particules, on a généralement un développement qui part d'un *vertex* simple d'interaction : par exemple l'échange d'un photon entre deux électrons (diffusion d'électrons) comme visible dans l'image 3.1. Un tel processus est dit « au premier ordre » car il ne contient qu'une seule interaction (la propagation du photon).

Un processus contenant plusieurs ordres (chacun étant plus petit par rapport à l'ordre précédent) peut également exister. On nommera alors chacun des ordres comme suit :

- le calcul à l'arbre (c'est celui qui correspondrait à H_0 dans l'exemple précédent) ou calcul au premier ordre (**Leading Order** ou LO) ;
- le second ordre (le premier ordre calculable par perturbation, correspondant au H' de notre exemple précédent) : il s'agit alors d'un calcul au **Next-To-Leading Order** ou calcul NLO ;
- le troisième ordre (le deuxième ordre calculable par perturbation par rapport au calcul au premier ordre, correspondant à une partie H'' dans la logique de notre exemple précédent) : il s'agit alors d'un calcul au **Next-to-Next-To-Leading Order** ou calcul NNLO ;
- etc.

Les ordres perturbatifs (deuxième et plus) proviennent de la possibilité de vertex secondaires sur le calcul à l'arbre. Par exemple, l'émission d'un photon dans l'état final — en rouge sur le diagramme — ou dans l'état initial — en bleu sur le diagramme — ou encore la présence de boucles.

Un problème potentiel : les divergences

Dans le cas où les diagrammes comportent des boucles — représentant, par exemple, les fluctuations du vide — alors il y a présence de divergences : les calculs ne peuvent pas être effectués simplement.

Une manière de faire artificiellement disparaître ces divergences est de redéfinir les constantes de couplages et les propagateurs des champs : cette méthode, qui

trouve sa justification théorique dans des développements mathématiques spécifiques, est appelée « renormalisation ». Les « nouvelles » constantes de couplages sont des constantes « effectives ».

Principes de base de la théorie mathématique des groupes

La physique des particules utilise, pour regrouper les particules en « familles », un certain nombre de théories mathématiques empruntées à la théorie mathématique des groupes. Pour les besoins de ce chapitre je rappellerai simplement que l'on désigne généralement les propriétés fondamentales des divers groupes par les lettres suivantes :

S = « Spéciale » : c'est à dire que le déterminant de la matrice A est égal à 1. Le déterminant de la matrice est défini comme le déterminant du système de ses vecteurs colonnes relativement à la base canonique du groupe. Il est noté $\det(A)$ puisqu'il n'y a pas d'ambiguïté sur la base de référence.

U = « Unitaire » : c'est à dire que la matrice est telle qu'elle vérifie l'égalité suivante : $A^*A = AA^* = I$ avec A^* la matrice « adjointe » de la matrice A et I la matrice identité. Par suite, les matrices unitaires sont donc inversibles, d'inverse $A^{-1} = A^*$

O = « Orthogonale » : c'est à dire que la matrice est orthogonale. L'orthogonalité se définit lorsqu'aucun des vecteurs propres de la matrice n'est une combinaison linéaire des autres composantes et qu'ils sont donc tous indépendants.

(X) est utilisé pour exprimer la dimension du groupe.

Par exemple, le groupe $SU(2)$ signifie donc que la matrice du groupe est unitaire, que son déterminant vaut 1 et que la matrice est de taille 2×2 . Pour d'avantages d'informations sur la théorie mathématique des groupes, on se reportera à des ouvrages spécialisés d'une part sur la théorie des groupes [26] et d'autre part sur l'algèbre des groupes de LIE⁶[27] dont nous allons voir un exemple dans les lignes qui suivent.

Le caractère abélien d'un groupe

Par ailleurs, en algèbre générale, un groupe « abélien », ou groupe commutatif, est un groupe (G, \star) dont la loi de composition interne \star est commutative, c'est-à-dire que pour tous les éléments $a, b \in G$, on a $a \star b = b \star a$.

3.2.2 L'Isospin ou groupe de symétrie $SU(2)_f$, un exemple d'utilisation de l'algèbre de LIE

D'un point de vue de physicien des particules, les neutrons et protons, sous l'interaction forte, sont deux facettes d'une même quasi-particule, le nucléon. Le nucléon N peut ainsi être considéré comme un système à deux états possibles : neutron (n) et proton (p) qui ne sont pas différents d'un point de vue des interactions fondamentales. Le doublet (p, n) est donc décrit par une représentation fondamentale du groupe $SU(2)$.

6. Du nom de Sophus LIE un mathématicien norvégien de la fin du XIX^e siècle

D'un point de vue mathématique, l'Isospin est une copie exacte du spin et ses générateurs sont les matrices de PAULI⁷ :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

et l'algèbre de LIE suivante :

$$\left[\frac{\tau_i}{2}, \frac{\tau_j}{2} \right] = i \epsilon_{ijk} \frac{\tau_k}{2} \quad (3.6)$$

qui exprime le commutateur entre deux éléments de matrice. $\epsilon_{ijk} \frac{\tau_k}{2}$ est le tenseur complètement antisymétrique permettant de satisfaire le principe de PAULI.

Dans la suite de l'exposé, on pourra définir cet Isospin au niveau des quarks avec le passage : $p \rightarrow u$ (proton vers quark u) et $n \rightarrow d$ (neutron vers quark d).

Cela donne finalement une valeur d'Isospin $I_3 = +1/2$ pour p/u et $I_3 = -1/2$ pour n/d . Le choix de signe est arbitraire mais on choisira le plus souvent en physique des particules le signe + pour la particule ayant la charge la plus élevée du doublet.

Ce premier exemple était là avant tout pour donner les bases de compréhension de la manière dont fonctionne les symétries au sein de la physique des particules.

3.2.3 La QCD perturbative (ou groupe d'invariance $SU(3)_c$)

La chromodynamique quantique (QCD) est une théorie de jauge non abélienne avec un groupe d'invariance $SU(3)$ de couleur (noté $SU(3)_c$). Il s'agit de la théorie fondamentale décrivant l'interaction forte. Elle donne, entre autres, une explication satisfaisante des comportements à haute énergie des hadrons (production, interactions) par un calcul dit « perturbatif ».

Pour les phénomènes de basse énergie, qui ne sont pas calculables par la théorie des perturbations — à cause du couplage qui grandit à basse énergie —, la QCD donne une base de départ exploitable. Il faudra donc utiliser des théories de QCD dites « non-perturbatives » qui permettent de réaliser les calculs.

Le modèle des quarks

Les quarks[28], introduits en 1963 par GELL-MANN et ZWEIG⁸ sont des fermions de spin 1/2 (le spin est un nombre quantique exprimant les propriétés de rotation d'une particule) et de nombre baryoniques 1/3 (voir plus loin). Dans le cas des antiquarks, le nombre baryonique vaut $-1/3$. On utilisera la convention qu'un quark a une saveur de même signe que sa charge électrique.

Nombre de spin

Par ailleurs, le nombre de spin est une propriété quantique intrinsèque associée à chaque particule, caractéristique de la nature de la particule, au même titre que sa masse et sa charge électrique.

7. Wolfgang Ernst PAULI (1900–1958) était un physicien autrichien, lauréat du prix Nobel en 1945 pour ses travaux sur le principe d'exclusion en mécanique quantique

8. Murray GELL-MANN est un physicien américain né en 1929, prix Nobel de physique en 1969 et George ZWEIG, un savant russe, né en 1937

Mis expérimentalement en évidence en 1922 dans l'expérience de STERN et GERLACH⁹ qui le voyait comme un moment de rotation angulaire. En 1927, Wolfgang PAULI a proposé la modélisation du spin en termes de matrices, ce qui correspond à une écriture en termes d'opérateurs sur la fonction d'onde intervenant dans l'équation de Schrödinger : l'équation de PAULI.

Les particules sont classées selon la valeur de leur spin : les bosons de spin entier d'un côté et les fermions de spin demi-entier de l'autre.

Mésons et baryons On nomme les particules sensibles à l'interaction forte « lourdes » et non-élémentaires composées de quarks les « hadrons ». Ces hadrons sont divisés en deux types selon la manière dont ils sont composés : les « mésons » d'un côté et les « baryons » de l'autre.

Mésons Les mésons sont des états liés d'un quark q et d'un antiquark \bar{q}' où les deux saveurs peuvent être différentes. Si on se limitait aux saveurs u, d, s alors les neuf combinaisons possibles $q\bar{q}'$ donnent lieu à un octet et à un singulet de $SU(3)$:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

en associant un triplet $\mathbf{3}$ de saveur avec un antiquark de représentation conjuguée (anti-triplet) $\bar{\mathbf{3}}$.

Cette représentation $3 \otimes \bar{3}$ est valable pour le cas des seules trois saveurs les plus légères. Pour prendre en compte toutes les saveurs il faudrait prendre une symétrie $SU(4)_f$ — si on ajoute le quark c —, $SU(5)_f$ — si on ajoute le quark b — et enfin $SU(6)_f$ — si on ajoute le quark t .

Étant donné la masse très importante du quark top (voir le tableau récapitulatif 3.3) les hadrons avec des quarks top n'existent pas à cause de leur durée de vie trop brève. Cette symétrie dite de « saveur » a permis de classifier les hadrons et de prédire certains d'entre eux avant leurs découvertes expérimentales.

Baryons Les baryons sont des états liés de trois quarks de saveurs q, q' et q'' qui peuvent être différentes : c'est le cas par exemple des nucléons (proton : uud et neutron udd chargés respectivement d'une charge $+e$ et 0). Si on se limite aux seuls quarks u, d, s alors on aurait à décomposer le produit suivant :

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8' \oplus 8'' \oplus 10.$$

Nombre baryonique

Le nombre baryonique d'un fermion est un nombre qui est toujours égal :

- soit à 0 : $1/3 + (-1/3)$ dans le cas des mésons ;
- soit à 1 : $1/3 + 1/3 + 1/3$ dans le cas des baryons.

Problème existant :

Dans certains cas, notamment pour le baryon Δ^{++} : $u \uparrow u \uparrow u \uparrow$ [29]) (où \uparrow signifie que le nombre quantique de spin vaut $+1/2$ ce qui équivaut à un spin

9. Du nom des deux physiciens allemands Otto STERN (1888–1969) — lauréat du prix Nobel de physique en 1935 — et Walther GERLACH (1889 – 1979)

up), il se pose alors un problème car, d'après les théories décrivant les fermions (statistique de FERMÍ-DIRAC¹⁰), la particule ne devrait pas exister du fait de ces trois quarks u ayant leurs nombres quantiques identiques.

La symétrie $SU(3)_c$

Pour pouvoir expliquer des particules telles que le Δ^{++} , qui ne devrait pas exister avec les seuls nombres quantiques utilisés jusqu'ici, il faut impérativement ajouter, de manière *ad-hoc* un autre nombre quantique qui est conservé dans les interactions : ce nombre quantique est appelé « la couleur » et n'est présent que dans les quarks et les gluons. Sa présence est donc nécessaire pour différencier les différents quarks u du Δ^{++} .

L'analogie avec les couleurs du monde macroscopique s'effectue en observant que le nombre de couleurs peut prendre trois valeurs appelées — par analogie — R, V, B pour les quarks. Pour les antiquarks, leurs valeurs de « couleurs » peuvent être les « anti-couleurs » suivantes : $\bar{R}, \bar{V}, \bar{B}$.

La conservation de la couleur introduit l'existence d'une nouvelle symétrie : $SU(3)_c$ où chaque quark s'écrit comme un triplet de couleur. Pour respecter l'invariance de jauge du Lagrangien sous la symétrie de couleur, il faut nécessairement ajouter les dérivées covariantes suivantes :

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s \lambda_a G_\mu^a \quad \text{où nous avons les variables suivantes :} \quad (3.7)$$

la constante de couplage fort g_s

les huit générateurs infinitésimaux du groupe $SU(3)_c$: $\lambda_{a=1\dots 3}$ qui sont, dans notre cas, les matrices de GELL-MANN[30]

ainsi que les huit champs de jauge G_μ^a qui sont associés à des bosons dit « médiateurs » de l'interaction forte : les gluons.

Le groupe $SU(3)_c$ étant un groupe non abélien, les bosons vecteurs de l'interaction (les gluons) possèdent eux aussi une charge de couleur. Cela peut donc autoriser l'existence de vertex d'interactions à trois ou quatre gluons.

Le lagrangien de la chromodynamique quantique

Comme nous venons de le voir, l'ajout d'une symétrie $SU(3)_c$ fait apparaître les gluons comme bosons vecteurs de l'interaction forte transportant eux aussi une charge de « couleur ». Le lagrangien de la QCD (chromodynamique quantique) doit donc prendre en compte d'une part les quarks « libres », d'autre part les gluons et les interactions entre eux.

On obtient donc le lagrangien suivant : \mathcal{L}_{QCD} pour la seule chromodynamique quantique[31] :

$$\mathcal{L}_{QCD}^{Libre} = \bar{\psi}(i \gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a \cdot G_a^{\mu\nu} \quad (3.8)$$

$$\mathcal{L}_{QCD}^{Total} = \bar{\psi}(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + g_s \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda_a \psi G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a \cdot G_a^{\mu\nu} \quad (3.9)$$

10. Cette théorie, basée sur les travaux conjoints de Paul DIRAC (1902-1984), — physicien et mathématicien britannique — et de Enrico FERMÍ — physicien italien récompensé d'un prix Nobel de physique en 1938 pour ses travaux en physique nucléaire —, postule que deux fermions ayant tous leurs nombres quantiques égaux ne peuvent co-exister

avec $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c$ et f_{bc}^a les facteurs de structure du système[32].

Le lagrangien de la QCD comporte donc trois termes :

- le terme des quarks : ce terme correspond aux quarks « libres », c'est à dire sans interactions (comme l'électron « libre » de DIRAC)
- le terme quarks-gluons : qui correspond aux interactions entre les quarks et les gluons
- le terme des gluons : qui correspond aux gluons et où interviennent les vertex d'auto-interactions à 3 ou 4 gluons.

Constante de couplage de la chromodynamique quantique

Pour se rendre compte des effets de la chromodynamique quantique, on utilise une constante dite « de couplage » qui permet de la traduire, notamment dans les transferts d'énergie et autres effets liés à l'interaction forte. Elle diminue avec l'augmentation du moment transféré entre deux particules, et augmente fortement avec la distance inter-quarks. Cela mène à une notion dite de « confinement » d'un côté (les quarks ne peuvent pas être observés « seuls ») et à la « liberté asymptotique » de l'autre.

Liberté asymptotique

La liberté asymptotique est le fait de voir la constante de couplage décroître lorsque les distances deviennent petites (par rapport à l'échelle de la QCD) ou réciproquement lorsque les énergies mises en jeu deviennent importantes par rapport à une certaine échelle caractéristique. Cela induit en pratique la possibilité d'effectuer des calculs à distances très faibles en utilisant la théorie des perturbations.

Confinement

Le confinement (ou confinement de couleur), qui découle donc de la chromodynamique quantique — et donc de l'ajout du nombre quantique de couleur et de sa symétrie associée — impose que les quarks soient liés dans les états à 2 et à 3 quarks que nous avons déjà abordés plus tôt (Mésons et Baryons) à cause de la nécessaire « neutralité » vis-à-vis de la couleur : les hadrons formés ne peuvent qu'être « blancs » (couleur / couleur ou $R + V + B =$ « blanc » dans les cas respectifs des mésons et des baryons).

Ceci est interprété comme la formation de liens entre les quarks effectués par les gluons. L'énergie des liens augmente avec la séparation, jusqu'à être suffisamment grande pour former une paire quark-antiquark. À ce moment-là, les liens initiaux sont rompus et les nouveaux hadrons créés reforment de nouveaux liens : c'est l'hadronisation.

La présence d'états à cinq quarks (pentaquark) pourrait éventuellement être mis en évidence par l'accélérateur LHC.

3.2.4 La théorie électrofaible

Nous venons de voir, dans la partie précédente du chapitre, la manière dont la chromodynamique quantique rendait compte de l'interaction forte au sein du MODÈLE STANDARD. Toutefois, certains phénomènes ne trouvent pas d'explication

au sein de la seule théorie de la QCD. Il faut donc combiner « à la QCD » d'autres éléments permettant de prendre en compte ces aspects.

Descriptions supplémentaires

Pour pouvoir comprendre la suite de ce tour d'horizon de la théorie électrofaible, il est nécessaire de définir deux nouveaux concepts fondamentaux de la physique des particules : les symétries C, P, T d'une part et les concepts d'hélicité et de chiralité d'autre part.

La parité et les symétries C, P, T

En physique (notamment en physique des particules), une transformation de parité (ou « inversion de parité ») est le changement de signe des coordonnées d'espace comme par exemple, en 3 dimensions :

$$P : \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -X_1 \\ -X_2 \\ -X_3 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad X_i \rightarrow -X_i \quad (3.10)$$

De manière plus générale, dans la physique des particules, ce concept est utilisée également sous le nom de « symétries » :

C Charge : si la charge est transformée ou non en son inverse : $Q \rightarrow \bar{Q}$ ou $Q \rightarrow Q$

P Position : l'équivalent de la parité décrite dans l'équation 3.10

T Temps : si le sens d'écoulement du temps est inversé ou non.

Hélicité

En physique des particules, l'hélicité[33] h est la projection du spin \vec{S} sur la direction du moment, \hat{p} tel que l'on ait :

$$h = \vec{S} \cdot \hat{p}, \quad \hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}| \quad (3.11)$$

Comme le spin a des valeurs discrètes par rapport à un axe, l'hélicité est, elle aussi, discrète.

Chiralité

On dit d'un objet qu'il est « chiral » s'il constitue l'image miroir d'un autre objet avec lequel il ne se confond pas. De tels objets se présentent alors sous deux formes, qui sont les images miroir l'un de l'autre. En physique des particules, on dit cela des lois fondamentales de la physique du fait que l'univers est asymétrique pour les spins (voir précédemment section 3.1.1).

On note particule d'hélicité droite (ou **Right**) les particules ayant une valeur de spin projeté sur la direction du mouvement « $-1/2$ ». Dans le cas contraire on parle de particule ayant une hélicité gauche (ou **Left**).

QED et théorie électrofaible

La théorie électrofaible est une théorie quantique des champs qui unifie l'interaction électromagnétique d'une part et l'interaction faible d'autre part au sein d'une théorie ayant les mêmes fondements que l'électrodynamique quantique[32].

La théorie électrofaible est une théorie ayant un groupe de jauge possédant les symétries $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

L'Isospin faible : groupe de symétrie $SU(2)_L$

Afin de rendre compte des phénomènes physiques tels que l'observation de la violation de parité dans les désintégrations β qui mène à la création des seuls neutrinos d'hélicité droite, il est nécessaire d'introduire un mécanisme de « symétrie ». C'est l'Isospin faible, le pendant de l'Isospin, dont nous avons parlé précédemment (voir page 66), pour l'interaction faible.

En effet, on peut comprendre cette rupture de la parité comme le fait que le neutrino a une masse quasiment nulle, car il n'a pas de degrés de liberté longitudinaux (donc un comportement cinématique proche de celui des photons) et n'interagit ainsi principalement que par la force faible.

Cette première constatation nécessite donc la séparation des champs fermioniques de chiralité gauche en un doublet et un singulet. Pour les distinguer, un nouveau nombre quantique est ajouté : l'Isospin faible T qui vaut $1/2$ pour les doublets d'Isospin et 0 pour les singulets. Le groupe de symétrie associé à la conservation de cet Isospin faible est de type $SU(2)_L$. La projection de l'Isospin faible (T_3) est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{Doublets } T_3 &= \pm 1/2 \\ \text{Singulets } T_3 &= T = 0 \end{aligned}$$

L'hypercharge Y : groupe de symétrie $U(1)_Y$

L'opérateur hypercharge Y est le générateur du groupe de symétrie $U(1)_Y$ et est relié à la charge électrique Q d'une particule et à la projection de l'Isospin faible par la relation suivante : $Q = T_3 + Y/2$.

Description de la théorie électrofaible

L'invariance de jauge du Lagrangien sous les symétries $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a plusieurs conséquences. D'une part, le fait d'imposer une invariance de jauge locale conduit à la formation d'un champ de jauge H_μ associé à $U(1)_Y$.

Par ailleurs, comme l'opérateur d'Isospin faible n'est pas abélien, et que l'on observe la production d'un terme qui n'est pas invariant au cours des calculs, il est nécessaire d'introduire trois champs de jauge nommés W_μ^i (avec $i = 1 \dots 3$) associés au groupe de symétrie $SU(2)_L$.

D'un point de vue phénoménologique, ces apparitions de champs de jauge peuvent être combinées pour fournir les interactions dues aux bosons de jauge W^\pm , Z^0 et γ . On nommera par commodité W_μ^\pm, Z_μ, A_μ les différentes combinaisons des champs de jauge qui s'écrivent selon les relations suivantes :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (3.12)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W H_\mu \quad (3.13)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W H_\mu \quad (3.14)$$

On note θ_W l'angle de WEINBERG — du nom du physicien américain Steven WEINBERG, Prix Nobel de physique 1979 — qui est l'angle de mélange des bosons électrofaibles. :

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \text{ avec } g, g' \text{ les constantes de couplage de } SU(2)_L, U(1)_Y. \quad (3.15)$$

On peut remarquer que l'angle θ_W permet aussi de donner la charge électrique par la relation $e = g \sin \theta_W$

Lagrangien électrofaible

On peut finalement écrire le lagrangien électrofaible \mathcal{L}_{EF} comme suit :

$$\mathcal{L}_{EF} = \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D'_\mu)\psi_R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (3.16)$$

Pour ce lagrangien électrofaible, nous utilisons :

- deux dérivées covariantes $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y_L B_\mu$ et $D'_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y_L B_\mu$
- les tenseurs des champs de jauge $F_{\mu\nu}^a, B_{\mu\nu}$

On remarquera que, dans ce modèle, les bosons médiateurs sont décrits sans masse.

3.3 Construction du Lagrangien du MODÈLE STANDARD

3.3.1 Le Lagrangien du MODÈLE STANDARD [34]

Le modèle standard est donc une théorie de jauge fondée sur le groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et utilisant les interactions électromagnétiques, faibles et fortes.

Nous venons de voir d'où provenait chaque terme du groupe de symétrie. Nous pouvons donc maintenant passer à l'analyse du lagrangien final appelé aussi Lagrangien du modèle standard ou \mathcal{L}_{MS} .

Afin d'étudier rapidement ce lagrangien, il est courant de le séparer en plusieurs parties comme suit :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Yukawa} (+\mathcal{L}_{Higgs}) \quad (3.17)$$

Nous allons maintenant aborder rapidement chacune des parties de ce lagrangien du modèle standard, dans l'ordre d'écriture au sein de l'équation 3.17.

Le terme de YANG-MILLS ou « secteur de jauge »

On peut écrire le $\mathcal{L}_{Yang-Mills}$ par la relation 3.18 :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4g_1^2}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4g_2^2}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4g_2^2}G_{\mu\nu}^A G^A{}^{\mu\nu} \quad (3.18)$$

avec g_1, g_2, g_3 les couplages respectivement de l'hypercharge ($U(1)_Y$), de l'Isospin Faible ($SU(2)_L$) et de la couleur ($SU(3)_c$). Les tenseurs sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (\text{pas de termes d'auto-interactions}) \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ G_{\mu\nu}^A &= \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - f^{ABC} W_\mu^B W_\nu^C \end{aligned}$$

Pour $B_{\mu\nu}$: B_μ le champ du boson vecteur de $U(1)_Y$

Pour $W_{\mu\nu}^a$: W_μ^a ($a = 1 \dots 3$) les bosons vecteurs de $SU(2)_L$

Pour $G_{\mu\nu}^A$: A_μ^A ($A = 1 \dots 8$) les champs de gluons de $SU(3)_c$

Cette partie du lagrangien du modèle standard décrit l'énergie cinétique des champs de jauge et leurs interactions.

Le terme de matière ou « secteur de DIRAC »

Cette partie du lagrangien décrit la partie « libre » du lagrangien fermionique et les interactions des fermions avec les bosons de jauge. Nous avons vu précédemment que les interactions faibles ne respectent pas la parité. Cette partie du lagrangien s'écrit comme suit :

$$\mathcal{L}_D = \sum_{i=1}^3 (L_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{e}_i + Q_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu Q_i + \bar{u}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{u}_i + \bar{d}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{d}_i) \quad (3.19)$$

On utilise pour cette écriture du Lagrangien l'écriture des quarks et leptons du modèle standard en tant que termes de multiplets de ($SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_y$) s'écrivant sous la forme L tel que :

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix} \sim (1, 2, y_1) \quad (3.20)$$

$$\bar{e}_{iL} \sim (1, 1, y_2) \quad (3.21)$$

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \sim (3, 2, y_3) \quad (3.22)$$

$$\bar{u}_{iL} \sim (\bar{3}, 1, y_4) \quad (3.23)$$

$$\bar{d}_{iL} \sim (\bar{3}, 1, y_5) \quad (3.24)$$

avec i indique la « famille » de particules (telles que décrites dans les tableaux pages 58). Les valeurs y_i (pour $i = 1 \dots 5$) sont des valeurs d'hypercharge à déterminer. Le couplage des fermions aux champs de jauge est fait avec des dérivés covariants (cf équation 3.30) et les champs de jauge suivant seront exprimés en termes de matrice comme suit :

$$\tilde{W}_\mu = \frac{1}{2} W_\mu^a \tau^a \tilde{A}_\mu = \frac{1}{2} A_\mu^A \lambda^A \quad (3.25)$$

où τ^a sont les matrices de PAULI (voir précédemment à l'expression mathématique 3.5) et les λ^A les matrices de GELL-MANN[30]. On notera les matrices de PAULI par τ_i et σ_i respectivement pour les matrices génératrices de $SU(2)_L$ et du spin.

$$D_\mu L_i = \left(\partial_\mu + i \frac{y_1}{2} B_\mu + i \tilde{W}_\mu \right) L_i \quad (3.26)$$

$$D_\mu \bar{e}_i = \left(\partial_\mu + i \frac{y_2}{2} B_\mu \right) \bar{e}_i \quad (3.27)$$

$$D_\mu Q_i = \left(\partial_\mu + i \frac{y_3}{2} B_\mu + i \tilde{W}_\mu \right) Q_i \quad (3.28)$$

$$D_\mu \bar{u}_i = \left(\partial_\mu - i \frac{y_4}{2} B_\mu - i \tilde{A}_\mu^* \right) \bar{u}_i \quad (3.29)$$

$$D_\mu \bar{d}_i = \left(\partial_\mu - i \frac{y_5}{2} B_\mu - i \tilde{A}_\mu^* \right) \bar{d}_i \quad (3.30)$$

Pour l'instant, les interactions et particules fournies par les parties précédemment citées du lagrangien du MODÈLE STANDARD n'ont pas de masse. du fait de la trop grande symétrie de ces Lagrangiens. Nous allons voir maintenant comment se construit la masse au sein du MODÈLE STANDARD.

3.3.2 Construction de la masse au sein du MODÈLE STANDARD

Nous venons de voir les Lagrangiens de YANG-MILLS et de DIRAC (\mathcal{L}_{YM} et \mathcal{L}_{Dirac}) qui possèdent une symétrie plus générale que celle du Lagrangien complet du MODÈLE STANDARD. Nous allons maintenant nous intéresser de plus près à cette problématique. En effet, ce sont ces termes dits « de YUKAWA » et « de HIGGS » qui ajoutent la masse et peaufine la forme du MODÈLE STANDARD.

Interactions de YUKAWA

Comme nous venons de le dire précédemment les interactions de YUKAWA brisent explicitement les symétries du MODÈLE STANDARD. L'interaction d'un champ scalaire — c'est à dire d'un doublet de $SU(2)_L$ — avec les fermions est donnée par :

$$\phi \bar{\psi}_1 \psi_2 = \phi \psi_{1R}^\dagger \psi_{2L} + \phi \psi_{1L}^\dagger \psi_{2R} \quad (3.31)$$

Cette formule (3.31) montre que les interactions de YUKAWA mélangent les spineurs de chiralité droite (R) et gauche (L) en formant des singulets de couleurs et des doublets d'Isospin. Ces doublets sont ensuite couplés aux scalaires. Cette « masse » est donc donnée mais sans confrontation avec la réalité du processus.

Par ailleurs, l'impossibilité d'écrire des termes de masses qui soient à la fois invariants et renormalisables force l'introduction d'un champ scalaire doublet d'Isospin : le champ de HIGGS [35] :

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \sim (1, 2, y_h) \quad \text{en multiplets de } (SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_y) \quad (3.32)$$

C'est la seule manière de construire les termes d'interactions scalaire-fermion-fermion présent au sein du \mathcal{L}_{Yukawa} . Cela consiste donc à introduire ce champ scalaire H qui possède un potentiel et des termes cinétiques invariants de jauge.

Lagrangien de YUKAWA

Le lagrangien de YUKAWA s'écrit comme suit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = iY_{ij}^e L_i^T \sigma_2 \bar{e}_{jL} H^* + iY_{ij}^u Q_i^T \sigma_2 \bar{u}_{jL} \tau_2 H + iY_{ij}^d Q_i^T \sigma_2 \bar{d}_{jL} H^* + c.c. \quad (3.33)$$

Y_{ij} sont les matrices complexes 3×3 des couplages de YUKAWA ;
 τ_i et σ_i représentent les matrices de PAULI pour $SU(2)_L$ et pour le spin ;
 c.c., le conjugué complexe.

On peut déjà remarquer une première chose : ce \mathcal{L}_{Yukawa} néglige la masse du neutrino. Le premier terme correspond au terme de création de la masse de l'électron (m_e), le deuxième à celui de la création de la masse du quark u (m_u) et le troisième à celui du quark d (m_d).

C'est ce terme qui génère la masse des fermions.

Le lagrangien de HIGGS

Le lagrangien de HIGGS s'écrit comme suit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H) \quad \text{avec} \quad (3.34)$$

$$D_\mu(H) = (\partial_\mu + i\tilde{W}_\mu + \frac{i \cdot y_h}{2} B_\mu) H \quad \text{un terme cinétique} \quad (3.35)$$

$$V(H) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 \quad \text{un potentiel} \quad (3.36)$$

Doublet de champ scalaire de HIGGS

Le plus simple doublet de HIGGS est donné par $H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1)$.

Le principe d'invariance du vide par rapport à la charge électrique implique que ce doublet doit être un scalaire neutre pour la charge électrique. On observera encore que ψ^+ est un champ scalaire complexe de charge électrique positive tandis que ψ^0 est un champ scalaire complexe de charge électrique neutre.

Brisure de symétrie et paramètres libres

Dans le terme de potentiel de l'équation 3.36, les paramètres λ et μ sont « libres » et reliés, c'est-à-dire qu'ils sont capables de varier l'un par rapport à l'autre.

Pour générer une brisure de symétrie (nécessaire pour l'obtention de bosons vecteurs massifs) et avoir des valeurs de H non nulles, il faut que μ^2 soit négatif.

En effet, si l'on prend la relation $\mu^2 = -v^2\lambda$, en sachant que v , la valeur d'énergie du vide, est une valeur positive et que l'on prend une valeur de $\lambda > 0$, alors on se rend compte que $\mu^2 < 0$.

Cela implique un potentiel de forme similaire à celui donné sur la figure 3.2.

Si l'on choisit un minimum (parmi l'infinité des points possibles) alors la symétrie électrofaible ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) est brisée. Il suffit que le champ H soit du type :

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad H = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\tilde{\Theta}_a \tilde{T}^a} \begin{pmatrix} 0 \\ h + v \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} [36] \quad (3.37)$$

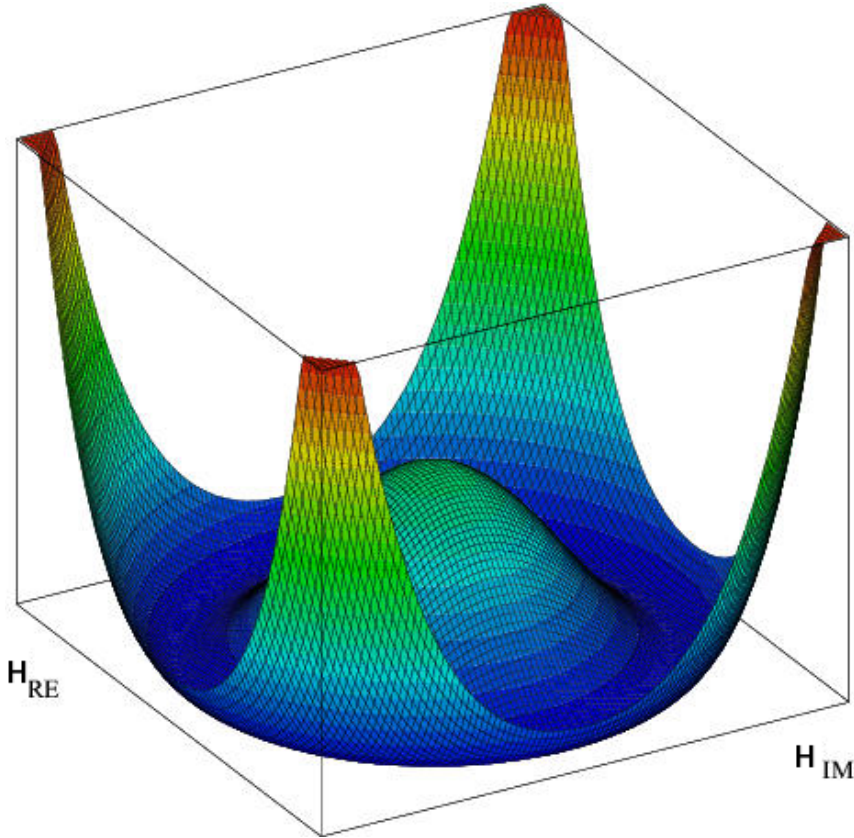


FIGURE 3.2 – **Allure du potentiel de HIGGS** avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$
Le potentiel est représenté dans le plan $(\text{Re}(H), \text{Im}(H))$

On remarquera que la deuxième forme du doublet H correspond au développement autour de son état fondamental. La densité moyenne d'énergie dans le vide est notée v et vaut $v = 246 \text{ GeV}$. Par ailleurs, $T^{a=1,2,3}$ décrit les générateurs de $SU(2)$ et $\Theta_a(x)$ sont trois champs de GOLDSTONE de masse nulle qui apparaissent lors de la brisure d'une symétrie continue (et ne sont donc pas spécifiques à la brisure de la symétrie électrofaible).

Si l'on se place dans le cas de la jauge unitaire U , alors ces bosons de Goldstone peuvent fournir la masse aux bosons Z^0 et W^\pm . C'est le cas lorsque $e^{-i\vec{\Theta}_a \vec{T}^a} = 1$. Avec ce choix de jauge, le potentiel scalaire s'exprime alors comme suit :

$$V(H) = -\frac{1}{8}\lambda v^4 + \frac{1}{2}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{8}\lambda v h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4 \quad (3.38)$$

Brisure de symétrie électrofaible et apparition de la masse

La brisure de symétrie électrofaible, en plus de fournir les masses des bosons électrofaibles fait apparaître à la fin du processus de brisure de la symétrie électrofaible, le champ scalaire h et la valeur constante v . Le boson associé à ces valeurs possède une masse par auto-interaction : c'est le boson de HIGGS. Si on exprime le lagrangien cinétique du secteur de HIGGS on obtient :

$$\mathcal{L}_{Higgs_{cin}} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) \quad \text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_1 \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu}{2} + i\frac{g_2 Y_\psi \cdot B_\mu}{2} \quad (3.39)$$

Les masses des bosons vecteurs proviennent des termes quadratiques W_μ et B_μ sous la forme suivante :

$$m_W = \frac{gv}{2} \text{ la masse du boson de jauge } W^{(\pm)}.$$

$$m_Z = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2} v \text{ la masse du boson neutre } Z^0$$

$$m_\gamma = 0 \text{ pour le photon qui n'a pas de masse.}$$

C'est donc le lagrangien de HIGGS qui permet d'attribuer des masses aux bosons électrofaibles (W^\pm , Z^0).

On voit de plus que la détermination des paramètres libres (g_1 , g_2 et v) du MODÈLE STANDARD peut être effectuée à partir de la connaissance d'observables bien connues¹¹ en physique des particules : la masse du boson Z, la constante de structure fine (α_S , provenant de la QCD) et la constante de FERMI : G_F donc finalement de la masse m_W du boson W^\pm .

On peut alors obtenir la masse du boson de HIGGS paramétrisée comme suit :

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 \implies M_H = \sqrt{2\lambda v^2}$$

avec $v = 246 \text{ GeV}$, la densité moyenne d'énergie dans le vide.

On remarquera qu'une fois toutes les autres valeurs calculées, la constante d'auto-interaction λ reste, elle, indéterminée. La masse du boson de HIGGS (M_H) est indéterminée et peut donc prendre des masses diverses comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

11. En effet, $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g_1^2}{m_W^2} = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Chapitre 4

La physique du boson de Higgs

DANS ce chapitre dédié à la physique du boson de HIGGS et à sa détection expérimentale, nous nous intéresserons dans un premier temps aux contraintes sur sa masse, puis à sa « signature » expérimentale avant de donner quelques éléments importants pour une meilleure compréhension des observations expérimentales.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons d'avantage aux limites d'observabilité qu'à une description exhaustive des canaux de recherches. Nous mettrons toutefois plus en avant le canal « phare » de la recherche du boson de HIGGS par l'expérience CMS à basse masse et qui se trouve être celui sur lequel une partie de ces recherches ont été effectuées : le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

4.1 Mise en évidence du boson de HIGGS

Au sein de ce chapitre, nous allons faire le lien entre le boson de HIGGS d'un point de vue fondamental et la recherche du boson de HIGGS telle qu'effectuée au sein des collisionneurs pp comme le LARGE HADRON COLLIDER.

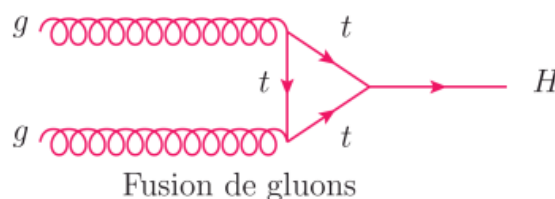
Dans cette première partie du chapitre, nous allons voir comment s'effectue la recherche du boson de HIGGS et donc quels sont les canaux de production permettant l'émergence d'un boson de HIGGS dans le MODÈLE STANDARD, les taux de branchements possibles des désintégrations du HIGGS et quels sont ceux qui sont étudiés de manière préférentielle au LARGE HADRON COLLIDER.

4.1.1 Production du boson de HIGGS

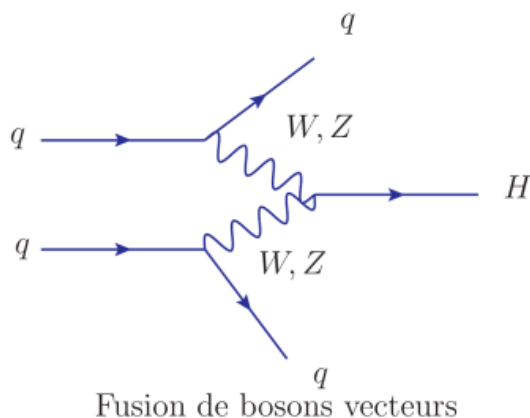
Le boson de HIGGS peut, selon les modèles actuellement valides, se former selon un certain nombre de « canaux » (ou « channel ») restreints. Ces canaux sont appelés « canaux de productions du boson de HIGGS ».

Dans le cas de notre collisionneur proton-proton les bosons de HIGGS sont majoritairement produits, dans la zone de masse étudiée, par les processus détaillés ci-dessous :

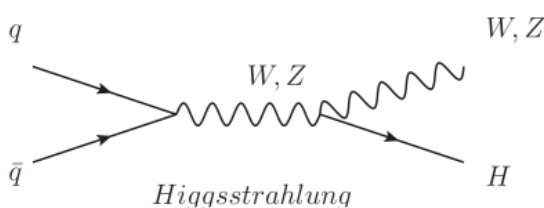
1. La fusion de gluons $gg \rightarrow H$, qui est dominante au LHC, d'environ deux ordres de grandeur par rapport aux autres réactions,



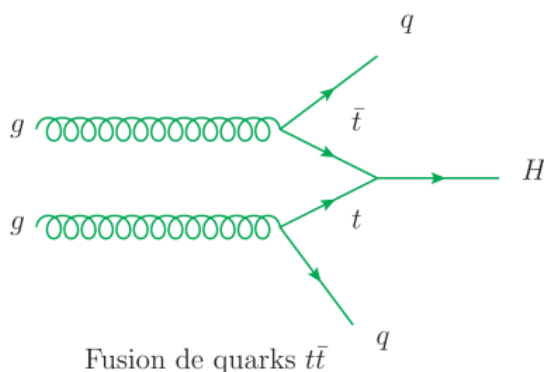
2. la fusion de bosons vecteurs W et Z , $qq \rightarrow H$ ensuite,



3. mais aussi par Higgsstrahlung $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$,



4. enfin par la fusion de quarks : $q\bar{q}, gg \rightarrow b\bar{b} H$ ou $gg \rightarrow t\bar{t} H$ — qui ont une section efficace de même ordre de grandeur que le Higgsstrahlung .



L'intégralité des canaux de production du boson de HIGGS présents au LHC au sein du MODÈLE STANDARD est résumée dans la figure 4.1 présente ci-contre.

4.1.2 Canaux de désintégration du boson de HIGGS

Présentation des divers taux de branchements

Après que le boson de HIGGS se soit produit par l'une ou l'autre des méthodes vues précédemment, il va se désintégrer, en suivant les lois du MODÈLE STANDARD, selon différents canaux de désintégrations (appelés parfois « chaîne de désintégration ») qui dépendent fortement de la masse du boson de HIGGS.

Chaque canal de désintégration aura donc une probabilité différente (pour une masse du boson de HIGGS donnée) appelée « Taux de Branchement » et plus couramment noté B_R pour « Branching Ratio ».

Les différents canaux de désintégration du boson de HIGGS sont observables sur la figure 4.2 présentée dans ce rapport.

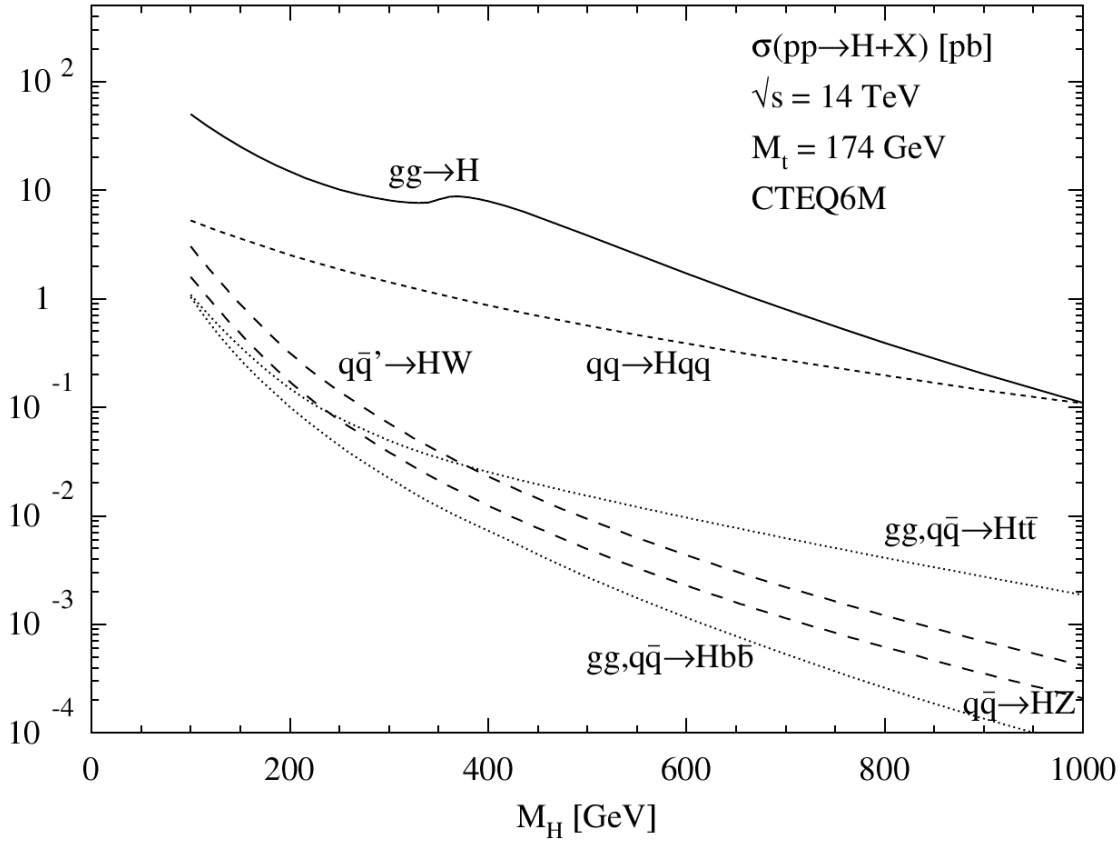


FIGURE 4.1 – Les différents canaux de production du boson de HIGGS

Les différentes plages d'études du boson de HIGGS

Grâce aux recherches effectuées par le prédécesseur du LHC (le LEP) on sait que la masse du boson de Higgs est telle que $M_H > 114.1 \text{ GeV}/c^2$ [29]. Comme nous le verront plus en détail par la suite, il est très peu probable que $M_H \geq 1 \text{ TeV}/c^2$ si l'on reste dans le cas du MODÈLE STANDARD.

Pour permettre d'étudier le boson de HIGGS dans toute l'étendue à la fois accessible par la théorie et en pratique au LARGE HADRON COLLIDER, l'étude est découpée en différentes « fenêtres de masse ». A chaque fenêtre de masse correspond une signature expérimentale différente, correspondant à la chaîne de désintégration théorique la plus probable pour une énergie donnée.

Zone $M_{Z^0}(90 \text{ GeV}/c^2) \leq M_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$

Dans cette zone de masse, la désintégration dominante est $H \rightarrow b\bar{b}$, qui possède un rapport de branchement de 80 – 90%. Les autres modes de désintégrations possibles sont dans l'ordre (cf image 4.2) les canaux suivants :

- $\tau^+\tau^-$ avec un taux de branchement $B_R \simeq 8\%$,
- $c\bar{c}$ avec un taux de branchement $B_R \simeq 4\%$
- et gluon-gluon avec un taux de branchement $B_R \simeq 2$ à 8%

Toutefois, la détection la plus intéressante pour la détection du boson de HIGGS « léger » est la désintégration en deux photons, qui possède un taux de branchement très faible ($< 0.3\%$) mais présente l'énorme intérêt de ne pas être hadronique.

En effet, par construction, le LHC générera un important bruit de fond QCD¹, ce qui rendra les voies de désintégrations hadroniques inutilisables.

Zone où $130 \text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}/c^2$

Dans cette plage de masse, le boson du Higgs se désintègre préférentiellement par les réactions : $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2 l^+ + 2 l^-$ ou $ZZ^*, W^+W^- \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$. La présence de quatre leptons créés simultanément, alliée avec la résolution des différents calorimètres de l'expérience CMS (voir chapitre 5) permet d'identifier de manière satisfaisante ce canal.

Zone où $M_H > 800 \text{ GeV}/c^2$

Dans la plage de masse comprise entre $800 \text{ GeV}/c^2$ et $1 \text{ TeV}/c^2$, on s'attend également à observer un signal pour le boson de HIGGS provenant de la désintégration des bosons vecteurs de l'interaction électrofaible. En effet, l'énergie de masse dans cette zone est suffisante pour permettre la création de paires de bosons W^\pm et/ou Z^0 , et ce, dans une mesure plus grande que dans la zone précédente.

La signature de cette zone pourra donc être les produits d'une désintégration de ces deux bosons (c'est à dire deux leptons et deux neutrinos pour les désintégrations des bosons W^\pm et quatre leptons pour Z^0).

Dans le cas de la désintégration des bosons de jauge W^\pm , la détection de ces particules ne pourra être réalisée qu'en étudiant l'énergie manquante (voir plus loin).

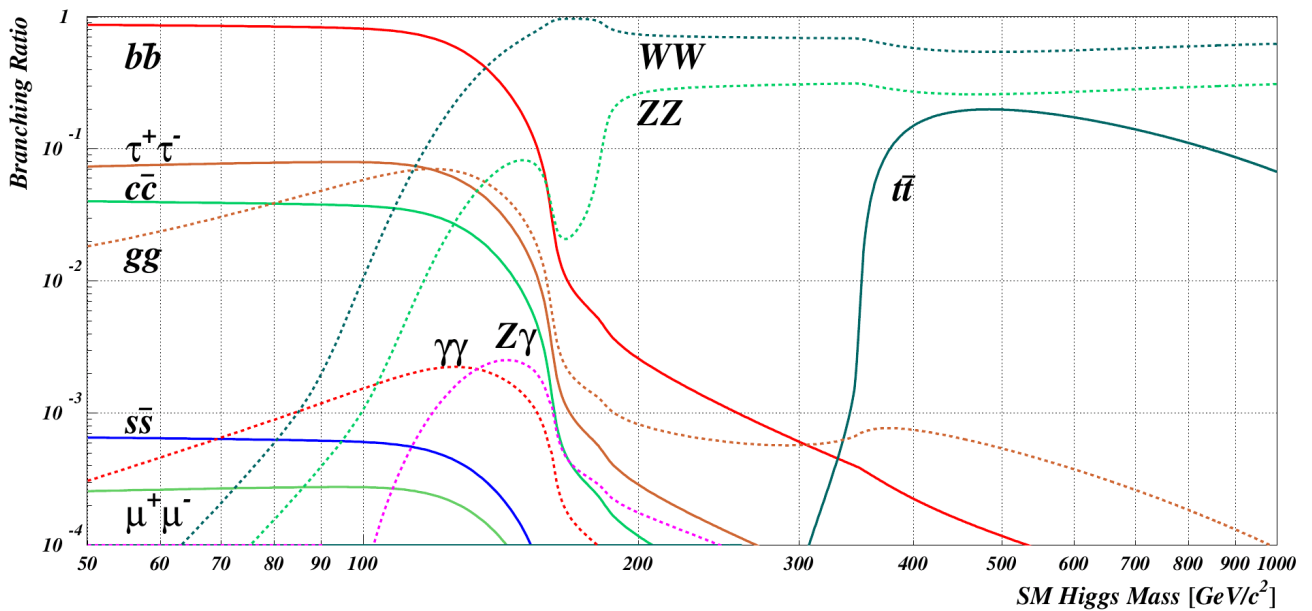


FIGURE 4.2 – Les principaux canaux de désintégration du boson de HIGGS du MODÈLE STANDARD

1. Les sections efficaces de créations de paires hadroniques étant de deux à trois ordres de grandeurs plus probables que la section efficace du boson de HIGGS

4.1.3 Les divers canaux de recherche du boson de HIGGS[37]

Nous allons maintenant consacrer cette partie du chapitre à une description rapide de chacun de ces canaux de recherche.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Ce canal, qui comme nous l'avons déjà vu (cf figure 4.2) est un canal étudiable dans la plage de faible masse ($80 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$) malgré son faible taux d'embranchement. Ce taux d'embranchement est faible, car le couplage $H\gamma\gamma$ est interdit au premier ordre.

La désintégration du boson de HIGGS en deux photons s'effectue donc par une boucle de quarks tops majoritairement et a, comme état final, deux photons avec une grande impulsion transverse : $p_{T_\gamma} \sim 50 \text{ GeV}$ et la masse invariante totale des photons donne un pic de masse du boson de HIGGS.

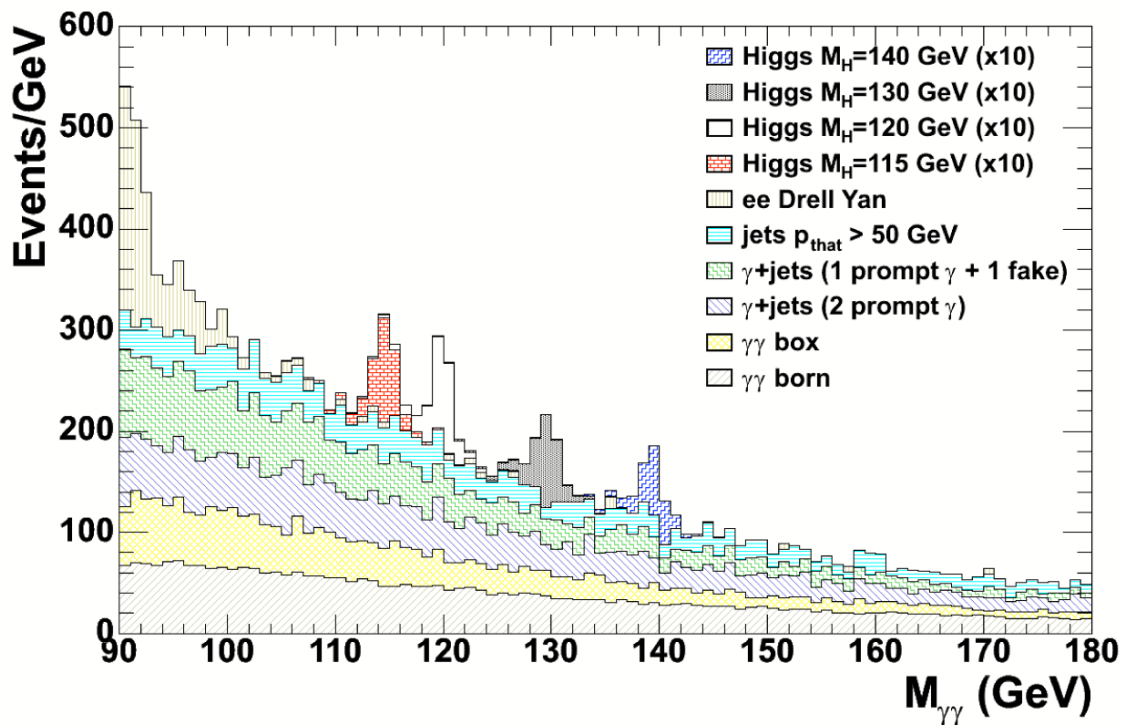


FIGURE 4.3 – Masse diphotonique pour la recherche du boson de HIGGS. Les diverses courbes représentent la masse invariante diphotonique pour les signaux et les bruits de fonds. Les différents signaux sont multipliés par un facteur 10. Le nombre d'événement correspond à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . [37]

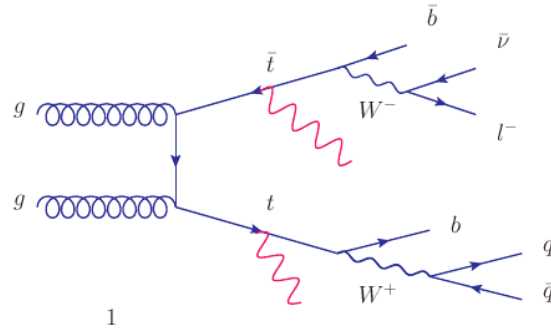
Bruits de fonds Cependant, le processus de création du boson de HIGGS n'est pas le seul processus ayant une signature de deux photons, et il y a un certain nombre de réactions « parasites » nommées « bruits de fond » que nous allons étudier maintenant. Ils sont classables en plusieurs catégories :

- Les bruits de fond ayant un état final $\gamma\gamma$:
 - ▷ Les bruits de fond ayant un état final $t\bar{t}\gamma\gamma$ de trois types différents ;
 - ▷ Les bruits de fond provenant des diagrammes de type BOX et BORN.

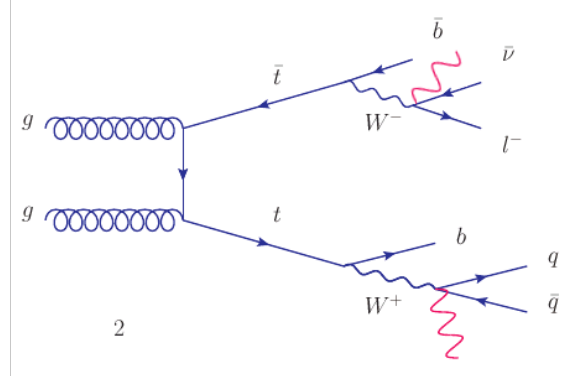
- Les bruits de fond ayant un état final $\gamma + \text{jets}$
(avec la présence d'un ou deux photons prompts);
- Les bruits de fond ayant comme état final $W + \gamma\gamma + 4j$;
- Les bruits de fond DRELL-YAN ayant un état final ee

Détaillons les bruits de fond ayant un état final $\gamma\gamma$

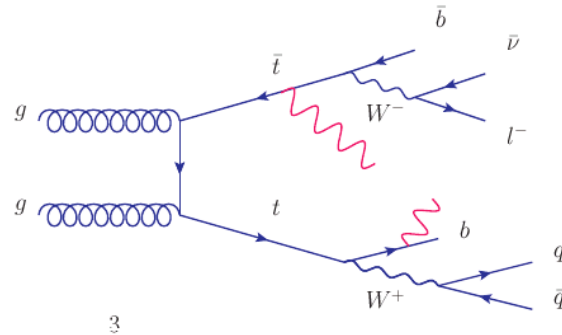
- Type 1 : deux γ « prompts » ;



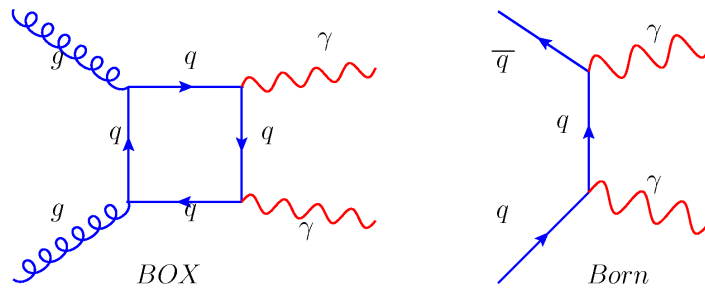
- Type 2 : deux γ provenant d'un produit de la désintégration du t ;



- Type 3 : un γ « prompt » et un γ provenant d'un produit de la désintégration du t .



- Type BORN et BOX : la production de photons associés à l'annihilation de quarks ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$) ou à la fusion de gluons ($gg \rightarrow \gamma\gamma$),



On peut aussi noter les bruits de fond provenant de processus d'ordres supérieurs (tels que le Bremsstrahlung sur une ligne de quarks²). Ils peuvent être diminués

2. comme dans la réaction $qg \rightarrow \gamma\gamma q$

par l'action de certains critères tel que l'isolation des photons³,

Enfin, nous pouvons parler des bruits de fond réductibles provenant de processus créant des jets⁴ tels que les processus γj et jj . En effet, ce genre de réactions produisent des signatures comparables au signal à cause de la suite de désintégration de certains hadrons contenus dans leurs jets (tout particulièrement certains hadrons neutres tels que π^0 ou η^0 qui peuvent se désintégrer en deux photons). On utilisera là encore les critères d'isolations associés à des critères de réjection de signaux π^0 pour les réduire.

Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$

Dans la fenêtre de masse $130 \text{ GeV}/c^2 - 800 \text{ GeV}/c^2$, ce canal est prometteur grâce à sa signature à 4 leptons ($eeee, ee\mu\mu, \mu\mu\mu\mu$). Le cas des τ dans l'état final ne permet pas une signature claire et est noyé dans le bruit de fond QCD. La stratégie d'analyse est différente selon la gamme de masse du boson de HIGGS concernée.

Ainsi, dans le cas où $M_H > 2M_Z$, les deux bosons neutres de l'état final sont réels et les paires de leptons ont des charges opposées et doivent avoir une masse invariante compatible avec la masse du boson Z .

Dans le cas opposé ($M_H < 2M_Z$) on se retrouve avec un boson Z sur sa couche de masse (réel) et un autre « virtuel » (hors de sa couche de masse).

Bruits de fonds

Les bruits de fonds irréductibles sont du type $ZZ \rightarrow 4l$ mais sont comparativement faibles lorsque la masse M_H est grande. Les autres bruits de fond, à basse masse, sont $t\bar{t} \rightarrow 4l + X$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4l + X$.

Dans le canal $t\bar{t}$, deux des quatre leptons viennent de deux W produits par $t \rightarrow Wb$ et deux leptons viennent de la désintégration semi-leptonique du quark b . Dans le canal de $Zb\bar{b}$, la moitié des leptons viennent de bosons neutres et deux autres viennent du quark b .

Pour rejeter ces bruits de fonds il faut que la masse invariante d'au moins une paire de leptons soit compatible avec celle du boson Z et tous les leptons (isolés : $b \rightarrow lX$ et non-isolés) doivent provenir du vertex d'interaction.

Le canal $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\mu$ ($2e 2\nu$)

Ce canal est intéressant pour découvrir le boson de HIGGS dans la plage de masse $130 - 180 \text{ GeV}/c^2$. En effet, l'acceptance des chambres muoniques ($|\eta| < 2.4$) et l'efficacité de détection des muons et des électrons (de l'ordre de $95 - 99\%$) — pour des impulsions transverses allant de $5 \text{ GeV}/c - 1 \text{ TeV}/c$ — permet une étude correcte.

Bruits de fonds

Les bruits de fonds les plus importants sont :

3. On remarquera que l'on considère qu'un photon est « isolé » s'il constitue la seule particule ayant laissée une trace de son passage dans le calorimètre sur la région de l'espace considérée.

4. Un jet est un amas de particules apparaissant après des collisions lors de réactions à hautes énergies

- $q\bar{q} \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2\mu 2\nu$
- $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*, Z \rightarrow 2\mu$
- $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 2\mu 2\nu$

Les problèmes d'identification et d'isolation, de reconstruction des jets (et le veto de jet) et la reconstruction de l'énergie manquante de manière correcte (pour identifier la masse contenue au sein des neutrinos) doivent être correctement corrigés.

4.2 Contraintes imposées sur le boson de HIGGS

4.2.1 Contraintes sur la masse du boson de HIGGS

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, la masse M_H du boson de HIGGS ne peut être connue tant que le paramètre libre λ n'est pas connu. Toutefois, comme nous l'avons déjà observé, les contraintes extérieures (masse des bosons électrofaibles, par exemple) permettent, si on y ajoute des considérations théoriques, de contraindre la masse du boson de HIGGS.

Nous allons voir maintenant les théorèmes d'unitarité, de trivialité et de stabilité fondamentale du vide de l'état fondamental du boson de HIGGS. Nous verrons ensuite comment, de ces arguments théoriques s'obtiennent les limites théoriques concernant la masse du boson de HIGGS

Unitarité et validité de la théorie

La masse du boson de HIGGS est liée à une condition dite d'unitarité qui provient du fait du développement en ondes partielles de l'amplitude. Dans le MODÈLE STANDARD, les amplitudes de tous les processus de diffusion élastique de deux bosons vecteurs polarisés longitudinalement divergent en l'absence du boson de HIGGS.

Pour résumer, le MODÈLE STANDARD viole l'unitarité perturbative car il n'est pas renormalisable sans l'utilisation du mécanisme de HIGGS (ou un autre mécanisme le permettant). En exploitant les couplages entre tous les bosons vecteurs ($W_L^+, W_L^-, \sqrt{\frac{1}{2}}Z_L Z_L, Z_L H$ et $\sqrt{\frac{1}{2}}HH$), on peut arriver au résultat suivant[38] :

$$M_H < 700 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.1)$$

La trivialité[39]

Une valeur maximale sur la masse du boson de HIGGS peut être donnée par la contrainte dite de « trivialité ».

En effet si on se place dans le cas où l'on utilise $\lambda(v) = \lambda$ au sein d'équations de la renormalisation[40] alors on peut obtenir une valeur d'échelle d'énergie renormalisée à l'échelle « Q » telle que l'on ait :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3}{4\pi^3} \log \frac{Q^2}{v^2} \lambda(v)} \quad (4.2)$$

En l'état, la relation 4.2 est valide pour toutes les valeurs de Q . Cependant, si l'on fait tendre $Q \rightarrow \infty$ alors $\lambda(v) \rightarrow 0$ si l'on veut conserver une valeur de $\lambda(v)$. Dans

cette hypothèse là, nous nous retrouvons dans le cas d'une théorie sans interaction aussi appelée « triviale ».

Une solution pour éviter ce cas et contraindre la théorie est le passage à une théorie plus complexe se dotant d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie plus grande appelée Λ_{NP} ce qui pourrait conduire à $\lambda(\Lambda_{NP}) \leq 1$. Cela impliquerait alors que la valeur $\lambda(v)$ possède un maximum permettant de donner une borne supérieure de masse au boson de HIGGS à partir des équations 4.2 et celles de la section 4.2.1

Dans le cas où cette échelle d'énergie est prise égale à l'échelle de PLANCK⁵ alors l'utilisation d'une approche perturbative est valide pour toutes les énergies. Ceci fournit une limite basse $M_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$. Si l'on définit une autre valeur d'échelle alors les masses autorisées pour le boson de HIGGS s'agrandissent.

Stabilité du vide de l'état fondamental du H [41]

Le potentiel $V(H)$ donné à l'équation 3.38 doit posséder un minimum absolu pour que le vide de la théorie électrofaible soit stable pour toutes les énergies. Si H devient très grand alors la dérivée du potentiel $V(H)$ peut devenir négative ce qui induirait que le potentiel n'aurait pas de minimum.

Cela reviendrait à imposer une constante de couplage non négative. Si on inclut les calculs de boucles dus aux bosons de jauge et aux quarks massifs, alors on peut calculer l'évolution de la constante λ en fonction de l'évolution de l'échelle de nouvelle physique Λ_{NP} . Si l'on impose $\lambda(\Lambda_{NP}) > 0$ pour une valeur de Λ_{NP} donnée alors on obtient une limite inférieure sur la masse du boson de HIGGS.

Résumé des contraintes appliquées à la masse du boson de HIGGS

Lorsque l'on essaie de trouver la borne supérieure de la masse possible du boson de HIGGS au sein du MODÈLE STANDARD, nous pouvons nous rendre compte qu'elle dépend fortement de l'échelle d'énergie (Λ_{NP}) (voir figure 4.4).

En effet, on peut assumer le choix d'une $M_H \leq \Lambda_{NP}$ car si la masse du boson de HIGGS est au-dessus de celle de l'échelle d'énergie, alors on ne peut pas continuer à l'appeler « boson de HIGGS du MODÈLE STANDARD ».

Cette contrainte impose que l'on ait une masse du boson de HIGGS telle que $0 < M_H < 1 \text{ TeV}$ en utilisant la relation 4.3. Imposer cette contrainte n'est cependant pas suffisant dans le sens où des corrections importantes radiatives imposent que $M_H \gg v$.

$$(M_H^{max})^2 = \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{\Lambda_{NP}}{v^2}} \quad (4.3)$$

Il est important de signaler également que, si on essaie de calculer la masse du boson de HIGGS alors le calcul ne donne pas de borne supérieure. Ce calcul a été étudié en détail dans une étude[42] dont les principaux résultats sont donnés dans la figure 4.5 : une bande de masse autorisée pour la masse du boson de HIGGS pour chaque valeur de l'échelle d'énergie de la nouvelle physique.

5. L'échelle de PLANCK donne $m_{Pl} \simeq 10^{19} \text{ GeV}/c^2$

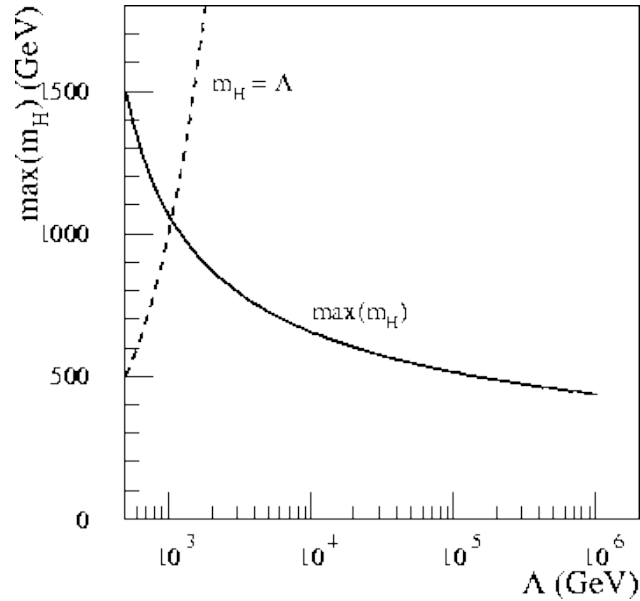


FIGURE 4.4 – Contraintes sur la masse du boson de HIGGS provenant de la définition de l'échelle d'énergie choisie λ . La ligne $M_H^{max} = \Lambda_{NP}$ a été rajoutée pour comparaison.

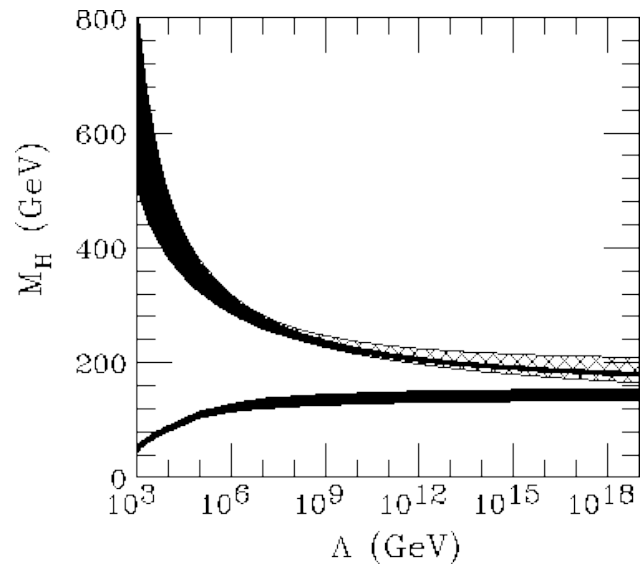


FIGURE 4.5 – Contraintes sur la masse du boson de HIGGS provenant de la définition de l'échelle d'énergie choisie Λ_{NP} . La borne haute de l'incertitude sur la masse du boson de HIGGS provient de la trivialité (et de l'unitarité). La limite basse est une borne provenant de la stabilité de l'état du vide fondamental du H . La largeur de la bande exprime l'incertitude théorique sur la valeur de la masse du boson de HIGGS aux limites.

Les limites sur la trivialité — vues précédemment — permettent de placer une contrainte sur la masse du boson de HIGGS et non pas seulement une limite provenant du calcul par la théorie de la perturbation.

Les calculs numériques permettent de donner une $M_H \leq 800 \text{ GeV}/c^2$ (comme nous l'avons vu précédemment) ainsi qu'une limite supérieure provenant du calcul par perturbation. L'incertitude théorique sur la borne supérieure de la masse est de

l'ordre de $\pm 60 \text{ GeV}/c^2$.

Pour résumer, on peut donc dire que, si la masse du boson de HIGGS est comprise entre 115 et 180 GeV/c^2 (visible sur la courbe 4.5), alors le MODÈLE STANDARD peut être valide jusqu'à l'échelle de PLANCK (10^{16} TeV).

D'autre part, la masse la plus élevée du boson de HIGGS compatible avec le MODÈLE STANDARD tel que nous l'avons vu est de l'ordre de $1.4 \text{ TeV}/c^2$ [43]. Au-delà de cette valeur, le MODÈLE STANDARD s'écroule car le principe d'unitarité est violé (dans certaines diffusions).

On peut donc également dire que, si la masse du boson de HIGGS est supérieure à $180 \text{ GeV}/c^2$, alors il peut exister une nouvelle physique à une échelle d'énergie $\Lambda_{NP} < \Lambda_{Planck}$. Cela permettrait d'observer de la nouvelle physique avec une énergie moindre.

Limites expérimentales actuelles d'observation du boson de HIGGS

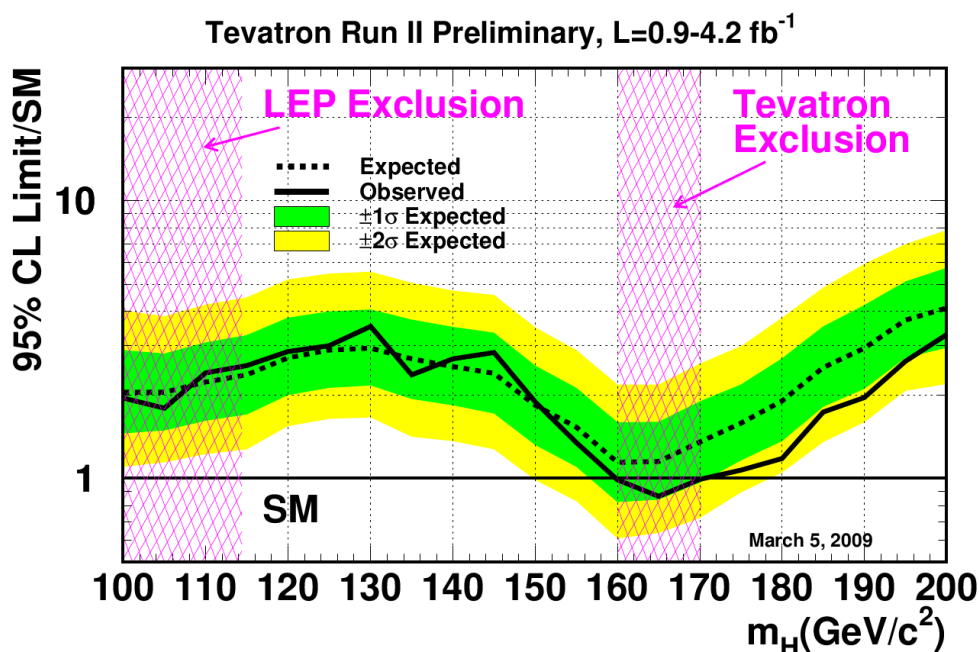


FIGURE 4.6 – Limites d'exclusions actuelles de la masse du boson de HIGGS.

La figure 4.6[44] à été obtenue en utilisant les exclusions provenant du LEP[29] et celles des deux expériences du TEVATRON (CDF et D0). Les mesures effectuées permettent d'exclure une masse du boson de HIGGS entre 160 et 170 GeV/c^2 avec 95 % de niveau de confiance.

4.2.2 Le boson de HIGGS hors du MODÈLE STANDARD

Le mécanisme de HIGGS seul ne résout pas tous les problèmes du MODÈLE STANDARD. Nous allons rapidement voir les insuffisances du MODÈLE STANDARD pour expliquer la raison d'être des autres théories appelées « théories au-delà du MODÈLE STANDARD » que nous ne détaillerons cependant pas dans cette thèse.

Le problème de la hiérarchie

Les calculs précédents utilisent le principe de « renormalisation ». Quand les amplitudes des diagrammes représentant les corrections radiatives sont considérés, alors leur somme diverge quadratiquement et l'on peut obtenir des corrections sur la masse du boson de HIGGS telle que l'on ait $\delta M_H > M_H$.

Cela représente un problème dans les théories de grande unification (GUT). Ces théories présupposent l'existence de deux échelles de masse différentes : d'un coté l'échelle de masse du boson de HIGGS dont nous avons parlé précédemment (associé à la brisure de symétrie électrofaible) et d'autre part la masse du boson de HIGGS associé aux théories de grande unification qui pourrait contribuer à l'explication de la désintégration des protons.

Cela revient à s'interroger sur le fait que la masse du boson de HIGGS ($M_H \simeq 0.1 - 1 \text{ TeV}/c^2$) soit beaucoup plus légère que la masse de PLANCK. En effet, on s'attendrait à avoir une échelle de nouvelle physique au niveau de l'énergie requise pour la production de bosons de HIGGS, ce qui signifierait une énergie relativement basse si le boson de HIGGS était observé au LHC.

Ces deux échelles de masse décrivant la même particule avec des valeurs moyennes du vide (v) différentes. Le potentiel de HIGGS est modifié en fonction des différentes valeurs de v . C'est le problème de la hiérarchie.

Quantification de la charge électrique

Un autre manque du MODÈLE STANDARD est le fait que la charge est composée empiriquement (donc sans argumentation théorique) telle que $q = I_3 + Y/2$ [34].

Unification et manque de la gravitation

Le MODÈLE STANDARD n'inclut pas la quatrième interaction : la gravitation. Le MODÈLE STANDARD ne dépendant pas de cette force, il ne peut expliquer la physique existante au delà de l'échelle de PLANCK où les différentes constantes de couplages (et donc les forces, d'une certaine manière) devrait se rejoindre.

En réalité les différentes forces ne se rejoindraient pas, comme en témoigne les résultats actuels, résumés sur la courbe de la figure 4.7

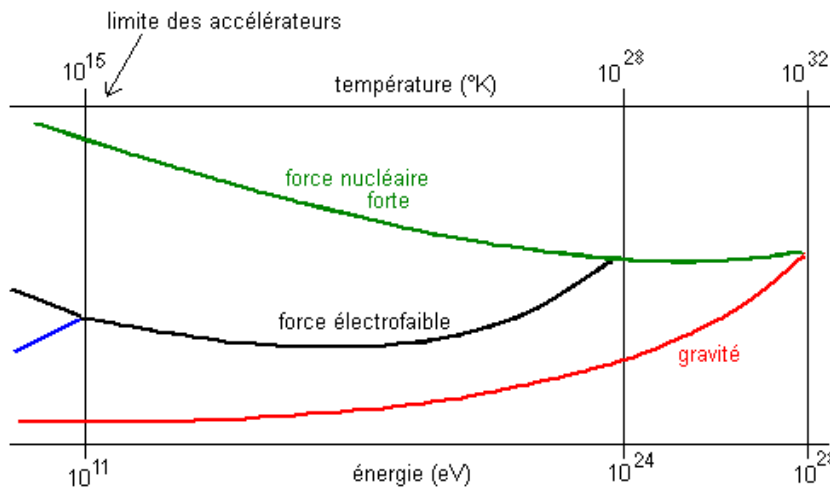


FIGURE 4.7 – Unification des théories à l'échelle de Grande Unification

Masse des neutrinos

Le MODÈLE STANDARD considère que les neutrinos n'ont pas de masse. Or, les résultats sur l'oscillation des neutrinos[45] (passage de neutrinos τ aux neutrinos μ par exemple) sont des arguments forts pour donner une masse non nulle aux neutrinos.

La présence de neutrinos massifs nécessite des aménagement du MODÈLE STANDARD. Une solution serait d'utiliser le même mécanisme que celui du boson de HIGGS pour les fermions avec les neutrinos mais pour cela il faudrait rajouter 7 paramètres libres supplémentaires (3 masses, 3 angles de mélange et une phase).

Nature des autres théories

Pour toutes ces raisons, des scientifiques ont créé des nouvelles théories qui essaient de pallier tout ou partie de ces problèmes. La théorie qui remporte actuellement la plus grande adhésion est une théorie appelée « SuperSymétrie » (ou SUSY) qui postule l'existence de partenaires dits « SuperSymétriques » des particules actuelles pour expliquer les manquements du MODÈLE STANDARD.

L'avantage de ce modèle est l'utilisation de symétries entre particules, ce qui permettrait — si ce modèle était validé par la théorie — de continuer à obtenir une théorie satisfaisant, notamment, le problème de la hiérarchie.

Boson de HIGGS dans les modèles Super-Symétriques

Au sein des modèles supersymétriques, le mécanisme de HIGGS ne forment plus une mais plusieurs particules (ou bosons) de HIGGS : deux bosons de HIGGS chargés (H^+ , H^-) et trois bosons de HIGGS neutres (notés h^0 , H^0 et A). Sauf remarque contraire, je n'aborderais que les bosons de HIGGS supersymétriques présents dans des canaux similaires à ceux rencontrés dans le MODÈLE STANDARD (canaux dits « SM-Like »).

Un de ces canaux supersymétriques étudié au sein de CMS serait le canal $b\bar{b} \rightarrow H^0(A) \rightarrow \tau\tau$ qui pourrait être étudié par les analyses suivantes :

1. $H^0 \rightarrow \tau\tau \rightarrow 2\tau + \text{jet}$. Les masses potentielles étudiées du boson de HIGGS supersymétrique sont $M_{H/A} = 200, 500, 800 \text{ GeV}/c^2$;
2. $H^0 \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \text{jet}$. Les masses étudiées du boson de HIGGS ont été prises entre $M_{H/A} = 200 - 500 \text{ GeV}/c^2$;
3. $H^0 \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \text{jet}$. Les masses étudiées ont été $130, 200, 300, 500 < \text{GeV}/c^2$.

Un autre canal supersymétrique étudié en supersymétrie est $t\bar{t} \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ qui peut être analysé avec les canaux semileptoniques suivants :

1. $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}qq'$
2. $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}qq'e\nu_e$

ou dileptoniques suivants : $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}l'l\nu$

Il y a aussi le canal entièrement hadronique : $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}qq'q''q'''$

Boson de HIGGS dans les modèles autres que Super-Symétriques

Dans les modèles non SUSY de la nouvelle physique (ou physique au-delà du MODÈLE STANDARD) on dispose également de plusieurs recherches de boson de HIGGS différentes :

- Dans le modèle dit de « 5D Randall-Sundrum[46] » $\phi \rightarrow hh$ — où ϕ est le « radion » introduit par le modèle, c'est-à-dire un champ scalaire mélangeant, en général les bosons de HIGGS — avec les états finaux suivants :
 - ▷ $\gamma\gamma b\bar{b}$
 - ▷ $\tau\tau b\bar{b}$

- Dans le modèle appelé « Little HIGGS », qui postule que le boson de HIGGS du MODÈLE STANDARD est un pseudo-boson de GOLDSTONE et reste léger, on peut obtenir une paire de bosons de HIGGS chargés. Dans certains cas[47], où la symétrie du système est $SU(5)/SO(5)$ la masse des neutrinos du MODÈLE STANDARD pouvant y être expliquée et la masse du boson de HIGGS est « très faible » : $M_H \geq 120 \text{ GeV}/c^2$. On peut rechercher un état final :

- ▷ avec deux muons
- ▷ avec des leptons τ

D'autres modèles existent et permettent d'expliquer les mécanismes d'attribution de la masse sans la présence *ad hoc* d'un boson de HIGGS.

4.3 Paramètres et variables importantes pour les analyses de physique

Ce chapitre va rapidement présenter les diverses variables utilisées par la suite afin de bien s'accorder à travailler avec les mêmes définitions.

4.3.1 La définition de la masse

Le concept de masse est un concept physique qui représentait uniquement, auparavant, la quantité de matière présente dans un corps. L'avènement des révolutions quantiques et relativistes a nécessité une redéfinition de ce concept. Sans vouloir expliquer de manière exhaustive les différents types de masses existantes, j'aimerais simplement préciser de quelle masse nous parlons lorsque nous disons qu'une particule a une « masse de $X \text{ GeV}/c^2$ ».

La masse au repos

La masse au repos (ou simplement « masse ») au carré est l'invariant relativiste (la pseudo-norme) du quadrivecteur impulsion-énergie (ou quadri-moment), ce qui permet d'écrire la relation $E^2 = m^2 \cdot c^4 + P^2 \cdot c^2$, où m est la masse, E l'énergie totale du corps (énergie de masse + énergie cinétique) et P sa quantité de mouvement.

Accélération et masse

Dans les accélérateurs de particules, nous transformons de l'énergie en masse. En effet, en accélérant un proton jusqu'à 99 % de la vitesse de la lumière, on multiplier sa masse d'environ 7 fois par rapport à sa masse au repos.

La formule suivante :

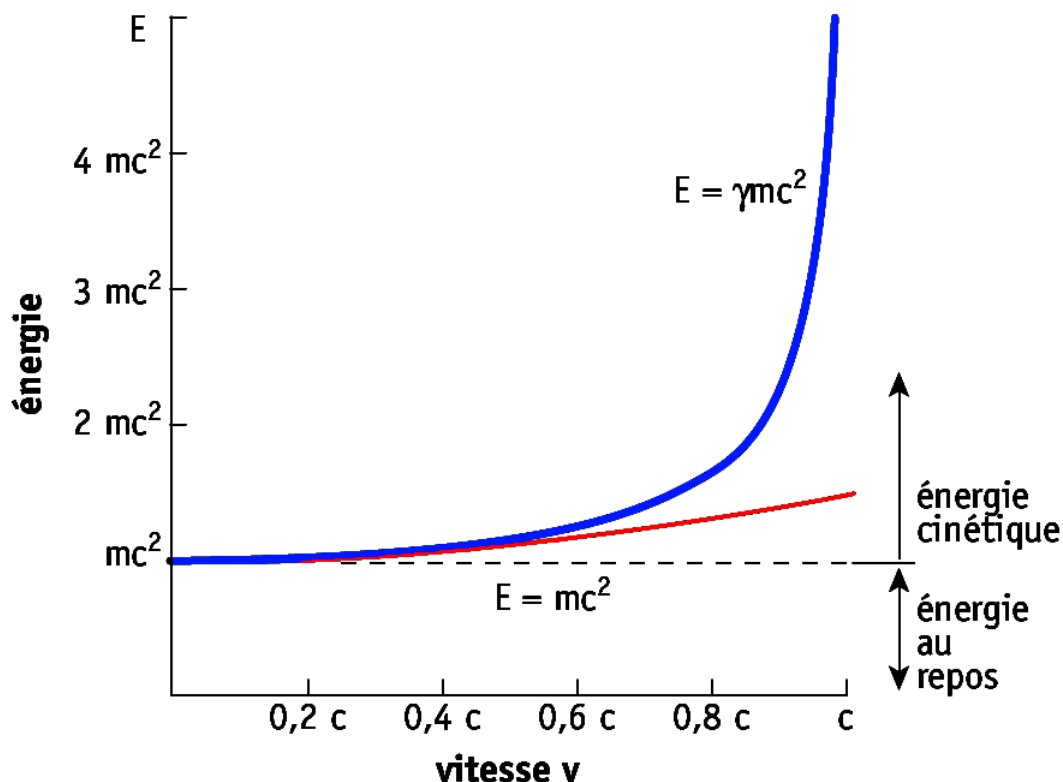


FIGURE 4.8 – **Rapport Vitesse Énergie en physique relativiste et non relativiste** En bleu, la courbe correspondant à l'évolution de la masse en calcul strictement relativiste, et en rouge celui en calcul « non-relativiste ».

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad \text{avec :} \quad (4.4)$$

c la célérité de la lumière ($c = 299\,792\,458\text{m/s}$ dans le vide) ;

v la vitesse de la particule (ici le proton) ;

M_0 la masse au repos dont nous avons parlé précédemment ;

M la masse relativiste ou masse en mouvement.

permet de calculer avec précision l'accroissement relativiste de la masse, tandis que la figure 4.8 ci dessus permet, quant à elle de mesurer l'importance de cet accroissement de la masse comparativement entre la masse en modèle relativiste et non relativiste.

Masse invariante

En relativité restreinte, les masses ne sont pas additives, alors que les impulsions et les énergies le sont. C'est pourquoi, pour un ensemble de particules, on appelle « masse invariante » la norme du quadrivecteur énergie-impulsion, qui reste inchangée lors d'un changement de référentiel. On l'exprime :

$$M_{systeme}^2 = \left(\frac{1}{c^2} \right) \cdot \left(\left(\frac{E_{systeme}}{c} \right)^2 - P_{systeme}^2 \right) \quad (4.5)$$

$$\text{avec } E_{systeme} = \sum_J E_J \quad (4.6)$$

$$\text{et } P_{systeme} = \sum_J \vec{P}_J \quad (4.7)$$

$$\text{d'où : } M_{systeme} = \sum_J m_J + \sum_J \frac{K_J}{c^2} \quad (4.8)$$

Dans les équations ci-dessus, on prend en compte le fait que l'énergie de chaque particule (E_j) est la somme de l'énergie $m_j \cdot c^2$, la masse au repos de la particule j et son énergie cinétique K_j (dans le référentiel au repos).

La masse totale d'un système de particule est donc supérieure à la somme des masses individuelles de ses constituants. Cette valeur de masse totale du système est indépendante du repère considéré. C'est ce que l'on appelle la « masse invariante ».

4.3.2 Propriétés importantes des particules et du détecteur

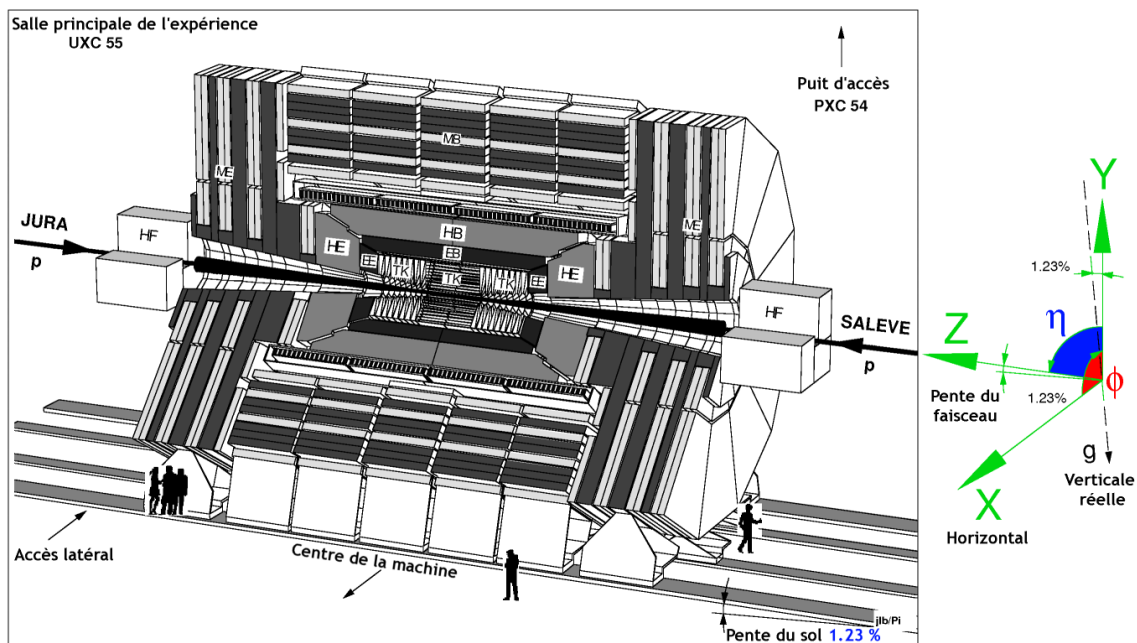


FIGURE 4.9 – Vue globale du COMPACT MUON SOLENOID pour expliquer les angles η et ϕ . Par ailleurs, j'en profite pour signaler que le faisceau du LHC a, au « point 5 », le site de CMS, une pente locale de 1.23 %

La pseudo-rapacité (η) et l'angle azimutal (ϕ)

La pseudo-rapacité η est un des paramètres les plus utilisés lorsque l'on parle des détecteurs, et même des événements de physique. En réalité la pseudo-rapacité

est relié à l'angle θ compris entre le plan perpendiculaire au faisceau (axe Y) et le point d'intérêt. Les sous-détecteurs de CMS étant symétriques par rapport à cet axe Y, on parlera de manière habituelle des interactions ayant lieu dans une plage de valeur allant de $-\eta$ à $+\eta$ (sens trigonométrique) pour déterminer les angles d'intérêts. Ainsi, les bouchons du calorimètre électromagnétique ont une couverture angulaire de $1.48 < |\eta| < 3$.

La pseudo-rapacité est une valeur sans dimension. Elle est représentée par le quart de cercle **bleu** sur la figure 4.9. Une formule approchée en est :

$$\eta \approx -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$$

L'angle azimutal ϕ L'autre indicateur important de position est l'angle azimutal entre le plan longitudinal du faisceau et le point d'intérêt. Dans l'usage, l'angle azimutal est constamment utilisé en valeur entière signée ($\pm X$) et est généralement donné en radians.

L'angle ϕ ou angle azimutal est une valeur s'exprimant en radians. Il est représenté par le quart de cercle **rouge** sur la figure 4.9

Δ_R , les distances inter-particules au sein de l'expérience

Pour donner une distance angulaire⁶ entre deux particules on utilise généralement sa distance dans cette unité qui est définie comme étant :

$$\Delta_R = \sqrt{(\Delta_\phi)^2 + (\Delta_\eta)^2} \quad \text{avec } \eta \text{ et } \phi \text{ les angles vu précédemment} \quad (4.9)$$

Plus précisément, on utilise ce que l'on appelle un « cône de rayon Δ_R » qui est centré sur la particule dans une direction donnée et mesure, au point considéré, exactement la valeur désirée.

Impulsion transverse ou « Moment Linéaire »

De manière générale, l'impulsion est, dans la mécanique lagrangienne le moment conjugué d'une variable d'espace linéaire (et non pas angulaire). Dans la plupart des cas, on peut assimiler « impulsion » et « quantité de mouvement ».

Cependant, dans le cas des expériences de physique des particules, où les particules chargées sont en mouvement dans les champs électromagnétique alors cette assimilation n'est plus possible à cause d'un terme dû au potentiel vecteur.

Dans le cas d'une particule, l'impulsion I est donc définie comme étant la variation de sa quantité de mouvement : $I = \Delta P$. Son unité est souvent exprimée en multiples de eV/c .

L'impulsion transverse est intéressante dans les collisionneurs hadroniques car la collision n'intervient qu'avec un parton (les deux autres étant spectateurs) ce qui ne permet donc pas de connaître l'impulsion totale du système à cause de la perte de l'information d'impulsion sur les partons spectateurs.

6. Lorsque l'on prend un « delta X » on prend en réalité $X_2 - X_1$

L'impulsion transverse, calculée dans le plan perpendiculaire à l'axe du tube, peut, quant à elle être exploitée.

Énergie transverse manquante

L'énergie transverse d'une particule, c'est son pouvoir de dépôt dans le plan transverse du détecteur. C'est cette énergie-là qui sera détectée dans la grande majorité des détecteurs.

Lorsque l'on reconstruit les événements, on peut également ajouter l'ensemble des énergies transverses *des particules que le détecteur a pu détecter*. Certaines particules qui réagissent très faiblement avec la matière (notamment les neutrinos) ne sont pas détectées par CMS. La somme des énergies transverses n'aura pas la même valeur que l'énergie transverse initiale : par soustraction, on aura l'énergie transverse manquante : $E_{T_{total}} = \sum_i \vec{E}_{T_i} + E_{T_{miss}}$.

Les particules interagissant uniquement par interactions faibles tels que les neutrinos ou bien certaines particules SuperSymétriques ne seront probablement pas détectés par les sous-détecteurs de CMS et viendront gonfler cette énergie transverse manquante. On se rend donc compte de plusieurs choses :

- la première est la nécessité de bien connaître nos sous-détecteurs et leurs éventuels défauts afin de ne pas compter faussement de l'énergie transverse manquante.
- la deuxième est de bien reconstruire les événements pour ne pas comptabiliser de l'énergie provenant d'un autre événement — notamment dans le cas de l'empilement — (ce qui « supprimerait » accidentellement de l'énergie transverse manquante en venant artificiellement fournir une énergie dans l'événement principal)
- enfin, on se rend compte que si les deux premiers points sont bien maîtrisés, alors la présence d'un défaut ou d'un excès d'énergie transverse manquante est la signature attendue pour un grand nombre de canaux de nouvelle physique.

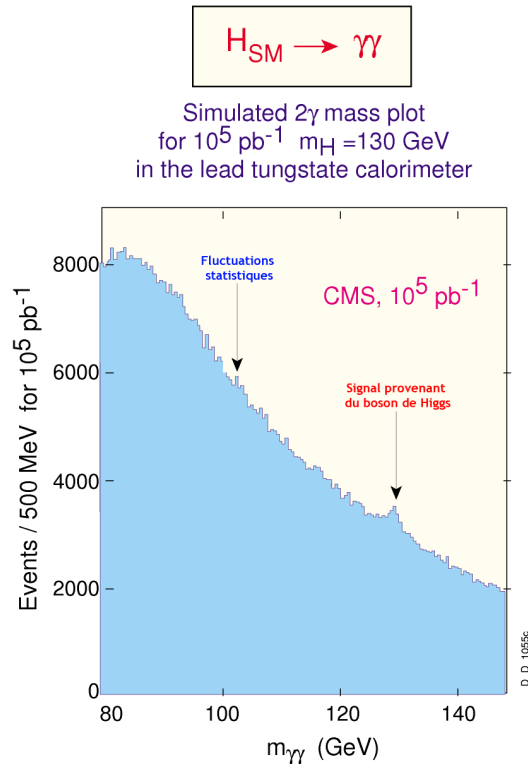


FIGURE 4.10 – **Le besoin d’indicateurs et de niveaux de confiances.** Sur cette image, nous pouvons voir à gauche une fluctuation statistique et à droite, la présence d’un pic caractéristique et notifiant ici un excès de particules du à la présence supposée d’une nouvelle particule : le boson de HIGGS

Niveaux de confiance

En physique des particules, il est important de différencier les fluctuations statistiques d’une part (qui peuvent provenir de diverses sources d’incertitudes) des signaux indiquant la présence d’éventuelles nouvelles particules ou de nouvelle physique car l’énergie longitudinale ne pourra pas être parfaitement reconstruite – à cause de la forme du détecteur notamment.

Sur la figure 4.10, si l’on se rappelle que, en dehors des prédictions, nous n’avons aucune idée du domaine exact de masse où se situe le boson de HIGGS (comme nous l’avons vu précédemment) alors nous nous rendons compte de la nécessité d’avoir des indicateurs statistiques permettant de séparer les fluctuations et les signaux de nouvelle physique. Afin de les séparer, les physiciens des particules utilisent couramment un indicateur appelé « Niveau de Significance ».

Significance

Les niveaux de Significance sont basés sur un nombre appelé « Significance » qui signifie le nombre d’écarts-type que présente le signal observé par rapport aux fluctuations des bruits de fonds.

La grande majorité des déviations standards sont calculées en utilisant des gaussiennes (parfois des distributions de POISSON⁷), ce qui permet de construire les

7. Du nom du célèbre mathématicien, géomètre et physicien français Siméon Denis POISSON (1781–1840).

niveaux de signficance comme étant le nombre de dispersions gaussiennes (σ) avec la valeur « sans signal ».

La convention générale postule que la signficance S d'un excès de signal local doit dépasser un niveau de signficance de $5 \times \sigma$, ce qui donne une probabilité locale que le bruit de fond « singe » le signal de 2.9×10^{-7} .

Ceci signifie que plus le « nombre de σ » augmente et plus la valeur observée diffère des bruits de fonds jusqu'à tendre — en théorie — vers une certitude absolue (présence de nouvelle physique avec une certitude de 100 %) lorsque le nombre de $\sigma \rightarrow \infty$. En pratique toutefois, l'obtention d'une certitude à 100 % n'est pas réalisable, c'est pourquoi, en physique des particules, on fournit un certain nombre de « niveaux de confiance » qui permettent de définir la probabilité qu'un pic, par exemple, soit — ou non — une signature de nouvelle physique.

On notera dans les paragraphes qui viennent les valeurs comme suivent : s le nombre d'événements de signal, b le nombre d'événements présents dans les bruits de fonds et S la signficance obtenue. Les résultats obtenus le sont avec les simulations numériques (voir chapitre 6 pour plus d'informations), ce qui peut entraîner un certain nombre de fluctuations lorsque les expériences seront en fonctionnement (par exemple des changements de significances).

Les niveaux de confiance habituellement utilisés

3σ correspond à une « Observation » : un pic de signal se détache du bruit de fond, mais les fluctuations statistiques du bruit de fond nécessitent une étude plus approfondie avec une statistique plus importante ;

5σ correspond à une « Découverte » : le pic de signal se sépare suffisamment du bruit de fond attendu pour pouvoir déclarer que l'on a un pic d'événement correspondant à la signature possibles d'un ou plusieurs mécanismes ou particules : nous avons alors un véritable « signal ».

Chapitre 5

Performances physiques de CMS

5.1 Les performances scientifiques de l'expérience CMS

Le détecteur CMS est un détecteur de nouvelle génération ayant une très grande complexité. Pour étudier pleinement ses capacités avec un oeil scientifique, il est donc nécessaire d'étudier chacune de ses composantes.

Nous avons déjà précédemment observé (chapitre 2) la manière dont le détecteur CMS est construit. Après avoir rapidement rappelé sa structure fondamentale, nous allons expliciter les performances de chacun de ses sous-détecteurs, en mettant l'accent sur le calorimètre électromagnétique, qui est le sous-détecteur le plus pertinent pour les travaux décrits dans ce manuscrit.

5.1.1 Un détecteur en couches concentriques

Structure basique du détecteur

Le détecteur CMS est fait de plusieurs couches concentriques transpercées d'un tube de petite dimension où vont s'effectuer les collisions, comme nous pouvons le voir sur la courbe transverse du détecteur (figure 5.1).

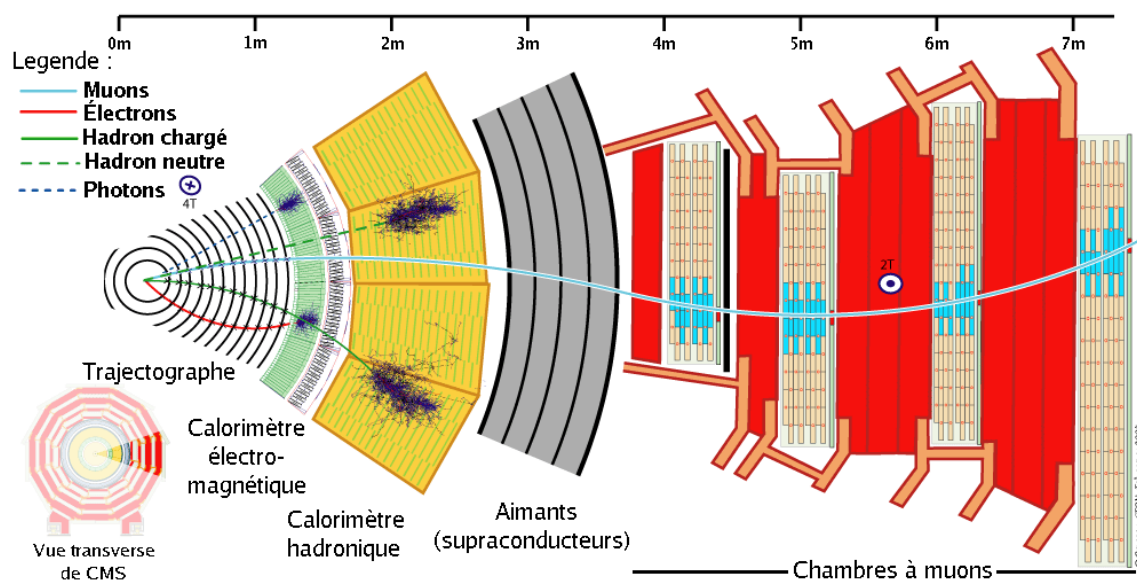


FIGURE 5.1 – Le détecteur CMS : une coupe transversale

La structure de l'expérience permet au détecteur d'avoir une acceptation angulaire maximale et donc de détecter les différentes particules provenant d'une collision dans toutes les directions.

Selon le type de particules, et selon la présence ou non d'une charge, le détecteur ne va pas réagir de la même manière : c'est ce qui est illustré sur la coupe transversale du détecteur (figure 5.1).

Les différentes couches permettent d'obtenir l'énergie, la direction et donc la provenance (le vertex d'interaction) des différentes particules selon leur type. Ainsi, l'énergie de certaines particules telles que les muons ne peut se mesurer que dans des détecteurs spécifiques (les chambres à muons) tandis que d'autres énergies (celles des photons et des leptons) peuvent être simplement mesurées par le calorimètre électromagnétique (que nous détaillerons tout spécialement par la suite).

Ce détecteur a été pensé pour détecter une éventuelle nouvelle physique. Pour se faire, il faut donc impérativement identifier et connaître les paramètres des différentes particules élémentaires (muons, électrons, photons) et des jets (ensemble de particules produites par l'hadronisation d'un quark).

Un détecteur plongé dans un champ magnétique intense[48]

A l'exception des chambres à muons, toutes les parties du COMPACT MUON SOLENOID (CMS) sont plongées dans un champ magnétique très intense ($4T$) fourni par un solénoïde supraconducteur de 13 mètres et de diamètre interne $5.9m$. Ce champ magnétique permet une très bonne résolution en impulsion pour les particules chargées (qui vont être courbées au sein de l'expérience par ce champ).

L'aimant du détecteur CMS est composé de 5 bobines jointives en Niobium-Titane d'une longueur totale de $12.9m$. Il faut compter cinq heures pour atteindre le champ magnétique nominal et 18 heures pour décharger l'aimant. Il existe toutefois un système d'arrêt d'urgence permettant d'évacuer toute l'énergie en un temps beaucoup plus rapide (de l'ordre de 300 secondes).

Le tableau 5.1 permet de se rendre compte des dimensions et des défis technologiques posés par ce système magnétique complexe. En effet, lors de la mise en fonctionnement du système, l'ensemble est déformé de 0.15% ce qui fournit une énorme contrainte mécanique, bien au-delà de celles connues lors des précédentes expériences.

Enfin, pour que le système magnétique puisse fonctionner, il faut qu'il soit refroidi à de très basses températures : $\sim 4.45K$ ($-268^\circ C$) ce qui peut être effectué par un système de réfrigération à l'hélium.

5.1.2 Le trajectographe [49, 50]

En partant du point de collision, le premier détecteur que vont rencontrer les particules (quel que soit leur type) est le trajectographe (ou détecteur de traces¹). Celui-ci se subdivise en trois parties : le détecteur Pixel, le trajectographe interne (ou Inner Tracker) et le trajectographe externe (ou Outer Tracker).

Rôle du trajectographe

Son rôle est de déterminer l'origine des traces chargées, l'emplacement des vertex primaires et secondaires et d'effectuer la mesure de l'impulsion des particules

1. Une trace est une marque du passage d'une particule chargée dans un détecteur

Description globale	
Longueur de l'aimant	12.9 m
Diamètre de la partie « froide »	6.3 m
Champ magnétique central	4 T
Courant nominal	19.14 kA
Nombre total d'ampère-tours	41.7 MA – tours
Inductance	14.2 H
Énergie stockée	2.7 GJ
Cœur de l'aimant (masse froide)	
Couches	5 modules couplés
Poids de la masse froide	220 t
Champs magnétique maximale dans les conducteurs	4.6 T
Énergie stockée /unité de masse	11.6 kJ · kg ⁻¹
Enceinte métallique	
Diamètre extérieur	14 m
Longueur du tonneau	13 m
Masse totale de fer	10 000 t
Tonneau	
Épaisseur des couches de fer	300, 630 & 630 mm
Masse de fer	6000 t
Bouchons	
Épaisseur des couches de fer	250, 600 & 600 mm
Masse de fer par bouchon	2000 t

TABLE 5.1 – **Données techniques concernant le système magnétique de CMS.**

Ce système est constitué de deux parties différentes : la première le « cœur » de l'aimant (ou masse « froide »), constituée d'un supraconducteur de type $NbTi$ et d'une enceinte métallique qui constitue la seconde partie de ce système magnétique.

chargées.

En effet, la grande précision de la mesure de leptons isolés permet de réduire les bruits de fonds $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ notamment pour le processus de recherche du boson de HIGGS suivant : $H \rightarrow 4l^\pm$ dans le domaine de masse $120 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 800 \text{ GeV}/c^2$

Par ailleurs, l'exploitation de critère d'isolation sur les traces reconstruites au sein du trajectographe permettant ainsi la suppression des bruits de fonds $\gamma - \pi^0$ et $\pi^0 - \pi^0$ (bruits de fonds réductibles) permet d'augmenter la sensibilité lors de la recherche du boson de HIGGS dans le canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Enfin, sa grande acceptance angulaire et sa conception permet aux physiciens de l'utiliser dans un très grand nombre de domaines de recherches (dans ou en dehors du MODÈLE STANDARD) :

Violation de la symétrie CP : grâce à une bonne reconstruction des jets contenant des quarks b (par étiquetage individuel des quarks b)

Évènements « rares » (par exemple : $H \rightarrow 4l^\pm$) : grâce à une large couverture en pseudorapidité ($|\eta| \leq 2.5$) qui permettra de récupérer des évènements dans une grande partie de l'espace.

Supersymétrie : par la recherche de sleptons, charginos ... particules chargées dont une partie des produits de désintégration peuvent également laisser une trace au sein du trajectographe.

Mesure des muons : en effet, le trajectographe va permettre de donner une première mesure de l'impulsion et des trajectoires des particules chargées qui le traverse donc, également celles des muons.

On pourra connaître l'impulsion transverse d'une particule grâce à la formule suivante (équation 5.1) qui exprime la force de LORENTZ subie par une particule chargée. En effet toute particule de charge q soumise à un champ magnétique d'intensité B sera déviée par ce champ magnétique selon un rayon de courbure R_c .

$$p_T = qB \cdot R_c \quad (5.1)$$

Cette formule permet donc, après reconstruction de la trace de la particule dans le détecteur, de connaître son impulsion transverse.

Composition du trajectographe

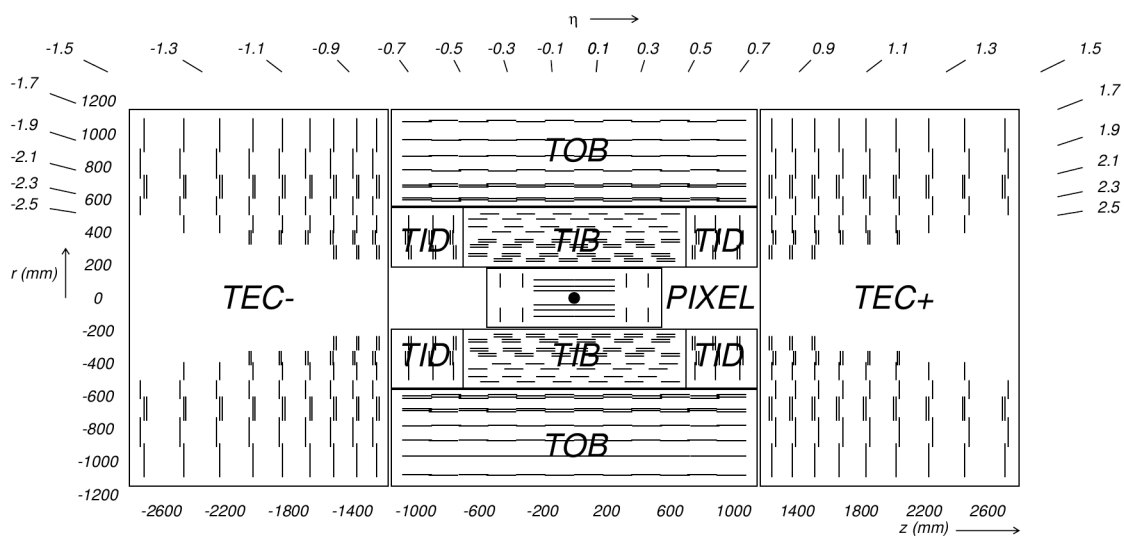


FIGURE 5.2 – **Composition du trajectographe de CMS.** On peut apercevoir le détecteur à pixel — ou trajectographe central — et les trajectographes « intérieurs » et « extérieurs ». Chaque trait représente un module du trajectographe.

Le trajectographe possède une structure spatiale complexe constituée de 17 000 modules à micropistes de silicium (**silicon microstrips**) et des détecteurs à pixels (**pixel sensors**) organisés en 13 cylindres dans le tonneau et en 15 disques dans chacun des deux bouchons. Chaque module est un détecteur complet avec des centaines de canaux (un par micropiste de silicium ou par détecteur à pixel). L'ensemble du trajectographe possède environ 55 millions de canaux.

Le trajectographe est composé de trois sous-détecteurs, imbriqués les uns dans les autres, tous construits en utilisant la même géométrie et exploitant la même technologie. En partant du plus proche du faisceau jusqu'au plus lointain nous avons (voir figure 5.2) :

1. le détecteur à pixel basé sur des pixels de silicium,
2. le détecteur interne basé sur des micropistes de silicium,
3. le détecteur externe basé lui aussi sur des micropistes de silicium.

Chaque partie de ce trajectographe est à son tour divisée en trois parties : un tonneau cylindrique et deux disques pour les bouchons. Pour situer la partie sur laquelle l'évènement est observé, nous utilisons une dénomination utilisant les abréviations suivantes :

- PXB, TIB, TOB pour désigner respectivement les parties « tonneau » du détecteur à pixel, du trajectographe interne (**Tracker Inner Barrel**) et du trajectographe externe (**Tracker Outer Barrel**)
- PXE, TID et TEC pour désigner les parties « bouchons » du détecteur à pixel, du trajectographe interne (**Tracker Inner Disks**) et externe (**Tracker End Caps**)

On adjoint à cette dénomination les chiffres plus (+) et moins (−) pour respectivement la partie droite et gauche du détecteur. De plus, au sein de chacune de ces sous-divisions se trouvent de nombreuses couches appelées « anneaux » (**ring**).

Enfin, chaque partie est organisée d'une manière différente. Par exemple, dans les TEC, les modules sont agencés comme des pétales s'étendant dans différents plans en z alors que dans le tonneau, pour le trajectographe externe, la disposition ressemble plutôt à des colonnes de six détecteurs.

Performance attendue du trajectographe

Plus le nombre de pistes de silicium touchées au sein du détecteur est grand, meilleure sera la connaissance de la trajectoire de la particule (et la probabilité d'avoir une trace fautive diminuera également en proportion).

Le nombre de pistes touchées dépend également de l'angle de la particule. Ainsi, nous avons environ 13 points à faible pseudorapidité ($|\eta| \simeq 2.0$) et nous obtenons un maximum de 8 pistes touchées pour $|\eta| \simeq 2.5$, la pseudorapidité maximale accessible pour le trajectographe.

La résolution du détecteur permet d'isoler les traces avec un grand pouvoir de discrimination. La résolution (voir figure 5.3) est supérieure à :

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \simeq 15 \times (p_T + 0.5)\% \quad (5.2)$$

avec p_T en TeV dans le domaine central de pseudorapidité ($|\eta| < 1.6$)

La résolution se dégrade par la suite, lorsque la pseudorapidité augmente pour devenir finalement

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \simeq 60 \times (p_T + 0.5)\% \quad (5.3)$$

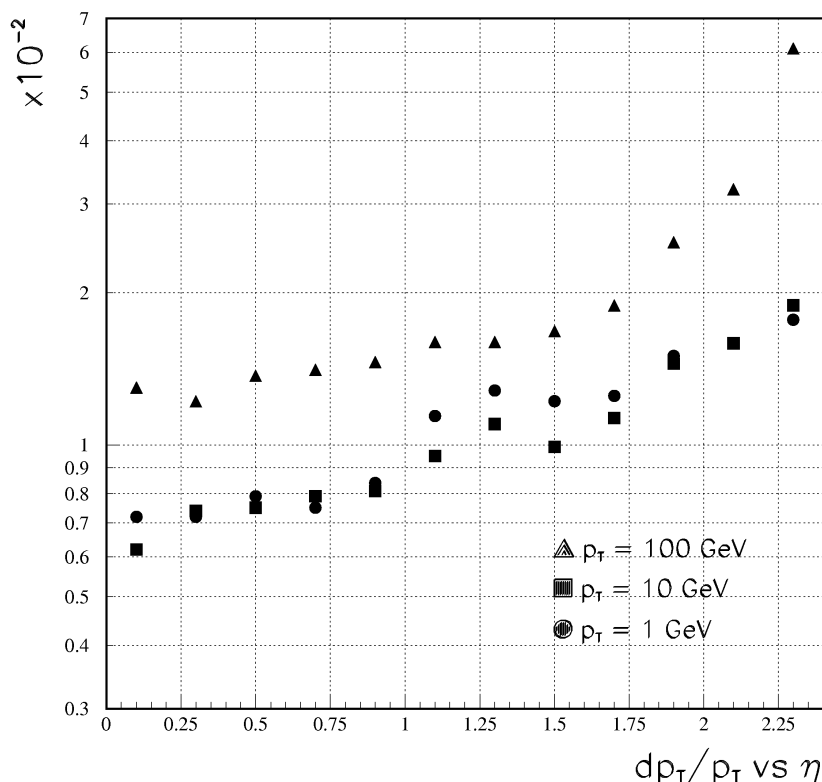


FIGURE 5.3 – Performances du trajectographe en énergie transverse

Pour les muons, la résolution en impulsion peut être également paramétrisée par une relation du type (jusqu'à $|\eta| \simeq 2$) :

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \simeq 4.5 \times (\sqrt{p_T})\% \quad (5.4)$$

Pour les jets, le détecteur central est capable de reconstruire avec une efficacité de 95 % des hadrons chargés de $P_T \simeq 10 \text{ GeV}/c$ et 85 % pour des impulsions transverses de $1 \text{ GeV}/c$ environ. Pour les électrons et les muons, l'efficacité de reconstruction est également élevée (respectivement 90 % et 98 % pour des énergies supérieures à 1 GeV et $|\eta| \leq 2.5$)

Par ailleurs, le taux d'occupation est faible (moins de 1 %), ce qui est rendu possible par le très grand nombre de canaux. Ce faible taux d'occupation permet d'éviter, en grande partie, un double comptage des événements. La résolution d'une trace est de l'ordre de $35 \mu\text{m}$ (pour $|\eta| \leq 2.5$, $p_T \simeq 10 \text{ GeV}/c$) dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau et $75 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale.

Pour résumer, la résolution est meilleure que 10 % à une énergie de 4 TeV .

5.1.3 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique sera étudié en détail dans la partie suivante du chapitre (voir pages 115 et suivantes).

5.1.4 Calorimètre hadronique[51]

Rôle du calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie et la direction des hadrons et des jets contenant des hadrons. Ce détecteur est essentiel pour étudier la production de quark t , la recherche du boson de HIGGS dans divers canaux ($H \rightarrow WW^{(*)}/ZZ^{(*)} \rightarrow ll\nu\nu, lljj$ et $lvjj$) — pour une masse attendue du boson de HIGGS $M_H \leq 1 \text{ TeV}/c^2$ — ainsi que la recherche de nouvelle physique (supersymétrie par exemple).

Une autre facette de son rôle est l'aide à l'identification des particules (notamment électrons, photons et muons) avec l'aide des chambres à muons et du calorimètre électromagnétique.

Composition du calorimètre hadronique

Les propriétés de matériau non magnétique, de courte longueur d'interaction et son faible numéro atomique (qui permet de conserver une résolution muonique en impulsion correcte) ainsi que sa disponibilité font du cuivre l'absorbeur utilisé au sein de ce calorimètre hadronique (en réalité, les absorbeurs sont constitués de laiton – alliage de cuivre et zinc).

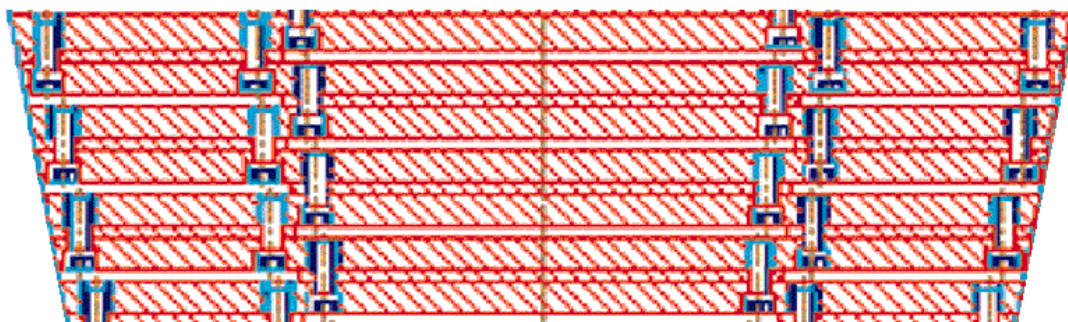


FIGURE 5.4 – **Un module du calorimètre hadronique de CMS.** Le calorimètre hadronique (ou HCAL) de CMS est composé de sections de 5 mm d'absorbeur de cuivre (8 mm dans les bouchons) suivi d'un scintillateur plastique de 4 mm. La structure est faite de telle manière qu'elle permet un recouvrement complet de pseudorapidité de 0 à ± 5

Le calorimètre hadronique est composé de trois parties : le tonneau, les deux bouchons et le « calorimètre très en avant » (**Hadronic Forward Calorimeter**) pour couvrir une région de pseudorapidité très large : $|\eta| \leq 5.0$ (figure 5.4).

Le calorimètre hadronique utilise une technique dite d'échantillonnage avec une granularité tel que $\delta\eta \times \delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Cette granularité correspond à celle du calorimètre électromagnétique et à celle des chambres à muons. Cela permet une bonne séparation des évènements à deux jets.

Le tonneau a un rayon intérieur de 1.806 m et de 2.95 m à l'extérieur et couvre une valeur de pseudorapidité comprise entre 0 et 1.3 environ. Chaque échantillonnage correspond à une section de 5 mm d'absorbeur de cuivre suivi d'un scintillateur plastique de 4 mm. Le nombre total de sections d'échantillonnage est de 17.

Pour les bouchons, sa structure est identique à celle des tonneaux mais avec un absorbeur de cuivre de 8 mm. Les bouchons couvrent une valeur de pseudorapidité comprise entre 1.3 et 3.0

Enfin, le calorimètre hadronique très en avant (situé à environ 11.1 m du point de collision) couvre une valeur $3.0 \leq |\eta| \leq 5.0$. Il a un rayon de 1.4 m et une profondeur de 1.65 m. Il permet une amélioration notable de la mesure d'énergie transverse manquante, une identification améliorée et une reconstruction plus fidèle des jets de particules vers « l'avant » (grandes valeurs de $|\eta|$).

Performances attendues du calorimètre hadronique

La résolution en énergie du calorimètre hadronique pour un hadron isolé est estimée[51] à :

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{100\%(150\%)}{\sqrt{E}} + 5\% \quad (5.5)$$

pour le tonneau (les bouchons) du calorimètre hadronique

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{200\%}{\sqrt{E}} + 10\% \quad (5.6)$$

pour le calorimètre hadronique en avant.

5.1.5 Chambres à muons[52]

Rôle des chambres à muons

Les muons constituent un type de particules qui a un grand pouvoir de pénétration de la matière. Il faut donc construire des détecteurs spécifiques : les chambres à muons. Afin de réduire le bruit de fond hadronique (qui viendrait perturber la prise de données des muons), ce détecteur est présent à la périphérie du détecteur après une série d'absorbeurs en fer.

Les chambres à muons sont utilisées pour remplir trois grandes tâches :

1. produire un signal de déclenchement pour les signaux pour les événements ayant des muons.
2. mesurer l'impulsion des muons jusqu'à l'ordre de quelques TeV avec une grande précision, pour permettre de différencier les muons provenant de la désintégration du boson de HIGGS, des muons provenant de la désintégration des bosons W^\pm , Z^0 et des quarks $t\bar{t}$ ou de particules supersymétriques (dans l'éventualité où cette description serait confirmée expérimentalement).

Composition des chambres à muons

Que ce soit dans le cadre du tonneau ($|\eta| < 1.3$) ou des bouchons ($0.9 < |\eta| < 2.4$), la structure est la même : quatre stations avec une distance entre les stations telles que les particules autres que des muons n'arrivent pas jusqu'à la dernière station.

L'ensemble des chambres à muons (tonneau et bouchons) utilise trois technologies différentes pour s'adapter au champ magnétique différent (comme visible sur la vue

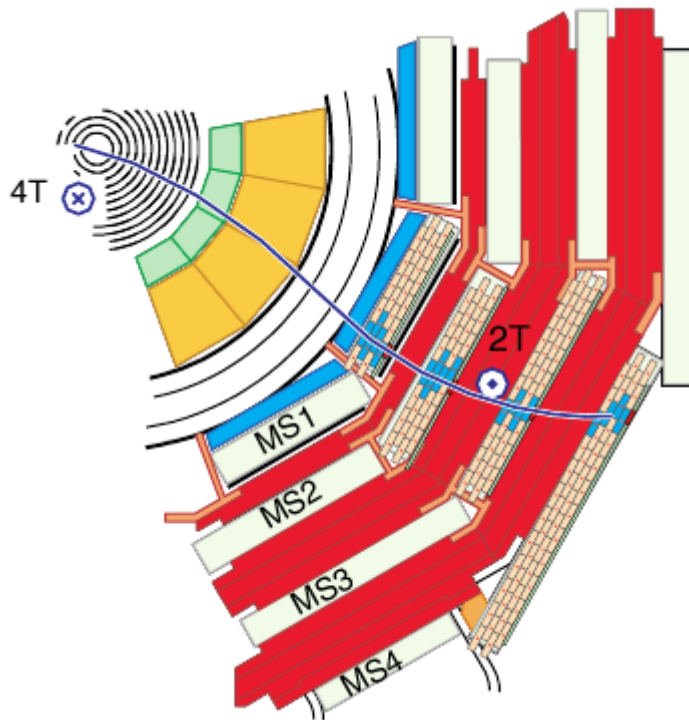


FIGURE 5.5 – Vue détaillée des chambres à muons

détaillée de la figure 5.5). En effet, le champ magnétique passe de $4 T$ dans un sens à $2 T$ dans l'autre.

Les technologies utilisées diffèrent également en fonction du taux de particule ($1 kHz.cm^{-2}$ dans les bouchons contre $20 Hz.cm^{-2}$ dans le tonneau).

Les trois technologies utilisées sont :

- Les chambres à dérives (**Drift Tube**), présentes dans le tonneau seulement, qui sont des tubes collectant les électrons issus de l'ionisation dans un mélange gazeux ($ArCO_2$). Ces électrons sont collectés sur l'anode par le champ électrique et le temps de dérive maximum est de 400 ns (ou $\sim 2cm$).

Dans le tonneau, chacune des trois stations inférieures comprend 60 chambres, et la dernière station en compte 70. Le nombre total de fils sensibles est de 195 000.

- Les chambres à pistes cathodiques (**Cathodic Strip Chambers**) qui sont de forme trapézoïdale afin de s'adapter à la forme des bouchons. Chacune de ces chambre est composée d'une rangée de pistes cathodiques de largeurs allant de 3 à 16 mm, et des anodes espacées de ~ 3 mm orthogonaux aux pistes.

A l'exception de la chambre la plus proche du détecteur hadronique dans les bouchons, elles sont inclinées de 20° par rapport aux pistes afin de compenser l'angle de déviation du au champ magnétique de $3.5T$ et permettre une résolution spatiale satisfaisante.

- Les chambres à plaques résistives (**Resistive Plate Chambers**) qui sont ajoutées afin de fournir un niveau de déclenchement complémentaire de premier niveau (voir section suivante). Deux plaques parallèles en résine de phénol très résis-

tantes et séparées par quelques millimètres de gaz forment chacune des couches de ces chambres. Le nombre total de couches est de 6 dans le tonneau et 4 dans les bouchons (en cumul avec les chambres à pistes cathodiques).

Dans le cas du tonneau, on utilise des chambres à dérive et des chambres à plaques résistives tandis que dans les bouchons on utilise des chambres à pistes cathodiques et des chambres à plaques résistives.

Performances attendues des chambres à muons

Type de Chambres	Chambres à dérives (DT)	Chambres à pistes cathodiques (CSC)	Chambres à plaques résistives (RPC) ²	
	Description			
$ \eta $ couvert	0 - 1.3	0.9 - 2.4	0.0 - 2.1	
Stations	4	4	6	4
Couches	8 (en r, ϕ) et 4 en z	6	2	
Chambres	250	540	360	252
Canaux disponibles	195 000	273 024 pistes 210 816 anodes	80640	80642
	Performances			
Résolution spatiale en μm ³	250 (par anode) 100 en r, ϕ et 150 en z	75 150 (extérieur), $15 \sim \frac{50}{\sqrt{72}}$ en r	Dimension de la cellule (variable)	
Résolution en temps	5 ns	6 ns	3 ns	

TABLE 5.2 – Performances attendues selon les différents types de chambres

La résolution attendue pour l'impulsion transverse est comprise entre 6 et 48 % pour des impulsions transverses respectivement de 10 à 1000 GeV/c pour le seul détecteur à muons.

Lorsque l'on combine toutes les données du détecteur (c'est à dire, après l'ajout des données du trajectographe), on obtient, pour la même gamme d'énergie, une précision allant de 1 à 17 %. Les détails concernant les différentes parties des chambres à muons peuvent être observés dans la table 5.2 ci-contre.

5.1.6 Le système de déclenchement (ou Trigger)[19, 53]

En ajout des détecteurs se trouve le système de déclenchement, c'est-à-dire une série de vérifications (de bas ou haut niveau) permettant de sélectionner un événement parmi le flux existant de données en prenant en compte une ou plusieurs réponses des divers détecteurs.

Rôle

Au LHC, les collisions s'effectueront, à l'énergie nominale, toutes les 25 ns (soit à une fréquence de 40 MHz) avec un nombre d'événements de l'ordre de 20 à 25

2. A gauche dans le tonneau, à droite dans le bouchon.

3. On considérera 6 et 8 points pour les DT — 3 à 4 en z —, ainsi que 6 points pour les CSC.

par croisement soit au final environ 10^9 évènements par secondes.

Parmi l'ensemble des évènements produits chaque seconde de fonctionnement, tous ne présentent pas le même intérêt scientifique. En effet que ce soit pour des raisons scientifiques (évènements correspondant à des désintégration très bien maîtrisées et déjà observées par le passé) ou techniques (particules n'atteignant pas correctement les sous-détecteurs), une grande partie de ces évènements peut être ignorée pour les recherches effectuées au sein de l'expérience CMS.

Le rôle de la chaîne de déclenchement est donc de sélectionner, parmi les très nombreux évènements produits, les évènements les plus intéressants d'un point de vue scientifique tout en permettant à l'électronique d'acquisition de fonctionner correctement.

L'ensemble de la chaîne d'acquisition va faire passer la fréquence d'acquisition de 40 MHz progressivement à une valeur beaucoup plus basse : 100 Hz qui permettra, au final de stocker sur bande les informations provenant des sous-détecteurs.

Le rôle de la chaîne de déclenchement est primordiale pour les recherches effectuées sur CMS. En effet, si les évènements conservés sont trop ciblés, on risque de perdre des informations importantes (voire des découvertes potentielles) dans l'ensemble de données. A l'opposé, si les plages sont trop larges alors on risque d'être submergé d'évènements « inutiles » qui, en prenant une partie du temps d'acquisition disponible, peut empêcher la sauvegarde des évènements les plus importants.

Sur le détecteur CMS, le système de déclenchement est décomposé en deux grands niveaux de déclenchement différents — chacun utilisant plusieurs méthodes différentes de déclenchements — : le déclenchement dit de « bas niveau » (qui prend en compte les informations « brutes » des sous-détecteurs) et celui dit de « haut niveau » (qui sélectionne des évènements déjà en partie reconstruits). Nous allons les décrire maintenant plus en détail. La figure 5.6 présente succinctement les interactions entre les différents niveaux de déclenchement.

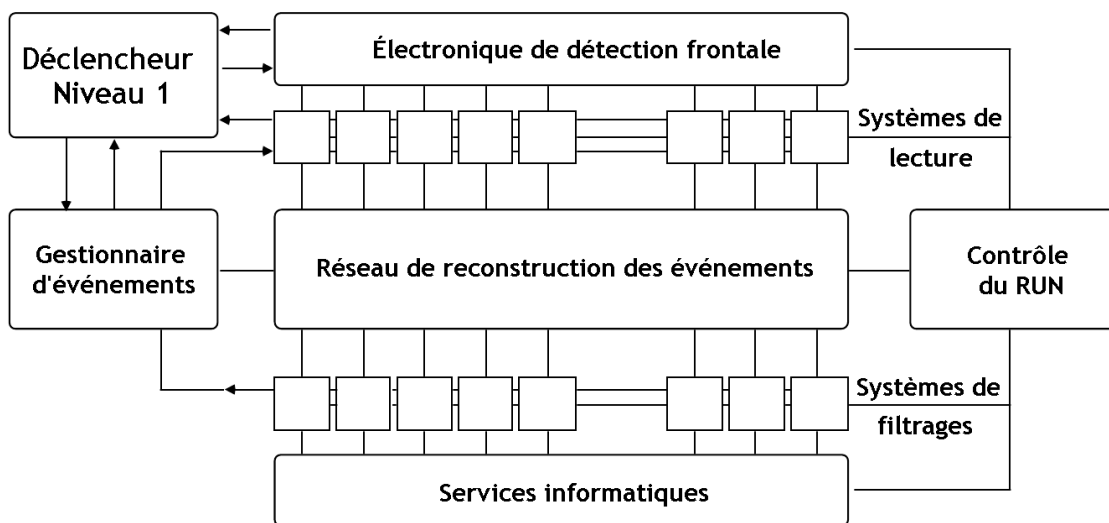


FIGURE 5.6 – Aperçu des divers parties du système de déclenchement de CMS.

Le déclenchement « niveau 1 » ou « bas niveau » (Level 1 Trigger)

Ce niveau de déclenchement est le niveau le plus bas de déclencheur, c'est-à-dire qu'il fonctionne directement au niveau même des sous-détecteurs, pour prendre une décision de garder ou non l'évènement considéré.

À ce niveau de déclenchement, l'intégralité de l'évènement est étudié. La décision de garder ou non l'évènement s'effectue cependant seulement sur une partie de l'évènement (dépendant des données envoyées et traitées par le système de déclenchement). La décision doit être prise dans un délai de 25 ns. Ce délai est le temps séparant chaque évènement. Par ailleurs, le temps de sauvegarde nécessaire à la chaîne de déclenchement du niveau 1 est d'environ $3.2\mu s$. A cause des délais de transferts, les calculs permettant la décision à ce niveau de déclenchement doit s'effectuer en moins de $1\mu s$.

Dans le cas où l'évènement est conservé, il est alors copié dans une « mémoire tampon » (**buffer**) afin de pouvoir être lisible par les niveaux de déclenchement de haut niveaux. Dans tous les cas, le taux de conservation maximale d'évènements ne peut excéder $\sim 100\text{ kHz}$ correspondant au temps moyen de lecture de l'information par le HLT et correspondant à une valeur minimale de réjection de 10^4 à la luminosité nominale (dite « haute luminosité ») de $10^{34}\text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En moyenne le taux de conservation avoisine environ 75 kHz .

Les données provenant du trajectographe et du détecteur de pieds de gerbe ne permettent pas une lecture aussi rapide. Cela empêche donc ces déclencheurs d'utiliser leurs données pour sa prise de décision. Ce déclencheur implique les calorimètres (électromagnétique et hadronique) ainsi que les chambres à muons. Ce mécanisme inclut également certaines corrélations entre ces divers sous-détecteurs.

La décision au sein de ce déclencheur « Level 1 » est basée sur la présence d'objets locaux tels que : photons, électrons, muons, et jets, en utilisant les informations provenant des divers sous-détecteurs pour des plages d'espaces en $\eta - \phi$ données. Les énergies transverses totales et manquantes sont aussi utilisées lors de la prise de décision.

Les appareillages nécessaires au niveau I de la chaîne de déclenchement incluent également les possibilités de surveillance des canaux morts, chauds ou éteints et de contrôler les différents taux de déclenchements.

Le déclenchement de « haut niveau » (High Level Trigger : HLT)

Ce niveau de déclenchement est le déclencheur de plus haut niveau. Il est réalisé par des algorithmes opérant sur les fermes de super-calculateurs du CERN. Son rôle est d'affiner les sélections obtenues par les déclencheurs précédents en s'appuyant sur les données précises obtenues directement dans les sous-détecteurs.

Les autres niveaux de déclenchement sont alors appliqués à l'ensemble des données de l'évènement. Toutes les données calculées et récoltées lors du premier niveau de déclenchement restent accessibles pendant le temps de décision du HLT par celui-ci, ce qui permet de faire des calculs et des analyses de ces premières données de déclenchement.

Comme nous l'avons vu précédemment, le système de déclenchement de haut niveau conserve les évènements qui satisfont certains critères de sélection ; afin de

permettre de faire les analyses de physiques et les filtres poussés d'évènements, il est nécessaire de déplacer les données correspondantes aux évènements conservés dans des **buffers** au sein de l'électronique frontale d'acquisition. Comme nous l'avons déjà évoqué, les capacités de stockage réseaux et les vitesses de transfert vers les systèmes hors du détecteur (**offline**) empêchent de stocker sur bande plus de 100 évènements par seconde.

Les fonctions de sélection effectuées au sein du HLT sont permises par une connectique électronique de lecture reliée aux mémoires tampons présentes au sein des sous-détecteurs par un sélecteur d'envoi aux unités de filtrage des évènements (qui sont en réalité des fermes de calcul). Un système dénommé « Système de gestion des évènements » contrôle le flux de données. Pour optimiser la prise de données, les fermes de calcul sélectionnent les évènements par une série de stades en appliquant à chaque stade une série de filtres HLT.

La première action de filtrage est effectuée sur les seules données des calorimètres et des chambres à muons, ce qui évite de saturer la chaîne de décision avec la lecture des données à la fréquence initiale de $\sim 75kHz$. Ce premier filtrage doit permettre de diminuer d'un facteur 10 le nombre d'évènements à traiter. Les données sont transférées aux fermes de calculs seulement si elles survivent à ce niveau de déclenchement.

En plus des informations présentes au niveau I du déclenchement, les données du HLT incluent celles provenant du trajectographe et des détecteurs de pied de gerbes ainsi que celles exploitant la granularité complète des calorimètres. L'ensemble permet de sauvegarder jusqu'à 100 évènements par seconde.

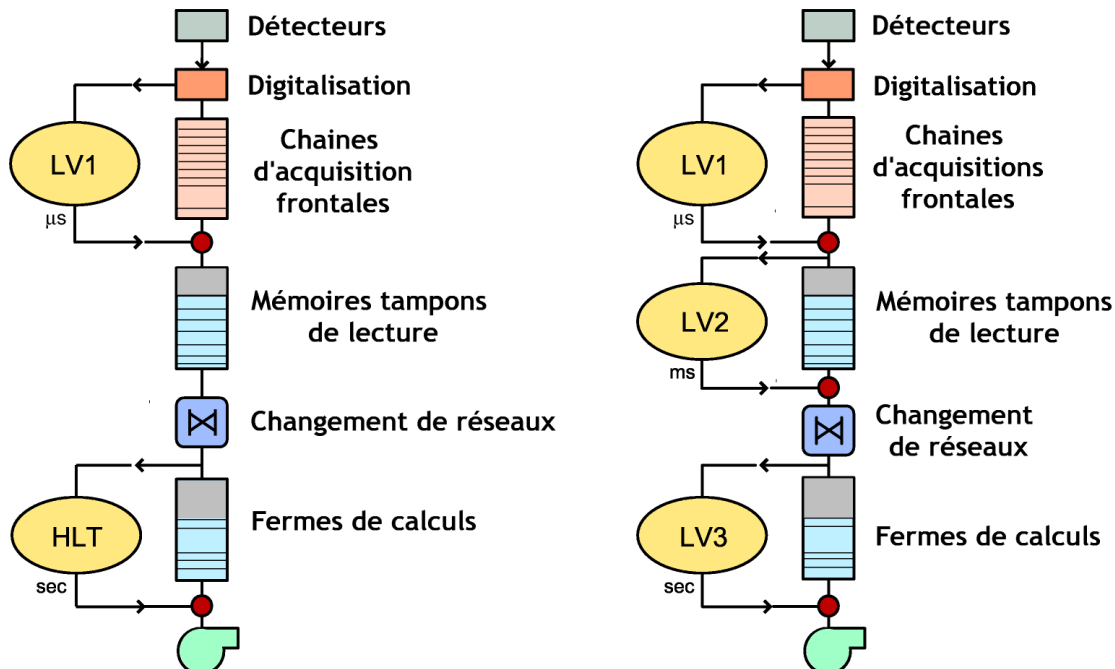


FIGURE 5.7 – **Les niveaux de déclenchement.** A droite de la figure se trouve la méthode « classique » de procéder pour les différents niveaux de déclenchement. A gauche se trouve la solution choisie pour l'acquisition de données au sein de CMS.

On se reportera plus spécifiquement au volume deux du Trigger TDR [19] pour

plus d'informations concernant les différents niveaux de `trigger` HLT. En effet, comme nous pouvons le voir au sein de ce TDR consacré à l'acquisition de données dans CMS, les déclencheurs de haut niveau sont, habituellement, constitués de plusieurs niveaux de déclenchement (`Trigger Level II` et `Trigger Level III`, parfois `Trigger Level IV`). Toutefois, dans le cas de CMS, il a été fait le choix de ne prendre qu'un seul niveau de déclenchement de haut niveau (ce qui apparaît dans la figure 5.7 ci dessous)

La dernière étape du processus supprime encore un ordre de grandeur sur le nombre de données en utilisant les événements reconstruits et en « signant » les différents événements selon leur type.

Les différents niveaux de déclenchement utilisé au détecteur CMS

En fonction des diverses analyses effectuées au sein du détecteur COMPACT MUON SOLENOID, les niveaux de déclenchements sont effectués sur des valeurs et des conditions différentes, qui sont optimisées avec le temps, pour permettre, au fur et à mesure, des améliorations des analyses de physiques effectuées.

Je donnerai par exemple les déclenchements au niveau I du déclenchement pour le canal de désintégration du boson de HIGGS en deux τ [54] :

- un électron possède une impulsion transverse supérieure ou égale à $29 \text{ GeV}/c$,
- deux électrons chargés (ou deux photons) ont des impulsions transverses supérieures à $17 \text{ GeV}/c$,
- on observe une énergie manquante supérieure à 46 GeV en présence d'un jet d'énergie minimale de 88 GeV ,
- soit un, soit trois ou quatre jet(s) hadronique(s) disposant d'une impulsion transverse plus grande que 177 , 86 ou $70 \text{ GeV}/c$ respectivement,
- un muon avec une énergie supérieure à 14 GeV
- deux muons avec une énergie supérieure à 3 GeV
- présence de τ -jets (simple ou double) avec une énergie supérieure respectivement à 86 pour le simple et 59 GeV pour le double.

Ces niveaux de déclenchement (de niveau I) ne sont que des exemples permettant de comprendre les différentes étapes et méthodes de déclenchement utilisés pour sélectionner les événements les plus intéressants pour un canal de physique donné.

En effet, en ne conservant que les événements intéressants ayant les propriétés décrites dans l'exemple ci dessus, le système de déclenchement peut progressivement, par application successive des critères de sélection, passer d'une fréquence d'acquisition trop élevée pour le système de déclenchement HLT à une fréquence moindre (inférieure à 100 kHz).

Les événements reçus du niveau 1 de déclenchement pourront alors être traités par le système de déclenchement de « haut niveau » qui déclenchera l'écriture sur bande des événements les plus intéressants (par une méthode semblable, mais exploitant — en plus des données du niveau 1 — la granularité complète des sous-détecteurs).

5.2 Une vue plus détaillée du calorimètre électromagnétique

Dans un premier temps, nous décrirons le rôle et la composition du calorimètre électromagnétique de CMS ainsi que les raisons des choix techniques effectués au long de sa conception afin d’avoir une idée générale de son fonctionnement.

Dans un second temps, nous expliciterons le rôle du calorimètre électromagnétique de CMS et son importance pour la recherche de physique au sein de l’expérience.

Enfin, nous verrons les performances attendues pour ce sous-détecteur. Nous essaierons alors de bien mettre en valeur les impacts sur les études de physiques utilisant tout ou partie du calorimètre électromagnétique (ou ECAL).

5.2.1 Principe de base du calorimètre électromagnétique

Rôle du calorimètre électromagnétique

Ce sous-détecteur est primordial pour la détection des électrons, des positons (e^\pm) et des photons (γ) traversant le détecteur CMS. Ces particules sont à leur tour importantes pour la reconstruction d’événements permettant la découverte de la nouvelle physique au sein de l’expérience.

Le rôle du calorimètre électromagnétique est de mesurer — avec la meilleure précision possible — les impulsions, énergies et directions des particules électromagnétiques qui le traversent afin de pouvoir connaître leurs propriétés cinématiques.

Le principe de cette détection est d’utiliser des matériaux qui vont stopper les particules électromagnétiques (particules chargées et photons) provenant d’une collision afin de mesurer, par divers procédés, le dépôt d’énergie correspondant.

Dans le cadre de CMS, le principe retenu est l’utilisation de cristaux scintillateurs de $PbWO_4$ dont le principe sera détaillé plus en profondeur dans les pages suivantes. Le calorimètre électromagnétique de CMS est également conçu pour pouvoir détecter la désintégration supposée du boson de HIGGS en deux photons.

Structure globale du calorimètre

Comme indiqué sur la figure 5.8, le calorimètre électromagnétique (ou ECAL pour ELECTROMAGNETIC CALORIMETER) est un sous-détecteur constitué de trois parties distinctes.

Le tonneau Nous allons commencer par détailler la principale partie de ce détecteur : le « tonneau » (ou « barrel » en anglais). Cette partie, qui constitue la plus grande surface de détecteur du calorimètre électromagnétique est composée de 61 200 cristaux scintillateurs.

Les bouchons En plus du tonneau, le calorimètre électromagnétique comporte également deux « bouchons » (ou « endcaps » en anglais) comportant chacun 7 324 cristaux de $PbWO_4$

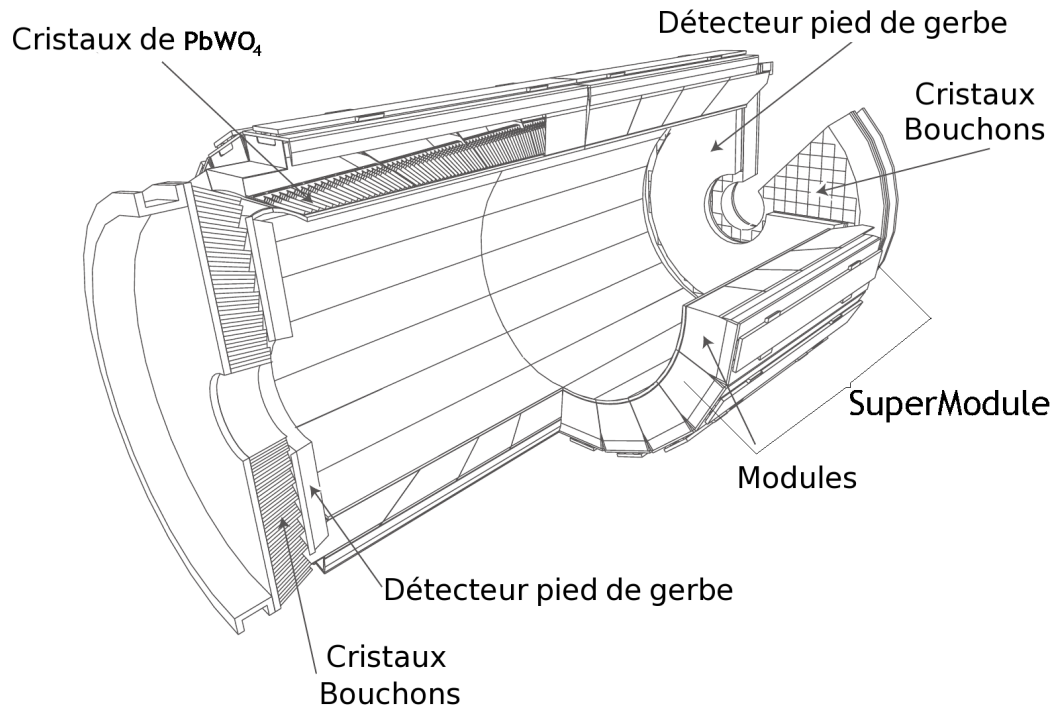


FIGURE 5.8 – **Vue globale du calorimètre électromagnétique.** Le calorimètre est globalement divisé en trois parties : le *tonneau* (ou *barrel*), les *bouchons* (ou *end-caps*) et le *détecteur de pieds de gerbe* (ou *preshower*). L'ensemble fournit un détecteur couvrant une pseudorapidité de $0 < |\eta| < 3$.

Le détecteur de pied de gerbes est une autre composante du calorimètre électromagnétique placé contre les cristaux des bouchons, en amont de ceux-ci. Nous verrons par la suite son importance quant à la performance du ECAL.

Le poids total des cristaux de $PbWO_4$ est de 93 tonnes : c'est le calorimètre à cristaux le plus grand jamais construit dont la structure est donnée figure 5.8

Précisions concernant le détecteur de pied de gerbe

Le détecteur de pied de gerbe est destiné à améliorer la résolution en position du calorimètre électromagnétique dans la zone avant du détecteur. ce qui est très important pour la séparation des γ isolés et des π^0 .

Les bouchons (dans la zone $1.65 < |\eta| < 2.61$) seront recouverts de deux couches d'absorbeur de plomb (de respectivement $2 \cdot X_0$ et $1 \cdot X_0$) et de deux couches de silicium.

Le principe de ce détecteur de pied de gerbe est de permettre un calcul du centre de gravité de la gerbe *après* qu'elle ait traversé les trois X_0 d'absorbeur au sein de pistes de silicium (au lieu d'attendre le calcul de centre de gravité au sein des cristaux). L'épaisseur de ce détecteur, dans les bouchons est de 120 mm.

Trois ou cinq pistes de silicium centrées autour de la piste ayant la plus haute réaction sont utilisées pour ce calcul.

5.2.2 Fonctionnement des cristaux scintillateurs

Pourquoi des cristaux scintillateurs ?

L'utilisation de cristaux scintillateurs de haute densité a permis la création d'un calorimètre électromagnétique compact pouvant prendre place au sein du détecteur CMS. En effet, l'utilisation de cristaux scintillateurs a permis d'avoir la granularité, la vitesse de traitement et la résistance aux radiations nécessaires dans le contexte du LHC et de ses contraintes d'ingénieries poussées.

La possibilité de détecter la désintégration d'un boson de HIGGS en deux photons est un des buts de ce sous-détecteur. Cette possibilité est améliorée par l'utilisation d'un calorimètre à cristaux homogène qui fournit une meilleure résolution en énergie (voir performances pages 120 et suivantes) qu'un calorimètre à échantillonnage.

Le principe de base des cristaux scintillateurs est que le passage d'une particule énergétique va induire un effet de fluorescence (en fin de gerbe électromagnétique). En premier lieu, le rayonnement incident va « exciter » les atomes du cristal (donc faire passer un ou plusieurs électrons à un niveau d'énergie supérieur).

Après avoir changé de niveau d'énergie, les électrons vont se « désexciter » vers un niveau moins énergétique (mais différent de l'état initial). Cette désexcitation s'effectue avec la production d'un photon. Dans le cas de la scintillation des cristaux, ce sont les bandes des solides cristallins (BLOCH, 1928) qui permettent d'expliquer ce phénomène de scintillation.

Dans le cas des cristaux scintillateurs associés à la recherche en physique des particules, on aura émission de la lumière le long de la trajectoire des particules.

La quantité de lumière produite est alors reliée à la quantité d'énergie apportée par la particule ayant interagi dans le matériau. La mesure de la lumière fournie par le cristal scintillateur permet ainsi de mesurer l'énergie des particules (ou leur nombre si les particules incidentes sont connues).

Les principaux paramètres des cristaux

On utilisera dans la suite de cette partie le terme Z pour désigner le numéro atomique du composé (il est environ de $Z = 68.35$ pour nos cristaux).

La longueur de radiation : X_0 [29]

Lorsque un électron d'énergie cinétique supérieure à 100 MeV interagit avec la matière, que ce soit par une collision (élastique ou non) avec un noyau ou par accélération dans le champ électrique d'un noyau, sa longueur de radiation est la distance après laquelle l'énergie de l'électron est réduite de $\frac{1}{e} \simeq 63.2\%$ par rapport à son énergie initiale. On a donc la relation suivante :

$$X_0 (cm) = \frac{716.4 A}{\rho \cdot Z (Z + 1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \simeq 180 \cdot \frac{A}{\rho \times Z^2} \text{ avec :} \quad (5.7)$$

ρ la densité de l'absorbeur ($kg.m^{-3}$)

Z le nombre atomique de l'absorbeur (le cristal dans notre cas)

A la masse atomique de l'absorbeur ($g.mol^{-1}$)

Dans notre cas, X_0 vaut environ 0.89 cm .

Le rayon de MOLIÈRE (R_M) [55] Ce paramètre définit la taille transversale de la gerbe. Il est défini par la relation

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} \cdot X_0 \text{ où nous avons} \quad (5.8)$$

$$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot m_e \cdot c^2 \sim 21.2 \text{ MeV} \text{ et } E_c = \frac{550}{Z} \text{ MeV} \text{ avec}$$

α la constante de structure fine ;

m_e la masse de l'électron en MeV/c^2

E_c , l'énergie critique est définie par le fait que le nombre de particules dans la gerbe augmente jusqu'à ce que l'énergie commence à se dissiper d'abord par ionisation puis par effet COMPTON⁴ plutôt que par des désintégrations vers des particules plus légères et des productions de paires. C'est cette énergie, que nous appelons « énergie critique » ;

X_0 vaut 0.89 cm (voir paragraphe précédent).

Dans notre cas, E_c vaut environ 9.9 MeV à 13 MeV soit ~ 11.5 avec l'approximation de premier ordre[56] que $E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1.2}$.

On considère généralement que 95 % de la gerbe se développe dans un cylindre de rayon 2 R_M . Donc, plus le rayon de MOLIÈRE est faible et plus le pouvoir de séparation angulaire des particules sera bon.

La longueur d'interaction nucléaire : λ_I [57] Cette longueur représente la distance moyenne de parcours avant qu'une particule interagisse — de manière inélastique — avec un noyau de l'absorbeur par interaction forte. Cette grandeur est définie, pour les hadrons d'énergies supérieures à 100 MeV par la relation :

$$\lambda_I = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot \sigma_I} \simeq \frac{35 \times A^{\frac{1}{3}}}{\rho} \text{ avec les paramètres suivants :} \quad (5.9)$$

σ_I est la section efficace inélastique nucléaire en *barn* ;

N_A est le nombre d'AVOGADRO⁵ ;

ρ la densité de l'absorbeur en $kg.m^{-3}$

A la masse atomique de l'absorbeur

Dans le cas des photons d'énergie supérieure à 50 MeV , la longueur d'interaction nucléaire dans un milieu est de l'ordre de $\frac{9 \cdot X_0}{7} \simeq 1.15 \text{ cm}$.

Les cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$)

Le type de cristal utilisé par le calorimètre électromagnétique de CMS a été sélectionné en recherchant les meilleures qualités disponibles pour en maximiser la précision [58].

De manière générale, les cristaux utilisés sont des mono-cristaux tétraonaux, biréfringents, capables de résister aux conditions extrêmes du LHC : un champ de

4. Du nom du physicien américain Arthur Holly COMPTON (1892–1962) récompensé en 1927 (avec Charles Thomson Rees WILSON) par le prix Nobel de physique, pour ses travaux sur les rayons X (effet « COMPTON »)

5. Amedeo Avogadro, physicien et chimiste italien (1776-1856), et ayant notamment découvert la loi des gaz parfaits.

4 Tesla, un intervalle de temps entre deux **bunch** de l'ordre de 25 ns ainsi que des doses radioactives de l'ordre de plusieurs $kGy \cdot an^{-1}$. Les mono-cristaux de $PbWO_4$ ne seront plus accessibles durant la période d'exploitation, ce qui impose un système de suivi de leur évolution — perte et récupération de transparence — avec le temps (voir la section 7.1.5).

Le cristal de $PbWO_4$, utilisé par CMS, est obtenu par un mélange d'oxyde de plomb (PbO) et de trioxyde de tungstène (WO_3) en proportions équivalentes. Ce mélange est alors chauffé jusqu'à la température de $1\,123^\circ C$ pour permettre la fusion des deux oxydes sans qu'il n'y ait transition de phase pendant le refroidissement. La méthode de production de ces cristaux est très semblable à celle, industrielle, de la production de cristaux de niobiate et de molybdate.

De plus, les cristaux du calorimètre électromagnétique sont optiquement et mécaniquement anisotropes, ce qui contribue à la résistance à la radiation des cristaux et a nécessité, pour l'obtenir, des recherches spécifiques.

Si l'on compare le tungstate de plomb avec les autres types de cristaux utilisés en physique des particules [58], on constate que ses points forts du tungstate de plomb sont sa densité, sa faible longueur de radiation et son faible rayon de MOLIÈRE (en bleu sur le tableau 5.3).

Sa rapidité d'émission est due en bonne partie à un effet de **quenching** qui est en réalité associé au transfert de charges à haute température et à une décomposition thermique des états d'excitation. Certaines impuretés peuvent changer le pic d'émission pour certaines longueurs d'ondes spécifiques comme on peut le voir dans le graphe 5.9 ci-après. Cela permet d'optimiser en partie les cristaux pour obtenir une collecte d'environ $4.5 \text{ photo-électrons} \cdot MeV^{-1}$

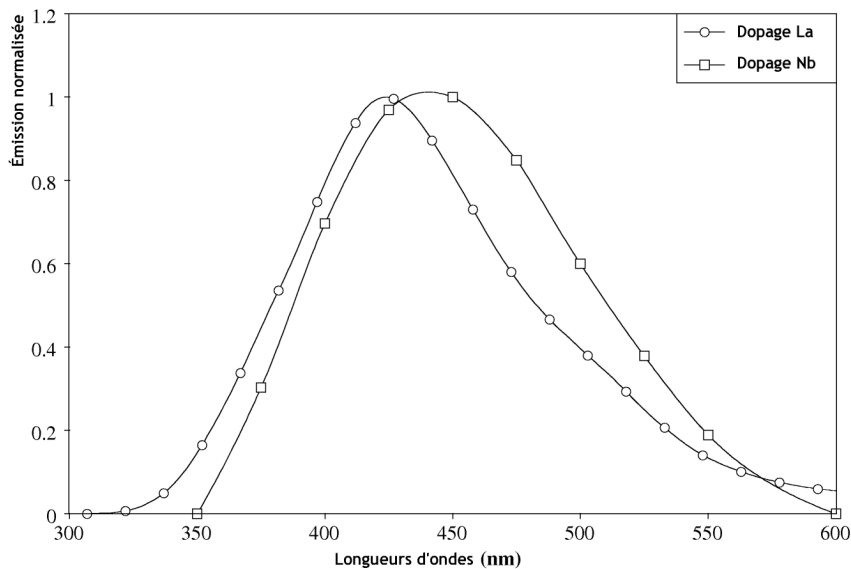


FIGURE 5.9 – Effet de dopages au Niobium et au Lanthanum sur le spectre de scintillation des cristaux du calorimètre électromagnétique.[59]

6. Les chiffres donnés correspondent à divers types de propagation de la lumière au sein des cristaux scintillateurs. Le temps nécessaire pour obtenir 100 % de l'intensité lumineuse est la plus grande des valeurs. On peut remarquer que seul 1% de l'intensité lumineuse (en gras) n'est pas

	$PbWO_4$	$NaI(Tl)$	BGO	CSI	BaF_2	CeF_3
Densité	8.28	3.67	7.13	4.51	4.88	6.16
X_0	0.89	2.59	1.12	1.85	2.06	1.68
λ_I	22.4	41.4	21.8	37.0	29.9	26.2
Rayon de MOLIÈRE (cm)	2.19	4.80	2.33	3.50	3.39	2.63
Temps d'émission en ns ⁶	5 (39%)	230	60	16	0.9	8
	15 (60%)	-	300	-	630	25
	100 (1%)	-	-	-	-	-
Rendement γ	1.3	100	18	20	20.4	8

TABLE 5.3 – Comparaison des différents cristaux scintillateurs.

A l'opposé, le plus gros problème des cristaux utilisés au sein de l'ECAL est que la production de photons lors de la scintillation est relativement faible (en rouge sur le tableau 5.3) ce qui nécessite donc une technologie de photodétection améliorée fournissant un gain.

5.3 Détails des performances attendues du calorimètre électromagnétique de CMS

Dans cette section du manuscrit nous détaillerons la résolution en énergie attendue au sein du calorimètre électromagnétique de l'expérience COMPACT MUON SOLENOID puis nous expliciterons la résolution spatiale que peut obtenir ce sous-détecteur.

Le but de ces calculs et détails de performances préliminaires est d'obtenir la résolution en masse des photons du boson de HIGGS. Cette résolution doit être extrêmement bonne si l'on veut pouvoir détecter le signal laissé par la formation de cette « nouvelle particule » face aux bruits de fonds.

Pour l'ensemble de ce qui suit, nous montrerons les résolutions pour le canal qui nous intéresse : $H \rightarrow \gamma\gamma$ (sauf mention contraire).

5.3.1 Résolution en énergie

Pour des photons ayant des énergies comprises entre 25 GeV et 500 GeV, nous pouvons paramétrer la résolution en énergie avec l'équation suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{E}\right)^2 + c^2 \quad (5.10)$$

avec E en GeV, a un terme dit « stochastique » ainsi que σ_N pour le bruit de fond électronique et c le terme constant.

Le terme stochastique

Ce terme correspond à plusieurs contributions :

recupérée avant 15 ns.

1. les fluctuations sur le développement latéral de la gerbe, ce qui correspond environ, pour des groupes de 5×5 cristaux (utilisés dans les algorithmes basiques de reconstruction) à une contribution $a_1 \sim 1.5 \%$;
2. les fluctuations sur le dépôt d'énergie dans l'absorbeur du détecteur de pied de gerbe (si nécessaire) dans le respect de ce qui est mesuré par les détecteurs au silicium du détecteur de pied de gerbe, ce qui contribue pour une valeur a_2 d'environ 5% ;
3. enfin, une contribution dite « photostatistique » de l'ordre de 2.3% et s'exprimant comme suit :

$$a_3 = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (5.11)$$

où F exprime le facteur d'excès de bruit paramétrant les fluctuations dans le processus de gain. Ce facteur est significatif pour les photodiodes à avalanche [58] (APD) et a une valeur proche de 2. N_{pe} est le nombre de photoélectrons primaires présents dans le photo-détecteur par unité d'énergie (GeV).

L'objectif de performance du sous-détecteur est de $N_{pe} > 4000 \cdot GeV^{-1}$ ce qui donne une contribution $a_3 < 2.3\%$ pour obtenir une contribution stochastique finale totale ($a = a_1 + a_2 + a_3$) dans le tonneau inférieure à 2.3% .

Le terme de bruit de fond électronique

Ce terme de bruit de fond électronique est quant à lui composé également de trois parties (voir la section 7.1.5 sur la chaîne d'acquisition pour les détails concernant les différentes parties de l'électronique) :

1. le bruit du pré-amplificateur,
2. le bruit provenant de la numérisation,
3. le bruit provenant de l'empilement (ou « pile-up »)

Les bruits tant du pré-amplificateur que de la numérisation sont estimés à environ $E_{N_{tonneau}} = 30 MeV$ par canal du tonneau et à $E_{N_{bouchons}} = 150 MeV$ pour les bouchons. La taille adressée par le bit de plus bas poids (**Least Significant Bit**) est inférieure au bruit du pré-amplificateur et l'on peut en réalité négliger le bruit provenant de la numérisation.

Le bruit de fond provenant de l'empilement qui devient non négligeable dans les régions à forte valeur de pseudorapidité comme nous pouvons le voir sur la figure 5.10 ci après).

L'intégralité de ce terme de bruit de fond ne devrait pas excéder $b \simeq 155 MeV$ à faible valeur de pseudorapidité et $770 MeV$ à $|\eta| \simeq 2$

Le terme constant

Le terme constant est le fruit de quatre contributions :

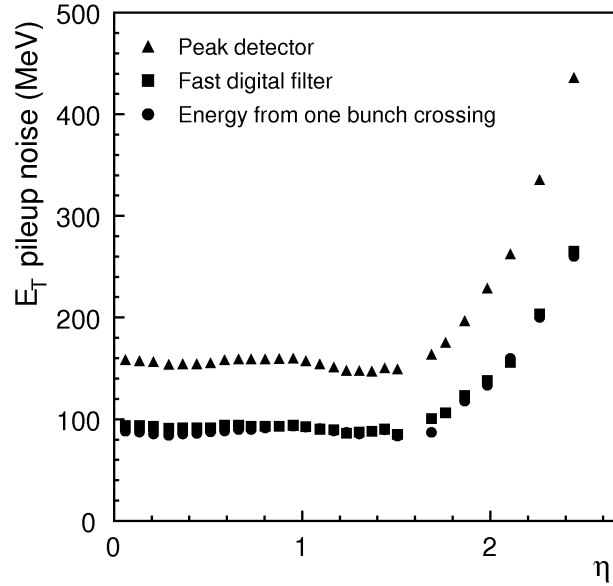


FIGURE 5.10 – Contribution du bruit provenant de l'empilement pour une matrice 5×5 de cristaux à la luminosité nominale en fonction de la pseudorapidité.[58]

1. la non-uniformité longitudinale de la collection de lumière ;
2. l'erreur de calibration inter-cristaux
3. les pertes d'énergie par l'arrière des cristaux (énergie lumineuse perdue à cause du débordement longitudinal de la gerbe)
4. des effets géométriques non corrigés ou des imperfections non maîtrisables des cristaux

Les deux dernières contributions sont très faibles et bien comprises([58]) La première de ces contributions a été très bien étudiée [60][61].

L'erreur de calibration provient d'une part de la calibration absolue et d'autre part des intercalibrations locales et globales.

En cumulant tous les termes, on cible un terme constant qui vaut environ $c \simeq 0.5\%$. Ce terme est dit « constant » car il ne dépend pas de l'énergie.

Résumé de la résolution en énergie

En cumulant tous les termes que nous venons d'observer nous avons les résolutions attendues suivantes à basse (**et haute**) luminosité :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{155 \text{ MeV (210 MeV)}}{E} \oplus 0.55\% \quad \text{pour le tonneau} \quad (5.12)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{770 \text{ MeV (915 MeV)}}{E} \oplus 0.55\% \quad \text{pour les bouchons} \quad (5.13)$$

pour une gerbe électromagnétique dans une matrice de cristaux 5×5

5.3.2 Résolution spatiale

En plus de la résolution en énergie, il est primordial de posséder des informations précises sur la résolution spatiale (qui est en bonne partie liée à la granularité du calorimètre) des particules (électrons ou photons) afin de pouvoir aider à une reconstruction fidèle.

Résolution en position

La quantité utilisée pour déterminer la position d'une gerbe est son centre de gravité que l'on définit comme suit dans une matrice de cristaux 3×3 :

$$X_0 = \frac{\sum_{i=1}^{i=9} E_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^{i=9} E_i} \quad (5.14)$$

où la coordonnée $(0,0)$ — en coordonnées (θ, ϕ) — est le centre du cristal où la gerbe a commencé à se développer ;

E_i est l'énergie totale déposée dans le i^{eme} cristal ;

x_i est la position du centre du i^{eme} cristal.

L'application de l'équation 5.14 déterminera le point du cristal où la gerbe a réellement commencé.

Biais attendu

La relation 5.14 est toutefois biaisée par la forme longitudinale de la gerbe. La fonction de correction est formée à partir de données réelles. En effet, la résolution en position a été mesurée lors de tests en faisceaux avec des électrons ayant une gamme d'énergie comprise entre 20 et 150 GeV . La résolution finalement obtenue peut être paramétrée par :

$$\sigma(mm) = \sqrt{\left(\frac{2.02}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.29)^2} mm \quad (5.15)$$

ce qui donne, pour des électrons de 50 GeV , une résolution de $\sim 400\mu m$.

Cette résolution dépend de l'angle d'incidence du faisceau, c'est ce que l'on appelle la « courbe-S » [62] à cause de la forme caractéristique que cette distribution a lors d'une incidence normale (figure 5.11) — même si, avec l'augmentation de l'angle d'incidence du faisceau, la forme se modifie. On peut globalement paramétrer les deux courbes de la figure 5.11 par les relations ci dessous (E en GeV) :

$$\sigma(\mu m) = \frac{2580}{\sqrt{E}} \oplus 95 \text{ pour l'incidence normale} \quad (5.16)$$

$$\sigma(\mu m) = \frac{2520}{\sqrt{E}} \oplus 330 \text{ pour l'incidence à } 3^\circ \quad (5.17)$$

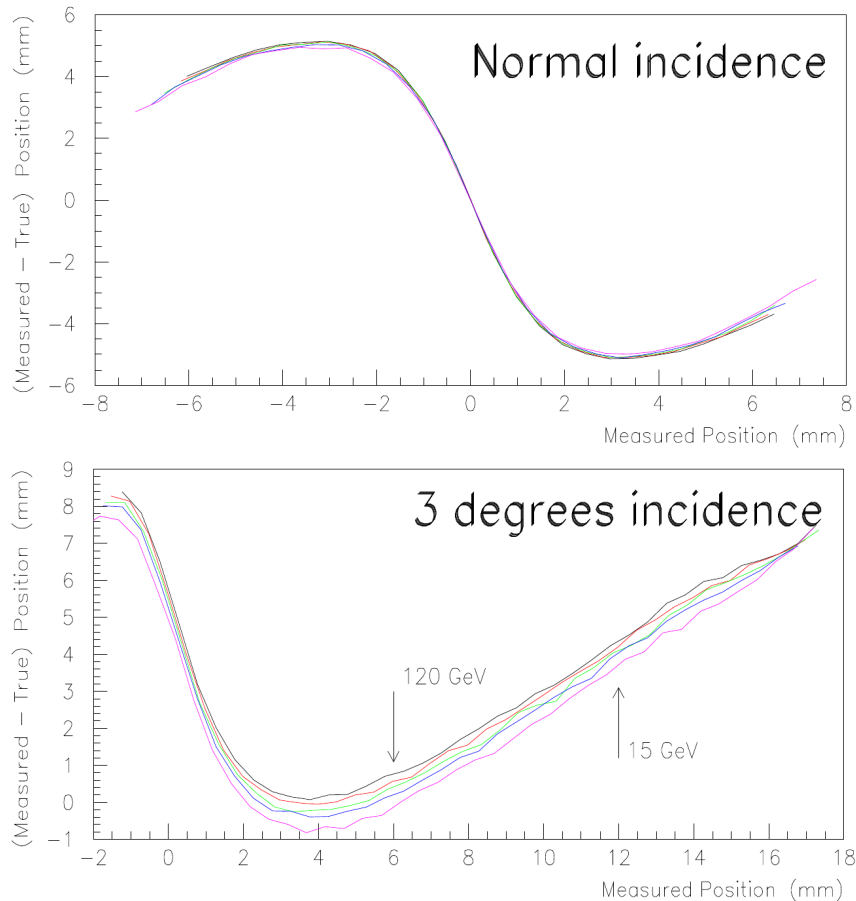


FIGURE 5.11 – **Courbes-S pour une incidence de faisceau normale ou décalée de 3 degrés** Ces « courbes-S » [62] représentent la différence entre les valeurs mesurées et connues pour des valeurs de 15, 35, 50, 80 et 120 GeV , pour des incidences normales ou de 3 degrés. On peut observer une légère dépendance en énergie dans le cas de l'incidence de faisceau à 3° (aucune notable en incidence normale).

Résolution angulaire

La détermination de la résolution angulaire nécessite l'utilisation du détecteur de pied de gerbe. En principe, pour mesurer la résolution angulaire du système « cristal-preshower », on prend simplement la différence des centres de gravité calculés dans le détecteur de pied de gerbe et dans les cristaux et on la divise par la distance entre les deux points de mesure selon l'axe du faisceau (point Z_C et Z_P , respectivement pour les cristaux et le preshower).

Cependant, dans la réalité, le point Z_C n'est pas directement connu et doit être calculé en fonction de données réelles connues (angle d'incidence notamment). Cette mesure est rendue difficile par la distorsion de la « courbe-S » pour chaque angle d'incidence du faisceau différent de 0° (figure 5.12).

On peut se rendre compte dans cette même figure que la valeur moyenne de $X_C - X_P$ dépend de l'angle d'incidence et c'est cette moyenne qui, divisée par l'angle en radian peut fournir le bras de levier et, par là-même, la profondeur de pénétration au sein du cristal à laquelle la mesure de X_C a lieu.

On peut considérer que le point Z_C doit être placé à l'endroit du maximum

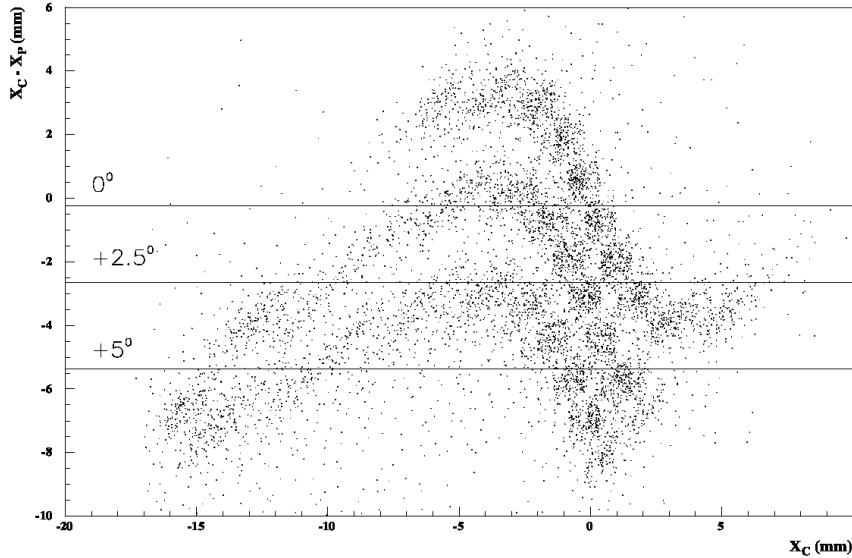


FIGURE 5.12 – Variations de la forme des « courbes-S » avec la valeur de l'angle d'incidence du faisceau. Cette courbe est la différence entre (X_C) et la position comme vue par le **preshower** (X_P) par rapport à la valeur du centre de gravité calculée par les cristaux.

longitudinal de la gerbe, c'est à dire aux alentours de $8.1 \cdot X_0$ — soit dans le cas de nos cristaux autour de 58.5 mm — alors nous connaissons notre bras de levier.

Nous pouvons donc finalement écrire notre formule donnant la résolution angulaire du système « cristaux + **preshower** » :

$$\sigma_{\theta} (mrad) = \frac{\sigma(X_C - X_P)}{l} \text{ avec les paramètres suivants :} \quad (5.18)$$

X_C est le centre de gravité de la gerbe calculée au moyen des cristaux ;

X_P est le centre de gravité de la gerbe calculée au moyen du détecteur de pied de gerbe ;

l est la longueur du bras de levier $(Z_C - Z_P)$

Selon [63], la dispersion est approximativement la somme quadratique des précisions spatiales des cristaux et du détecteur de pied de gerbe, ce qui nous permet de paramétrer cette valeur pour obtenir une équation dépendante de l'énergie qui sera alors approximativement :

$$\sigma_{\theta} (mrad) = \frac{36.5}{\sqrt{E}} \oplus 4.1 \text{ avec } E \text{ en } GeV \quad (5.19)$$

5.3.3 La résolution en masse

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec une masse du boson de HIGGS dans la gamme $80 < M_H < 150 GeV/c^2$ est le plus exigeant quant aux spécifications du sous-détecteur qui nous intéresse.

En effet, du fait de la faible largeur naturelle de désintégration du boson de HIGGS ($\simeq 30 MeV/c^2$ pour une $M_H < 150 GeV/c^2$), la résolution en masse est

limitée par la contribution expérimentale. C'est pour ce canal qu'a été optimisé le calorimètre électromagnétique.

Si l'on se trouve dans le cas de deux photons d'énergies respectives E_1 et E_2 séparés par un angle θ alors la résolution en masse que pourra atteindre le calorimètre électromagnétique est de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan \frac{\theta}{2}} \right) \quad (5.20)$$

avec \oplus qui exprime une somme quadratique et θ en radians.

La résolution en masse dépend alors des deux précédentes résolutions (en énergie et en position). Cette résolution en masse est celle qui est la plus pertinente car c'est elle qui détermine la possibilité de découverte du boson de HIGGS et d'un certain nombre d'autres analyses.

Chapitre 6

Génération, simulation et reconstruction des données réelles et simulées

ACTUELLEMENT, le détecteur COMPACT MUON SOLENOID n'a pas pu vraiment prendre de données réelles car l'accélérateur sur lequel il fonctionne a eu une défaillance[10] qui est en cours de résolution[64]. En réalité, seules les mesures de particules cosmiques ont pu être réalisées par le détecteur dans la phase dite « d'alignement ».

La quasi-totalité des données présentées proviendront donc de simulations et d'événements générés par des chaînes de production d'événements simulés. Ces chaînes sont d'une importance cruciale pour la bonne compréhension du détecteur, pour définir les stratégies d'analyses expérimentales et pour préparer la prise de données réelles.

Après avoir rapidement discuté des différences et des complémentarités des prises de données réelles et des productions de données simulées — je présenterai en détail les chaînes de reconstruction présentes au sein de CMS et notamment utilisées dans la suite pour produire les résultats présents dans ce mémoire.

Nous verrons alors comment un événement est tout d'abord généré (et par quels mécanismes), puis passé au sein d'une simulation plus ou moins complète du détecteur et de ses sous-détecteurs, avant d'être complètement ou partiellement reconstruit. Nous détaillerons notamment les objets reconstruits et les indicateurs qui sont les bases de toute analyse de physique effectuée au sein de l'expérience.

6.1 Différences entre prise de données réelles et événements simulés

Dans le cadre de la recherche en physique des particules, il est important de se rendre compte des différences et similitudes entre la prise de données réelles et la simulation de processus physiques par des générateurs d'événements utilisant des procédés de calculs statistiques suivi de la réponse du détecteur.

Dans le cas de la prise de données réelles, le détecteur analyse ses propres interactions : ses « événements ». L'ensemble de l'expérience les détecte et le système de déclenchement sauvegarde ceux qui sont jugés intéressants.

A l'opposé, dans le cas d'événements simulés, le rôle de la machine produisant les interactions est transféré au logiciel générateur dont nous allons parler maintenant. Le rôle des détecteurs est lui aussi transféré à des logiciels spécifiques. Enfin, après avoir obtenu des données dites « MONTE CARLO », alors la phase finale dite de « reconstruction » est identique à celle présente dans le cadre de la prise de données réelles (confère figure 6.1).

Par ailleurs, il existe des logiciels dits de « simulation rapides » des événements

qui permettent de réaliser une simulation durant un laps de temps moindre que celui nécessaire pour le traitement des événements par les chaînes de simulations complètes.

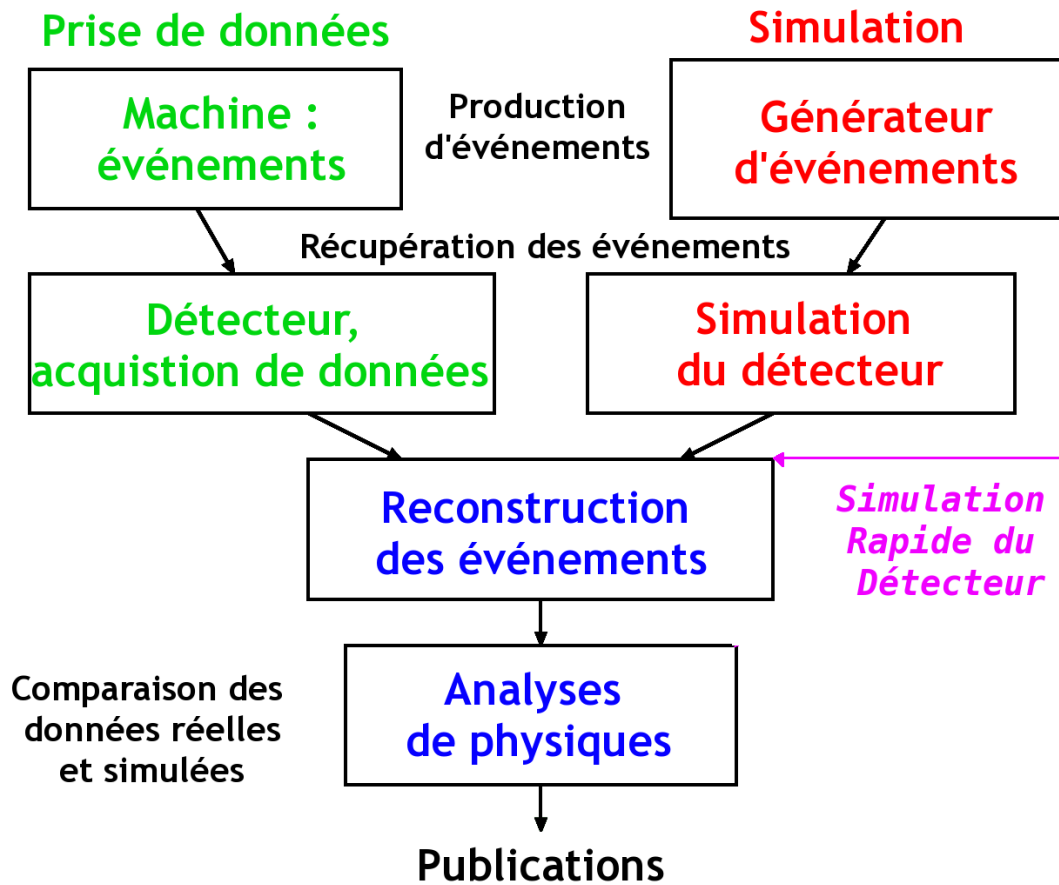


FIGURE 6.1 – Aperçu global de la chaîne d'acquisition [65]. A gauche la prise de données réelles, à droite, les possibilités de simulation par générateurs d'événements. On notera la présence de la simulation « rapide » du détecteur qui sera explicité ultérieurement.

6.1.1 De la collision à l'analyse de physique

Simulation d'évènements de physique

1. Génération des événements par des générateurs de Monte Carlo divers tels que MADGRAPH[66], ALPGEN[67], PYTHIA[68], ... \Rightarrow obtention de quadrivecteurs détaillés,
2. Passage des événements générés dans une simulation (rapide ou détaillée) du détecteur afin de prendre en compte la réponse des détecteurs et la numérisation par l'électronique de lecture \Rightarrow obtention de données « Digis » et position des cellules « touchées »,
3. Reconstruction des échantillons par des outils informatiques spécifiques afin de pouvoir remonter aux particules d'origine de l'évènement à partir de toutes les « Digis » contenues dans les sous-détecteurs de CMS \Rightarrow obtention de données « Reco »,

Les données obtenues en fin de chaîne sont celles qui seront utilisées par les physiciens pour faire leurs analyses.

Prise de données réelles

1. Les particules laissent des traces et des dépôts d'énergie au sein des divers sous-détecteurs ;
2. Ces traces et dépôts sont convertis en signaux électriques et lumineux par des détecteurs spécifiques (cristaux, pistes de silicium, etc) puis peuvent être numérisés
3. Les cartes d'acquisitions VFE (**Very Front End**) numérisent les informations
4. Création des échantillons finaux incluant les divers détecteurs, sous-détecteurs (**Event Builder**).

6.1.2 Logiciels de reconstruction et d'analyses

La chaîne utilisée pour la reconstruction et les analyses a changé durant ma thèse. Certains des résultats présentés dans ce manuscrit ont eu comme but de porter ou améliorer certaines analyses effectuées dans les premiers mois de ma thèse avec l'ancienne chaîne d'outils.

La première version du logiciel a été développée en FORTRAN, basé sur GEANT 3[69]. À la fin des années 90, les **frameworks** de CMS (et ceux des expériences de physique des particules en général) évoluent pour passer à l'utilisation massive du C++. Les composantes de la simulation du détecteur ECAL sont alors devenues :

- La base de donnée de description du détecteur ou « **Detector Description Database** » (DDD) pour les simulations de géométrie et de description du budget de matière (la quantité de zone noire ressentie par des particules, voir plus loin) ;
- OSCAR[70], un code basé sur GEANT4 pour les interactions des particules avec le détecteur ;
- ORCA[71], le framework de la reconstruction dans lequel la simulation de la numérisation est incluse.

Ancienne chaîne d'outils utilisée

Dans l'ancienne chaîne d'outils 6.2, la première étape se faisait avec l'aide d'un générateur MONTE CARLO dit à « élément de matrice »¹ tel que ALPGEN[67]. Dans le cas des particules non-observables créées lors de cette première étape, le passage par CMKIN[72, 73] s'avérait obligatoire pour générer, via le programme PYTHIA[68], les processus d'hadronisation. On obtenait alors, après le passage par CMKIN, des hadrons qui se désintégraient. Le résultat était un ensemble de quadri-vecteurs regroupés en des événements physiques dont les produits de désintégration sont réellement observables.

La deuxième étape nécessitait l'utilisation d'OSCAR qui avait comme but la simulation de la réponse du détecteur appliquée aux particules issues de CMKIN (avec

1. Les générateurs à « éléments de matrice » utilisent les matrices théoriques pour générer des particules et les désintégrations associées.

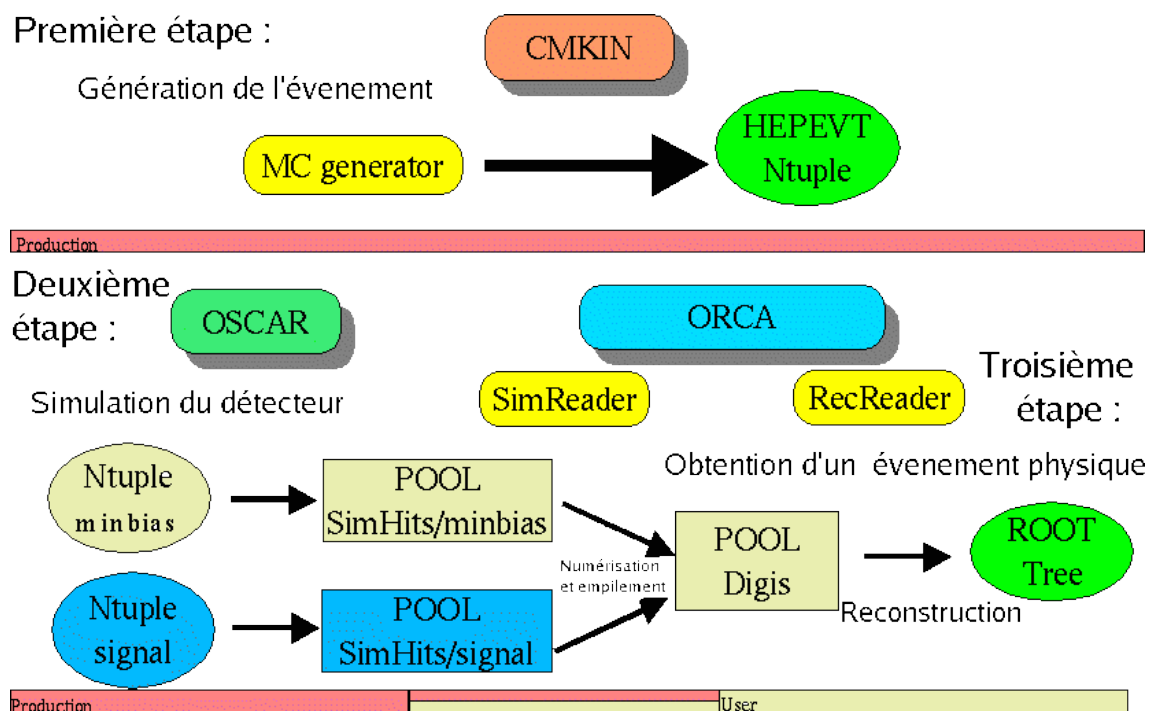


FIGURE 6.2 – Représentation de l'ancienne chaîne de production d'événements.

toutes les limitations techniques ou physiques inhérentes) lors de l'étude des événements observables. On obtenait alors des objets informatiques nommés « **SimHits** » qui contenait les données brutes (position et coups) issues de la simulation du détecteur.

Après la récupération de ces « **SimHits** », l'avant-dernière étape de ce processus consiste en la simulation de l'électronique qui transforme les données analogiques contenues dans les « **SimHits** » en données numériques (aussi appelés « digis »^[74]) : c'est la numérisation.

Enfin, la chaîne de simulation se terminait par la création d'événements physiques « réels » — incluant les empilements²). Cette dernière opération, effectuée par le logiciel ORCA sur les « digis » est appelée « reconstruction » et a pour but la formation, à partir des données issues des étapes précédentes, d'événements complets, c'est à dire du vertex d'interaction primaire aux produits de désintégration finaux. Pour chaque objet ainsi reconstruit, on peut savoir le type (électron, photon, ...) et ses propriétés (énergie, vitesse, ...). Les résultats de cette étape sont appelés « objets de physiques ».

Nouvelle chaîne d'outils utilisée

En 2005, les logiciels de production ont changé et les trois anciennes parties (DDD, OSCAR et ORCA) ont été unifiées en un seul nouveau **framework** nommé CMSSW. La figure 6.3 représente une vue schématique de la chaîne actuelle et où

2. Un empilement a lieu lorsque plusieurs événements de physique au sein d'une zone d'espace inférieure au pouvoir de discernement des appareils de mesure pendant un intervalle de temps inférieure à celui nécessaire à l'électronique pour le traitement. On obtient donc un empilement d'événements dans le « même lieu » et au « même moment ».

l'expérimentateur se place (violet).

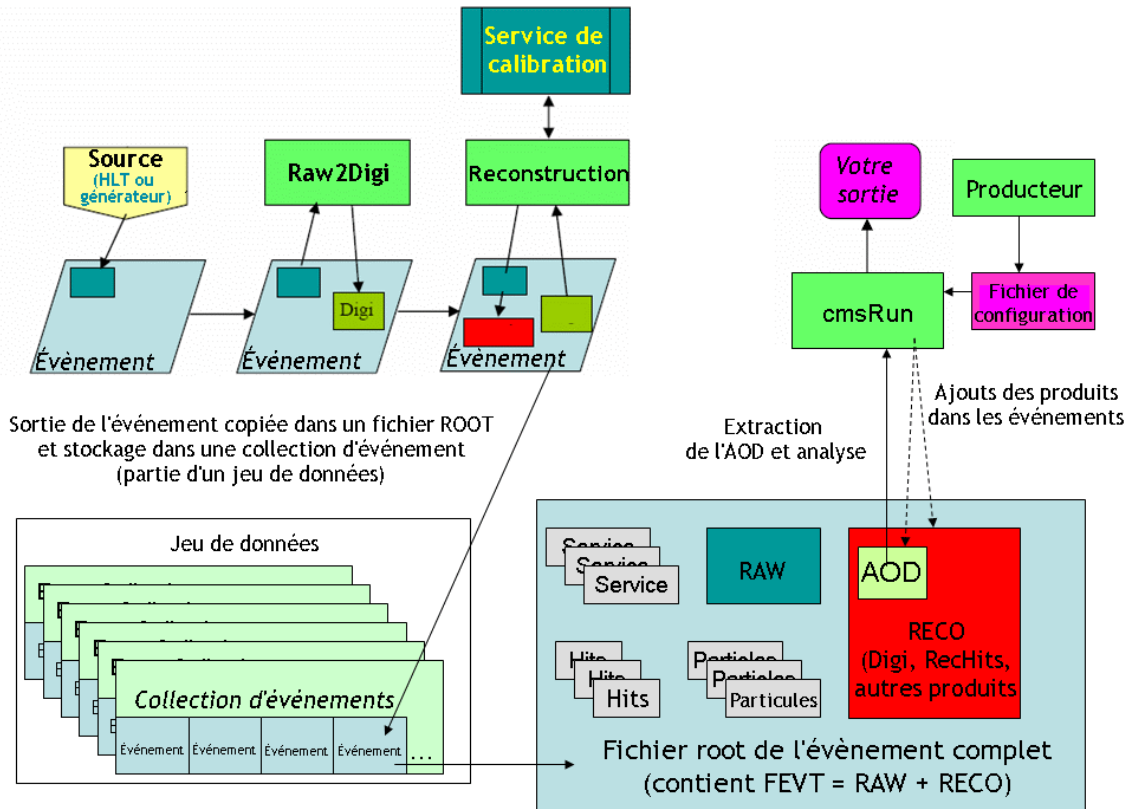


FIGURE 6.3 – Représentation schématique de la nouvelle chaîne de production d'événements. L'expérimentateur, utilisateur final, entre un fichier de configuration au sein de cmsRun, l'exécutable de CMSSW et obtient une sortie correspondant à sa demande.

Raisons invoquées pour le passage à CMSSW

CMSSW est née d'une volonté conjointe des services informatiques de CMS et des services qualités de l'expérience. Les buts principaux des logiciels CMSSW (outre l'uniformisation complète du logiciel en langage C++) sont ³ :

Fournir un modèle clair de données : Les données sont accessibles uniquement à travers la partie dénommée « Événement » ;

Autoriser des tests de modules : Utiliser une architecture modulaire, tout comme son prédécesseur ;

Conserver la provenance des données : Les fichiers de données conservent les traces de la manière dont les données sont créées ;

Présence de fichiers ROOT navigables dès la production : Le but est de conserver le format de données aussi simple que possible.

Pour résumer, l'idée de base de CMSSW est de faire un système simple, robuste, modulaire conservant dans un format le plus simple possible les différentes données concernant un événement.

3. D'après le manuel de CMSSW : <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/EDMConferenceTalks/Framework.pdf>

Présentation rapide de CMSSW [75] La collection de logiciels appelé CMSSW est construite autour d'une série de bases logicielles : un **Framework**, un modèle décrivant les données provenant des événements (ou **Event Data Model** : EDM) et les services nécessaires à la simulation, la calibration et l'alignement, ainsi que la reconstruction de toutes les données pour permettre aux physiciens de faire leurs analyses.

L'EDM de CMSSW consiste en un exécutable, appelé **cmsRun** et un très grand nombre de modules complémentaires gérés par le **Framework**. qui contiennent tous les codes nécessaires à l'analyse des événements. Le même exécutable permet aussi bien l'usage des données réelles et des simulations de données.

L'exécutable de CMSSW, est utilisé conjointement avec des fichiers de configuration spécifiques qui permettent de renseigner **cmsRun** sur :

- quelles données utiliser ;
- quels modules exécuter, dans quel ordre et avec quels paramètres ;
- comment les événements sont filtrés dans chacune des parties.

A la différence des **frameworks** précédents, **cmsRun** se veut extrêmement léger puisqu'il ne charge que les modules désirés de manière dynamique.

Dans l'EDM de CMS, le concept central est l'évènement. Dans ce contexte, un évènement est un objet C++ contenant toutes les données « RAW » et reconstruites reliées à une collision particulière. La sauvegarde des données s'effectue au sein de fichiers structurés sous la forme de « rootuples ». Ces fichiers contenant les données ou fichiers ROOT sont lisibles directement par le logiciel d'analyse final : ROOT[76].

ROOT Pour faire les analyses au sein de la collaboration, les scientifiques utilisent un logiciel dédié aux analyses de physique des hautes énergies : ROOT [77].

ROOT est un **framework** pour l'analyse de données, qui est né au CERN au cœur de la recherche en physique des hautes énergies. Les principales caractéristiques fondamentales de ROOT sont résumées ici [77] :

Sauvegarde des données : ROOT permet de sauvegarder des données (n'importe quelle objet en C++) dans un format binaire compressé appelé « **ROOT file** ». Le format de l'objet est stocké avec lui dans le même fichier. ROOT fournit alors une structure de données qui est extrêmement performante pour permettre des accès rapides à des quantités énormes de données.

Accès aux données : Les données sauvées dans un ou plusieurs fichiers ROOT peuvent êtres accédées depuis n'importe quelle machine, par le web et par des systèmes de stockages à grande échelle comme, par exemple, la grille de calcul (**The GRID**[78]). Les arbres ROOT séparés en plusieurs fichiers peuvent êtres chaînés comme un objet unique permettant des boucles sur des quantités énormes de données.

Analyses des données : Des outils performants de mathématiques et des outils statistiques sont fournis en natif pour permettre les études des données. La puissance de création d'applications programmée en langage C++ et la possibilité de faire des calculs parallèles sont disponible pour tous et tous les usages. Les données peuvent également être générées en suivant des distributions statistiques, ce qui permet de simuler des systèmes complexes de manière simple.

Montrer les résultats ROOT permet la création d’histogrammes à plusieurs dimensions, de nuages de points, de courbes ajustées, etc. Les graphiques de ROOT peuvent également être modifiés en temps réels par quelques clics de souris. Des sorties hautes qualités des rendus disponibles peuvent être sauvegardées dans un grand nombre de format dont le format PDF, entre autres.

Application compilée ou interprétée . ROOT permet l’utilisation d’un interpréteur C++ : CINT[79] ou du langage de programmation Python pour faire des sessions interactives et écrire des macros. ROOT permet aussi de compiler ses propres programmes en utilisant des bibliothèques partagées. Dans chacun de ces cas, ROOT permet également de créer une interface graphique associée (GUI).

Pour résumer, le logiciel ROOT est la pierre angulaire du travail d’analyse effectué par les expérimentateurs de CMS. Il est étroitement lié à l’utilisation de CMSSW, qui l’utilise comme base pour chacun de ses aspects.

Remarque : nous détaillerons plus précisément chacune des étapes de la chaîne de production dans la suite du chapitre.

6.2 Le mécanisme de génération d’événements

Produire un événement physique à l’aide de générateurs d’événements de la manière la plus précise et la plus proche de la réalité est un travail important en physique des particules et une des préoccupations majeures des théoriciens écrivant ces générateurs dit « MONTE CARLO » utilisés pour la génération de processus de physique.

Cette partie du chapitre 6 va commencer par une présentation générale de la chaîne de génération suivie ensuite des détails présentant les différents aspects techniques de cette génération. Nous verrons notamment les différences entre les deux grands types de générateurs de MONTE CARLO : les générateurs à éléments de matrices (*Matrix Element* ou ME) et les générateurs à gerbe partonique (*Parton Shower* ou PS).

6.2.1 Présentation de la chaîne de génération

Avant toute chose, il est important de bien comprendre que le générateur « parfait » n’existe pas. En effet, la production des outils de génération est limitée par notre propre compréhension de la réalité physique dans bien des domaines. Un générateur « parfait » serait — à la limite — imaginable dans un monde où toutes les lois physiques seraient connues ... et donc dans un monde où il serait inutile (tout comme les expériences qui nous intéressent).

Cependant, les qualités des générateurs actuels (bien qu’imparfaites) sont raisonnables et permettent de trouver des accords remarquables entre expériences et simulations. L’usage de tels outils est donc bel et bien adéquat.

Ces générateurs ont comme but — en plus de reproduire les données expérimentales déjà observées avec le meilleur accord possible — de permettre des extrapolations des résultats à des valeurs d’énergie plus élevée (notamment, dans notre cas, de passer de 1.96 *TeV* (Tevatron) à la valeur attendue du LHC de 14 *TeV*). Mais leur rôle ne se confine pas à ces extrapolations.

En effet, non contentes de pouvoir prédire ces résultats, les différentes étapes de la génération doivent incorporer les nombreuses alternatives possibles pour la découverte de nouvelle physique (Super-Symétrie, Technicolor, etc.) afin de pouvoir produire des événements susceptibles d'être présents dans les futures collisions pour permettre aux expérimentateurs de s'entraîner sur les données simulées et pouvoir ainsi, peut-être, découvrir la physique des particules de demain.

La production d'un événement de physique complet étant un processus évidemment très complexe, les chercheurs ont tenté de le subdiviser en parties plus petites et les plus indépendantes les unes des autres.

C'est ainsi que l'on sépare généralement[80] la génération d'un processus de physique selon les sous-tâches spécifiques suivantes (voir figure 6.4) :

La simulation des particules incidentes : Dans le cas du LHC, les protons seront décrits comme des partons interagissant entre eux. Les fonctions de densités de distribution partonique (ou **Parton Distribution Function : PDF**) permettent de décrire leur composition interne ;

La génération de l'évènement « dur » : c'est à dire les processus de physiques étudiés. Les collisions entre les partons représentant les protons (voir ci dessus) et les particules qui en proviennent, forment le cœur de l'évènement. C'est là que se déroulent les processus désirés. La description qui en résulte est donc de nature partonique elle aussi.

On remarquera par ailleurs que, lors de la génération de l'évènement dit « dur », les interactions inter-protoniques peuvent conduire — dans des proportions importantes — à des diffusions élastiques (**Elastic Scattering**). Ces événements sont ajoutés à l'évènement dur sous le nom « Événements de biais minimum » (**Minimum Bias Event**) pour rappeler leur provenance.

Les radiations partoniques : les particules produites possédant une charge de couleurs, il y a présence de radiations (cf chapitre 3.2) des partons entrant et sortant, ce qui peut éventuellement produire des gluons mais aussi, éventuellement, des photons. Il existe deux grands types de radiations partoniques selon si elles ont lieu *avant* ou *après* la production de l'évènement dur :

- *avant* la production de l'évènement dur : ce sont les radiations initiales dites **Initial State Radiation** (ou **ISR**). Ces irradiations peuvent causer la production de jets dans une direction proche de l'angle d'arrivée des hadrons.
- *après* la production de l'évènement dur : ce sont les radiations finales dites **Final State Radiation** (ou **FSR**). À haute énergie, cette irradiation perturbative est le mécanisme dominant la production de jets de grande impulsion transverse (avec des profils de jets massifs et la présence de jets secondaires).

Nous verrons en détail dans le chapitre 8 un exemple et une description approfondie des ISR et FSR.

La présence de partons spectateurs : étant donné que seul un parton de chaque hadron provenant des jets est utilisé pour les interactions simulées et que les autres partons s'éloignent les uns des autres suite à la collision, alors

le calcul nécessite un modèle spécifique.

En effet, d'une part les partons spectateurs continuent leur propagation (essentiellement sans perturbation de leur trajectoire) ce qui peut éventuellement conduire à un rayonnement et à une hadronisation. Lorsque ce processus arrive, il est appelé « événement sous-jacent » (Underlying Event).

D'autre part, un problème intervient avec la constante de couplage (g_s) qui va se modifier à cause de l'éloignement progressif des partons entre eux. Cela empêchera, dans une certaine mesure, d'effectuer des calculs perturbatifs. On utilisera alors des modèles d'hadronisation formant des particules détectables (donc sans charge de couleur).

Les fragmentations et désintégrations : Comme les partons ne sont pas directement observables, ils vont former par « fragmentation » une myriade de particules moins lourdes, plus simples et ayant une durée de vie conséquente : des mésons et des baryons. Suite à cette fragmentation, la plupart des particules produites vont à leur tour s'hadroniser pour générer une série de hadrons. Ce paramètre-là doit également être pris en compte au sein des générateurs d'événements.

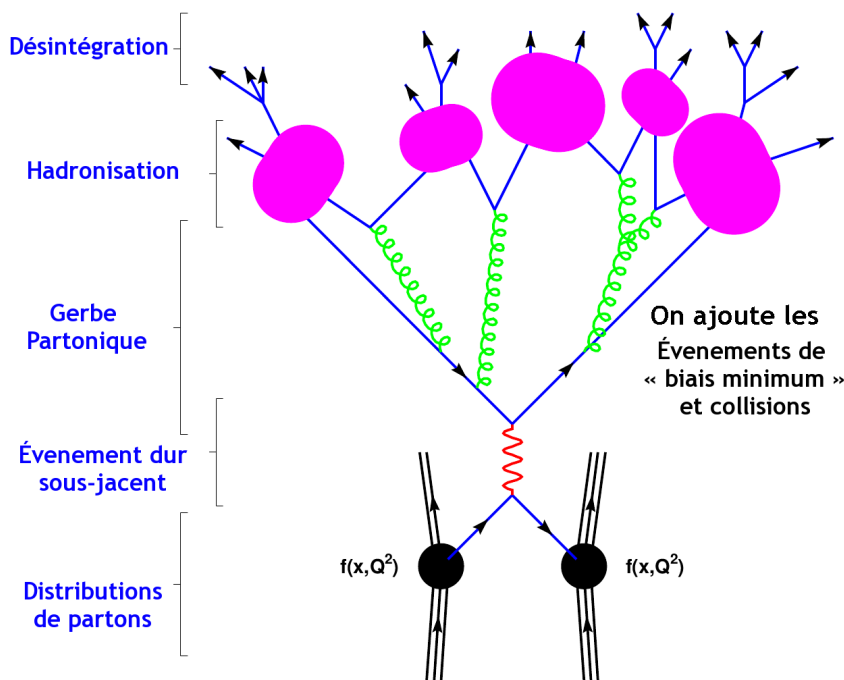


FIGURE 6.4 – Les différentes parties de la production d'un processus de physique par les générateurs de type MONTE CARLO.

Ces séparations sont évidemment arbitraires et ne sont pas complètement respectées en pratique. En effet, il est possible par exemple de procéder de plusieurs manières pour produire l'événement dur, ses sections efficaces et ses radiations partoniques :

1. par la production basée sur les éléments de matrices pour produire les FSR à partir de l'état initial ;
2. ou bien par la production d'un événement dur suivi d'une irradiation dans l'état final obtenu ;

3. ou bien encore par l'ajout d'une irradiation dans l'état final à la production de l'évènement dur.

L'important, dans la production de ces événements est de ne pas effectuer de double-comptage des événements ce qui, comme nous le verrons plus tard, n'est pas intrinsèque aux méthodes de générations elles-mêmes.

En pratique, nous avons vu émerger deux grandes catégories différentes de générateurs : les générateurs à éléments de matrices (**Matrix Element** ou ME) et les générateurs à gerbe partonique (**Parton Shower** ou PS).

De nombreux générateurs différents existent mais tous ne traitent pas de l'ensemble de la chaîne. Certains se restreignent à une partie de la chaîne ou à certains processus de physiques seulement (non généralité du générateur). Nous verrons les spécificités de certains d'entre eux dans les paragraphes qui suivent.

6.2.2 Principe de fonctionnement des générateurs

Le principe d'un générateur d'évènement est de créer des « événements » avec le même comportement général et les mêmes fluctuations que les données réelles. Au sein des générateurs, les techniques de calcul de MONTE CARLO[81] sont utilisées afin de sélectionner toutes les variables nécessaires pour les distributions de probabilités désirées. Le fait d'utiliser l'approche de MONTE CARLO permet de s'assurer de la suffisance du caractère aléatoire des choix de branchements effectués.

Les « événements » créés sont, en réalité, des collections de particules dans un état final observable (photons, leptons, hadrons, etc.) avec leurs impulsions. Tout est considéré comme si le détecteur était idéal.

Nous nous intéresserons, dans cette sous-partie à ce seul niveau de production d'évènements, qui, comme nous allons le voir maintenant, présente déjà des aspects intéressants. Enfin, il est important de se rappeler que, bien que présentant toujours des principes de bases assez similaires, les outils de générations ne cessent de s'améliorer de jour en jour (ne serait-ce que pour pouvoir prendre en compte des nouveaux processus de physiques étudiés).

6.2.3 Modèles de MONTE CARLO et générateurs

Comme nous venons de le voir, les générateurs utilisés sont très disparates même s'ils sont basés sur les mêmes principes fondamentaux. En effet, les détails d'implémentations varient énormément mais tous essaient de suivre la même philosophie générale que nous avons déjà abordée dans la partie précédente (et résumée sur la figure 6.4).

En effet, quel que soit le générateur, son but est, entre autre, de pouvoir fournir les sections efficaces des différents processus de physique qu'il simule. Toutes les sections efficaces sont déterminées par une relation du type :

$$\sigma(pp \rightarrow CX) = \sum_{i,j} \int f_i^p(x_1, Q^2) \cdot f_j^p(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}(ij \rightarrow C) dx_1 dx_2 \quad (6.1)$$

où nous avons les paramètres suivants :

$f_i^p(x, Q^2)$ sont les PDFs du i^{eme} parton transportant une fraction d'énergie x du moment total du proton à l'état initial à une échelle (Q^2);

$\sigma(ij \rightarrow C)$ est la section efficace de l'évènement « dur ».

Les fonctions de distribution partonique (PDF)

Les fonctions de distribution partonique, qui sont notamment étudiées par les collaborations de CTEQ et de MSRT, décrivent la manière dont un parton emporte une fraction d'énergie (x) au sein d'un proton et son échelle d'énergie virtuelle à laquelle il est étudié.

Comme on peut le voir au sein de l'équation 6.1, la fonction de densité partonique joue un rôle primordial dans la connaissance de la section efficace des événements étudiés.

Un des problèmes avec ces PDFs est le fait qu'elles ne peuvent pas être calculées de manière perturbative mais seulement à partir des données existantes. Chaque nouvelle expérience (énergie plus importante, conditions d'obtentions des particules différentes, etc.) contribue à l'amélioration de ces fonctions et chaque fois que des nouvelles données ou des nouvelles théories arrivent, alors les résultats des fonctions de distribution partonique sont mises à jour.

Dans le cas du LHC toutefois, les conditions de production des protons sont tellement inédites (notamment à cause de leur énergie colossale de 14 TeV) que les résultats déjà existant sont hors de la plage limite étudiée par les études précédentes.

Notamment, on se retrouve avec une échelle d'énergie bien plus grande, ce qui permet de sonder le proton plus en profondeur (donc Q^2 très grand) et la très grande impulsion des protons permet d'observer des partons ayant de très très petites fractions d'énergies (x est donc relativement petit) tout en restant observables (c'est à dire tout en effectuant des collisions).

Les incertitudes que l'on peut avoir sur les fonctions de distribution des partons influencent grandement sur les résultats obtenus puisque comme nous pouvons le voir sur l'équation 6.1, la section efficace en pâtit sévèrement. Par ailleurs, la forme même des distributions des particules est modifiée par ces incertitudes.

L'évènement « dur »

L'« événement dur » — dans notre terminologie de physiciens des particules — est l'ensemble des processus qui, à partir de l'interaction entre deux partons i et j peut fournir un état final X .

Pour le calcul de la section efficace inclusive de production de l'état X il faut intégrer toutes les contributions possibles de $ij \rightarrow X$ aux ordres considérés (voir description des ordres dans le chapitre 3) pour obtenir l'équation dont nous avons déjà étudié la forme précédemment (équation 6.1).

Nous allons voir maintenant comment se comportent les deux grands types de générateurs d'événements pour créer les événements qui nous intéressent.

6.2.4 Les générateurs à éléments de matrice

L'approche des générateurs à éléments de matrice utilise une représentation mathématique exacte de l'évènement. C'est-à-dire que, pour cette catégorie de logi-

ciels, le calcul s'effectue en couplant les éléments de matrices aux bas ordres avec les éléments de matrices des ordres plus élevés.

Il vient donc naturellement de cette conception que les formules utilisées en interne sont assez complexes et que la génération de la simulation s'effectue dans un espace de phases satisfaisant. La plus grande partie du travail effectué par les théoriciens créant ce genre de générateurs est concentrée sur le calcul des éléments de matrices eux-mêmes. C'est pourquoi il est fréquent que les équipes travaillant sur ces générateurs soient également celles qui travaillent sur les aspects mathématiques du calcul par éléments de matrice.

Une autre difficulté de cette approche est l'optimisation de la sélection des variables cinématiques appropriées. L'ensemble fait de ces générateurs une machinerie de précision complexe : très précis, ces générateurs ne peuvent pas se voir ajouter la gestion de gerbes partoniques avec des algorithmes trop simplistes.

Pour combler ce problème, l'approche généralement utilisée est la génération d'un faible nombre (fixé) de partons. Comme les méthodes modernes de fragmentation utilisées sont optimisées en sorte d'être placées en fin de chaîne (après l'évolution de la gerbe partonique), les modèles de fragmentation et même le traitement des partons spectateurs, deviennent moins intéressants.

Description des générateurs à éléments de matrice utilisés

Le nombre de générateurs à éléments de matrice est très élevé car, une fois qu'un élément de matrice a été calculé, fabriquer un générateur l'utilisant est souvent la méthode la plus pratique pour obtenir une section efficace physique.

Parmi ce grand nombre de générateurs, je citerai ici les deux principaux que j'ai utilisés — notamment dans ce rapport — afin de donner les données principales qui les caractérisent.

Le générateur ALPGEN[67] Ce générateur produit une liste prédéfinie de processus avec notamment une grande multiplicité de jets dans l'état final tels que les processus suivant : Higgs + N jets, avec $N < 5$ ou $Z + 1-6$ jets par exemple. Il est interfacé nativement avec le générateur à gerbe partonique PYTHIA (voir plus loin).

Il est basé sur les calculs exacts au premier ordre de la QCD des éléments de matrice partonique et des désintégrations de quarks t et de bosons de jauge avec la gestion de l'hélicité.

Les événements produits le sont de manière brute ou affectés d'un poids statistique. La production non affectée d'un poids statistique permet aux événements de pouvoir être ensuite mis en entrée d'autres logiciels (notamment au sein d'algorithmes de gerbes partoniques ou dans des programmes d'hadronisation).

Le génération MADGRAPH / MADEVENT[66] MadGraph / MadEvent est un logiciel permettant de générer des événements pour de nombreux processus — comportant au plus 9 particules externes — dans plusieurs modèles. Actuellement, les modèles implémentés sont : le MODÈLE STANDARD, le couplage effectif du boson de HIGGS, les modèles de supersymétrie minimale (MSSM), le modèle du doublet

de bosons de HIGGS ainsi que d'autres modèles plus exotiques. Une interface relativement abordable permet d'ajouter de nouvelles implémentations de modèles en tant qu'extension.

Une des particularités de MADGRAPH est son utilisation, qui se fait directement par Internet⁴ et par le fait que ce générateur fournit l'ensemble des diagrammes de FEYNMANN générés pendant la production des événements sous forme graphique.

Enfin, MADGRAPH possède des interfaces avec les logiciels décrivant les gerbes partoniques et notamment avec PYTHIA.

6.2.5 Les générateurs à gerbe partonique

Dans l'approche à « gerbe partonique », la principale donnée est l'implémentation des seuls éléments de matrice des plus bas ordres, par exemple : les éléments de matrices spécifiques décrivant les interactions à deux corps basiques.

On ajoute alors « proprement » les contributions provenant des irradiations dans les états finaux et initiaux à cette base afin d'obtenir l'événement. Dans cette approche, les gerbes ne dépendent pas des détails de l'événement « dur » mais simplement des grandes lignes de celui-ci comme par exemple : les énergies et les saveurs des partons incidents et finaux, et la valeur de l'échelle d'énergie Q^2 .

Dans cette approche, qui est par nature approximative, les résultats obtenus ont une précision limitée (surtout pour le taux de production des jets additionnels) même si la structure globale de l'événement est respectée.

On peut éventuellement ajouter à ce processus de génération les effets de fragmentation et des jets secondaires afin de générer une sortie plus proche de la réalité physique.

Une particularité de ce genre de logiciel est la possibilité de facilement ajouter (une fois que la principale routine à deux corps et la gerbe partonique est ajoutée) des nouveaux processus à deux corps (tant que leurs éléments de matrices restent simples et sont connus).

Description des générateurs à gerbe partonique utilisés

Le nombre de logiciels dans cette catégorie est relativement faible et parmi eux, certains sont plus versatiles (c'est-à-dire qu'ils permettent de générer un plus grand nombre de processus différents « **out of the box** »).

C'est le cas du générateur que j'ai utilisé en grande majorité tout au long de ma thèse : PYTHIA[68].

PYTHIA est un générateur prévu pour la physique des hautes énergies, notamment pour les collisions entre deux particules fondamentales (telles que e^\pm , proton et anti-proton, etc.). Il contient les modèles théoriques nécessaires pour un grand nombre d'aspects ce qui inclut les interactions dures ou non, les différentes fonctions de densités de partons, la gestion des gerbes provenant des partons dans les états initiaux et finaux, la gestion des interactions multiples, de la fragmentation, des événements sous-jacents et des désintégrations.

4. à l'adresse <http://madgraph.hep.uiuc.edu/> par exemple

PYTHIA est donc un générateur très versatile puisqu'il propose plus de 300 canaux de physique, une quinzaine de PDF différentes et des algorithmes de gestion avancée de la fragmentation et des irradiations dans les états finaux et initiaux (pour les processus de QED et de QCD).

6.2.6 Complémentarité des deux descriptions

Les deux types de descriptions remplissent des fonctions que l'on peut décrire comme complémentaires. En premier lieu, les générateurs à gerbes partoniques sont très pratiques pour des travaux d'exploration : il est en effet relativement aisé de simuler un nouveau processus postulé de physique avec un niveau de détails suffisant pour établir une éventuelle analyse de données et essayer les outils permettant de séparer le signal des bruits de fond.

D'un autre côté, les mesures de haute précision fournies par les générateurs à éléments de matrice sont souvent nécessaires (surtout pour les calculs aux ordres supérieurs) pour des études de précision et sont obligatoires lorsque l'on veut spécifier des zones d'espaces de phases très précises car les coupures (sur l'espace de phase) peuvent être incluses directement dans les éléments de matrice initiaux.

Enfin, les générateurs à gerbes partoniques ont un autre problème : il est parfois nécessaire de générer un très grand nombre d'événements et supprimer artificiellement tous ceux qui ne satisfont pas les pré-requis. Cette méthode peut conduire à une procédure de génération profondément inefficace dans certains cas.

En réalité, il est courant, dans la plupart des analyses de physique, d'utiliser les avantages des *deux* descriptions : par éléments de matrice (pour l'événement « dur ») et par gerbes partoniques pour la gestion de l'hadronisation et de la fragmentation des produits générés.

Au sein du chapitre 8, un exemple d'analyse montrant les limites et les risques liés à l'utilisation de ces deux descriptions parachevera la présentation de cette chaîne de production d'événements par les générateurs de MONTE CARLO.

6.3 Les simulations du détecteur et de ses sous-détecteurs

Une fois l'événement créé comme s'il était effectué dans un détecteur parfait, il est important de simuler la présence du détecteur par un outil spécifique comme par exemple le logiciel GEANT 4[82].

Ces logiciels simulent les comportements que les données auraient eu au sein du détecteur simulé par eux tels que, par exemple et sans être exhaustifs :

- la traversée du détecteur par les particules ;
- les déviations subies dans les champs magnétiques ;
- les gerbes produites dans les calorimètres (électromagnétique et hadronique) ;
- les effets de matières telles que ceux produits par les absorbeurs de plomb situés en amont du détecteur de pied de gerbe

6.3.1 Simulation complète et simulation rapide

Pour décrire le détecteur, il existe plusieurs types de simulations que l'on peut regrouper en deux grands types :

1. **les simulations complètes** (telles que celles effectuées par le logiciel GEANT 4) qui sont en réalité très complexes et simulent toutes les couches du détecteur. Son intérêt réside dans le fait que les événements créés par les générateurs sont placés en présence d'un détecteur *in silico* qui ressemble en tout point à celui utilisé, ce qui permet de faire des études de précisions, notamment pour les étapes ultérieures de reconstruction et donc d'analyses précises des effets physiques attendus.
2. **les simulations rapides**, qui se contentent de prendre les paramètres les plus importants du détecteur comme par exemple les effets de couches ou les niveaux d'absorption globaux. Les simulations rapides sont des simulations incomplètes tant du détecteur que de la chaîne de reconstruction. En réalité, ce genre de simulation peut être privilégié dans certains cas où la simulation complète serait trop longue à mettre en place ou bien tout simplement dans le cadre de tests.

6.3.2 Détails concernant la simulation complète du détecteur CMS

Au sein du détecteur CMS, la simulation complète du détecteur consiste à décrire la propagation des particules dans le détecteur, en prenant en compte les déviations dues aux champs magnétiques et les désintégrations en vol. Elle décrit également la perte d'énergie au sein du détecteur (notamment dans les absorbeurs et les parties « noires » du détecteur — c'est-à-dire sans détecteur —).

Par ailleurs, le détecteur simulé par GEANT 4 va également créer les interactions électromagnétiques et hadroniques dans une manière similaire à celle présente au sein du détecteur réel, ce qui permet de simuler les traces (ou **hits**) laissées par les particules des événements générés dans les zones actives de détection.

La simulation du détecteur est également flexible et peut, par exemple prendre en compte un certain nombre de cas où les différents sous-détecteurs ne seraient — contrairement au détecteur « idéal » — pas parfaitement alignés.

Enfin, la dernière étape de la simulation du détecteur est la numérisation des données. Lorsqu'un **hit** arrive sur un sous-détecteur alors le logiciel va simuler le système local d'acquisition de l'expérience.

Dans le cas des calorimètres, les conversions des photons, la scintillation et le bruit de fond de l'électronique sont pris en compte.

Pour résumer, on peut donc dire que la simulation complète du détecteur simule successivement :

- la propagation et la désintégration des particules durant le vol et les interactions entre les sous-détecteurs,
- la création de **hits** sur les sous-détecteurs,
- et enfin la réponse de l'électronique de lecture.

L'ensemble fournit une véritable simulation détaillée du détecteur, ce qui permet de mieux le comprendre avant sa mise en fonctionnement. Le seul défaut de cette chaîne de simulation est la bande passante informatique qui est de l'ordre de plusieurs minutes par événement.

Pour prendre un exemple de la simulation complète d'un des sous-détecteurs de CMS, nous pouvons nous reporter à l'exemple du calorimètre électromagnétique de l'expérience[83].

6.3.3 Détails concernant la simulation rapide du détecteur CMS

Dans certains cas où le temps mis par la simulation complète est rédhibitoire, mais qu'une partie de la géométrie du détecteur intervient, il peut être intéressant d'utiliser la simulation rapide. Dans le cas de CMS, elle est fournie par un paquet spécial de CMSSW (voir plus loin) : `CMS Fast Simulation` [84].

La première qualité de ce logiciel est sa rapidité puisqu'il peut traiter jusqu'à un événement par seconde. Son accord avec la description détaillée du détecteur est inférieure à 1 %, ce qui est parfaitement raisonnable pour des calculs intermédiaires ou des résultats préliminaires.

Les simulations des particules sont simplifiées avec, par exemple, le fait que l'on considère le calorimètre électromagnétique comme parfaitement homogène. Par ailleurs, la description du passage des particules est paramétrée (au lieu d'être calculée). Toutes les paramétrisations et les simplifications sont validées et optimisées avec la simulation détaillée complète du détecteur (avec GEANT 4) et la reconstruction complète. Les résultats sont vérifiés sur les données des bancs de tests et celles des tests en faisceaux. Enfin, les données fournies par la simulation rapide utilisent les mêmes formats de sorties que la simulation complète.

La conception de la simulation rapide permet d'appliquer, de manière transparente, les résultats d'algorithmes de « haut niveau » (comme par exemple la gestion du « clustering⁵ » du calorimètre électromagnétique). De manière générale, on utilise la simulation rapide pour de grands nombres d'applications différentes et notamment pour l'étude des erreurs systématiques (qui utilisent de très nombreux échantillons de données).

6.4 Reconstruction des événements

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, la dernière étape dans la chaîne d'acquisition des particules est appelée « reconstruction ». Cette phase intervient de manière identique dans le cas de prises de données réelles ou lors de la génération d'événements de physique par la chaîne que nous venons de décrire (voir figure 6.1).

Le rôle de la phase de reconstruction est le traitement et la formation, grâce aux données provenant de l'ensemble des sous-détecteurs, de particules dites « physiques » c'est à dire de transformer les signaux numérisés en un tout cohérent représentant une particule, quelle qu'elle soit.

5. Le « clustering » est une méthode statistique d'analyse des données permet le regroupement d'un ensemble de données en différents paquets homogènes.

Cette partie du chapitre essaiera tout d'abord d'exprimer la méthodologie de reconstruction globale des objets au sein du détecteur CMS avant de passer à la reconstruction des objets les plus importants pour nos études : les photons.

Nous verrons alors la méthodologie de reconstruction des photons et cela nous mènera à une discussion sur le pouvoir de discrimination entre les photons du boson de HIGGS et la désintégration des pions (π^0). Cette partie s'achèvera alors sur la reconstruction des événements de physiques.

6.4.1 Méthodologie pour une reconstruction correcte des γ provenant de la désintégration du boson de HIGGS

Afin de reconstruire les particules, il faut tout d'abord localiser avec précision le dépôt d'énergie et le nombre de canaux (ou cristaux dans le cas du calorimètre électromagnétique) associés afin de pouvoir former un « amas » (ou « **Cluster** ») tout en prenant en compte les différents résultats obtenus lors du passage de l'événement dans les différents niveaux de déclenchement.

Dans le cas du calorimètre électromagnétique, nous pouvons nous attendre à avoir une inefficacité due au déclenchement de l'ordre de 3% pour des photons de $p_T > 25 \text{ GeV}/c$, à cause, principalement, des inter-modules (**Cracks**). Cette inefficacité est, comme nous allons le voir, quasiment recouverte par les inefficacités de reconstruction.

Sélection du groupement de cristaux

Le centre du « **Cluster** » est déterminé par la présence, dans un cristal, d'un dépôt d'énergie supérieure à un seuil donné. Ce que l'on nommera le « groupement de premier niveau » (ou « **Basic Cluster** ») est la matrice 5×5 de cristaux centrés sur le cristal ayant la réponse la plus élevée.

Pour obtenir la somme correcte de l'énergie présente dans ces 25 cristaux, une correction est nécessaire pour prendre en compte les pertes. Dans le tonneau, la fraction d'énergie contenue dans la matrice est de l'ordre de 96 % de l'énergie totale. Cette valeur est toutefois modifiée par deux paramètres selon la position dans le tonneau.

Corrections en fonction de la pseudorapidité

En effet, d'une part, le profil de la largeur du cristal diminue avec la pseudorapidité — ce qui induit une diminution des dimensions arrières du cristal — et, d'autre part, le décalage de position des cristaux augmente avec η , ce qui va induire une augmentation moyenne de la longueur effective du cristal. Comme ces deux effets s'opposent, les fluctuations seront seulement de l'ordre du pourcent.

Influence du détecteur de pied de gerbe

Dans les endroits où le détecteur de pied de gerbe est disponible, l'énergie mesurée au sein des pistes de silicium doit être ajoutée à celle des cristaux. Cela nécessite donc une inter-calibration locale entre le détecteur de pied de gerbe et les cristaux du calorimètre proches. Dans le cas de CMS, une seule constante de calibration est

utilisée pour chaque couche du détecteur à silicium de détecteur de pied de gerbe (sans qu'il y ait de paramétrisation avec l'énergie).

Effets de positions

Une autre information à prendre en compte est la position de l'impact au sein du cristal, ce qui est directement relié à la granularité de notre détecteur. En effet, un photon qui pénètre au centre d'un cristal va nécessairement déposer plus d'énergie dans la matrice 5×5 qu'un photon qui toucherait un des coins du cristal. Cette fluctuation est relativement limitée dans le tonneau (les gains d'une correction sur la position y sont donc relativement faibles) mais cette même fluctuation peut avoir des retombées importantes dans les bouchons, notamment à cause de la présence du détecteur de pied de gerbe qui permet de prendre en compte les dimensions latérales de la gerbe.

Dans les bouchons, le nombre de trous inter-cristaux est plus grand que dans le tonneau. D'autre part, une correction pour la proximité des faces du cristal permet de corriger les pertes supplémentaires observées à proximité des bords des cristaux. Une autre correction est à effectuer lorsque la gerbe apparaît à proximité d'un vide dans le volume de détection. Cela peut arriver sur les cotés des modules contenant les cristaux.

La proportion d'énergie trouvée dans chaque coté autour de l'interstice entre deux modules — ce qui permet de mesurer de manière efficace la position du centre de la gerbe — est alors comparée à l'énergie trouvée afin de paramétrer correctement la correction pour obtenir une énergie reconstruite correcte. Notamment, pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, il faut également exclure les régions où le rapport d'énergie / énergie du cristal central est trop faible.

Les effets de matière

Un autre sujet digne d'intérêt est ce que l'on appelle « les effets de matière » (ou « **budget matter** ») qui représentent, vue du calorimètre électromagnétique, les zones noires (c'est-à-dire sans détecteur : alimentation, absorbeur) et les parties « internes » du détecteur (donc dans le cas d'ECAL : les trajectographes internes et centraux). Au sein de ces zones peut s'effectuer un certain nombre de conversions, notamment de gerbes partoniques qui peuvent donc éventuellement être « invisibles » pour le calorimètre électromagnétique.

Cet effet de matière, que l'on peut voir dans la figure 6.5 ci contre est principalement causé par la présence du trajectographe, des détecteurs à silicium mais aussi du tube du faisceau lui même.

En réalité, pour le cas des photons qui se convertissent avant d'arriver jusqu'au calorimètre électromagnétique, deux cas peuvent se produire :

1. les photons se convertissent dans le volume actif du trajectographe. Dans ce cas, les traces récupérées par ce sous-détecteur peuvent être prises en compte pour la reconstruction (avec un algorithme différent et adapté) : ces conversions seront appelées « visibles » ;
2. les photons se convertissent après les faces ou dans les zones mortes du détecteur. Dans ce cas, la reconstruction s'effectue avec les algorithmes standards : ces conversions seront appelées « invisibles ».

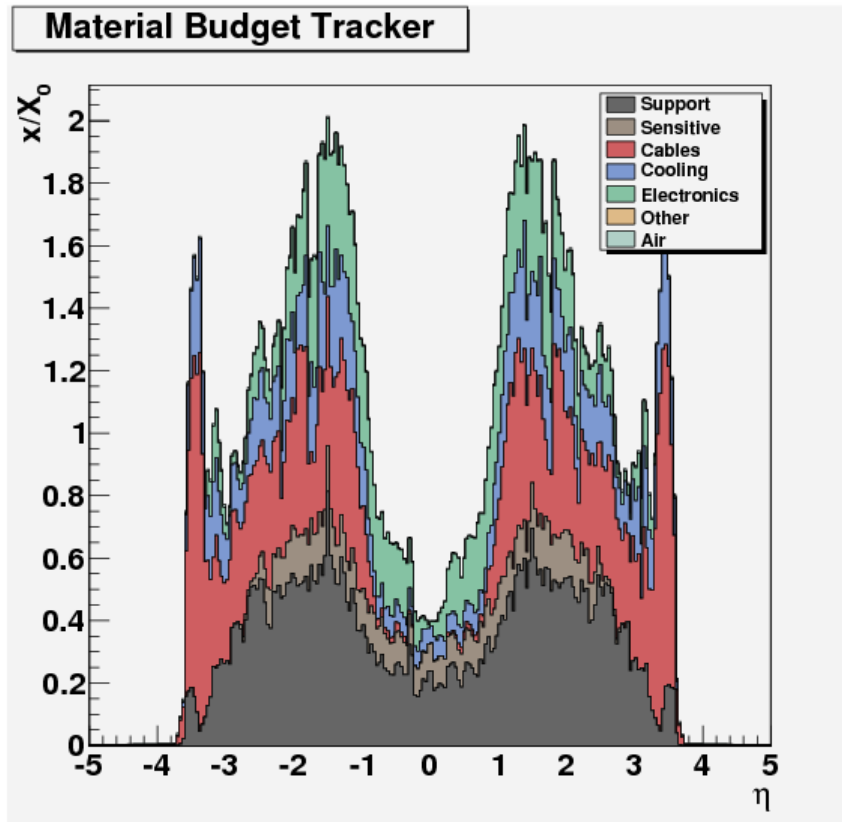


FIGURE 6.5 – Les effets de matière vus du calorimètre électromagnétique de CMS

Le tableau 6.1 ci contre résume les proportions de conversions visibles et invisibles

Région de l'ECAL	Non converti	Conversions visibles	Conversions invisibles
Tonneau	76.2 %	5.0 %	18.8 %
Bouchons	65.1 %	8.7 %	26.2 %

TABLE 6.1 – Fraction moyenne de photons convertis avant leur arrivée dans le calorimètre électromagnétique de CMS

6.4.2 Efficacité de reconstruction des photons « vrais »

Pour les photons, la principale source d'inefficacité de reconstruction provient, comme nous l'avons vu, des trous dans la couverture angulaire du calorimètre et de la récupération imparfaite des photons convertis entre le faisceau et le calorimètre électromagnétique. Nous allons maintenant observer en détail comment s'effectue la reconstruction des photons.

Identification des photons[85]

Les coupures sur les variables dites « d'isolation », que nous allons décrire maintenant, sont des outils importants pour la physique du LHC notamment pour supprimer une partie des effets de l'empilement, des événements sous-jacents.

Les variables d'isolation peuvent être définies comme l'énergie transverse totale mesurée dans les calorimètres (électronique et hadronique) dans une région autour de la particule à isoler. Des coupures utilisant ces critères peuvent être effectuées par le premier niveau de déclenchement de CMS.

Étant donné la granularité du calorimètre électromagnétique et les performances du trajectographe (voir chapitre 5) cela nous permet d'imposer, à chacune des particules, des seuils d'impulsion transverse minimum, ce qui est la méthode la plus efficace pour séparer les différents fragments des jets de particules provenant de l'empilement et des événements sous-jacents.

Rejet des particules provenant des jets et ressemblant aux photons provenant de la désintégration du boson de HIGGS(Fake Photons)

Les jets identifiés comme des photons (canaux di-jets et photon isolé associé à un jet) constituent certainement le bruit de fond du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ le plus important. Il est donc primordial de discriminer ces photons de ceux provenant de la désintégration du boson de HIGGS. Cette discrimination s'effectue en bonne partie avec les variables d'isolation dont nous avons déjà parlé précédemment.

La figure (6.6) ci-contre permet de voir le pouvoir de discrimination du processus de suppression des photons ne provenant pas d'une désintégration du boson de HIGGS. La zone d'isolation est définie par la variable Δ_R telle que décrite précédemment.

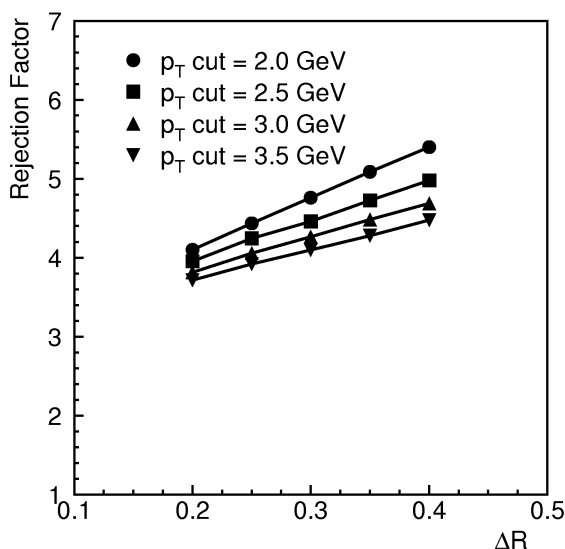


FIGURE 6.6 – Évolution de l'efficacité de suppression des photons ne provenant pas de la désintégration du boson de HIGGS en fonction de la variable d'isolation Δ_R

Suppression des photons issus de bremsstrahlung Les mêmes genres de coupures d'isolations permettent également de supprimer les photons provenant d'un bremsstrahlung dans l'état final de jets de quarks.

Discrimination des γ provenant des π^0

La source principale de bruit de fond pour nos photons provient des jets issus de la fragmentation d'un π^0 ayant pris une grande partie de l'impulsion des jets. Heureusement, la présence de π^0 peut être rejetée par l'observation de deux gerbes électromagnétiques au lieu d'une seule.

Dans le cas du tonneau, l'algorithme de suppression utilise des coupures sur la forme du développement latéral de la gerbe dans les cristaux. Pour ce faire, on utilise le fait que, dans le cas de photons provenant des désintégrations du π^0 , la largeur entre les deux gerbes électromagnétique est suffisamment grande (de l'ordre de 15 mm) pour la granularité du calorimètre électromagnétique. Cela permet une suppression importante de ce bruit de fond.

Dans les bouchons, c'est le détecteur de pied de gerbe qui va permettre d'effectuer cette discrimination. En effet, dans les pistes de silicium (qui ont une faible granularité de 1.9 mm), il est plus difficile de séparer les gerbes électromagnétiques car, en ne s'intéressant qu'à une partie de la profondeur de la gerbe, le risque est grand d'avoir des fluctuations des gerbes qui pourraient éventuellement former des dépôts susceptibles de mimer la présence d'une seconde gerbe électromagnétique.

Les algorithmes présentés ci-dessous permettent de réduire le bruit de fond « π^0 » jusqu'à des valeurs de l'ordre du cinquième du bruit de fond diphotonique, ce qui est nécessaire (mais doit être encore amélioré) pour une analyse permettant de faire émerger le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Rejet des π^0 en utilisant les cristaux L'algorithme de suppression utilisant les cristaux compare les signaux mesurés dans la matrice 3×3 de neuf cristaux avec le signal attendu. En lieu et place d'un simple test de χ^2 , l'algorithme utilise maintenant un réseau de neurones afin de discriminer les photons isolés de ceux provenant de désintégrations de π^0 .

Ce réseau de neurones utilise 13 variables d'entrées différentes : les 9 énergies locales des cristaux de la matrice 3×3 et quatre variables supplémentaires : une composante par direction pour la position et une variable mesurant la largeur de la gerbe partonique. Le réseau de neurone a été entraîné par des échantillons comportant plus de 40 000 événements aussi bien pour les photons isolés que pour les photons provenant de π^0 à plusieurs valeurs de η et de p_T des photons. La simulation inclut les bruits de fonds instrumentaux, les effets des vertex longitudinaux et les conversions effectuées dans les couches internes du détecteur.

Le taux de suppression des photons provenant des désintégrations du π^0 avoisine le facteur 3 — pour des photons d'énergie transverse $< 40 \text{ GeV}$ — mais perdent en efficacité avec l'augmentation en énergie des photons

Rejet des π^0 en utilisant le détecteur de pied de gerbe L'algorithme de suppression des π^0 utilisant le détecteur de pied de gerbe compare le signal le plus élevé (sommé sur 1 à 3 pistes de silicium adjacentes) avec l'énergie totale présente dans les 21 pistes entourant la piste ayant la plus grande réponse[86] pour calculer ensuite la fraction d'énergie avec la formule suivante qui diffère, comme on peut le voir sur la courbe 6.7 entre les photons isolés et ceux provenant de la désintégration du π^0 :

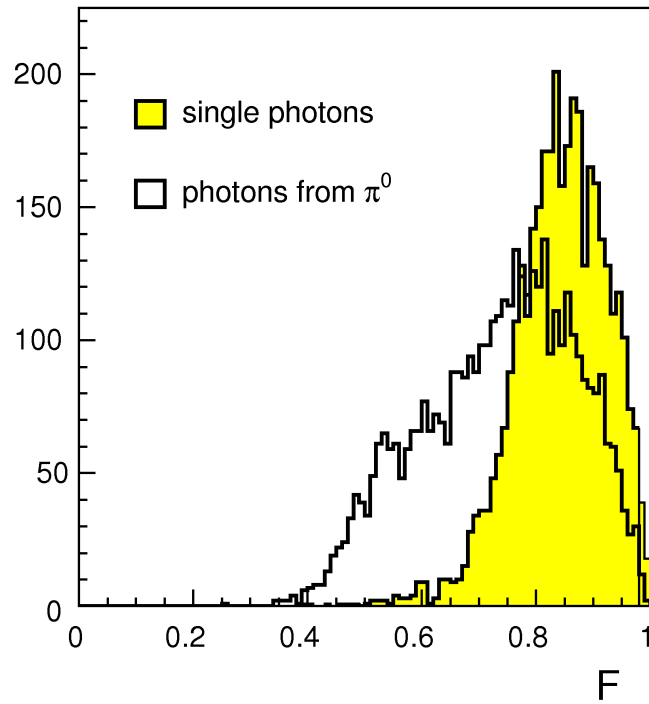


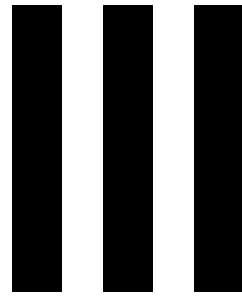
FIGURE 6.7 – Distribution de la fraction d'énergie F pour des photons de 60 GeV d'énergie transverse (isolés et provenant de π^0) dans le second plan de silicium à $\eta = 1.9$.

$$F = \frac{\sum S_N}{\sum_{j=-m}^m S_{j_{max}+j}} \quad (6.2)$$

où j_{max} est l'index de la piste ayant le plus grand dépôt, S_j est l'énergie mesurée dans la piste j et $\sum S_N$ est la somme des énergies de la piste ayant la plus importante réponse et de ses 0, 1 ou 2 plus proches voisins. Les résultats du ECAL TDR tendent à démontrer que l'algorithme nécessite que la valeur de m soit de 10.

Le nombre de voisins les plus proches est calculé selon l'énergie de la particule incidente (mesurée par les cristaux). A basse énergie, les photons provenant des désintégrations de π^0 sont bien séparés — environ 15 mm dans les coordonnées d'espace importantes pour des π^0 de 50 GeV — et donc trois pistes sont utilisées. Lorsque l'énergie des π^0 augmente on passe progressivement de 3 à 2 pistes (240 GeV) puis de 2 à 1 (310 GeV) et enfin à 0 pour les très grandes énergies.

Les résultats observés avec le détecteur de pied de gerbe avoisinent également le facteur 3 mais, en revanche, il n'y a qu'une très faible dépendance en fonction de E_T qui reste globalement plat.



Résultats et analyses effectuées

Présentation de la troisième partie

L *A science ne connaît qu'une loi : la contribution scientifique.* (GALILÉE⁶). Cette citation me permet d'introduire la troisième et dernière partie de ma thèse : les résultats obtenus sur les différents axes de recherches étudiés durant ma thèse.

Je vais utiliser dans cette partie — afin de présenter au mieux mes résultats — un point de vue d'abstraction graduelle du champ d'étude. Ainsi, je commencerai par les aspects les plus proches du détecteur jusqu'à finir par les analyses de physique et leurs projections sur les futures données réelles.

C'est pourquoi dans un premier temps je détaillerai les études sur les rapports de gains des cristaux scintillateurs du calorimètre électromagnétique de CMS auxquelles j'ai contribué

Dans cette partie, je détaillerai les résultats obtenus sur l'appariement des photons lors des usages conjoints de générateurs à élément de matrice et à gerbes partoniques.

Enfin, je présenterai les études effectuées sur la mesure de l'échelle d'énergie absolue du calorimètre électromagnétique et la manière dont l'analyse $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ peut contribuer, via la sélection d'une population « propre » de photons, à une meilleure compréhension du terme constant de la résolution en énergie des photons.

Ainsi, par ces trois parties, non content de présenter mes résultats de thèse, j'espère montrer les interactions entre les différents niveaux d'abstraction de nos études, en commençant du plus « bas niveau » (l'électronique d'acquisition) pour finir au « plus haut niveau » d'abstraction de nos études : la recherche de nouvelle physique.

6. Galileo GALILEI dit « Galilée » (1564–1642) était un physicien et astronome italien, célèbre pour avoir jeté les fondements des sciences mécaniques.

Chapitre 7

Étude de l'électronique d'acquisition du calorimètre électromagnétique

M AINTENANT que nous avons discuté la manière dont les cristaux de $PbWO_4$ sont ordonnés au sein du calorimètre électromagnétique et comment ils fonctionnent, nous allons voir comment fonctionne l'électronique frontale de lecture. C'est ce que j'appellerai, au sein de ce chapitre « la chaîne d'acquisition ».

Je commencerai par présenter l'électronique d'acquisition avant de passer à l'étude des rapports de gains.

Je poursuivrai ensuite ce chapitre en présentant les résultats obtenus sur la stabilité temporelle et les fluctuations des rapports de gains observés avant de revenir sur l'état actuel des études dans ce domaine pour pouvoir émettre des conclusions correspondant à ce travail de recherche.

7.1 Présentation de l'électronique de lecture

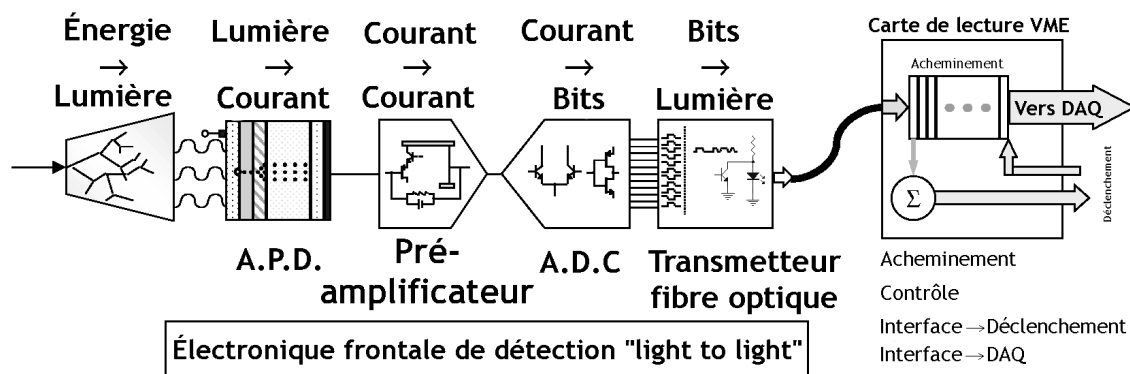


FIGURE 7.1 – Électronique frontale de lecture du calorimètre électromagnétique

En premier lieu, se trouve donc le cristal scintillant (partie extrême gauche du schéma 7.1) au sein duquel les particules incidentes vont former (par le mécanisme vu précédemment) un influx lumineux au sein du cristal. Cet influx lumineux (Light) va être diffusé dans le cristal.

Après la conversion de l'énergie au sein du cristal, il faut la collecter pour effectuer une conversion « Lumière → Intensité ». Cette conversion s'effectue par deux mécanismes différents, selon s'il s'agit d'un cristal du *tonneau* ou des *bouchons*. Ces dispositifs sont collés sur une face des cristaux

Dans le cas du *tonneau* il s'agit d'une photodiode à avalanche (A.P.D) qui collecte l'énergie lumineuse et la convertit en impulsion électrique (dénommée « Courant » sur le schéma).

Dans le cas des *bouchons*, il s'agit d'un autre photodétecteur appelé photo-triodes à vide (ou **Vacuum Photo Triode**) qui effectue le même travail. La raison qui motive ce choix est le haut taux de radiation présent dans les bouchons et supérieur à la limite acceptable pour les photodiode à avalanche.

Cette étape est nécessaire pour permettre d'avoir un signal utilisable. C'est à cet endroit que se situe le M.G.P.A. (« **Multi Gain Pre Amplifier** ») qui permet de sélectionner le « gain » dans lequel sera effectué la mesure d'énergie. Le MGPA sélectionne automatiquement le gain en fonction de l'énergie des particules incidentes et donc de la lumière scintillée par les cristaux.

Au sein de l'A.D.C. (« **Analog Digital Converter** »), l'énergie récupérée va être « codée » en binaire : c'est la transformation d'un signal « analogique » en signal numérique. Cette étape est nommée « numérisation ».

La numérisation s'effectue sur 12+2 bits, les deux derniers bits étant l'information sur le gain choisi.

Sur les 12 premiers bits, 11 sont dits « effectifs » car ils sont utilisés pour coder l'énergie du cristal, le douzième étant présent pour faire une somme de contrôle afin de vérifier l'intégrité des données.

Au plus fort gain (*gain 12*), par exemple, le bit de poids le plus faible correspond à une énergie de l'ordre de $\sim 35 \text{ MeV}$ ce qui permet d'avoir une gamme d'énergie allant jusqu'à $\sim 150 \text{ GeV}$. Les gains plus faibles permettent d'avoir une précision plus importante.

Enfin, la dernière étape de l'électronique de lecture frontale est la conversion du signal amplifié en impulsion lumineuse (via un transmetteur à fibre optique) afin de permettre de transporter le plus rapidement possible (bande passante de 800 Mb.s^{-1}) les informations acquises vers les centres de traitements « externes » (DAQ : **Data Acquisition**, les systèmes de vérification de la qualité des données), qui traiteront, en accord avec les systèmes des déclenchements, si l'information acquise est conservée — ou non.

Ces différentes étapes sont disposées sur des cartes d'acquisition successivement appelées carte V.F.E. (pour « **Very Front End** » les cartes d'acquisition les plus proches du détecteur) et cartes F.E. pour « **Front End** » (pour les autres cartes électroniques embarquées dans le calorimètre).

7.1.1 Présentation générale de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique[58]

Comme nous l'avons dit précédemment, les deux photodétecteurs présents sur chacun des cristaux sont collés. Ils sont alors reliés, aux cartes V.F.E qui seront chargées d'effectuer la lecture des (informations des) cristaux.

Cartes Very Front End

Viennent ensuite les cartes VFE (voir photographie 7.2), qui se séparent en trois grandes parties : premièrement la connectique d'acquisition (en bas) qui recueillent les influx lumineux provenant des APD — ou **Vacuum Photo-Triodes** dans les bouchons, deuxièmement les MGPA — tout en bas de la photographie — qui sélectionnent

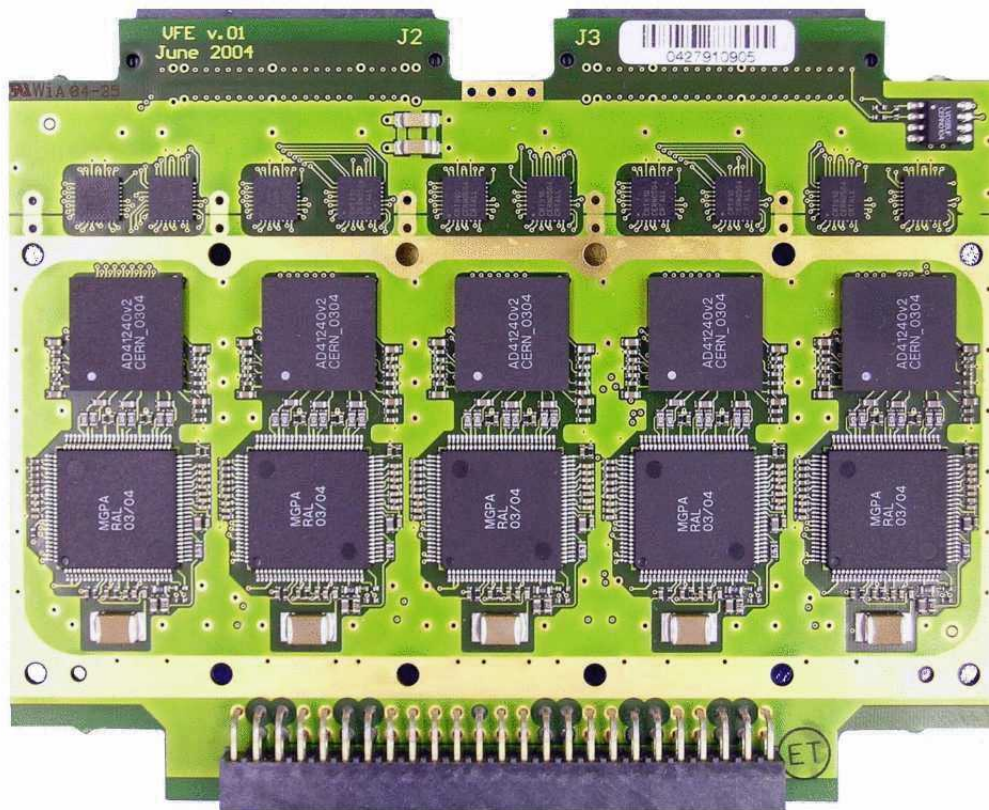


FIGURE 7.2 – Une carte VFE

automatiquement le gain pour l'amplification.

Ensuite viennent les ADC (AD4092/AD4124) qui convertissent le signal analogique en numérique (au milieu de la photographie) et pour finir, tout en haut les buffers d'adaptation de niveau.

Cartes frontales et électronique hors du détecteur

Enfin, au sein des cartes F.E. se trouvent les convertisseurs « électrique → lumière » qui permettent d'envoyer le signal numérisé au sein des fibres optiques vers les couches de l'électronique de détection externes.

Les sorties de cinq cartes V.F.E. sont reçues par une carte F.E. et stockées dans des mémoires-tampon le temps que les différentes primitives de déclenchement¹ soient envoyées à une carte dédiée (Trigger Concentrator Card ou TCC).

Des systèmes de contrôle et d'horloge (Control and Clock System ou CCS) permettent, lors de la réception d'un signal d'acceptation du premier niveau de déclenchement, de transférer les informations dans une mémoire-tampon primaire

1. Les primitives de déclenchements sont, pour le calorimètre électromagnétique une évaluation de l'énergie transverse déposée dans une tour de déclenchement, le bit de veto fin pour le tonneau et les cinq sommes partielles de cinq cristaux pour les bouchons. On y ajoute le numéro de paquet associé.

qui a une capacité de 25 événements.

Finalement, dès que la bande passante de lecture des données est disponible, les données pour les 25 canaux, auxquelles s'ajoutent des identificateurs d'évènement, sont transmis à la carte de concentration des données (**Data Concentrator Card** ou **DCC**) qui les rendent accessibles au système d'acquisition (**DAQ**).

7.1.2 Présentation détaillée de l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique

Les photodiodes à avalanche (A.P.D.) et les phototriodes à vides (V.P.T.)

Pour permettre d'obtenir des performances de détection satisfaisant les critères donnés au chapitre 6, il a été nécessaire d'utiliser des détecteurs optiques ayant un fort gain (de 10 à 50) afin de palier la relativement faible production photonique des cristaux de $PbWO_4$ ($\simeq 4.5\gamma/MeV$).

Dans le tonneau : des APDs Dans le tonneau, les photodétecteurs choisis sont des photodiodes à avalanche (APDs)[58] spécifiquement développées pour le calorimètre électromagnétique de CMS. Chaque photodiode possède une zone active de $5 \times 5 mm^2$. Chaque cristal possède sur sa face arrière deux photodiodes à avalanche de ce type en parallèle. L'association des deux APD permet d'augmenter la surface de détection, ce qui permet de détecter avec plus de précision l'énergie présente au sein d'un cristal scintillateur. L'ensemble fonctionne à une température de $18^\circ C$ et est rendu résistant aux radiations par une procédure invoquant une irradiation de $5 kGy$ de ^{60}Co et un mois d'exposition à $80^\circ C$ [58].

Dans les bouchons : des triodes à vide Dans les bouchons du calorimètre électromagnétique, les conditions de radiations nécessitent la présence d'un autre type de photodétecteur : des phototriodes à vide (VPTs). Ces VPTs ont également été conçues spécialement pour CMS et possèdent notamment une anode spécifique qui leur permet de fonctionner dans les conditions extrêmes de champs magnétiques de l'expérience ($\simeq 4 T$).

Chaque VPT fait $25 mm$ de diamètre et est collée sur la face arrière de chaque cristal. Le gain moyen des phototriodes est de l'ordre de $G_{bouchons} = 9,64$ pour un angle de 15° avec le champ magnétique².

Les flux neutroniques intégrés dans ces zones atteindront $20.0 kGy$ et $7 \times 10^{14} n / cm^2$ à la pseudo-rapacité maximale $|\eta| = 2.6$ pour la durée des 10 ans attendus de fonctionnement du LARGE HADRON COLLIDER. Les triodes sont conçues pour ne pas perdre plus de 10 % de leur réponse après 10 ans de fonctionnement.

Numérisation

La gamme d'énergie à mesurer pour chaque cristal étant très large (entre $35 MeV$ et $1.7/3.0 TeV$ respectivement dans le tonneau et les bouchons), la précision nécessaire pour l'électronique de lecture (A.D.C) est supérieure à 12 bits.

2. Dans cette description, les bouchons forment un angle compris entre 6° et 26° avec le champ magnétique

Il a donc été nécessaire — pour éviter le recours à un A.D.C. de trop haute précision suffisamment rapide — d'utiliser plusieurs gammes d'énergie pour pouvoir traiter l'ensemble de la gamme dynamique. Ces gammes d'énergies vont être réparties en trois « gains » : 12, 6, et 1 qui vont permettre de séparer en trois parties la gamme intégrale d'énergie.

Au moment de la conception de l'électronique, un A.D.C 16 bit fonctionnant à 40 MHz n'était pas réellement abordable et disponible.

Chaque gain possède une valeur de saturation et une valeur minimale qui lui correspondent. Le tableau 7.1 résume les différentes propriétés des gains de l'électronique de lecture. La charge exprimée représente les charges équivalentes permettant d'obtenir des signaux équivalents à ceux de la gamme d'énergie étudiée. Ces valeurs seront importantes dans la suite, lorsque nous parlerons des tests des cristaux avec injection de charges.

Gain utilisé	Valeurs d'énergie accessible tonneau / bouchons	Charge (pC)
12	35 MeV → 150 GeV / 70 MeV → 250 GeV	0 → 5
6	150 GeV → 250 GeV / 250 GeV → 500 GeV	5 → 10
1	250 GeV → 1.7 TeV / 500 GeV → 3.5 TeV	10 → 60

TABLE 7.1 – Gains disponibles pour l'acquisition de données au sein des cartes VFE du calorimètre électromagnétique de CMS et gamme d'énergie accessible correspondant.

Dans ce cadre-là, un A.D.C. 12 bits³, développé spécifiquement pour nos besoins propres, est suffisant si l'on se place dans le cas où le convertisseur peut prendre la « décision » de quel gain va être utilisé au final. Cette décision s'effectue par le biais d'un système logique interne aux A.D.C. car la méthode utilisée ne transmet que les seuls résultats du gain le plus élevé n'étant pas saturé (schématisé la figure 7.3 présente ci-contre).

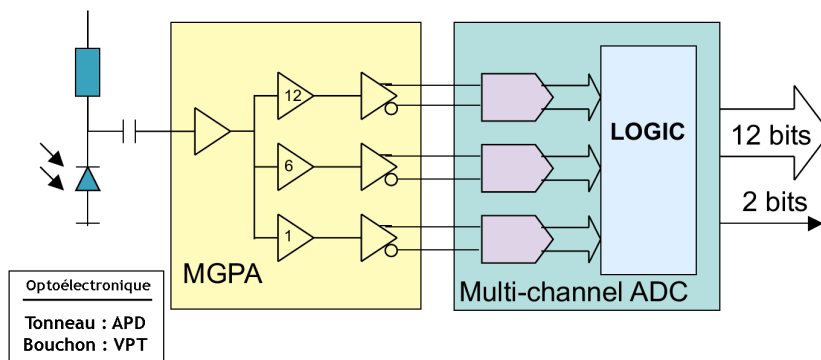


FIGURE 7.3 – Aperçu de l'ensemble MGPA et ADC

3. Les A.D.C 12 bits étaient facilement disponibles dans le commerce au moment de la conception de l'électronique.

Les infrastructures de traitements secondaires

Le système de lecture du calorimètre électromagnétique contient également une infrastructure externe au détecteur qui héberge la lecture des données et permet aux systèmes de déclenchement de fonctionner. C'est ici également que se trouvent les contrôleurs d'acquisition (DAQ). Le système de lecture des données est structuré en groupe de 5×5 cristaux correspondant :

- **dans le tonneau** : à une « tour de déclenchement » (**Trigger Tower**) du calorimètre électromagnétique dont les énergies transverses sont sommées par la carte d'acquisition frontale pour permettre de fournir cette valeur au premier niveau de déclenchement.
- **dans le cas des bouchons** : à un « supercristal » dont la taille varie pour respecter approximativement la géométrie en η, ϕ du calorimètre hadronique et permettre ainsi de faciliter l'association du calorimètre électromagnétique avec les autres sous-détecteurs pour la prise de décision au niveau 1 du déclenchement.

Les cartes d'électronique « frontale » sauvegardent les données dans des mémoires pouvant contenir jusqu'à 256 cycles d'horloge afin de pouvoir attendre la décision du premier niveau de déclenchement pendant une durée maximale de 128 croisements de paquets après que la collision ait eu lieu.

Dans le tonneau, cette carte d'acquisition frontale est reliée à 3 fibres optiques : deux pour transmettre les données (données et informations pour les niveaux de déclenchement) et une troisième pour transmettre les signaux d'horloges, de contrôle et de déclenchement.

Dans les bouchons, il s'agit alors de 7 fibres optiques dont 5 sont dédiées au transport des informations pour les signaux de déclenchement et les deux autres ont des rôles similaires à celles présentes dans le tonneau.

7.1.3 Reconstruction de l'amplitude

En réalité, les signaux provenant des cristaux ne sont pas des simples impulsions analogiques. En effet, le processus de numérisation fournit 10 échantillons par tranche de signal (c'est à dire pendant les 25 ns d'acquisition) permettant ainsi de reconstruire l'amplitude du signal (figure 7.4).

Cette forme provient du phénomène de scintillation et de la propagation des photons au sein des cristaux, convolués avec la réponse des photodétecteurs et du MGPA, qui sont, comme nous l'avons explicité dans le tableau 5.3, progressivement scintillés au cours du temps.

Afin de reconstruire l'amplitude du signal d'un cristal, on obtient une courbe du type telle que présentée figure 7.4. Dans cette courbe on peut observer également la présence d'un piédestal (valeur P).

D'autre part, l'amplitude maximale A reçue par l'ADC est reçue à un temps T_{MAX} .

Afin de reconstruire correctement les amplitudes, deux méthodes sont utilisables : la méthode utilisant des poids et celle utilisant une fonction analytique.

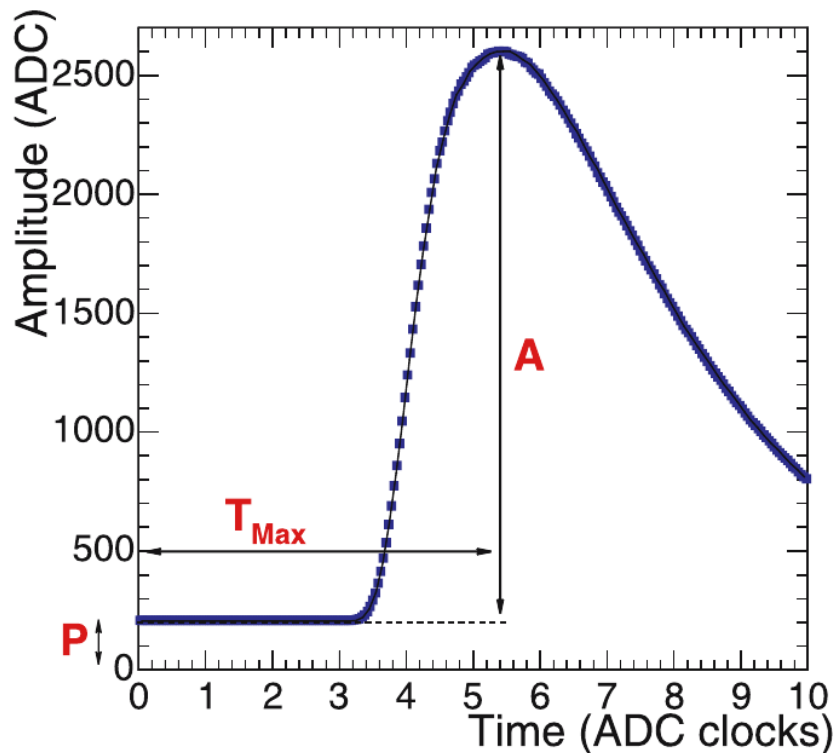


FIGURE 7.4 – Allure du pic d’amplitude fourni par l’A.D.C. Cette courbe représente le profil du signal numérisé d’un cristal du SuperModule 10 (SM10) en utilisant un faisceau d’électrons de 120 GeV . Ce profil a été effectué pendant la campagne de test en faisceau de 2004 au CERN (et ne correspond plus au nombre d’échantillons utilisés aujourd’hui).

Méthode des poids statistiques

Pour reconstruire l’amplitude A , cette méthode pondère des échantillons sélectionnés au cours du temps pour en former une combinaison linéaire :

$$A = \sum_{i=0}^{i=N} w_i \times S_i \quad \text{avec les paramètres suivants :} \quad (7.1)$$

- N le nombre d’échantillons considérés ;
- w_i le poids de l’échantillon n° i ;
- S_i la valeur brute de l’échantillon n° i en « coups ADC ».

La détermination des poids à utiliser requiert la connaissance de la représentation d’un signal de référence ($f(t)$). Un profil type de la réponse des détecteurs (la fonction $f(t)$) a été produit lors de la prise de données de hautes statistiques effectuées pendant la période du test en faisceau de 2004 (figure 7.4).

Ce profil permet donc de mettre en place les poids dits « standards ». Des poids optimisés ont été déterminés par R.BRUNELIÈRE et A.ZABI[87].

Les différents systèmes de poids

Pour effectuer les calculs des poids, on utilise couramment plusieurs types de poids nommés par exemple « 3 + 7 » pour le *gain 12*, ce qui signifie par exemple que les

trois premiers poids servent à extraire la valeur du « zéro » (*pedestal*) tandis que les sept autres seront utilisés pour déterminer l'amplitude du signal.

Les poids sont généralement calculés en *gain 12* et réutilisés en *gain 6* et en *gain 1* (où seuls les 7 poids autour du maximum d'amplitude sont utilisés, avec une erreur systématique de $\simeq 0.1\%$). Les piédestaux dans les gains autre que 12 sont déterminés par des mesures dédiées.

Cette méthode présuppose que les profils des signaux soient identiques pour les trois gains mais en réalité des différences d'électronique font que les profils diffèrent d'environ 1% ce qui a pour conséquence une modification de 0.1 % dans le calcul du rapport de gains.

En plus de ce premier exemple, il existe d'autres poids (standard et « optimisés ») utilisés notamment pendant les phases de tests en faisceau, par exemple des poids de types « 3 + 5 » en *gain 12* et 5 ou 4 échantillons en *gain 6*.

Par une fonction analytique

Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode dite des « poids » nécessite un profil préalable du signal à observer (nécessitant un grand nombre de données).

Une autre méthode exploitable est celle utilisant une fonction analytique en lieu et place du profil suscité. L'avantage de cette méthode est de ne pas nécessiter l'usage d'un très grand nombre de profil d'amplitudes. La fonction analytique s'exprime comme suit[88] dans le cas où $t > (T_{max} - T_{montee})$ et 0 en dehors de cet intervalle :

$$f(t) = \left(\frac{t - (T_{max} - T_{montee})}{T_{montee}} \right)^\alpha e^{-\alpha \left(\frac{t - T_{max}}{T_{montee}} \right)} \quad (7.2)$$

T_{max} définit la position du pic en accord avec le système de déclenchement ;
 T_{montee} et α définissent la forme du signal.

Les paramètres de la fonction analytique sont déterminés à partir de la région située autour du maximum car c'est celle qui comporte le plus d'informations sur la forme de l'amplitude du signal.

7.1.4 Définition et utilité des rapports de gains

Sur la figure 7.5, on peut se rendre compte que les points entourés correspondent à une même charge et à la réponse donnée par l'électronique de lecture pour les trois gains. Comme nous l'avons dit précédemment, les différents gains possèdent une valeur de saturation au delà de laquelle la réponse de l'ADC sera constante et maximale.

On définit un « rapport de gains » comme étant le rapport des valeurs moyennes des amplitudes reconstruites dans les différents gains pour un même signal d'entrée. On peut ainsi obtenir les trois rapports de gains suivants :

$\frac{6}{1}$ le rapport entre l'énergie mesurée en *gain 1* et celle mesurée en *gain 6*

$\frac{12}{1}$ le rapport entre l'énergie mesurée en *gain 1* et celle mesurée en *gain 12*

$\frac{12}{6}$ le rapport entre l'énergie mesurée en *gain 6* et celle mesurée en *gain 12*

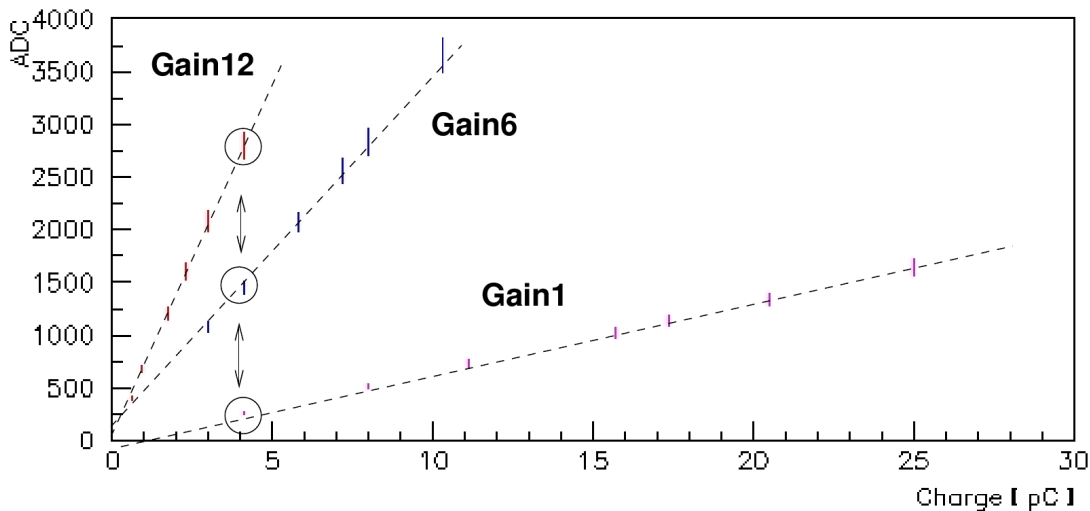


FIGURE 7.5 – Amplitudes converties par l'ADC en fonction des gains, pour diverses charges incidentes. On rappellera que les charges, conformément à ce que l'on peut voir dans le tableau 7.1 peuvent être reliées aux énergies de particules incidentes.

Connaître les rapports de gains pour l'ensemble de l'ECAL permettra donc d'étudier l'impact des prises de données en gains différents sur la calibration du détecteur et donc de suivre les variations d'énergies locales et temporelles.

Les données peuvent provenir de plusieurs sources que nous détaillerons dans la section suivante. Pour effectuer les calculs des rapports de gains, les cartes d'acquisitions doivent être fixées sur un gain particulier (ce qui est le contraire du mode de sélection « automatique » du gain que nous avons détaillé).

Pour fixer le gain la technique utilisée est de débrancher les canaux de l'ADC correspondant aux deux canaux non désirés. Cette méthode possède, par ailleurs, l'intérêt de vérifier le fonctionnement des cartes VFE en cas de problèmes d'alimentation.

Cette méthode nécessite une amplitude du signal suffisamment basse pour ne pas saturer les deux gains que l'on utilise à un moment donné.

7.1.5 Méthode de calculs des rapports de gains

Valeurs utilisées pour les gains

Des données acquises dans chacun des trois gains, pendant les périodes de tests en faisceau, permettent l'élaboration de profils d'amplitude similaires à ceux présentés sur l'image 7.6. Ces profils d'amplitudes possèdent une queue (à gauche) importante à cause des pertes d'énergie en dehors du cristal percuté par le faisceau.

Une approximation satisfaisante de la forme du profil d'amplitude peut toutefois être obtenue avec une fonction appelée *Crystal Ball*[89] qui consiste à utiliser une gaussienne avec une fonction puissance de faible indice pour simuler la queue. Les amplitudes maximales (obtenues à T_{Max}) déterminées par cette fonction sont les valeurs qui seront utilisées pour les rapports de gains.

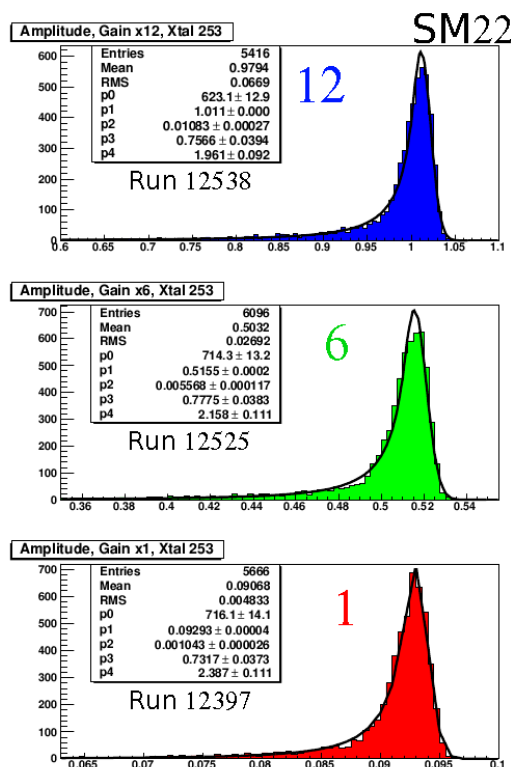


FIGURE 7.6 – **Profils d’amplitudes utilisés** Les amplitudes présentées sont fournies par l’analyse du cristal 253 du SuperModule 22 pendant la campagne de test en faisceau et correspondent à un point par mesure, pour chacun des trois gains 1, 6 et 12.

Ces profils d’amplitude sont ajustés par une fonction (en noir sur la figure précitée) qui permet d’obtenir ces paramètres.

La valeur moyenne de la gaussienne ainsi trouvée (\bar{X}) est la valeur utilisée lorsque l’on donne une valeur de gain.

Calcul des rapports de gains

Si l’on fournit un profil de rapport de gains (comme sur la figure 7.7a) alors le rapport de gain est calculé point par point (chaque point correspondant à un cristal).

La valeur utilisée par la suite est la valeur du pic de cette courbe (1.965) dans l’exemple.

Différences obtenues entre les deux méthodes de calculs des rapports de gains

Une comparaison des deux méthodes a été effectuée pour vérifier l’impact sur le calcul des rapports de gains. Les résultats obtenus sont présentés figure 7.7b

La différence observée entre les deux méthodes est telle que la différence sur la moyenne est $\Delta\bar{M} < 0.05\%$ et de $\Delta\sigma = 1.6\%$ sur la dispersion.

La méthode finalement utilisée au sein de la collaboration est la méthode des poids.

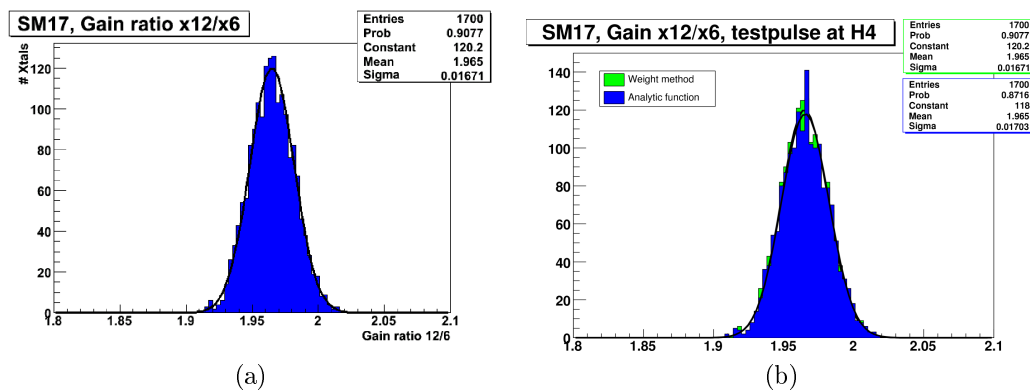


FIGURE 7.7 – Calcul des rapports de gains par les deux méthodes (analytique et poids statistiques). La figure 7.7a représente le profil obtenu pour les amplitudes fournies par l'analyse du cristal 253 du SuperModule 22 pendant la campagne de test en faisceau (image 7.6) pour les valeurs des rapports de gain (ici 12/6). La figure 7.7b représente les différences entre le calcul du rapport de gain $\frac{12}{6}$ par la méthode analytique et par la méthode utilisant des poids statistiques.

7.2 Méthodologie de travail

Notre analyse s'étant déroulée durant une campagne de test en faisceau, nous avons pu utiliser quatre protocoles expérimentaux afin de tester les cristaux scintillateurs en utilisant des sources de signaux connus pour la prise de données dans les différents gains :

1. **Test bench** ou bancs de tests : un système de vérification et calibration des cartes VFE au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)
2. **Test pulse** ou tests par charge injectée : un système de vérification embarqué sur les cartes VFE ;
3. **Laser**[90] : un dispositif utilisant le système de surveillance par laser de l'évolution des cristaux scintillateurs ;
4. **Beam** ou tests en faisceaux : faisceaux d'électrons connus de respectivement 90 et 120 *GeV* fournis par le CERN ;

Remarque : seuls les modes 2 et 3 sont exploitables *in situ*, lorsque le détecteur est complètement monté. Ce sont donc sur ces deux méthodes que se sont concentrées nos mesures.

7.2.1 Procédure de tests des cristaux

Durant l'année 2006 (Juillet–Novembre), l'ensemble de l'électronique de lecture a été testé sur un total de 9 supermodules (dont les supermodules SM5, SM6, SM13, SM17, SM22, SM25 sont utilisés pour les études présentées ici).

La procédure de test utilisait un faisceau d'électrons auquel était soumis chacun de ces supermodules dans la zone de test H4 du CERN.

Cette phase de test a permis de procéder à l'intercalibration des cristaux des différents modules[91].

Les données récoltées ont eu aussi comme but l'étude des caractéristiques du calorimètre électromagnétique en terme de linéarité et de stabilité (à la fois dans le temps et dans l'espace)[92] comme nous allons le voir par la suite.

Test d'injection de charge

Pour injecter des charges sur la carte, afin de simuler la présence d'un signal plus ou moins énergétique, deux dispositifs de tests différents ont été utilisés : les **Tests Benchs** et les **Tests Pulses**.

Tests Pulses Le MGPA inclut une unité permettant d'envoyer une impulsion couplée à un convertisseur numérique vers analogique (D.A.C pour Digital-Analog Converter).

Ce dispositif permet d'injecter directement une charge allant de $0.6 pC \sim 15 GeV$ à $4.1 pC \simeq 105 GeV$ au sein du MGPA. Comme nous l'avons vu précédemment, en stoppant les gains les plus élevés (12 et 6), il est parfaitement envisageable de produire des signaux présents dans les différents gains. La charge utilisée correspond à la fin de la gamme couverte par le *gain 12*.

Tests Benchs en utilisant une charge locale de $4.1 pC$. Cette procédure de test avait lieu lors de la calibration des cartes VFE au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. La précision sur la charge était similaire à celle donnée par le mécanisme intégré aux cartes VFE.

Test effectué en utilisant une source lumineuse connue

Afin de pouvoir suivre les fluctuations de luminosité causées par les dommages dus aux radiations d'une part et la « récupération » des cristaux d'autres part, un système de surveillance par laser[93] doit être utilisé en permanence. Ce système peut également être exploité pour le calcul des rapports de gains.

Ce procédé est donc critique pour la conservation d'un calorimètre électromagnétique performant au cours du temps.

Les lasers possèdent deux longueurs d'onde : $\lambda = 796 nm$ (utilisé pour le calcul des rapports de gains) et $\lambda = 440 nm$ (utilisé pour la surveillance des cristaux). L'intensité du laser a été choisie pour être de l'ordre de 3 000 coups d'ADC (**ADC Counts**) pour le gain 12 ce qui correspond à un électron d'énergie incidente de l'ordre de $105 GeV$.

Son principe de fonctionnement est l'injection d'impulsions lumineuses dans chaque cristal individuel par un système de fibre optique (un sélecteur déploie les impulsions tout au long du tonneau et des bouchons). Le système de distribution lumineux, est monté sur chaque élément du calorimètre (72 demi supermodules pour le tonneau et 8 pour les bouchons) et distribue les impulsions lumineuses sur chaque cristal.

Pour permettre de vérifier de manière continue les cristaux, le système de surveillance va utiliser environ 1% des 3.17 secondes où le faisceau n'entre pas en collision durant les 88.924 micro-secondes des cycles du faisceau au LHC. Le temps au cours duquel l'ensemble de l'ECAL est ainsi vérifié est, par conséquent, inférieur à 30 minutes[94].

Test en faisceau

Chaque super-module a été installé sur une table spécifique qui pouvait tourner sur tous les axes permettant ainsi au faisceau d'électrons d'être dirigé sur le cristal choisi au sein du supermodule désiré. L'angle transverse d'arrivée des particules a pu être mesuré par quatre plans de fibres scintillants (**hodoscope**) situés en amont de la table.

Le système de déclenchement délimitait une zone $20 \times 20 \text{ mm}^2$ — de taille comparable (légèrement inférieure) à celle de la face avant des cristaux.

Par ailleurs, étant donné que la dispersion énergétique dépend du point d'impact de l'électron, seuls les événements dans une petite région (délimitée par une valeur d'**hodoscope**) de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ — où la dispersion énergétique reste constante et centrée sur le point ayant la plus grande amplitude — ont été utilisés.

La présence de la limitation imposée par l'hodoscope réduit à un cinquième environ[95] le nombre d'événements. Mais, même ainsi réduite, la statistique reste suffisante pour un calcul d'amplitude correct avec $> 6k$ événements par cristal.

Pour permettre aux futures données d'être correctement comprises, un certain nombre de paramètres doivent être parfaitement connus :

- les rapports de gains, comme vu précédemment ;
- les valeurs des piédestaux (**Pedestals**), ou valeurs prises en l'absence de signaux : bruit de fond blanc ;
- les poids utilisés dans la reconstruction des amplitudes des signaux.

Le but de ces tests en faisceau était de permettre l'intercalibration des cristaux sur autant de supermodules que possible , la vérification des performances en résolution postulées dans le TDR du calorimètre électromagnétique[58] ainsi que la validation des performances du système de surveillance par laser.

L'analyse des données en faisceau test a permis également d'avoir une idée sur les incertitudes systématiques dont pourront souffrir l'ensemble des futures données.

7.3 Résultats obtenus

Je commencerai par présenter les différences obtenues par l'utilisation des différentes méthodes et je continuerai ensuite en présentant deux autres parties des travaux effectués dans cette campagne : la dépendance en énergie et la stabilité des rapports de gains (notamment temporelle).

7.3.1 Les différences observées entre les méthodes

Afin de pouvoir comparer les différentes méthodes, les rapports de gains ont été étudiés successivement avec chacune des méthodes présentées précédemment.

Je présenterai ici les résultats obtenus centrés sur la méthode dite du `TestPulse` qui est, comme nous l'avons vu une des deux méthodes qui restera exploitable pendant le fonctionnement du LARGE HADRON COLLIDER.

TestPulse et TestBench

Rappelons que la méthode utilisant le `TestPulse` exploite la capacité que la carte VFE possède de fournir une charge maximale de 4.1 pC directement au MGPA tandis que la méthode appelée `TestBench` — ou `TestPulse` IPNL dans les graphiques — utilise une injection de charge externe aux cartes VFE.

On observe (figure 7.8c) que les rapports de gains provenant de la méthode `TestPulse` utilisée au CERN et ceux effectués par la méthode `TestBench` (injection de charge au laboratoire de Lyon) sont systématiquement décalés.

La différence de valeur moyenne est d'environ $\Delta Mean \simeq 1.4\%$ tandis que la dispersion est de l'ordre de $\delta \simeq 0.1\%$.

Ce décalage est probablement dû à des différences instrumentales. En effet, des petites différences de charges (sur la charge de 4.1 pC injectée) peuvent donner ce type de biais systématique.

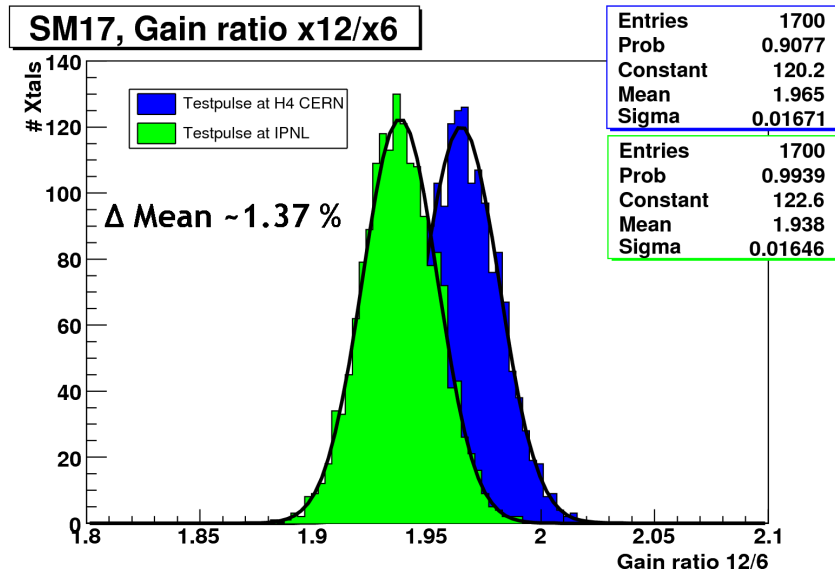
Les corrélations, comme visibles sur l'image 7.8b représentent les valeurs de rapports de gains obtenus pour les 1700 valeurs mesurées au CERN par rapport aux mêmes 1700 valeurs mesurées à l'IPNL à Lyon. La droite noire n'est là qu'à titre indicatif et n'as pas de réalité physique.

Par ailleurs, les valeurs de différences relatives (figure 7.8c) représentent les différences relatives entre les rapports de gains obtenus au CERN (marqués `testpulse` H4) et ceux obtenus à l'IPNL (marqués `testpulse` IPNL).

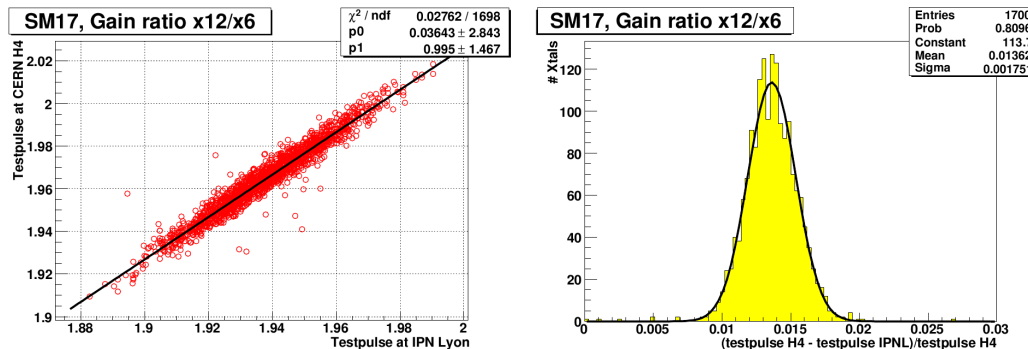
La valeur moyenne de cette dispersion est, comme nous l'avons déjà dit, de l'ordre de 0.014 (1.4 %).

TestPulse et Laser

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la comparaison entre les résultats de la méthode `TestPulse` et ceux utilisant le laser de longueur d'onde 800 nm du système de surveillance, dans un même SuperModule — le SM6 en l'occurrence. Cette comparaison permet de vérifier les éventuels domaines de validité de chacune de ces méthodes (notamment entre la basse et la haute énergie) dans les trois gains étudiés.



(a)



(b)

(c)

FIGURE 7.8 – Distribution des rapports de gain 12/6 mesurés avec la technique TestPulse sur le SuperModule 17 câblé (au CERN) et sur le banc de test de l'IPNL. La figure 7.8a représente les profils obtenus pour les rapports de gains $\frac{12}{6}$. Les figures 7.8b et 7.8c représentent respectivement les corrélations et les différences relatives des résultats obtenus.

Pour évaluer la possibilité de mesures des rapports de gains par le laser de surveillance des cristaux, des runs dédiés ont été effectués sur le SuperModule 6. Les runs⁴ Laser ont été pris en gains constant⁵ (pour pouvoir être comparés ultérieurement). Ils comportent 1 800 évènements par cristal.

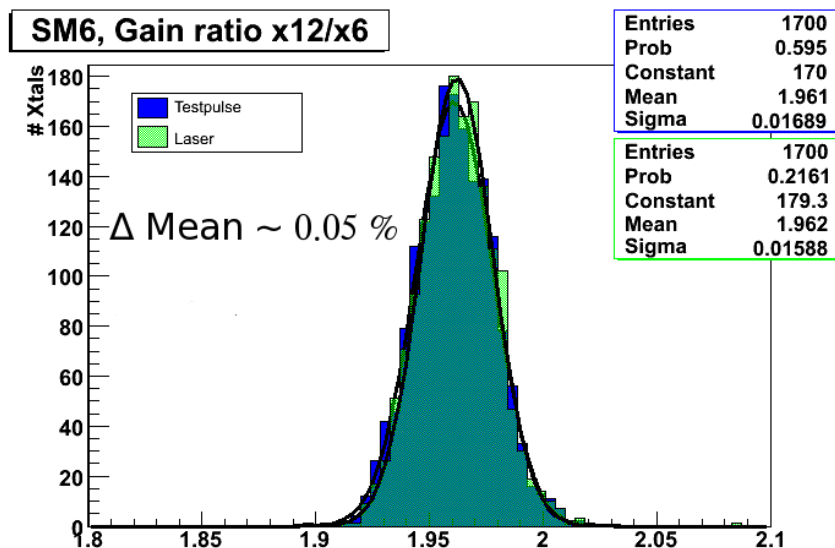
Les amplitudes ont ensuite été reconstruites par la méthode de la fonction analytique que nous avons présentée précédemment. Les résultats obtenus sont observables sur la figure 7.9.

La valeur moyenne du rapport de gain 12/6 mesuré dans les 1 700 canaux du SM6 est de 1.962 par la méthode du Laser (contre 1.961 pour la méthode TestPulse) soit une différence $\Delta Mean \sim 0.15\%$.

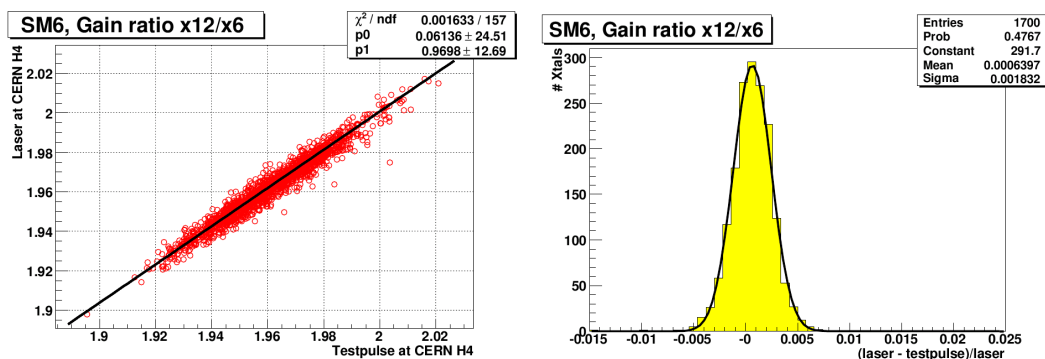
Les corrélations, figure 7.9b représentent les valeurs de rapports de gains obtenus pour les 1700 valeurs mesurées au CERN par la technique de calibration Laser par

4. Un run est une période de prise de données dans la terminologie — entre autre — du CERN

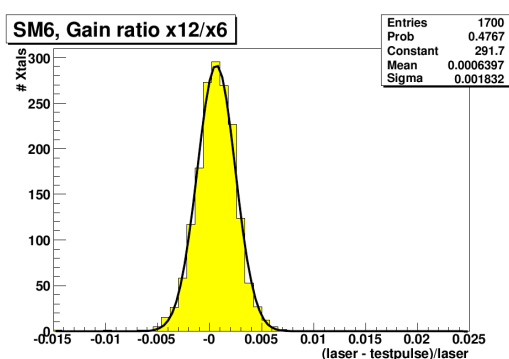
5. Gains constant ou gain fixé, comme expliqué précédemment à la section 7.1.4



(a)



(b)



(c)

FIGURE 7.9 – **Distribution des rapports de gain 12/6** mesurés avec la technique **TestPulse** sur le SuperModule 6 câblé (au CERN) et ceux calculés à partir des données recueillies en utilisant le système de surveillance des cristaux du calorimètre. La figure 7.9a représente les profils obtenus pour les rapports de gains $\frac{12}{6}$. Les figures 7.9b et 7.9c représentent respectivement les corrélations et les différences relatives des résultats obtenus.

rapport aux mêmes 1700 valeurs mesurées au CERN par la méthode **TestPulse**. La droite noire n'est là que pour guider l'œil.

Par ailleurs, les valeurs de dispersion (figure 7.9c) représentent les différences relatives entre les rapports de gains obtenus au CERN (marqués **testpulse H4**) et ceux obtenus à l'IPNL (marqués **testpulse IPNL**).

La valeur moyenne de cette dispersion est pratiquement nulle.

TestPulse et Beam

Dans le cas du faisceau test, des **runs** de hautes statistiques ($> 30\,000$ événements par cristal) ont été effectués, à des énergies différentes dans plusieurs zones des SuperModules SM6 (120 *GeV*), SM13 (90 *GeV*), SM22 (120 *GeV*) et SM25 (90 *GeV*). Ces zones de cristaux correspondaient à des tailles prédéfinies de 3×3 , 5×5 ou 9×9 cristaux.

Deux modes de fonctionnement (trois pour le SM 22) ont été utilisés pendant la période de test en faisceau :

1. un mode « normal » qui utilisait le plus haut gain disponible (*gain 12*)
2. un mode « mixte » où les mêmes cristaux étaient re-mesurés dans les mêmes conditions mais en *gain 6*.
- (3) la prise de donnée en *gain 1*, même conditions que pour les deux autres modes, SuperModule 22 seulement.

La moyenne de la valeur obtenue pour les rapports de gain 12/6 pour ce SuperModule et pour une énergie de 120 *GeV* est de 1.959 (contre 1.956 pour la méthode du **TestPulse**).

Les différences relatives sont de l'ordre de $\Delta Mean \simeq 0.05\%$.

L'incidence de la position des cristaux, en pseudorapacité ou en angle ϕ , a été prise en compte et aucune différence significative n'est apparue[95].

Comme les différences sont très faibles entre les rapports de gains calculés en présence de faisceau et par la méthode **TestPulse**, l'utilisation de cette dernière est validée pour mesurer les rapports de gains *in-situ* durant le fonctionnement du détecteur.

7.3.2 Dépendance en énergie des rapports de gains

Nous venons de voir les différences existantes entre les méthodes utilisées pour déterminer les rapports de gains. Il est également important de s'intéresser à l'évolution du rapport de gain en fonction de l'énergie. Dans ce but, nous avons utilisés des énergies allant de 30 à 150 *GeV/c²*.

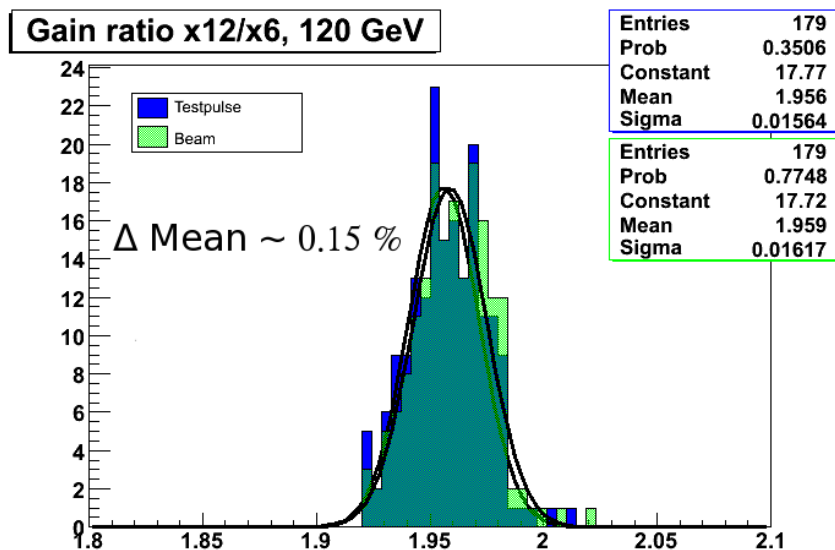
Protocole

Un sous-ensemble de 5 groupes de 4 cristaux (séparés par des « vides » de mesure de 7 cristaux) du SuperModule SM6 a été soumis respectivement aux énergies de 30, 50, 90, 120, et 150 *GeV* dans le *gain 12* et dans le *gain 6* pour permettre les calculs de rapports de gains.

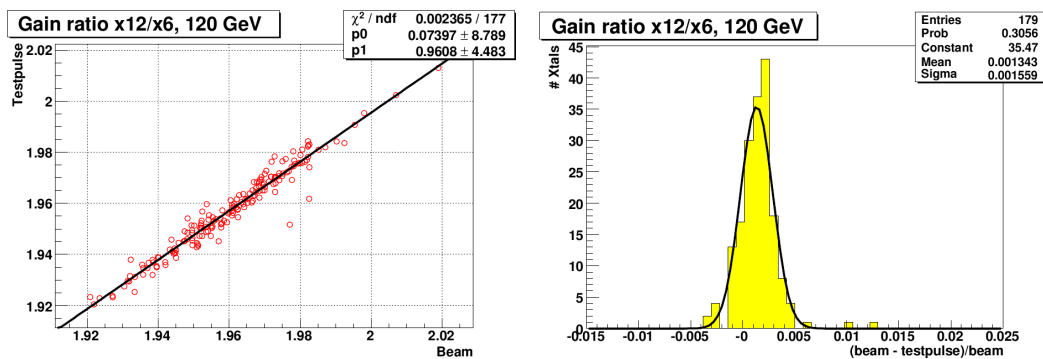
Résultats

Les résultats sur la valeur moyenne des rapports de gains (partie encadrée en bleu figure 7.11) montrent que cette valeur reste stable dans la limite des barres d'erreurs. La valeur des rapports de gains à haute énergie semblent rester stables.

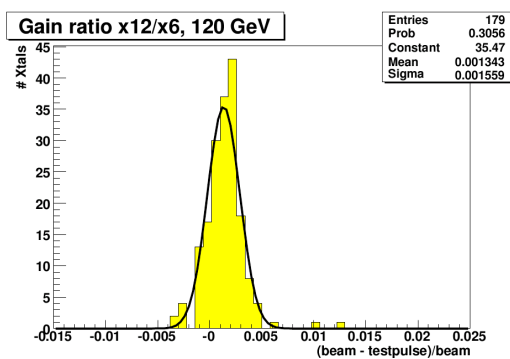
Par ailleurs, les corrélations entre les rapports de gain du SM6 et ses rapports de gains obtenus avec la méthode **TestPulse** avec une charge de 4.1 *pC* sont montrés dans la figure 7.11 ci-contre.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 7.10 – **Distribution des rapports de gain 12/6** mesurés avec la technique TestPulse sur le SuperModule 22 câblé (au CERN) et ceux calculés à partir des données recueillies durant les périodes de faisceaux tests. La figure 7.10a représente les profils obtenus pour les rapports de gains $\frac{12}{6}$. Les figures 7.10b et 7.10c représentent respectivement les corrélations et les différences relatives des résultats obtenus.

On peut se rendre compte, de manière empirique, que la meilleure corrélation est obtenue avec la plus haute énergie étudiée : 150 GeV car les deux méthodes sont tout à fait compatibles (les points rouges sont regroupés autour de la ligne noire).

Ce résultat est très intéressant car c'est à cette énergie que l'ADC va commencer à utiliser le rapport de gain moyen (*gain 6*). Le fait de connaître le rapport de gain avec précision est donc primordial dans cette zone.

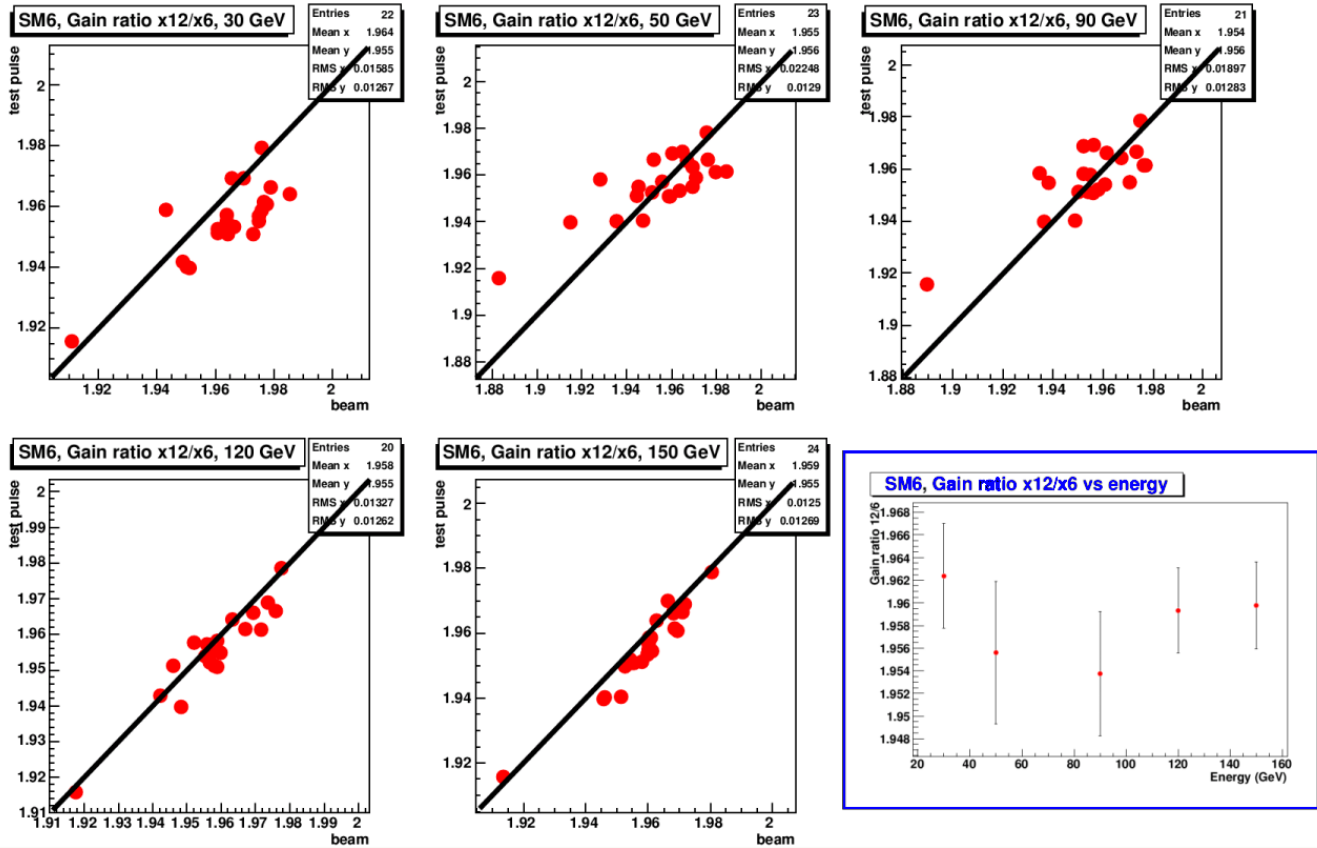


FIGURE 7.11 – Étude de la dépendance en énergie des rapports de gains Les cinq premiers graphes représentent, pour des énergies respectivement de 30, 50, 90, 120 et 150 GeV/c^2 , la corrélation entre les rapports de gains calculés par la méthode TestPulse et ceux calculés par la méthode Beam. Les lignes tracées en noir ne sont là que pour guider l’œil. Par ailleurs, le dernier graphe représente, lui, l’évolution des rapports de gains avec l’énergie pour la méthode TestPulse avec une charge variable.

7.3.3 Stabilité en temps des rapports de gains

La stabilité des rapports de gains mesurés avec la méthode TestPulse en fonction du temps a été étudiée sur la totalité de la campagne de test en faisceau du SuperModule SM17 (c’est à dire 218 runs pendant environ 3 semaines).

Résultats obtenus

On observe que les valeurs présentes dans la figure 7.12a sont très resserrées autour de la valeur moyenne de 1.9616. Pour étudier plus en détail la dispersion des 1700 cristaux, on étudie le RMS (ou moyenne quadratique⁶) du rapport de gain de chacun des cristaux sur l’ensemble des runs. Les valeurs trouvées sont données figure 7.12b.

6. La valeur de RMS ou Root Mean Square d’une collection de n éléments $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ est donnée par $x_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} x_i^2} = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}{n}}$

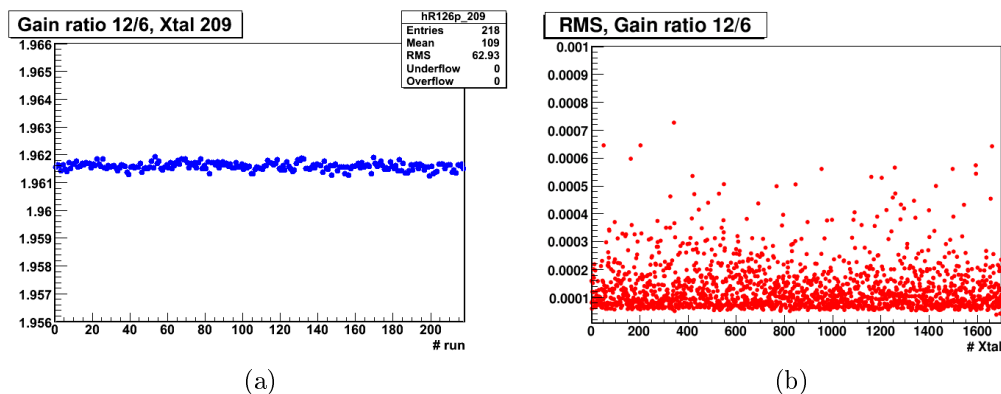


FIGURE 7.12 – Étude de la stabilité dans le temps du rapport de gain 12 / 6 pour le SuperModule SM17. La figure 7.12a, à gauche, représente l'évolution d'un cristal « typique » pendant les 3 semaines de prises de données — 218 runs — qui composaient le cycle d'analyse du SM17. La figure 7.12b, à droite, représente, quant à elle, le RMS des rapports de gains 12/6 de chaque cristal sur l'ensemble des 218 runs effectués.

Nettoyage des résultats

Afin d'améliorer les résultats obtenus, les données sont « nettoyées » par la suppression des données provenant de runs ayant moins de 100 événements.

Ensuite, pour chaque rapport de gain, on effectue le rapport de la distribution des RMS (de chaque courbe ajustée de l'amplitude d'un gain) divisée par la valeur moyenne (de la même courbe ajustée) pour tous les runs et tous les cristaux.

La courbe de la figure 7.13 montre les résultats obtenus en *gain 12*.

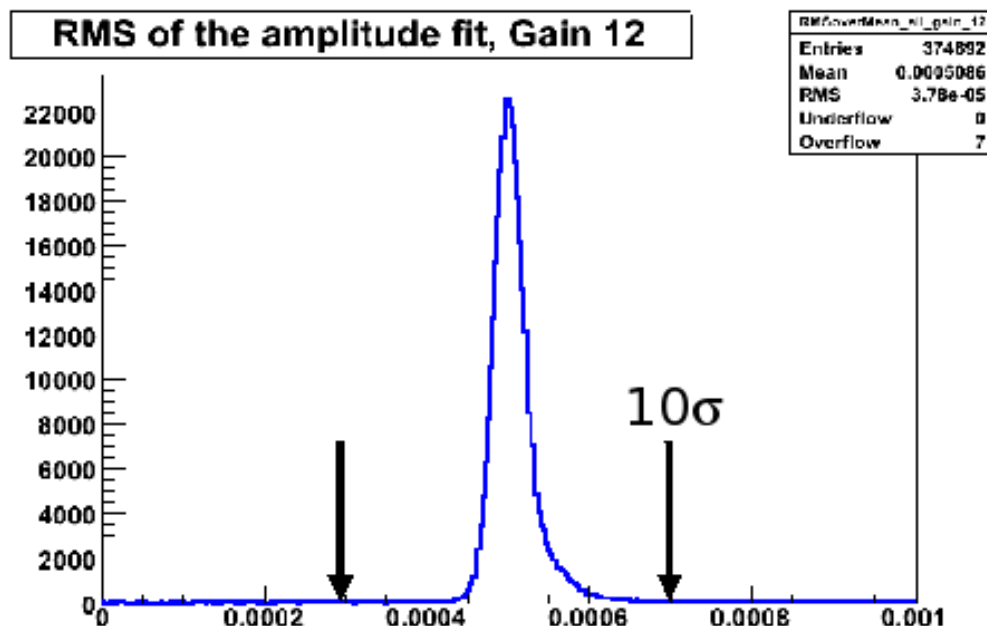


FIGURE 7.13 – Courbe utilisée pour le nettoyage des données Distribution globale pour tous les cristaux et tous les runs de la valeur du RMS divisés par la valeur moyenne ajustée pour le SuperModule 17 et le gain 12 utilisée pour la procédure de nettoyage des données.

Une fois cette courbe obtenue, on élimine les données provenant des cristaux ayant une valeur RMS sur valeur moyenne ayant un écart-type supérieur à 10 déviations standards par rapport à la valeur moyenne de la distribution pour chacun des deux gains pertinents pour le rapport de gains considéré.

Cette méthode de nettoyage a été validée et est suffisante pour éliminer les effets d'incidents locaux tels que des erreurs de lecture provenant de la lecture d'une tour de déclenchement qui affectent 50 cristaux d'un SuperModule (1700 cristaux)

Le taux de variation dans le temps des rapports de gains (ou stabilité temporelle des rapports de gains) calculés à partir de leurs valeurs de RMS après nettoyage est inférieure à 0.1% sur la période de temps étudiée.

7.4 Conclusion sur les résultats de cette étude

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour mesurer les rapports de gains : à l'IPNL la méthode `TestBench`, puis `TestPulse` embarquée sur les cartes VFE, et enfin `Laser` et `Beam` pendant les campagnes de faisceau test du calorimètre électromagnétique de CMS.

Toutes ces méthodes donnent des résultats tout à fait comparables et compatibles (à moins de 0.2 %), et ce pour tous les modules ayant reçu du faisceau.

Il est à noter qu'un SuperModule (SM22) ayant été utilisé deux fois dans les faisceaux tests, nous avons pu étudier les influences temporelles.

Calcul des rapports de gains

Toutes les mesures effectuées donnent des résultats identiques à moins de 0.2% près et ce pour toutes les méthodes étudiées.

On peut donc en déduire que les méthodes `TestPulse` et `Laser`, les deux méthodes *in situ* sont pratiquement équivalentes pour les calculs de rapports de gains ($\Delta \leq 0.06\%$). Les deux méthodes sont donc des alternatives crédibles l'une de l'autre.

On préférera cependant la méthode `Test Pulse` à la méthode `Laser` pour sa simplicité car elle ne nécessite pas de correction supplémentaire pour le calcul des rapports de gains. En effet, dans le cas de la méthode `Laser`, il faut corriger l'amplitude pour tenir compte, notamment, des effets de non-linéarité des photodiodes et des fluctuations de puissance du laser.

La simplicité intrinsèque et la fiabilité de cette technique permet d'avoir une mesure efficace des rapports de gains au cours du temps.

Chapitre 8

Appariement des photons au niveau « générateur »

Nous avons vu, dans le chapitre 6, comment les processus de physique peuvent utiliser les générateurs à gerbe partonique ou à éléments de matrice.

Dans ce chapitre, nous allons voir comment l'utilisation conjointe des deux descriptions nécessite une série de précautions pour ne pas effectuer de double-comptage des particules. Nous avons étudié l'importance de ce double comptage des photons dans ces descriptions pour un « canal de test » de ces particules : le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$.

Tout d'abord, nous présenterons la manière dont nous avons défini un algorithme appelé « veto anti double-comptage » (ou procédure d'appariement électromagnétique — EM Matching) en collaboration avec les auteurs du générateur ALPGEN[67].

8.1 Présentation de l'étude

Dans cette partie, je commencerai par détailler l'intérêt de notre canal d'étude pour la physique effectuée au LARGE HADRON COLLIDER. Je continuerai ensuite en présentant le protocole d'étude avant de passer à une description détaillée de mes échantillons.

8.1.1 Notre canal de test : $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

La désintégration radiative d'un Z par la désintégration $Z \rightarrow \mu\mu(+\gamma)$ peut se produire par la voie s ou la voie t (voir figure 8.1)

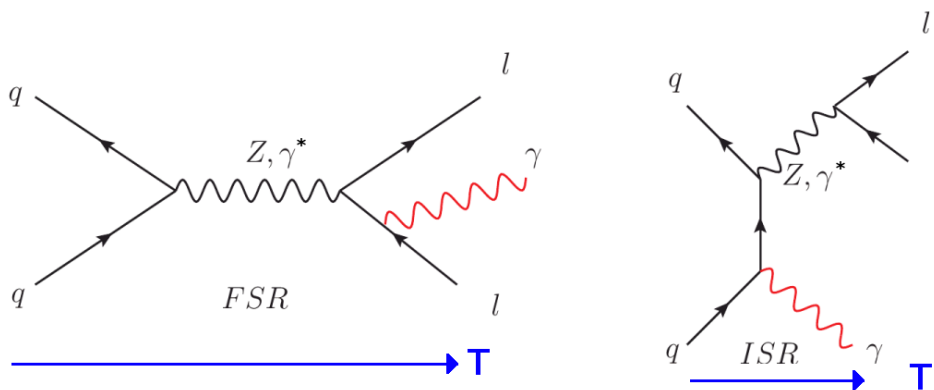


FIGURE 8.1 – Diagrammes de FEYNMANN du processus $Z\mu\mu\gamma$ A gauche sur la figure, rayonnement d'un photon dans l'état final (FSR : Final State Radiation) et à droite rayonnement dans l'état initial (ISR : Initial State Radiation). Les flèches bleues représentent le sens d'écoulement du temps.

Le photon présent dans ce canal (en rouge sur la figure) peut être émis indifféremment dans l'état final — on parle alors de photons « FSR » (Final State Radiation) — ou dans l'état initial — on parle alors de photons « ISR » (Initial State Radiation) —.

Le cas des radiations dans l'état final

Ce canal de désintégration fournit un ensemble de photons isotropiques et dans une gamme d'énergie transverse (E_T) comprise entre 5 et 200 GeV . Cet intervalle est compris entre les valeurs d'énergie transverse des photons issus de la désintégration des π^0 et les photons provenant de la désintégration du boson de HIGGS (canal $H \rightarrow \gamma\gamma$).

Ce canal possède donc une gamme d'énergie transverse suffisamment étendue pour qu'il puisse permettre une calibration du calorimètre électromagnétique dans les tous premiers temps.

Ce canal permettra, en effet, d'effectuer les mesures suivantes sur les (premières) données expérimentales enregistrées par le détecteur CMS :

1. la mesure de l'efficacité du système de déclenchement sur les photons ;
2. l'extraction de l'échelle d'énergie des photons (nous reviendrons plus en détails sur cette partie ultérieurement) ;
3. la mesure de l'efficacité d'identification des photons ;
4. la validation, avec des données réelles, des corrections sur l'énergie des photons en fonction des observables E_T, η , et ϕ établis précédemment avec des données simulées ;

8.1.2 Motivations de l'étude

Comme nous l'avons vu lors du chapitre 6, il est important de bien effectuer l'appariement des particules lors de l'utilisation séquentielle des deux types de générateurs effectuée par exemple comme suit :

ME : (Matrix Element) la génération de l'événement « dur » est effectuée par un générateur à élément de matrice (ME pour Matrix Element) ;

PS : (Parton Shower) qui s'occupe de la désintégration et de la fragmentation de l'événement dur. La fragmentation (ou hadronisation) est également effectuée par les générateurs utilisant des algorithmes de gerbe partonique (PS pour Parton Shower).

En effet, si l'on n'apparie pas de manière propre et fiable les particules émanant des deux descriptions alors on court le risque de compter plusieurs fois les photons d'un même événement : c'est le double-comptage.

Ce problème de double-comptage a été corrigé [96, 97] pour les jets de particules grâce à un procédé d'appariement utilisant les propriétés de la ChromoDynamique Quantique au niveau des particules générées (procédé de QCD Matching). Ce procédé d'appariement est effectué *après* la création de la gerbe partonique.

Il existe un problème similaire de double-comptage pour les photons, et aucun algorithme d'appariement ne l'empêche.

Les seules solutions exploitables à ce jour sont :

1. la suppression des rayonnements de photons dans les états finaux et initiaux (FSR/ISR) au niveau du générateur à gerbe partonique. Cette méthode supprime le double comptage mais apporte un biais pour l'isolation (à cause du dépeuplement des photons semblables à ceux produits par les générateurs P.S. (ou photons « PS-Like ») , entre autre ;
2. ou permettre le double comptage

Le but de cette étude était donc de tester un algorithme d'appariement (développé avec les auteurs du générateur ALPGEN) tel que l'on puisse sélectionner les photons provenant de la description PS ou ME là où ils sont les plus pertinents dans l'espace des phases — photons PS plutôt « mous » (c'est à dire de basse impulsion transverse) et les photons ME plutôt « durs » — tout en évitant de procéder à un double comptage.

Un autre but de cet analyse est d'estimer l'importance de ce double-comptage ainsi évité.

8.1.3 Méthodologie

Identifier la région de l'espace des phases pertinente

La première étape est d'identifier la région de l'espace des phases où les deux descriptions de photons (PS, ME) diffèrent. Nous avons alors étudiés les deux variables suivantes :

- $\Delta R(\gamma, \mu)$, la distance entre le photon produit et l'un des deux muons ;
- P_{t_γ} , l'impulsion transverse du photon considéré.

Constituer une zone d'accord

Pour chaque variable dans la région de l'espace des phases considérée, nous avons délimité une zone d'accord entre les deux descriptions, c'est-à-dire une zone à l'intérieur de laquelle on pourra sélectionner un point de fonctionnement (ou « Cut-Off ») déterminant l'utilisation de l'une ou l'autre de ces deux descriptions tout en vérifiant la sécurité vis-à-vis du choix du point de fonctionnement.

Cette zone d'accord ne pourra se constater qu'à partir d'échantillons constitués avec une sélection très lâche et appelés par la suite « échantillon de référence » (ou REF).

Vérifier la stabilité de cette zone d'accord

Une fois cette zone choisie, nous souhaitons vérifier qu'elle était stable lors de la variation du « point de fonctionnement ». Nous pensions alors vérifier que le « veto anti double-comptage », que nous détaillerons plus loin, laissait inchangé les paramètres suivants :

- la section efficace totale finale $\sigma_{TOT_f} = \sum_{k=0}^{k=n} \sigma_{k_f}$ avec σ_f définie par :

$$\sigma_f = \sigma_i \times \frac{N_{final\ apres\ veto}}{N_{initiaux}} \quad \text{où nous avons :} \quad (8.1)$$

σ_i est la section efficace totale initiale ,

$N_{final\ apres\ veto}$ et $N_{initiaux}$ respectivement les nombres d'évènements présents dans l'échantillon final (après application du veto anti double-comptage) et dans l'échantillon initial.

- la forme des distributions des variables combinant les photons provenant des deux descriptions (PS ou ME) après application du veto

pour différents points de fonctionnement.

Une valeur finale du point de fonctionnement (Cut-Off) pourrait ensuite être choisie aussi élevée que possible à l'intérieur de la zone d'accord afin de maximiser l'efficacité de génération.

8.1.4 Échantillons utilisés pour l'étude

Pour notre étude, nous avons créé deux échantillons différents :

- Un premier échantillon appelé Z_0 et composé comme suit :
 1. Utiliser le générateur ALPGEN dans le canal inclusif $Z \rightarrow \mu\mu$
 2. Utiliser le générateur PYTHIA, par la suite, pour la production de la gerbe partonique.

On appellera cet échantillon « Z_0 » pour rappeler que son processus de génération ne produit pas de photons dans l'évènement « dur ». Les éventuels photons proviendront donc de la gerbe partonique.

- Un second échantillon appelé Z_1 et composé comme suit :
 1. Utiliser le générateur à élément de matrice ALPGEN dans le processus $Z \rightarrow \mu\mu + \gamma$
 2. Utiliser le générateur PYTHIA pour produire la gerbe partonique (en interdisant la production de photons dans les états initiaux et finaux — ISR et FSR (voir figure 8.1)—)

On appellera cet échantillon « Z_1 » pour rappeler que son processus de génération demande la production d'un photon dans l'évènement « dur ».

La différence principale entre ces deux échantillons est la présence (ou non) d'un photon dans l'évènement « dur ».

Les paramètres de génération ALPGEN utilisés par les deux échantillons sont donnés dans le tableau 8.1. La fonction de distribution partonique (PDF) utilisée était CTEQ5L[98].

Dans chaque évènement obtenu après le passage au sein de PYTHIA, nous n'avons représenté que le photon ayant la plus haute impulsion transverse avec $P_{T_\gamma} > 1\text{ GeV}/c$, $|\eta_\gamma| < 3$, $\Delta R(\mu, \gamma) > 0.05$.

Échantillons de référence

Les échantillons de référence Z_0 et Z_1 ont été produits avec les paramètres suivants (en plus des paramètres communs). Ce sont les mêmes valeurs de coupures

$M_t = 174.3 \text{ GeV}/c^2$	$M_b = 4.7 \text{ GeV}/c^2$
$M_W = 80.419 \text{ GeV}/c^2$	$\Gamma_{(W)} = 2.4807653$
$M_Z = 91.188 \text{ GeV}/c^2$	$\Gamma_{(Z)} = 2.44194427$
$M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$	$\Gamma_{(H)} = 0$
$g_W = 0.65323291$	$\sin^2(\theta_W) = 0.222246533$
$a_s(M_Z)[n_{loop} = 1] = 0.127003172$	$\frac{1}{a_{em} \times (M_Z)} = 132.50698$

 TABLE 8.1 – Paramètres de génération ALPGEN des échantillons Z_0 et Z_1

minimales que précédemment auxquelles s'ajoutent des valeurs de coupures minimales sur le photon généré :

Pour Z_0 et Z_1

$$P_{T_\mu} > 15 \text{ GeV}/c \quad |\eta_\mu| < 3 \quad 20 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} < 150 \text{ GeV}/c^2.$$

Pour Z_1 , on ajoute les contraintes suivantes sur le photon généré :

$$P_{T_\gamma} > 1 \text{ GeV}/c \quad |\eta_\gamma| < 3 \quad \Delta R(\mu, \gamma) > 0.05$$

Le tableau 8.2 ci-après fournit les modifications communes apportées aux paramètres des générateurs PYTHIA et ALPGEN pour les deux échantillons considérés :

Nom PYTHIA	Défaut → Utilisée	Description
MSTP(81)	1 → 0	Évènement sous-jacent désactivé
MSTP(111)	1 → 0	Hadronisation désactivée
MSTP(143)	0 → 1	Appel de la fonction d'appariement QCD dans ALPGEN
Nom utilisé ¹	Valeur utilisée	Description
RXpar(1)	15	Valeur minimale pour $E_{T_{clustering}}$
RXpar(2)	0.8	Valeur maximale pour $\Delta R(\text{clustering})$

TABLE 8.2 – Paramètres modifiés au sein des générateurs PYTHIA et ALPGEN pour les deux échantillons

De plus, les deux échantillons sont normalisés à l'unité (en s'assurant que l'intégrale de la courbe soit égale à l'unité) pour permettre une comparaison des formes des distributions. Enfin, nous avons cherché à obtenir un nombre d'événements finaux comparable pour les deux processus.

Échantillon Z_0

Pour cet échantillon Z_0 pour le processus $Z \rightarrow \mu\mu$ nous avons fait tourner 485 276 événements. Sur ces événements, seuls 51 654 ont pu survivre aux critères de sélection imposés. Cela donne donc, pour l'échantillon Z_0 , une proportion $\simeq 10\%$ d'événements ayant un photon provenant de la « gerbe partonique » du générateur PYTHIA avec les caractéristiques requises.

1. Ces noms utilisés sont les noms indifféremment des paramètres PYTHIA et ALPGEN utilisés pour l'appariement QCD.

Échantillon Z_1

Afin d'éviter que le générateur PS ne crée des photons supplémentaires, nous avons dû modifier certains des paramètres du générateur PYTHIA pour lui demander de ne pas former de photons dans les états initiaux et finaux, les modifications effectuées sont répertoriées dans le tableau 8.3 ci après :

Nom PYTHIA	Défaut → Utilisée	Description
MSTJ(41)	2 → 1	Désactivation de la formation de γ dans les états finaux et initiaux (ISR / FSR)
MSTJ(61)	2 → 1	

TABLE 8.3 – Paramètres modifiés dans PYTHIA pour l'échantillon Z_1

Pour cet échantillon Z_1 pour le processus $Z \rightarrow \mu\mu + \gamma$ nous avons fait tourner 52 454 événements. Sur ces événements, seuls 50 380 ont pu survivre aux coupures imposées. Cela donne donc, pour l'échantillon Z_1 , une proportion $\simeq 96\%$ d'événements ayant leur photon provenant de la description « élément de matrice » du générateur ALPGEN (survivant à notre préselection).

Autres données techniques

L'ensemble de ces échantillons a été étudié en utilisant la version 1_3_1 de CMSSW. Par ailleurs, la version d'ALPGEN utilisée est la version 2.13 et celle de PYTHIA la version 6.408.

8.2 Développement de la procédure de veto anti double-comptage

8.2.1 Choix de la région de l'espace des phases et détermination de la zone d'accord

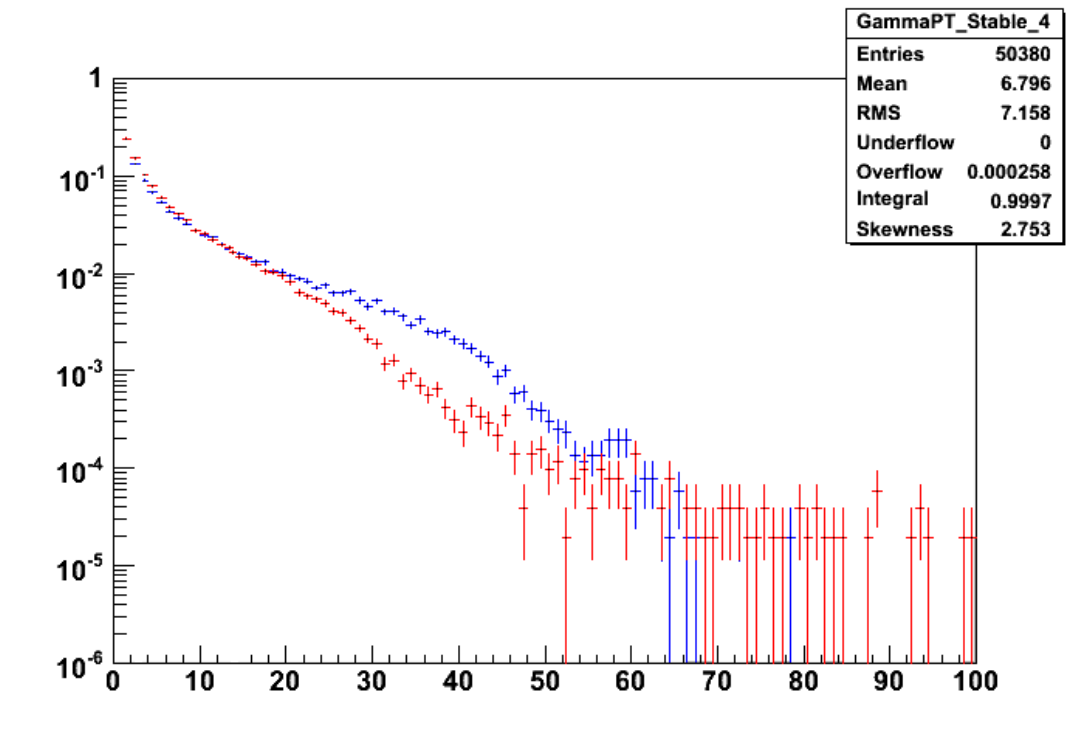
La première étape de notre protocole était la détermination d'une zone d'accord pour les deux variables pour les photons provenant du générateur ME et pour les photons provenant du générateur PS.

Variable $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$

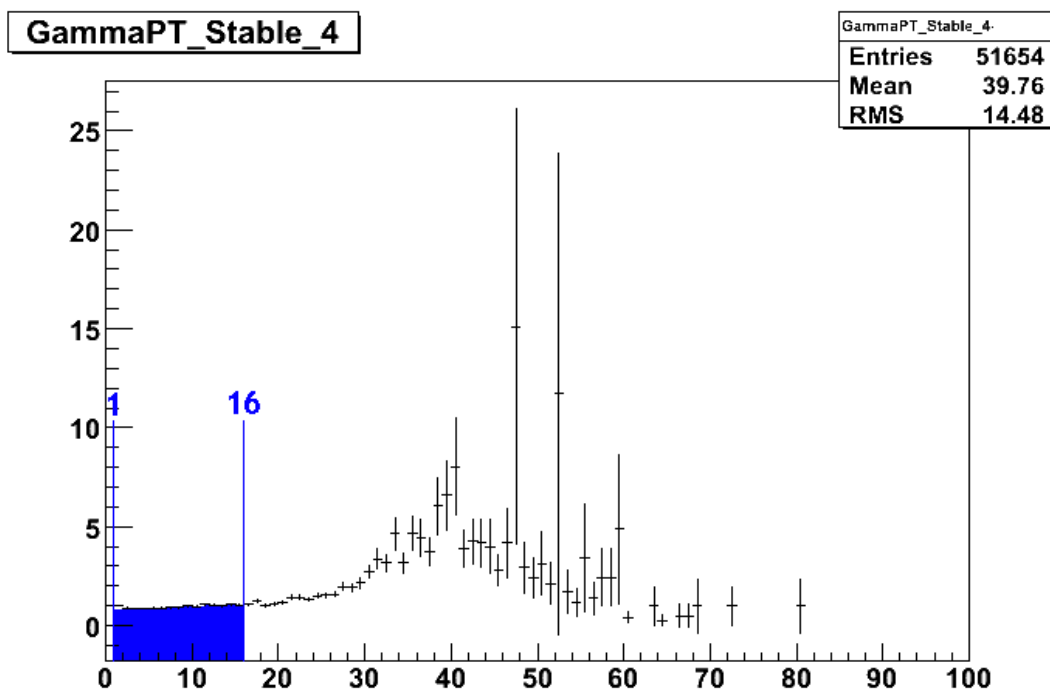
La première variable que nous avons étudiée est la distance entre le photon et le plus proche des deux muons. La zone d'accord, constituée sur la figure 8.3, entre les deux descriptions est finalement la suivante : $0.15 < \Delta R(\mu_{closest}, \gamma) < 1.8$

Variable P_{T_γ}

La seconde variable que nous avons étudiée est donc l'impulsion transverse du photon généré. La zone d'accord, constituée sur la figure 8.2, entre les deux descriptions est finalement la suivante : $1 < P_{T_\gamma} < 16 \text{ GeV}/c$

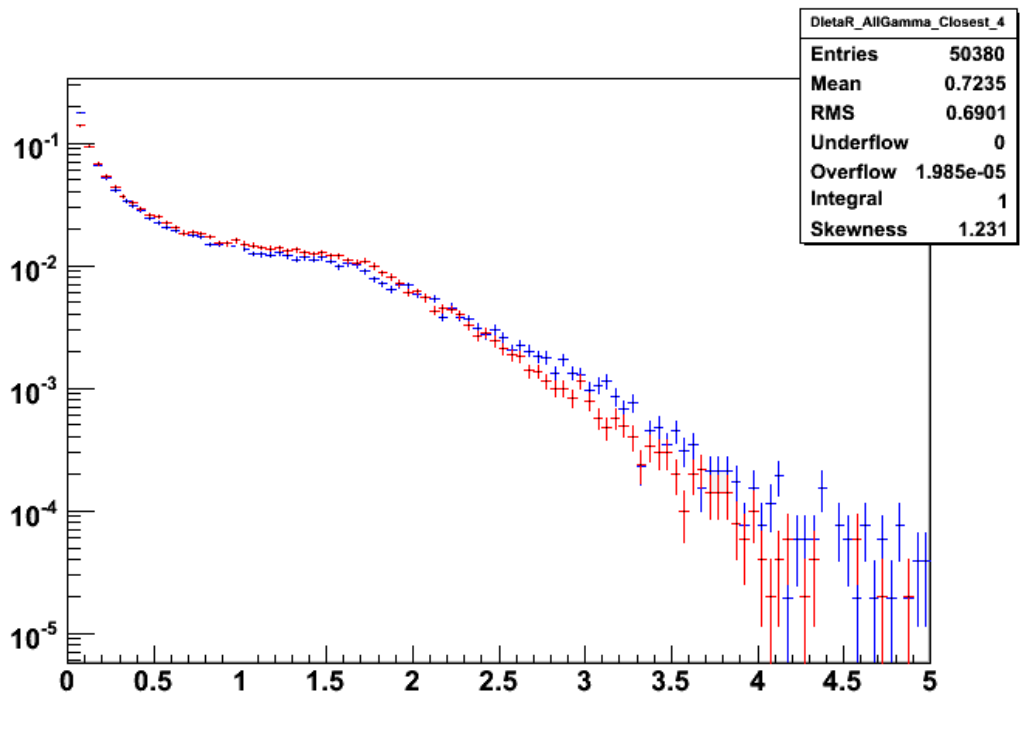


(a) Forme des distributions



(b) Rapport Z_0 / Z_1

FIGURE 8.2 – **Présentation des courbes de références pour P_{T_γ}** . Au sein de la figure 8.2a, nous pouvons voir l’allure des courbes de Z_0 en bleu et Z_1 en rouge superposées. La figure 8.2b nous a, elle, permis de sélectionner les bornes de la zone d’accord (en bleu sur la figure). La courbe en elle-même montre l’excès $\frac{Z_0}{Z_1}$.



(a) Forme des distributions

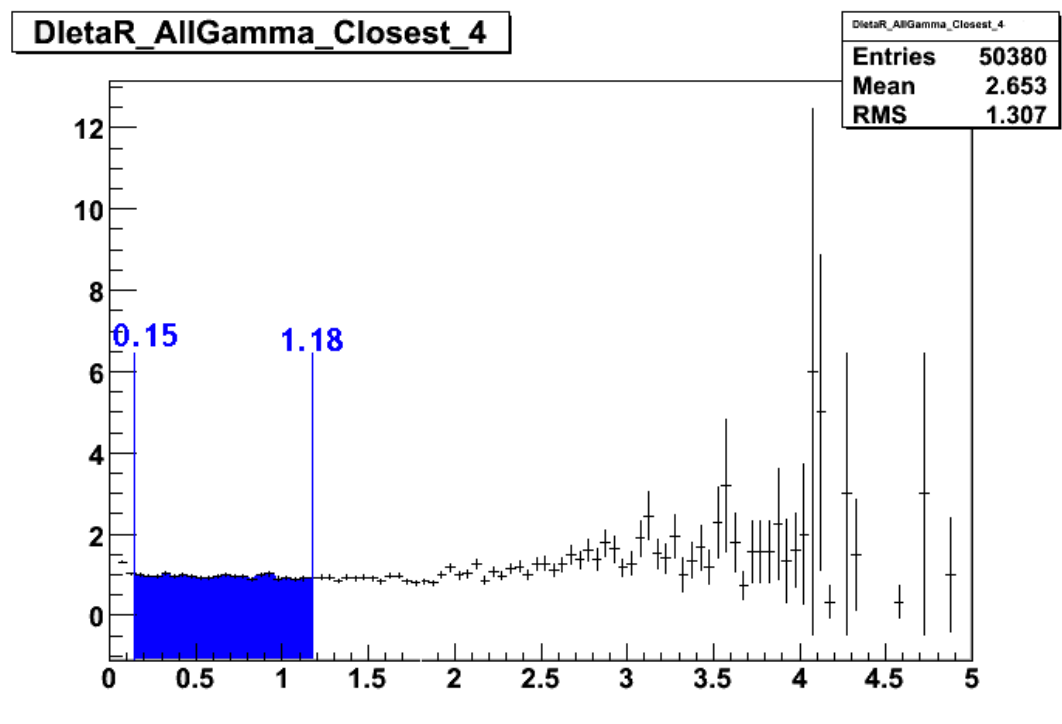
(b) Rapport Z_0 / Z_1

FIGURE 8.3 – **Présentation des courbes de références pour $\Delta R(\mu, \gamma)$** Au sein de la figure 8.3a, nous pouvons voir l'allure des courbes de Z_0 en bleu et Z_1 en rouge superposées. La figure 8.3b nous a, elle, permis de sélectionner les bornes de la zone d'accord (en bleu sur la figure). La courbe en elle-même montre l'excès $\frac{Z_0}{Z_1}$.

8.2.2 Vérification de la forme de la distribution de P_{T_γ}

En étudiant la variable P_{T_γ} , nous avons observé une nette déviation entre les descriptions effectuées pour les photons générés par le générateur ALPGEN et le générateur PYTHIA.

La figure 8.4 donne les résultats que nous avons obtenus lorsque nous avons effectué une vérification croisée avec le générateur à éléments de matrice MadGraph [66].

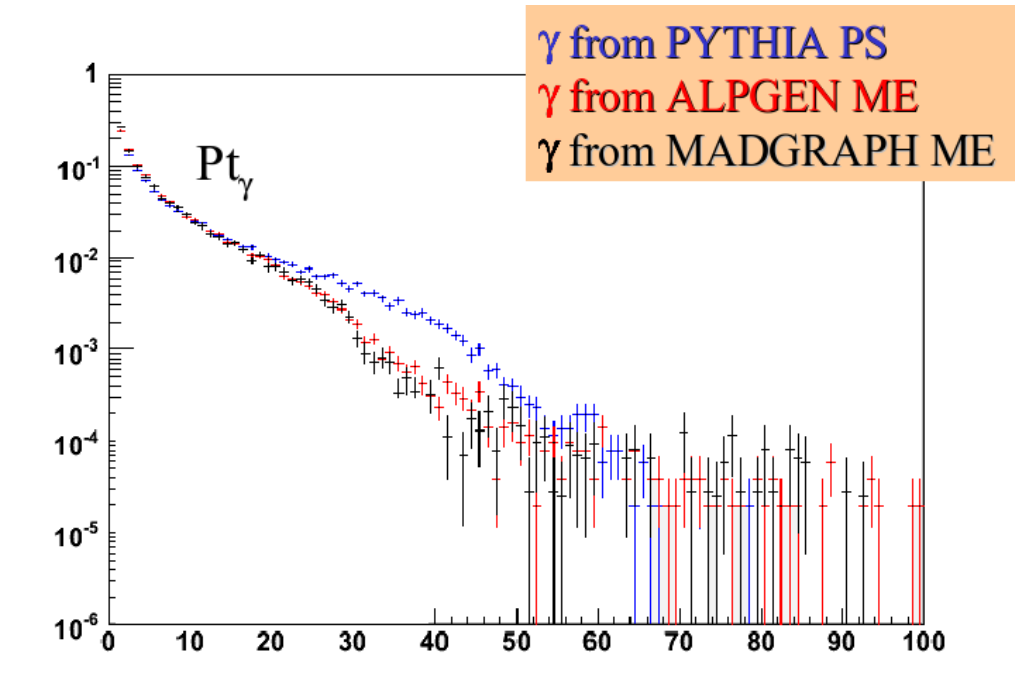


FIGURE 8.4 – Comparaison de la forme de la distribution de l'énergie transverse des photons donnée par les générateurs ALPGEN, MADGRAPH et PYTHIA

L'accord entre les deux descriptions effectuées par les générateurs à élément de matrice (en rouge et en noir) est très bon. La description effectuée par ALPGEN de la forme de la distribution de l'impulsion transverse des photons est donc validée.

8.2.3 Définition des différents points d'analyse

Nous avons choisi quatre points dans l'espace de phase $(\Delta R(\mu_{closest}, \gamma), P_{T_\gamma})$ situés à proximité des extrémités de la zone d'accord pour tester la stabilité de l'algorithme anti double-comptage sur l'ensemble de la zone d'accord et ce pour les deux variables étudiées.

Par ailleurs, on choisira une valeur de coupure en η tel que $|\eta| < 2.7$ pour tous les points d'analyses.

Ces points de fonctionnement sont ceux représentés par les lignes vertes sur les courbes (les zones grisées rappellent les zones d'accords pour chacune des deux variables)

Échantillon	Coupure en Δ_R (ΔR_{CUT})	Coupure en P_{T_γ} ($P_{T_\gamma CUT}$)	Coupure en η
Point A	0.35	3 GeV	$ \eta < 2.7$
Point B	0.35	14 GeV	$ \eta < 2.7$
Point C	1.00	3 GeV	$ \eta < 2.7$
Point D	1.00	14 GeV	$ \eta < 2.7$

TABLE 8.4 – Les différents points de fonctionnement utilisés pour le procédé de veto anti double-comptage

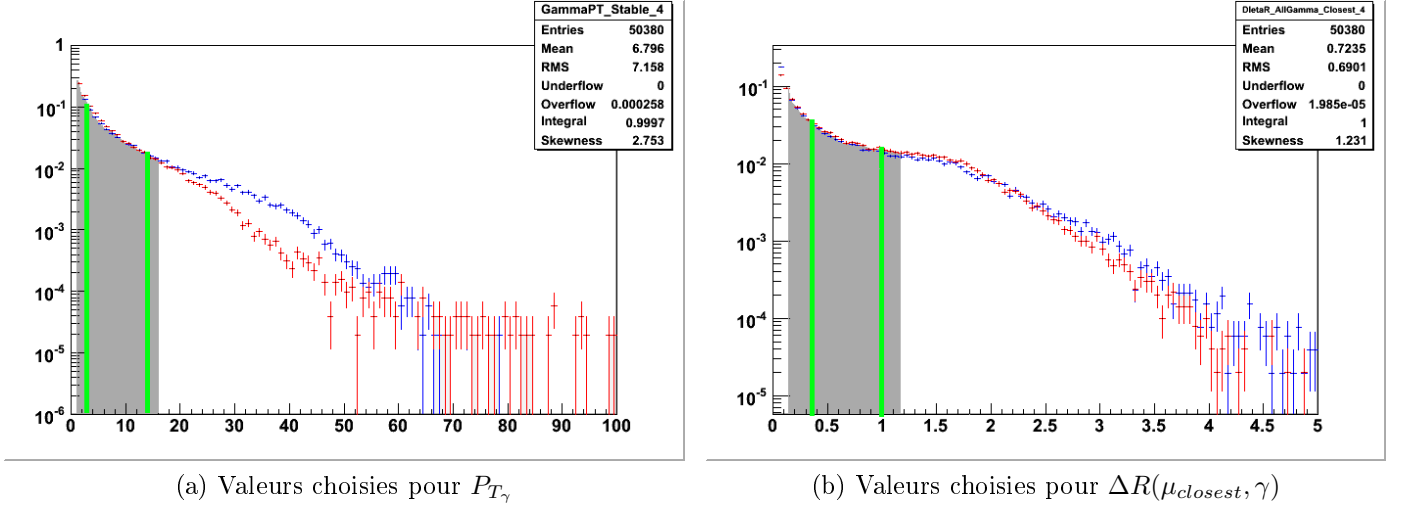


FIGURE 8.5 – Valeurs choisies pour les différents points d'analyses pour les deux variables de l'espace de phase cinématique pertinent.

8.2.4 Description et application de la procédure de veto

Nous avons ensuite généré, par le processus Z_1 , un échantillon dédié correspondant à chacun des points de fonctionnement du tableau 8.4. Nous avons appliqué la procédure de veto suivant sur l'échantillon Z_0 et Z_1 correspondant.

Pour l'échantillon Z_0 on ne garde que les événements qui n'ont aucun photon ayant une valeur de $\Delta R > \Delta R_{CUT}$ et $P_{T_\gamma} > P_{T_\gamma CUT}$ et $|\eta_\gamma| < \eta_{\gamma CUT}$;
 \Rightarrow On ne garde que les photons provenant de la description PS

Pour l'échantillon Z_1 on ne garde que les événements qui ont au moins un photon ayant une valeur de $\Delta R > \Delta R_{CUT}$ et $P_{T_\gamma} > P_{T_\gamma CUT}$ et $|\eta_\gamma| < \eta_{\gamma CUT}$
 \Rightarrow On ne garde que les photons provenant de la description ME

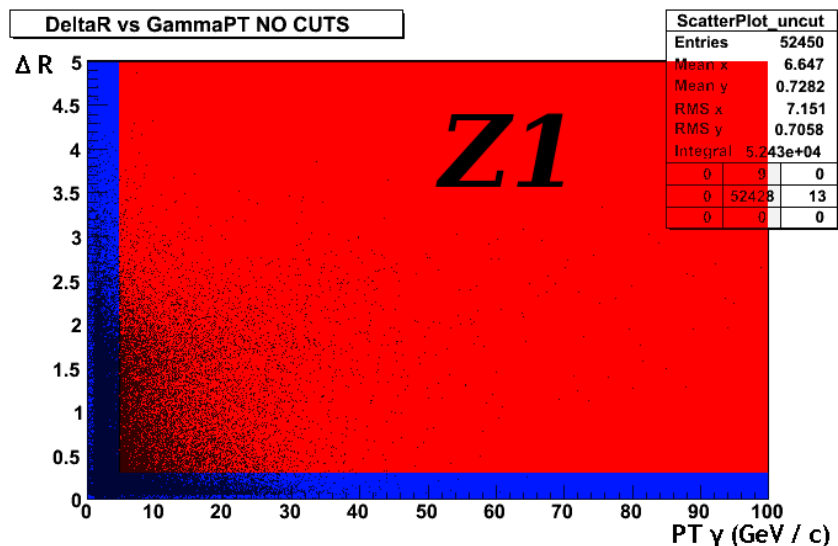


FIGURE 8.6 – Procédure de veto : détails. Pour l'échantillon Z_1 , seule la partie en rouge est conservée. Pour l'échantillon Z_0 seule la partie en bleu est conservée. Ici, il s'agit d'un échantillon Z_1 sans coupures.

8.3 Résultats : stabilité du procédé de veto

8.3.1 Stabilité de la section efficace totale

En définissant (voir annexe C.2.2 pour les détails) la section efficace totale comme :

$$\sigma_{TOT} = \sigma_{Z_{0f}} + \sigma_{Z_{1f}}$$

avec les sections efficaces :

$\sigma_{Z_{0i}}$ (respectivement $\sigma_{Z_{1i}}$) sont les sections efficaces de générations des événements d'échantillon Z_0 (resp. Z_1).

$\sigma_{Z_{0f}}$ (respectivement $\sigma_{Z_{1f}}$) sont les sections efficaces telles que

$$\sigma_{Z_{0f}}(\sigma_{Z_{1f}}) = \sigma_{Z_{0i}}(\sigma_{Z_{1i}}) \times \frac{N_{total} - N_{veto}}{N_{total}}$$

nous pouvons obtenir les résultats présents au sein du tableau 8.5 qui détaille les valeurs obtenues pour σ_i et σ_f pour les deux échantillons Z_0 et Z_1 .

Point	$\sigma_{Z_{0i}}$	$\sigma_{Z_{0f}}$	$\sigma_{Z_{1i}}$	$\sigma_{Z_{1f}}$
A	991.402 ± 0.514 fb	953.411 ± 0.494 fb	41.34 ± 0.067 fb	29.683 ± 0.048 fb
B	991.402 ± 0.514 fb	979.365 ± 0.508 fb	9.056 ± 0.013 fb	6.381 ± 0.009 fb
C	991.402 ± 0.514 fb	970.905 ± 0.503 fb	24.51 ± 0.037 fb	15.421 ± 0.023 fb
D	991.402 ± 0.514 fb	984.619 ± 0.510 fb	5.619 ± 0.006 fb	3.594 ± 0.004 fb

TABLE 8.5 – Évolution des sections efficaces en fonction des points d'analyses

Le pourcentage d'évènements qui auraient été double-comptés en l'absence du veto anti double-comptage est représenté au sein du tableau 8.6 qui résume la section efficace totale pour chaque point de fonctionnement.

Point	σ_{TOT}	Veto Z_0	Veto Z_1
A	983.094 \pm 0.542 fb	3.832 %	28.2 %
B	985.746 \pm 0.517 fb	1.214 %	29.5 %
C	986.326 \pm 0.526 fb	2.067 %	37.1 %
D	988.213 \pm 0.514 fb	0.684 %	36.0 %

TABLE 8.6 – **Évolution de la section efficace et de l'effet du veto anti double-comptage en fonction des points d'analyses**

On obtient les résultats représentés dans le tableau 8.6. Les sections efficaces totales sont toutes compatibles dans un intervalle de 5 ‰ malgré une très légère tendance croissante.

Le veto possède une valeur non négligeable puisqu'il est compris, dans cette étude, au sein de $\sim 0.7 - 4\%$.

Par ailleurs, la grande valeur du veto anti double-comptage trouvée dans le cas des échantillons Z_1 provient d'un artefact : la différence existante entre les valeurs des coupures présentes au niveau « générateur » et au niveau « du Cut-Off » utilisé lors de l'appariement électromagnétique.

8.3.2 Stabilité et points d'analyses étudiés

Stabilité de la forme des distributions des variables étudiées

Nous avons obtenus les courbes présentes ci-après pour les différents points (courbes individuelles présentes dans l'annexe C.2.2) :

On peut se rendre compte en observant la figure 8.7b que pour tous les points d'analyse, la forme de la courbe est très similaire (tout particulièrement pour $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$). Cela nous permet de ne conserver que la variable P_{T_γ} pour la définition du veto.

Par ailleurs, pour la variable restante au sein du veto, on observe un meilleur accord entre les points d'analyses entre eux qu'entre les distributions des points d'analyses et la courbe de référence avant application du veto (tout particulièrement dans les queues de la distribution)

Enfin, je rappellerai simplement que les courbes de références (REF) utilisées ici contiennent uniquement des photons provenant de la génération par le générateur à gerbe partonique PYTHIA avant l'application du veto anti double-comptage.

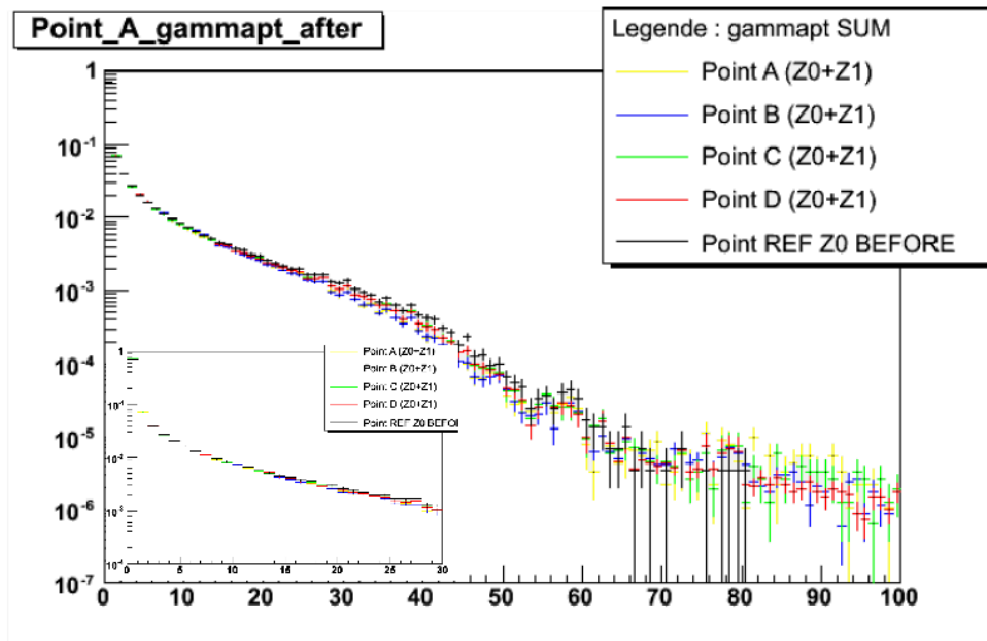
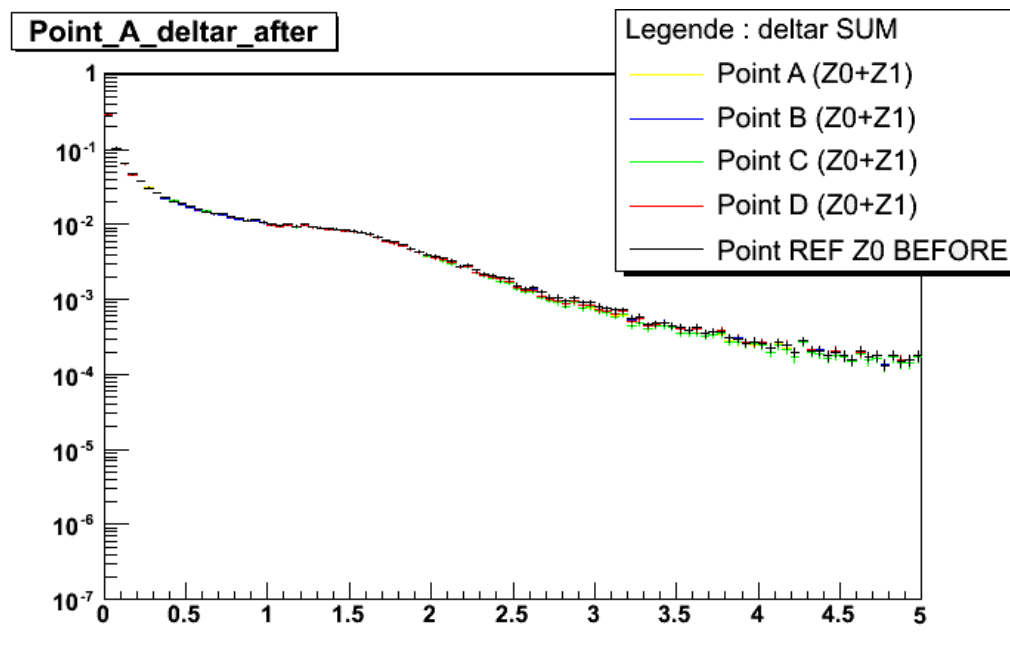

 (a) Distributions de P_{T_γ}

 (b) Distributions de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$

FIGURE 8.7 – Courbes représentant toutes les distributions de P_{T_γ} et de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ pour tous les points d'analyses considérés. Les graphes de références sont aussi donnés afin de pouvoir permettre une meilleure comparaison. Sur la figure 8.7a nous pouvons voir également un détail concernant la partie des basses énergies : $E < 30 \text{ GeV}$.

8.4 Conclusions et perspectives de l'étude

Pour résumer, nous avons donc effectué le protocole suivant :

1. Nous avons déterminé l'espace de phase des observables cinématiques où les deux descriptions (PS et ME) de photons diffèrent : $\Delta R(\mu, \gamma)$ et P_{T_γ} ;
2. Nous avons déterminé la zone de validité où nous pouvons prendre un point de fonctionnement ;
3. Nous avons vérifié la robustesse de la zone précédemment sélectionnée sous la variation des valeurs du point de fonctionnement à l'intérieur de la zone d'accord ;
4. Nous pouvons désormais choisir la meilleure valeur exploitable pour la valeur de la coupure ;

Conclusions

Dans le cas de la distribution de l'impulsion transverse, des différences ont été observées entre les descriptions effectuées par les générateurs à élément de matrice d'une part et les générateurs à gerbe partonique d'autre part.

Une vérification par comparaison des allures des courbes a été effectuée à l'aide d'un autre générateur à élément de matrice disponible pour les processus étudiés (MADGRAPH) qui a reproduit l'allure de la courbe d'ALPGEN.

Effet du double comptage et du veto

Les ordres de grandeur du double comptage avoisinent les 0.7 à 4 % dépendant de la position de la valeur de coupure dans la zone d'accord entre les deux descriptions. La présence du veto permet de diminuer cette valeur jusqu'à une valeur inférieure à 0.5 % au niveau des bordures de la zone d'accord.

La stabilité de la section efficace après le veto est stable jusqu'à une valeur inférieure à 5⁰/₀₀, avec cependant une légère tendance à augmenter en fonction des points de coupures.

Stabilité des formes des distributions

La stabilité de la forme de la distribution combinée $Z_0 + Z_1$ de la variable $\Delta R(\mu, \gamma)$ avant et après application du veto permet de conclure que l'on peut ne pas en tenir compte pour les variables du veto.

La forme de la distribution de P_{T_γ} ne montre aucune modification notable en fonction des points de l'échantillon Z_1 étudiés (tant que l'on reste dans la limite des erreurs statistiques).

Cependant, on observe une différence significative entre les distributions des seuls γ produits par algorithme de gerbe partonique (échantillon Z_0) (avant veto) avec les quatre échantillons Z_1 combinant les descriptions PS et ME (après veto).

Perspectives

Travail à compléter

Pour parfaire cette étude, il faudrait encore tester cet appariement électromagnétique (EM Matching) au sein de la version de développement fournie par l'équipe d'ALPGEN et comprenant, dans un premier temps, le processus $m\gamma + n\text{jets}$ dans le cas de figure où $n = 1, 2$.

Il faudrait alors refaire notre étude sur ce processus ainsi que sur les canaux ayant $m = 0, 1$ (en cours).

Par ailleurs, cette étude, que nous avons effectué sur un seul canal ($Z + \gamma$), devrait être étendue à davantage de canaux et notamment $Z + 2\gamma$, $Z + 3\gamma$, etc.

On pourrait également, étendre ce processus aux autres canaux potentiellement affectés par le double comptage des photons tel que $W + n\gamma + m\text{jets}$

Chapitre 9

Contribution à la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS

CE dernier chapitre de ma thèse va présenter la méthode qui sera utilisée pour calibrer, dans les mois qui suivront le démarrage, le calorimètre électromagnétique de CMS et les travaux que j'ai effectués pour cette méthode.

Dans un premier temps, je présenterai la méthode et rappellerai brièvement l'histoire des études effectuées précédemment. Nous verrons alors de quelle base nous sommes partis avec pour objectif la sélection des photons provenant des événements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ de grande pureté et avec un minimum de bruits de fonds.

Nous verrons alors, dans la seconde partie de ce chapitre les divers résultats, difficultés et problèmes auxquels nous avons du faire face dans une présentation détaillée de l'analyse.

Nous présenterons également comment les résultats obtenus peuvent et pourront être utilisés au sein de la collaboration de l'expérience COMPACT MUON SOLENOID, notamment pour l'extraction de l'échelle absolue de l'énergie du calorimètre électromagnétique pour les photons dont nous avons déjà parlé précédemment (cf chapitre 5 page 121).

Enfin, je concluerai ce chapitre par des observations sur les résultats actuels et les perspectives entrevues dans un futur plus ou moins éloigné.

9.1 Présentation de l'étude

Nous avons vu pages 175 et suivantes les raisons qui font que le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ est intéressant à étudier. En effet, ce canal fournit le premier échantillon de photons qui pourrait être utilisé directement (grâce au pic de masse du Z^0) pour la calibration et la mesure de performance du calorimètre électromagnétique.

De plus ce canal dispose d'un autre avantage : la présence de photons dans une gamme d'impulsion transverse comparable à celle des photons provenant du canal de désintégration d'un boson de HIGGS en deux photons.

On a vu également, dans les chapitres précédents, à quel point ce canal était intéressant pour ses propriétés concernant les photons.

9.1.1 Raisons d'être de la calibration par le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

La nécessité d'utiliser une méthode de calibration reposant sur des mesures expérimentales (comme par exemple la masse du boson de jauge électrofaible) prend son origine dans le fait que, compte tenu de la quantité importante de contraintes techniques et physiques inhérentes au détecteur — et tous ses sous-détecteurs —, les simulations MONTE-CARLO effectuées en simulation complète ne peuvent pas assurer une compréhension parfaite du détecteur.

En effet, les descriptions des expériences précédentes ont eu tendance à fortement sous-estimer la quantité de matière présente au sein du détecteur au démarrage. Ce désaccord a pu aller du simple au double dans certains cas. Les raisons en sont multiples mais on peut signaler par exemple que le détecteur « réel » n'est pas le même que celui conçu initialement et que les multiples parties électroniques, les services, ou la complexité du trajectographe ne sont parfois pas totalement simulés de manière réaliste par les simulations même complètes (GEANT4).

Le problème de la quantité de matière

Comme nous l'avons vu précédemment, la présence d'un trajectographe entre le faisceau et l'aimant induit un effet de matière (voir 6.4.1) qui va diminuer l'efficacité de reconstruction des électrons et des photons, ainsi que dégrader la résolution des e^\pm . Cette inefficacité de reconstruction peut s'expliquer par plusieurs effets différents que nous allons maintenant détailler.

Conversions

En premier lieu, le principal problème rencontré est le problème de conversion des photons au sein des couches internes du trajectographe (voir section 6.4.1).

Les électrons qui résultent de ces conversions vont être déviés par le champ magnétique du détecteur et n'atteindront pas le calorimètre. Les photons conservent leur intégrité jusqu'au moment de leur première conversion.

A ce moment là, les effets de non-linéarité des matériaux (qui étaient négligeables pour les photons non-convertis) deviennent importants pour les photons convertis. En effet lors de la conversion, l'énergie émanant du photon est partagée entre deux électrons et les effets dus aux matériaux sont donc approximativement doublés[99].

Pertes par effet « bremsstrahlung »

Les électrons vont également perdre une partie de leurs énergies par effet de *bremsstrahlung* lors de leurs déviations par le champ magnétique du détecteur CMS. Cela va conduire à la formation de gerbes électromagnétiques plus larges.

Effet de la quantité de matière

En combinant les deux effets que nous venons de présenter, nous obtenons une échelle d'énergie (pour les électrons) qui n'est pas linéaire et dépend de la répartition de la quantité de matière présente en amont du calorimètre électromagnétique. On observera donc une dépendance en pseudorapidité et en angle azimutal (dans une moindre mesure) de l'échelle d'énergie. Cela est valable également pour les photons, bien que les corrections soient différentes.

Méthodes de calibration et simulations

Comme nous venons de le voir, ces problèmes de quantité de matière ne nous permettent pas de décrire, avec les simulations MONTE-CARLO, de manière complètement satisfaisante la réponse du calorimètre électromagnétique aux électrons et aux photons lors du démarrage de l'expérience.

En effet, pendant les premiers mois de fonctionnement du détecteur, la première tâche qui nous incombera sera donc de l'étalonner *in situ* avec des données réelles.

En effet, cela permettra de mesurer, par la combinaison de plusieurs techniques (notamment par l'étude des conversions sur l'ensemble du trajectographe et la mesure des changements d'impulsion transverse des particules d'un bout à l'autre d'une trace) les quantités de matière du trajectographe et donc d'avoir la « radiographie » du trajectographe. À ce moment-là, la simulation pourra reproduire le plus fidèlement possible la réalité physique du détecteur.

C'est pourquoi nous cherchons à mettre en place, parallèlement à cette phase « d'apprentissage » du détecteur, une méthode de calibration qui permette de calibrer l'échelle d'énergie du calorimètre pour des photons provenant de la désintégration d'un boson de HIGGS (comme vu précédemment).

Canaux exploitables pour la calibration du détecteur

Cependant, en attendant ces résultats, les efficacités, résolutions et l'échelle d'énergie des électrons et des photons pourront néanmoins être mesurées dans l'ensemble du détecteur. Pour calibrer ces particules électromagnétiques nous utiliserons les mêmes canaux de désintégrations que ceux utilisés, avec succès, par le TEVATRON ou au LEP.

Pour les électrons :

$Z \rightarrow e^+e^-$ pour la calibration du calorimètre par les désintégrations de bosons de jauge électrofaible neutres, étude effectuée au LHC (CERN) [100]

$W \rightarrow e\nu$, pour la calibration d'électrons isolés, effectué au LHC (CERN) [101]

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$, étudié, de manière complémentaire, au TEVATRON (Fermilab) pour vérifier la linéarité en énergie des corrections trouvées grâce aux deux autres processus, en fournissant des électrons dans une gamme d'énergie différente [102]

Pour les photons :

$Z \rightarrow ee\gamma$, une étude utilisant le seul calorimètre électromagnétique pour calibrer l'échelle d'énergie des photons dès lors que les électrons (et leur échelle d'énergie associée) sont correctement connus ;

$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$, l'étude sur laquelle ont porté mes travaux, et que je vais maintenant détailler plus avant.

Calibration par le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ [99]

L'énergie dans le centre de masse et la luminosité du LHC sont suffisamment élevées pour permettre de fournir une source conséquente de photons isotropiques d'impulsion transverse $P_T > P_T\gamma_{\pi_0}$ provenant de la désintégration radiative du boson neutre électrofaible $Z^0 \rightarrow \mu\mu\gamma$ ($\sigma \approx 19.47 \text{ pb}$ à 10 TeV).

Cette source de photons peut être connue avec une grande précision, dans une grande gamme d'énergie ($5 < E_\gamma < 200 \text{ GeV}$) et est donc une source propre de photons susceptible d'aider à la calibration du détecteur et en particulier à l'extraction de l'échelle absolue d'énergie des photons et la vérification du schéma de correction des énergies des photons.

1. Boson de jauge Z^0 dont les propriétés sont connues avec une grande précision grâce aux mesures effectuées au LEP[103]

La gamme d'énergie des photons issus de ce canal est donc particulièrement pertinente pour l'étude des photons provenant de la désintégration d'un boson de HIGGS. Ce canal a été choisi préférentiellement au canal $Z \rightarrow ee\gamma$ pour permettre de s'affranchir du fait que les électrons provenant de la désintégration $Z \rightarrow ee\gamma$ sont également détectés — et leurs propriétés connues — grâce au même sous-détecteur ECAL.

En effet, dans le cas de notre canal d'étude, les propriétés des muons sont connues grâce à un autre détecteur indépendant : les chambres à muons. Cela nous permet de se concentrer sur la seule détermination des propriétés des photons.

9.2 Historique de l'analyse

Après cette brève introduction présentant de manière très succincte les raisons d'être de cette méthode de calibration, nous allons maintenant voir un historique rapide des différentes personnes ayant travaillé sur le sujet avant de voir, par la suite, quelles améliorations nous avons pu apporter aux travaux pré-existants.

9.2.1 Des prémisses à notre étude de physique

Validation de la méthode

La première étude effectuée sur les contributions à la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS utilisant le canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ a été faite en 2005[99].

Cette première étude expose la faisabilité de cette méthode et pose les principales bases de notre étude actuelle. Cette note considérait uniquement les bruits de fond qui semblaient être les plus dangereux : $Z + jet$ où le jet est identifié à tort comme étant un photon.

Cette étude était effectuée dans le cadre de l'ancienne chaîne de reconstruction des événements utilisant ORCA (voir page 129 pour plus de détails) ainsi que sur le logiciel PYTHIA [68] pour générer la désintégration du $Z + jet$ par des algorithmes de radiation en état final (FSR).

Pour les échantillons de signal ($Z \rightarrow \mu\mu\gamma$), le générateur d'éléments durs utilisé était COMPHEP [104], un générateur à éléments de matrice.

Les critères utilisés au niveau générateur, pour le signal généré par COMPHEP seulement, sont résumés ci après :

$$\begin{array}{lll} - |\eta_\gamma| < 2.5 & |\eta_\mu| < 2.5 & 30 < M(\mu\mu) < 150 \text{ GeV}/c^2 \\ - P_{T_\gamma} > 10 \text{ GeV}/c & P_{T_\mu} > 15 \text{ GeV}/c & \Delta R(\mu, \gamma) > 0.01 \end{array}$$

Critères de sélections

Dès cette première étude, la méthode utilisée est celle des « critères séquentiels ».

La liste des critères de sélection utilisés par l'auteur est donnée ci-après :

- Pour couper le bruit de fond de type DRELL-YAN[105] — produisant des paires de leptons, donc potentiellement de muons — l'auteur impose une coupure sur la masse invariante dimuons telle que : $40 < M_{\mu\mu} < 80 \text{ GeV}/c^2$.

- Comme les photons sont issus des muons, leurs directions doivent être proche de celle d’un des deux muons de l’évènement. Cela se traduit par une valeur de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma) < 0.8^2$.
- De plus, l’auteur demande à ce que les photons possèdent une énergie transverse telle que $P_T > 15 \text{ GeV}/c$ et ne prend en compte que le photon de plus grande impulsion transverse.

De plus, l’auteur utilise, pour les significances finales les nombres d’évènements comme suit :

1. à l’intérieur d’une fenêtre de masse de $87.2 - 95.2 \text{ GeV}/c^2$ pour le signal ;
2. à l’intérieur d’une fenêtre de masse de $70 - 110 \text{ GeV}/c^2$ pour les bruits de fond. Il divise ensuite le nombre d’évènements de bruits de fond par le rapport entre les fenêtres de masse du signal et des bruits de fond (5.0).

Conclusions de l’étude

Le rendement d’évènements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ à 100 pb^{-1} est suffisant pour la mesure de l’efficacité et de la mesure de l’échelle d’énergie absolue des photons. Par ailleurs, pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} on s’attend à pouvoir mesurer l’efficacité de détection des photons avec une précision de $\sim 3 - 4\%$ et une précision sur l’échelle d’énergie des photons de l’ordre de $\sim 1.4\%$.

Les incertitudes sont majoritairement dominées par la statistique.

Portage de l’étude dans CMSSW

L’étude précédente a été réalisée avec l’ancienne chaîne de simulation. Notre première tâche, concernant cette étude, a donc été de « porter » l’étude de 2005 au sein du nouveau `framework` CMSSW. La version utilisée pour faire l’étude était la version `1_3_1` de CMSSW[75]. Les générateurs utilisés sont ALPGEN[67] et PYTHIA[68].

Nous avons alors considéré, pour la première fois, en plus du bruit de fond $Z+jets$ les bruits de fond suivants : $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$, des autres bruits de fond potentiellement dangereux pour notre signal.

Les critères utilisés pour cette étude sont les mêmes que ceux présentés ci-avant (et résumés sur le tableau 9.1). Les signaux sont générés en utilisant les critères de présélection d’ALPGEN indiqués et les bruits de fond analysés ont eux aussi subi les mêmes critères de présélection afin de permettre une comparaison idoine.

Le tableau 9.2 présent ci-contre résume les résultats obtenus.

Au terme de cette étude, nous observons que le bruit de fond dominant était le $b\bar{b}$ tandis que les autres bruits de fond restaient négligeables au terme de l’étude. La pureté — c’est-à-dire le rapport signal sur signal + bruits — obtenue ici était de l’ordre de 37.4%.

Cette conversion de l’étude a permis de la faire en simulation complète du détecteur et en considérant la quasi-totalité des bruits de fond pertinents. Cela a permis de valider la méthode de sélection prescrite au sein de la note dans le cadre de la nouvelle chaîne d’acquisition (CMSSW).

2. Rappelons que ΔR est défini comme étant $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ et permet l’obtention d’un cône.

Critère	Description du critère de sélection
1	$> 1\mu$ avec les critères de présélection ALPGEN suivantes : $P_{T\mu} > 10 \text{ GeV}/c$, $ \eta < 3.0$, $M_{\mu_{1,2}} > 20 \text{ GeV}/c^2$
2	$> 1\gamma$ corrigé avec les critères de présélection ALPGEN suivantes : $P_{T\gamma} > 10 \text{ GeV}/c$, $ \eta < 3.0$ et $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma) > 0.05$
3	Critère de sélection anti-DRELL-YAN : $40 < M_{\mu\mu} < 80 \text{ GeV}/c^2$
4	Exploitation de la corrélation entre muon et γ : $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma) < 0.8$, $E_{T\gamma} > 15 \text{ GeV}/c$
5	Fenêtre de masse Signal : $87.2 < M_{\mu\mu\gamma} < 95.2$
6	Fenêtre de masse Bruits de fond : $70 < M_{\mu\mu\gamma} < 110$

TABLE 9.1 – Résumé des critères cinématiques utilisées dans l'étude

Critères	$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$	Z + jets	γ + Jets	$b\bar{b}$	$t\bar{t}$
0	26.2	2750.3	1.706×10^8	7.8×10^6	561
1	19.1	336.3	0.127	990.8	14.6
2	16.7	41.0	0.127	318.7	12.3
3	13.7	3.28	0.121	136.6	5.5
4	6.2	0.234	0.116	70.4	0.82
5	4.63	–	–	–	–
6	–	0.029	< 0.03	12	0.08

TABLE 9.2 – Résumé des résultats de l'étude. Le nombre d'évènements par picobarn inverse (pb^{-1}) de données pour le signal et les bruits de fond associés après application de la sélection.

On se rend compte que le bruit de fond le plus important dans cette analyse est le bruit de fond $b\bar{b}$ et que les autres bruits de fond sont maîtrisés. Le bruit de fond $W + jets$ est donc maîtrisé au sein de cette analyse (confère tableau 9.2).

9.2.2 Passage à la version 1_6_12 de CMSSW

Afin de bénéficier d'une plus grande statistique, et donc pouvoir optimiser nos critères de sélection, nous avons décidé de basculer notre analyse sur une version de CMSSW dans laquelle des échantillons de plus grande statistique étaient disponibles. Nous avons donc utilisés la version 1_6_12 de CMSSW, qui étaient effectué avec des échantillons correspondant à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV .

Échantillons considérés

Signal

$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$: Le signal a été généré localement par Morgan LETHUILLIER avec Alpgen. Il comportait des évènements avec une $M_{\mu\mu} < M_{Z^0}$, avec une faible valeur de $\Delta R(\mu, \gamma)$ pour récupérer les évènements provenant des radiations de photons dans l'état final (FSR).

Bruits de fond

Seul les bruits de fond contenant des b (BB2MUMU, BBNJETS) et des photons (PHNJETS) ont été étudiés dans cette deuxième version de notre analyse car les

autres bruits de fond étaient maîtrisés par les critères de sélections vu précédemment (cf étude effectuée en CMSSW 1_3_1 ci-avant).

BB2MUMU : Nous avons découvert, lors de cette nouvelle version de l'étude, un bruit de fond particulièrement dangereux pour notre signal.

Il s'agissait de l'échantillon noté BB2MUMU (noté $b\bar{b}$ dans le tableau) qui n'était pas réellement de type $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu$ mais était en réalité de type QCD exigeant 1 seul quark b , et ayant un état final comportant deux muons.

BBNJETS : Échantillon $b\bar{b} + njets$ comportant de 1 à 5 jets et un total de 1 021 106 évènements.

PHNJETS : Échantillons $\gamma + njets$ composés de 1 à 4 jets et cumulant un total de 1 609 465 évènements.

Le bruit de fond BB2MUMU n'est pas maîtrisé au sein de cette première étude et doit nécessairement être supprimé pour pouvoir obtenir des échantillons de signaux suffisamment pur.

C'est la raison pour laquelle nous avons essayé, par la suite, de supprimer ce bruit de fond par l'ajout de nouveaux critères de sélection.

Nouveaux critères de sélection

Par ailleurs, nous avons défini deux nouveaux critères de sélection nécessaires pour lutter contre les bruits de fond autres que le $Z + jets$ et en particulier contre les bruits de fond $b\bar{b}$.

En effet, on cherche à utiliser la propriété d'isolation des muons pour pouvoir supprimer les bruits de fond $\gamma + njets$, $b\bar{b}(QCD)$ et $W + jets$.

Par ailleurs, le photon proche du muon (ou μ_{near}) caractérisant, comme nous l'avons vu précédemment, le signal on va chercher à imposer l'isolation sur un autre muon : on le nommera μ_{far} par la suite.

Critère 7 Nous voulions choisir un critère d'isolation pour améliorer notre sélection. Nous avons donc eu à sélectionner parmi les variables d'isolation suivantes (qui étaient disponibles dans notre analyse) :

- **emET** : L'énergie transverse comprise à l'intérieur d'un cône d'isolation d'ouverture $\Delta R(\mu_{far}, \gamma) = 0.3$ ou 0.5 dans le calorimètre électromagnétique de CMS ;
- **hadEt** : L'énergie transverse comprise à l'intérieur d'un cône d'isolation d'ouverture $\Delta R(\mu_{far}, \gamma) = 0.3$ ou 0.5 dans le calorimètre hadronique de CMS ;
- **ntracks** : Le nombre de traces chargées compris dans le cône d'isolation d'ouverture $\Delta R(\mu_{far}, \gamma) = 0.3$ ou 0.5 ;
- **sumpt** : La valeur de la somme des impulsions transverses des traces comprises au sein d'un cône d'ouverture $\Delta R(\mu_{far}, \gamma) = 0.3$ ou 0.5 .

Critère 7 : $ISO_{emET} < 1 \text{ GeV}$ pour le muon lointain (μ_{far}) dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.3$ Les résultats sont présentés au sein de la figure 9.1

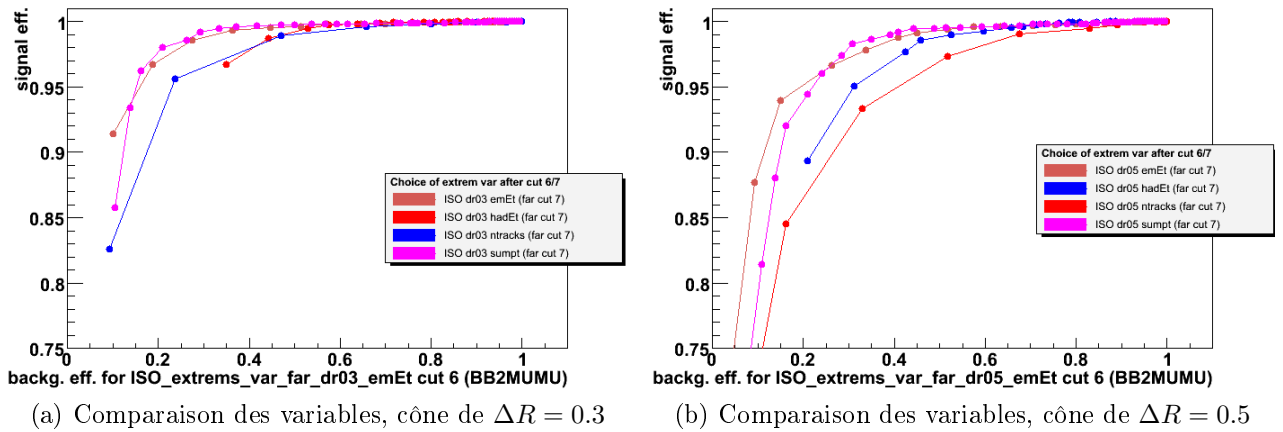
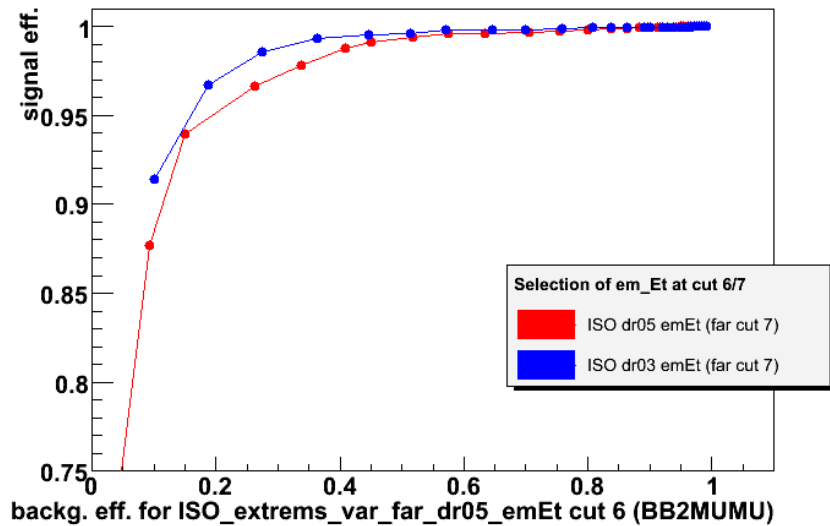
(a) Comparaison des variables, cône de $\Delta R = 0.3$ (b) Comparaison des variables, cône de $\Delta R = 0.5$ (c) Choix du critère 7 : $\Delta R = 0.3 / \Delta R = 0.5$

FIGURE 9.1 – **Sélection du septième critère de sélection** Sélection de la variable d'isolation d'énergie transverse du calorimètre électromagnétique dans un cône d'isolation délimité par $\Delta R = 0.3$. Les figures 9.1a,9.1b,9.1c présentent les courbes d'efficacité du signal en ordonné par rapport aux différents signaux détails de la sélection de la variable actuelle. Les figures 9.1a et 9.1b comparent les différentes variables d'isolation entre elles. La figure 9.1c permet de choisir entre les deux performances des valeurs de cône d'isolation disponible pour la variable considérée.

Les figures 9.1a et 9.1b comparent les performances des différentes variables d'isolation entre elles. La figure 9.1c permet de choisir entre les deux valeurs de cône d'isolation ($\Delta R = 0.3, 0.5$) pour la variable considérée.

Le tableau 9.3 est un extrait des résultats obtenus pour différentes valeurs de la variable et donne les pourcentages restants de bruit de fond et de signal respectivement, pour le seul bruit de fond QCD enrichi en muon (InclusiveMuPt15).

La valeur choisie l'a été pour maximiser l'efficacité du signal tout en supprimant le maximum de ce bruit de fond, qui est le plus dangereux pour notre étude.

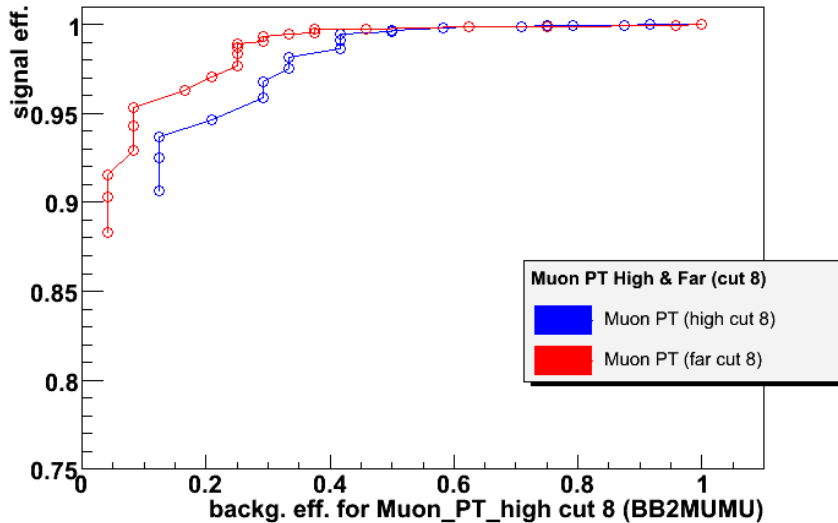
Valeur en Pt [GeV / c]	Échantillon QCD (%)	Signal (%)
0	0	0
1	5.69925	94.5718
2	11.8369	98.4453
3	18.2815	99.2358

TABLE 9.3 – **Extrait du tableau d’efficacité pour la variable 7** Les chiffres correspondent aux pourcentages d’évènements conservés pour différents points de fonctionnement de la variable étudiée. En grisé, notre sélection actuelle.

Critère 8 Après avoir effectué le critère d’isolation (critère numéro 7), nous avons encore une pureté insuffisante à cause d’un niveau de bruit de fond QCD trop important.

Nous avons donc dû chercher un autre critère capable de réduire ce bruit de fond, notamment en impliquant soit le muon éloigné (μ_{far}) soit le muon ayant l’impulsion transverse la plus élevée (μ_{high}).

Ces deux muons ne sont pas nécessairement les mêmes et nous avons étudié l’influence d’un critère de sélection sur ces deux variables. Les résultats obtenus sont présentés au sein de la figure 9.2.



(a) Comparaison des deux variables

FIGURE 9.2 – Sélection de la coupure 8, sur l’impulsion transverse du muon

La figure 9.2a montrent les courbes nous ayant permis de sélectionner la variable choisie ($P_T\mu_{far}$) tandis que la partie de droite permet, quant à elle, d’observer l’effet de cette coupure sur les distributions de notre variable.

Les résultats obtenus (figure 9.2a) nous permettent de choisir une sélection basée sur le muon μ_{far} car on se rend compte que, pour toutes les valeurs de la coupure, l’efficacité de sélection du signal est supérieure à celle du muon μ_{high} et ce pour un taux de réjection du bruit de fond QCD supérieur.

Le tableau 9.4 est un extrait des résultats obtenus pour différentes valeurs de la variable et donne les pourcentages restants de bruit de fond et de signal respectivement, pour le seul bruit de fond QCD enrichi en muon (InclusiveMuPt15) pour le

Valeur de Pt [GeV / c]	Échantillon QCD (%)	Signal (%)
28	8.33333	94.305
29	8.33333	92.8965
30	4.16667	91.5493
31	4.16667	90.3246

TABLE 9.4 – **Extrait du tableau d'efficacité pour la variable 8** Les nombres correspondent aux pourcentages d'événements conservés pour différents points de fonctionnement de la variable étudiée. En grisé, notre sélection actuelle.

muon μ_{far} .

Critère 8 : $PT_{\mu} > 30$ pour le muon le plus éloigné (μ_{far}).

Résumé des résultats obtenus pour l'analyse en CMSSW 1_6_12

Le tableau 9.5, résume les résultats que nous avons obtenus. En bleu (lignes 5/6), nous voyons les résultats *avant* nos nouveaux critères de sélection tandis que le résultat en grisé (la dernière ligne : ligne 8) nous donne les résultats *au terme* de notre étude.

On se rend donc compte que nous sommes passés d'une pureté de $\sim 1\%$ (ancienne analyse) à $\sim 60\%$ au terme de nos nouveaux critères de sélection. Nous avons également supprimé tous les bruits de fond étudiés (à part BB2MUMU). Notre efficacité (pourcentage d'événements de signal conservés par rapport aux événements de signal initiaux) finale est de l'ordre de $\sim 20\%$.

Critères	Signal (efficacité absolue & relative)	Pureté
0	2615.3820 (N/A)	0 %
1	1964.5710 (75.116 & 75.116 %)	.007 %
2	1709.6730 (65.369 & 87.025 %)	.018 %
3	1416.7545 (54.170 & 82.866 %)	.054 %
4	849.8385 (32.493 & 59.984 %)	.095 %
5 / 6	637.9590 (24.392 & 75.068 %)	.708 %
7	582.9810 (22.290 & 91.382 %)	5.810 %
8	526.5750 (20.133 & 90.324 %)	59.564 %

Critères	BB2MUMU (abs & rel)	BBNJETS (abs & rel)	PHNJETS-ALL (abs & rel)
0	3227299937.6 (N/A)	37798866.6 (N/A)	13680611.3 (N/A)
1	26452208.8 (.819 & .819 %)	22228.3 (.058 & .058 %)	49.3 (.278 & 0 %)
2	9177844.1 (.284 & 34.695 %)	9807.1 (.025 & 44.119 %)	47.7 (.263 & 96.592 %)
3	2534407.6 (.078 & 27.614 %)	3260.9 (.008 & 33.249 %)	14.1 (.093 & 29.619 %)
4	865058.8 (.026 & 34.132 %)	1663.8 (.004 & 51.021 %)	5.8 (.010 & 40.901 %)
5/6	85791.9 (.002 & 9.917 %)	117.9 (0 & 7.088 %)	0.036 (3×10^{-9} & .618 %)
7	8579.2 (2.66×10^{-6} & 10.000 %)	7.41 (1.96×10^{-7} & 6.276 %)	< 0.036 (< 3×10^{-9} & — %)
8	357.5 (1.16×10^{-7} & 4.166 %)	< 7.41 (< 1.16×10^{-7} & %)	< 0.036 (< 3×10^{-9} & — %)

TABLE 9.5 – **Résultats obtenus pour notre analyse dans la version 1_6_12 de CMSSW**. Les résultats donnés le sont pour 100 pb^{-1} de luminosité intégrée.

9.3 Résultats obtenus

Maintenant que nous avons vu ce qu'il en était des analyses précédentes, je vais pouvoir passer aux résultats de l'analyse actuelle. Après avoir rapidement présenté notre jeu de critères de sélection actuel, je présenterai les divers échantillons de bruits de fond et de signal utilisés. Je conclurai alors cette partie par la présentation des résultats actuels de notre sélection.

9.3.1 Présentation des échantillons utilisés

Dans cette version de l'analyse, nous avons souhaité, outre profiter de la statistique importante des échantillons présents dans la version 2_2_9, considérer la quasi-totalité des bruits de fonds étudiés auparavant.

Signal : $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

Le signal a été généré localement par notre équipe avec ALPGEN 2.1.3 au sein de CMSSW 2_2_9, avec des échantillons générés pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV . Il contient des événements comportant des radiations dans les états initiaux et finaux, et des DRELL-YAN non résonnants.

L'échantillon comporte 15 070 événements pour une section efficace de 19.45 pb .

Bruits de fonds considérés

Tous les bruits de fonds ont été produits par la production MONTE-CARLO centralisée de CMS.

- **Les bruits de fond $Z + Jets$** Nos échantillons comprennent de échantillons générés avec ALPGEN et des événements générés avec MADGRAPH : $Z + jets$ avec présence de deux muons et un photon provenant des jets, qui induit un Z presque réel sans corrélation entre les deux muons.

D'autre part, nous avons également considéré les $Z(+jets)$ avec deux muons et un photon provenant du passage d'un jet au sein du calorimètre électromagnétique. L'extrapolation du muon au sein du calorimètre électromagnétique doit coïncider avec la position du photon.

- $Z + Jets$ ALPGEN, qui comprenait un nombre de jets compris entre 0 et 5^+ jets et dont les principaux critères de sélection ont été $P_T(jets) > 15 \text{ GeV}/c$ et $\Delta_R(jets, jets) > 0.7$.
- $Z + Jets$ MADGRAPH, un échantillon utilisé pour permettre une vérification des résultats obtenus par le précédent échantillon. Il comportait 1 258 816 événements.
- Les bruits de fonds $b\bar{b}$, considérés depuis que notre analyse du bruit de fond BB2MUMU nous a montré sa dangerosité, et supposés préalablement être supprimés par la simple considération $> 1\mu$:
 - InclusiveMu_Pt15 : échantillon de QCD enrichi en muons, dont les événements présentaient au moins un muon avec $\hat{P}_T > 20 \text{ GeV}/c$, $P_T\mu > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta_\mu| < 2.5$. Cet échantillon possède 6 308 308 événements. Sa section efficace vaut $\sim 121 \text{ nb}$

- Deux autres bruits de fonds QCD enrichis en muons ont été utilisés : InclusivePPmuX et QCD_BCtoMu_Pt20. Ce sont des échantillons utilisés pour permettre une vérification des résultats obtenus par le précédent échantillon. Ils comportaient respectivement 530 535 et 11 377 053 événements pour des sections efficaces respectives de $\sim 119 \mu b$ et $2.04 \mu b$.
- Nous avons aussi considéré les bruits de fonds $t\bar{t} + njet$ ALPGEN, qui comportaient des échantillons ayant de 0 à 4⁺ jets et les critères principaux de générations suivants : $P_T jets > 30 GeV$, $\Delta_R(j, j) > 0.7$, $|\eta_j| < 5$.
- Les bruits de fonds $W + njets$ qui sont des échantillons comportant entre 0 et 5⁺ jets ayant chacun une impulsion transverse supérieure à 15 GeV et une séparation spatiale $\Delta_R(j, j) > 0.7$.
- Les bruits de fonds $\gamma + njets$ qui possèdent entre 0 et 4⁺ jets, $P_T \gamma > 20 GeV$, $|\eta_\gamma| < 2.5$, $\Delta_R(\gamma, jet) > 0.3$

9.3.2 Présentation des critères de sélection

Critères de sélection inchangés

Notre sélection actuelle utilise huit critères de sélection séquentiels dont cinq des six premiers sont identiques à ceux décrits précédemment. On remarquera que les critères 1 et 2 appliquent les présélections ALPGEN imposées au signal sur le signal et les bruits de fonds.

Les critères 3 à 6 sont présents afin de permettre de lutter contre les autres bruits de fonds comme nous avons pu le voir sur la figure 9.1.

Enfin, notons que la valeur du critère 4 a été relâchée de sa précédente valeur de 15 à notre valeur actuelle de 12 (voir figure 9.3 pour une explication de ce choix).

$$\text{Critère 4 : } \Delta_R(\mu_1, \mu_2 - \gamma_1) < 0.8, pt_{\gamma_1} > \underline{12} GeV \quad (15)$$

Pour le détail des valeurs des critères choisis, on se reportera à l'annexe C.3.3.

9.3.3 Résultats obtenus

Nous avons vu que notre sélection revient à utiliser la sélection optimisée pour l'ensemble des échantillons au sein de la version 1_6_12 de CMSSW et appliquée aux échantillons analysés avec CMSSW 2_2_9.

La pureté obtenue avec cette sélection est satisfaisante pour obtenir une bonne qualité d'événements et permettre une première approche de l'échelle d'énergie des photons. Cette pureté est bien meilleure que celle obtenue au sein de l'analyse effectuée en CMSSW_1_3_1 puisque nous sommes passés d'une pureté de $\sim 60\%$ à $\sim 95\%$ à la fin de notre analyse grâce à l'ajout des deux coupures.

On se reportera à l'annexe C.3.3 pour les détails concernant les bruits de fonds « individuels ».

Les autres bruits de fonds utilisés comme vérification montrent des variations minimales et sont utilisés pour évaluer les incertitudes systématiques.

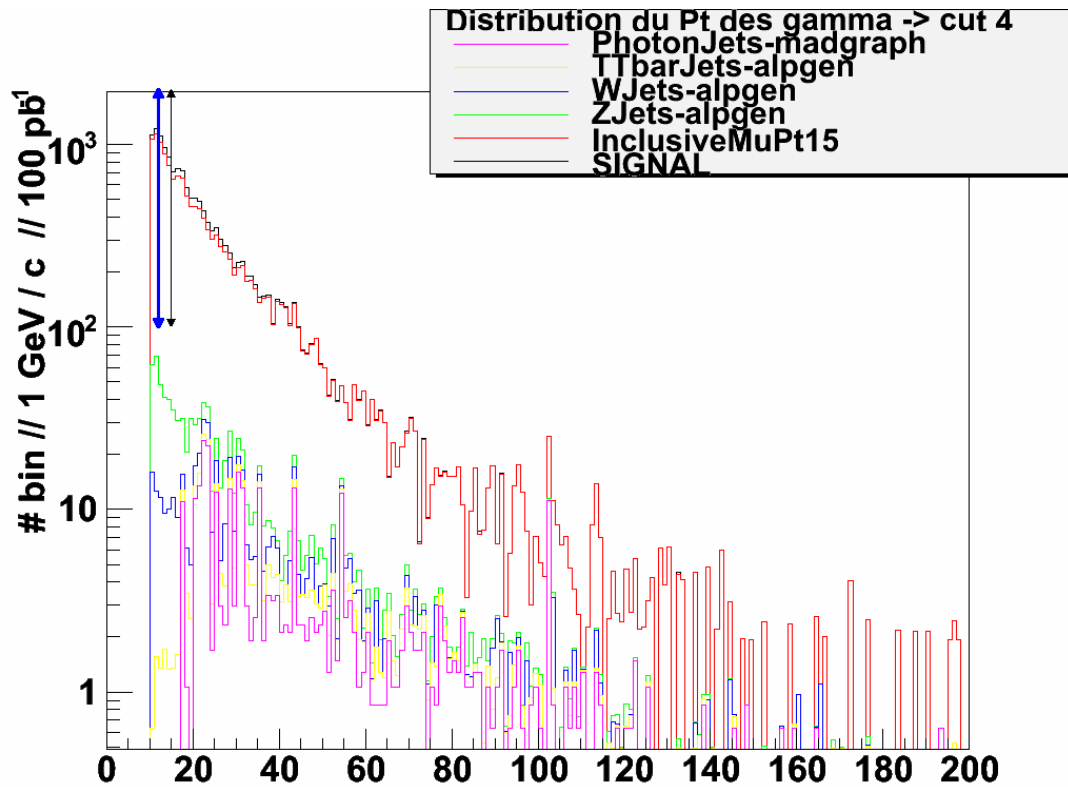


FIGURE 9.3 – Distribution de l'impulsion transverse du photon juste avant le critère de sélection n°4 La double flèche noire montre l'ancienne valeur du critère de sélection ($15 \text{ GeV}/c$) tandis que la flèche bleue ($12 \text{ GeV}/c$) indique la nouvelle valeur du critère de sélection.

Critère	Signal (Efficacité absolue et relative)	Pureté
0	1945.4079 ± 15.847 (N/A)	0.003 %
1	1516.5377 ± 13.992 (77.954 & 77.954 %)	1.015 %
2	1332.9575 ± 13.118 (68.518 & 87.894 %)	3.160 %
3	1097.7373 ± 11.904 (56.427 & 82.353 %)	6.522 %
4	656.3444 ± 9.205 (33.738 & 59.790 %)	7.162 %
5	489.9345 ± 7.953 (25.184 & 74.645 %)	34.865 %
6	— (N/A %)	—
7	463.3399 ± 7.734 (23.817 & 94.571 %)	87.556 %
8	420.4787 ± 7.367 (21.613 & 90.749 %)	94.829 %

TABLE 9.6 – Tableau récapitulatif des résultats de la sélection des photons Les nombres d'évènements fournis sont donnés pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . La pureté est le rapport d'évènement signal / (signal + bruits de fonds). Par ailleurs, ce tableau fournit également l'erreur statistique de l'échantillon.

Estimation des erreurs systématiques et calcul des erreurs statistiques

L'estimation des erreurs systématiques données dans ces tableaux a été effectué à partir des données disponibles pour chaque échantillon, le cas échéant. En effet, dans le cas du signal et des bruits de fond, nous ne disposons pas, à l'heure actuelle, d'échantillons permettant une évaluation de notre erreur systématique et seul l'erreur statistique est donc calculée.

Critères	InclusiveMuPt15 (abs & rel)
0	12167464.5 ± 1808.5 ± 191531000(N/A)
1	88557 ± 154.3 ± 47026.2 (0.727 & 0.727 %)
2	31966 ± 92.7 ± 12183.6 (0.262 & 36.0 %)
3	13914.4 ± 61.2 ± 2832 (0.114 & 43.5 %)
4	7958.3 ± 46.3 ± 1516.5 (0.065 & 57.2 %)
5	—
6	879.9 ± 15.4 ± 144.5 (0.007 & 55.3 %)
7	50.2 ± 3.7 ± 18 (4×10^{-6} & 5.7 %)
8	9.6 ± 1.6 ± 2.4 (8×10^{-7} & 19.2 %)

TABLE 9.7 – **Tableau récapitulatif du bruit de fond InclusiveMuPt15** pour $L = \int ldt = 100 \text{ pb}^{-1}$. Par ailleurs, ce tableau fournit également l'erreur statistique de l'échantillon et une estimation de l'erreur systématique pour chaque échantillon (voir méthode de calcul section 9.3.3).

Critères	ZJets-alpgen (abs & rel)	$t\bar{t} - \text{alpgen}$ (abs & rel)
0	372611.9 ± 403.7 ± 16685.5 (N/A)	20704.4 ± 39.8 ± 10985.2 (N/A)
1	54059.0 ± 133.8 ± 2305.5 (14.5 & 14.5 %)	712.8 ± 7.3 ± 340.4 (3.5 & 3.4 %)
2	5641.4 ± 19.0 ± 1004.5 (1.514 & 10.4 %)	595 ± 6.6 ± 28.3 (2.9 & 83.5 %)
3	480.0 ± 5.2 ± 223.1 (0.128 & 8.5 %)	271.5 ± 4.5 ± 115 (1.3 & 45.6 %)
4	35.1 ± 1.5 ± 13.6 (0.009 & 7.3 %)	52 ± 2.0 ± 23.4 (0.251 & 19.2 %)
5	—	—
6	4.3 ± 0.9 ± 1.6 (0.001 & 12.174 %)	6.4 ± 0.7 ± 2.5 (0.030 & 12.3 %)
7	3.9 ± 0.9 ± 1.4 (1×10^{-5} & 90.4 %)	3.3 ± 0.5 ± 1.7 (0.015 & 51.3 %)
8	3.6 ± 1.0 ± 1.5 (9×10^{-6} & 93.7 %)	2.4 ± 0.4 ± 1 (0.011 & 72.4 %)

Critères	W + M Jets AlpGen (abs & rel)	$\gamma + N_{jets}$ -MadGraph (abs & rel)
0	3929474.9 ± 1611.2 (N/A)	48113268.7 ± 18183.0 (N/A)
1	1287.6 ± 8.6 (0.032 & 0.032 %)	3279 ± 57.3 (.006 & 0.006 %)
2	420.2 ± 4.5 (0.010 & 32.6 %)	2215 ± 47.0 (.004 & 67.551 %)
3	182.6 ± 5.3 (0.004 & 43.4 %)	885 ± 29.7 (0.001 & 40.0 %)
4	85.3 ± 3.6 (0.002 & 46.7 %)	377 ± 19.4 (7.8×10^{-6} & 42.6 %)
5	—	—
6	10.2 ± 2.4 (2.6×10^{-6} & 11.9 %)	14.5 ± 2.7 (3×10^{-7} & 3.9 %)
7	8.3 ± 2.2 (2.1×10^{-6} & 82 %)	0.2 ± 0.2 (4×10^{-9} & 1.5 %)
8	7.2 ± 2.1 (1.8×10^{-6} & 86.9 %)	0.04 ± 0.1 ($< 1 \times 10^{-9}$ & 20.0 %)

TABLE 9.8 – **Tableau récapitulatif des différents autres bruits de fonds à la fin de la sélection** pour $L = \int ldt = 100 \text{ pb}^{-1}$. Par ailleurs, ce tableau fournit également l'erreur statistique de l'échantillon et une estimation de l'erreur systématique pour chaque échantillon (voir méthode de calcul section 9.3.3).

Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été évaluées en prenant en compte les résultats provenant des différents échantillons et en utilisant la différence existant entre notre échantillon principal (donné dans les tableaux 9.7, 9.8) et nos échantillons supplémentaires (présenté au sein de la section C.3.3 des annexes).

Calcul des erreurs statistiques

Pour les erreurs statistiques, le calcul effectué a été le suivant :

$$\sigma_{stat} = \frac{N_{\text{apres normalisation}}}{\sqrt{N_{\text{avant normalisation}}}} \quad (9.1)$$

où la « normalisation » s'entend comme le passage du nombre d'événement restant après un critère de l'analyse (N_{avant}) au nombre d'événements présents pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} (N_{apres}). Cela fournit donc l'erreur statistique de chacun de nos échantillons.

9.4 Conclusions et perspectives

Notre but est la calibration des photons du calorimètre électromagnétique par la désintégration radiative $Z \rightarrow \mu\mu + \gamma$. Plus précisément, notre but est de diminuer le terme constant (comme vu dans 5.10) de la résolution en énergie.

9.4.1 Poursuite de l'optimisation de la sélection

Nous avons vu que nous avons commencé à optimiser les coupures avec la version 1_6_12 de CMSSW. Avec le passage de l'analyse en version 2_2_9 de CMSSW nous avons temporairement suspendu nos optimisations. Il est nécessaire désormais de reprendre notre processus d'optimisation de la sélection et d'essayer de prendre en compte d'éventuels autres bruits de fond, si possible.

9.4.2 Application à l'échelle d'énergie des photons

La connaissance de l'échelle absolue d'énergie des photons est nécessaire pour une bonne connaissance du calorimètre électromagnétique. Nous allons essayer de l'extraire à partir du pic de masse du boson Z^0 obtenu des événements sélectionnés par notre sélection. Cela nécessite une bonne connaissance des différents constituants (muons et γ).

On présume que l'échelle de l'impulsion transverse des muons sera connue après 10 pb^{-1} de luminosité intégré.

La masse du boson Z^0 a été préalablement bien mesurée, au LEP, nous pouvons donc utiliser les photons sélectionnés pour calibrer le plus efficacement possible le calorimètre électromagnétique.

En effet, ce processus donnant des photons d'énergie comprise entre $5 < E_\gamma < 200 \text{ GeV}$, et deux muons isolés (dont les propriétés seront fournies par les chambres à muons), alors l'échelle d'énergie des photons pourra être déterminée.

Définition de l'échelle d'énergie absolue des photons

L'échelle absolue d'énergie des photons peut être déduite de la position du pic de masse du boson Z . Ce calcul doit être effectué après l'application de notre sélection (voir section précédente) afin de diminuer l'influence des bruits de fond.

La largeur du pic du Z^0 est dominée par la largeur naturelle du pic de masse du Z et donc la précision de la mesure du pic de masse devrait être de l'ordre de

$\sim 2\text{GeV}/N$. Cela signifie que la précision sur l'échelle d'énergie des photons est directement reliée à celle du pic de masse du boson de jauge Z^0 .

Définition de l'échelle d'énergie :

$$\text{Si } E_{\gamma'} = E_{\text{réelle}} \quad \text{et} \quad E_{\gamma} = E_{\text{mesurée}} \quad \text{alors} \quad E_{\gamma'} = K \times E_{\gamma} \Rightarrow K = \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} \quad (9.2)$$

Donc, dans notre cas nous avons la relation entre les masses suivantes :

$M_{Z_{\text{théorique}}} = M_{Z^0}$ et $M_{Z_{\text{reconstruite}}} = M_{\mu\mu\gamma}$, ce qui nous donne finalement la relation suivante pour la variable de corrections K :

$$K = \frac{M_{Z_{\text{th}}}^2 - M_{\mu\mu}^2}{M_{\mu\mu\gamma}^2 - M_{\mu\mu}^2} \quad (9.3)$$

Pour obtenir la valeur et la précision de K , nous pouvons changer l'énergie des photons générés par des petites variations afin de voir l'effet sur la position du pic de masse du boson Z^0 .

Si l'on suit la première stratégie alors on en arrive [99] à une précision de l'ordre de 0.5 % sur l'échelle d'énergie des photons pour une précision sur le pic de masse du Z de l'ordre de 0.1 GeV , ce qui est accessible avec environ 400 événements.

Notre analyse permet donc, à partir de 100 pb^{-1} de déterminer avec une bonne précision l'échelle d'énergie.

Résultats obtenus

On part du principe que les événements sortant de notre analyse sont des événements de signal « pur ». Notre but est alors d'arriver à une estimation de la précision avec laquelle on peut extraire la forme globale de l'échelle d'énergie des photons pour une quantité de luminosité intégrée donnée selon les variables : E_T , η et ϕ .

Notre second but est d'arriver à l'estimation de la quantité de luminosité intégrée requise pour la validation et l'exploitation correcte de chacune des variables.

La figure 9.4 montre les rapports $\frac{M_{\mu\mu\gamma}}{M_Z}$ en fonction des variables $E_{T\gamma}$, η_γ et ϕ_γ .

Ces résultats sont préliminaires mais montrent la direction globale que devrait prendre cette analyse.

9.4.3 Application à la recherche du boson de HIGGS

La calibration des photons est primordiale pour la recherche du boson de HIGGS se désintégrant en deux photons. Une bonne résolution sur les variables cinématiques est nécessaire pour permettre de déterminer avec précision les propriétés des photons et ce afin de reconstruire la masse du boson de HIGGS avec la plus grande précision.

9.4.4 Conclusions et perspectives

Conclusions

Nous avons avec succès validé puis amélioré la sélection existante des événements FSR des désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ effectuées au sein de la collaboration.

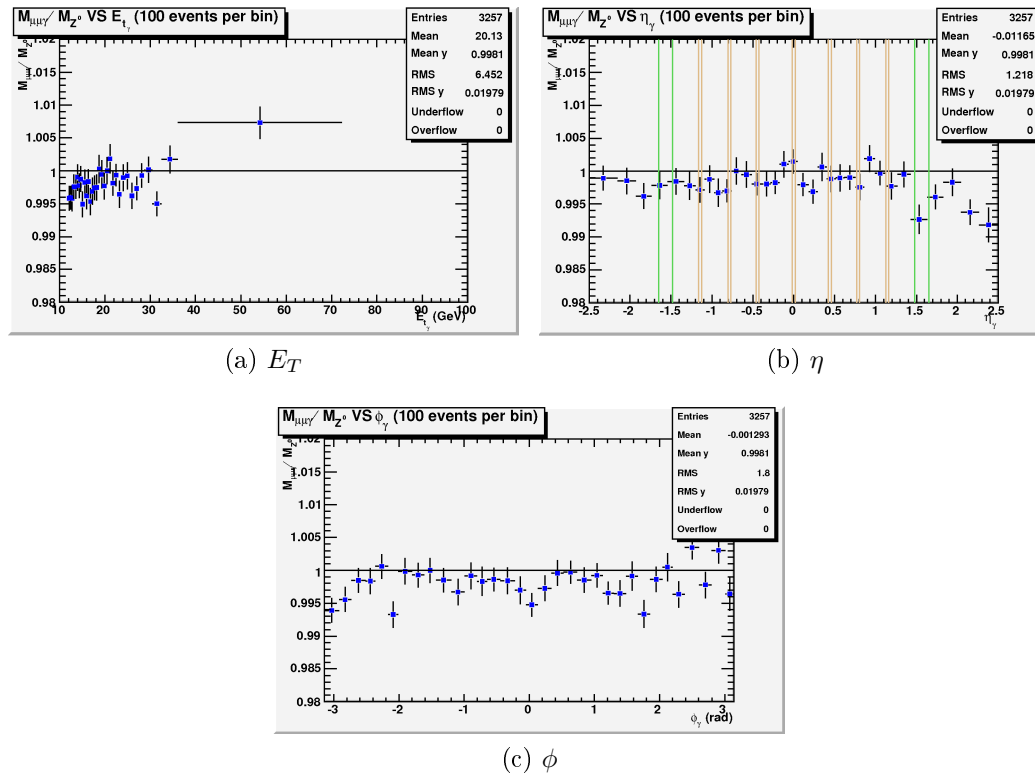


FIGURE 9.4 – **Distributions obtenues pour les trois variables cinématiques étudiées** pour la population de photons sélectionnée par notre analyse. Les distributions étudiées sont représentées avec 100 évènements par intervalle de valeur.

Nous avons notamment accru la pureté de la sélection en considérant davantage de bruits de fond que dans les études précédentes.

En effet, nous avons découvert et maîtrisé plusieurs bruits de fond dangereux : le bruit de fond inclusif provenant de la QCD et les bruits de fond $W + jets$. L'implémentation de deux nouveaux critères sur l'isolation et l'impulsion transverse du muon le plus éloigné du photon a permis de lutter efficacement contre ces bruits de fond.

Nous avons donc efficacement supprimé les bruits de fond dans la limite imposée par la statistique.

Notre étude a également permis de montrer la faisabilité de l'extraction de la forme globale de l'échelle d'énergie des photons avec une luminosité intégrée de l'ordre de 100 pb^{-1} .

Perspectives

Pour terminer cette étude, il faudrait encore ajouter certaines étapes :

1. intégrer l'appariement électromagnétique que nous avons décrit précédemment (chapitre 8) au sein de cette étude, ce qui pourrait permettre d'éviter de double-compter une partie des photons et donc probablement d'améliorer la connaissance de l'échelle d'énergie des photons ;

2. par ailleurs, il faudrait terminer les résultats que nous avons commencés sur l'échelle d'énergie afin de contribuer réellement à la calibration du calorimètre électromagnétique ;
3. enfin, il faudrait effectuer une étude plus détaillée des incertitudes systématiques.

Nous avons donc posé les premiers jalons de la calibration du calorimètre électromagnétique par cette méthode.

Chapitre 10

Conclusions, perspectives et remarques

Nous arrivons maintenant au terme de ce mémoire. Nous allons donc apporter quelques conclusions générales sur le travail effectué durant les trois années de mon doctorat.

En premier lieu, je résumerai les résultats obtenus au cours de ma thèse pour permettre l'obtention d'une synthèse globale.

Dans un second temps, je donnerai des pistes de réflexion quant aux poursuites éventuelles de mon travail de thèse avant de finir cette conclusion par des remarques générales concernant les autres aspects qui ne sont pas présents dans ce mémoire de thèse.

10.1 Conclusions

Comme nous l'avons vu, l'ensemble des résultats fournis forment un tout cohérent visant à mieux comprendre le calorimètre électromagnétique et notamment la manière dont on peut le calibrer avec l'aide de populations de photons certifiés.

Nous avons donc, pour satisfaire les besoins de performance nécessaires à l'élaboration des études de physique les plus exigeantes (telles que l'étude de la désintégration du boson de HIGGS en deux photons) abordé le problème de plusieurs manières différentes mais qui, mises bout à bout permettent une description optimale des photons :

1. Nous avons tout d'abord commencé par la partie la plus proche du détecteur (au niveau de l'acquisition des données proprement dites) en étudiant comment l'on peut passer d'un signal lumineux provenant du passage d'une particule dans les cristaux scintillateurs de CMS à une amplitude reconstruite permettant de connaître les propriétés cinématiques de ces particules ayant interagit avec le calorimètre électromagnétique.
2. Dans un second temps, nous avons étudié les appariements des photons, au niveau des générateurs, lors des simulations de particules pour essayer de s'affranchir des biais présents lors de l'utilisation simultanée des deux types de descriptions que nous avons détaillés (générateur à élément de matrice et générateur à algorithme de gerbe partonique).

Cette étude nous a permis de mettre en évidence un effet de double-comptage que nous avons pu supprimer avec la mise en place d'un procédé de veto. Cette analyse a permis donc de mieux comprendre la manière dont sont simulés les photons et donc de mieux pouvoir préparer les études au niveau MONTE-CARLO.

3. Enfin, nous avons effectué une autre étude, au niveau des particules reconstruites cette fois, où notre but a été de créer une population de photons certifiés

afin de permettre d'élaborer une méthode de calibration de l'échelle d'énergie au sein du calorimètre électromagnétique.

Nous avons utilisé comme canal de test les désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ qui nous ont permis d'obtenir des populations finales relativement propres et exploitables dès les premiers mois de données pour permettre une première calibration du calorimètre électromagnétique.

Résultats obtenus pour la première étude

La première étude, sur les rapports de gains, nous a permis de comprendre mieux les changements de gains et notamment de s'assurer que la transition d'un gain à l'autre était parfaitement maîtrisée. Nous nous sommes également assurés de la validité des méthodes *in situ* utilisées et avons vérifié notamment que les méthodes dites **Laser** et **TestPulse** sont toutes les deux exploitables pour pouvoir contrôler et maintenir la calibration des divers cristaux au sein d'une fourchette raisonnable.

Cette analyse a également apporté d'autres informations importantes concernant la stabilité temporelle et effective des rapports de gain. En effet, nos analyses n'ont montré qu'une très faible dégradation des rapports de gains après la période de temps étudiée (la campagne de tests en faisceau) et une possibilité d'intercalibration effective des rapports de gains des divers super-modules qui composent le calorimètre électromagnétique.

Résultats obtenus pour la seconde étude

Notre seconde étude nous a permis d'établir la nécessité d'un veto anti double-comptage pour les photons au niveau des simulations de MONTE-CARLO. En effet, lorsque l'on dispose d'évènements générés en utilisant les deux descriptions « complémentaires » — par élément de matrice et par algorithme de gerbe partonique — alors on prend le risque d'avoir des photons qui sont comptés deux fois.

Le générateur à élément de matrice comptabilise en effet une première fois le photon et celui-ci, si l'on ne prend pas de soins particuliers, peut éventuellement être compté une seconde fois au sein du générateur à algorithme de gerbe partonique.

Pour éviter ce double-comptage des évènements, nous devons apparier les photons d'une description avec les photons provenant de l'autre description : c'est le procédé d'appariement électromagnétique (**EM Matching**, mis en place par le veto anti double-comptage des photons).

Notre analyse a permis — outre d'apporter la preuve de l'existence d'un tel phénomène de double-comptage — d'y apporter une méthode de correction permettant de supprimer ce biais : c'est le veto anti double-comptage que nous avons décrit.

Résultats obtenus pour la dernière étude

Enfin, nous avons fait une troisième étude sur la sélection des photons provenant de l'état final des désintégrations radiatives du boson de jauge électrofaible Z^0 (photons dit « **FSR** »). Cette analyse a nécessité la maîtrise de nombreux bruits de fond,

dont certains, qui étaient préalablement supposés être facilement supprimables et qui se révélaient en réalité particulièrement dangereux pour notre signal.

Après plusieurs versions de notre analyseur et une sélection affinée, nous avons pu finalement obtenir des résultats satisfaisants puisque notre méthode de sélection retrouve des résultats similaires à ceux préalablement publiés au sein de CMS en 2005.

Notre analyseur, comme nous l'avons précisé inclus néanmoins certains bruits de fond qui n'avaient pas été considérés auparavant et qui, contre toute attente, diminuaient la pureté (signal / signal + bruit) à des niveaux trop bas pour être exploitables.

Nos résultats peuvent désormais être considérés comme suffisamment fiables pour permettre d'envisager l'obtention d'une échelle d'énergie des photons acceptable et ce dès 100 pb^{-1} de données.

10.2 Perspectives

Pour parfaire mes analyses et les rendre plus exploitables au sein de CMS, plusieurs pistes sont envisageables.

Partie calibration du calorimètre électromagnétique

Tout d'abord, il est important que nous finissions la validation des résultats obtenus au sein du PTDR Volume 1 [106] concernant la sélection des populations de photons certifiés qui pourront mener à l'extraction de l'échelle d'énergie des photons dans le calorimètre électromagnétique de notre détecteur COMPACT MUON SOLENOID.

Par ailleurs, nous devons encore veiller à améliorer la sélection d'évènements pour pouvoir obtenir une efficacité supérieure.

En effet, 20 % d'efficacité ne permet d'avoir des résultats exploitables qu'à partir d'une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} de données, ce qui constitue un temps de plusieurs mois et constitue le maximum de l'échelle de temps exploitable pour ce genre de calibration.

Nous devons donc également nous assurer qu'il n'y a pas d'autres bruits de fonds dangereux pour notre signal.

Rappelons que le but de cette analyse est la calibration des photons au sein du calorimètre électromagnétique. Cela devra passer par la rédaction d'un filtre à intégrer au FRAMEWORK de CMS : un filtre d'évènement CMSSW.

Partie concernant l'appariement des photons

Par ailleurs, concernant l'étude au niveau générateur, nous avons en prévision la finition puis la publication de l'étude sur le veto anti double-comptage des photons, conjointement avec l'équipe d'ALPGEN notamment, dans un futur proche.

Nous avons comme objectif, concernant cette partie, l'extension de ce mécanisme aux autres ordres explicites de photons ($> 1\gamma$) dans le canal de test et dans d'autres

canaux afin d'estimer les différents double-comptages effectués dans les canaux exploitant des particules électromagnétiques comme par exemple les canaux $m \gamma + n$ jets, $W + n \gamma +$ jets etc.

Notre première tâche sera d'essayer et valider l'implémentation effectuée dans le générateur à élément de matrice ALPGEN (et MADGRAPH) concernant le canal $m \gamma + n$ jets.

Enfin, le démarrage du LARGE HADRON COLLIDER étant imminent, il me paraît passionnant et judicieux de contribuer aux prises de données et aux études de ces premières données en les confrontant notamment avec les résultats utilisés dans des études présentées dans ce manuscrit.

Cette opportunité de pouvoir être présent lors du démarrage du LHC est également une chance unique qui m'est offerte pour contribuer aux découvertes de demain.

10.3 Remarques générales

Aspect international

Durant ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir effectuer des échanges culturels avec des chercheurs de nombreux pays étrangers. Ces opportunités m'ont permis de m'ouvrir sur le monde et de m'enrichir au contact des chercheurs provenant du monde entier.

Je mentionnerai tout spécialement la collaboration que l'IPNL entretient avec les universités chinoises qui m'a permis de travailler avec Junquan TAO, un doctorant originaire de l'IHEP¹ (Pékin).

J'ai été également honoré de pouvoir côtoyer, durant cette période de trois ans, des chercheurs provenant de toutes les parties du monde et de pouvoir voyager jusqu'en Hongrie et même jusqu'en Chine pour présenter mes résultats de recherche.

Contribution à la diffusion de la science

Par ailleurs, toujours dans la catégorie des opportunités qui m'ont été apportées pendant ma thèse, j'aimerais signaler les différentes actions de diffusion de la connaissance et de la culture scientifique auxquelles j'ai pu contribuer.

Je mentionnerai tout spécialement les actions de communication conçues autour du LARGE HADRON COLLIDER et présentées à la médiathèque de LYON, au planétarium de VAUX EN VELIN, ...

Je parlerai très brièvement également du festival « Particule.com » qui a été monté — en collaboration avec le centre de calcul de l'IN2P3 — et qui m'a permis, en tant que responsable d'un des quatre pôles de ce festival, de m'investir réellement au sein d'une manifestation scientifique grand public.

1. IHEP : Institute of High Energy Physics, institut de recherche de physique des hautes énergies chinois.

Enseignements

Ce manuscrit de thèse ne serait pas complet si je n'évoquais pas les différentes expériences d'enseignement que j'ai eues durant ma thèse et qui m'ont permis, outre une approche autre et passionnante des métiers de l'enseignement supérieur et de la recherche, de me confronter à une des missions fondamentales de l'université.

Je remercie donc tout spécialement ici les enseignants-chercheurs qui m'ont permis de me trouver au contact passionnant des étudiants de diverses disciplines.

Formations

Pour conclure sur ces remarques globales, j'aimerais remercier l'école doctorale PHAST (Physique et Astrophysique de Lyon) pour les formations que j'ai pu suivre durant ma thèse et qui m'ont conforté pour ma poursuite professionnelle dans la voie de l'enseignement supérieur et de la recherche que je commence tout juste d'arpenter.

Les formations que j'ai suivies m'ont en effet permis de mieux comprendre les tenants et aboutissants des divers métiers de la recherche et de l'enseignement supérieur et également de me confronter avec les points de vue, toujours enrichissants, de nombreuses autres personnes en cours de formation.

Cela m'a apporté une envie de communication et de partage de mes résultats que je n'aurais pas imaginé en début de thèse.

Ces formations m'ont également permis d'apprendre à vulgariser mes travaux et les travaux de tierces personnes — et donc par là même de mieux participer à la diffusion de la connaissance scientifique. Elles m'ont également permis de m'affirmer et de prendre davantage confiance en moi.

Annexe A

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Springer Berlin Heidelberg, editor. *Electrostatic Accelerators*, chapter 1, pages 4-23. Number ISBN 978-3-540-23983-3 in Physics and Astronomy. Springer Berlin Heidelberg, May 2006.
- [2] Alexandre W Chao and Weiren Chou, editors. *Reviews of accelerators science and technology*. World Scientific, 2008-2009.
- [3] BEPC. *Présentation de BESIII*. URL : <http://www.hep.umn.edu/bes3/>.
- [4] S Fang. Brief overview of particle accelerators in china. *Internet*, 1998.
- [5] CERN. *Site WEB du CERN*. URL : <http://public.web.cern.ch/public/>.
- [6] CNRS (IN2P3). *Site WEB de l'IN2P3*. URL : <http://in2p3.fr/>.
- [7] OECD. *Site Web de l'OCDE*. URL : <http://www.oecd.org/>.
- [8] C Lefevre. Cern faq, guide du lhc. *Internet*, February 2009.
- [9] Moreau S. *Conception d'un algorithme de reconstruction de vertex pour les données de CMS et étude de détecteurs gazeux (MSGC) et silicium à micro-pistes*. PhD thesis, IReS, Décembre 2002.
- [10] M. Bajko et al. Report of the task force on the incident of 19th september 2008 at the lhc. LHC Project Report 1168, CERN, Geneva, 2009.
- [11] A et al. de Roeck. From the lhc to future colliders. oai :cds.cern.ch :1207509. Technical Report arXiv :0909.3240. CERN-PH-TH-2009-166. DCPT-09-136 IPPP-09-068. SLAC-PUB-13782, Sep 2009. Comments : 98 pages, CERN Theory Institute Summary Report.
- [12] S Döbert. Status and future prospects of clic. oai :cds.cern.ch :1155164. Technical Report CERN-BE-2009-001. CLIC-Note-768, CERN, Geneva, Jan 2009.
- [13] ILC Collaboration. International linear collider, reference design report. Reference design report, ILC Global Design Effort and World Wide Study, August 2007. Volume 1 : Executive Summary.
- [14] TESLA Collaboration. Tesla technical design report. Reference design report, DESY, March 2001. PART I, Executive Summary.
- [15] CERN. *Le détecteur ATLAS*. URL : <http://www.atlas.ch/>.
- [16] Fermilab. *L'expérience CDF*. URL : <http://www-cdf.fnal.gov/>.
- [17] Fermilab. *Description du détecteur D0*. Brochure présente sur le site Web : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/templates/detector.pdf>.

- [18] CERN. *Le détecteur CMS*. URL : <http://cms.web.cern.ch>.
- [19] CMS Trigger Group. *Data Acquisition & High-Level Trigger*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2002. Submitted on 15 December 2002.
- [20] Maurice Allais. *L'anisotropie de l'espace. La nécessaire révision de certains postulats des théories contemporaines. Les données de l'expérience*. éd. Clément Juglar, 1997. p. 40.
- [21] Eidelman S. and al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 592 :1+, 2006.
- [22] C. Amsler et al. (Particle Data Group). Review of particle physics : t' (4th generation) quarks, searches for. *Physics Letters B* 667, 2008.
- [23] Acernese F., Amico P., Alshourbagy M., Antonucci F., Aoudia S., Astone P., Avino S., Baggio L., Ballardin G., and Barone F. et al. The virgo 3-km interferometer for gravitational wave detection. *Journal of Optics A Pure and Applied Optics*, 10, 2008.
- [24] Nina Byers. E. noether's discovery of the deep connection between symmetries and conservation laws, 1998.
- [25] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Franck Laloë. *Mécanique Quantique I*. Hermann, éditeur des sciences et des arts, 293 Rue Lecourbe, 75015 Paris, 1998 edition, 1973.
- [26] Edmond Bauer. *Introduction à la théorie des groupes et à ses applications en physique quantique*, volume 4, 1 of *Annales de l'Institut Henri Poincaré*. Institut Henri Poincaré, 1933. p. 1-170.
- [27] Roger Godement. *Introduction à la théorie des groupes de Lie*. Springer, 2004.
- [28] Murray Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Physical Review*, 125(3) :1067–1084, February, 1 1962.
- [29] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667 :1+, 2008. and 2009 partial update for the 2010 edition.
- [30] M. Gell-Mann and Y. Ne'eman. *The eightfold way*. Benjamin, 1964. <http://eom.springer.de/G/g110120.htm>.
- [31] Greiner, Walter, Schramm, Stefan, Stein, and Eckart. *Quantum Chromodynamics*. Harry Deutsch, 2007. 1984, 1989 and 3rd. rev. and enlarged : 2007.
- [32] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, and Gilbert Grynberg. *Photons & atoms - Introduction à l'électrodynamique quantique*. InterEditions/CNRS, 1987.
- [33] Charis Anastopoulos. *Particle Or Wave : The Evolution of the Concept of Matter in Modern Physics*. Princeton University Press, 2008. pp. 261–262.
- [34] Aldo Deandrea. Interactions électrofaibles et introduction à la supersymetrie. Cours présent sur <http://deandrea.home.cern.ch/deandrea/seminars/ew.pdf>, 30 mai 2007.
- [35] P.W. Higgs. *Phys. Rev. Lett*, 13(508), 1964.
- [36] V. A. Bednyakov, N. D. Giokaris, and A. V. Bednyakov. On higgs mass generation mechanism in the standard model. *Phys. Part. Nucl.*, 39 :13–36, 2008.

- [37] A de Roeck, Austin Ball, Michel Della Negra, L Foà, and Achille Pettrilli. *CMS physics : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. revised version submitted on 2006-09-22.
- [38] B.W Lee, C. Quigg, and G.B Thacker. *Physical Reviews*, D(16) :1519, 1977.
- [39] Urs M. Heller, Markus Klomfass, Herbert Neuberger, and Pavlos Vranas. Numerical analysis of the higgs mass triviality bound. *Nucl. Phys.*, B(405) :555–573, 1993.
- [40] Michel Le Bellac. *Des phénomènes critiques aux champs de jauge. Une introduction aux méthodes et aux applications de la théorie quantique des champs*. Edp Sciences, 1988.
- [41] S. Dawson. Introduction to the physics of higgs bosons. 1994.
- [42] Thomas Hambye and Kurt Riesselmann. Matching conditions and higgs mass upper bounds revisited. *Phys. Rev.*, 55 :7255–7262, 1997.
- [43] D. E. Groom et al. *Eur. Phys. J.*, C(15) :1, 2000.
- [44] CDF. Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data. 2009.
- [45] J. W. F. Valle. Neutrino physics overview. *J. Phys. Conf. Ser.*, 53 :473–505, 2006.
- [46] L. Randal and R. Sundrum. An alternative to compactification. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :4690–4693, 1999.
- [47] N. Arkani-Hamed, E.Katz A.G. Cohen, and A.E. Nelson. The littlest higgs. *JHEP*, 07(034), 2002.
- [48] CMS MAGNET Group. *The Magnet Project - Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. Submitted on 2 May 1997.
- [49] CMS TRACKER Group. *The Tracker Project Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1998. Submitted on 15 april 1998.
- [50] CMS TRACKER Group. *The Tracker Project Technical Design Report Addendum (CMS TDR 5 Addendum 1)*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2000. Submitted on 21 February 2000.
- [51] CMS HCAL Group. *CMS HCAL Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. Submitted on 23 June 1997.
- [52] CMS MUONS Group. *CMS MUON Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. Submitted on 15 December 1997.
- [53] CMS Trigger Group. *CMS MUON Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. Submitted on 15 December 1997.
- [54] Séverine Ovyn. Performance du système de déclenchement de cms pour la production de bosons de HIGGS suivis de leur désintégration en leptons taus. FYNU-MEMOIRE-2005-011, 2005.
- [55] F Gautheron and A Givernaud. About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate. Technical Report CMS-NOTE-1997-037, CERN, Geneva, May 1997.
- [56] M.J. Berger and S.M. Seltzer. Report sp 3012. Technical report, NASA, 1964.
- [57] R. M. Barnett et al. Review of particle physics. *Phys. Rev*, 54, 1996.

- [58] CMS ECAL Group. *CMS ECAL Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. Submitted on 15 December 1997.
- [59] M. Nickl et al. Slow components in the photoluminescence and scintillation decays of $pbwo_4$ single crystals. *Phys. Stat. Sol. B*, 195(311), 1996.
- [60] D.J Graham and C Seez. Simulation of longitudinal light collection uniformity in $pbwo_4$ crystals. CMS Note 1996/002, 1996.
- [61] C Markou. Optimisation of the longitudinal light collection uniformity in the cms endcap calorimeter. CMS Note 1997/048, 1997.
- [62] G. Daskalakis and C. Markou. Monte carlo studies on position resolution for the cms ecal calorimeter. CMS NOTE 98/053, 1998.
- [63] D. Barney. Test beam results on position and angular resolution using a $pbwo_4$ calorimeter and silicon preshower. CMS Technical Note 1994/315, 1994.
- [64] R Denz, K Dahlerup-Petersen, F Formenti, K H Meß, A Siemko, J Steckert, L Walckiers, and J Strait. Upgrade of the protection system for superconducting circuits in the lhc. Technical Report CERN-ATS-2009-008, CERN, Geneva, Jul 2009.
- [65] Torbjörn Sjöstrand and Albert de Roeck. Monte carlo generators for the lhc. mc generators for the lhc. page Streaming video; transparencies; 4 DVD video, Geneva, 2005. CERN, CERN. CERN, Geneva, 4 - 7 Apr 2005, URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/794322>.
- [66] Johan Alwall et al. MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation. *JHEP*, 09 :028, 2007.
- [67] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07 :001, 2003. Version update : V2.1, December 2006.
- [68] P. Skands T. Sjöstrand, S. Mrenna. Pythia 6.4, physics and manual. Fermilab, 2006.
- [69] The GEANT collaboration. *Geant3, version 3.21/13 : Detector Description and Simulation Tool*. CERN, Geneva. CERN program library long writeup.
- [70] OSCAR TEAM. An object-oriented simulation program for cms. *CHEP*, 2004.
- [71] C. Charlot. On demand reconstruction within orca. CMS-CR 1999 018, 1999.
- [72] Lucas Taylor. Cmkin – the cms kinematics interface package. CMS TN-1996/099, 1996.
- [73] V. Karimaki, D. Bourilkov K. Gustafsson, A. Nikitenko, and S. Slabospitsky. Cmkin v3 user’s guide. CMS IN-2004/016, URL : http://cms-secr.web.cern.ch/cms-secr/documents/04/in/in04_016.pdf.
- [74] L. Silvestris V. Innocente. An odbms approach to persistency in cms. CMS CR 2000/001, 2000.
- [75] CERN. *CMSSW : présentation*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBookCMSSWFramework>.
- [76] Rene Brun and Fons Rademakers. Root - an object oriented data analysis framework. *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res., A(389)* :81–86, September 1997. See also <http://root.cern.ch/>.

- [77] CERN. *ROOT : présentation*. URL : <http://root.cern.ch/>.
- [78] Ian Foster, Carl Kesselman, and Steven Tuecke. The anatomy of the grid - enabling scalable virtual organizations. *International Journal of Supercomputer Applications*, 15 :2001, 2001.
- [79] Masaharu Goto. *C++ Interpreter - CINT*. CQ publishing, 1996. Japanese.
- [80] Torbjörn Sjöstrand. Monte carlo event generation for lhc. CERN-TH-6275-91, Oct 1991.
- [81] James E Gentle. *Random-number generation and Monte Carlo methods : electronic version*. Springer, Dordrecht, 2004.
- [82] S. Agostinelli et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods*, A(506) :250–303, 2003.
- [83] Fabio Cossutti. The cms electromagnetic calorimeter simulation. Technical Report CMS-CR-2006-093. CERN-CMS-CR-2006-093, CERN, Geneva, Nov 2006.
- [84] CERN. *Le logiciel de simulation rapide de CMS*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideFastSimulation/>.
- [85] C. Seez. Using isolations cuts in cms. CMS TN/92-003, 1992.
- [86] J. Barney and P. Bloch. Neutral pions rejection in the cms endcap electromagnetic calorimeter with and without preshower. CMS TN/95-114, 1995.
- [87] Renaud Bruneliere and Alexandre Zabi. Reconstruction of the signal amplitude of the cms electromagnetic calorimeter. CMS NOTE-2006/037, 2006.
- [88] P. Paganini and I. van Vulpen. Pulse amplitude reconstruction in the cms ecal using the weights method. CMS NOTE 2004/025, 2004.
- [89] J. E. Gaiser. *Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime*. Ph.d. thesis, SLAC, (1982).
- [90] D. Bailleux et al. Performance of the monitoring light source for the cms lead tungstate crystal calorimeter. CERN-CMS-CR-2005-001, 2005.
- [91] P. Adzic et al. Intercalibration of the barrel electromagnetic calorimeter of the cms experiment at start-up. *JINST*, 3 :P10007, 2008.
- [92] C. Baty et al. Amplitude reconstruction and basic performance of the cms electromagnetic calorimeter. CMS Detector NOTE-2007/008, 2007.
- [93] Liyuan Zhang, David Bailleux, Adolf Bornheim, Kejun Zhu, and Ren yuan Zhu. Performance of the monitoring light source for the cms lead tungstate crystal calorimeter. In *2004 IEEE Nuclear Science Symposium*, Rome, October 2004.
- [94] L.Y. Zhang, R.-Y. Zhu, and D. Liu. Monitoring lasers for pwo ecal. CMS IN 1999/014, 1999.
- [95] C. Baty, J. Blaha, J. Fay, and S. Gascon-Shotkin. Determination of the mgpa gain ratio for the cms electromagnetic calorimeter. CMS Detector NOTE-2007/018, 2007.
- [96] Michelangelo L. MANGANO, Fulvio PICCININI, and Antonio D. POLOSA. *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. CERN, Geneva, jhep preprint edition, 2002. CERN-TH/2002-129.

- [97] Michelangelo L. MANGANO et al. Merging multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions. <http://cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf>, October 2004.
- [98] H. L. Lai et al. *Eur. Phys. J.*, 12(375), 2000. [CTEQ Coll.].
- [99] Yuri Gershtein. Preparing for measurement of photon identification efficiency and energy scale using mu mu gamma final state. CMS AN-2005/040, December 2005.
- [100] R. Paramatti and P. Meridiani. Use of $z \rightarrow e^-e^+$ events for ecal calibration. CMS Note 2006/039, 2006.
- [101] L. Agostino et al. Inter-calibration of the cms electromagnetic calorimeter with isolated electrons. CMS Note 2006/021, 2006.
- [102] A. Cothenet, M.C Cousinou, S. Kermiche, and A. Mendes. D0 Note 4945, 2005.
- [103] The LEP Collaboration : ALPEH, OPAL, L3, and Delphi. A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. hep-ph/0112021, 2001.
- [104] E.Boos et al. (CompHEP Collaboration). Comphep 4.4 : Automatic computations from lagrangians to events. *Nucl. Instrum. Meth.*, A(534) :250, 2004. hep-ph/0403113.
- [105] S. D. Drell and T.-M. Yan. *Phys. Rev. Lett.*, 25(316), 1970.
- [106] Michel Della Negra, L Foà, A Hervé, and Achille Petrilli. *CMS physics : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items.
- [107] Marco Delmastro. Searches for the higgs boson at the lhc. Technical Report arXiv :0909.0493, CERN, Sep 2009. Comments : 4 pages, 6 figures, Proceedings of the 'XXIeme Rencontres de Blois', 21st - 26th June 2009.
- [108] Riccardo Ranieri. Prospects for the standard model higgs discovery at lhc. Technical Report CMS-CR-2004-040. CERN-CMS-CR-2004-040, CERN, Geneva, Sep 2004.
- [109] Ulrik Egede. *The search for a standard model Higgs at the LHC and electron identification using transition radiation in the ATLAS tracker*. PhD thesis, Lund University, Elementary Particle Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden., 1998.
- [110] M Dobbs and J B Hansen. The hepmpc c++ monte carlo event record for high energy physics. Technical Report ATL-SOFT-2000-001, CERN, Geneva, Jun 2000. revised version number 1 submitted on 2001-02-27 09 :54 :32.
- [111] The CMS Collaboration and S Chatrchyan et al. The cms experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08004, 2008.
- [112] CERN. Cms detector posters. Internet : <http://cms.web.cern.ch/cms/Media/Publications/Posters/DetectorPosters/index.html>, Geneve.
- [113] M. Raymond et al. The mgpa electromagnetic calorimeter readout chip for cms. Proceedings of the 9th workshop on electronics for the lhc experiments, CERN, Geneve, 2003.
- [114] N. Cartiglia et al. Effect of front-end electronics non linearity on gain ratio determination. CMS DN-2008/003, 2008.

- [115] Vincent Lozano. *Tout ce que vous avez toujours voulu savoir sur L^AT_EX sans jamais oser le demander*. In Libro Veritas, 5.1 edition, octobre 2008. Licence Art Libre.

Annexe B

Crédits internet et images

B.1 Crédits images

Cette annexe présente les crédits photographiques et iconographiques associés à toutes les images, graphes et dessins utilisés dans ce mémoire de thèse.

Remplacement du CERN

Diagramme de Livingston : Partie 2.1 (Page 26)

Référence : ["WIKI"/File:Livingstone_diagram.jpg](#)

Droits d'auteur : Image de « ANTIVOLT » sous GFDLV1.2+

Pays membres du CERN : Partie 2.3 (Page 32)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/843187>

Droits d'auteur : Image de Jean-Luc CARON © 1999 CERN, francisée par mes soins

Vision globale du CERN : Partie 2.2 (Page 30)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/987579>

Droits d'auteur : Image de Philippe MOUCHE © 2006 CERN

Description de la chaîne d'accélération : Partie 2.6 (Page 35)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/979035>

Droits d'auteur : Image de Christine VANOLI © 2006 CERN

Accélérateur LHC : point de vue technique

Le duoplasmatron : Partie 2.4 (Page 34)

Référence : <http://linac2.home.cern.ch/linac2/sources/Dplas.gif>

Droits d'auteur : Image Anonyme © CERN francisée par mes soins

La source de plomb : Partie 2.5 (Page 34)

Référence : <http://linac2.home.cern.ch/linac2/sources/Ecr4.gif>

Droits d'auteur : Image Anonyme © CERN francisée par mes soins

Complexe du FERMILAB : Partie 2.7 (Page 43)

Référence : http://www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/images/accel_chain-01.gif

Droits d'auteur : Image Anonyme © Fermilab francisée par mes soins

Complexe du SLAC : Partie 2.8 (Page 44)

Référence : <http://www.interactions.org/imagebank/images/SL0075H.jpg>

Droits d'auteur : Image © SLAC

Les détecteurs de physique des particules

Détecteur CMS labellé : Partie 2.12 (Page 50)

Référence : ["CMS"/Media/Images/Detector/Detector%20Drawings/index.html](#)

Droits d'auteur : Image © CERN, libre usage, francisée par mes soins

Résumé des champs d'étude du détecteur CMS : Partie 2.13 (Page 52)

Référence : ["CMS"/Media/Images/Detector/Detector%20Drawings/index.html](https://cms.cern/media/images/detector/detector%20drawings/index.html)

Droits d'auteur : Image © CERN, libre usage, modifiée par mes soins

Coupe transverse du détecteur CMS : Partie 5.1 (Page 101)

Référence : ["CMSINFO"/CMSdocuments/DetectorDrawings/Slice/CMS_Slice.gif](https://cms.cern/media/documents/detector-drawings/slice/cms_slice.gif)

Droits d'auteur : Image © CERN, libre usage, francisée par mes soins

L'expérience ATLAS : Partie 2.9 (Page 47)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/1095924>

Droits d'auteur : Image de Joao Pequeno © CERN, francisée par mes soins

L'expérience CDF : Partie 2.10 (Page 48)

Référence : <http://www-cdf.fnal.gov/events/detpic/CDFisometric.jpg>

Droits d'auteur : Image © FNAL

L'expérience DØ : Partie 2.11 (Page 49)

Référence : http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/drawings/d0det_side_ah.eps

Droits d'auteur : Image © FNAL, francisée par mes soins

Modèle Standard

Relation entre masse, énergie et vitesse : Partie 4.8 (Page 94)

Référence : <http://www.phys.unsw.edu.au/einsteinlight/jw/images/totalenergy2.gif>

Droits d'auteur : Image Anonyme © University of New South Wales

Explication des angles η et ϕ : Partie 4.9 (Page 95)

Référence : Image tirée du CMS ECAL TDR[58] modifiée par mes soins

Droits d'auteur : Image © CERN

Diagramme de FEYNMANN de QED à l'arbre : Partie 3.1 (Page 65)

Référence : [Création personnelle](#)

Droits d'auteur : Image personnelle placée dans le domaine public

Allure du potentiel de HIGGS : Partie 3.2 (Page 77)

Référence : [WIKI"/File:Mecanismo_de_Higgs_PH.png](https://wiki.cern.ch/wiki/File:Mecanismo_de_Higgs_PH.png)

Droits d'auteur : Image de « GONIMO » sous licence GFDLv2+

La physique du boson de HIGGS

Limites actuelles de détection du boson de HIGGS : Partie 4.6 (Page 90)

Référence : ["FNAL-PRESS"/20090313-higgs/HiggsGraph_031309_HiRes.jpg](https://fnalpress.org/20090313-higgs/HiggsGraph_031309_HiRes.jpg)

Droits d'auteur : Image © Fermilab, Libre Usage

Canaux de production du HIGGS : Partie 4.1 (Page 81)

Référence : Image présente au sein du rapport technique sur le boson de HIGGS au LHC. [107]

Droits d'auteur : Image © CERN

Taux de branchement du boson de HIGGS : Partie 4.1 (Page 81)

Référence : Image présente au sein des perspectives au LHC. [108]

Droits d'auteur : Image © CERN

Contrainte d'échelle sur m_H : Partie 4.4 (Page 89)

Référence : Image présente au sein de la thèse de Ulrik EGEDÉ [109]

Droits d'auteur : Image © Inconnu

Autres contraintes sur m_H : Partie 4.5 (Page 89)

Référence : Image présente au sein de la thèse de Ulrik EGEDE[109]

Droits d'auteur : Image © Inconnu

Explication des niveaux de confiances : Partie 4.10 (Page 98)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/42209>

Droits d'auteur : Image © CERN, modifiée par mes soins

Quatre diagrammes de FEYNMANN : Partie 4.1.1 (Page 79)

Référence : [Créationpersonnelle](#)

Droits d'auteur : Images personnelles placées dans le domaine public

Cinq diagrammes de FEYNMANN : Partie 4.1.3 (Page 85)

Référence : [Créationpersonnelle](#)

Droits d'auteur : Images personnelles placées dans le domaine public

Unification des quatre forces : Partie 4.7 (Page 91)

Référence : http://nrumiano.free.fr/Images_cg/unification.gif

Droits d'auteur : Image © Inconnu

Chaîne de génération d'événements au LARGE HADRON COLLIDER

Ancienne chaîne de production d'événements : Partie 6.2 (Page 130)

Référence : "OLDCMSDOC"/20031128-CERN/FullChain/intro.gif

Droits d'auteur : Image © CERN, libre usage, francisée par mes soins

Nouvelle chaîne de production d'événements : Partie 6.3 (Page 131)

Référence : "TWIKI"/WorkBookCMSSWFramework/framework.gif

Droits d'auteur : Image © CERN, francisée par mes soins

Remplacement des générateurs de MONTE-CARLO : Partie 6.1 (Page 128)

Référence : Image tirée de la présentation <http://cdsweb.cern.ch/record/794322>

Droits d'auteur : Présentation de Sjöstrand, Torbjörn ©, CERN

Les différentes parties de la génération d'un processus de physique :
Partie 6.4 (Page 135)

Référence : Image tirée d'un rapport technique sur HEPMC++[110]

Droits d'auteur : Image © CERN francisée par mes soins

Fraction d'énergie pour les photons isolés et les photons des π_0 : Partie
6.7 (Page 148)

Référence : Image tirée du CMS ECAL TDR[58]

Droits d'auteur : Image © CERN

Suppression des photons ne provenant pas de la désintégration de bosons de HIGGS : Partie 6.6 (Page 146)

Référence : Image tirée du CMS ECAL TDR[58]

Droits d'auteur : Image © CERN

Budget de matière du trajectographe : Partie 6.5 (Page 145)

Référence : "TWIKI"/TrackerDpgSimulation/Tracker_x_vs_eta_CMSSW310.png

Droits d'auteur : Image © CERN

Les performances des sous-détecteurs

Performances en P_T du trajectographe : Partie 5.3 (Page 106)

Référence : Image présente au sein du TRACKER TDR [49]

Droits d'auteur : Image © CERN

Composition du trajectographe de CMS : Partie 5.2 (Page 104)

Référence : Image présente au sein de la présentation globale de CMS[111]

Droits d'auteur : Image © CERN

Description rapide du calorimètre hadronique : Partie 5.4 (Page 107)

Référence : Image présente au sein du poster de CMS HCAL [112]

Droits d'auteur : Image © CERN

Détail des chambres à muons : Partie 5.5 (Page 109)

Référence : Image présente au sein du poster de CMS MUONS [112]

Droits d'auteur : Image © CERN

Aperçu de la chaîne de déclenchement de CMS : Partie 5.6 (Page 111)

Référence : Image présente au sein du TRIGGER TDR[53]

Droits d'auteur : Image © CERN francisée par mes soins

Le choix de déclenchement haut niveau de CMS : Partie 5.7 (Page 113)

Référence : Image présente au sein du TRIGGER TDR Volume II [19]

Droits d'auteur : Image © CERN francisée par mes soins

Effet du dopage sur les cristaux de $PbWO_4$: Partie 5.9 (Page 119)

Référence : Image présente au sein de l'ECAL TDR[58]

Droits d'auteur : Image © CERN

Les différentes couches du trajectographe : Partie 5.2 (Page 104)

Référence : Image présente au sein de la présentation globale de CMS[111]

Droits d'auteur : Image © CERN

Calorimètre électromagnétique

Vue globale du calorimètre électromagnétique : Partie 5.8 (Page 116)

Référence : ["ECAL"/CMS-ECAL-RCCERNlab27/menu/ecalpeq.gif](https://cms.ecal-rccernlab27/menu/ecalpeq.gif)

Droits d'auteur : Image © CERN annotée par mes soins

Contribution du pile-up à la résolution en énergie : Partie 5.10 (Page 122)

Référence : Image présente au sein de l'ECAL TDR[58]

Droits d'auteur : Image © CERN

Résolution spatiale : valeurs pour une incidence normale et de 3° pour différentes énergies : Partie 5.11 (Page 124)

Référence : Images présentes au sein du travail de G. Daskalakis & C. Markou[62]

Droits d'auteur : Images © CERN

Variations des courbes S selon l'angle d'incidence : Partie 5.12 (Page 125)

Référence : Image présente au sein de l'étude de Barney [63]

Droits d'auteur : Image © CERN, contrastée par mes soins

Électronique d'acquisition

Électronique frontale d'acquisition : Partie 7.1 (Page 153)

Référence : Image présente au sein de l'ECAL TDR[58]

Droits d'auteur : Image © CERN francisée par mes soins

Une carte d'acquisition VFE d'ECAL : Partie 7.2 (Page 155)

Référence : <http://cdsweb.cern.ch/record/935734?ln=fr>

Droits d'auteur : Image © CERN

Digitalisation : ensemble MGPA et ADC : Partie 7.3 (Page 157)

Référence : Image présente au sein de l'étude de M.RAYMOND et al[113]

Droits d'auteur : Image © CERN, francisée par mes soins

Amplitude fournie par l'ADC pour un cristal : Partie 7.4 (Page 159)

Référence : Image présente au sein de la note CMS NOTE 2006/037[87]

Droits d'auteur : Image © CERN

Exemples d'amplitudes obtenues : Partie 7.6 (Page 162)

Référence : Image provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Image © CERN, modifiée par mes soins

Représentation du rapport de gain 12 / 6 : Partie 7.7a (Page 163)

Référence : Image provenant de nos résultats[92]

Droits d'auteur : Image © CERN

Amplitude ADC selon les gains : Partie 7.5 (Page 161)

Référence : Image présente au sein de l'étude de la note CMS DN-2008/003[114]

Droits d'auteur : Image © CERN

Amplitudes : différences observées entre méthode des poids et méthode de la fonction analytique : Partie 7.7b (Page 163)

Référence : Image présente au sein d'une présentation de J.BLAHA

Droits d'auteur : Image © CERN

Rapports de gains méthodes TestPulse et TestBench : Partie 7.8 (Page 167)

Référence : Images provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Images © CERN

Rapports de gains méthodes TestPulse et Laser : Partie 7.9 (Page 168)

Référence : Images provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Images © CERN

Rapports de gains méthodes TestPulse et Beam : Partie 7.10 (Page 170)

Référence : Image provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Images © CERN

Stabilité temporelle des rapports de gains : Partie 7.12 (Page 172)

Référence : Images provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Images © CERN

Distribution globale des valeurs de RMS divisées par les amplitudes moyennes en gain 12 du SuperModule 17 : Partie 7.13 (Page 172)

Référence : Image provenant de nos résultats[95]

Droits d'auteur : Image © CERN, modifiée par mes soins

Double comptage des photons au niveau générateur

Diagrammes de FEYNMANN : Partie 8.1 (Page 175)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle placée dans le domaine public

Distribution de références pour $P_{T\gamma}$: Partie 8.2 (Page 181)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de références pour $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$: Partie 8.3 (Page 182)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $P_{T\gamma}$ par les générateurs PYTHIA / ALPGEN / MAD-GRAPH : Partie 8.4 (Page 183)

Référence : Création personnelle modifiée par Suzanne GASCON-SHOTKIN

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Valeurs de coupures sélectionnées : Partie 8.5 (Page 184)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Explication de la procédure de VETO : Partie 8.6 (Page 185)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Formes des distributions combinées après VETO : Partie 8.7 (Page 187)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Partie sur la calibration des photons $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

Relachement de la coupure 4 : Partie 9.3 (Page 203)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Variables considérées pour la coupure 7 au sein d'un cône $\Delta R = 0.3$:
Partie 9.1a (Page 198)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Variables considérées pour la coupure 7 au sein d'un cône $\Delta R = 0.5$:
Partie 9.1b (Page 198)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Comparaison des cônes $\Delta R = 0.3$ et $\Delta R = 0.5$ pour la variable choisie :
Partie 9.1c (Page 198)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet de la coupure 7 : Partie C.7 (Page 242)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Variables considérées pour la coupure 8 : Partie 9.2a (Page 199)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet de la coupure 8 : Partie 9.2a (Page 199)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution E_T photons certifiés : Partie 9.4a (Page 207)

Référence : Création de groupe
Droits d'auteur : Image de Olivier BONDU © CERN

Distribution η photons certifiés : Partie 9.4b (Page 207)

Référence : Création de groupe
Droits d'auteur : Image de Olivier BONDU © CERN

Distribution ϕ photons certifiés : Partie 9.4c (Page 207)

Référence : Création de groupe
Droits d'auteur : Image de Olivier BONDU © CERN

Annexes scientifiques

Compléments sur la partie de double-comptage des photons

Corrélations entre les variables de phases : point A et D pour Z_0 : Partie C.1 (Page 237)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Corrélations entre les variables de phases : point A et D pour Z_1 : Partie C.2 (Page 237)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ selon les points d'analyse : Partie C.3 (Page 238)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de P_{T_γ} selon les points d'analyse : Partie C.4 (Page 239)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de P_{T_γ} en fin d'analyse : Partie C.11a (Page 245)

Référence : Création de groupe
Droits d'auteur : Image de Olivier BONDU © CERN

Distribution de η_γ en fin d'analyse : Partie C.11b (Page 245)

Référence : Création de groupe
Droits d'auteur : Image de Olivier BONDU © CERN

Compléments sur la partie de sélection de photons certifiés

Illustration de l'effet de la coupure 1 : Partie C.5a (Page 240)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet de la coupure 1 : Partie C.6a (Page 241)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet de la coupure 3 : Partie C.7a (Page 242)

Référence : Création personnelle
Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet de la coupure 4 : Partie C.7b (Page 242)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Illustration de l'effet des coupures 5 et 6 : Partie C.7c (Page 242)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ avant toute coupure : Partie C.9a (Page 243)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 1 : Partie C.9b (Page 243)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 2 : Partie C.9c (Page 243)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 3 : Partie C.9d (Page 243)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 4 : Partie C.10a (Page 244)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après les coupures 5 et 6 : Partie C.10b (Page 244)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 7 : Partie C.10c (Page 244)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Distribution de $M_{\mu\mu\gamma}$ après la coupure 8 : Partie C.10d (Page 244)

Référence : Création personnelle

Droits d'auteur : Image personnelle © CERN

Détails sur les crédits

Remarque "CMS" = <http://cms-project-cmsinfo.web.cern.ch/cms-project-cmsinfo>

Remarque "CMSINFO" = <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>

Remarque "TWIKI" = <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS>

Remarque "WIKI" = <http://commons.wikimedia.org/wiki/>

Remarque "ECAL" = <http://cms-ecal-rccernlab27.web.cern.ch/>

Remarque "FNAL-PRESS" = <http://www.fnal.gov/pub/presspass/images/>

Remarque "OLDCMSDOC" = <http://cmsdoc.cern.ch/cms/00/Reconstruction/Tutorials/>

Remarque "N/A" = référence non disponible

Détails sur les licences des images

Licence : "GFDLV2+" = licence GNU Free Documentation Licence, version 2 ou supérieure, licence permettant un usage libre de l'oeuvre, dans le respect de la licence : <http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html>

Licence : "CC-BY-SA" = licence CREATIVE COMMONS, attribution et partage à l'identique : <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/2.5/>

B.2 Crédits informatiques

CETTE thèse n'aurait pas pût être réalisée sans l'utilisation d'un grand nombre de logiciels, pour partie programmés sur fonds public, pour partie programmés par des amateurs.

Une autre partie des logiciels à été programmé par et pour les physiciens des particules pour répondre à leurs besoins spécifiques.

C'est pour remercier tous les créateurs des logiciels qui ont permis la rédaction de cette thèse que je rédige, à leur intention, cette partie de crédits informatiques.

J'espère n'oublier aucun des logiciels qui m'ont été utile pour mon travail et je veut remercier, avant toute chose, tous ceux et celles, qui, de part le monde, rendent possible l'existence de tels logiciels.

Outils généraux

Je vais commencer par citer les outils généraux — comprendre dans le sens de *quotidiens* — qui m'ont accompagnés au jour le jour durant l'intégralité de ma thèse (et même au delà).

Je commencerais par présenter mon environnement de travail puis je détaillerais plus précisément les outils spécifiques qui m'ont permis d'écrire ce mémoire.

Environnement de travail

Tout d'abord, en cette année où l'on fête les 40 ans d'UNIX¹, je commencerais par mettre en avant l'environnement POSIX² que j'utilise : GNU/Linux.

Son principal aspect est, en effet, d'être *libre* — dans le sens de librement modifiable —, ce qui permet à ceux qui le veulent de l'adapter à des besoins spécifiques. C'est le cas, en ce qui nous concerne de la version du système d'exploitation GNU/LINUX créé par et pour la communauté des physiciens : la « **Scientific Linux** »

Cet environnement de travail, fourni conjointement par le FERMI NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY et par le CERN propose un très grand nombre de logiciels réunis en un tout cohérent permettant de travailler de manière efficace.

Sans vouloir être exhaustif et citer tous les logiciels que j'ai utilisé au cours de ma thèse, je tiens à faire une rapide liste des logiciels (ou ensemble de logiciels) qui m'ont été utiles chaque jour afin de remercier leurs auteurs.

GNOME : <http://www.gnome.org/>, un environnement de bureau libre utilisé par défaut au sein de la distribution **Scientific Linux**. Cet environnement de bureau complet possède un grand nombre d'outils différents associés (tel que calculatrice, éditeur de texte, lecteur de fichiers divers, ...);

1. UNIX est le nom d'un système d'exploitation multitâche et multi-utilisateur créé en 1969, conceptuellement ouvert et fondé sur une approche par laquelle il offre de nombreux petits outils chacun dotés d'une mission spécifique.

2. POSIX est une norme international définissant un certain nombre de standards pour les systèmes d'exploitation afin qu'ils puissent fonctionner de manière interopérable.

Xpdf : <http://www.foolabs.com/xpdf/>, suite contenant en plus du lecteur de fichier PDF d'un certains nombres d'outils utilisés dans cette thèse tel que des convertisseurs PS → PDF par exemple ;

Bash : <http://tiswww.case.edu/php/chet/bash/bashtop.html>, interface en ligne de commande utilisée tant pour interagir avec l'ordinateur que pour la rédaction de scripts permettant d'automatiser ou de programmer dans le temps des actions à effectuer (soumis sur les centres de calculs ou en local) ;

Mozilla : <http://mozilla.org> pour les outils de la Mozilla Foundation que sont par exemple Mozilla Firefox et Mozilla Thunderbird, que j'utilise et remercie tout particulièrement pour leurs services.

GNU : <http://www.gnu.org>. Je tiens tout particulièrement à remercier les contributeurs et créateurs des outils du projet GNU pour la qualité, l'efficacité et la polyvalence de leurs outils (notamment Awk, Sed, Cat, Cut, Man, etc.)

Outils de travail pour la rédaction de ma thèse

Après avoir rapidement fait le point sur les différents outils utilisés quotidiennement pendant les trois dernières années, j'aimerais remercier tout spécialement les outils spécifiques qui m'ont permis de réaliser ce mémoire.

En tout premier lieu, j'aimerais remercier Donald KNUTH et Leslie LAMPORT pour avoir créé « conjointement » le système de création de document utilisé tant pour ce mémoire que pour la présentation de ma soutenance de thèse : $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$.

Pour la rédaction proprement dite, j'ai utilisé un logiciel dédié à l'écriture de documents \LaTeX : Kile. Cet outil, que l'on pourra retrouver sur <http://kile.sourceforge.net/> m'as permis de gérer de manière optimale tous les aspects techniques concernant la réalisation de ce mémoire.

Je tiens également à remercier tout particulièrement les créateurs de la classe de document `beamer` — au premier titre : Till TANTAU — pour m'avoir permis de réaliser un grand nombre de présentation d'une manière agréable et je les remercie pour la qualité de la documentation de cette classe de document, qui est presque irréprochable.

Enfin, pour certains aspects graphiques de mon mémoire, j'aimerais remercier le livre de Vincent LOZANO[115] — tout spécialement grâce aux sources de son livre — et la FAQ \LaTeX qui m'as permis de maîtriser les subtilités de (La) \TeX dans bien des cas : <http://www.grappa.univ-lille3.fr/FAQ-LaTeX/>.

Outils de recherche

Maintenant que nous avons rapidement abordé les outils « généraux » que j'ai utilisé au cours de ma thèse, j'aimerais mettre l'accent sur les logiciels scientifiques que j'ai utilisé pour produire, mettre en forme les différents résultats de mes analyses.

En premier lieu, la quasi-totalité des travaux que j'ai effectué se sont effectués dans le `framework` de l'expérience CMS, c'est à dire au sein de la série logicielle dénommée `CMMSW` (pour CMS SoftWare). Cet ensemble logiciel permet d'accéder aux données stockées sur les centres de calculs, de les sélectionner et de les traiter. Une description plus exhaustive est donnée au cours des chapitres de la partie III

(pages 151 et suivantes). On trouvera à cette adresse : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBookCMSSWFramework> le site web de CMSSW.

Pour le rendu graphique et le traitement de données, le framework CMSSW s'appuie sur un logiciel d'analyse « orienté objet » qui permet de manipuler et analyser les énormes quantités de données d'une manière très efficace. Ce logiciel d'analyse est appelé ROOT (<http://root.cern.ch/>).

Enfin, dans le cadre de mes recherches personnelles, j'ai régulièrement utilisés les générateurs d'événements suivants :

PYTHIA : <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, qui est un générateur d'événements à gerbe partonique,

ALPGEN : <http://mlm.web.cern.ch/mlm/alpgen/>, générateur d'évènement à élément de matrice,

MADGRAPH : <http://madgraph.phys.ucl.ac.be/>, générateur d'évènement à éléments de matrice, avec présentation des diagrammes de FEYNMANN associés,

pour créer, de manière simulée, les événements de physiques des futurs canaux de désintégrations présents au LARGE HADRON COLLIDER.

Je remercie leurs auteurs et contributeurs respectifs avec notamment mes chaleureux remerciements à Sjöstrand TORBJÖRN, qui m'as donné de précieux conseil quand à l'utilisation de PYTHIA et aux chercheurs Mauro MORETTI et Fulvio PICCININI, tous deux membres de l'équipe ALPGEN qui nous ont particulièrement aidé lors de mon travail sur les générateurs (cf partie 9).

Par ailleurs, je souhaite également remercier ici les auteurs du logiciel JAXODRAW (<http://jaxodraw.sourceforge.net/>) qui, en conjonction avec la classe L^AT_EX feynmf m'as permis de faire des diagrammes de FEYNMANN de manière agréable et professionnelle.

Dans cette sous section, j'aimerais aussi rapidement remercier les outils de gestion de version (ou **versionning**) utilisé au cours de ma thèse et notamment SUBVERSION (svn) qui a été utilisé pour sauvegarder les différentes versions de cette thèse et CVS, le système de **versionning** couramment utilisé au sein de la communauté de CMS.

Autres outils utilisés pour des travaux scientifiques

En plus des travaux de recherches effectués durant ma thèse, j'ai participé à d'autres travaux scientifiques dont certains ont nécessité l'usage de logiciels particuliers. Ce sont d'eux dont je vais brièvement parler maintenant.

Réalisation de site internet

Une autre partie de mon travail de thèse a été, et est toujours en partie, de vulgariser, de présenter et de décrire mon travail de thèse en direction de la communauté, scientifique mais également non scientifique.

Dans cette optique, j'ai profité de la possibilité offerte au CERN de créer ses propres pages web pour créer et maintenir un site web personnel universitaire où

j'ai notamment mis mes aides de cours, certaines de mes conférences ou d'autres informations que j'estimais pertinente tout au cours de ma thèse.

Pour mener à bien la mise en ligne de ces données, j'ai utilisé — outre l'espace qui m'a été alloué par le CERN³ — de certains logiciels qui m'ont permis de mettre en ligne les pages internet qui forment l'ossature de mon site web.

J'ai principalement utilisé l'environnement de développement web du bureau libre GNOME : Bluefish (<http://bluefish.openoffice.nl/>) et le client FTP appelé gFTP (<http://www.gftp.org/>) pour respectivement rédiger, mettre en forme et mettre en ligne mes pages web.

Tous les deux sont des logiciels libres ayant une interface conviviale et fonctionnant sous l'environnement de bureau GNOME.

Autres réalisations effectuées pendant ma thèse

Enfin, pour terminer ce bref panorama des logiciels libres utilisés, je tiens à mentionner les outils qui m'ont permis notamment de créer certaines images et autres travaux présents sur mon site personnel.

Je tiens à signaler la suite bureautique libre `OpenOffice.org` (disponible sur le site éponyme) pour le logiciel `OpenOffice.org Draw` qui m'a permis de créer des affichettes pour les stands de « Physique au quotidien » au sein du festival **particule.com**,

Un grand merci également au logiciel de dessins vectoriels `Inkscape`⁴, qui m'a permis de faire les logos et autres travaux graphiques nécessaires pour les journées de vulgarisation.

Enfin, pour finir, je citerais le logiciel de retouche d'image phare sous les systèmes GNU/Linux, j'ai nommé `GIMP`, que l'on trouvera sur le site dédié à ce logiciel particulièrement utile : <http://gimp.org>.

Pour terminer cette partie de remerciements techniques, je vais simplement remercier mes collègues chercheurs et notamment Morgan LETHUILLIER pour leurs conseils techniques et scientifiques. Un grand merci également à mes collègues doctorants avec qui j'ai eu de nombreuses discussions intéressantes sur la programmation dans un cadre scientifique.

3. <http://baty.web.cern.ch/baty>

4. <http://www.inkscape.org/>

Annexe C

Annexes scientifiques

C.1 Étendue des domaines étudiés au sein de l'expérience COMPACT MUON SOLENOID

Cette annexe va tenter de faire un inventaire rapide des différentes études et types de physiques étudiés au sein de l'expérience CMS

Plus précisément, si l'on suit la documentation officielle de CMS[37], les axes d'études de CMS sont les suivants :

- Physique des interactions fortes :
 - ▷ QCD et physique des jets
 - ▷ Étude de l'événement sous-jacent
 - ▷ Physique du quark b et des hadrons
- Physique du quark top (t) :
 - ▷ Sélection d'événements $t\bar{t}$ et mesure des sections efficaces
 - ▷ Mesure de la masse du quark top
 - ▷ Corrélation de spins lors de la création de paires $t\bar{t}$
 - ▷ Production de singulet de quark top
 - ▷ Recherche de courants neutres modifiant la saveur dans les désintégrations incluant des quarks top .
- Physique électrofaible :
 - ▷ Production de bosons W^\pm et Z^0
 - ▷ Paires muoniques provenant d'un processus de Drell-Yan
 - ▷ Détermination de la masse des bosons W^\pm
 - ▷ Production multibosons W^\pm/Z^0
- La recherche du boson de HIGGS avec différents états finaux
 - ▷ $H \rightarrow \gamma\gamma$
 - ★ Production de boson de HIGGS par fusion de bosons vecteurs
 - ★ Production associé dans le canal $t\bar{t}H$
 - ★ Production associé dans le canal $W^\pm H$ ou $Z^0 H$
 - ▷ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$
 - ▷ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l$
 - ★ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\mu$
 - ★ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$

- ▷ $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + \tau\text{jet} + E_T^{miss}$
- ▷ Étude des propriétés de symétrie CP du boson de HIGGS en utilisant l'angle de corrélation au sein de l'étude $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$

— Modèles supersymétriques (au delà du MODÈLE STANDARD)

MSSM (Modèle SuperSymétrique Minimal)

- ▷ Production associée de bosons de HIGGS neutres lourds
 - ★ $b\bar{b}H(A)$ avec :
 - ⇒ $H(A) \rightarrow \tau\tau \rightarrow e^\pm \mu^\mp + E_T^{miss}$
 - ⇒ $H(A) \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - ⇒ $H \rightarrow b\bar{b}$
- ▷ Production associée de bosons de HIGGS chargés :
 - ★ $t\bar{t} \rightarrow H^\pm W^\mp b\bar{b}$ avec ($M_H < m_t$) :
 - ⇒ $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu, \tau \rightarrow \nu + \text{hadrons}$
 - ⇒ $W^\mp \rightarrow l^\mp\nu$
 - ★ $gg \rightarrow H^\pm W^\mp tb$ avec ($M_H > m_t$) :
 - ⇒ $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu, \tau \rightarrow \nu + \text{hadrons}$
 - ⇒ $W^\mp \rightarrow jj$
 - ★ $gg \rightarrow H^\pm \rightarrow tb$ avec ($M_H > m_t$) : $H^\pm \rightarrow tb$
- ▷ Recherche de la désintégration du boson de HIGGS neutre (A) en boson de HIGGS neutre (h) dans le canal $A \rightarrow Zh$ avec : $Z \rightarrow l^+l^-, h \rightarrow b\bar{b}$
- ▷ Mesure des paramètres du MSSM : scénarios de tests pour la recherche de bosons de HIGGS et étude dans le plan $M_A - \tan\beta$
- ▷ Études inclusives de diverses analyses :
 - ★ $E_T^{miss} + \text{jets}$
 - ★ μ inclusifs $E_T^{miss} + \text{jets}$
 - ★ $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$
 - ★ avec des deux leptons de signes opposés (dont études avec deux τ)
 - ★ de recherche du boson Z^0 dans les modèles SUSY
 - ★ avec des quarks top (t)
- ▷ Déterminations de masse dans les états finaux contenant deux τ
- ▷ Production directes de paires $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$ dans les analyses tri-leptons
- ▷ Production de paires $\tilde{l}\tilde{l}$ (paires de « sleptons »)
- ▷ Violation de saveur leptonique dans les désintégrations de neutralino

MSuGra (Modèle Supersymétrique incluant la Gravité)

- ▷ Recherche de bosons de HIGGS neutres dans le canal suivant :
 - $A^0/H^0 \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow 4l + E_T^{miss}$

— Dimensions supplémentaires et nouveaux états vectoriels de bosons de HIGGS :

- ▷ Étude de la masse du boson de HIGGS dans les états finaux
 - ★ à deux leptons (deux électrons, deux muons)
 - ★ à un leptons (un électrons, un muons)

- ★ à deux jets ou à deux photons
 - ▷ Analyse de l'état final en un photon avec E_T^{miss} provenant des dimensions supplémentaires.
 - ▷ Production de trous noirs
- Recherche de nouvelle physique hors des modèles SUSY et dimensions supplémentaires :
- ▷ $H \rightarrow \gamma\gamma$
 - ★ Production de boson de HIGGS par fusion de bosons vecteurs
 - ★ Production associé dans le canal $t\bar{t}H$
 - ★ Production associé dans le canal $W^\pm H$ ou $Z^0 H$
 - ▷ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$
 - ★ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$
 - ▷ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l$
 - ★ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\mu$
 - ★ $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$
 - ▷ $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + \tau\text{jet} + E_T^{miss}$
 - ▷ Étude des propriétés de symétrie CP du boson de HIGGS en utilisant l'angle de corrélation au sein de l'étude $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$
 - ▷ Recherche de bosons de HIGGS dans les modèles non-SUSY
 - ★ Secteur scalaire de la théorie 5D du modèle de Randall-Sundrum : analyse de la désintégration $\phi \rightarrow hh$ avec les états finaux :
 - $\Rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$
 - \Rightarrow et $t\bar{t} b\bar{b}$
 - ★ Production de paires de boson de HIGGS doublement chargées dans le modèle « Little HIGGS » avec des états finaux à quatre muons ou avec des leptons τ .
 - ▷ Modèle Technicolor
 - ▷ Interactions de contacts
 - ★ incluant deux muons
 - ★ incluant deux jets
 - ▷ Neutrinos lourds de MAJORANA et bosons « droits »¹
 - ▷ Étude de quarks top de même signe.
- Autres recherches effectuées sur le détecteur CMS
- ▷ $Z' \rightarrow \mu\mu$
 - ▷ $B_S \rightarrow J/\psi\phi$

En plus de ces canaux concernant la physique hadronique, le détecteur CMS est également destiné, dans une moindre mesure, à l'étude de la physique des Ions lourds que nous allons brièvement résumer ci dessous :

1. Le « droit » donne la chiralité de la particule

— Physique des Ions lourds

- ▷ $PbPb \rightarrow Q\bar{Q} + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X$
- ▷ QCD à haute densité
- ▷ Étude de la saturation de gluons et l'écrantage de couleur dans le plasma de Quark et de Gluons via l'étude des Quarkonia.

C.2 Détails de l'étude concernant l'appariement électromagnétique

C.2.1 Corrélations des variables étudiées

Comme nous l'avons dit dans le chapitre 8, nous avons annoncé que les variables $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ et P_{T_γ} étaient dé-corrélées. Je donne ici les graphes que j'ai obtenu pour appuyer mes dires.

Pour chaque variable, je ne présente que les points A et D qui représentent les valeurs opposés de la plage d'accord. Ainsi, toute la plage des valeurs est virtuellement balayée. Je ne présenterais donc pas les résultats obtenus pour les points B et C.

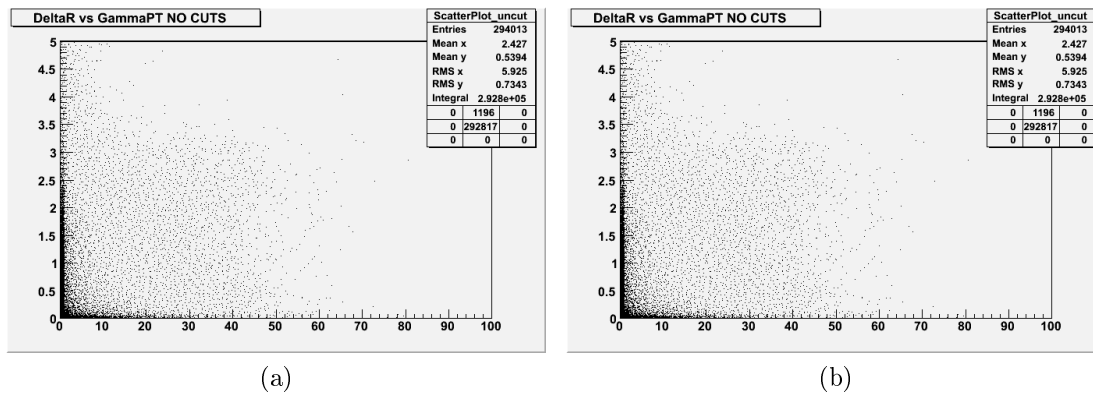
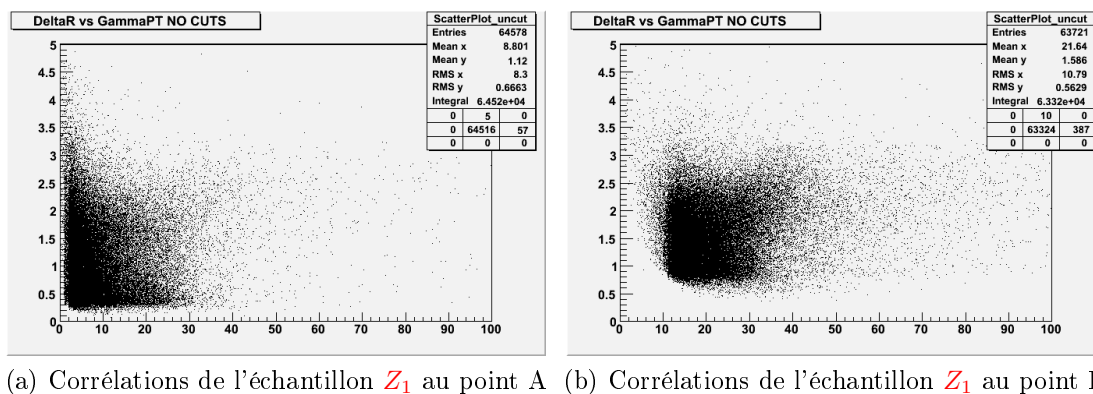


FIGURE C.1 – Corrélations entre les variables $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ et P_{T_γ} pour l'échantillon Z_0 . Dans la figure C.1a il s'agit du point A tandis que dans la figure C.1b il s'agit du point D



(a) Corrélations de l'échantillon Z_1 au point A (b) Corrélations de l'échantillon Z_1 au point D

FIGURE C.2 – Corrélations entre les variables $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ et P_{T_γ} pour l'échantillon Z_1 . Dans la figure C.2a il s'agit du point A tandis que dans la figure C.2b il s'agit du point D

C.2.2 Formes des distributions

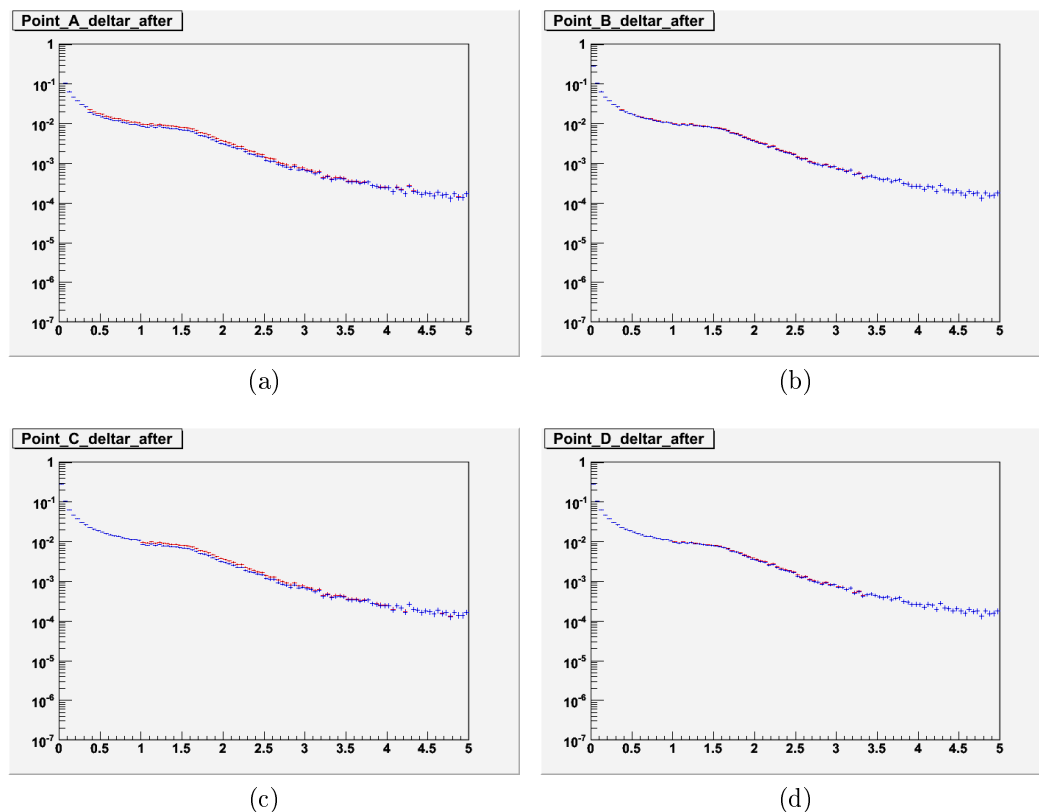


FIGURE C.3 – Formes des courbes de $\Delta R(\mu_{closest}, \gamma)$ selon chaque point d'analyse. Voir corps de la thèse page 186

C.3 Détails de l'étude concernant la sélection des photons provenant des désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

Les résultats présentés ci-après complètent les résultats donnée au sein du chapitre 9. Ils présentent notamment les détails concernant les choix de variables et l'évolution de la masse invariante au fur et a mesure de l'étude.

C.3.1 Choix des variables

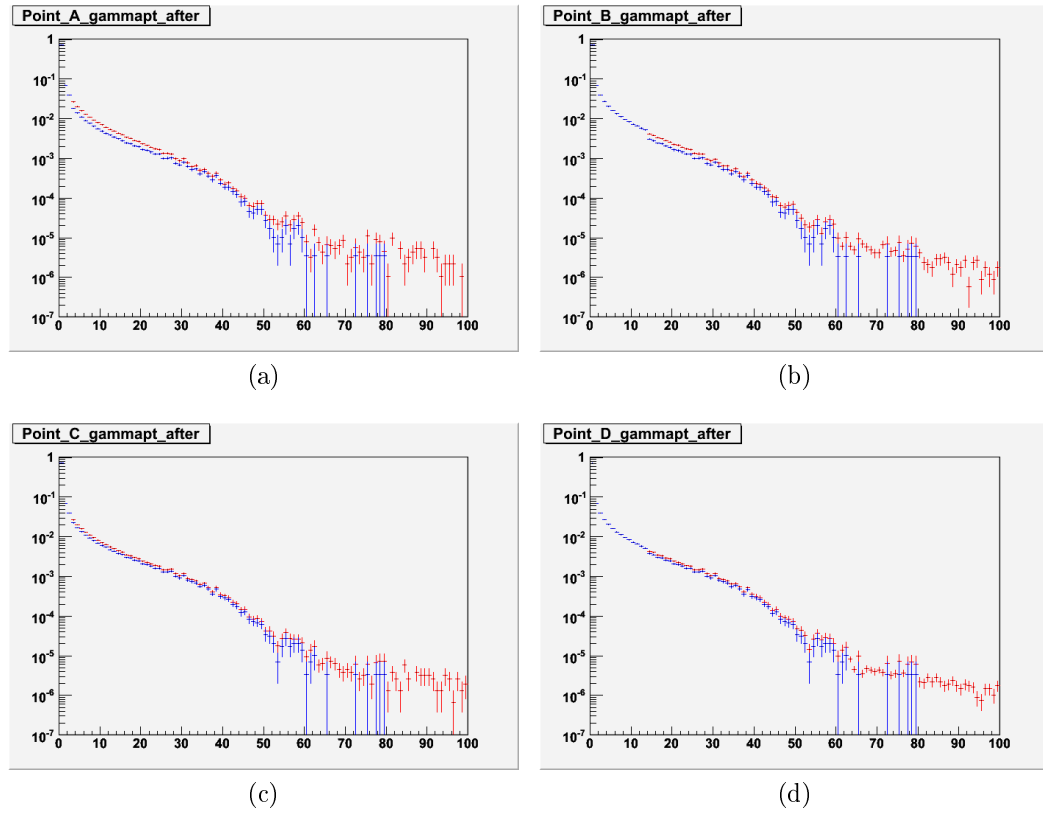


FIGURE C.4 – Formes des courbes de $P_{T\gamma}$ selon chaque point d'analyse. Voir corps de la thèse page 186

C.3.2 Évolution de la masse invariante $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$

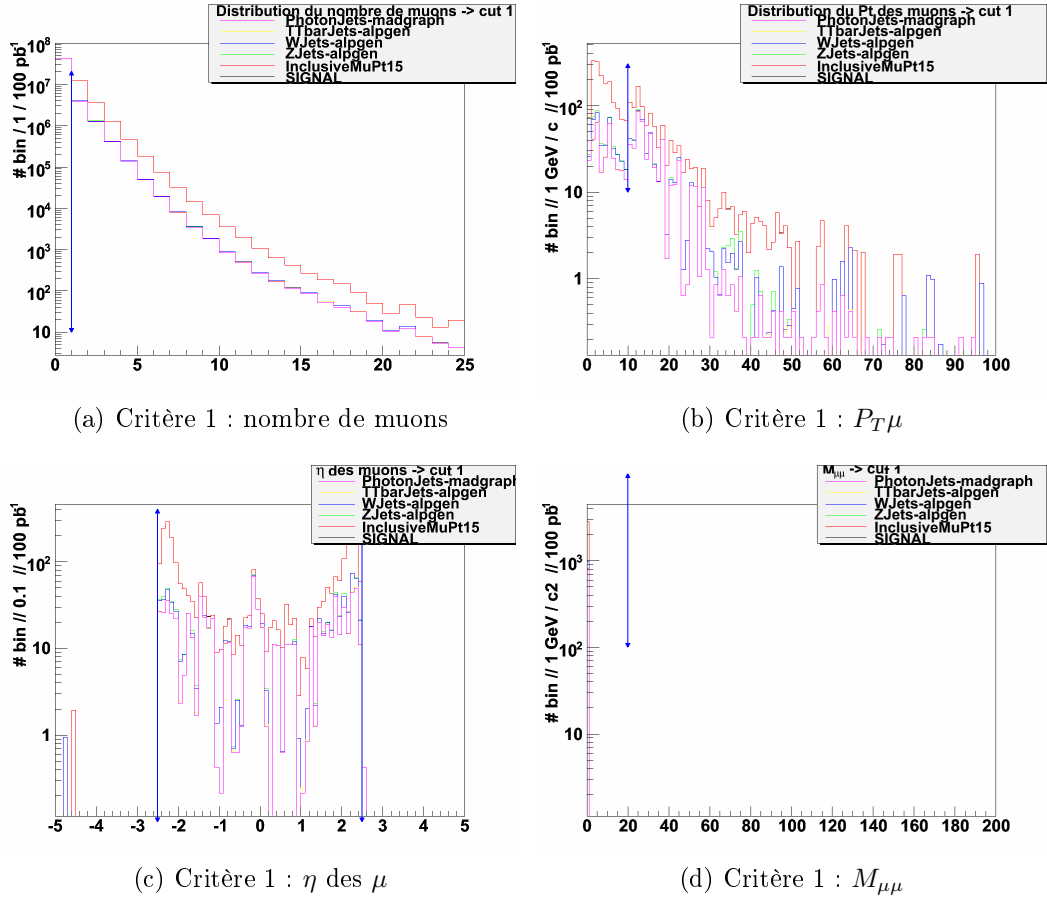


FIGURE C.5 – Valeurs des coupures pour la première coupure, au sein de notre analyse

C.3.3 Détails sur les bruits de fonds dans l'analyse actuelle

Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :

Critère	W + 0 Jets ALPGEN (abs & rel)	W + 1 Jets ALPGEN (abs & rel)	W + 2 Jets ALPGEN (abs & rel)
0	3049709.7999 (N/A)	637775.8670 (N/A)	180693.6867 (N/A)
1	47.6634 (.001 & .001 %)	527.9109 (0.082 & .082 %)	419.7340 (.232 & .232 %)
2	0.6441 (0 & 1.351 %)	92.9881 (0.014 & 17.614 %)	163.3089 (.090 & 38.907 %)
3	< 0.5 (0 & < 77.6 %)	43.6840 (0.006 & 46.978 %)	74.1676 (.041 & 45.415 %)
4	idem	33.5461 (0.005 & 76.792 %)	34.9990 (.019 & 47.189 %)
5	—	—	—
6	idem	4.32640 (8.2×10^{-3} & 12.896 %)	4.58740 (0.002 & 13.107 %)
7	idem	4.00828 (6.3×10^{-4} & 92.647 %)	3.26092 (0.001 & 71.084 %)
8	idem	3.55920 (5.5×10^{-4} & 88.796 %)	2.92930 (< 0.001 & 89.830 %)

Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :

Critère	W + 3 Jets ALPGEN (abs & rel)	W + 4 Jets ALPGEN (abs & rel)	W + 5 Jets ALPGEN (abs & rel)
0	46932.3773 (N/A)	11024.1290 (N/A)	3339.0834 (N/A)
1	183.3736 (.390 & .390 %)	76.5036 (0.693 & .693 %)	32.4247 (0.971 & .971 %)
2	98.3427 (0.209 & 53.629 %)	44.8529 (0.406 & 58.628 %)	20.1024 (0.602 & 61.997 %)
3	41.1819 (0.087 & 41.875 %)	16.0175 (0.145 & 35.711 %)	7.5312 (0.225 & 37.464 %)
4	10.5381 (0.022 & 25.589 %)	4.3260 (0.039 & 27.007 %)	1.8816 (0.056 & 24.984 %)
5	—	—	—
6	0.78354 (0.001 & 7.435 %)	0.25042 (0.002 & 5.788 %)	0.21370 (0.006 & 11.357 %)
7	0.78354 (0.001 & 100.0 %)	0.18010 (0.001 & 71.91 %)	0.09956 (0.002 & 46.58 %)
8	0.48636 (0.001 & 62.07 %)	0.17838 (0.001 & 99.0 %)	0.08406 (0.002 & 100.0 %)

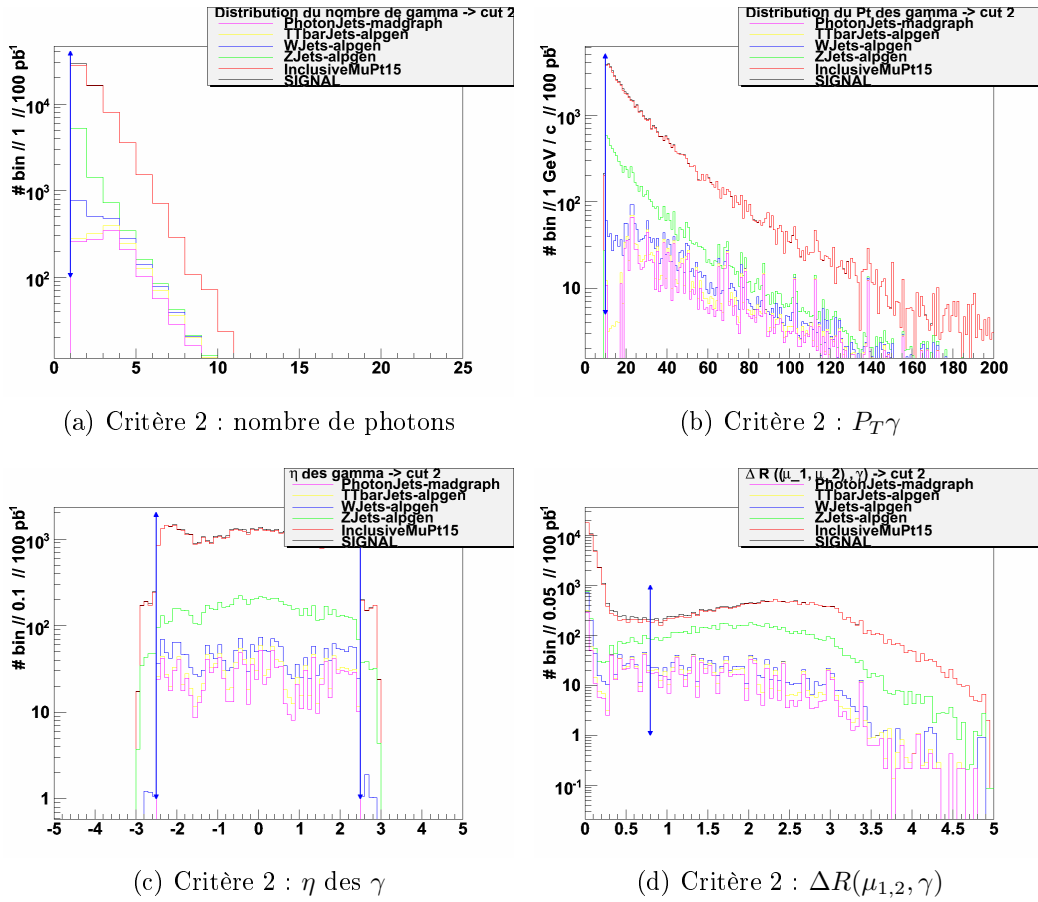


FIGURE C.6 – Valeurs des coupures pour la seconde coupure, au sein de notre analyse

Critère	Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :		
	Z + 0 Jets ALPGEN (abs & rel)	Z + 1 Jets ALPGEN (abs & rel)	Z + 2 Jets ALPGEN (abs & rel)
0	284157.7625 (N/A)	63097.9708 (N/A)	18457.5999 (N/A)
1	39712.5950 (13.975 & 13.975 %)	10019.4434 (15.879 & 15.879 %)	3078.3353 (16.677 & 16.677 %)
2	187.6630 (0.066 & .472 %)	2898.0578 (4.592 & 28.924 %)	1630.5941 (8.834 & 52.969 %)
3	19.0485 (0.006 & 10.150 %)	244.8408 (0.388 & 8.448 %)	141.0444 (.764 & 8.649 %)
4	2.8220 (10^{-6} & 14.814 %)	11.2835 (0.017 & 4.608 %)	14.5009 (.078 & 10.281 %)
5	—	—	—
6	0.28220 (10^{-7} & 10.0 %)	1.45556 (0.002 & 12.899 %)	1.93182 (.010 & 13.322 %)
7	0.14110 (0.5×10^{-7} & 50.0 %)	1.45556 (0.002 & 100.000 %)	1.71342 (.009 & 88.694 %)
8	0.14110 (0.5×10^{-7} & 100.0 %)	1.45556 (0.002 & 100.000 %)	1.71300 (.009 & 99.975 %)

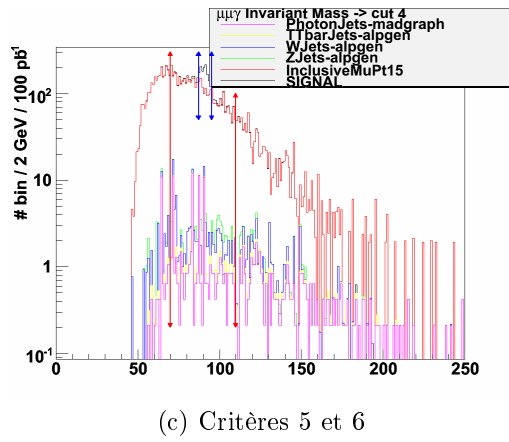
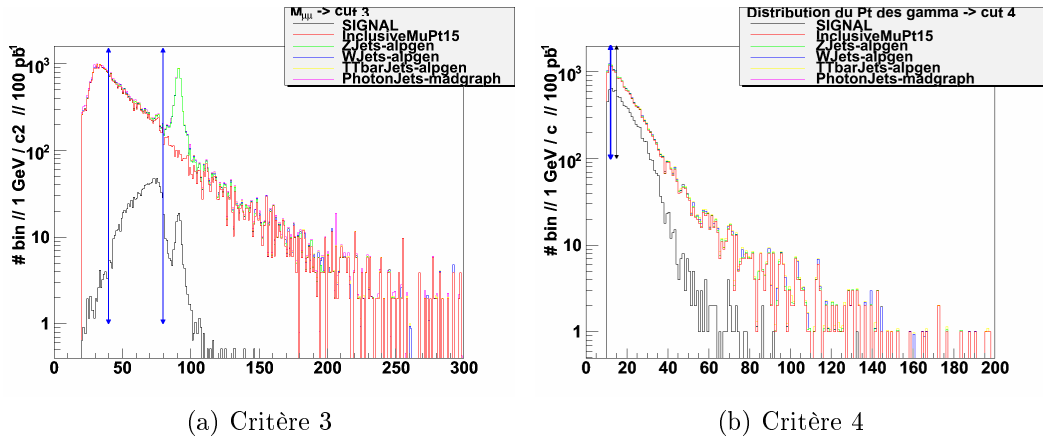


FIGURE C.7 – Valeurs des coupures pour les coupures 3 à 6, au sein de notre analyse. Sur la figure C.7c, nous pouvons voir en bleu les valeurs des coupures du signal (87.2 et 95.2) et en rouge les valeurs des coupures utilisées pour les bruits de fonds (70 et 110).

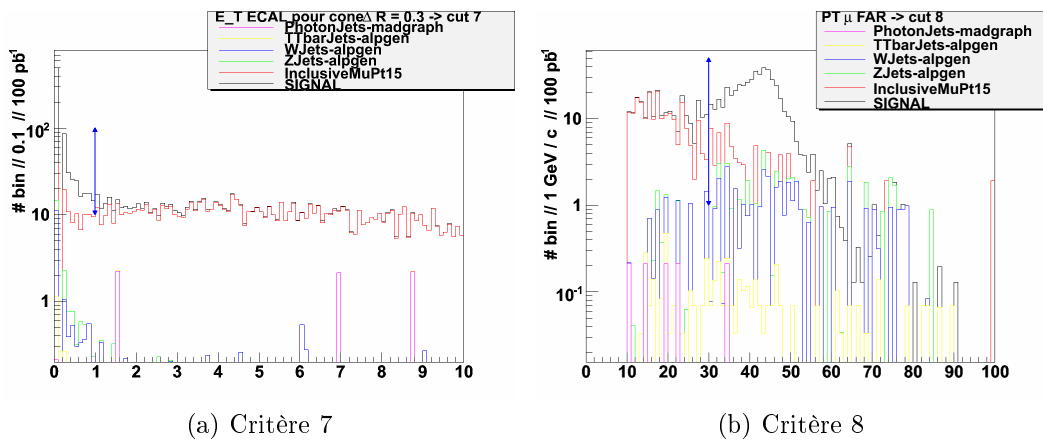


FIGURE C.8 – Valeurs des coupures pour les coupures 7 et 8, au sein de notre analyse.

Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :

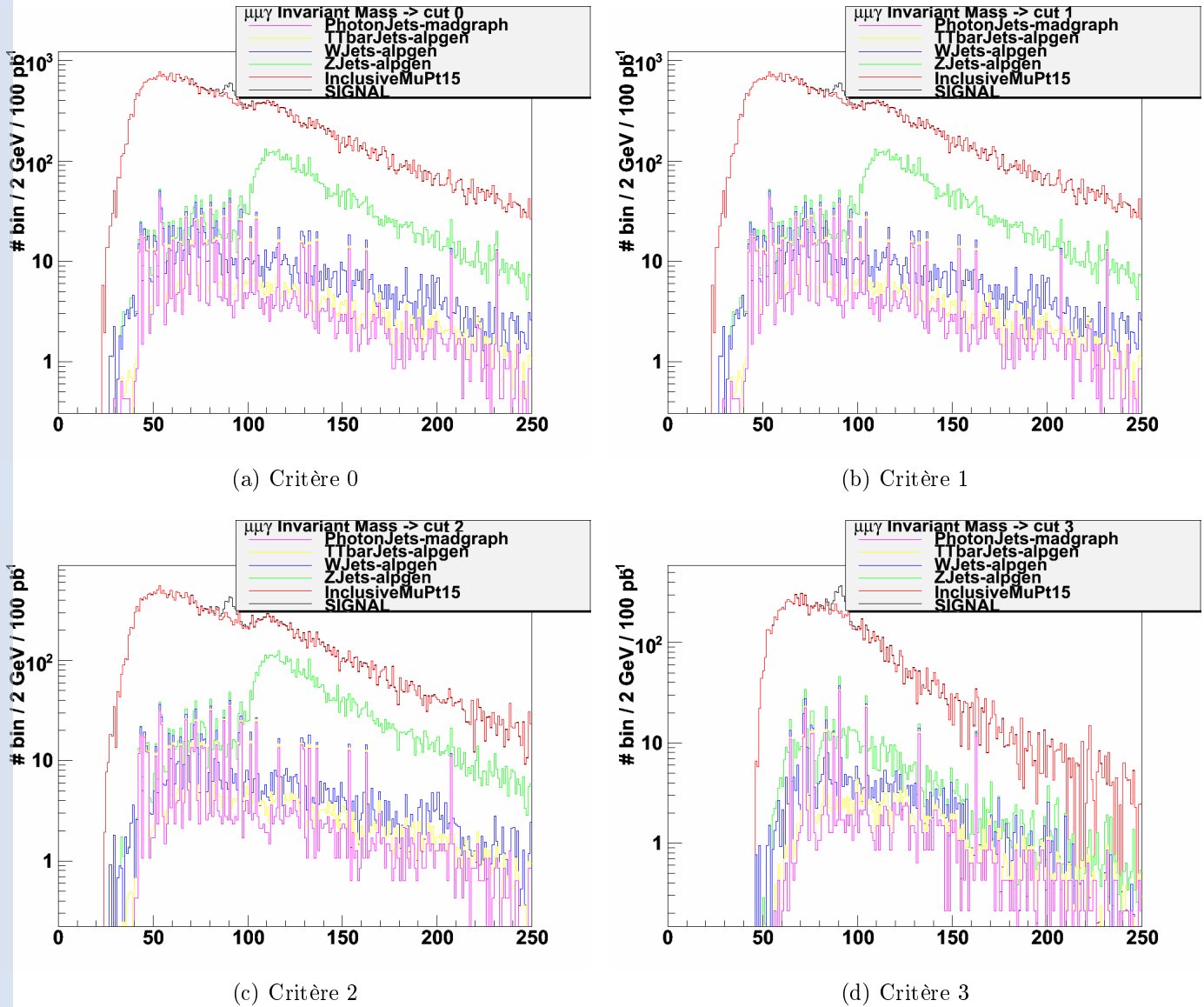


FIGURE C.9 – Évolution de la masse invariante du boson Z au fil des coupures (I/II)

CUT	Z + 3 Jets alpgen (abs & rel)	Z + 4 Jets alpgen (abs & rel)	Z + 5 Jets alpgen (abs & rel)
0	4895.8158 (N/A)	1639.6424 (N/A)	347.0894 (N/A)
1	856.4541 (17.493 & 17.493 %)	322.8390 (19.689 & 19.689 %)	65.0424 (18.739 & 18.739 %)
2	590.5241 (12.061 & 68.949 %)	272.0013 (16.589 & 84.252 %)	58.4889 (16.851 & 89.924 %)
3	49.3070 (1.007 & 8.349 %)	20.5449 (1.253 & 7.553 %)	4.8916 (1.409 & 8.363 %)
4	4.0213 (.082 & 8.155 %)	2.0163 (.122 & 9.814 %)	0.4680 (.134 & 9.567 %)
5	—	—	—
6	0.38572 (.007 & 9.591 %)	0.17610 (.010 & 8.733 %)	0.04404 (.012 & 9,410 %)
7	0.37530 (.007 & 97,30 %)	0.14174 (.008 & 83,55 %)	0.03814 (.010 & 86,60 %)
8	0.19260 (.003 & 51,32 %)	0.09966 (.006 & 70,311 %)	0.01814 (.005 & 47,56 %)

Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :

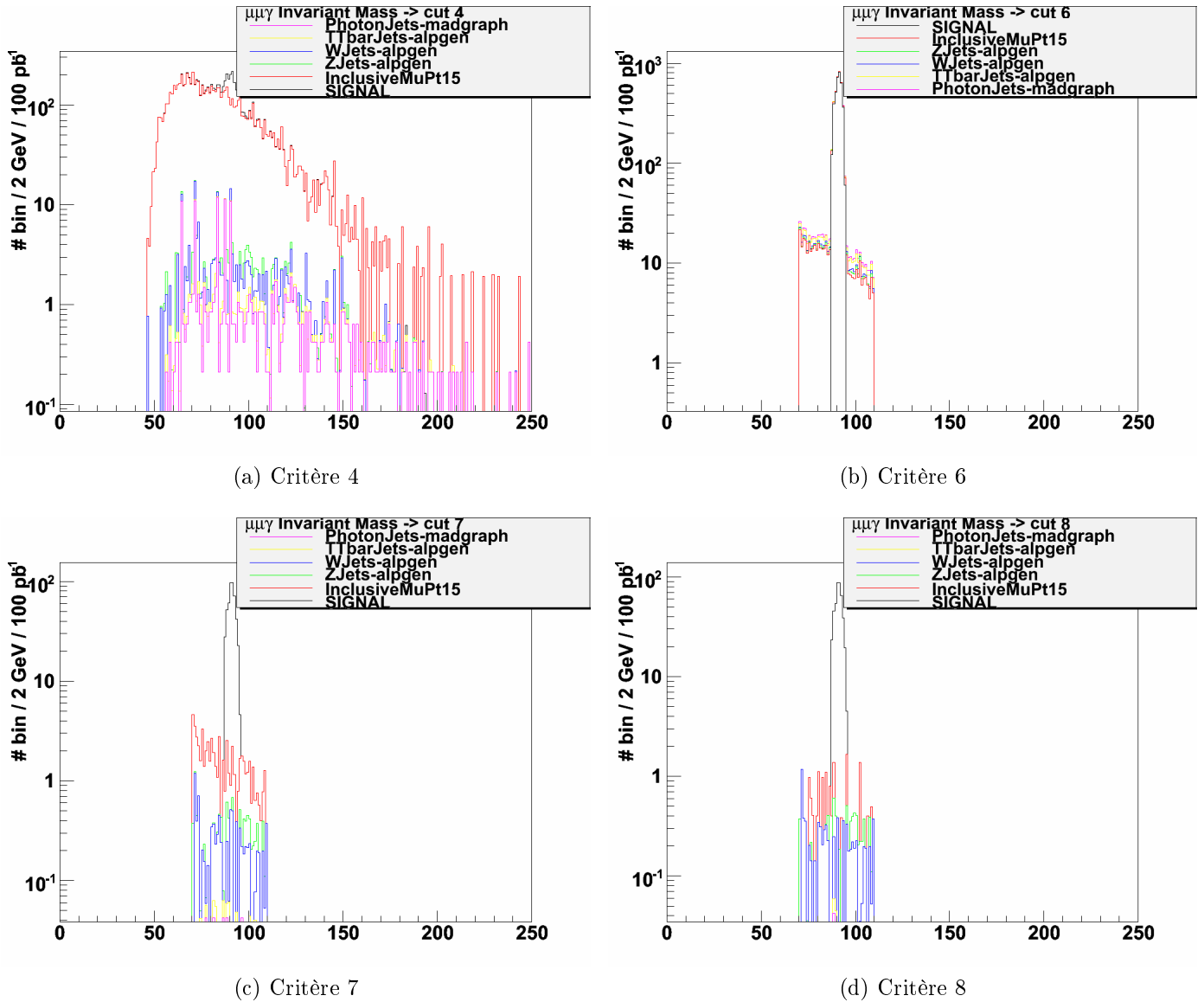
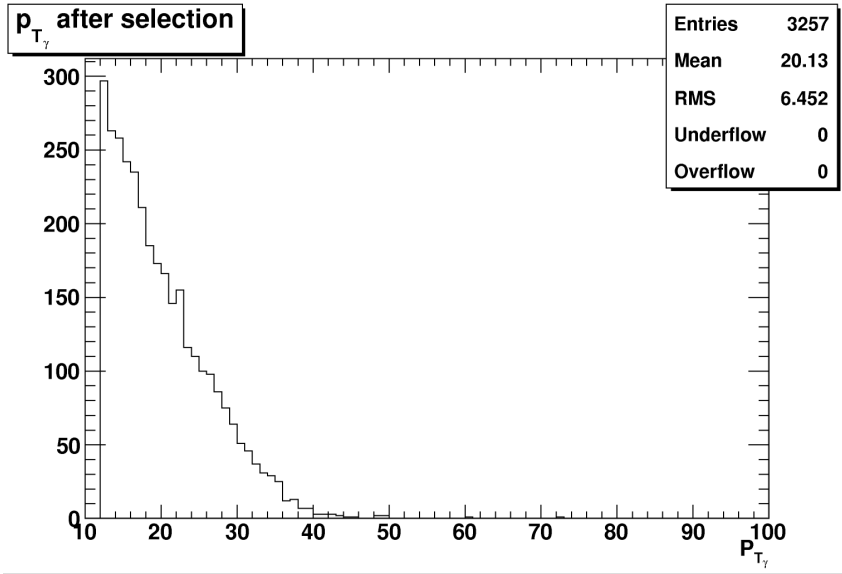


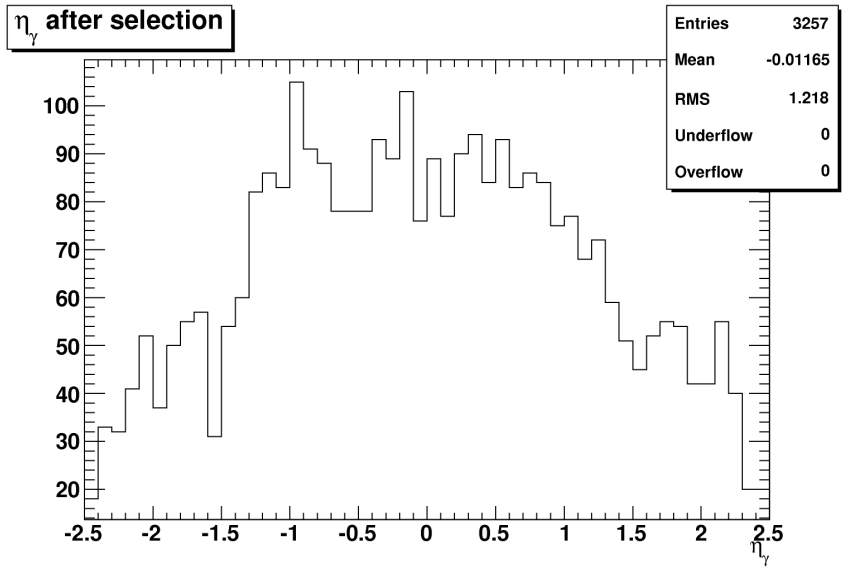
FIGURE C.10 – Évolution de la masse invariante du boson Z au fil des coupures (II/II)

Critère	Gamma + Jets A MADGRAPH (abs & rel)	Gamma + Jets B MADGRAPH (abs & rel)
0	36892860.7736 (N/A)	10399990.3602 (N/A)
1	102.1488 (2.7×10^{-6} & 2.7×10^{-4} %)	517.4736 (5×10^{-5} & .004 %)
2	102.1488 (2.7×10^{-6} & 100.000 %)	452.7894 (4×10^{-5} & 87.500 %)
3	< 1 (2.7×10^{-8} & < 0.9 %)	161.7105 (1.5×10^{-5} & 35.714 %)
4	idem	53.9035 (5×10^{-6} & 33.333 %)
5	—	—
6	idem	8.62456 (8×10^{-7} & 16.000 %)
7	idem	< 0.3 (< 8×10^{-8} & < 3.5 %)
8	idem	idem

Bruits de fonds avec efficacité absolue & relative :



(a)



(b)

FIGURE C.11 – **Distributions pertinentes après la sélection.** En haut (figure C.11a) la distribution en impulsion transverse des photons issus de notre étude et en bas (figure C.11b) la distribution en pseudorapidité des mêmes photons.

Critère	Gamma + Jets C MADGRAPH (abs & rel)
0	820417.5280 (N/A)
1	683.7000 (0.083 & 0.083 %)
2	459.4040 (5.5×10^{-4} & 67.193 %)
3	184.4400 (2.2×10^{-4} & 40.147 %)
4	78.8640 (9.6×10^{-5} & 42.758 %)
5	—
6	5.89360 (7×10^{-6} & 7.473 %)
7	0.21200 (2.5×10^{-7} & 3.597 %)
8	0.04240 (5.2×10^{-8} & 20 %)

NOM : BÂTY (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Clément	DATE de SOUTENANCE
	26 novembre 2009

TITRE : Contribution à la calibration des photons par les désintégrations radiatives $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$, dans l'expérience CMS au LHC (CERN)

Numéro d'ordre : 239-2009

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
X	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis CLASSE :

RESUME :

Le LHC a commencé, dès le mois de Novembre 2009, à prendre des données. Cela initie une nouvelle ère de découverte pour la physique des particules. Le détecteur CMS est une des expériences principales de physique présente au LHC. Un des buts de cette expérience est la recherche du boson de Higgs, pouvant être à l'origine de la brisure de symétrie électrofaible.

Après un remplacement de la place du LHC et de CMS au sein de la physique des particules d'aujourd'hui, je présenterai alors l'ensemble de la chaîne permettant de passer de l'évènement physique aux analyses finales permettant d'extraire, des particules reconstruites, les informations permettant, à terme, la découverte de nouvelles particules telles que le boson de Higgs.

Une première partie de mes travaux a porté sur la mesure et le suivi des rapports de gains de l'électronique d'acquisition, permettant de mesurer de manière précise l'énergie des photons sur toute la gamme d'énergie accessible (35 MeV \rightarrow 1.7 TeV). Mes travaux ont alors concernés la vérification de la validité des méthodes de calibration des cartes d'acquisition VFE au sein du détecteur.

Une seconde partie de mes travaux à porté sur la manière dont doivent êtres générés les évènements de physique pour ne pas avoir de double-comptage entre les photons provenant de générateurs à éléments de matrices et ceux provenant de générateur à gerbe partonique. En collaboration avec des physiciens phénoménologues une méthode de véto anti double-comptage a été élaborée.

Enfin, la dernière partie de mes résultats concerne la manière dont les désintégrations radiatives du boson de jauge électrofaible neutre Z^0 permettent, par la sélection d'une population de photons certifiés et isotopiques, d'extraire l'échelle d'énergie des photons au sein du calorimètre électromagnétique de CMS.

MOTS-CLES : LHC – CMS – Higgs – photon – calorimètre – électromagnétique – calibration – désintégration radiatives

Directeurs de recherches : Suzanne Gascon-Shotkin

Président du jury : B. Ille Composition du jury : J.-L. Agram – J. Alcaraz-Maestre – P. Depasse G.-S. Muanza – R. Pittau	244 pages
--	-----------