



HAL
open science

Calibration par injection de charge du calorimètre électromagnétique de CMS

Yong-Wook Baek

► **To cite this version:**

Yong-Wook Baek. Calibration par injection de charge du calorimètre électromagnétique de CMS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2001. Français. NNT : . tel-00001307

HAL Id: tel-00001307

<https://theses.hal.science/tel-00001307>

Submitted on 16 Apr 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Savoie

**Calibration par injection de charge du calorimètre
électromagnétique de CMS**

par

Yong-Wook Baek

**Groupe CMS
LAPP**

**Thèse présentée au
Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules
en vue de l'obtention du grade de
Docteur ès Sciences en Physique des Particules**

devant un jury composé des personnes suivantes :

Robert Zitoun,	président du jury
Bernard Ille,	rapporteur
Do-Won Kim,	rapporteur
Jean Pierre Mendiburu,	directeur de thèse

La date de soutenance le 26 Janvier 2001

Table des matières

Liste des figures	7
Liste des tableaux	13
Introduction	15
1 Rappels sur le modèle Standard	17
1.1 La symétrie de jauge locale	17
1.1.1 Première théorie de jauge: $U(1)_{QED}$	18
1.1.2 Le champ de Yang-Mills: $SU(2)$	19
1.1.3 Invariance dans le sous-espace $SU(2)_L \times U(1)_Y$	20
1.2 Le mécanisme de Higgs	20
1.2.1 Masse des bosons de jauge	22
1.2.2 Masse des fermions	23
1.2.3 Paramètres dans le Modèle Standard	24
1.3 Phénoménologie du boson de Higgs standard	25
1.3.1 Limite de masse M_H	25
1.3.2 Limite expérimentale de M_H	30
1.3.3 Les candidats du Higgs au LEP2000	30
1.4 Exploration de M_H au LHC	32
1.4.1 Production et désintégration du Higgs	32
1.4.2 Le canal de $H \rightarrow \gamma\gamma$	35
1.4.3 Le canal de $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$	37
1.5 Conclusion	39
2 Contexte expérimental	41
2.1 Le collisionneur LHC	41
2.1.1 Paramètres et performances	41
2.1.2 Des collisions proton-proton	43
2.2 L'expérience CMS et son détecteur	44
2.2.1 Le détecteur central de traces	45
2.2.2 Le calorimètre électromagnétique	48
2.2.3 Le détecteur de pied de gerbe	51

2.2.4	Le calorimètre hadronique	52
2.2.5	Les chambres à muons	53
2.3	Déclenchement	57
2.4	Conclusion	58
3	Le calorimètre électromagnétique de CMS	59
3.1	Introduction	59
3.2	La résolution du ECAL	61
3.2.1	La résolution en énergie	61
3.2.2	La résolution de position	67
3.3	Les cristaux de PbWO_4	68
3.3.1	Emission de lumières	71
3.3.2	Temps de scintillation	72
3.3.3	Transmission	72
3.3.4	Collection de lumière	73
3.3.5	Uniformité longitudinale	73
3.3.6	Effets de l'irradiation	74
3.4	Les photodiodes à avalanche	75
3.4.1	Principe et performance	75
3.4.2	Les autres caractéristiques de l'APD	76
3.4.3	Comportement sous irradiation	77
3.5	L'électronique de lecture	81
3.5.1	Préamplificateur	82
3.5.2	ADC à échantillonnage	83
3.5.3	Le résultat de test à faisceau	84
3.6	Conclusion	85
4	Les calibrations du calorimètre électromagnétique	87
4.1	Introduction	87
4.2	Paramétrisation de gerbe	89
4.3	La calibration par événement : <i>in situ</i>	90
4.3.1	Les électrons de $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	91
4.3.2	Les électrons de $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$	93
4.4	La calibration par fibres : "Light monitoring system"	96
4.4.1	Dispositif	96
4.4.2	Paramétrisation de calibration par fibres	97
4.4.3	Relation à l'énergie déposée	99
4.4.4	Paramètres et dépendances	99
4.4.5	Résultat des mesures en faisceau test	101
4.5	La calibration par l'injection de charge	102
4.6	Les choix techniques	103
4.7	Les composants du projet	104

4.7.1	Le Convertisseur Numérique-Analogique	104
4.7.2	L'injecteur	106
4.8	Principe de fonctionnement	108
4.8.1	La commande	108
4.8.2	Principe de l'injecteur de charge	108
4.8.3	Le circuit "Test Pulse Logical System" : TPLS	110
4.9	Conclusion	112
5	Test des circuits électroniques	113
5.1	Introduction	113
5.2	Programme LabVIEW	114
5.3	Mesure sur le DAC : AD8582AR	116
5.3.1	Chaîne de test	116
5.3.2	Test au laboratoire	117
5.4	Les injecteurs	118
5.4.1	Chaîne et points de mesure	118
5.4.2	L'injecteur en technologie AMS	120
5.4.3	Injecteur DMILL en BiCMOS	123
5.4.4	Injecteur DMILL en Bipolaire	128
5.5	Mesure du bruit	129
5.6	Tenue à l'irradiation	131
5.6.1	Condition dans l'ECAL CMS	131
5.6.2	Faisceaux utilisés	132
5.6.3	Effet d'irradiation	132
5.6.4	Irradiation effectuée	133
5.7	Irradiation du DAC	134
5.7.1	Variation de la tension de référence	134
5.7.2	Linéarité : SARA	135
5.7.3	Linéarité : CERI	137
5.7.4	Conclusion d'irradiation du DAC	139
5.8	Irradiation d'injecteur	140
5.9	Irradiation par neutron au CERI :	
	Injecteur DMILL en BiCMOS	141
5.9.1	Linéarité	142
5.10	Irradiation par proton au PSI	
	: Injecteur DMILL en BiCMOS	144
5.10.1	Mesure en tension	144
5.10.2	Mesure en charge	146
5.11	Irradiation par neutron au CERI	
	: Injecteur DMILL en Bipolaire	146
5.11.1	Linéarité	148
5.11.2	Pente, offset et saturation	148
5.12	Conclusion	150

Conclusion	151
Annexe	153

Liste des figures

1.1	La limite de masse de Higgs permise par la théorie en fonction d'une échelle λ de nouvelle physique. La zone supérieure est interdite par le pôle de Landau (la trivialité) et la zone inférieure est interdite parce que $\lambda(\Lambda) > 0$ (la stabilité du vide) [6].	27
1.2	Une comparaison de la détermination de $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ donnée par asymétries et une prédiction de la masse du Higgs [14].	30
1.3	Distribution de masse pour signal/bruit > 2 à une masse du Higgs de 115 GeV/c ² [19].	31
1.4	Perspective de découverte du Higgs à une énergie dans le centre de masse de 208.2 GeV pour l'an 2001, autour d'une masse du Higgs de 115 GeV/c ² [20]. Le CL _b est le niveau de confiance pour le bruit de fond.	31
1.5	La production et la section efficace de production du Higgs dans le Modèle Standard, au LHC [23].	32
1.6	Le rapport d'embranchement du Higgs [22].	33
1.7	La largeur de désintégration Γ_H du boson du Higgs [24].	33
1.8	La contribution au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. a) le bruit de fond $gg \rightarrow \gamma\gamma$ continu, b) le signal de $H \rightarrow \gamma\gamma$, c), d) la production de $\gamma\gamma$ et e) la production γ -quark avec une fragmentation de quark, incluant π^0 isolé.	36
1.9	Le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendu à CMS avec une luminosité intégrée de 100 fb ⁻¹ reconstruit sous le bruit de fond irréductible et continu et après soustraction du bruit de fond [30].	37
1.10	Le signal attendu dans le canal, $H \rightarrow 4\ell$ sous le bruit de fond et avec différentes masses du Higgs et différentes luminosités intégrées.	38
1.11	L'observabilité S du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur CMS à un flux intégrée 10 ⁵ pb ⁻¹ [25].	39
2.1	Réseaux d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC.	42
2.2	Vue générale du détecteur CMS [53].	45
2.3	Détecteur central de traces. Les chambres gazeuses à micropistes (MSGCs) seront remplacées par un détecteur en silicium dans la nouvelle version [33].	46

2.4	Le nombre de points touchés dans le détecteur central de traces en fonction de η [33].	48
2.5	La résolution d'impulsion transversale du détecteur central de traces en fonction de η , pour les muons de $p_T = 1, 10, 100$ GeV (gauche), la résolution d'impulsion à l'aide des chambres à muon en fonction de l'impulsion, pour $\eta = 0.5, 2.0$ (droite) [33].	48
2.6	Une vue longitudinale de 1/4 du calorimètre électromagnétique [53].	50
2.7	Vue longitudinale du détecteur de muons.	54
2.8	Schéma d'une chambre à dérive (DT) (haut) et du principe d'une chambre à piste (CSC) (bas).	55
2.9	La résolution en impulsion transversale de muons avec seulement l'information des chambres à muons (gauche), et associée avec une combinaison avec le détecteur central de traces (droite).	56
3.1	Flux de neutrons ($E > 100$ KeV) et de hadrons chargés par cm^2 (haut) et la dose de radiation en Gy (bas) dans la région du calorimètre. Les valeurs correspondent à la luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ [53].	60
3.2	La contribution à la résolution des trois termes en énergie.	62
3.3	L'énergie transverse simulée dans une matrice de cristaux 5×5 (a) pour $\eta = 0.1$ et (b) pour $\eta = 2.25$, pour un seul croisement de faisceaux avec haute luminosité. Les valeurs r.m.s. calculées pour les deux distributions sont 105 et 250 MeV [53].	63
3.4	La distribution d'énergie transverse simulée en tenant compte du traitement du signal (mise en forme et digitalisation dans les mêmes conditions de la figure 3.3). Les valeurs r.m.s. calculées pour deux distributions sont 105 et 265 MeV [53].	64
3.5	La contribution de bruit de pileup pour l'ensemble de cristaux 5×5 dans l'opération de haute luminosité en fonction de pseudorapidité, pour haute luminosité [53].	64
3.6	La distance entre X_D et X_C en fonction de X_C pour les électrons de 50 GeV [62].	67
3.7	La courbe \mathcal{S} pour l'énergie de 15, 35, 50, 80 et 120 GeV, pour incidence normale et avec un angle de 3 degrés. Dans le cas avec un angle, une dépendance d'énergie est trouvée [62].	69
3.8	La distribution de la distance de position ($X_C - X_D$) pour l'électron de 50 GeV d'énergie [62].	69
3.9	La distance entre X_D et X_C en fonction de X_C pour les électrons de 50 GeV [62].	70
3.10	Le spectre d'émission normalisée du PbWO_4 dopé au Lanthane et Niobium [53].	71
3.11	La transmission longitudinale sur le PbWO_4 d'une longueur de 23 cm et une comparaison de la transmission maximale entre le cristal non dopé (1995) et dopé (1997).	72

3.12	La dépendance de température sur la production de lumière du PbWO_4 [45].	73
3.13	L'efficacité de production de lumière en fonction de la distance au photodétecteur [46].	74
3.14	La dose de radiation sur le calorimètre électromagnétique en fonction de η pour la luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [49].	75
3.15	Le fonctionnement schématique des photodiodes à avalanche (EG&G). Dans le cas de l'APD Hamamatsu, une zone de $\pi(i)$ n'existe pas. . . .	76
3.16	(a) Courbe de gain sur différentes températures et (b) coefficient de gain sur le prototype de l'APD Hamamatsu [53].	78
3.17	La dépendance de la variation relative du gain par unité de tension d'alimentation en fonction de gain [53].	78
3.18	Le courant d'obscurité des APD's Hamamatsu avec un gain de 50. a) après 3 irradiations avec une dose intégrée de $2.7 \times 10^{12} \text{ protons/cm}^2$, b) les mesures 20 jours après chaque irradiation [53].	79
3.19	Le gain d'APD Hamamatsu prototype en fonction de la tension de polarisation avant et après irradiation avec une dose intégrée de $2.7 \times 10^{12} \text{ protons/cm}^2$ [53].	79
3.20	L'efficacité quantique d'une APD Hamamatsu prototype avant et après irradiation avec une dose intégrée de 55 kGy [53].	80
3.21	Le courant et le bruit électronique par cristal qui sont introduits par l'effet de radiation dans une APD, suivant le plan d'opération du LHC. (a) La mesure des dégâts sans recouvrement des paramètres, (b) La mesure du dégât avec recouvrement des paramètres [53].	81
3.22	Vue schématique de la chaîne du calorimètre électromagnétique. . . .	82
3.23	La réponse de l'amplificateur [53].	83
3.24	La dispersion du bruit pour un gain de 1 et 8 de préamplificateur [53].	83
3.25	Une reconstruction du signal qui est amplifié par différent gain et qui est mesuré par l'ADC à échantillonnage [63].	84
3.26	La résolution mesurée au moyen de 11 cristaux [64].	85
4.1	Le profil de gerbe dans un cristal pour des électrons d'énergie de 50 GeV et 120 GeV en fonction de z	90
4.2	La distribution des électrons venant du Z^0	92
4.3	Distribution d'électrons de $W^\pm \rightarrow e\nu$ en p_T (électron) et η (électron).	94
4.4	Distribution de E/p à $\eta = 0.9$ (tonneau) et $\eta = 2.3$ (bouchon) sur les électrons dans la canal de $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$	95
4.5	Le système de distribution de lumière sur un supermodule. Le laser et le système de distribution de haut niveau sont situés dans la caverne et le système de bas niveau est installé dans le calorimètre au niveau d'un demi supermodule ou d'un quart de bouchon.	97
4.6	Dépendance de la longueur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde pour différents cristaux.	100

4.7	Le rapport entre le signal d'électron de 120 GeV et le signal de laser vert (résultat du faisceau test H4).	102
4.8	Schéma équivalant à la partie analogique du DAC.	105
4.9	Le schéma de la chaîne de lecture prévue pour un sous-module de l'ECAL	107
4.10	Le principe de l'injecteur.	109
5.1	Un exemplaire de programme LabVIEW qui a été utilisé au CERI pour irradier 5 injecteurs DMILL's.	115
5.2	Le schéma de la chaîne pour tester le DAC.	117
5.3	L'écart à la linéarité de la tension V_{DAC} , en mV et en pourcentage. .	118
5.4	Le schéma général de chaîne pour tester l'injecteur.	119
5.5	Les points de mesure. V_{DAC} est la tension commandant l'amplitude d'injecteur, V_{int} est la tension intermédiaire après l'amplificateur à l'intérieur de l'injecteur (premier étage), V_{sortie} et Q_{sortie} sont les sorties en charge et en tension de l'injecteur.	119
5.6	L'écart à la linéarité de l'injecteur en AMS sur la mesure de tension intermédiaire (V_{int}) par rapport à la tension d'entrée du DAC (V_{DAC}) pour 5 injecteurs d'une même fonderie. L'écart en pourcentage. A faible entrée de V_{DAC} , quelques injecteurs montrent un défaut de linéarité supérieure à 1%.	121
5.7	Seuil de la tension intermédiaire V_{int} des injecteurs en AMS en fonction de V_{DAC}	121
5.8	L'écart à la linéarité de Q_{sortie} en canaux d'ADC. Chaque point présente une moyenne de 100 mesures et la saturation apparaît à partir de 1.2 V de V_{DAC} . L'écart à la linéarité en charge. On a obtenu une linéarité $< 1\%$ ($V_{DAC} > 100$ mV) pour tous les injecteurs en AMS.	123
5.9	Les écarts à la linéarité du première étage d'injecteur (V_{int}) en volts (DMILL en BiCMOS) et pourcentage.	125
5.10	Seuil de V_{int} et V_{sortie} de DMILL en BiCMOS, en fonction de V_{DAC} . .	125
5.11	Comparaison de l'écart à la linéarité sur le premier étage (V_{int}) et sur l'étage de sortie (V_{sortie}).	126
5.12	L'écart à la linéarité en canaux d'ADC et en pourcentage sur l'étage de sortie (Q_{sortie}).	127
5.13	Comparaison d'écarts à la linéarité sur le premier étage (V_{int}) et l'étage de sortie (Q_{sortie}), en pourcentage pour 6 injecteurs d'une même série. .	127
5.14	L'écart à la linéarité d'injecteur DMILL en bipolaire sur la mesure de V_{sortie} et le seuil de V_{int} en fonction de V_{DAC}	128
5.15	La mesure du PSRR est estimée supérieure à 60 dB ($PSRR = 10^3$) jusqu'à 40 MHz pour l'alimentation de ± 5 V avec l'injecteur actif et non actif.	130
5.16	La mesure du PSRR est estimée supérieure à 80 dB ($PSRR = 10^4$) jusqu'à 40 MHz pour le DAC AD8582 avec l'injecteur actif et non actif.	130

5.17	La mesure du bruit de l'injecteur. Pour l'injecteur non actif (et actif), le bruit mesuré est $\leq 0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ (et 2.5 maximal).	131
5.18	Dose intégrée pour le DAC au SARA et au CERI.	134
5.19	Variation de la tension de référence du DAC.	135
5.20	Ecarts à la linéarité du DAC pour différentes doses au SARA. L'écart à la linéarité varie de $\sim 0.3\%$, autant que le même ordre de la variation de tension de référence et de l'offset.	136
5.21	Variation de pente ajustée pendant l'irradiation à SARA. La pente varie $\sim 0.2\%$ avec une dispersion de $\pm 0.05\%$ du DAC et la variation d'offset ajusté en fonction de la dose intégrée au SARA.	136
5.22	Ecart à la linéarité du DAC pour différentes doses au CERI. L'écart est au maximum de -0.8% sur DAC1 et de -0.3% sur DAC2 pour une dose de $5.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$	138
5.23	Variation de pente au CERI. Après irradiation, les pentes sont descendues de $-0.6\% \pm 0.3$ ce qui est prévu par la variation de tension de référence (Fig. 5.19) et l'offset est augmenté $2 \text{ mV} \pm 1 \text{ mV}$ sous irradiation.	138
5.24	Variation moyenne sur les tensions de référence et sur les DAC's irradiés. Variation moyenne sur les offsets des DAC's. Les offsets montent de $0.35 \text{ mV}/(10^{13} \text{ n/cm}^2)$	139
5.25	Dose différente collectée par 5 injecteurs au CERI.	141
5.26	Comparaison de linéarité entre V_{int} et V_{sortie} pour l'injecteur 1 au CERI. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque dose.	142
5.27	Comparaison de linéarité entre V_{int} et Q_{sortie} pour l'injecteur 2 au CERI. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque dose.	143
5.28	Comparaison de linéarité entre V_{int} et Q_{sortie} pour l'injecteur 4 au CERI. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque mesure.	143
5.29	Variation de la pente et de l'offset sur les injecteurs DMILL en BiCMOS au CERI.	144
5.30	Variation du mesure en tension de sortie (V_{sortie}) pour 2 injecteurs.	145
5.31	Variation de la pente et de l'offset sur la mesure en tension (V_{sortie}).	145
5.32	Linéarité en fonction de la dose intégrée, mesurée en charge (Q_{sortie}) sur injecteur 1 et 2.	146
5.33	Variation de la pente en fonction de la dose intégrée, mesurée en charge (Q_{sortie}) sur injecteur 1 et 2.	147
5.34	Dose intégrée au CERI sur l'injecteur bipolaire.	147
5.35	Ecart à la linéarité (V_{sortie}) pour les mesures faites au cours des arrêt de faisceau (a) et en cours d'irradiation (b).	148
5.36	Variation de l'offset et de la pente en fonction de la dose intégrée. L'offset ne dépend que de la dose intégrée avec un accroissement de 5 mV par 10^{14} n/cm^2 . La pente décroît peu pour les mesures dans une période sans faisceau.	149

5.37	Variation de la saturation en fonction de la dose intégrée. La dynamique est diminuée linéairement avec une facteur de -0.35% par 10^{13} n/cm ² jusqu'à la dose intégrée de 10^{14} n/cm ²	149
------	---	-----

Liste des tableaux

1.1	Le résultat de mesure précise sur les paramètres [14].	29
2.1	Principaux paramètres de fonctionnement nominal de LHC.	43
2.2	Paramètres des éléments dans le détecteur central de traces [30].	49
2.3	Les caractéristiques des chambres à muons et leurs performances.	56
3.1	La contribution à la résolution d'énergie dans le tonneau et bouchon pour la matrice de cristaux 5×5 , pour une basse et une haute luminosité.	66
3.2	La résolution de position par le centre de gravité.	70
3.3	Comparaison des caractéristiques des différents cristaux scintillant.	71
3.4	Paramètres demandés et atteints par les deux constructeurs.	80
4.1	Le taux d'événements pour deux électrons détectés et venant du Z^0 dans haute luminosité. Le taux de sélection inclut l'efficacité de détection de trace, la coupure d'isolation et l'identification d'électron sur E/p ainsi que la coupure en masse, $M_Z \pm 3.5$ GeV sur Z^0	93
4.2	Le rapport d'évolution sur électrons isolés de $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$	95
4.3	La structure de protocole pour charger des données et pour vérifier la transmission des données.	112
5.1	La linéarité mesurée (pente idéale = 1) est dans une erreur inférieure à 1 pour mille et la différence d'offset entre l'ajustement et la mesure montre un écart important pour les faibles valeurs du DAC.	117
5.2	Le résumé de caractéristiques en tension (V_{int}) du premier étage des injecteurs AMS.	122
5.3	Le résumé des mesures de 5 injecteurs en AMS (L'écart sur les mesures est dominé par l'erreur de mesure de l'ADC 13 bits utilisé et les piédestaux sont inclus dans l'offset ajusté et la saturation).	122
5.4	La pente, l'offset ajusté et mesuré et la saturation sur les injecteurs DMILL en BiCMOS.	124
5.5	Le résumé des mesures de 6 injecteurs DMILL en BiCMOS. L'écart sur les mesures est dominé par l'erreur de mesure de l'ADC GAMS. Les piédestaux sont inclus dans l'offset ajusté et dans la saturation.	128

5.6	Sommaire d'irradiations effectuées.	133
-----	---	-----

Introduction

Depuis un siècle, de gros efforts expérimentaux et théoriques ont eu pour but d'étudier les particules élémentaires et leurs interactions. Les interactions fondamentales sont aujourd'hui décrites par le Modèle Standard qui est la théorie qui décrit le mieux les faits expérimentaux, mesurable jusqu'à l'énergie maximale accessible de nos jours.

L'unification des quatre forces est un grand but de la physique des particules. Les deux forces, faible et électromagnétique, ont déjà été unifiées en une même constante de couplage e , par Weinberg, Salam et Glashow. Ce Modèle Standard, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, est une théorie de jauge invariante sous la transformation de jauge et la théorie est renormalisable. Dans ce modèle, les masses des champs de fermions et de bosons faibles sont générées par une brisure spontanée de symétrie. D'après cette brisure, apparaît une nouvelle particule scalaire neutre : le boson de Higgs.

Le "Large Hadron Collider", qui est le plus grand projet de la communauté des collisionneurs aura pour le but de rechercher le boson de Higgs (standard ou non) et de découvrir les particules des modèles supersymétriques. Le LHC fournira des collisions proton-proton avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Il alimentera deux expériences, CMS et ATLAS qui ont les mêmes buts, et sont en cours de construction. Elles seront capables de chercher le boson de Higgs dont la section efficace de production est faible, $\sigma \sim 10$ pb environ. Le LHC aura une luminosité, $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ dans sa phase nominale, assez grande pour compenser sa faible section efficace de production du Higgs. Le LHC permettra d'explorer une région de masse jusqu'à environ 1 TeV.

Compte tenu de l'importance des canaux électromagnétiques et leptoniques des désintégrations prévues pour le Higgs, la recherche de ces particules demande en particulier, un calorimètre électromagnétique (ECAL) d'une bonne résolution capable de travailler dans un bruit de fond important. La résolution exige une calibration et

un suivi permanent de détecteur pendant les prises de données. Il est envisagé 3 types de calibrations différentes qui sont effectuées par les événements physiques, par les fibres optiques et par l'injection de charge.

Cette thèse décrit la chaîne de calibration par l'injection de charge. Les résultats des tests sur les composants qui constituent cette chaîne de lecture sont également analysés. Ces composants sont prévus pour recevoir les ordres de la salle de contrôle et les interpréter.

Le travail sur la calibration par injection de charge a concerné les points suivants :

- Test du circuit commande qui réalise l'interface entre la salle de contrôle (CTRL) et la chaîne de calibration.
- Test du circuit de décodage qui sélectionne les ordres destinés à la calibration (TPLS).
- Test du DAC (convertisseur numérique-analogique) qui pilote l'amplitude de l'injecteur de charge.
- Test de l'injecteur de la charge (INJ).
- Test de dureté de ces circuits sous irradiation.

Les résultats de chaque test sont montrés et analysés en fonction des exigences de la physique.

Dans le premier chapitre, la physique fondamentale au LHC est décrite, en se focalisant sur le rôle joué par l'ECAL. Dans le deuxième chapitre, le détecteur CMS est décrit, le calorimètre électromagnétique est présenté en détail dans le chapitre 3, et les problèmes liés à la calibration sont décrits dans le chapitre 4. Le dernier chapitre, traite de la chaîne de lecture électronique du ECAL et de la méthode de calibration par l'injection de charge développée pendant ma thèse.

Dans la version définitive, tous les composants destinés à la calibration par injection de charge seront fondus en un seul circuit intégré positionné sur la carte front-end. La calibration par injection de charge suit les variations de réponse des circuits pendant la dizaine d'années de vie de l'expérience. Ces données participeront, avec les autres données de calibrations au suivi de la réponse du détecteur au cours des périodes de mesure et permettront de les corriger.

Chapitre 1

Rappels sur le modèle Standard

Quatre forces élémentaires ont été mises en évidence dans les interactions entre particules. Les forces se transmettent par des champs ou des particules spécifiques qui sont des concepts équivalents à ceux développés en théorie quantique relativiste. Ces champs se décrivent et les interactions de ces champs se décrivent par un lagrangien invariant sous une transformation de jauge (avec l'idée, Théorème de Noether, que la quantité physique correspondante est conservée lors de l'évolution de ces champs).

Le modèle standard est une théorie de jauge fondée sur le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, unifiant les interactions : électromagnétique, faible et forte. Durant le processus d'unification $SU(2)_L \times U(1)_Y$, le problème de masse des particules est résolu par une brisure spontanée de symétrie qui engendre des bosons de Goldstone. Ces bosons de Goldstone non observés sont absorbés par les champs de jauge suivant le mécanisme de Higgs.

Ce chapitre est écrit dans le cadre de la symétrie de jauge locale, et on obtiendra le lagrangien invariant du modèle standard avec un boson de Higgs. La physique du Higgs au LHC s'écrit donc dans le cadre du Modèle Standard.

1.1 La symétrie de jauge locale

Le nom de "jauge" est une erreur historique d'appellation qui a remplacé le mot "phase". La transformation de jauge globale sur un champ fermionique s'écrit :

$$\psi(x) \longrightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \tag{1.1}$$

où α est une constante arbitraire et inobservable. Plus généralement, on peut aussi supposer que la phase est une fonction de l'espace et de temps : $\alpha = \alpha(x)$: on parle alors de jauge locale.

1.1.1 Première théorie de jauge : $U(1)_{QED}$

Le lagrangien \mathcal{L} , pour l'interaction électromagnétique QED, invariant par rotation dans la transformation locale du groupe de symétrie $U(1)$, sur un champ fermionique :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.2)$$

Et la transformation de jauge locale :

$$\psi \longrightarrow \psi' = U\psi = e^{ig'Q\alpha(x)}\psi, \quad U = e^{ig'Q\alpha(x)} \quad (1.3)$$

$$\partial_\mu\psi' = U\partial_\mu\psi + \underline{ig'QU\psi\partial_\mu\alpha(x)} \quad (1.4)$$

où g' est une constante de couplage, Q un opérateur projetant une charge de particule.

Dans (Eq. 1.2), la forme $\bar{\psi}\partial_\mu\psi$ fait que le lagrangien n'est plus invariant à cause du terme souligné (Eq. 1.4). Pour éliminer ce terme, on introduit un champ de jauge A_μ avec la transformation adéquate :

$$A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\alpha(x) \quad (1.5)$$

et on construit alors une dérivée covariante D_μ :

$$\partial \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig'QA_\mu \quad (1.6)$$

Le fait d'imposer une invariance de jauge locale au lagrangien a donc conduit à introduire naturellement un champ de jauge A_μ . Il faut lui adjoindre un terme cinétique $F_{\mu\nu}$ où $F_{\mu\nu}$ est un tenseur :

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.7)$$

Alors, le lagrangien invariant sur $U(1)_{QED}$ est :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.8)$$

1.1.2 Le champ de Yang-Mills : $SU(2)$

La transformation de jauge peut contenir des degrés de liberté interne comme l'isospin et on peut suivre la même procédure que pour $U(1)_{QED}$.

$$\psi \longrightarrow \psi' = U\psi = e^{ig\alpha_i(x)T_i}\psi, \quad U = e^{ig\alpha_i(x)T_i} \quad (1.9)$$

où T_i , ($i = 1, 2, 3$) est un opérateur d'isospin non commutable (non-abélien) :

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk}T_k \quad (1.10)$$

où $T_i = \frac{1}{2}\tau_i$: τ_i sont des matrices de Pauli.

$$\partial_\mu\psi = e^{ig\alpha_i(x)T_i}\partial_\mu\psi + \underline{ig(\partial_\mu\alpha_i(x))T_i e^{ig\alpha_i(x)T_i}\psi} \quad (1.11)$$

Pour éliminer ce dernier terme souligné (Eq. 1.11), qui n'est pas invariant, on doit introduire 3 champs de jauge W_μ^i , $i = 1, 2, 3$, qui se transforment comme :

$$W_\mu^i \longrightarrow W_\mu^i + \partial_\mu\alpha^i(x) \quad (1.12)$$

Avec ces 3 champs de jauge \vec{W}_μ , on obtient une dérivée covariante :

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i T^i \quad (1.13)$$

Le lagrangien s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + \bar{\psi}g\gamma^\mu T^i W_\mu^i\psi \end{aligned} \quad (1.14)$$

La transformation de jauge non-abélienne provoque alors un problème, puisque d'après (Eq. 1.10) :

$$\begin{aligned} g\bar{\psi}\gamma^\mu T^i W_\mu^i\psi &\longrightarrow \bar{\psi}(1 - ig\alpha^j(x)T^j)g\gamma^\mu T^i W_\mu^i(1 + ig\alpha^j(x)T^j)\psi \\ &= g\bar{\psi}\gamma^\mu T^i W_\mu^i\psi + ig^2\bar{\psi}\gamma^\mu\alpha^j(x)(T^i T^j - T^j T^i)W_\mu^i\psi + \mathcal{O}(\alpha^2(x)) \\ &= g\bar{\psi}\gamma^\mu T^i W_\mu^i\psi - \underline{\epsilon^{ijk}g^2\bar{\psi}\gamma^\mu\alpha^j(x)T^k W_\mu^i\psi} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Un terme supplémentaire vient donc se rajouter à la transformation de champ W_μ^i pour éliminer le terme souligné dans (Eq. 1.15).

$$W_\mu^i \longrightarrow W_\mu^i + \partial_\mu\alpha^i(x) + \epsilon^{ijk}\alpha^j(x)W_\mu^k \quad (1.16)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - gW_\mu^j W_\nu^k \quad (1.17)$$

Le lagrangien invariant après avoir ajouté l'énergie cinétique de W_μ^i s'écrit enfin :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (1.18)$$

La transformation de symétrie de groupe $SU(3)$, non-abélienne, se transforme selon la même forme que dans $SU(2)$ en introduisant les 8 champs de jauge.

1.1.3 Invariance dans le sous-espace $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Pour générer la structure d'hélicité gauche du courant chargé d'interaction faible, la symétrie de jauge $SU(2)$ ne s'applique qu'à un champ fermionique ψ_L ($\psi = \psi_L + \psi_R$). Ce champ s'écrit :

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \longrightarrow \psi'_L = e^{ig\alpha^i(x)T^i + ig'\beta(x)Y}\psi_L \quad (1.19)$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \longrightarrow \psi'_R = e^{ig'\beta(x)Y}\psi_R \quad (1.20)$$

où l'Hypercharge Y se définit par :

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y \quad (1.21)$$

Cette définition produite par analogie avec la formule de Gell-Mann-Nishijima sur la conservation de quantité physique dans l'interaction forte.

Le lagrangien invariant de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ peut s'écrire suivant le processus des sections précédentes :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu D_\mu\psi - \frac{1}{4}W_i^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \quad (1.22)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i T^i - ig'\frac{1}{2}B_\mu Y \quad (1.23)$$

Dans lesquels W_μ^i ($i=1,2,3$) et B_μ , qui se transforment comme (Eq. 1.15), (Eq. 1.17), (Eq. 1.5) et (Eq. 1.7), sont les champs de jauge sans masses pour les groupes $SU(2)$ et $U(1)$ respectivement. Dans ce lagrangien, il n'y a plus de terme de masse parce que le terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ n'est plus invariant sous $SU(2)_L$.

1.2 Le mécanisme de Higgs

A ce stade, la théorie décrit dans un même cadre l'électromagnétisme et l'interaction faible, mais elle ne donne de masses ni aux fermions ni bosons. Pour résoudre

ce problème, on doit introduire un champ de jauge scalaire ϕ , selon le Mécanisme de Higgs [1]. Ce mécanisme repose sur un doublet ϕ de $SU(2)$ en auto-interaction avec un potentiel $V(\phi)$ qui sera spontanément brisé.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

ϕ compte 4 champs scalaires réels ϕ_i qui correspondent à 4 degrés de liberté. Pour garder l'invariance sur $SU(2) \times U(1)$, les champs ϕ_i peuvent être choisis avec l'Hypercharge $Y = 1$ sur le doublet d'isospin.

Le lagrangien \mathcal{L} du secteur scalaire, qui est invariant sous $SU(2) \times U(1)$, s'écrit :

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu - igW_\mu^i T^i - ig' \frac{1}{2} B_\mu Y)\phi|^2 - V(\phi) \quad (1.25)$$

avec

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.26)$$

dans lequel μ et λ sont des paramètres arbitraires.

Le cas $\mu^2 > 0$ ($\lambda > 0$) correspond seulement au lagrangien de QED pour une particule scalaire chargée de masse μ , produite par le terme d'auto-interaction ϕ^4 . Le potentiel a un minimum trivial $\langle \phi \rangle = 0$ et on ne peut pas générer la masse. Le cas $\mu^2 < 0$ ($\lambda > 0$) nous intéresse car la brisure spontanée de symétrie qui introduit un potentiel non-nul (Eq. 1.30) qui permet de générer une masse. Le potentiel $V(\phi)$ possède une valeur minimale qui satisfait :

$$\frac{\partial V}{\partial (\phi^\dagger \phi)} = 0 \quad (1.27)$$

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.28)$$

Afin de développer ϕ autour de sa valeur minimale, on peut choisir :

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2 \quad (1.29)$$

Le champ ϕ s'écrit simplement :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \equiv \phi_0 \quad (1.30)$$

Les états excités du potentiel peuvent s'écrire :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

où $H(x)$ représente la variation du potentiel autour du vide v de (Eq. 1.30).

Le lagrangien (Eq.1.25) devient, avec (Eq. 1.31) :

$$\mathcal{L}_\phi = |(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig'\frac{1}{2}B_\mu)\phi|^2 - \frac{\mu^2}{2}(v + H)^2 - \frac{\lambda}{4}(v + H)^4 \quad (1.32)$$

1.2.1 Masse des bosons de jauge

La masse des bosons de jauge est identifiée par le remplacement, de ϕ par sa valeur ϕ_0 . Le terme relié à la masse dans \mathcal{L}_ϕ est :

$$|(-ig\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig'\frac{B_\mu}{2})\phi_0|^2 = \frac{1}{8}v^2g^2[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + \frac{1}{8}v^2(g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 \quad (1.33)$$

Si l'on pose : $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$, on obtient :

$$\frac{1}{8}v^2g^2[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] = (\frac{1}{2}vg)^2W_\mu^+W_\mu^- \quad (1.34)$$

où $M_{W^\pm} = \frac{1}{2}gv$. En diagonalisant le terme :

$$\frac{1}{8}v^2(g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 \quad (1.35)$$

dans la base W_μ^3 et B_μ , on fait apparaître deux vecteurs propres associés à deux valeurs propres :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \sin(\theta_W)W_\mu^3 - \cos(\theta_W)B_\mu, & \text{avec } M_A &= 0 \\ Z_\mu &= \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos(\theta_W)W_\mu^3 - \sin(\theta_W)B_\mu, & \text{avec } M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \end{aligned} \quad (1.36)$$

où θ_W représente l'angle de Weinberg. La charge électrique e s'exprime en fonction des constantes de couplage, g et g' :

$$e = g \sin(\theta_W) \quad \text{et} \quad \cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.37)$$

Ces relations symbolisent l'unification des couplages des interactions faibles et électromagnétiques. Le terme relié à la masse de Higgs dans (Eq. 1.33), d'après (Eq. 1.29) et (Eq. 1.31) s'écrit :

$$-\frac{\mu^2}{2}(v+H)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+H)^4 = -\frac{1}{2}(2\lambda v^2)H^2 - \frac{1}{4}\lambda H^4 - \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda v^4 \quad (1.38)$$

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

$$M_H = v\sqrt{2\lambda} \quad (1.39)$$

Le troisième terme, en H^3 , décrit l'auto-interaction de champ scalaire et le dernier terme est une constante.

1.2.2 Masse des fermions

Le terme de masse de fermion, $-m\bar{\psi}\psi$ est exclu par l'invariance de jauge dans le lagrangien (Eq. 1.21). La brisure spontanée de symétrie engendrera les masses de fermion si l'on ajoute un terme d'interaction entre fermion et le champ scalaire ϕ . Ce terme est invariant sous la transformation de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Pour chaque lepton ℓ ,

$$\mathcal{L} = -g_\ell(\bar{\ell}_R\phi^\dagger\ell_L + \bar{\ell}_L\phi\ell_R) \quad (1.40)$$

où g_ℓ est une constante de couplage et

$$\ell_L = \begin{pmatrix} v_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L \quad (1.41)$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{brisure}} \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.42)$$

On obtient :

$$\mathcal{L} = \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}}(\bar{\ell}_L\ell_R + \bar{\ell}_R\ell_L) + \frac{g_\ell}{\sqrt{2}}(\bar{\ell}_L\ell_R + \bar{\ell}_R\ell_L)H \quad (1.43)$$

Le premier terme donne la masse des leptons :

$$M_\ell = \frac{g_\ell v}{\sqrt{2}} \quad (1.44)$$

Les neutrinos ne peuvent pas acquérir de masse ou se coupler avec le Higgs, car des champs de v_R n'existent pas dans le modèle standard.

Les masses des quarks sont générées par le couplage avec le champ scalaire. Il faut utiliser le doublet de Higgs conjugué de $SU(2)$ pour donner une masse aux quarks de “type d”.

$$\tilde{\phi} = -i\tau_2\phi^* = \begin{pmatrix} -\phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{brisure}} \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Celui-ci se transforme avec $Y = -1$. On construit donc à l'intérieur de chaque famille de quark $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & g_d \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{d}_L d_R + d_L \bar{d}_R) - g_u \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L u_R + u_L \bar{u}_R) \\ & + g_d \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{d}_L d_R + d_L \bar{d}_R) H - g_u \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L u_R + u_L \bar{u}_R) H \end{aligned} \quad (1.46)$$

On obtient des résultats analogues à ceux des leptons :

$$M_q = \frac{g_q v}{\sqrt{2}} \quad (1.47)$$

Notons qu'il est possible de déterminer la masse du Higgs par le couplage de Yukawa entre le Higgs et les fermions, d'après (Eq. 1.44) :

$$\mathcal{L} = -\lambda_d \bar{q}_L \phi \quad (1.48)$$

1.2.3 Paramètres dans le Modèle Standard

La définition des masses en utilisant les paramètres du Modèle Standard est alors :

$$\begin{aligned} M_{\text{fermion}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\text{fermion}} v \\ M_\gamma &= 0 \\ M_{W^\pm} &= \frac{1}{2} v g \\ M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \\ M_H &= v \sqrt{2\lambda} = \frac{2\sqrt{2\lambda}}{g} M_{W^\pm} \end{aligned} \quad (1.49)$$

Des 12 paramètres (g_{fermion} , g , g' et v) sont déterminés par les mesures expérimentales des masses des fermions et bosons. Seul λ concernant la masse de Higgs n'est pas encore mesuré. Les autres paramètres du modèle standard sont la constante de couplage forte, les quatre constantes de la matrice complexe CKM (3 angles et 1 phase),

un paramètre pour la violation de CP en interaction forte et un paramètre pour le potentiel de Higgs μ . La théorie du Modèle Standard compte donc 19 paramètres libres.

La constante v est calculable à partir de g et de la masse des W . La mesure de la constante G_F dans la désintégration $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$ permet de déterminer sa valeur :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W} = \frac{1}{2v^2} \longrightarrow v = 246 \text{ GeV} \quad (1.50)$$

Le Modèle Standard prédit par ailleurs une relation qui a été validée à LEP [2] :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2(\theta_W)} = 1 \quad (1.51)$$

1.3 Phénoménologie du boson de Higgs standard

1.3.1 Limite de masse M_H

La masse de Higgs dans le cadre du Modèle Standard ne peut pas être prédite, à cause du paramètre libre λ . Néanmoins, à partir du théorème d'unitarité [3, 4], de la trivialité [5, 6], de la stabilité du vide de l'état fondamental du potentiel du Higgs [7] et des mesures de précision électrofaibles, il est possible de déduire la masse du Higgs théoriquement. Cette limite signifie que si le Higgs ne se trouve pas dans ce domaine, il faudra modifier la théorie.

Unitarité et validité de la théorie

La masse du Higgs est liée à la condition d'unitarité basée sur le développement en ondes partielles de l'amplitude. La conservation de probabilité dans le théorème optique impose $|Re(a_J)| \leq 0.5$, où J est le spin. Dans le Modèle Standard, les amplitudes de tous les processus de diffusion élastique de deux bosons vecteurs polarisés longitudinalement, $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ ($V_L = W_L, Z_L$), divergent comme la variable de Mandelstam s en l'absence du Higgs. Le Modèle Standard viole l'unitarité perturbative car il n'est pas renormalisable sans le mécanisme de Higgs.

Considérons l'amplitude de diffusion élastique du boson W_L , à haute énergie [7]. L'amplitude de ce processus s'écrit en fonction de la masse du Higgs et de s lorsque $s, M_H^2 \gg M_W^2, M_Z^2$:

$$a_0(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = -\frac{G_F M_H^2}{8\pi\sqrt{2}} \left[2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln\left(1 + \frac{s}{M_H^2}\right) \right] \quad (1.52)$$

Dans le cas $s \gg M_H^2$, cette amplitude tend vers la valeur :

$$a_0(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) \longrightarrow -\frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}} \quad (1.53)$$

La contrainte d'unitarité impose que $G_F M_H^2$ soit limité, sinon le couplage au Higgs deviendrait trop fort. Ainsi limite supérieure sur la masse du Higgs est alors obtenue :

$$M_H < 850 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.54)$$

Une autre limite supérieure est présentée par Lee, Quigg et Thacker [3], en incluant tous les couplages entre les bosons, $W_L^+ W_L^-$, $\sqrt{\frac{1}{2}}Z_L Z_L$, $Z_L H$ et $\sqrt{\frac{1}{2}}H H$:

$$M_H < 700 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.55)$$

Trivialité

Une limite supérieure de masse du Higgs peut aussi être prédite par la trivialité [8]. La masse du Higgs est directement relié au couplage du Higgs avec lui-même. Il faut alors renormaliser la constante de couplage quadratique,

$$\lambda = \frac{M_H^2}{2v^2} \quad (1.56)$$

dans (Eq. 1.26), cette constante qui appartient au secteur scalaire du modèle standard sans bosons de jauge ni fermions diverge dans l'ultraviolet. L'équation du groupe de renormalisation décrit l'évolution de λ :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} \quad (1.57)$$

où $t \equiv \ln(\frac{Q^2}{Q_0^2})$, Q est une grandeur d'énergie effective et Q_0 est une échelle de référence qui est remplacée souvent par v dans le Modèle Standard. La solution de (Eq. 1.57) s'écrit sous la forme suivante :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \ln(\frac{Q^2}{Q_0^2})} \quad (1.58)$$

La solution contient un pôle de Landau. Sans tenir compte de la grandeur de $\lambda(Q_0)$, $\lambda(Q)$ devient infini à grand Q . Par ailleurs, $\lambda(Q) \rightarrow 0$ lorsque $Q \rightarrow 0$ avec $\lambda(Q_0) > 0$. Sans l'intervention de $\lambda\phi^4$ dans (Eq. 1.26), la théorie devient une théorie de non-interaction et la brisure spontanée de la symétrie n'est plus possible.

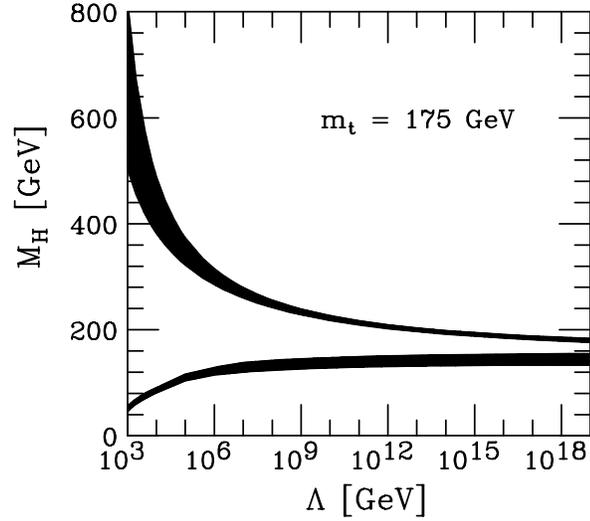


Figure 1.1: La limite de masse de Higgs permise par la théorie en fonction d'une échelle Λ de nouvelle physique. La zone supérieure est interdite par le pôle de Landau (la trivialité) et la zone inférieure est interdite parce que $\lambda(\Lambda) > 0$ (la stabilité du vide) [6].

L'échelle de la nouvelle physique est bornée par la masse de Planck $M_{Pl} = 10^{19}$ GeV/ c^2 qui contient la gravitation. On peut supposer que le Modèle Standard est valable jusqu'à une échelle $\Lambda < M_{Pl}$. C'est-à-dire que une nouvelle physique apparaît à partir de cette échelle Λ . La validation de Modèle Standard s'évalue entre v et Λ , la masse maximale de Higgs est obtenue par une combinaison avec le pôle de Landau.

$$\lambda(v) = \frac{M_H^2(\text{max})}{2v^2} = \frac{4\pi^2}{3 \ln(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \quad (1.59)$$

La masse du Higgs M_H est limité vers le haut à 1000 GeV/ c^2 par la contrainte que $M_H < \Lambda$.

Stabilité du vide

La brisure spontanée de symétrie produit actuellement une relation de $V(v) < V(0)$ qui est équivalente à ce que λ reste positif sur toute échelle Λ (dans le cas de λ négatif, le potentiel minimal est illimité et il n'existe plus un état minimal d'énergie). Avec cet argument fondamental de brisure de symétrie, on impose une limite inférieure de M_H .

Le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à la masse du Higgs et le

plus lourd des fermions est le quark t . L'équation 1.57 devient [9],

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} [12\lambda^2 + 12\lambda g_t^2 - 12g_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g^2 + g'^2) + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \quad (1.60)$$

où

$$g_t \equiv -\frac{\sqrt{2}M_t}{v} \quad (1.61)$$

Pour le Higgs léger, $\lambda < g_t$, g , g' et la contribution élevée de (Eq. 1.60) est,

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\lambda}{16\pi^2} [-12\lambda g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \quad (1.62)$$

La solution de cette équation est,

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{\lambda}{16\pi^2} [-12\lambda g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right) \quad (1.63)$$

La condition de $\lambda(\Lambda) > 0$ donne une limite inférieure de M_H ,

$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} [-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \ln \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.64)$$

Cette limite, en supposant que le modèle standard est valide jusqu'à une échelle de 10^{16} GeV [10, 11], est alors

$$M_H(\text{GeV}) > 130.5 + 2.1(M_t - 174) \quad (1.65)$$

Si le modèle standard est valide jusqu'à 1 TeV, la limite devient

$$M_H(\text{GeV}) > 71 + 0.74(M_t - 174) \quad (1.66)$$

En fin, la correction radiative du quark t et du couplage de jauge devient importante lorsque λ est petit pour un Higgs léger et produit une limite inférieure de M_H liée à la stabilité de vide, $\lambda(\Lambda) > 0$. Dans le cas d'un Higgs lourd (grand λ), la trivialité produit une limite supérieure. La figure 1.1 représente la masse du Higgs en fonction d'une échelle Λ d'apparition d'une nouvelle physique.

Mesure de précision électrofaibles

La masse du boson de Higgs intervient dans les corrections radiatives des observables électrofaibles du modèle standard et la mesure précise des paramètres donne une contrainte sur M_H . La validité du modèle standard est testée par la relation (Eq. 1.51).

La mesure indépendante des trois quantités M_W , M_Z et $\cos\theta_W$ permet de tester le paramètre ρ [12]. Le paramètre ρ reçoit une contribution du Higgs si l'on tient compte des corrections radiatives à l'ordre d'une boucle. L'expression de ρ est dépendante de la masse du Higgs M_H :

$$\rho = 1 - \frac{11g^2}{96\pi^2} \tan^2\theta_W \ln\left(\frac{M_H}{M_W}\right) \quad (1.67)$$

La dépendance relative à la masse du Higgs est logarithmique, aussi la limite est très sensible aux mesures. La mesure de précision d'observables électrofaibles, par l'ajustement de l'ensemble des données des expériences au CERN (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), à SLAC (SLD) et Fermilab (CDF et D0) [13], donne une masse du Higgs de :

$$M_H = 66_{-39}^{+74} \text{ GeV} \quad (1.68)$$

soit,

$$M_H < 215 \text{ GeV} \quad (\text{avec } 95\% \text{ de CL}) \quad (1.69)$$

Une autre mesure précise des paramètres électrofaibles est donnée par la mesure des asymétries dans le Modèle Standard [14]. La figure 1.2 présente une comparaison entre les diverses déterminations d'un paramètre : l'angle mélange effectif électrofaible :

$$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_{V\ell}}{g_{A\ell}}\right) \quad (1.70)$$

où $g_{V\ell}$ et $g_{A\ell}$ est un couplage effectif de courant neutre de leptons avec vecteur et axial-vecteur. Le tableau 1.1 montre quelques résultats obtenus à LEP.

Paramètre	mesure
M_t [GeV]	173.2 ± 4.5
M_H [GeV]	77_{-39}^{+69}
$\log(M_H/\text{GeV})$	$1.88_{-0.30}^{+0.28}$
$\alpha(M_Z^2)$	0.118 ± 0.003
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.23150 ± 0.00016
$1 - M_W^2/M_Z^2$	0.2229 ± 0.0004
M_W [GeV]	80.385 ± 0.022

Tableau 1.1: Le résultat de mesure précise sur les paramètres [14].

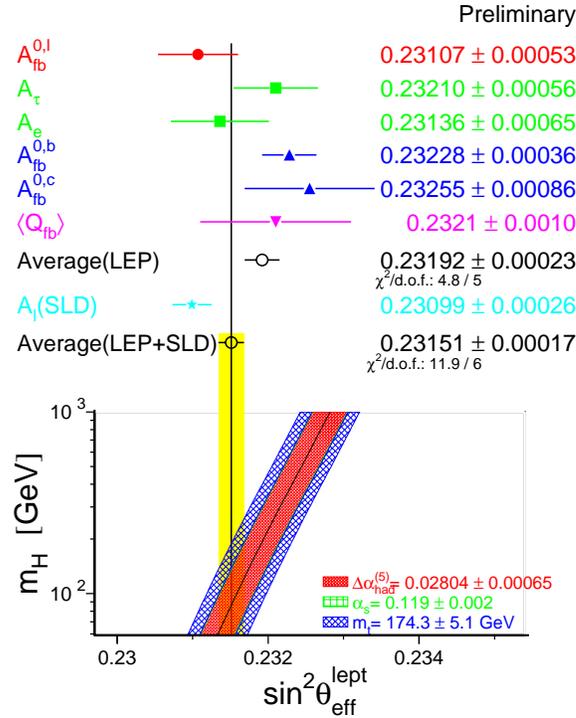


Figure 1.2: Une comparaison de la détermination de $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ donnée par asymétries et une prédiction de la masse du Higgs [14].

1.3.2 Limite expérimentale de M_H

La première étude sur le Higgs avant la découverte du Z^0 ou W^\pm a été faite à DESY [16]. Le résultat final de LEP I à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV a donné une limite inférieure de masse $M_H \geq 65.2$ GeV sur le canal de higgs-strahlung où le boson de Higgs est rayonné par le Z [17] [18].

Dans le cadre de LEP II, les résultats relatifs à $\sqrt{s} = 189$ GeV fournissent une limite inférieure de masse $M_H = 97$ GeV. Enfin, le LEP II a exploré la masse de Higgs jusqu'à environ 108 GeV avec $\sqrt{s} = 202$ GeV [21].

1.3.3 Les candidats du Higgs au LEP2000

Récemment (Octobre 2000), les collaborations LEP ont présenté des candidats Higgs standard avec une masse de $115 \pm_{0.3}^{0.7}$ GeV/ c^2 , dans le canal de $e^+e^- \rightarrow ZH$. La figure 1.3 montre la distribution de Higgs correspondant à un rapport signal/bruit > 2 dans l'expérience d'ALEPH. Ceci correspond à niveau de confiance de 3.5σ pour

une luminosité intégrée de 75 pb^{-1} et une masse $M_H > 109 \text{ GeV}$. Les bruits de fond de 0.3 (ZZ probablement) et les signaux de Higgs 0.6 événements sont observés pour l'état final en 4 jets [19]. Les perspectives de découverte du Higgs à une énergie dans le centre de masse de 208.2 GeV pour une masse du Higgs autour de $115 \text{ GeV}/c^2$ est montrée sur la figure 1.4 [20].

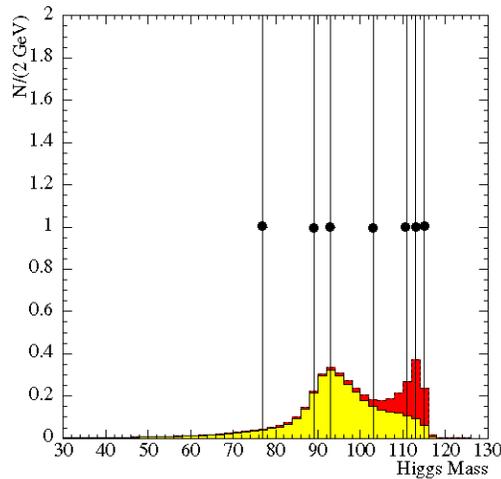


Figure 1.3: Distribution de masse pour signal/bruit > 2 à une masse du Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ [19].

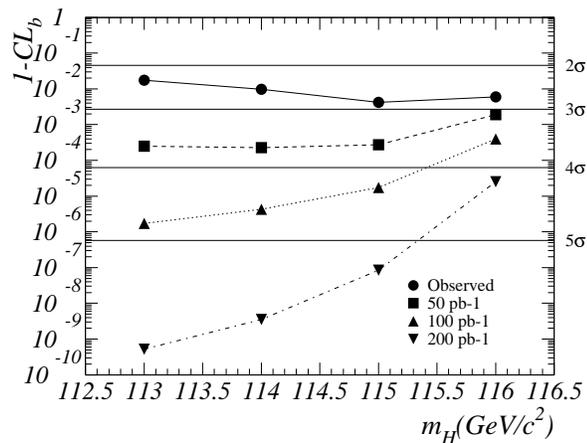


Figure 1.4: Perspective de découverte du Higgs à une énergie dans le centre de masse de 208.2 GeV pour l'an 2001, autour d'une masse du Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ [20]. Le CL_b est le niveau de confiance pour le bruit de fond.

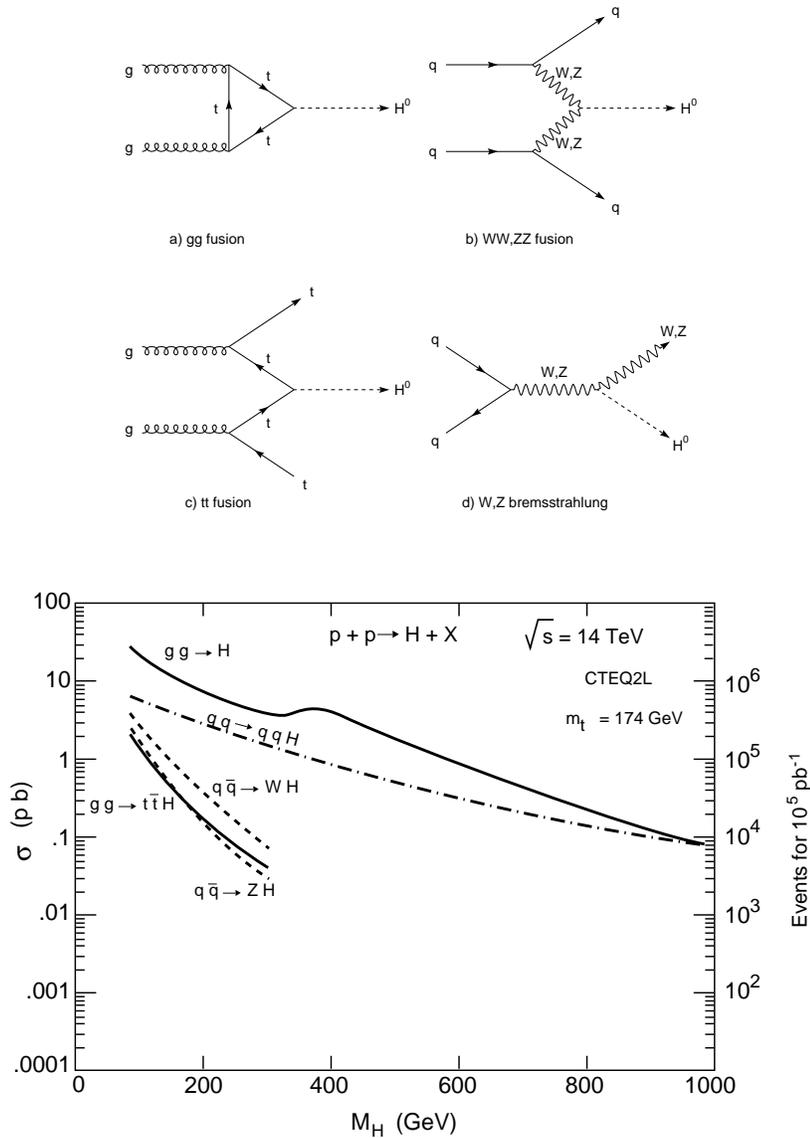


Figure 1.5: La production et la section efficace de production du Higgs dans le Modèle Standard, au LHC [23].

1.4 Exploration de M_H au LHC

1.4.1 Production et désintégration du Higgs

Les processus de production du Higgs et la section efficace de production au LHC sont montrés sur la figure 1.5. La fusion de gluon-gluon via le quark t [23] est dominante sur toute la région de masse. La fusion de WW et ZZ croît avec la masse du Higgs et vers 1 TeV, la section efficace devient égale à celle de la fusion de gluon-

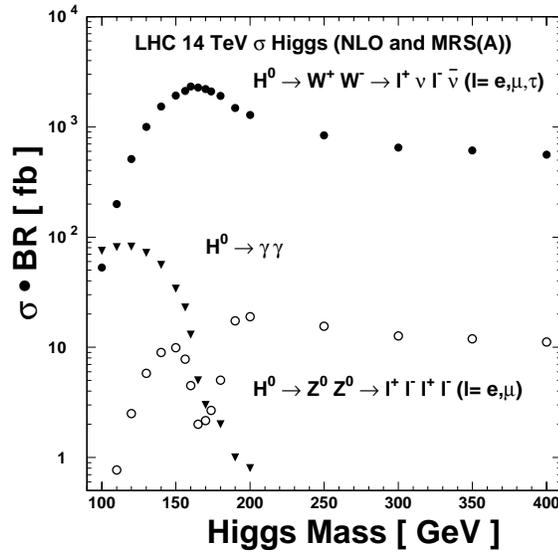


Figure 1.6: Le rapport d'embranchement du Higgs [22].

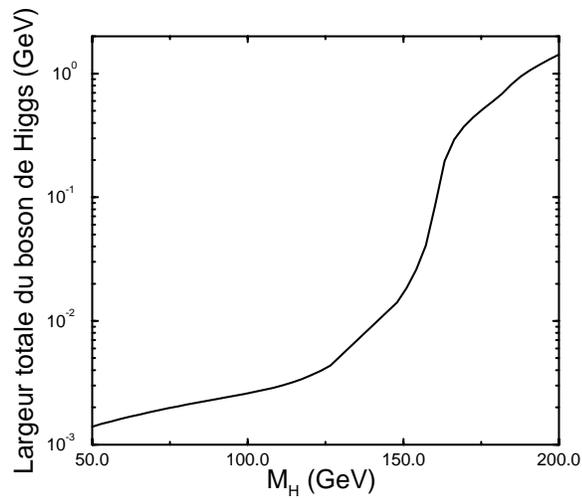


Figure 1.7: La largeur de désintégration Γ_H du boson du Higgs [24].

gluon. Ce processus produit deux jets émis avec un petit angle dans l'axe de faisceau, ces jets apparaîtront dans les bouchons du détecteur. La production associée à $t\bar{t}$, W et Z donne un état final relativement facile à identifier dans les bruits de fond grâce à une signature additionnelle leptonique.

La section efficace de production est supérieure à 100 fb même si la masse du Higgs est de l'ordre de $M_H \sim 1$ TeV. Ainsi 1000 événements du Higgs sont prévus

durant un an d'opération à basse luminosité et 10000 pour une haute luminosité dans une région de masse du Higgs $M_H \sim 1$ TeV.

L'estimation de $\sigma \times BR$ dans les divers canaux de désintégration est montée sur la figure 1.6. Les signatures de canaux, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell^\pm$, permettent une reconstruction directe et précise de la masse du Higgs, néanmoins une haute luminosité est nécessaire afin de compenser la faible section efficace. Dans la zone de masse ~ 500 GeV, la signature inclut les désintégrations hadroniques et les neutrinos des Z et W et donne un grand rapport d'embranchement. Cependant elle est rendue difficile par le bruit de fond sérieux en $t\bar{t}$, WX et ZX . La signature d'un Higgs de grande masse nécessite la mesure de l'énergie manquante et des systèmes jet-jet. Elle requiert un détecteur hermétique ayant une bonne résolution en énergie dans la reconstruction des jets.

Par ailleurs, l'augmentation importante de la largeur Γ_H du boson de Higgs quand sa masse croit rend plus difficile sa détection dans le domaine de masse à partir de 200 GeV (Fig. 1.7) [24]. Par contre, dans le domaine de faible masse du Higgs, sa largeur est plus faible que la résolution de détecteur ($\Gamma_H \leq 100$ MeV pour $M_H \leq 150$ GeV).

Donc, une stratégie de recherche du boson de Higgs peut se séparer en 3 différentes régions de masse :

- $M_H < 130$ GeV :

Deux canaux de désintégration sont expérimentalement importants, $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ a un grand rapport d'embranchement ($BR \sim 1$) et une grande section efficace ($\sigma_{h \rightarrow b\bar{b}} \sim 20$ pb). Cependant, le rapport signal sur bruit est moins que 10^{-5} à cause du bruit de fond de QCD. D'autre part, la production associée ($t\bar{t}H$, WH et ZH) avec $H \rightarrow b\bar{b}$ et avec un lepton additionnel venant d'une particule accompagnant (< 1 pb) peut être extraite du bruit de fond. Pour le canal, $H \rightarrow \gamma\gamma$, le rapport d'embranchement est petit ($BR \sim 10^{-3}$ et $\sigma_{H \rightarrow \gamma\gamma} \sim 50$ fb); néanmoins le rapport entre signal et bruit de fond ($\sim 10^{-2}$) est beaucoup plus grand que celui de $H \rightarrow b\bar{b}$.

- $130 \text{ GeV} \leq M_H < 2M_Z$:

Deux canaux sont prometteurs : $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$.

- $M_H > 2M_Z$:

Le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ sera exploré et donnera une meilleure signature presque sans bruit de fond. Pour la masse $M_H > 500$ GeV, on peut compléter avec les

deux canaux, $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$ et $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$, Ce qui compense la décroissance de la section efficace de production.

1.4.2 Le canal de $H \rightarrow \gamma\gamma$

Ce canal permet la mise en évidence du Higgs dans la région de masse $80 \leq M_H \leq 150$ GeV. Le petit rapport d'embranchement est dû au fait que le couplage $H\gamma\gamma$ est interdit par la théorie au premier ordre. Donc, $H \rightarrow \gamma\gamma$ se produit via une boucle de W. L'état final consiste en deux photons ayant une grande impulsion transverse ($p_T \sim 50$ GeV) et leur masse invariante est égale à la masse du Higgs.

Bruit de fond

La signature de $H \rightarrow \gamma\gamma$ est en principe très simple mais le calorimètre électromagnétique doit avoir une très bonne résolution pour séparer le signal du Higgs du bruit de fond. Deux sources principales de bruit de fond sont à considérer :

- La production de deux photons par QCD est un bruit de fond irréductible ((c) et d) dans la figure 1.8) qui a une structure non résonante et dont le spectre de masse invariante $\gamma\gamma$ descend sans à-coup. La section efficace est 60 fois plus grande que celle de $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la région de masse $M_{\gamma\gamma} \sim 100$ GeV. Donc, une excellente résolution en énergie et en angle est nécessaire afin d'extraire le pic du signal du Higgs dans le bruit de fond continu.
- La production de γj et jj dont un ou deux jets fluctuent en un seul photon. Dans nos détecteur, il sera en général facile de différencier un seul photon d'un jet par l'étendue de l'énergie déposée dans le calorimètre ou par la présence de plusieurs traces dans le détecteur à traces. Cependant, il peut arriver qu'un jet fluctue en un π^0 , qui simule un photon. Le processus e) dans la figure 1.8 montre cette possibilité un seul photon simulé. Un π^0 très énergétique est produit par la fragmentation d'un quark, puis se désintègre avec un angle très faible entre les deux photons (le π^0 est produit d'habitude avec un grande boost).

Par exemple, la distance entre deux photons venant d'un π^0 de 50 GeV est inférieure à 1 cm à 150 cm de l'interaction. Ceci correspond environ à la moitié de la granularité du calorimètre électromagnétique. Deux photons apparaissent alors comme un seul photon à moins que le calorimètre ne soit capable de

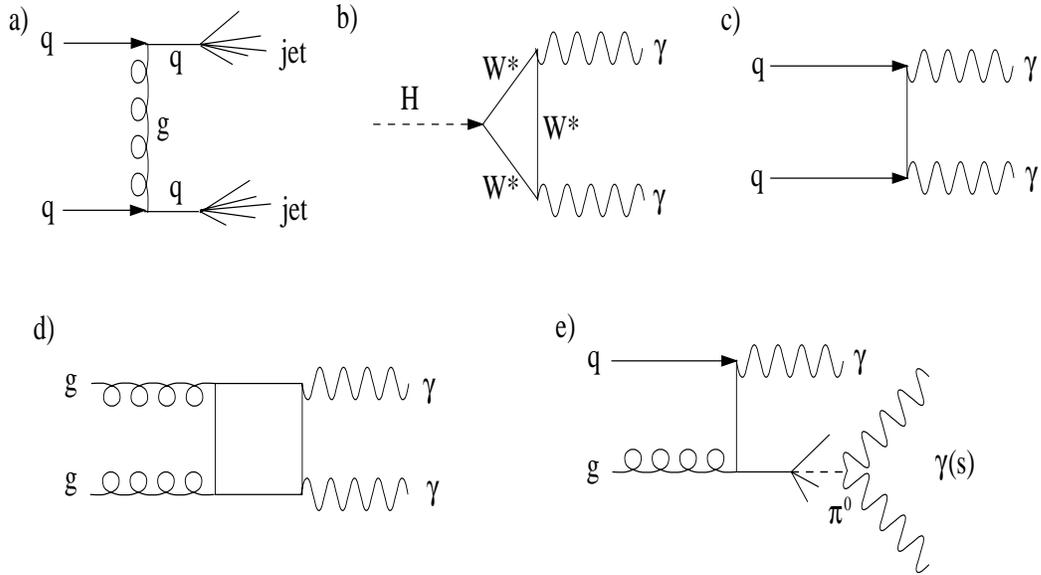


Figure 1.8: La contribution au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. a) le bruit de fond $gg \rightarrow \gamma\gamma$ continu, b) le signal de $H \rightarrow \gamma\gamma$, c), d) la production de $\gamma\gamma$ et e) la production γ -quark avec une fragmentation de quark, incluant π^0 isolé.

distinguer deux gerbes. Même si la probabilité de jet à un seul π^0 isolé est petite, les sections efficaces de production de γj et jj sont 10^6 fois plus grande que celle de $\gamma\gamma$. Pour réduire ce bruit de fond jusqu'au niveau de celui de $\gamma\gamma$, un facteur de rejection de 1000 pour γ est nécessaire. En utilisant l'information du calorimètre électromagnétique permettant un facteur de rejection de 3000, ce bruit de fond venant de jet peut être réduit jusqu'à moins de 30% du bruit de fond irréductible $\gamma\gamma$.

Observabilité de signal

L'observabilité S se définit par :

$$S = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}} \quad (1.71)$$

où N_s et N_b sont les nombres d'événements de signal et de fond dans la région du pic et l'observabilité dépend de la résolution du pic de masse reconstruit (σ_m).

$$S \sim \frac{1}{\sqrt{\sigma_m}} \quad (1.72)$$

La largeur du pic du Higgs est très faible (quelques MeV). Donc, la largeur du pic de masse reconstruit est déterminée par la résolution de calorimètre. La résolution

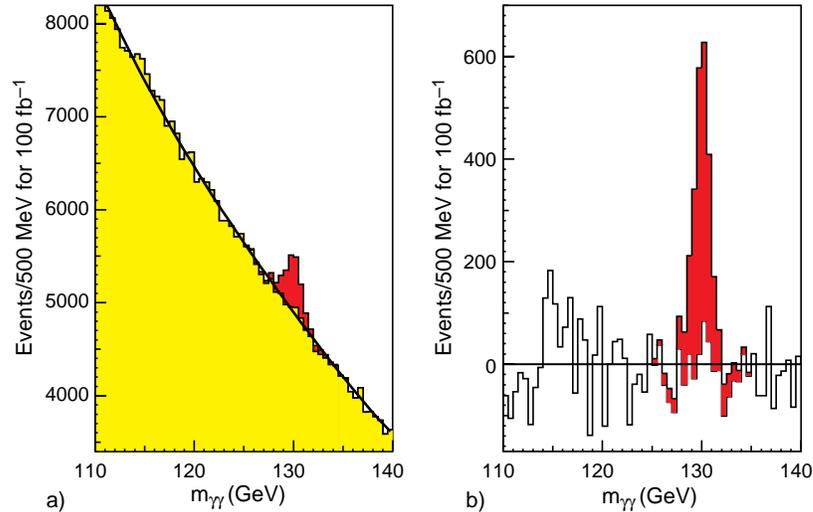


Figure 1.9: Le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendu à CMS avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} reconstruit sous le bruit de fond irréductible et continu et après soustraction du bruit de fond [30].

en masse est liée aux résolutions sur l'énergie des photons et sur leur angle. Pour atteindre une observabilité adaptée au rapport signal sur bruit attendu, la résolution en masse doit être $\sim 1\%$.

L'excellente résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de CMS doit permettre une résolution en masse de 0.7 GeV à 100 GeV. Cependant l'efficacité de reconstruction du Higgs en $\gamma\gamma$ sera environ $\sim 20\%$ à cause de l'absence de segmentation longitudinale du détecteur. A haute luminosité, une mauvaise reconstruction de masse de deux photons peut apparaître et introduire une perte de l'efficacité dans la sélection du signal.

La figure 1.9 montre le résultat de simulation. Le Higgs est détecté en $\gamma\gamma$ à une masse de 130 GeV, avant et après soustraction du bruit de fond.

1.4.3 Le canal de $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$

Le canal de $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ est prometteur dans la région de masse de 120 GeV à 700 GeV avec une signature très claire en 4 électrons ou en 4 muons. Un τ dans l'état final ne permet pas une signature claire et est contaminé largement par le bruit de fond de QCD. Le bruit de fond attendu et le critère de sélection dépendent de la masse du Higgs.

Dans le cas où $M_H > 2M_Z$, les deux Z de l'état final sont réels et les deux paires de leptons et de charges opposées doivent avoir une masse invariante compatible avec la masse du Z . Dans ce domaine, le bruit de fond irréductible $pp \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ est petit et la largeur du Higgs est plus grande que la résolution expérimentale, donc la performance du détecteur est moins critique. Un signal clair du Higgs est montré sur la figure 1.10 pour différentes masses du Higgs et différentes luminosités intégrées.

Pour la masse, $M_H < 2M_Z$, le bruit de fond est important; Il comprend un irréductible continu ($pp \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$) et deux réductibles ($t\bar{t} \rightarrow 4\ell + X$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4\ell + X$). Dans le canal de $t\bar{t}$, deux leptons viennent de deux W produit par $t \rightarrow Wb$ et deux leptons viennent de la désintégration semileptonique du quark b . Dans le canal de $Zb\bar{b}$, deux leptons viennent de Z et deux autres viennent du quark b . Pour

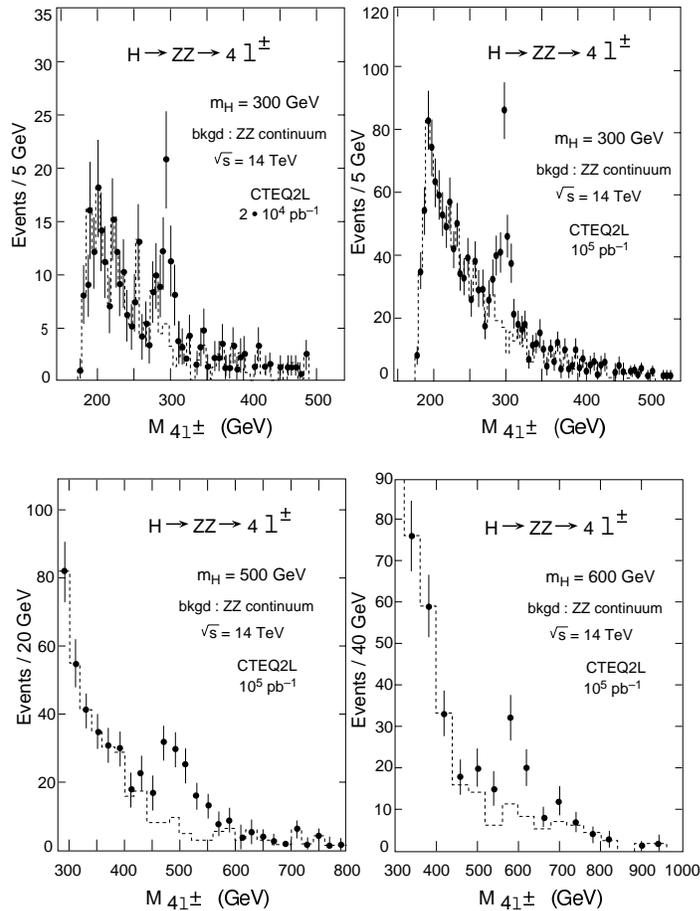


Figure 1.10: Le signal attendu dans le canal, $H \rightarrow 4\ell$ sous le bruit de fond et avec différentes masses du Higgs et différentes luminosités intégrées.

rejeter ces bruits de fond, la masse invariante d'au moins une paire de lepton doit être compatible avec celle du Z (pour $t\bar{t}$) et les leptons isolés (pour $b \rightarrow \ell X$, d'habitude non isolé), et tous les leptons doivent provenir du vertex d'interaction (le lepton venant du quark b se produit à 1 mm de la distance du vertex d'interaction à cause de la longue durée de vie de hadron B).

1.5 Conclusion

La figure 1.11 montre le potentiel d'observabilité S du boson de Higgs standard avec détecteur CMS pour quelques modes d'observation décrit précédemment. On admet que la découverte est possible quand le nombre d'événements prévu est supérieur à cinq fois la fluctuation statistique du nombre d'événements du bruit de fond, $S = Signal/\sqrt{Bruit} \geq 5 \rightarrow$ "observable".

Les collaborations LEP ont obtenu une indication en faveur d'un Higgs à la masse de 115 GeV/c². La proposition d'opération du LEP pour 2001 n'a cependant pas été

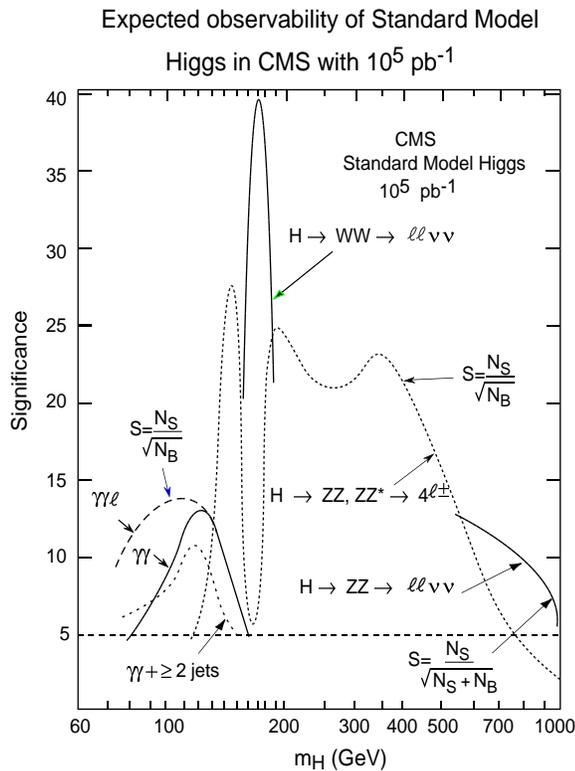


Figure 1.11: L'observabilité S du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur CMS à un flux intégrée 10⁵ pb⁻¹ [25].

acceptée, cette indication n'ayant pas été jugée suffisamment convaincante.

Chapitre 2

Contexte expérimental

2.1 Le collisionneur LHC

Le LHC [27] est un accélérateur circulaire de protons et prendra la suite du LEP (Large Electron-Positron collider) à partir de l'année 2005 au CERN. La gamme d'énergie disponible au niveau des constituants élémentaires donne la possibilité de chercher de nouveaux processus physiques jusqu'aux masses de l'ordre de quelques TeV/c^2 . Il permettra de reproduire les conditions d'énergie régnant dans l'univers jusqu'à 10^{-12} secondes après le "big bang".

2.1.1 Paramètres et performances

Le LHC sera construit dans le tunnel du LEP dont la longueur est de 26.7km. L'accélération est fournie par 1296 aimants supraconducteurs. Leur valeur de maximale de champ magnétique (8.4 teslas dans deux tubes à vide) limite l'énergie à 7 TeV par proton.

La chaîne de création et d'injection des protons dans le LHC existe déjà et est constituée d'un Linac, qui accélère les protons jusqu'à une énergie de 50 MeV. Le Booster les accélère jusqu'à 1 GeV puis ils atteignent 26 GeV dans le PS (Proton Synchrotron). Ils sont alors injectés dans le SPS (Super Proton Synchrotron) qui les accélère jusqu'à 450 GeV. A cette énergie, les protons sont injectés dans le LHC qui leur fournira leur énergie nominale. Cette chaîne est schématisée sur la figure 2.1.

Par ailleurs, il est prévu d'accélérer dans le LHC des ions lourds(Pb) avec une énergie dans le centre de masse de 1150 TeV et une luminosité de $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les

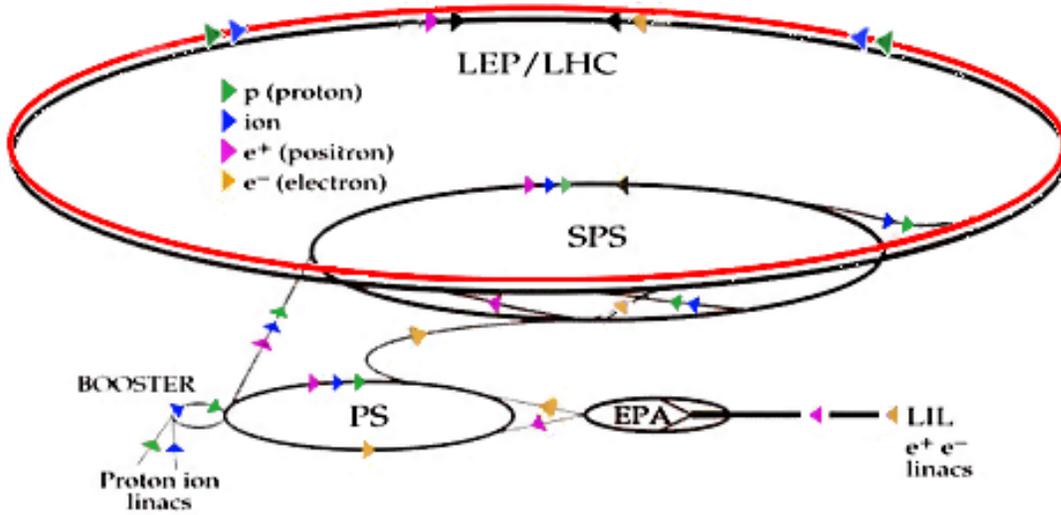


Figure 2.1: Réseaux d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC.

principales caractéristiques de LHC sont résumées dans le tableau 2.1. La valeur de la luminosité est donnée par la formule [29] :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N^2 k_b f}{4\pi\sigma^2} \quad (2.1)$$

où N est le nombre de protons par paquet, k_b le nombre de paquets, f la fréquence de révolution d'un paquet et σ le r.m.s. de demi-diamètre du faisceau de protons au point d'interaction. La limitation la plus importante à l'augmentation de luminosité vient du paramètre faisceau-faisceau(ξ) : lors du croisement des faisceaux aux points de collision, des forces électromagnétique entre des protons, très fortement non linéaires changent l'énergie et la trajectoire des protons qui se croisent.

$$\xi = \frac{Nr_p}{4\pi\epsilon_n\beta^*} \quad (2.2)$$

où r_p est un demi-diamètre classique de proton, β^* est la fonction de betatron aux points d'interaction et ϵ_n est l'emittance transversale normalisée qui est défini par $\epsilon_n = \gamma\sigma^2/\beta^*$, et où $\gamma = E/m_0c^2$ est le facteur de Lorentz. Enfin, la luminosité se réécrit en fonction de ξ :

$$\mathcal{L} = \frac{Nk_b f \gamma \xi}{r_p \beta^*} \quad (2.3)$$

où la production $Nk_b f$ correspond au courant de faisceau divisé par la charge élémentaire.

Paramètres	unité	p-p
Energie par faisceau	TeV	7.0
Energie dans le centre de masse	TeV	14
Champ magnétique	T	8.3
Luminosité maximale(\mathcal{L}_0)	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{34}
Nombre de protons par paquet(N)		10^{11}
Fréquence de révolution(f)	kHz	11.246
Nombre de paquet(k_b)		2835
Longueur du paquet(σ_z)	cm	7.5
Temps de vie du faisceau(perte en 1/e)	h	22
Temps de vie de la luminosité	h	10
Temps entre 2 paquets	ns	25
Emittance transversale normalisée(ϵ)	μm	3.75
Paramètre faisceau-faisceau(ξ)		0.0032
Angle de croisement des faisceaux	μrad	300
Fonction β aux points d'interactions(β^*)	m	0.5
Perte d'énergie par tour	KeV	6.9

Tableau 2.1: Principaux paramètres de fonctionnement nominal de LHC.

2.1.2 Des collisions proton-proton

Les collisions entre des paquets de 10^{11} protons se succéderont toutes les 25 nanosecondes. La zone d'interaction aura une dispersion $\sigma_z = 5.3$ cm suivant l'axe du faisceau et $\sigma_x = \sigma_y = 15 \mu\text{m}$ dans le plan transverse. La luminosité \mathcal{L} est la grandeur physique caractérisant les performances du collisionneur. La luminosité intégrée, pour une année de fonctionnement de LHC, est estimée à

$$\mathcal{L} = \int_{10^7\text{s}} \mathcal{L}_0 dt = 100 \text{ fb}^{-1} \quad (2.4)$$

La section efficace totale des interactions proton-proton est :

$$\sigma_{pp}^{totale} = 110 \text{ mb} \quad (2.5)$$

La valeur de la section efficace inélastique, qui nous intéresse, est :

$$\sigma_{pp}^{inélastique} = 70 \text{ mb} \quad (2.6)$$

A chaque croisement des faisceaux de protons à haute luminosité, le nombre d'événements moyens produits est :

$$\langle N \rangle = \sigma_{pp}^{inélastique} \times \mathcal{L} \times \Delta T \quad (2.7)$$

où ΔT est le temps moyen séparant deux paquets de protons et la durée d'une circulation d'un paquet de protons dans l'anneau est 88924 ns. En fait, les paquets de protons ne sont pas tous espacés de 25 ns car il existe des temps morts durant le cycle de remplissage de l'anneau. Cette structure est liée aux radio-fréquences caractéristiques d'injections du LHC, le PS et le SPS [28]. Le nombre de paquets présents dans l'anneau est de 2835. Le temps moyen ΔT est donc de 31 ns et

$$N_{\text{basse}\mathcal{L}} = 2.2 \quad \text{et} \quad N_{\text{haute}\mathcal{L}} = 22 \quad (2.8)$$

Les variables les plus utilisées pour décrire la cinématique des particules, sont l'énergie transversale E_T , la pseudo-rapacité η et l'angle azimuthal ϕ . La section efficace d'interactions inélastiques proton-proton a une distribution uniforme par unité de η . La pseudo-rapacité du détecteur est reliée à l'angle polaire θ défini par rapport à l'axe des faisceaux, suivant la formule :

$$\eta = -\ln\left|\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right| \quad (2.9)$$

Cette quantité est une approximation de la rapidité \mathcal{Y} pour des particules où les masses sont négligées devant les impulsions,

$$\mathcal{Y} = -\frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) \quad (2.10)$$

Enfin, la quantité de mouvement transversale p_T ($= \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$) et l'énergie transversale E_T ($= E/\cosh \eta$) sont les variables qui décrivent la cinématique des événements dans le détecteur. Ces quantités transversales sont conservées par une transformation de Lorentz longitudinale de l'axe au faisceau vers l'axe z .

2.2 L'expérience CMS et son détecteur

Le détecteur est dessiné pour détecter les divers signaux d'une éventuelle nouvelle physique par l'identification et la mesure précise de muons, électrons, photons et jets à haute énergie même à haute luminosité au LHC. Tous les sous-détecteurs à l'exception des chambres à muons sont plongés dans un champ magnétique de 4T qui est fourni par un solénoïde supraconducteur d'une longueur de 13 mètres et d'un diamètre interne de 5.9 m. Ce champ magnétique intense garantit une bonne résolution en impulsion pour des particules chargées. Les traces ayant $p_T < 0.8$ GeV ne peuvent pas atteindre le calorimètre. Une vue en trois dimensions du détecteur CMS est montrée sur la figure 2.2.

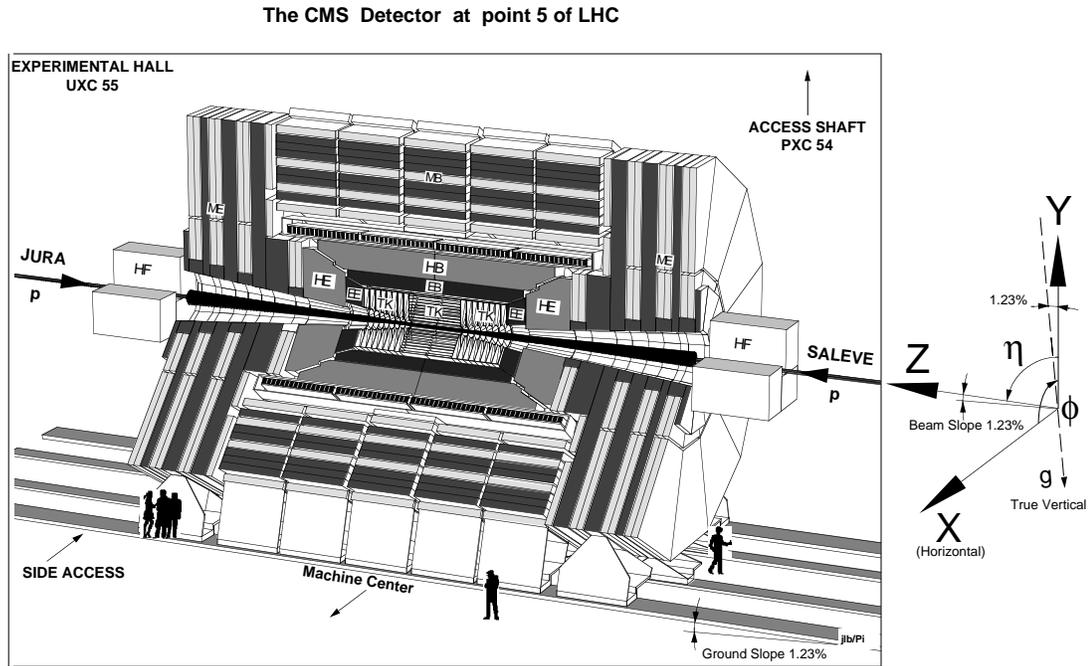


Figure 2.2: Vue générale du détecteur CMS [53].

2.2.1 Le détecteur central de traces

Rôle

Le détecteur central sert à déterminer l'origine des traces chargées, les vertex primaires et secondaires, et à mesurer l'impulsion des particules chargées. La performance requise est adaptée à la physique attendue au LHC à savoir :

- une excellente mesure des leptons isolés afin de réduire les bruits de fond $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ au processus $H \rightarrow 4l^\pm$ dans le domaine de masse $120 \text{ GeV} \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$.
- une augmentation de sensibilité du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ par le critère d'isolation pour supprimer les bruits de fond $\gamma - \pi^0$ (jet) et $\pi^0 - \pi^0$ (jet-jet) sous les bruits de fond irréductible $\gamma\gamma$.
- une aptitude à reconstruire et à étiqueter individuellement les quarks b, et les hadrons B dans les jets de quarks b pour étudier la violation de CP ou toute nouvelle physique associée à la reconnaissance de vertex secondaires.
- une large couverture jusqu'à $\eta = 2.5$ afin de maximiser l'acceptation d'événements rares comme $H \rightarrow \gamma\gamma, 4e^\pm$ avec une grande précision ainsi que les quarks

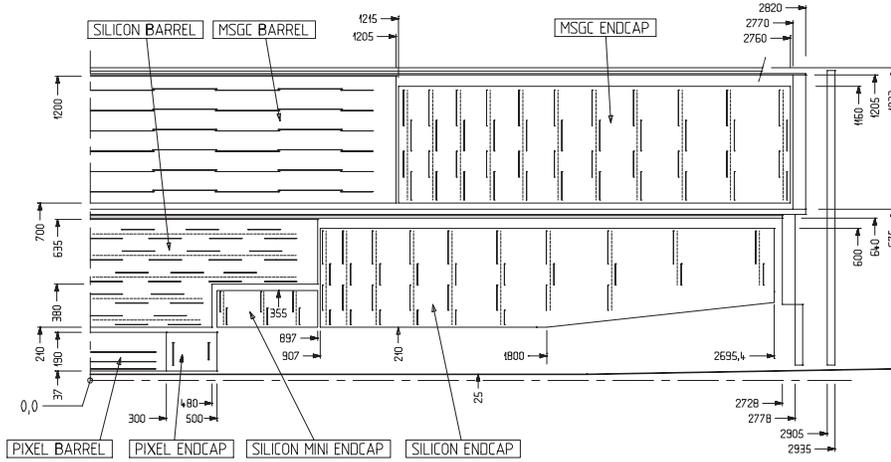


Figure 2.3: Détecteur central de traces. Les chambres gazeuses à micropistes (MSGCs) seront remplacées par un détecteur en silicium dans la nouvelle version [33].

b dans la fusion de gluon-gluon.

- la recherche des particules supersymétriques sleptons, charginos et neutralinos.
- une minimisation de l'effet de bremsstrahlung pour les électrons et de l'interaction hadronique dans la matière présente pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.
- un rôle essentiel pour la mesure des muons; Il donne une première mesure de leur impulsion et informe sur l'énergie des trajectoires.

Description

Le détecteur central de traces est composé des trois sous-détecteurs dont les dimensions sont présentées en détail sur la figure 2.3 dans sa nouvelle version.

- Pixel en silicium (Si-Pixels) :
Le détecteur élémentaire (pixel) a une taille de $150, 225 (r\phi) \mu\text{m} \times 150, 300 (z) \mu\text{m}$ ce qui permet d'avoir $10 \sim 15 \mu\text{m}$ de précision dans le plan ϕ, z du baril et $15 \sim 20 \mu\text{m}$ dans les bouchons. En fait, le détecteur comprend trois couches. Les deux premières (4 cm et 7 cm de rayon) fonctionnent à basse luminosité pour obtenir des informations sur les particules chargées avec une grande précision. A haute luminosité, seules deux dernières (7 cm et 11 cm de rayon) sont utilisées. La première couche, la plus proche de l'anneau, servira à la séparation des particules chargées. Les deux disques dans les bouchons ont un interne rayon de 6 cm et un rayon externe de 15 cm ($|\eta| = 2.4$).

- Micropistes en silicium (Si-Strips) :

Ce détecteur basé sur un dispositif à micropiste en silicium est composé de trois différentes parties (baril en 5 couches, bouchon en 10 disques et mini bouchon en 3 couches) et est d'une taille longitudinale de 5.6 cm. Dans le tonneau, les couches 1, 2 et 5 sont utilisées des deux cotés avec une géométrie stéréo afin de mesurer des coordonnées longitudinales. La plupart des disques de bouchon sont à deux cotés et couvre le rayon de 22 cm à 60 cm et $|\eta| = 2.5$ afin de mesurer des coordonnées radiales. Chaque détecteur a une épaisseur de 300 μm , la distance entre anodes de 60 \sim 270 μm et la longueur de strip est de 7 \sim 12.5 cm. Une telle structure permet 20 μm de résolution en position pour une seule couche et 200 μm de résolution d'isolation entre deux traces chargées.

Performance

Le nombre de points touchés dans le détecteur de traces central est représenté sur la figure 2.4. Typiquement, 13 points distincts sont mesurés jusqu'à $|\eta| \approx 2.0$ et au minimum 8 points à $|\eta| \approx 2.5$.

La figure 2.5 représente la résolution du détecteur central de traces. Les traces isolées de grande quantité de mouvement transversale sont reconstruites avec une résolution supérieure à $\delta p_T/p_T \approx (15 \cdot p_T \oplus 0.5)\%$, p_T en TeV, dans le domaine central $|\eta| \leq 1.6$. Cette résolution se dégrade ensuite, jusqu'à $\delta p_T/p_T \approx (60 \cdot p_T \oplus 0.5)\%$ à $|\eta| \approx 2.5$ (Fig. 2.5 à gauche). Dans le cas des muon, la résolution d'impulsion peut être paramétrisée par $\delta p/p \approx (4.5 \cdot \sqrt{p})\%$ jusqu'à $|\eta| \approx 2$ [30]. Cette résolution est meilleure que 10% à 4 TeV (Fig. 2.5 à droite).

Dans un jet, le détecteur central est capable de reconstruire avec une efficacité de 95% des hadrons chargés de $p_T \approx 10$ GeV et 85% pour $p_T \approx 1$ GeV. Sur les muons et électrons, l'efficacité de reconstruction est également de 98% et 90% ($|\eta| \leq 2.5$, $p_T \geq 1$ GeV). Le tableau 2.2 montre les caractéristiques du détecteur central de traces. Il est nécessaire d'avoir un grand nombre de canaux pour avoir un taux d'occupation faible ($\leq 1\%$). La résolution d'impact est inférieure à 35 μm ($|\eta| \leq 2.5$, $p_T \approx 10$ GeV) dans un plan perpendiculaire à la direction de faisceau et 75 μm dans une direction longitudinale au faisceau.

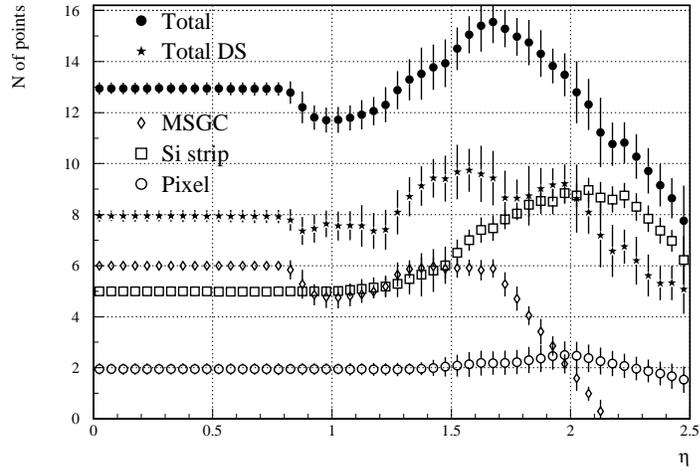


Figure 2.4: Le nombre de points touchés dans le détecteur central de traces en fonction de η [33].

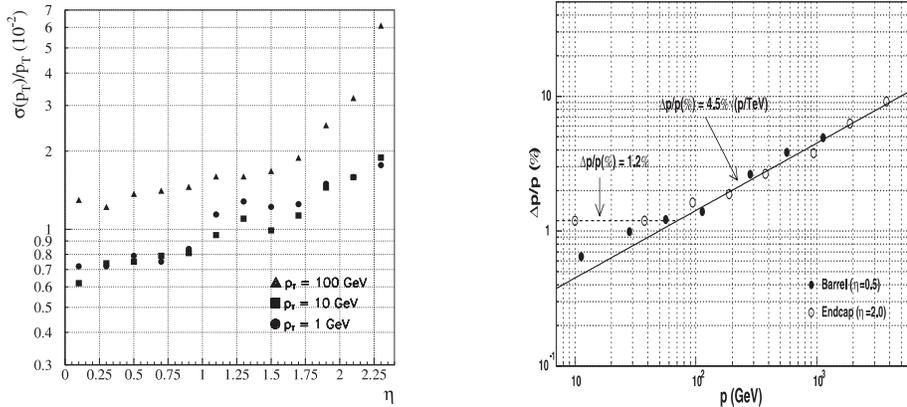


Figure 2.5: La résolution d'impulsion transversale du détecteur central de traces en fonction de η , pour les muons de $p_T = 1, 10, 100$ GeV (gauche), la résolution d'impulsion à l'aide des chambres à muon en fonction de l'impulsion, pour $\eta = 0.5, 2.0$ (droite) [33].

2.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Rôle

La plupart des particules dont nous allons chercher l'existence dans CMS ont une section efficace de production faible ; nous les cherchons dans des désintégrations où le rapport signal/bruit est petit et leur observation sera en général difficile. Le fond, en particulier de multijet, leptons-jets et de photons-jets est toujours important. Le calorimètre électromagnétique va jouer un rôle très important dans la mise en évidence

Détecteur	Nombre de canaux	Résolution (r, ϕ)	Résolution en z ou r
Pixel	4×10^7	15(baril) μm 20(bouchon) μm	15(baril) μm 20(bouchon) μm
Piste de Si	5.4×10^6	15 μm	1mm(stéréo), $L_{\text{piste}}/\sqrt{12}$ (simple)

Tableau 2.2: Paramètres des éléments dans le détecteur central de traces [30].

de toutes ces nouvelles particules.

Les qualités essentielles qui sont recherchées pour ce détecteur sont :

- Une excellente résolution en énergie et en position, pour avoir une bonne mesure des masses mesurées (essentiel pour découvrir un Higgs de basse masse en deux photons).
- Une grande granularité pour permettre de reconstruire les gerbes électromagnétique et bien signer l'isolation des électrons et des photons, par rapport aux jets voisins.
- Un faible dépôt d'énergie par les particules hadronique, en particulier pour différencier les hadrons et les leptons de basses énergies
- Une grande herméticité et une grande couverture longitudinale pour mesurer avec précision la composante leptonique de l'énergie transverse manquante.

Du point de vue technique, ce calorimètre doit être rapide pour éviter l'empilement et toutes ses composantes doivent être construites avec des techniques durcies aux irradiations à cause de la grande luminosité de la machine LHC.

Pour toutes ces raisons, les collaborations ont décidé de choisir un calorimètre à absorption totale, sans échantillonnage, constitué de cristaux de tungstate de Plomb. L'ensemble de ce détecteur est décrit plus précisément au chapitre 3. L'avantage du tungstate de Plomb est sa longueur de radiation X_0 plus courte, son rayon de molière plus petit, avec cependant un taux de production de lumière relativement faible. En revanche son émission de lumière de scintillation est relativement rapide (90% en 10 ns).

Rappel des principaux paramètres caractérisant les matériaux absorbants :

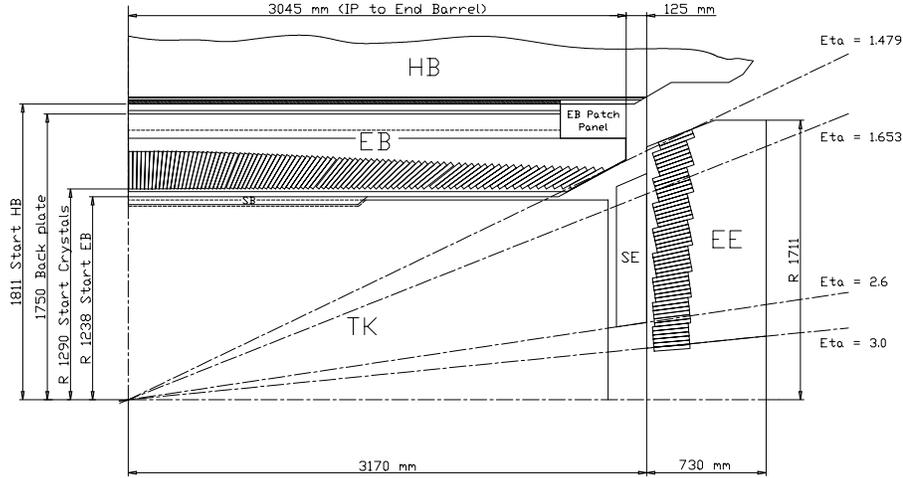


Figure 2.6: Une vue longitudinale de 1/4 du calorimètre électromagnétique [53].

- la longueur de radiation X_0 : lorsqu'un électron, $E_0 > 100$ MeV, interagit avec la matière, soit par une collision élastique ou inélastique avec un noyau soit par accélération dans le champ électrique du noyau, la longueur de radiation est la distance au bout de laquelle l'énergie de l'électron est réduite de $1/e \sim 63.2\%$ par rapport à son énergie initiale.

$$X_0(\text{cm}) = \frac{716.4 A}{\rho Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \sim 180 \frac{A}{\rho Z^2} \quad (2.11)$$

où ρ est la densité d'absorbeur, Z le nombre atomique de l'absorbeur et A la masse atomique de l'absorbeur.

- la longueur d'interaction nucléaire λ_I : Cette longueur représente la distance moyenne de parcours avant qu'une particule interagisse inélastiquement avec un noyau de l'absorbeur par interaction forte. Cette grandeur est définie pour les hadrons, $E_0 > 100$ MeV. Une approximation de λ_I est donnée par [31]

$$\lambda_I = \frac{A}{\rho N_A \sigma_I} \sim \frac{35 \times A^{1/3}}{\rho} \quad (2.12)$$

où σ_I est la section efficace inélastique nucléaire et N_A est le nombre d'Avogadro. Pour des photons, $E_0 > 50$ MeV, la longueur d'interaction dans un milieu de matière est approximée par $X_{e^+e^-} \sim 9X_0/7$.

- le rayon de molière R_M :

Cette grandeur définit la taille transversale de la gerbe.

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \quad (2.13)$$

$$\text{avec } E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \sim 21.2 \text{ MeV} \text{ et } E_c = \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad (2.14)$$

où α , est la constante de structure fine, $m_e c^2$, la masse de l'électron en MeV, E_c est une définition d'une énergie d'échelle, et E_c , l'énergie critique définie par l'énergie de l'électron a une valeur ou la perte d'énergie par ionisation devient égale à l'énergie de l'électron incident [32].

Le calorimètre électromagnétique de CMS est constitué d'un tonneau central s'étendant jusqu'à $|\eta| = 1.479$ fermé par deux bouchons couvrant la région $1.479 \leq |\eta| \leq 3.0$ (Fig. 2.6). Dans la partie du tonneau, la face intérieure des cristaux est située sur un rayon de 1.29 m. Chaque cristal a une profondeur de 230 mm correspondant à $25.8X_0$ et $1.1\lambda_I$. La surface intérieure est de $21.8 \times 21.8 \text{ mm}^2$, correspondant à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ (1°). La granularité du tonneau est de 360 dans la direction ϕ et de 2×85 dans la direction η donnant un nombre total de cristaux de 61200. Ces cristaux sont regroupés en 18 supermodules occupant 20° dans ϕ . Chaque supermodule est composé de 4 modules dont le premier comprend 500 cristaux et les autres 3 modules 400 cristaux.

Les cristaux de chaque bouchon sont regroupés en 268 ensembles dits supercristaux (36 cristaux par supercristal) et en 67 secteurs (1116 cristaux) pour couvrir des petites parties intérieures et extérieures. Donc, au total, les deux bouchons contiennent 21528 cristaux. Les cristaux des bouchons sont optimisés pour la mesure d'énergie longitudinale et transversale jusqu'à $|\eta| = 2.6$, puis dans la région $2.6 \leq |\eta| \leq 3.0$, ils sont surtout optimisés pour la mesure de l'énergie longitudinale. La taille des cristaux varie de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ jusqu'à 0.05×0.05 ; ils ont 220 mm de longueur et $24.7X_0$ de longueur de radiation. Les performances du calorimètre sont développées au chapitre 3.

2.2.3 Le détecteur de pied de gerbe

Le détecteur de pied de gerbe est destiné à améliorer la résolution en position du calorimètre électromagnétique vers l'avant, en particulier pour ce qui concerne les photons. Cette amélioration est importante pour la séparation de $\gamma - \pi^0$. Le domaine

du tonneau $|\eta| \leq 1.1$ sera instrumenté avec une couche d'absorbeur de $2.5X_0$ et une couche de détecteur à pistes en silicium. La région du bouchon, $1.65 \leq |\eta| \leq 2.61$ sera couverte avec deux couches d'absorbeur, respectivement $2X_0$ et $1X_0$, et deux couches de pistes en silicium. Ce détecteur permet d'une résolution sur la direction d'un photon de $\sim 45 \text{ mrad}/\sqrt{E}$.

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Rôle

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie et la direction des jets de quarks, de gluons et participe à la mesure de l'énergie manquante transversale. Ce détecteur est essentiel pour étudier la production de quark t , rechercher le Higgs dans les canaux $H \rightarrow ll\nu\nu$, $lljj$ et $l\nu jj$ jusqu'à une masse de $M_H \sim 1 \text{ TeV}$ et rechercher de nouvelles particules et de nouveaux phénomènes prévus (supersymétrie) ou non. De plus, il aide à l'identification des électrons, photons et muons en combinaison avec le calorimètre électromagnétique et les chambres à muons.

Description

Le calorimètre hadronique utilise la technologie d'échantillonnage. Il est constitué de trois parties : le tonneau, les deux bouchons et le calorimètre très à l'avant, couvrant jusqu'à $|\eta| \leq 5.0$. La granularité du calorimètre est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Elle coïncide avec celle du calorimètre électromagnétique et avec celle des chambres à muons et permet une bonne séparation des événements à deux jets.

Le tonneau ayant un rayon de 1.806 m intérieur et 2.95 m extérieur couvre $0 \leq \eta \leq 1.3$. Le nombre total de sections d'échantillonnages est de 17, sur 89 cm de profondeur, correspondant à $5.82\lambda_I$ à $\eta = 0$ et $9.1\lambda_I$ à $\eta = 1.3$.

Chaque échantillonnage est constitué d'une section de 5 mm d'absorbeur de cuivre suivi d'un scintillateur plastique de 4 mm. La structure de base des bouchons est identique à celle du tonneau mais l'absorbeur de cuivre est de 8 mm. La couverture en pseudo-rapacité des bouchons est de $1.3 \leq \eta \leq 3.0$. L'épaisseur moyenne des bouchons est de $10.5\lambda_I$. Le cuivre a été choisi comme absorbeur à cause de ses qualités : matériau non magnétique, courte longueur d'interaction et son faible Z permet de ne pas dégrader la résolution en impulsion des muons.

Le calorimètre hadronique avant est situé à $\pm 11.1 \text{ m}$ du point de collision et couvre

$3.0 \leq \eta \leq 5.0$. Il a un rayon de 1.4 m et une profondeur de 1.65 m ($10\lambda_I$). Il permet une amélioration de la mesure d'énergie manquante transversale, et une identification et une reconstruction des jets vers l'avant.

Des fibres optiques amènent la lumière des couches de scintillateurs vers l'extérieur où elles sont lues par un photodétecteur.

Performance

La résolution en énergie du calorimètre hadronique pour un hadron isolé est estimée à [34]:

$$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{100\% (150\%)}{\sqrt{E}} \oplus 5\%, \quad \text{pour le tonneau (les bouchons)} \quad (2.15)$$

$$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{200\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%, \quad \text{pour le calorimètre en avant} \quad (2.16)$$

2.2.5 Les chambres à muons

Rôle

Les muons interagissent peu avec la matière. Pour réduire le bruit de fond hadronique, le détecteur est donc situé après le calorimètre électromagnétique et l'aimant supraconducteur, derrière le calorimètre hadronique et une série d'absorbeurs en fer. Le détecteur est destiné à remplir trois tâches importantes :

- identifier les muons provenant de la désintégration du Higgs, W , Z et $t\bar{t}$, de saveurs lourdes ou de particules supersymétrique.
- produire un signal de déclenchement pour un signal muonique.
- mesurer l'impulsion des muons jusqu'à l'ordre de quelques TeV.

Description

Ce détecteur est constitué de quatre stations aussi bien dans une partie centrale ($\eta < 1.3$) que dans les deux parties latérales ($0.9 \leq \eta \leq 2.4$) comme le montre la figure 2.7. La longueur d'interaction nucléaire est supérieure à $16\lambda_I$ pour que les particules autres que des muons n'arrivent pas à la dernière station. Chaque partie utilise trois technologies différentes pour tenir compte du champ magnétique non constant et du

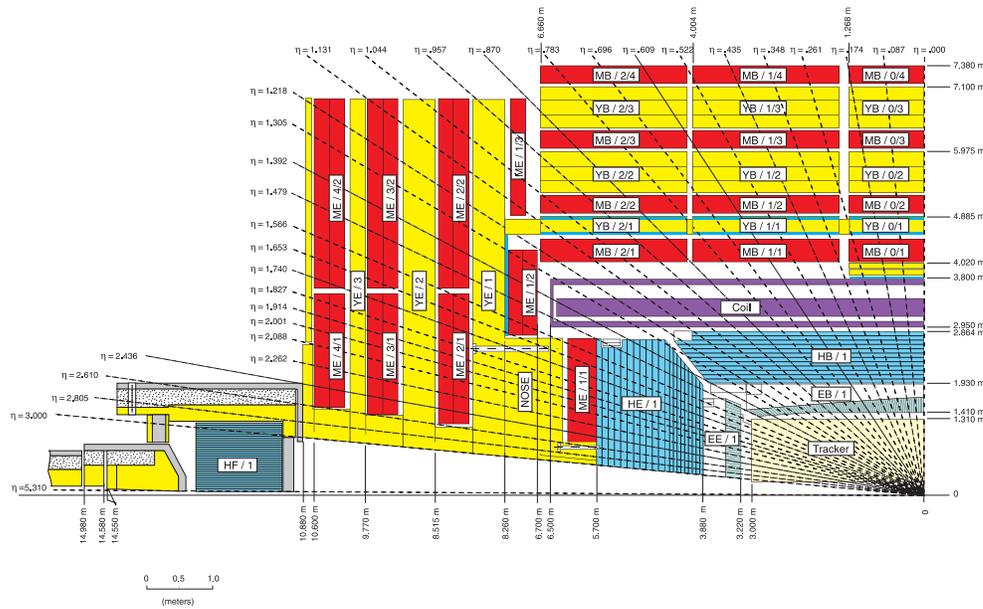


Figure 2.7: Vue longitudinale du détecteur de muons.

taux de particules inférieur à 20 Hz/cm^2 pour le tonneau et 1 k Hz/cm^2 pour les bouchons : On utilise des chambres à dérives (DT) dans le tonneau, des chambres à pistes cathodiques (CSC) dans les bouchons et des chambres à plaques résistives (RPC) dans les deux.

L'information de la position spatiale des particules est calculée en tenant compte du champ de l'aimant. Pour chaque muon, on peut calculer un rayon de courbure et donc mesurer son impulsion et sa charge. Cette mesure est complétée par association avec celle du détecteur central de traces.

- **Les chambres à dérives (DT)**

Le principe de ces tubes, dont l'un est montré sur la figure 2.8, est de collecter les électrons issus de l'ionisation par la particule incidente dans un mélange gazeux (ArCO_2). Ces électrons sont collectés sur l'anode par le champ électrique, et le temps de dérives maximum est de 400 ns ou $\sim 2 \text{ cm}$.

Dans le tonneau, chacune des trois stations intérieures comprend 60 chambres, et la station la plus extérieure en utilise 70 chambres. Le nombre total des fils sensibles est de 195000.

- **Les chambres à pistes cathodiques (CSC)** Chaque chambre a une forme

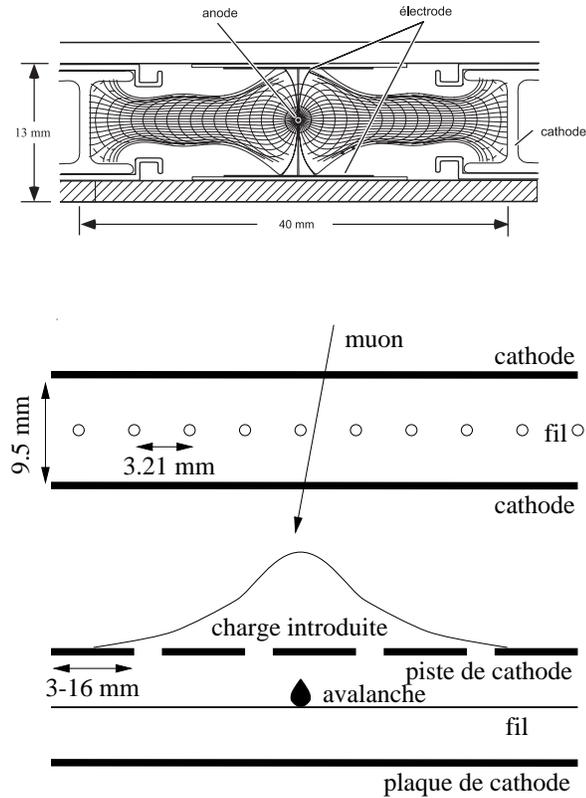


Figure 2.8: Schéma d'une chambre à dérive (DT) (haut) et du principe d'une chambre à piste (CSC) (bas).

trapézoïdale pour s'adapter aux formes des bouchons. Elle est composée d'une rangée de pistes cathodiques de différentes largeurs (3 à 16 mm), et de fils d'anode espacés de 3.21 mm ou 3.16 mm, orthogonaux aux pistes. A l'exception de la chambre la plus proche du détecteur hadronique dans les bouchons, elles sont tournées de 20° par rapport aux pistes pour compenser l'angle de Lorentz dû au champ magnétique de 3.5 Tesla afin d'obtenir une bonne précision de résolution spatiale.

- **Les chambres à plaques résistives (RPC)** Les chambres à plaques résistives (RPC) ont une réponse très rapide de l'ordre de quelques nanosecondes. Elles sont ajoutées pour fournir un déclenchement complémentaire de premier niveau. Une chambre RPC consiste en deux plaques en parallèles résine de phénol, très résistantes et séparées par quelques mm de gaz. Le nombre total de couches est de 6 dans le tonneau et de 4 conjointement avec les chambres CSC dans les bouchons.

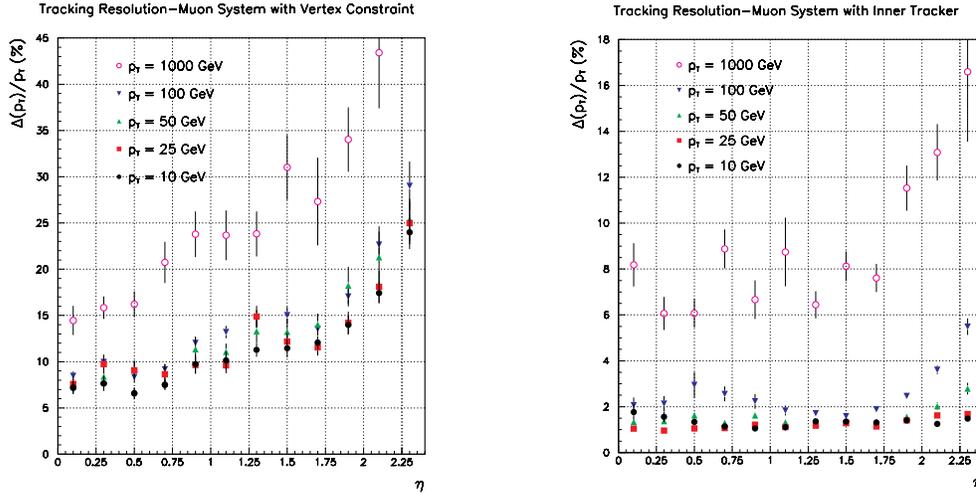


Figure 2.9: La résolution en impulsion transversale de muons avec seulement l'information des chambres à muons (gauche), et associée avec une combinaison avec le détecteur central de traces (droite).

Chambres	DT	CSC	RPC (tonneau /bouchon)
Couverture($ \eta $)	0.0 - 1.3	0.9 - 2.4	0.0 - 2.1
Sations	4	4	6 / 4
Couches	8($r - \phi$), 4(z)	6	2
Chambres	250	540	360 / 252
Canaux	195000	273024 (pistes) 210816 (groupes d'anode)	80640 / 80642
Résolution spatiale (σ en μm)	250(par anode) 100($r - \phi$, 6/8 pts) 150(z, 3/4 pts)	75(6 pts) 150(à l'extérieur)	Dimension de cellule
Résolution en temps	5 ns	15~50/ $\sqrt{72}$ (r, 6 pts) 6 ns	3 ns

Tableau 2.3: Les caractéristiques des chambres à muons et leurs performances.

performance

La résolution attendue pour l'impulsion transverse est comprise entre 6 et 48% pour des impulsions transversales allant de 10 à 1000 GeV pour le détecteur à muons seul. Elle est de 1 à 17% lorsque les informations du détecteur central sont incluses. Les caractéristiques des chambres et leurs performances sont résumées sur le tableau 2.3.

2.3 Déclenchement

Au LHC, Les faisceaux de protons se croisent toutes les 25 ns ce qui correspond à une fréquence de 40 MHz et le nombre d'événements est en moyenne de $20 \sim 25$ par croisement soit une fréquence de 10^9 événements par seconde. La plupart de ces 10^9 événements sont des événements non intéressants. Le processus du déclenchement installe un seuil sur l'acceptation d'événement pour diminuer la fréquence des événements recueillis en éliminant des événements non intéressants.

Du fait que 100 Hz est considéré comme une fréquence maximale pour l'acquisition, il faut réduire cette fréquence 10^9 par un facteur 10^7 . Dans ce but, CMS utilise trois niveaux de déclenchement :

- Déclenchement de premier niveau (LV-1)
un déclenchement "régional" de premier niveau par les calorimètres [35] et par les chambres à muons [36] reconnaît les particules et estime indépendamment leur énergie ou impulsion, jets et énergie manquante. Ensuite, des coupures lâches sont appliquées par le déclenchement "global" (LV-1 global) [37] afin de réduire la fréquence à 30 kHz (100 kHz maximal).

Ce processus est effectué par des algorithmes dans une électronique spécifique des calorimètres et des stations à muons. Ces algorithmes permettent de déterminer les candidats électrons/photons, muons, jets, hadrons isolés, avec une éventuelle grande énergie (impulsion) transverse. Ces informations sont transmises à un centre de décision situé à l'extérieur du détecteur et une coupure simple est effectuée avec un seuil sur l'impulsion (l'énergie) transverse. Une décision est prise toutes les 25 ns sans temps mort, $3.2 \mu\text{s}$ après la collision.

- Déclenchement de deuxième et troisième niveau (LV-2 et LV-3)
Par un signal sélectionné de LV-1 global, les sous-détecteurs transmettent leurs

données à une ferme de processeurs commerciaux (Event Filter Farm) qui s'occupent uniquement de la sélection du second niveau. A ce niveau, un déclenchement est effectué avec une coupure plus stricte que LV-1 pour réduire le rapport d'événements à un taux de l'ordre de 100 Hz.

2.4 Conclusion

Le LHC du CERN comporte deux détecteurs (CMS : Compact Muon Solenoid et ATLAS : A Toroidal Lhc ApparauS) et deux détecteurs annexes (LHCb : LHC B physique et ALICE : A Large Ion Collider Experiment). La caractéristique principale de CMS est le champ magnétique solénoïdal assurant une haute résolution pour la mesure d'impulsion pour les particules chargées.

Tous les sous-détecteurs du CMS à l'exception des chambres à muons sont plongés dans ce champ magnétique de 4T et sont conçus pour opérer dans ce champ important. Ce détecteur a été optimisé dans le but de découvrir le Higgs prévu par le modèle standard et de l'étudier.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique de CMS

3.1 Introduction

Le calorimètre électromagnétique est destiné à l'étude de la physique de la brisure de symétrie électrofaible et plus spécifiquement à la mesure des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$, ZZ et WW pour des masses de Higgs entre 100 GeV et 700 GeV. La mesure du bruit de fond $Z \rightarrow e^+e^-$ est nécessaire dans l'étude d'une nouvelle particule de haute masse avec un ou plusieurs de Z dans une chaîne de désintégration. Une telle paire leptonique peut aussi fournir une indication de particule supersymétrique ou de nouveaux bosons lourds (W' , Z')

CMS a choisi de construire le calorimètre électromagnétique en cristaux scintillants (PbWO_4) ce qui permet une excellente résolution en énergie. Dans un tel calorimètre, l'énergie des électrons et des photons est entièrement déposée dans le volume homogène de cristaux de haute densité et de petit rayon de Molière. De plus cet ensemble constitue un calorimètre extrêmement compact.

Plusieurs calorimètres à cristaux fonctionnent avec succès dans diverses expériences de haute énergie mais dans les environnements moins difficiles que celui de CMS (L3 au CERN et CLEOII au CESR). Dans la phase nominale de LHC, on aura un croisement chaque 25 ns, chacun ayant 20 événements avec 1000 traces chargées en moyenne par événement. Ceci exige du calorimètre une grande dynamique en énergie, des grandes performances temporelles et une grande robustesse sous irradiation.

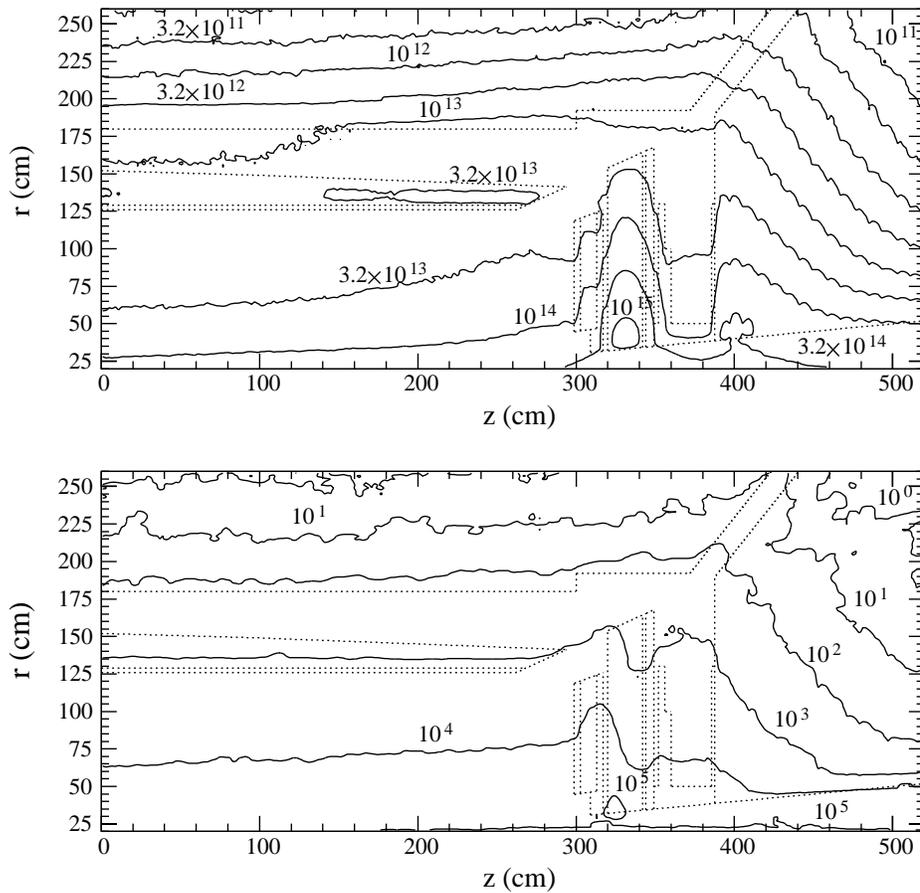


Figure 3.1: Flux de neutrons ($E > 100$ KeV) et de hadrons chargés par cm^2 (haut) et la dose de radiation en Gy (bas) dans la région du calorimètre. Les valeurs correspondent à la luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ [53].

Pour l'électronique de lecture intégrée au calorimètre, ces difficultés se résument à la résistance d'électronique sous irradiation et au maintien de la précision de mesure pendant l'expérience.

Le flux de neutrons ($E > 100$ keV) et de hadrons chargés est estimé à $2 \times 10^{13} /(\text{cm}^2 \text{ an})$ pour la zone du tonneau et $10^{14} /(\text{cm}^2 \text{ an})$ pour les bouchons et la dose d'irradiation, après une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ est de 10^3 et 10^4 Gy. Tous les composants de la chaîne électronique doivent fonctionner dans cette condition de flux et de radiation. Les doses en fonction de l'éloignement au vertex en r et en Z sont présentées sur la figure 3.1.

3.2 La résolution du ECAL

Le processus physique qui est plus exigeant en résolution pour le calorimètre électromagnétique de CMS est la désintégration en deux photons de Higgs pour une mesure du Higgs entre 80-150 GeV. En effet, du fait de la faible largeur de désintégration du Higgs, (de l'ordre de 30 MeV pour une masse du boson de Higgs inférieur à 150 GeV), la résolution en masse est fixée par la résolution du calorimètre. Dans ce cas du Higgs en deux photons d'énergie E_1 et E_2 avec un angle θ , la résolution en masse s'écrit :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)} \right] \quad (3.1)$$

où \oplus dénote une somme quadratique et θ est en radians. La résolution en masse dépend de la résolution en énergie, σ_E/E d'une part, et de la résolution angulaire, σ_θ d'autre part. Pour avoir une grande précision sur ces deux paramètres, CMS a décidé de construire un calorimètre homogène à base de cristaux scintillants en PbWO_4 . Un tel calorimètre permet une fine granularité et une minimisation des fluctuations de mesure de l'énergie.

3.2.1 La résolution en énergie

Dans l'équation 3.1, la résolution en énergie peut être paramétrisée par :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + (c)^2 \quad (3.2)$$

où E est en GeV, où a est un terme stochastique, σ_n un terme du bruit électronique, et c est un terme constant. Les contributions à la résolution des trois termes sont présentées sur la figure 3.2.

Le terme stochastique : a

Trois processus principaux contribuent au terme stochastique :

- la fluctuation sur le développement latéral de la gerbe reconstitué par un algorithme de reconstruction à partir des mesures de cristaux adjacents, donne une contribution de 1.5%.
- la fluctuation sur l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe contribue pour 5%.

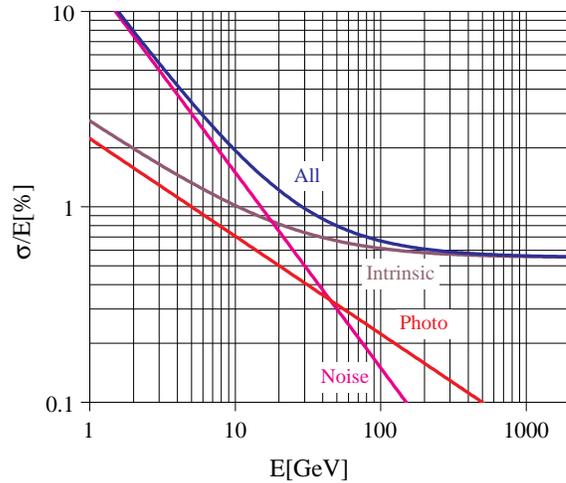


Figure 3.2: La contribution à la résolution des trois termes en énergie.

- la terme photostatistique de l'APD contribue pour 2.3%.

La fluctuation sur la reconstruction d'énergie dans une matrice de cristaux a été étudiée et simulée par Geant [57]. Elle donne une contribution de 2.5% (3×3 cristaux) ou 1.5% (5×5 cristaux) [58].

Dans un premier temps, ce détecteur de pied de gerbe ne sera installé que pour les bouchons. Donc, il n'y aura pas de contribution pour la partie des tonneaux à la luminosité nominale. A haute luminosité, une contribution de moins de 5% est prévue [59].

La contribution la plus importante vient de la fluctuation photostatistique de l'APD et s'écrit :

$$a_{(\text{photoélectron})} = \sqrt{\frac{F}{N_{(\text{photoélectron})}}} \quad (3.3)$$

où $N_{(\text{photoélectron})}$ est le nombre d'électrons primaires libérés dans l'APD par GeV, F est un facteur d'excès de bruit qui paramétrise la fluctuation introduit par l'amplification : $F \approx 2$.

L'objectif assigné aux APD's pour le tonneau est $N_{(\text{photoélectron})} > 4000/\text{GeV}$ ce qui correspond à une contribution photostatistique donnant une contribution stochastique $< 2.3\%$. Dans les bouchons, la zone de collection compense en grande partie la réduction de l'efficacité quantique de la photocathode et la perturbation affectée par le détecteur de pied de gerbe reste la contribution dominante au terme stochastique.

Le terme du bruit électronique : σ_n

Trois contributions sont considérées pour le terme du bruit électronique :

- le bruit de préamplificateur et de digitalisation.
- le bruit de courant de fuite des APD's.
- le bruit dû à l'empilement (pileup).

Le bruit du préamplificateur et de la digitalisation sont estimés à un équivalent en énergie traverse de $E_T = 30$ MeV par canal de tonneau et $E = 150$ MeV pour les bouchons. Ceci correspond à 150 MeV pour le tonneau et 750 MeV pour les bouchons lors de la reconstruction d'énergie avec 5×5 cristaux. Ceci est plus élevé pour le fonctionnement en basse luminosité. Le LSB (Least Significant Bit) est inférieur au bruit du préamplificateur et le bruit produit par la digitalisation peut être négligé.

Les APD's ont un courant de fuite qui augmente avec l'irradiation et qui participe au bruit du préamplificateur. L'évaluation de ce courant de fuite est étudiée et sa contribution est prévue pour être de 6 MeV par canal (30 MeV pour 5×5 cristaux) durant la première année d'opération à basse luminosité et 22 MeV par canal (110 MeV pour 5×5 cristaux) durant la première année d'opération à haute luminosité.

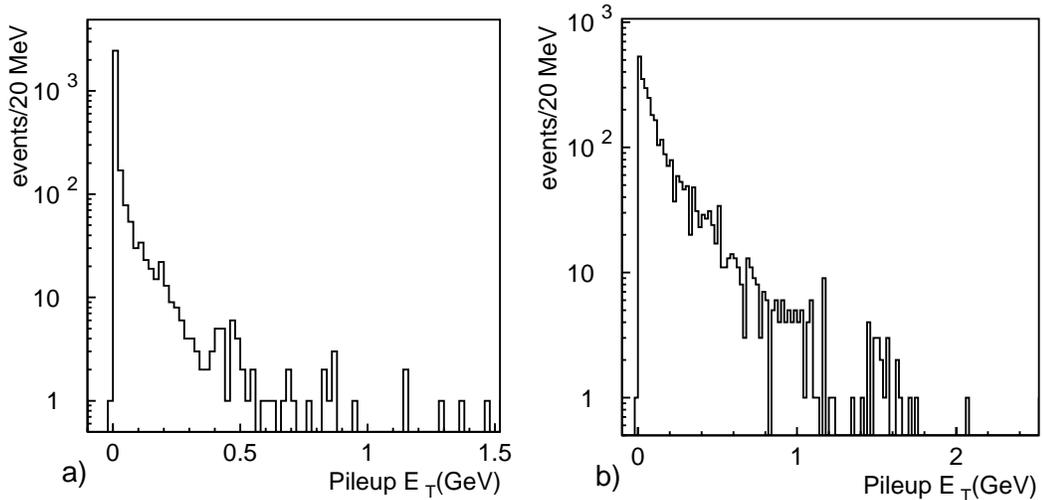


Figure 3.3: L'énergie transverse simulée dans une matrice de cristaux 5×5 (a) pour $\eta = 0.1$ et (b) pour $\eta = 2.25$, pour un seul croisement de faisceaux avec haute luminosité. Les valeurs r.m.s. calculées pour les deux distributions sont 105 et 250 MeV [53].

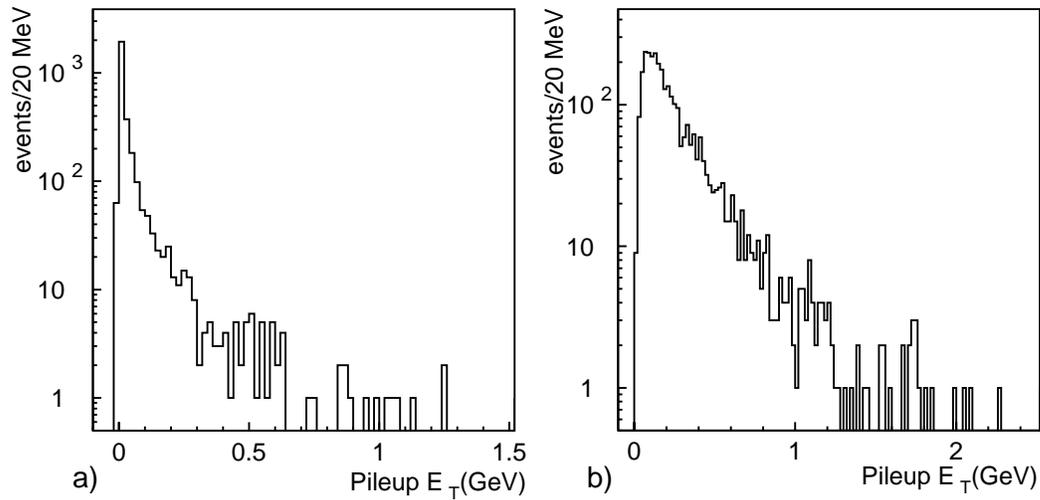


Figure 3.4: La distribution d'énergie transverse simulée en tenant compte du traitement du signal (mise en forme et digitalisation dans les mêmes conditions de la figure 3.3). Les valeurs r.m.s. calculées pour deux distributions sont 105 et 265 MeV [53].

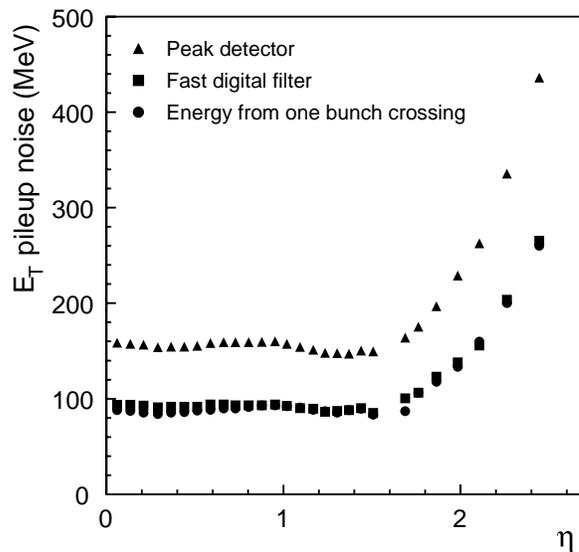


Figure 3.5: La contribution de bruit de pileup pour l'ensemble de cristaux 5×5 dans l'opération de haute luminosité en fonction de pseudorapidité, pour haute luminosité [53].

Le bruit de pileup a été étudié en utilisant PYTHIA avec les événements de “minimum bias”. PYTHIA génère les interactions inélastiques avec une section efficace de 55 mb à haute luminosité [60] et, en moyenne, 17.3 événements par croisement de faisceaux à haute luminosité.

La distribution d'empilement pour un croisement, dans une matrice 5×5 cristaux à haute luminosité est montrée dans la figure 3.3 a) pour $\eta = 0.1$ et b) pour $\eta = 2.25$. La figure 3.4 montre la distribution correspondante après traitement du signal.

La figure 3.5 montre la contribution du bruit de pileup, qui précédemment représenté comme une énergie traverse reconstruite dans la même condition en fonction de la pseudorapidité, pour haute luminosité.

La contribution de bruit de pileup est relativement petite pour la zone du tonneau. Dans la zone des bouchons, il vaut mieux utiliser une matrice de cristaux 3×3 pour reconstruire une énergie déposée, pour réduire la contribution du bruit de pileup.

Le terme constant : c

La contribution constante intervient surtout à hautes énergies (Fig. 3.2) et elle a 3 composantes :

- la non uniformité longitudinale de la collection de lumière.
- l'erreur de calibration.
- la fuite d'énergie du détecteur à cause de sa profondeur limitée.

La contribution de la fuite d'énergie est naturellement reproductible par simulation et contribue $\leq 0.2\%$ au terme constant à cause de ses fluctuations.

L'augmentation de la collection de lumière à l'arrière du cristal près de photodétecteur compense la fuite des gerbes derrière de cristal.

L'erreur de calibration vient :

- de la calibration absolue qui détermine la grandeur de l'énergie.
- de l'intercalibration locale qui définit une normalisation locale.
- de la différence de résolution en énergie e/γ .
- de l'intercalibration globale qui définit la résolution de masse reconstruite entre les différentes régions du calorimètre.

Cette erreur de calibration devrait contribuer $\leq 0.4\%$ au terme constant.

La contribution constante reste la même dans le cas de la haute luminosité et la contribution totale des trois termes est $\sim 0.55\%$.

Résumé de la résolution d'énergie

Les contributions à la résolution en énergie sont résumées en détail dans le tableau 3.1. Ce tableau montre la résolution pour une gerbe électromagnétique dans le tonneau et le bouchon. Le terme de bruit est donné pour les deux luminosités et correspond à une énergie reconstruite dans une matrice de cristaux 5×5 .

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{155 \text{ MeV (210 MeV)}}{E} \oplus 0.55\% \quad \text{pour le tonneau} \quad (3.4)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{770 \text{ MeV (915 MeV)}}{E} \oplus 0.55\% \quad \text{pour le bouchon} \quad (3.5)$$

où le chiffre entre parenthèses est pour la haute luminosité.

Contribution	Tonneau ($\eta = 0$)	Bouchon ($\eta = 2$)
Stochastique	$1.5\%/\sqrt{E}$	$1.5\%/\sqrt{E}$
Photostatistique	$2.3\%/\sqrt{E}$	$1.5\%/\sqrt{E}$
Préshower	–	$5\%/\sqrt{E}$
Total du terme stochastique	$2.7\%/\sqrt{E}$	$5.7\%/\sqrt{E}$
Fuite d'énergie	$< 0.2\%$	$< 0.2\%$
Non uniformité longitudinale	0.3%	0.3%
Calibration	0.4%	0.4%
Total du terme constant	0.55%	0.55%
Bruit électronique	150 MeV	750 MeV ($E_T = 200$ MeV)
Bruit de courant fuite ($\mathcal{L}_{\text{basse}}$)	30 MeV	–
Bruit de pileup	30 MeV	175 MeV ($E_T = 45$ MeV)
Total du bruit ($\mathcal{L}_{\text{basse}}$)	155 MeV	770 MeV ($E_T = 205$ MeV)
Bruit électronique	150 MeV	750 MeV ($E_T = 200$ MeV)
Bruit de courant fuite ($\mathcal{L}_{\text{haute}}$)	110 MeV	–
Bruit de pileup	95 MeV	525 MeV ($E_T = 140$ MeV)
Total du bruit ($\mathcal{L}_{\text{haute}}$)	210 MeV	915 MeV ($E_T = 245$ MeV)

Tableau 3.1: La contribution à la résolution d'énergie dans le tonneau et bouchon pour la matrice de cristaux 5×5 , pour une basse et une haute luminosité.

3.2.2 La résolution de position

La quantité du centre de gravité, X_C , s'écrit pour une matrice de cristaux 3×3 [61]:

$$X_C = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i x_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (3.6)$$

La coordonné $(0,0)$ est définie dans le centre du cristal où la particule a commencé à développer sa gerbe, E_i est l'énergie totale déposée dans un cristal d'indice i et les x_i sont les positions des centres des cristaux. La somme pondérée de ces poids détermine le point du cristal central où la particule est entrée. Quelquefois, le centre de gravité, X_C est calculé sur 6 cristaux : $\sum_{\text{LEFT}} - \sum_{\text{RIGHT}} / \sum E_i$, où \sum_{LEFT} et \sum_{RIGHT} sont les sommes totales d'énergie dans la colonne de 3 cristaux à gauche et à droite et \sum_9 est la somme totale des énergie de 9 cristaux.

De ce calcul, il apparaît une erreur, qui a l'allure d'une courbe en "S" qui est montré sur la figure 3.6 pour deux incidences différentes à zéro et 3 degrés [62]. La distance $(X_C - X_D)$ entre la position incidente réelle (X_D) et mesurée par le centre de

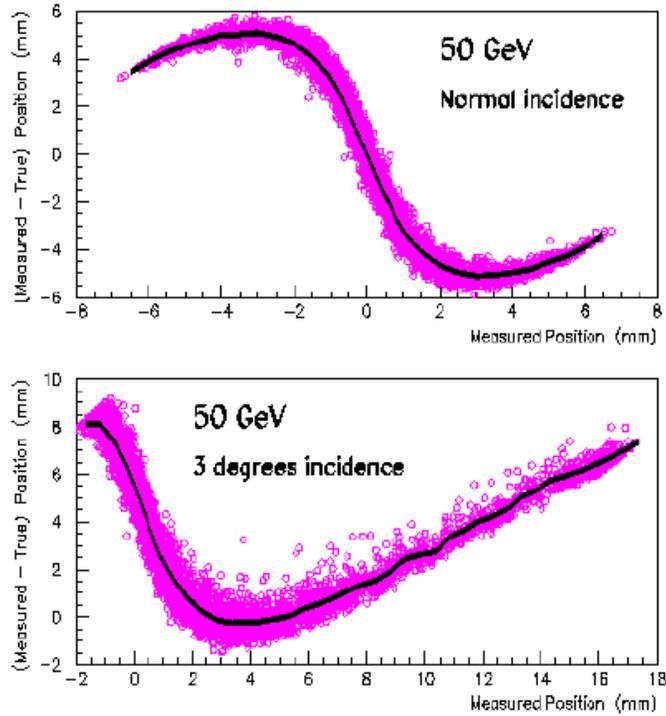


Figure 3.6: La distance entre X_D et X_C en fonction de X_C pour les électrons de 50 GeV [62].

gravité (X_C) est présentée en fonction de X_C . Ces courbes, à l'incidence normale, sont indépendantes de l'énergie incidente du fait que la dépendance d'énergie du rayon de Molière est négligeable (Fig. 3.7).

Aux autres incidences une petite dépendance en énergie, due à ce que la taille maximale de la gerbe varie logarithmiquement avec l'énergie, apparaît. Ceci apporte une dégradation de résolution de position d'incidence avec l'angle. A énergie constante, la position du maximum de la gerbe fluctue. Dans le cas d'une vaste gerbe longitudinale, la fluctuation de gerbe affecte forcément la précision de position d'incidence car l'énergie déposée derrière le cristal est utilisée pour déterminer la position d'incidence. La figure 3.8 montre la distribution de la distance ($X_C - X_D$) pour les électrons d'une énergie de 50 GeV avec une résolution de 380 μm et 486 μm pour l'incidence normale et avec l'angle de 3 degrés.

Le résultat en fonction de l'énergie est montré sur la figure 3.9 et le tableau 3.2 montre la résolution de position sur une statistique de 5000 événements par énergie.

En conséquence, la résolution de position dépend de l'angle incident de particule et de son énergie. Surtout, la résolution pour les particules chargées diffusées par le champ magnétique sera affectée et sera corrigée par l'information du détecteur à traces. Pour les photons issues d'un Higgs au centre du détecteur, la perte est négligeable. Ce résultat est paramétrisé en fonction de l'énergie incidente :

$$\sigma(\mu\text{m}) = \frac{2580}{\sqrt{E}} \oplus 95 \quad (\text{incidence normale}) \quad (3.7)$$

$$\sigma(\mu\text{m}) = \frac{2520}{\sqrt{E}} \oplus 330 \quad (\text{incidence avec } 3^\circ) \quad (3.8)$$

où E est une énergie incidente en GeV.

3.3 Les cristaux de PbWO_4

Le cristal PbWO_4 a été choisi pour le calorimètre électromagnétique après comparaison des performances de différents cristaux [38]. Les caractéristiques de PbWO_4 et des autres cristaux sont comparés sur le tableau 3.3.

Le PbWO_4 est obtenu par un mélange de PbO (50%) et WO_3 (50%) fondu à 1123°C. La majorité de cristaux de tungstène scintillent avec une lumière intense

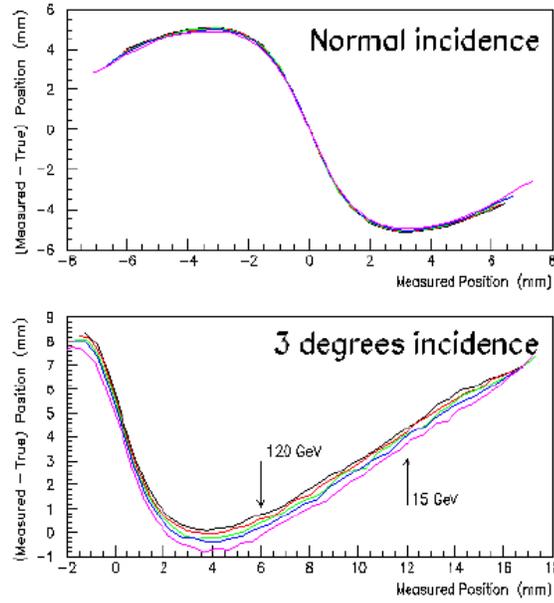


Figure 3.7: La courbe S pour l'énergie de 15, 35, 50, 80 et 120 GeV, pour incidence normale et avec un angle de 3 degrés. Dans le cas avec un angle, une dépendance d'énergie est trouvée [62].

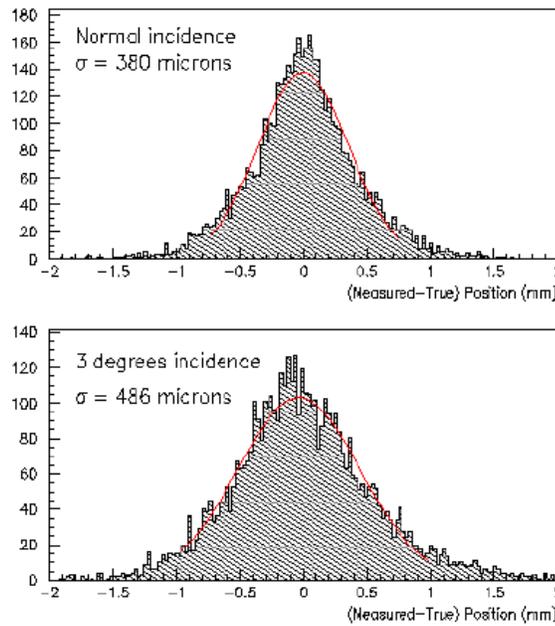


Figure 3.8: La distribution de la distance de position ($X_C - X_D$) pour l'électron de 50 GeV d'énergie [62].

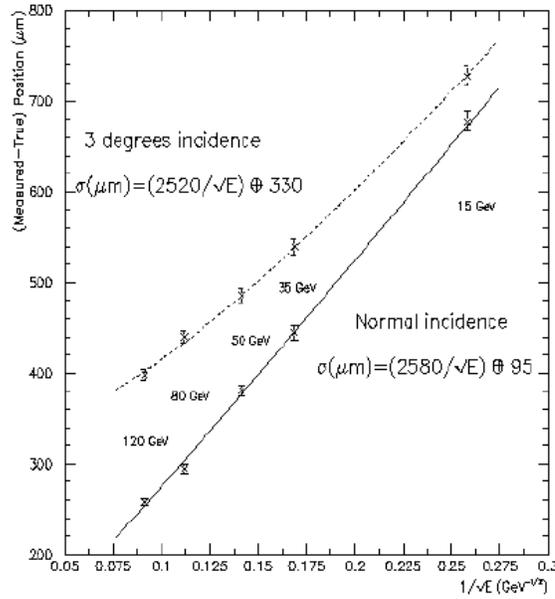


Figure 3.9: La distance entre X_D et X_C en fonction de X_C pour les électrons de 50 GeV [62].

Energie (GeV)	$\sum_{\text{Position}} (\mu\text{m}) 0^\circ$	$\sum_{\text{Position}} (\mu\text{m}) 3^\circ$
120	258 ± 4	398 ± 6
80	295 ± 5	440 ± 6
50	381 ± 6	486 ± 8
35	445 ± 8	540 ± 9
15	678 ± 11	728 ± 11

Tableau 3.2: La résolution de position par le centre de gravité.

mais avec une émission lente au niveau de la milliseconde. Par contre, le PbWO_4 scintille avec une lumière peu intense mais rapide sur le plan d'émission grâce à une disparition rapide (~ 10 ns) du processus de scintillation [39]. Les cristaux ont une forme de pyramide pour bien accumuler les lumières produites par scintillation.

Les caractéristiques essentielles qui ont dirigé le choix des cristaux sont :

- le temps de scintillation plus rapide que l'horloge de LHC (25 ns). Cela permet de diminuer le bruit de fond de pile-up.
- la petite longueur de radiation, pour rendre le détecteur CMS compact.

	PbWO_4	NaI(Tl)	BGO	CSI	BaF_2	CeF_3
Densité [g/cm^3]	8.28	3.67	7.13	4.51	4.88	6.16
X_0 [cm]	0.89	2.59	1.12	1.85	2.06	1.68
λ_I [cm]	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 [ns]	5 (39%)	230	60	16	0.9	8
	15 (60%)	-	300	-	630	25
	100 (1%)	-	-	-	-	-
Taux de production γ	1.3	100	18	20	20, 4	8

Tableau 3.3: Comparaison des caractéristiques des différents cristaux scintillant.

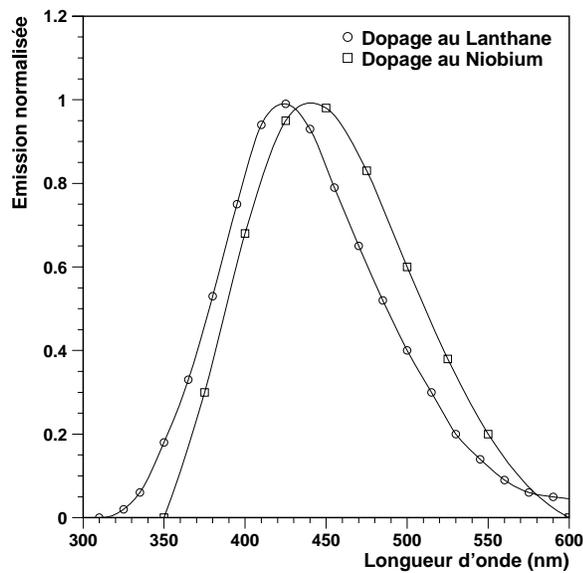


Figure 3.10: Le spectre d'émission normalisée du PbWO_4 dopé au Lanthane et Niobium [53].

3.3.1 Emission de lumières

La photoluminescence de PbWO_4 comporte de 2 composantes. L'émission dans le bleu est produite par le groupe WO_4 [40], son pic est dans la zone, 410-420 nm. Le vert est produit par le groupe WO_3 [41] avec un pic à 480-520 nm.

La figure 3.10 présente une superposition de résultats sur deux cristaux PbWO_4 de dopages différents. Un fit Gaussien donne 140 nm de FWHM avec un maximum à 440 nm. Ceci est en accord avec la région de bonne efficacité quantique pour les APD's ou les VPT's.

3.3.2 Temps de scintillation

Afin d'éviter le bruit de fond venant de l'empilement d'événements à haute luminosité, le temps de scintillation doit être court. Une R&D spécifique a été mesurée sur le temps de scintillation a permis de réduire la composante lente de scintillation à 1% [42] [43]. Le temps de scintillation est ajusté par la somme de 3 exponentielles avec des temps de décroissance de 5, 15 et 100 ns et des amplitudes de 39%, 60% et 1% respectivement. L'essentiel de la lumière est donc collecté en 15 ns.

3.3.3 Transmission

La transmission optique des cristaux a été améliorée particulièrement dans la zone de scintillation entre 360 et 570 nm. La transmission optique de PbWO_4 est limitée par l'existence de défauts macroscopiques dus à des inclusions, précipitations, qui diffusent la lumière dans toute la direction ou par l'existence de pièges qui introduisent une bande d'absorption. Une telle bande, qui apparaît souvent sur le cristal PbWO_4 et affecte la transmission, se situe à 350 nm, elle est supposée venir d'une pollution par l'oxygène [44]. Une autre bande à 420 nm vient d'un trou piégé par les ions de Plomb (Fig. 3.11).

Pour améliorer la transmission optique des cristaux de PbWO_4 , les fabricants ont assuré un meilleur contrôle de la pureté des matières premières, de la croissance, des conditions de traitement et aussi introduit des dopants qui jouent un rôle essentiel.

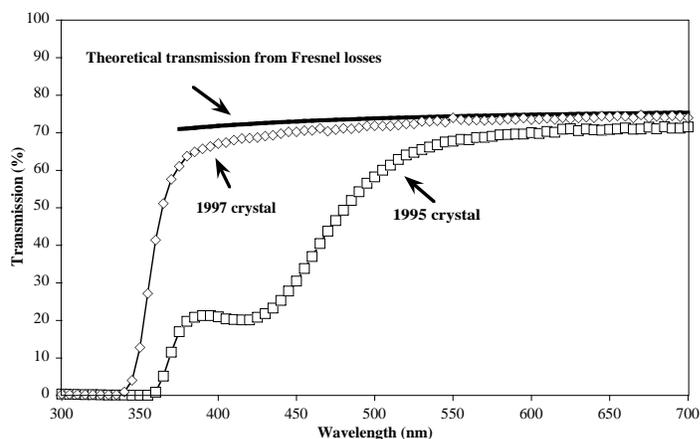


Figure 3.11: La transmission longitudinale sur le PbWO_4 d'une longueur de 23 cm et une comparaison de la transmission maximale entre le cristal non dopé (1995) et dopé (1997).

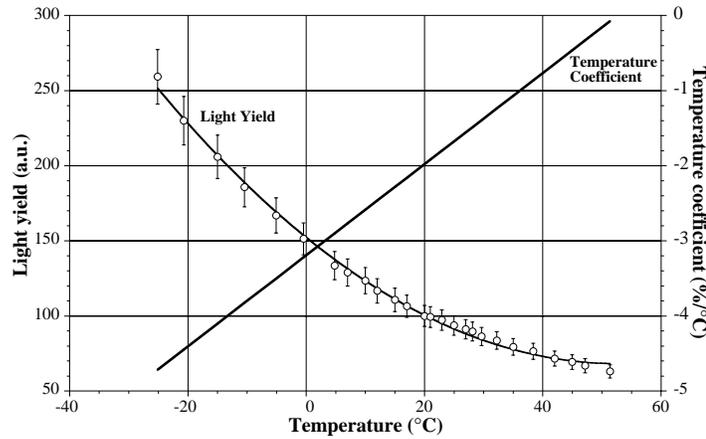


Figure 3.12: La dépendance de température sur la production de lumière du PbWO_4 [45].

Aujourd'hui, la longueur d'atténuation dépasse 3 m dans toute la zone du spectre d'émission.

3.3.4 Collection de lumière

La quantité de lumière recueillie dans les cristaux (absorption et transmission) est relié à l'amélioration de l'efficacité de collection. La quantité de lumière observé dans un photomultiplicateur (XP2262B) couvrant la surface arrière après de 23 cm de cristal est plus de 10 photoélectrons par MeV.

Le mécanisme de scintillation dépend fortement de la température, typiquement : $-2\%/^{\circ}\text{C}$ pour une température ($\sim 20^{\circ}\text{C}$). Le coefficient de température sur la production de lumières est présenté sur la figure 3.12 [45].

3.3.5 Uniformité longitudinale

Une autre importante caractéristique de cristal est la variation de la collection de lumières en fonction de la distance en profondeur entre le point d'émission et le photodétecteur. Les 2 effets se conjuguent pour créer une non uniformité longitudinale : l'absorption dans le cristal et la capacité du cristal à focaliser la lumière sur le photodétecteur. La lumière produite à l'avant de cristal (éloigné du photodétecteur) a une probabilité plus grande d'être absorbée, mais ceci est compensé partiellement par l'effet de focalisation, contrairement à ce qui se passe pour la lumière produite à l'arrière du cristal. La figure 3.13 présente l'efficacité de collection de lumière. L'augmentation dans les 10 derniers cm proches du photodétecteur est compensée par

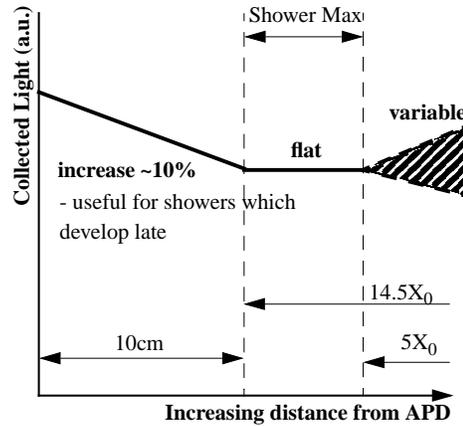


Figure 3.13: L'efficacité de production de lumière en fonction de la distance au photodétecteur [46].

la fuite de lumière non collectée par l'APD. Malgré tout, la contribution de la focalisation domine. Pour approcher la collection idéale de lumière qui optimise la contribution au terme constant, il est nécessaire d'uniformiser la réponse par dépolissage d'une face du cristal.

Cette méthode permet d'uniformiser la réponse sans trop de perte. Une uniformité meilleure que $0.35\%/X_0$ doit être obtenue pour ne pas introduire une contribution supérieure à 0.2% du terme constant [47] [48].

3.3.6 Effets de l'irradiation

Des tests avec électrons, gammas et hadrons chargés ont confirmés que des dégâts apparaissent par interaction électromagnétique tandis qu'aucun dégât spécifique n'apparaît sous irradiation de neutrons [50].

Les résultats de test sur la tolérance à l'irradiation des cristaux de PbWO_4 peuvent être résumés comme suit :

- La dose de radiation n'affecte pas le mécanisme de scintillation et de production de lumière.
- Les dégâts d'irradiation affectent la transparence des cristaux par formation de centre de couleur et la création du défaut d'oxygène.

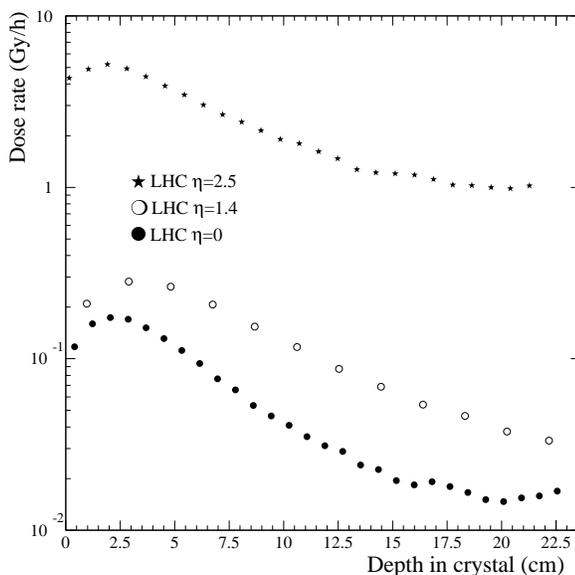


Figure 3.14: La dose de radiation sur le calorimètre électromagnétique en fonction de η pour la luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [49].

3.4 Les photodiodes à avalanche

Le cristal qui produit relativement peu de lumière impose d'utiliser un photodétecteur ayant une amplification propre et un faible bruit. Le photodétecteur, qui transforme le signal de lumière du cristal en signal de courant, doit opérer dans l'environnement du ECAL. C'est à dire dans un champ magnétique de 4 T sous irradiation. Pour répondre à ces conditions spécifiques de ECAL, les photodiodes à avalanche pour le tonneau et les phototriodes à vide pour les bouchons ont été choisies.

3.4.1 Principe et performance

Essentiellement, un photon incident est converti à une paire d'un électron-trou dans une couche de p^{++} , cet électron est accéléré puis crée une avalanche dans un fort champ électrique qui règne entre les couches p et n. Puis dans une zone de silicium, les électrons multipliés sont collectés (4 photoélectrons/MeV).

Les avantages importants de l'APD sont :

- le gain intrinsèque entre 50 et 200. Il est prévu d'opérer avec un gain de 50.
- le faible capacité grâce à la zone de dérive, après l'avalanche.

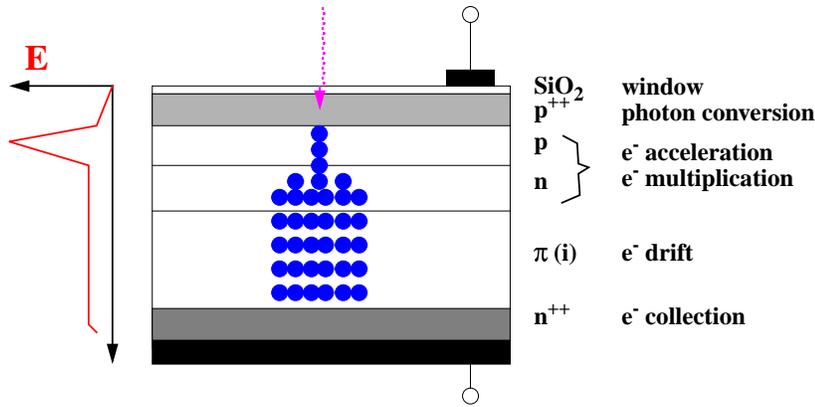


Figure 3.15: Le fonctionnement schématique des photodiodes à avalanche (EG&G). Dans le cas de l'APD Hamamatsu, une zone de π(i) n'existe pas.

- l'aptitude à opérer dans un champ magnétique important.
- la faible épaisseur de l'ordre de quelques dizaines microns.
- la dureté suffisante pour résister à l'irradiation ambiante dans un tonneau (neutrons).

Néanmoins, il est difficile de produire une APD de grande surface. La taille maximale d'une APD est actuellement de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Donc, deux APD's par cristal seront montées pour que la performance du ECAL ne soit pas limitée par la contribution photostatistique.

3.4.2 Les autres caractéristiques de l'APD

Effet nucléaire

L'effet nucléaire est un désavantage de l'APD qui a une sensibilité potentielle aux particules ionisées. Cet effet, généré par le passage d'une radiation ionisante à travers l'APD, peut être normalisé à l'épaisseur d'une PIN diode de silicium qui donne le même signal. La valeur moyenne d'énergie déposée, par une particule au minimum d'ionisation (MIP) à travers une PIN diode conventionnelle, sur une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ de silicium est de 100 KeV.

$$l_{\text{effective}} = \frac{200 \mu\text{m}}{(\text{position de pic})_{\text{PIN diode}}} \times \frac{(\text{position de pic})_{\text{APD}}}{M} \quad (3.9)$$

où $l_{\text{effective}}$ est l'épaisseur effective de l'APD et M est le gain de l'APD. La zone d'amplification de l'APD peut produire un signal extrêmement grand pour une MIP incidente bien que l'épaisseur de l'APD soit très fine. L'épaisseur effective est de 5 – 8 μm pour l'APD de Hamamatsu avec un gain de 50. Un signal d'une MIP traversant un APD est de $40 \times \epsilon$ (épaisseur en μm) MeV.

Le facteur d'excès de bruit F

Dans une APD, la multiplication par avalanche est un processus statistique. Sa fluctuation est caractérisée par un facteur d'excès de bruit F définie à partir du r.m.s. $\sqrt{F/n}$ d'un signal produit par n photoélectrons. Celle-ci est reliée à l'amplification de trous, électrons et gain, et peut être simplifiée :

$$F \approx k \times M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \times (1 - k) \quad (3.10)$$

où k est le rapport de coefficient d'ionisation entre trous et électrons. L'apparence de champ électrique près de jonction p-n détermine le facteur k qui est moins que 0.02 dans l'APD. Dans le cas d'un gain de 50, ce coefficient a été réduit à une valeur de 2.

Stabilité d'opération

Le gain de l'APD dépend du libre parcours moyen des électrons libres et de la température. Le changement de gain estimé pour les APD de CMS en fonction de température est de $\frac{1}{M} \frac{dM}{dT} = -2.3\%/^{\circ}\text{C}$ (Fig. 3.16) et en fonction d'une tension de $\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} = 5\%/V$ à gain 50 (Fig. 3.17).

Paramètres de l'APD

Le tableau 3.4 présente les paramètres demandés et atteints essentiellement pour les deux constructeurs en concurrence. La collaboration a choisi les APD Hamamatsu pour des raisons d'homogénéité des lots produits.

3.4.3 Comportement sous irradiation

La dose de neutrons aux irradiations de l'APD est de 2×10^{13} neutrons/cm² pour tonneau de LHC à luminosité nominale avec un spectre d'énergie ayant un maximum vers 1 MeV. L'étude des effets d'irradiation sur les APD's est étudié par différents groupes [51] [52] et les deux effets par irradiation de neutron et de particules chargées

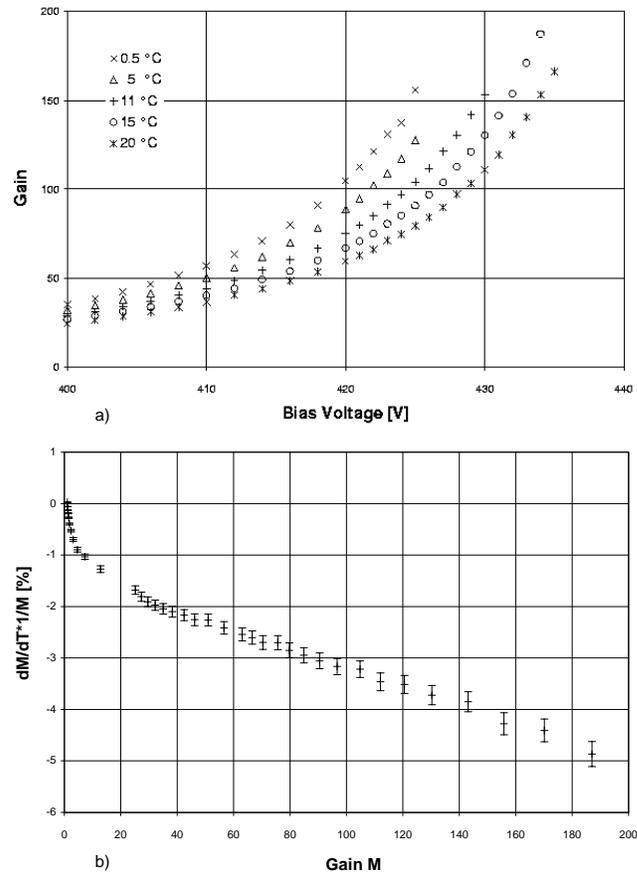


Figure 3.16: (a) Courbe de gain sur différentes températures et (b) coefficient de gain sur le prototype de l'APD Hamamatsu [53].

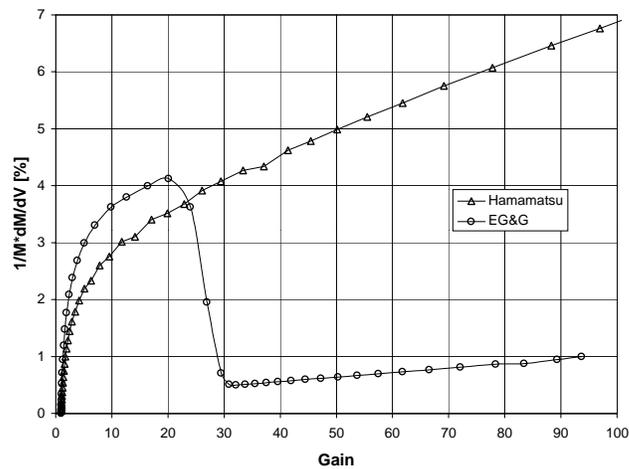


Figure 3.17: La dépendance de la variation relative du gain par unité de tension d'alimentation en fonction de gain [53].

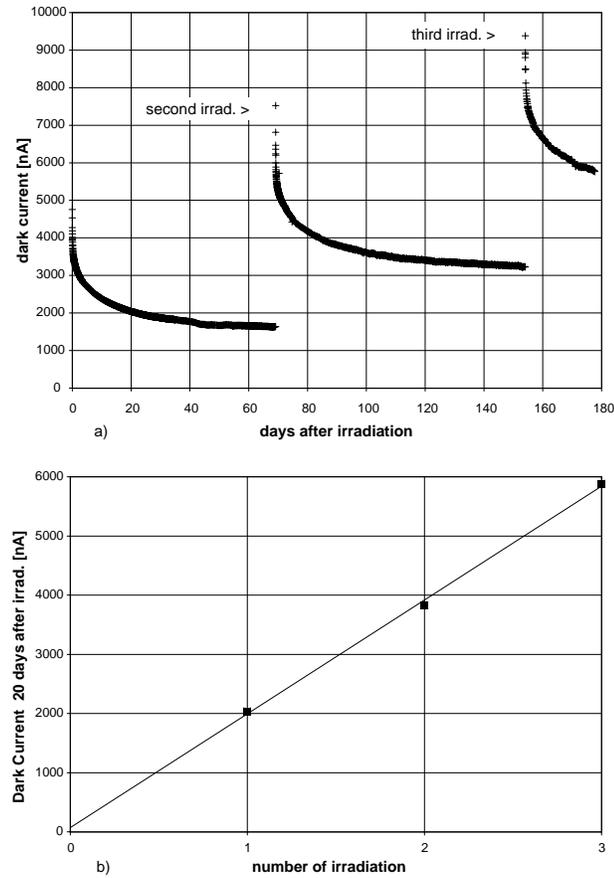


Figure 3.18: Le courant d'obscurité des APD's Hamamatsu avec un gain de 50. a) après 3 irradiations avec une dose intégrée de 2.7×10^{12} protons/cm², b) les mesures 20 jours après chaque irradiation [53].

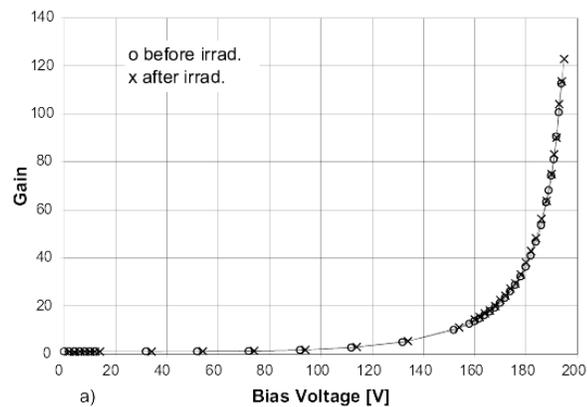


Figure 3.19: Le gain d'APD Hamamatsu prototype en fonction de la tension de polarisation avant et après irradiation avec une dose intégrée de 2.7×10^{12} protons/cm² [53].

Paramètre	But	Hamamatsu	EG&G
Taille opérationnelle	$> 50 \text{ mm}^2$	25 mm^2	25 mm^2
Efficacité quantique (450 nm)	$> 80 \%$	80 %	75 %
Capacité	$< 100 \text{ pF}$	100 pF	25 pF
Facteur d'excès de bruit	< 2	2.0	2.3
Volte biais d'opération	$< 500 \text{ V}$	400-420 V	350-450 V
Courant d'obscurité initiale	$< 100 \text{ nA}$	2-3 nA	30-70 nA
Stabilité/Volt biais (M = 50)	$< 2\%$	5%	0.6%
Stabilité/température (M = 50)	$< -2\%$	-2.3%	-2.7%

Tableau 3.4: Paramètres demandés et atteints par les deux constructeurs.

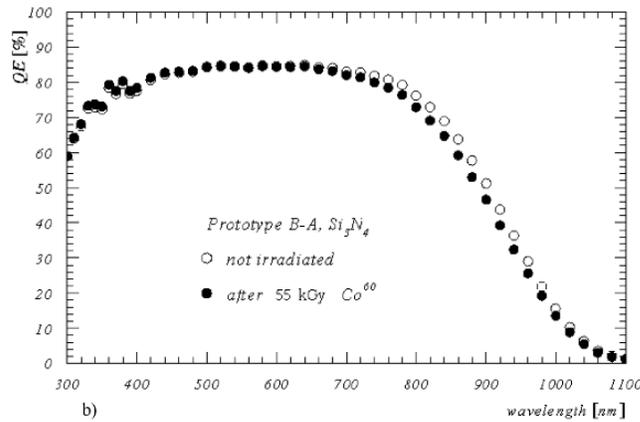


Figure 3.20: L'efficacité quantique d'une APD Hamamatsu prototype avant et après irradiation avec une dose intégrée de 55 kGy [53].

sont confirmés : on constate une augmentation sur le courant d'obscurité qui résulte d'un dommage de Bulk, une augmentation du courant de surface et une diminution de l'efficacité quantique résultant d'un dommage de surface ou d'une création de défaut sur la couche supérieure de l'APD.

L'irradiation par gammas réduit l'efficacité quantique de l'APD. L'efficacité quantique effective est déterminée par la perte de lumière dû à une réflexion à la surface de l'APD et une absorption dans la couche de l'APD.

De façon générale, l'irradiation provoque un courant d'obscurité qui croît linéairement avec la dose intégrée. On observe une récupération au bout d'un certain temps, et cette récupération est très accélérée par un réchauffement (+0 à 100 °C) du détecteur.

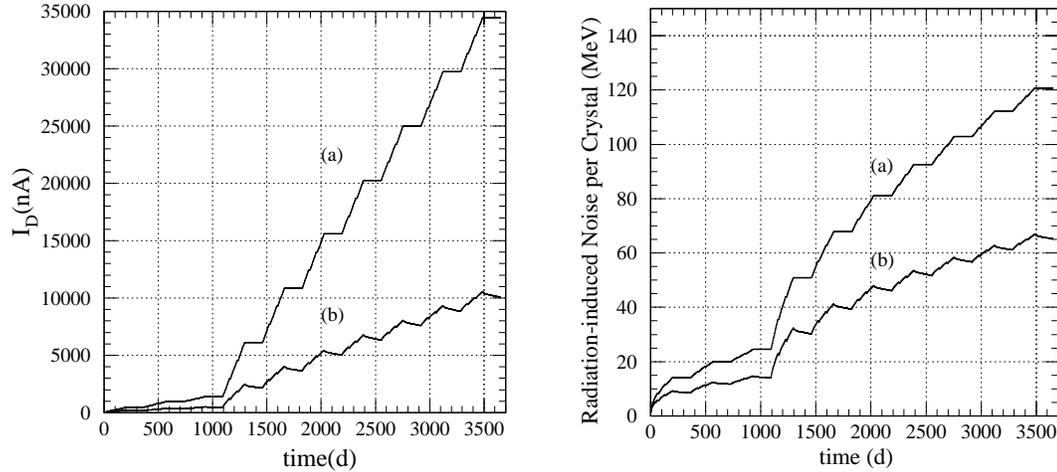


Figure 3.21: Le courant et le bruit électronique par cristal qui sont introduits par l'effet de radiation dans une APD, suivant le plan d'opération du LHC. (a) La mesure des dégâts sans recouvrement des paramètres, (b) La mesure du dégât avec recouvrement des paramètres [53].

Le plan prévu pour le LHC est un fonctionnement sur 10 ans, de 180 jours/an, en trois périodes de 60 jours, les périodes étant séparées par 10 jours d'arrêt [53]. L'accroissement du courant et bruit électronique de l'APD sont simulés et prévus sur la figure 3.21. Les courbes (a) sont simulées sans récupération des APD's pendant l'arrêt du LHC est arrêté et les courbes (b) sont avec une récupération.

3.5 L'électronique de lecture

La chaîne électronique de lecture doit fonctionner à 40 MHz sans dégradation de la résolution d'énergie. Il faut qu'une large dynamique (25 MeV \rightarrow 2 TeV) et une digitisation précise à 0.1% soient nécessaires.

L'électronique de lecture consiste en trois parties principales (Fig. 3.22) :

- Un préamplificateur qui façonne et amplifie le signal de l'APD ou du VPT
- Un FPU (Floating Point Unit) qui inclue 4 gains différents d'amplification, un multiplexeur et des logiques concernant la sélection de gain
- Un ADC à échantillonnage qui est un convertisseur analogique-numérique avec une horloge de 40 MHz

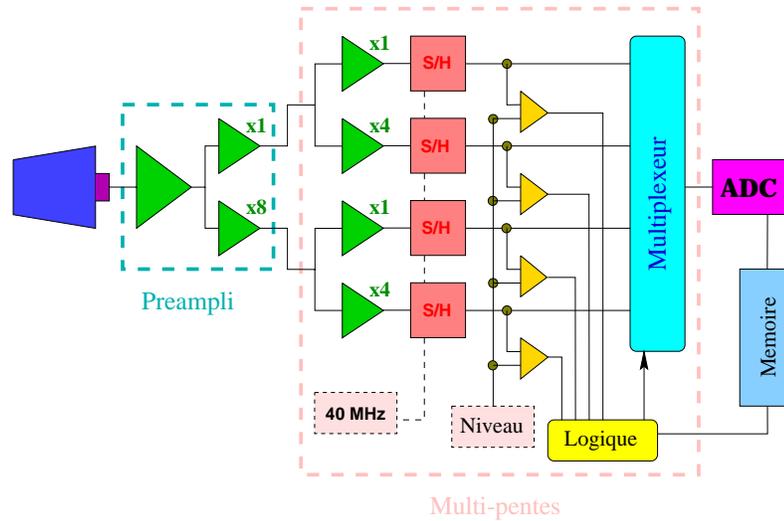


Figure 3.22: Vue schématique de la chaîne du calorimètre électromagnétique.

3.5.1 Préamplificateur

Du rendement lumineux relativement faible des cristaux en PbWO_4 , il résulte une faible impulsion de courant ($\sim 100 \text{ nA}_{pic}/\text{GeV}/\text{cm}^2$). Un préamplificateur intégré à base d'amplificateur à transimpédance a été choisi et fonctionne avec un gain de 1 et 8. Ceci permet une consommation plus faible. Un prototype d'amplificateur a été fabriqué par en technologie AMS $0.8 \mu\text{m}$ BiCMOS pour vérifier le principe. La consommation de ce préamplificateur est de 55 mW sous 5 V . La figure 3.23 montre la forme de l'impulsion de sortie. Le temps de montée est de 40.3 ns pour la mesure directe et 41 ns pour le gain 8. Le gain de conversion correspond à $74 \text{ mV}/\text{pC}$ pour la mesure directe et $612 \text{ mV}/\text{pC}$ pour le gain 8. Le gain réel mesuré sur amplificateur du gain 8 est de 8.3. L'évaluation de bruit électrique en charge est $4360e^-$ pour la mesure directe et $4411e^-$ pour le gain 8. La dispersion de bruit est montrée sur la figure 3.24. La mesure avec un APD de Hamamatsu ($\sim 100 \text{ pF}$) donne un bruit de $\sim 4400e^-$.

La version finale a été fondue en technologie UHF1 Harris, en bipolaire [54] [55]. La deuxième version de ce circuit a été irradiée avec une dose de 10 Mrad à température ambiante [56]. Le Préamplificateur fondue en technologie UHF1 Harris semble tenir sous irradiation.

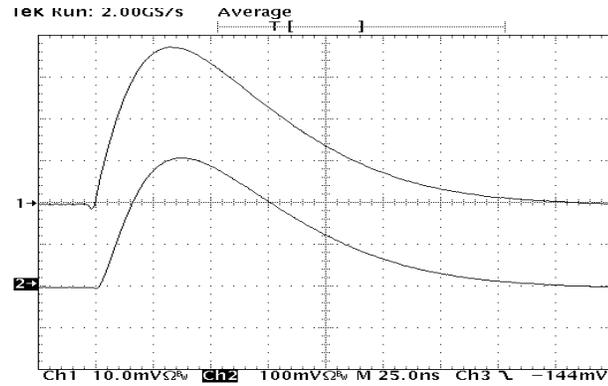


Figure 3.23: La réponse de l'amplificateur [53].

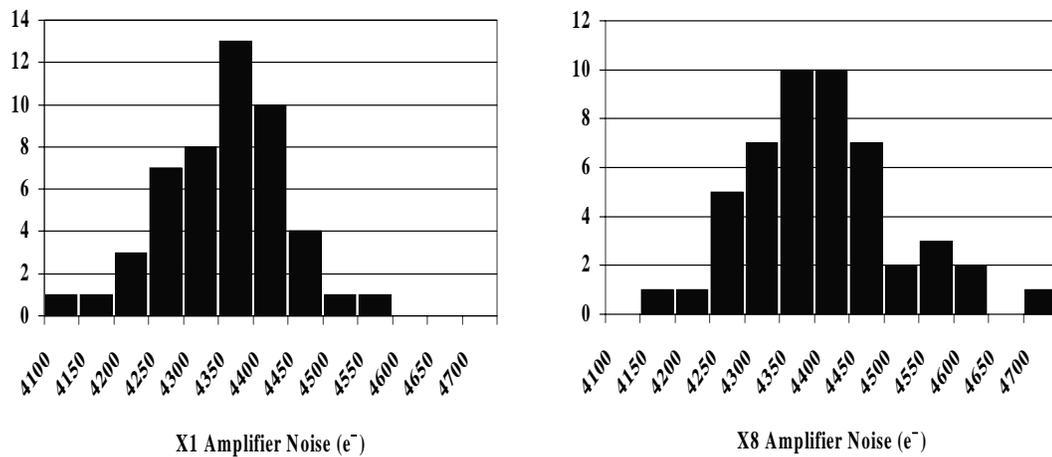


Figure 3.24: La dispersion du bruit pour un gain de 1 et 8 de préamplificateur [53].

3.5.2 ADC à échantillonnage

Le signal photoélectronique de l'APD passe dans le FPU. Dans le FPU, le signal de courant est transformé et amplifié en tension par le préamplificateur avec deux gains différents de 1 et 8, chacune de ces deux lignes passe par amplificateur avec 2 gains différents de 1 et 4 ce qui produit finalement 4 gains de 1, 4, 8 et 32 respectivement. Le signal est alors digitalisé par un ADC à échantillonnage.

Les qualités demandées à cet ADC sont :

- fréquence d'échantillonnage de 40 MHz.
- une grande dynamique qui ne dégrade pas la résolution du calorimètre.

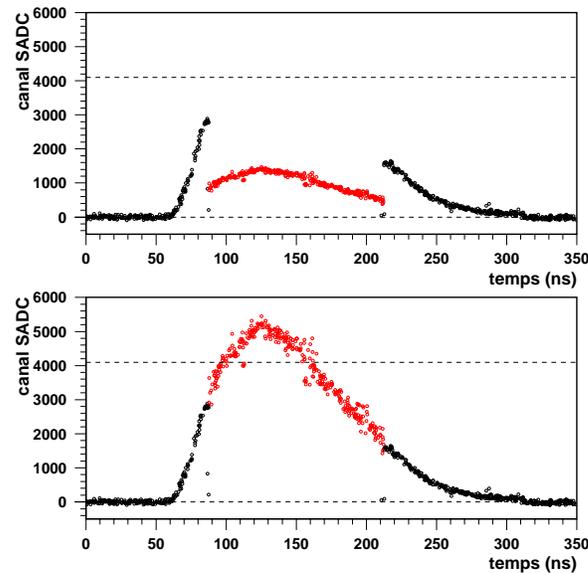


Figure 3.25: Une reconstruction du signal qui est amplifié par différent gain et qui est mesuré par l'ADC à échantillonnage [63].

- une résistance à l'irradiation.
- une faible dissipation de puissance, et une alimentation sous 0-5 V.

Le ADC AD9042 d'Analog Device a été choisi, parce qu'il répond à ces exigences.

3.5.3 Le résultat de test à faisceau

La matrice des cristaux PbWO_4 de 6×5 , 3 submodules, a été testée durant 1999 au SPS dans une période de test à faisceaux. Ce test est effectué sur le faisceau H4 au CERN. La dimension intérieure des cristaux est de $22.0 \times 22.0 \text{ mm}^2$ avant, $26.0 \times 26.0 \text{ mm}^2$ à l'arrière et 230 mm de longueur. La température est stabilisée à $18^\circ\text{C} \pm 0.1^\circ\text{C}$. Les deux APD's en parallèle sont utilisés et chaque APD fonctionne avec une capacité de 75pF. Trois cartes d'électronique avec FPPA (la version quasi finale avec un gain de 8) ont été montées.

Un monitoring avec un laser fournit une lumière verte de longueur d'onde de 480 nm est connecté et en plus un test par pulse est installé pour calibrer chaque carte d'électronique. La mesure a été effectuée dans une bande d'énergie entre 15–280 GeV avec la matrice inclinée de 3° en θ et ϕ .

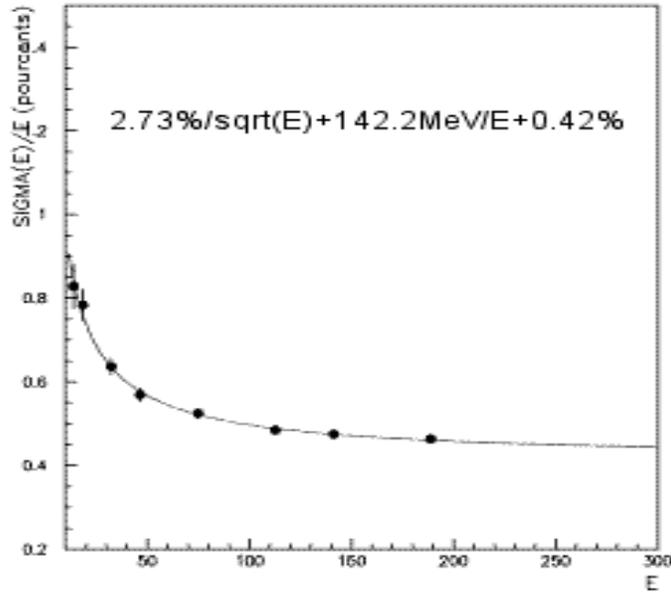


Figure 3.26: La résolution mesurée au moyen de 11 cristaux [64].

La résolution mesurée est montrée sur la figure 3.26 :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.74\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{142 \text{ MeV}}{E} \oplus 0.41\% \quad (3.11)$$

3.6 Conclusion

Le cristal scintillant (PbWO_4) est choisi pour avoir une excellente résolution en énergie un temps de scintillation rapide et une petite longueur de radiation. Une telle caractéristiques de cristal rend le détecteur CMS compact. Les électroniques de lecture derrière ces cristaux sont suffisamment rad-hard pour ne pas être détériorées au cours du fonctionnement sur 10 ans. L'APD qui fonctionne sous l'irradiation forte, derrière le cristal collecte le signal lumineux des cristaux. Spécifiquement, la chaîne de lecture a 4 gains différents d'amplification et 12 bits d'ADC à échantillonnage fait la digitalisation des données. Dans le test à faisceau de H4, le résultat a été compatible avec la résolution requise pour l'ECAL.

Chapitre 4

Les calibrations du calorimètre électromagnétique

4.1 Introduction

La capacité de l'expérience CMS, à découvrir un Higgs de basse masse (100 à 150 GeV), se désintégrant en deux photons ou en quatre électrons, dépend de la qualité de la résolution en énergie et donc du terme constant $\sim 0.55\%$ du calorimètre électromagnétique. Une mesure précise de la masse demande une grande précision sur l'énergie et sur la position des photons et électrons. Ceci requiert une calibration précise des 80000 cristaux. Différentes techniques peuvent être utilisées pour calibrer le calorimètre, soit *in situ* par des événements physiques, soit par injection de lumières dans les cristaux par fibres optiques, soit par injection de charge à l'entrée des préamplificateurs. En principe, la calibration partielle *in situ* est une vraie calibration absolue et les autres calibrations servent de référence à la calibration par *in situ*.

La tâche de la calibration peut être divisée en trois parties :

- La calibration absolue permet de déterminer l'énergie absolue déposée par chaque particule ou jet à partir des nombres digitaux reçus par l'acquisition.
- L'intercalibration locale entre des canaux définit la résolution d'énergie incidente des particules, photons et électrons. Dans cette calibration locale, nous distinguons : une calibration locale concernant les cristaux voisins (groupe de cristaux) et une calibration régionale entre les groupes de cristaux.

- L'intercalibration globale entre différentes régions du calorimètre, importante pour la résolution de masse, celle ci utilise la résolution d'énergie et d'angle.

Pour réaliser les calibrations décrites au-dessus, quatre différentes méthodes de calibration sont fournies :

- Précalibration en faisceau :

Cette calibration a pour but d'établir initialement un ensemble de coefficients de calibration avec grande précision pour tous les canaux et de déterminer le rapport de la réponse initiale entre la lumière de scintillation pour une énergie connue et la lumière injectée par le système de monitoring à fibres. Tous les canaux du calorimètre électromagnétique doivent être précalibrés au SPS du CERN. De plus, cette opération permettra de mesurer l'effet systématique des espaces entre cristaux et la différence de l'énergie e/γ .

- Calibration électronique par injection de charge :

Ce système mesure la linéarité de chaque chaîne électronique de lecture par injection de charge au niveau de l'entrée de préamplificateur sur quelques valeurs dans la dynamique de lecture. Elle permet de calibrer le gain des 4 amplificateurs de la chaîne et le bruit électronique associé. Ce résultat servira de référence à la calibration par fibres.

- Calibration par fibres :

Ce système mesure globalement la transmission relative de lumière dans les cristaux et le gain de la chaîne de lecture pour tous les canaux de lecture. Cette calibration permet le suivi de l'évolution des cristaux sous irradiation.

- Calibration *in situ* avec événements physiques :

La calibration par des événements physiques est la plus importante. C'est la seule qui soit sensible à la distribution de matière traversée par les particules avant le détecteur, aux dérives de température de cristaux ($-2\%/C^\circ$), à la dégradation des cristaux et des composants de lecture par irradiation.

Les canaux les plus utilisés seront $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $W \rightarrow e\nu$ dont les électrons sont distribués dans toutes les différentes régions du calorimètre. Pour l'intercalibration globale, la mesure de E/p sur les électrons isolés (pas forcément), est un outil important à basse énergie. Cela suppose de bien comprendre les performances du détecteur central de traces.

On peut considérer que l'intercalibration locale de la réponse entre les canaux définira une normalisation locale et la différence de réponse en énergie e/γ ; L'intercalibration globale entre régions différentes du calorimètre donnera la résolution de masse reconstruite et la calibration absolue déterminera la grandeur absolue de l'énergie.

4.2 Paramétrisation de gerbe

On considère une particule, ayant une impulsion p au vertex de désintégration qui dépose son énergie dans des cristaux. L'énergie déposée est représentée par la somme des énergies individuelles E_0^i déposées dans un groupe de cristaux voisins :

$$\sum_{\text{Cristaux}} E_0^i = \mathcal{H}(p) \quad (4.1)$$

$\mathcal{H}(p)$ est une fonction de l'énergie initiale de particule p , qui inclue la perte d'énergie provenant de la taille du cristal, du matériel traversé avant le calorimètre, du bremsstrahlung des électrons, de la définition du groupe de cristaux, de l'empilement de particules, de la variation de la chaîne électronique, etc. Le but final est de définir la fonction $\mathcal{H}(p)$ pour un cristal ou un groupe de cristaux.

Le signal de l'APD est donné par [68] :

$$\begin{aligned} S &= E_0 \int N(z) \mathcal{C}(t, z, \lambda) P(t, T, \lambda) \bar{M}(V, t, T, \lambda) d\lambda dz \\ &= E_0 J \end{aligned} \quad (4.2)$$

où

- E_0 : l'énergie déposée par la particule dans le cristal.
- $N(z)$: distribution relative de cette énergie suivant l'axe z de cristal normalisée à 1. Ce paramètre dépend du type de particule, de son énergie, de son angle d'entrée et de la position d'impact par rapport à la surface du cristal. La figure 4.1 montre la distribution obtenue pour des électrons de différentes énergies.
- $\mathcal{C}(t, z, \lambda)$: transmission de la lumière par le cristal. Ceci est relié à l'acceptation géométrique et l'atténuation de lumière.
- $P(t, T, \lambda)$: spectre de scintillation de la lumière. C'est le nombre de photons par unité d'énergie déposée et par unité de longueur d'onde.

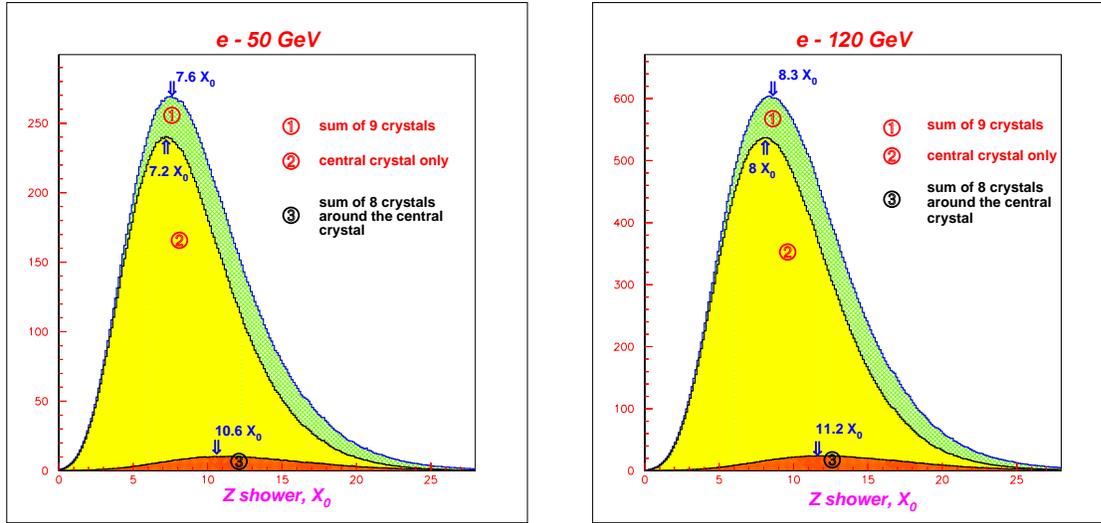


Figure 4.1: Le profil de gerbe dans un cristal pour des électrons d'énergie de 50 GeV et 120 GeV en fonction de z .

- $\bar{M}(V, t, T, \lambda)$: produit de l'efficacité quantique ϵ_Q de l'APD par son gain M . Ceci est un nombre d'électron ou de charge par photon dans l'APD :

$$\bar{M}(V, t, T, \lambda) = \epsilon_Q(t, \lambda) M(V, t, T, \lambda) \quad (4.3)$$

On introduit un coefficient de calibration, c_i , pour chaque canal :

$$E_{0\ i} = c_i \cdot S_i \quad (4.4)$$

Le coefficient c_i au niveau de l'entrée du préamplificateur dépend du fonctionnement du cristal et de l'APD. La calibration par injection de charge permet de séparer de la partie de l'électronique de la partie optique dans la calibration par fibres optiques qui calibre globalement le cristal, l'APD et l'électronique. Enfin deux différentes calibrations pour différentes parties de détecteur permettent une référence à la calibration *in situ*.

4.3 La calibration par événement : *in situ*

La calibration *in situ* par les électrons provenant d'événements physiques est la méthode ultime de calibration. Dans des désintégrations électromagnétiques d'objets dont la masse est bien connue, la calibration se fait par reconstruction de cette masse à partir des particules secondaires. Dans la pratique, on considère deux approches :

l'intercalibration globale et absolue utilisant les événements de Z^0 , et l'intercalibration locale par comparaison des mesures d'électrons isolés de W dans le calorimètre électromagnétique et dans le détecteur central de traces.

La luminosité intégrée est évaluée de 30 fb^{-1} par an dans la basse luminosité et 100 fb^{-1} par an dans la haute luminosité, respectivement. La section efficace de production de Z^0 et W au LHC est de 43 nb et de 140 nb respectivement. Deux électrons venant de Z^0 donnent dans le détecteur un signal clair et permettent d'effectuer une l'intercalibration globale et absolue. Dans ce cas, deux groupes de cristaux avec de très grandes énergies déposées sont associés au détecteur à traces. Les événements $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ peut être utilisés pour l'intercalibration locale ou régionale avec l'information de l'impulsion de détecteur à trace. Ces événements W sont signés par un électron énergétique et un défaut d'énergie du au ν .

Ces événements permettent une calibration dans une zone d'énergie entre 20 GeV et 100 GeV critique pour le boson de Higgs de MS et MSSM. Néanmoins ce type de calibration ne permettra pas de vérifier la linéarité du calorimètre au-delà de 100 GeV. Au-delà il faudra faire confiance aux autres calibrations (optique et électronique).

4.3.1 Les électrons de $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

Le taux de production de Z^0 est important et son taux de désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^- \approx 1.4 \text{ nb}$ élevé. La signature de ces événements est claire et permet une intercalibration globale et absolue d'énergie.

La masse équivalente, reconstitué à partir de 2 électrons d'énergie E_1 et E_2 , distants de θ_{12} est :

$$M_Z^2 = 4E_1E_2 \sin^2\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right) \quad (4.5)$$

A ces énergies, on a négligé la masse des électrons, les énergies deviennent $E_1 = p_1$ et $E_2 = p_2$. L'impulsion transverse du Z^0 est typiquement petite, $\sim 15 \text{ GeV}$, donnant essentiellement une géométrie dos à dos pour les électrons dans un plan azimuthal. La précision sur l'angle, θ_{12} , est plus importante, si tous les deux électrons se trouvent dans la zone du bouchon, pour la mesure des impulsions longitudinales du Z^0 . Typiquement, la résolution simulée de masse dans le tonneau est de 1.70 GeV. Cette simulation a utilisé 1.41 GeV comme largeur naturelle de Z^0 , et 0.95 GeV comme énergie de photon bremsstrahlung. La précision de calibration dépend donc des résolutions angulaire et énergétique.

Le bruit de fond et le spectre d'énergie

Le premier critère de sélection, est l'isolation des électrons. Dans la simulation, les événements de Z^0 sont produits par PYTHIA 5.7 et le bremsstrahlung par PHOTOS. Le détecteur est simulé par GEANT 3. La figure 4.2 montre le spectre de l'énergie d'électrons venant du Z^0 . Ces énergies d'électrons sont distribuées jusqu'à 100 GeV pour le tonneau et 300 GeV pour les bouchons. Les événements de biais minimal sont simulés par la superposition d'en moyenne vingt événements, avec une distribution de Poisson, pour chaque Z^0 . Le bruit électronique n'est pas inclus.

Le bruit de fond majeur vient du bremsstrahlung interne et externe qui résulte d'interactions avec les matériaux du détecteur et du champ magnétique. Pour inclure au mieux l'énergie des photons émis par les électrons et éliminer les événements restant avec un photon isolé et dur, on peut prendre des groupes suffisamment grands de matrice de cristaux. Une matrice de $5(\eta) \times 7(\phi)$ cristaux est un choix optimisé pour mesurer l'énergie des électrons. Cet ensemble de cristaux couvre une large fraction de photons de bremsstrahlung et un large ϕ adapté à une déflexion des électrons par le champ magnétique.

Sans contrainte sur les électrons, les signaux sont des événements de biais minimal dans le tonneau et bouchon avec un taux de 0.55% (= événements biais minimaux/événements totaux). Une application d'identification des électrons avec $p_t \geq 20$ GeV est effectuée par une coupure de E/p à $\pm 2\sigma$ où $E/p \approx 1$. L'efficacité de cette

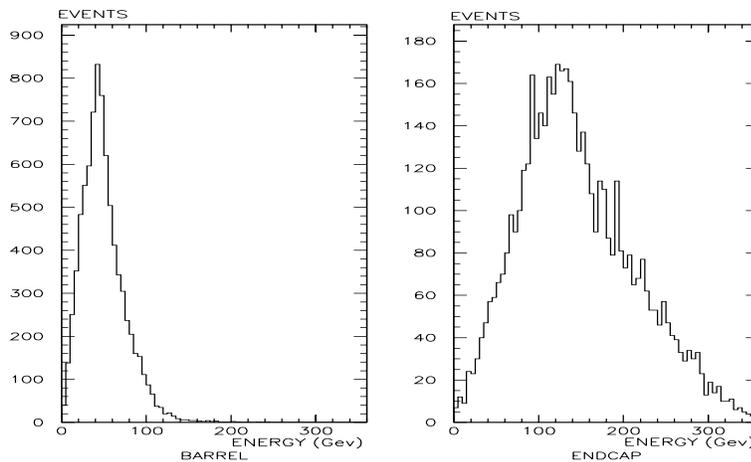


Figure 4.2: La distribution des électrons venant du Z^0 .

$Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ($p_t \geq 20$ GeV)	Taux avec aucune coupure	Sélection de Z^0
deux électrons dans le tonneau	2.8 Hz	0.3 Hz
un dans le tonneau et un autre dans le bouchon	2.1 Hz	0.14 Hz
deux électrons dans le bouchon	0.7 Hz	0.03 Hz

Tableau 4.1: Le taux d'événements pour deux électrons détectés et venant du Z^0 dans haute luminosité. Le taux de sélection inclut l'efficacité de détection de trace, la coupure d'isolation et l'identification d'électron sur E/p ainsi que la coupure en masse, $M_Z \pm 3.5$ GeV sur Z^0 .

coupure en E/p est 58% pour $\eta = 0.1$ et 30% pour $\eta = 1.3$. L'application de cette coupure sur les électrons élimine la plupart de l'effet de bremsstrahlung tout en réduisant les événements d'échantillons avec un rapport de 30%. En définitive, la reconstruction de la masse invariante de deux électrons accepte de 70% des événements restants qui sont dans une fenêtre d'énergie de $M_Z \pm 3.5$ GeV.

Le taux d'événements

La distribution des électrons issus du Z^0 en fonction de la pseudorapidité est plate sur la majeure partie du détecteur. A haute luminosité, on prévoit une production de 5.6 Hz sur toute la région de détecteur ($p_t \geq 20$ GeV). Le tableau 4.1 montre les taux dans les diverses parties du détecteur. En basse luminosité, le coefficient de la calibration absolue sera déterminé en moyenne par groupe de cristaux. Une division naturelle dans le tonneau est constituée par groupe de 400 cristaux qui partagent le même signal de calibration d'injection de lumière.

4.3.2 Les électrons de $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$

Les électrons venant de $W \rightarrow e^\pm \nu$ servent à l'intercalibration régionale et locale de groupes de cristaux. Cette calibration utilise aussi l'information d'impulsion mesurée dans le détecteur à trace. Le spectre d'impulsion transverse et la distribution de pseudorapidité sont présentés sur la figure 4.3. La masse travers de M_T^W est utilisée parce que seule l'énergie transverse du e est accessible (énergie transverse manquante).

$$M_T^W = \sqrt{2 p_T^e p_T^\nu (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (4.6)$$

$$\vec{p}_T^\nu = -|\vec{p}_T^e + \vec{u}| \quad (4.7)$$

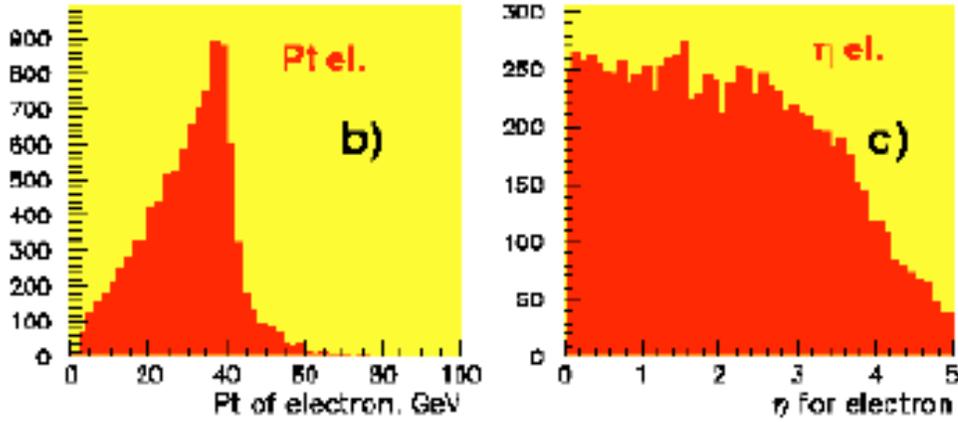


Figure 4.3: Distribution d'électrons de $W^\pm \rightarrow e\nu$ en p_T (électron) et η (électron).

L'impulsion de l'électron p_T^e est mesurée, $\Delta\phi$ est l'angle azimutal entre les deux leptons et, pour le ν , sera calculée par p_T^e et une impulsion transverse, $\vec{u}_T, \vec{p}_T^W = -\vec{u}_T$. \vec{u}_T dépend de la condition initiale de collision de protons. On peut extraire la masse de W avec le spectre de p_T^e et M_T^W [69].

La simulation par GEANT 3 du détecteur à traces et du bouchon avec préshower, est utilisée pour étudier l'efficacité de sélection sur le E/p et sa précision à $p_T = 30$ GeV, en supposant d'un terme photostatistique de 2% et un terme constant de 0.5% dans un groupe de cristaux. Une matrice 3×3 cristaux ayant son énergie maximale déposée en son centre est optimum. Les résultats sont représentés sur la figure 4.4. Un critère d'isolation avec une matrice de 7×11 cristaux est utilisé pour supprimer les événements avec perte radiative trop importante. On exige alors un rapport en énergies déposées de $E(3 \times 3)/E(7 \times 11) \geq 92\%$ pour tonneau et $\geq 89.5\%$ pour bouchon (a_B et a_E dans la figure 4.4). Pour la rejection de E/p (b_B et b_E) utilisant l'information d'impulsion du détecteur à traces, il est demandé $0.900 (0.880) \leq E/p \leq 0.956 (0.955)$ pour le tonneau (les bouchons).

La distribution d'énergie après sélection des électrons est de 1.5% ($\eta = 0.9$) et 2.8% ($\eta = 2.3$) sur la résolution $\sigma_{E/p}/(E/p)$, 0.9% ($\eta = 0.9$) et 1.1% ($\eta = 2.3$) sur la résolution σ_E/E . L'efficacité de ces sélections est montrée dans le tableau 4.2. Dans cette simulation, l'efficacité du détecteur à trace est d'environ 86% - 94%, elle est incluse dans la sélection d'électrons.

La précision statistique sur les coefficients de calibration varie comme $1/\sqrt{N_e}$, où N_e est un nombre d'électrons par cristal dans le pic de E/p . Pour la partie ton-

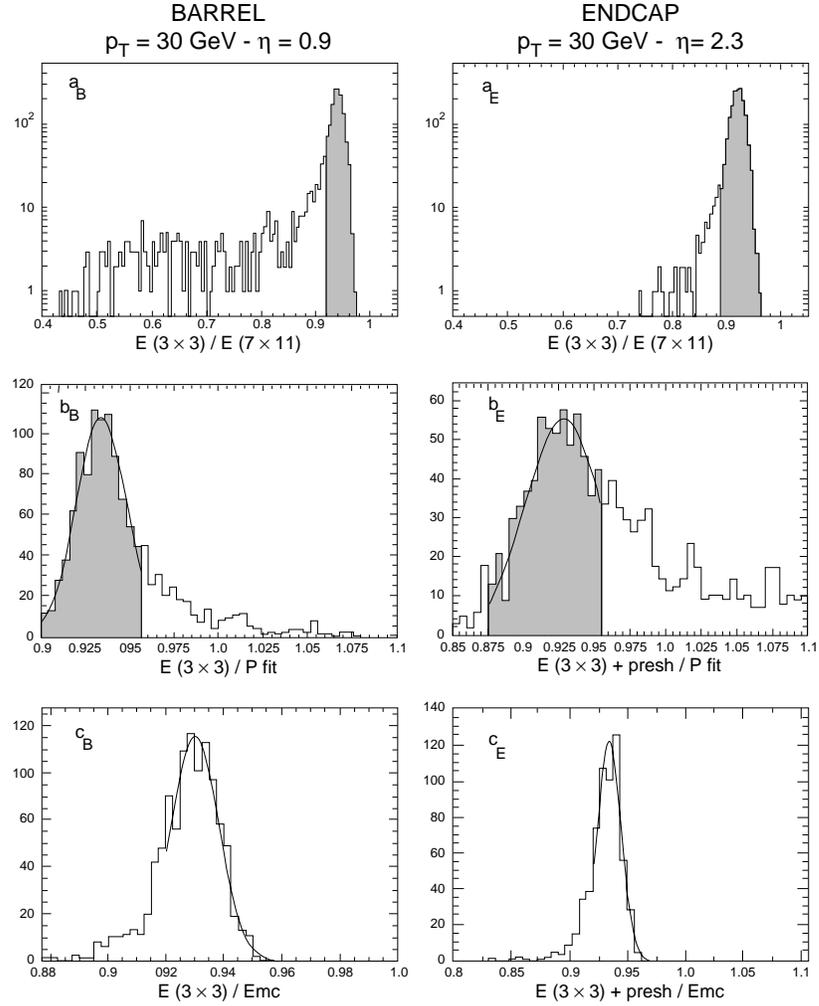


Figure 4.4: Distribution de E/p à $\eta = 0.9$ (tonneau) et $\eta = 2.3$ (bouchon) sur les électrons dans le canal de $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$.

$W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ ($p_T \geq 20$ GeV)	Taux avec aucune coupure (10^{34} cm 2 s $^{-1}$)	Isolation	Isolation + E/p
électron (tonneau)	45 Hz	30 Hz	20 Hz
électron (bouchon)	29 Hz	22 Hz	7.8 Hz

Tableau 4.2: Le rapport d'évolution sur électrons isolés de $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$.

neau, on peut obtenir une calibration avec une précision de 0.3%, avec une trentaine d'événements. A grand η , environ 150 événements sont nécessaires pour obtenir la même précision à cause du matériau traversé dans le détecteur à traces.

L'intercalibration régionale entre groupes voisins de 400 cristaux peut être déterminée à 0.3% en une heure sous haute luminosité. De la même façon, l'intercalibration locale peut être effectuée en 0.5 semaine à 0.3% de précision en supposant une efficacité de la machine de 50%. Dans le cas de basse luminosité, cette procédure fournit une intercalibration continue.

4.4 La calibration par fibres : “Light monitoring system”

Cette calibration mesure la réponse du calorimètre à deux sortes de signaux de lumière, injectés par fibre optique sur la face interne des cristaux :

- Un premier laser fournit des signaux de lumière dont la longueur d'onde (420 nm) se situe au milieu du spectre de scintillation des cristaux. Ces lumières traversent les cristaux, avec une atténuation identique à celle produite par la lumière scintillante. On calibre ainsi la perte de lumière liée à la perte de transparence par irradiation.
- Un second laser, à 600 nm fournit une lumière qui n'est pas sensible à l'absorption et donc permet plus particulièrement de suivre le gain des APD's et les dérives de la chaîne de lecture. L'ensemble de la calibration par injection de lumière doit être associé au système de calibration par injection de charge qui mesure spécifiquement la dérive de l'électronique.

4.4.1 Dispositif

Le système d'injection de lumière est constitué par :

- un laser.
- un système de distribution en arbre à deux niveaux.
- un système d'injection de fibres sur chaque cristal.
- un système autonome qui normalise la calibration au niveau du laser et à chaque nœud de distribution.

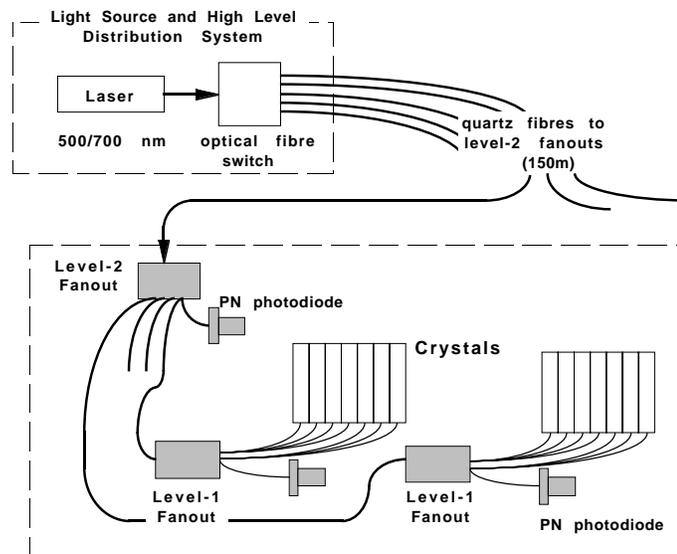


Figure 4.5: Le système de distribution de lumière sur un supermodule. Le laser et le système de distribution de haut niveau sont situés dans la caverne et le système de bas niveau est installé dans le calorimètre au niveau d’un demi supermodule ou d’un quart de bouchon.

Ce système de normalisation utilise des PIN diodes et un système de lecture indépendant de celui qui lit les signaux de cristaux. La figure 4.5 représente le système de distribution de lumière. Un canal au niveau 2 correspond à un demi supermodule et un canal au niveau 1 correspond à un demi module. L’impulsion de lumière, qui doit être égale au temps de scintillation du cristal, est injectée en coïncidence avec l’horloge d’acquisition. Chaque fibre venant du laser alimente quatre sous-ensembles au niveau 2, dont chacun alimente 200 cristaux par distribution au niveau 1. Tous les composants intérieurs au détecteur doivent résister à l’irradiation.

Avant l’installation, les fibres optiques seront calibrées et deux fibres du niveau 2 sont connectées à deux PN photodiodes indépendantes qui mesurent la lumière venant au niveau 1.

4.4.2 Paramétrisation de calibration par fibres

Le nombre d’électrons produit à l’intérieur du préamplificateur par le signal de lumière s’écrit :

$$R = a(t, \lambda) L(t, \lambda) \mathcal{B}(t, \lambda) \bar{M}(V, t, T, \lambda) \quad (4.8)$$

où

- a : un paramètre décrivant la transmission de lumière dans la fibre et dépendant de chaque canal.
- L : le nombre de photons arrivés à PN diodes et traduit en nombre d'électrons, en tenant compte de l'efficacité quantique de la diode.
- \mathcal{B} : un terme sur la transmission de lumières injectées au cristal.

Pour le tonneau, le terme \mathcal{B} est relié à la longueur d'atténuation ($\Lambda(t, z, \lambda)$), et peut être approché par une formule suivante, avec l'hypothèse que les amplificateurs et les préamplificateurs suivant les APD's soient parfaitement stables :

$$\mathcal{B}(t, \lambda) = B_1 \left[\exp\left(-r_1 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}\right) \right] / \left[1 - k \exp\left(-2r_2 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\lambda(t, z, \lambda)}\right) \right] \quad (4.9)$$

Le terme B_1 inclut l'acceptation géométrique et le couplage optique. L_c est la longueur du cristal et le deuxième terme dans le crochet représente le chemin que doit parcourir la lumière dans le cristal, avec de multiples réflexions (coefficient de réflexion k). Les coefficients r_1 et r_2 décrivent le fait que les lumières injectées ne se propagent pas dans la direction de l'axe z .

Le paramètre “ a ” défini pour chaque cristal, rend compte de la différence de transmission des fibres d'un même paquet de niveau 1 et de la différence de qualité de contact optique. “ a_i ” est le rapport entre les transmissions de la fibre reliée au cristal i et de la fibre reliée à la diode PN. La précision de paramètre mesure est de quelques % avant un couplage au cristal et après couplage au cristal, il n'est pas possible de distinguer le paramètre a de \mathcal{B} dans la formule (1.8). Les valeurs a_i sont de l'ordre de 10% – 15%.

La longueur de fibre sur les cristaux et sur les diodes PN est identique au niveau 1, néanmoins il est nécessaire de corriger l'évolution de la transmission dans le temps. On suppose que le paramètre a_i est indépendant du temps du fait que le vieillissement de toutes les fibres est supposé identique et peu sensible au flux de neutrons jusqu'à 10^{14} n/cm².

On assure que le rapport de transmission a_i est indépendant de λ et que la mesure d'illumination L n'est pas affectée par vieillissement. Finalement la calibration par

fibres donne une mesure précise de l'évolution de la quantité $\mathcal{B}(t, \lambda)\bar{M}(V, t, T, \lambda)$ sur deux ou trois différentes longueurs d'onde et sert à estimer l'évolution de la transmission du cristal.

4.4.3 Relation à l'énergie déposée

Le but essentiel de la calibration par fibre optique est de calculer l'énergie déposée E_0 à partir de la valeur S donnée par l'ADC sur chaque canal de lecture, et ce calcul requiert l'intégration de l'équation 4.2. La calibration effectue la comparaison pour tous les canaux des coefficients R de (Eq. 4.8).

$$\frac{S}{E_0} = \frac{R}{aL} \int N(z) \frac{\mathcal{C}(t, z, \lambda)}{\mathcal{B}(t_m, \lambda_l)} P(t, T, z, \lambda) \frac{\bar{M}(V, t, T, \lambda)}{M(V, t_m, T, \lambda)} d\lambda dz \quad (4.10)$$

où λ_l est la longueur d'onde du laser et t_m la durée de l'injection de lumière, qui n'est pas simultanée avec traitement des données. Dans le cas où le terme de transmission et le gain de l'APD, ce rapport se rapproche de 1.

L'équation 4.10 donne l'évolution relative du signal de particule par rapport au signal de calibration par fibres optiques.

4.4.4 Paramètres et dépendances

Afin de réduire le nombre de degrés de liberté dans la (Eq. 4.10), on suppose que la température est bien contrôlée. (La stabilité de cristal et de l'APD requièrent que la température soit contrôlée avec une précision $\leq 0.1^\circ C$). On suppose également que la tension V est stable avec une précision ≤ 0.1 V, avec la restriction que, après quelques années d'opération, le courant de fuite des APD's augmentera à une valeur de l'ordre de quelques microampères.

L'étude de la production de lumières par le cristal indique que la décroissance de lumières sous irradiation provient de la décroissance de la longueur d'atténuation. On suppose que la $P(t, T, z, \lambda)$ est indépendante du temps et que tous les effets d'irradiation sont décrits par la variation de longueur d'atténuation $\Lambda(t, z, \lambda)$.

Les termes dominants sont des paramètres reliés à la longueur d'atténuation Λ dans le cristal. La détermination de la longueur d'atténuation Λ devient importante, et la dépendance de Λ en fonction de la longueur d'onde est montrée sur la figure 4.6.

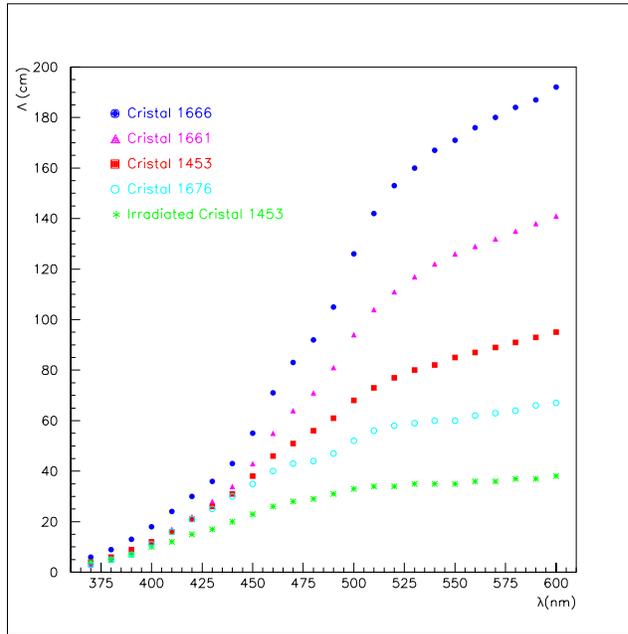


Figure 4.6: Dépendance de la longueur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde pour différents cristaux.

Termes de transmission : \mathcal{B} et \mathcal{C}

La compréhension de la relation entre le terme de transmission \mathcal{B} et la scintillation \mathcal{C} est essentiel. Le système à fibre va, de fait, suivre l'évolution de :

$$\mathcal{B}(t, \lambda) \bar{M}(V, t, T, \lambda)$$

si on suppose que l'APD est suffisamment stable, cette évolution se limite à l'évolution du terme $\mathcal{B}(t, \lambda)$ et le problème est alors de trouver la relation entre $\mathcal{B}(t)/\mathcal{B}(t_0)$ et $\mathcal{C}(t)$ ce qui revient à connaître $\Lambda(t, z, \lambda)$.

L'inhomogénéité des cristaux affecte à la fois la longueur d'atténuation $\Lambda(t, z, \lambda)$ et la production de lumières P en fonction de z . Même si le cristal est homogène par construction, après avoir subit les dégâts d'irradiations, il devient non uniforme et ceci introduit une dépendance de Λ en z et λ . Le système de monitoring contrôle la valeur moyenne de Λ sur l'axe z pour deux ou trois différentes longueurs d'onde de laser (Eq. 4.9).

Une différence importante entre les calibration par la lumière et par particules porte sur les deux quantités, \mathcal{B} et \mathcal{C} , dépendantes de la manière qui enveloppe le cristal et de son évolution avec le temps. Si les propriétés de l'habillage n'évoluent

pas sensiblement, la correspondance entre ces deux quantités peut être établie par un modèle de propagation de lumières dans un cristal [70].

La formule approchée de \mathcal{C} en fonction de Λ est :

$$\mathcal{C}(t, z, \lambda) = \frac{\left[\begin{array}{l} \Omega_1(z) \exp(-s_1 \int_z^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}) \\ + \Omega_2(z) \exp(-s_2 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}) \exp(-s_3 \int_0^z \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}) \end{array} \right]}{\left[1 - k' \exp(-2s_4 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}) \right]} \quad (4.11)$$

où Ω_1 et Ω_2 sont l'acceptation géométrique de la lumière émise par scintillation à un z donné, vers l'avant et l'arrière du cristal et qu'il est facile de calculer par Monte Carlo. Les $s_{i=1,2,3,4}$ et k' sont des coefficients qui ont la même définition que les $r_{i=1,2}$ et k dans la (Eq. 4.9). Les relations entre \mathcal{B} et \mathcal{C} ne sont pas simples. Il est nécessaire de connaître l'évolution de Λ en fonction du temps, de la dose etc.

Distribution de gerbe $N(z)$

La distribution de gerbe $N_i(z)$ dans un cristal i dépend de la position d'impact de particule, de sa direction par rapport de l'axe du cristal et du type de la particule. Donc, une mesure précise d'énergie déposée requiert la reconnaissance de la position du point d'impact. La distribution de gerbe pour un électron isolé pour différentes énergies est montrée sur la figure 4.1. Le calcul de l'énergie déposée dans un cristal ne dépend pas fortement de la distribution $N(z)$.

Pour un électron de 50 GeV, l'intégration J de la (Eq. 4.2) sur un plein profil de gerbe donne une erreur de 0.2% sur l'énergie déposée par rapport à la somme de 9 cristaux [68]. Il est possible que cet effet de $N(z)$ ne soit pas tout à fait négligeable au niveau de précision que nous cherchons sur énergie déposée ou pour calibrer chaque cristal.

4.4.5 Résultat des mesures en faisceau test

La mesure des relations entre S/S_0 et R/R_0 a été effectuée sur le faisceau H4 du CERN. Le résultat est montré sur la figure 4.7 où S_0 et R_0 sont les mesures au temps initial. La dépendance linéaire dans la région explorée n'est pas inattendue (Eq. 4.2) et (Eq. 4.10), on peut déduire une expression approximative entre S/S_0 et R/R_0 :

$$\frac{S}{S_0} \simeq \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\frac{\bar{E}-\rho m}{\rho m}+1} \left(1 + \eta \ln\left(\frac{R}{R_0}\right)\right) \quad (4.12)$$

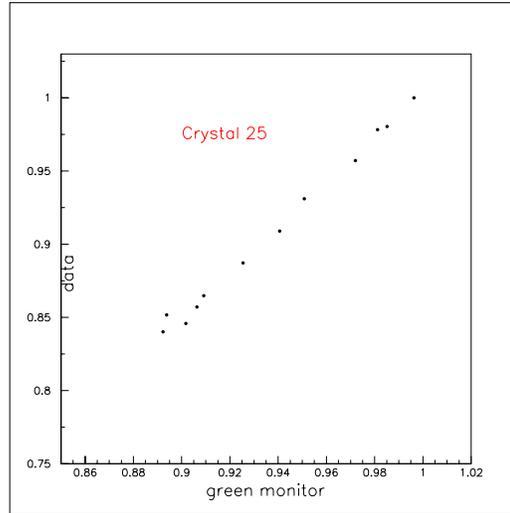


Figure 4.7: Le rapport entre le signal d'électron de 120 GeV et le signal de laser vert (résultat du faisceau test H4).

où

$$\bar{\rho} \simeq (s_1 + 2K's_4) \gamma(\bar{\lambda}) \quad ; \quad \rho_m \simeq (r_1 + 2Kr_2) \gamma(\lambda_m)$$

γ est un coefficient d'atténuation avant irradiation, λ_m et $\bar{\lambda}$ correspondent respectivement à la longueur d'onde de la lumière injectée et au pic d'émission de scintillation, η est un paramètre entre ± 0.1 et ± 0.5 , K et K' sont des coefficients de réflexion approximativement égaux aux k et k' dans la (Eq. 4.9) et (Eq. 4.11). Avec cette équation 4.12, on attend une relation linéaire entre S et R dans un domaine de $0.95 \leq R/R_0 \leq 1$. Pour les bouchons ou de la lumière est injectée à l'arrière du cristal, on prend la même expression excepté l'exponentielle qui devient $\simeq 1/2 [(\bar{\rho} - \rho_m)/\rho_m + 1]$.

4.5 La calibration par l'injection de charge

Les différentes méthodes de calibration ont été présentées en détail précédemment. Chaque méthode a ses avantages et ses désavantages, en particulier en ce qui concerne la dynamique d'énergie accessible, la compréhension de ce qui est vraiment calibré par rapport à l'information totale, le temps nécessaire pour la calibration et entre les calibrations, la place indispensable pour l'instrumentation dédiée sur le détecteur etc.

La calibration par l'injection de charge (CIC) doit servir à déterminer les dérives éventuelles de la chaîne électronique : spécifiquement le fonctionnement et la stabilité de FPPA (Floating Point PreAmplifier) et du FPU (Floating Point Unit).

Les objectifs de la calibration par l'injection de charge (CIC) sont les suivants:

- **Test de fonctionnement global :**

La CIC doit pouvoir effectuer rapidement un test de fonctionnement global de la chaîne de lecture.

- **Mesure absolue de toute la dynamique :**

La chaîne de mesure de notre calorimètre est prévue pour couvrir une dynamique de 16 bits nécessaire à la physique attendue, en quatre gammes de gains différents au niveau de la préamplification, et la CIC doit permettre une calibration relative et absolue de ces 4 gains, ainsi que les seuils de changement de gamme.

- **Facilité de traitement d'un seuil :**

La dynamique et la modularité du système CIC doivent permettre d'ajuster les seuils de déclenchement du calorimètre, de tester les algorithmes de recherche de jets, de forme de gerbe etc.

4.6 Les choix techniques

Les choix essentiels ont été:

- **Intégration :**

Intégration aussi étroite que possible à l'électronique front-end, y compris pour la partie analogique, afin que la calibration se fasse dans les conditions les plus proches possibles de la mesure.

- **Petite Segmentation :**

Segmentation de la CIC a été choisie aussi petite que possible pour avoir une grande souplesse dans l'utilisation et les tests. Nous avons choisi de regrouper la commande par 5 canaux, identique à la modularité de lecture prévue. Ceci permet d'inclure complètement l'unité de CIC dans une carte front-end standard et de rendre celle-ci totalement indépendante.

- **Transport minimal du signal de calibration :**

Pour chaque canal, le signal analogique est généré sur place, à l'entrée du préamplificateur, sans système de distribution et avec le minimum de distance entre

l'injecteur et le préamplificateur. Cette précaution a pour objet de réduire autant que possible le risque provenant de l'injection de bruit corrélé à l'entrée du préamplificateur.

Ces choix et les conditions de rayonnement de l'environnement nous ont contraint de tout construire en technologie durcie aux radiations, de faible consommation et de faible encombrement. Nous n'avons retenu que les technologies aptes à résister à 10^{14} neutrons par cm^2 et 300 krads en gammas. Ceci nous a conduit à développer au laboratoire des circuits intégrés digitaux et analogiques en technologie DMILL (Durci Mixte Isolant Logico Linéaire), puis à les faire fondre dans l'industrie. La technologie DMILL qui a été déjà choisie par de nombreux groupes dans l'expérience, peut tolérer plus de 10 Mrad et de 10^{14} neutrons/ cm^2 . La densité élevée d'intégration (1 million de transistor/ cm^2) dans des dispositifs à très bas bruit et une dureté exceptionnelle aux rayonnements pour les circuits analogiques et digitaux mélangés ont été démontrées.

4.7 Les composants du projet

Dans le projet final, notre système repose sur 4 éléments essentiels qui doivent être intégrés dans un chip que nous l'appelons "CL4" : Chaque sous-ensemble du calorimètre électromagnétique contenant 5 cristaux est commandé par un ensemble qui comprend un chip de contrôle (chip CTRL), une chip de décodage (chip TPLS) qui pilote l'amplitude d'injection par un DAC, ainsi que le déclenchement et un chip générateur de pulse (INJ). Au début du projet, le CTRL n'était pas réalisé, et il a été remplacé par une carte VME, sur laquelle un circuit programmable simule le CTRL. Elle est pilotée par un programme que nous avons développé sous LabVIEW pour générer toutes les fonctions et traiter les données durant les tests.

4.7.1 Le Convertisseur Numérique-Analogique

Le convertisseur Numérique-Analogique (DAC) génère un niveau de tension commandée par le TPLS et l'envoi à l'injecteur pour générer l'amplitude de l'impulsion d'injection. Sa caractéristique de linéarité définit la résolution de la calibration à l'ordre zéro, et son évolution dans les conditions de l'expérience doit être minimisée.

Dans la version prototype du système, nous avons choisi un DAC commercial d'Analog Device, le AD8582 en technologie CBCMOS1/1E-DLM. Ce DAC unipolaire de 12 bits, est alimenté sous 5 V et dissipe seulement 5 mW. Il produit une tension

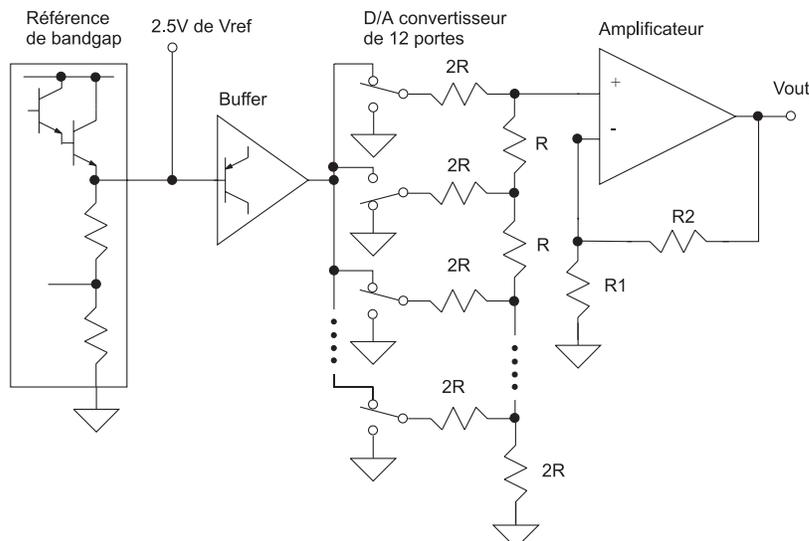


Figure 4.8: Schéma équivalent à la partie analogique du DAC.

de référence de 2.5 V qui est accessible pour la mesure. Il a une dynamique de 4.095 V par pas de 1 mV ; cette tension de sortie traverse dans notre utilisation un diviseur par 4. Si l'énergie maximale dans un cristal est de 2 TeV, le LSB (Least Significant Bit) du DAC correspond donc environ à 500 MeV d'énergie. La linéarité de ce DAC est certifiée à mieux que 0.5 LSB pour des variations de température entre -40 et 85 °C et des écarts d'alimentation de 5%.

Ayant passé avec succès des tests du CNES (dont les contraintes sont différentes des nôtres), il a été retenu pour ses qualités de robustesse à l'irradiation (voir la figure 3.1) et de précision correspondants à nos exigences. Dans un premier temps, nous avons testé la linéarité et la dispersion de technologie ; puis nous avons testé les variations de ses caractéristiques sous irradiation. La figure 4.8 présente le schéma de principe de ce DAC.

Le DAC est formé de trois parties :

- Un bandgap qui produit une tension de référence de 2.5 V accessible de l'extérieur et transmise au circuit suivant.
- Un R-2R qui comprend 12 portes reliées aux résistances de division. Ces 12 portes correspondent aux 12 bits digitaux et sont pilotées par l'extérieur en parallèle.
- Un amplificateur opérationnel qui fournit le courant de sortie.

Dans la version définitive du système, ce DAC devrait être remplacé par un DAC intégré développé soit au laboratoire, soit par d'autres groupes pour permettre son intégration avec les autres circuits du système de la CIC. L'ensemble sera construit en technologie DMILL. La précision du DAC DMILL prévue est de 10 bits de dynamique avec une sortie maximale de 1 V.

En principe, ce remplacement du DAC n'apportera pas de changement de précision, puisque la diminution du nombre de bits sera compensée par la diminution de la tension maximale de sortie (1 V); nous pourrions donc garder la valeur de 1 mV/LSB.

4.7.2 L'injecteur

Sur la carte front-end, pour chaque canal, est installé un circuit injecteur, qui sur ordre de la salle de commande crée dans le préamplificateur une impulsion de courant ayant une amplitude proportionnelle à l'ordre numérique préalablement donné au DAC et une forme semblable à celle que délivre l'APD.

Les performances requises sont reliées directement au signal de l'APD :

- Dynamique complète :
une couverture complète de la dynamique requise par la physique au LHC, c'est à dire entre 40 nA et 4 mA avec une précision absolue de 10^{-3} .
- Tenue aux radiations :
une résistance à l'irradiation jusqu'à une dose de quelque Mrads en gammas et 10^{14} neutrons/cm².
- Erreur minimale :
une erreur inférieure à 0.1% sur la linéarité.
- Adaptation entre les circuits :
une conception compatible avec la technologie DMILL. (tension d'alimentation, dynamique etc.)
- Forme d'impulsion :
une impulsion de sortie en courant exponentiel, le temps de décroissance à mi-hauteur est de 15 nanosecondes, avec une dispersion en temps et entre canaux la plus faible possible ($\leq 10\%$) compte tenu de la technologie.

Dans une des premières versions, l'unité de base de la chaîne d'électronique prenait en charge 10 cristaux. Elle était composée de blocs de trois cartes : une carte de commande et deux cartes front-end. La carte de commande portait un circuit CTRL, un circuit TPLS, un DAC. Chaque carte front-end prend en charge 5 canaux. Chaque canal comprend un préamplificateur à 4 gains suivi d'un ADC puis d'un sérialiseur et d'un coupleur optique qui transmet l'information à une fibre optique reliée au système de lecture dans la salle de contrôle. Du point de vue de la calibration, chaque préamplificateur a son propre injecteur.

Dans sa version finale, l'unité de base de la chaîne de calibration électronique prend seulement en charge 5 cristaux. La carte commande est supprimée et tout est intégré sur la carte front-end. Chaque carte front-end comprend en plus un chip qui intègre le CTRL, le TPLS, le DAC et 5 injecteurs. Ce chip est connecté à un coupleur optique pour recevoir les informations de commande et aux 5 préamplificateurs pour l'injection de l'impulsion de calibration. Un sous-module d'électronique est présenté sur la figure 4.9.

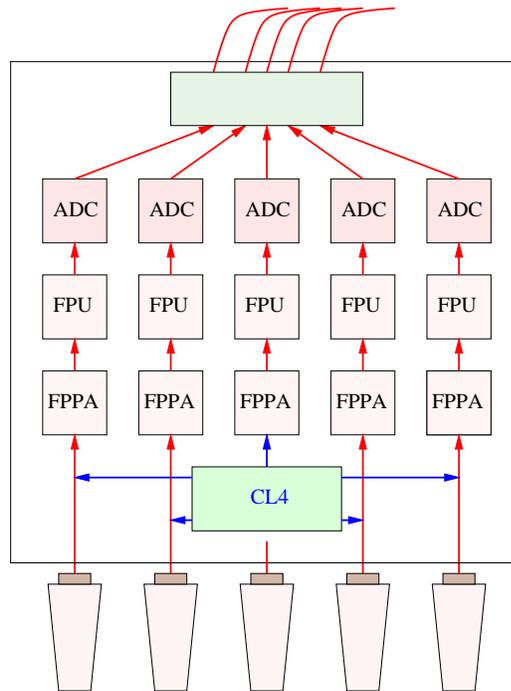


Figure 4.9: Le schéma de la chaîne de lecture prévue pour un sous-module de l'ECAL

4.8 Principe de fonctionnement

4.8.1 La commande

Nous envisageons d'effectuer les calibrations électroniques pendant les prises de données, pendant les temps de cycles stériles de la machine qui laissent une fenêtre de $3.17 \mu\text{s}$ sans collision de protons toutes les $88 \mu\text{s}$. Pour faire une calibration, la logique envoie d'abord au DAC une valeur d'amplitude par l'intermédiaire des circuits CTRL et TPLS ; le DAC produit un niveau analogique, qui est transmis à l'injecteur. Ensuite, une série de déclenchements est envoyée à l'injecteur, en synchronisation avec l'horloge machine qui donne le moment de collision entre des deux faisceaux de protons. Le système d'acquisition calcule alors la moyenne et l'écart type pour cette amplitude. Cette séquence est répétée sur toute la dynamique du DAC pour construire une rampe de calibration.

4.8.2 Principe de l'injecteur de charge

Pour ce qui concerne l'injecteur, une des préoccupations majeures a été la minimisation du bruit électronique qu'il pourrait induire sur l'entrée du préamplificateur (en particulier, le bruit corrélé entre canaux). L'injecteur est composé d'un amplificateur à grand gain (100000) qui transforme la tension fournie par le DAC en courant et d'un étage de sortie à deux branches dont l'une conduit un courant proportionnel à l'amplitude donnée par le DAC, pendant que l'autre est bloqué.

Le principe de l'injecteur est présenté sur le schéma 4.10. La génération d'impulsion est produite par la paire de transistor bipolaire Q1-Q2. Dans un premier temps, le transistor Q1 est bloqué et un courant d'amplitude I_k fixé par le DAC circule dans la branche à travers Q2 et R_{sortie} . Quand le déclenchement arrive du TPLS, la paire bipolaire bascule. Le transistor Q1 devient conducteur et Q2 est bloqué. Ce changement de la condition bipolaire conduit à une décharge de la capacité C_{sortie} (environ 30 pF) à travers R_{sortie} (environ 500 Ohm). L'impédance d'entrée du préamplificateur est négligeable en comparaison de R_{sortie} . La précision de l'injecteur est liée à celle du courant I_k (c'est à dire, la qualité de l'amplificateur de tête) et aux valeurs de R_{sortie} et C_{sortie} . Pour éviter la dispersion technologique (qui peut être de l'ordre de 10%), nous avons envisagé de sortir C_{sortie} et R_{sortie} du circuit intégré et d'utiliser des éléments discrets.

ches dont l'équilibre en statique produit une tension nulle à la sortie. Les dispersions technologiques dans la fonderie DMILL font que cet équilibre peut être déplacé dans un sens ou dans l'autre. Dans ce cas, même pour une valeur nulle de DAC, on peut obtenir une petite tension sur l'étage secondaire et donc une petite charge à la sortie de l'injecteur. Cette charge est une limite vers le bas de la dynamique de l'injecteur puisque les énergies correspondant à des charges plus petites ne sont alors pas accessibles.

Pour essayer d'améliorer cette limitation, une version d'injecteur a été fondue, dans laquelle le premier étage était en technologie Bipolaire. Cette technologie nécessite une alimentation supplémentaire en -2 V mais aurait dû permettre de diminuer les dispersions technologiques de sortie. Les résultats des essais n'ont pas été vraiment concluants et nous avons alors décidé d'une autre méthode pour corriger ce défaut.

Dans le prototype suivant, nous avons sorti du chip les résistances qui déterminent le point de fonctionnement des deux branches, et les avons installés en éléments discrets qui peuvent être précis à mieux que 1%, et nous avons décalé systématiquement le point de fonctionnement de telle sorte qu'il faille une petite valeur de DAC pour commencer à produire une charge non nulle à la sortie de l'injecteur.

4.8.3 Le circuit “Test Pulse Logical System” : TPLS

Le circuit digital de commande TPLS est situé à la tête de la chaîne de calibration électronique. Il sélectionne les ordres destinés à la calibration et les oriente vers leur destination (DAC et injecteur). Ses fonctions principales sont le décodage, le chargement d'amplitude du DAC et la création du déclenchement pour l'injecteur. Toutes ces fonctions doivent être décodées et transmises sans erreur dans les conditions d'irradiation de l'expérience. Ce circuit a été conçu au laboratoire. Il est décrit dans la prochaine section ci-dessous.

Le circuit TPLS est un circuit intégré numérique qui commande l'injecteur. Ce circuit a été réalisé au LAPP et il a été prévu dès le départ pour être intégré en un seul chip sur la carte front-end avec le circuit de contrôle (CTRL) et le DAC. Pour résister à l'irradiation, il a été réalisé en technologie DMILL $0.8\ \mu\text{m}$. Ce circuit effectue deux types de fonctions.

- Production d'un mot de commande pour le DAC :

Le circuit TPLS reçoit du circuit CTRL un mot de 8 bits comportant 4 bits de données. Les autres 4 bits dans la partie de VFE (“Very Forward Electronic”) sont utilisés pour l’échange d’autres informations comme les mesures de températures sur les cristaux et les APD’s et le courant de fuite des APD’s. Le TPLS devant fournir au DAC des mots de 12 bits, qui sont nommés en b0...b11. Il le fera en 3 trames de 8 bits dans la partie de calibration et la répétition des mots de chaque trame identique est suivie pour vérifier la transmission des données (Tab. 4.3).

- Production d’une fenêtre de déclenchement :

Le signal de déclenchement de “test pulse” est produit à partir d’un bit appelé TED qui permet de générer une fenêtre de 400 nanosecondes pour déclencher l’injecteur sur le front de descente de cette fenêtre et permettre à la capacité de se vider complètement.

- Tests de protocole :

Des erreurs peuvent se glisser dans le décodage des informations, provenant soit de la transmission des données, soit des circuits CTRL ou TPLS suite à un problème d’irradiation. Le respect du protocole est testé au moyen de la répétition des 4 bits de données entre deux trames consécutives de transmission.

- La structure de protocole et de processus :

Le tableau 4.3 présente la structure des protocoles de TPLS.

La séquence d’information de commande de l’injecteur pour la partie de calibration en 8 bits est suivant :

$$TV - TV - T1 - T2 - TV - T3 - T4 - TV - T5 - T6 - TV - T7 - T8$$

où TV est une trame vide (la répétition de TV informe que ceci est une nouvelle amplitude.) et T1 ~ T6 sont des trames contenant les données de l’amplitude, T7 et T8 sont des trames contenant l’ordre de déclenchement. La trame T1 avec 0 au 16ème bit indique que cette trame est une trame initiale. Sur deux trames consécutives, le bit CK passe de 1 à 0 pour indique la répétition de données. Le bit LD égale à 1 en trame 6 signale que la transmission des données est terminée. Le bit TED passe de 0 à 1 en trame 7 afin de générer une fenêtre de déclenchement, et la fin de transmission est signalée par le passage de 0 à 1 du bit TED en trame 8.

a) Charge de l'information sur VFE (Very Forward Electronic)

b0 ← VFE (8 bits) → b7 b8 ← Calibration (8 bits) → b15

TV	CK0	LD	D	ED	M	F0	F1	F2	0	0	0	0	0	0	0	0
TV	CK1	LD	D	ED	M	F0	F1	F2	0	0	0	0	0	0	0	0

b) Charge de l'information de TPLS au DAC

T1	0	0	0	0	0	0	0	0	CK1	LD0	b0	b1	b2	b3	TED0	0
T2	0	0	0	0	0	0	0	0	CK0	LD0	b0	b1	b2	b3	TED0	1
T3	0	0	0	0	0	0	0	0	CK1	LD0	b4	b5	b6	b7	TED0	1
T4	0	0	0	0	0	0	0	0	CK0	LD0	b4	b5	b6	b7	TED0	1
T5	0	0	0	0	0	0	0	0	CK1	LD0	b8	b9	b10	b11	TED0	1
T6	0	0	0	0	0	0	0	0	CK0	LD1	b8	b9	b10	b11	TED0	1

c) Charge de déclenchement de TPLS sur l'ECAL

T7	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	TED1	1
T8	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	TED0	1

Tableau 4.3: La structure de protocole pour charger des données et pour vérifier la transmission des données.

Après une transmission complète des données, le circuit TPLS traite l'information comme un tout et adresse au bon endroit la valeur de l'amplitude du DAC, ou le signal de déclenchement. La structure de protocole est présentée sur le tableau 4.3.

4.9 Conclusion

Dans la résolution du ECAL, la contribution des erreurs de calibration au terme constant doit être inférieure à 0.55%. La méthode de calibration comprend en trois systèmes différents: *in situ*, par fibres et par injection de charge. La calibration *in situ* est une calibration essentielle et la calibration par fibres permet d'établir et de mesurer des coefficients de calibration pour la chaîne de lecture. La calibration par injection de charge calibre l'électronique de lecture à 4 gains différents d'amplification, elle fournit une référence à la partie de l'électronique pour la calibration par fibres.

Chapitre 5

Test des circuits électroniques

5.1 Introduction

La mesure et l'évaluation des performances des circuits constituant le CIC est une part centrale de ce travail. Nous avons monté une chaîne de mesure pour tester les circuits décrits précédemment. Ces tests avaient pour objectif de mesurer la linéarité et la tenue à l'irradiation des circuits développés. Les outils de laboratoire mis en œuvre pour effectuer ces mesures sur les suivants :

- un multimètre Keithley 2000 avec multiplexage sur 10 entrées et connexion GPIB à un PC.
- un ADC CAMAC de 13 bits (ancien ADC de l'expérience GAMS modifié 13 bits).
- un ADC VME de charge LeCroy 1182 de 12 bits de dynamique et 10 bits de résolution.
- un oscilloscope digital LeCroy 9361 équipé de son interface GPIB.

Cette section décrit le banc de mesure des circuits de la CIC et les résultats obtenus sur le TPLS, le DAC et l'injecteur. Les tests sous irradiation sont décrits dans une prochaine section.

Nous introduisons quelques définitions des paramètres qui peuvent être utilisés par la suite dans des bases de données pour contrôler l'évolution des circuits.

- Offset et gain ajusté :

Dans un circuit linéaire, la fonction de transfert s'écrit $y = ax + b$. b est l'offset ajusté, a est la pente ajustée. La fonction de transfert est ici définie comme la meilleure corrélation mathématique entre les mesures sur le signal de sortie et sur le signal d'entrée du circuit.

- Offset mesuré :

L'offset mesuré est une valeur mesurée à la sortie pour une tension d'entrée nulle, spécifiquement $V_{DAC} = 0$.

- Ecart à la linéarité :

Pour chaque valeur à l'entrée, c'est l'écart entre la fonction linéaire ajustée et la valeur de sortie mesurée. Cette mesure permet d'évaluer l'erreur qui est faite en remplaçant la mesure par la fonction linéaire de transfert. L'écart à la linéarité est défini pour une rampe de mesure:

$$\text{Ecart (\%)} = \frac{\text{Mesure} - \text{Ajusté}}{\text{Ajusté}} \times 100 \quad (5.1)$$

- Dynamique :

La dynamique du circuit est la taille de la région dans laquelle le signal de sortie du circuit reste linéaire par rapport au signal d'entrée. Habituellement pour le calorimètre, on décrit cette grandeur en équivalant énergie incidente.

- Seuil :

Le seuil est la tension V_{DAC} à partir de laquelle le signal de sortie commence à croître.

Les paramètres qui sont définis ci-dessus mesurent la qualité de fonctionnement. Ils changent selon la dispersion technologique et varient sous irradiation. Nous avons effectué systématiquement les mesures de ces paramètres et évalué leur évolution sous irradiation.

5.2 Programme LabVIEW

Pour ces tests, la chaîne d'électronique est commandée par un PC à l'aide d'un programme LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench). Le

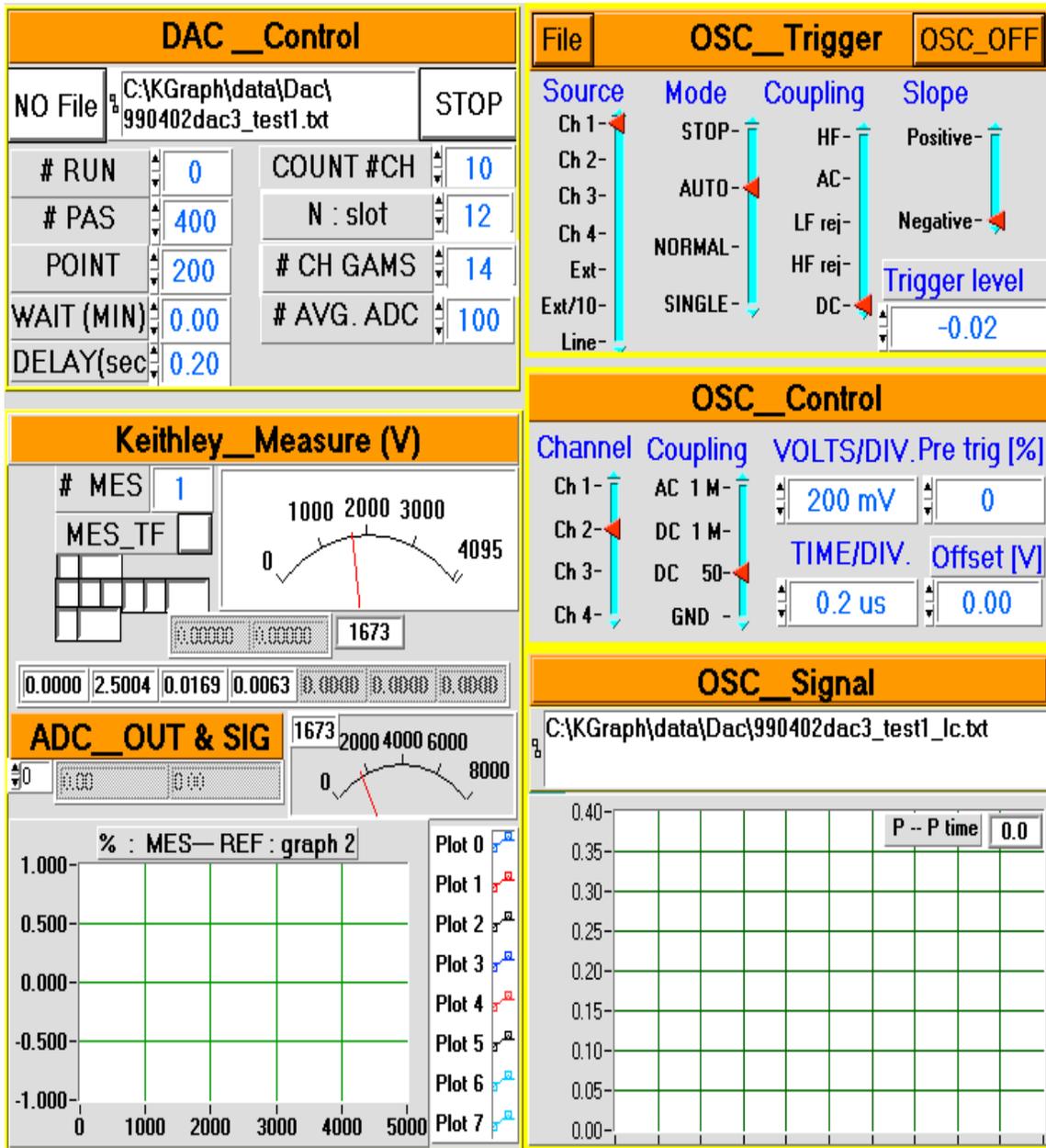


Figure 5.1: Un exemple de programme LabVIEW qui a été utilisé au CERI pour irradier 5 injecteurs DMILL's.

PC est connecté par une unité National Instrument VME-MXI-2 à une carte VME et par une liaison CES CBD 8210 à une carte CAMAC.

Le programme LabVIEW transfère à la carte VME développée au laboratoire les groupes de mots commandant l'amplitude du DAC, ainsi que le déclenchement de l'injecteur. Pour l'acquisition, il va lire l'ADC de charge qui mesure la charge totale ou la tension de sortie délivrée par l'injecteur.

L'ensemble du dispositif est schématisé à la figure 5.4 et la figure 5.1 montre l'écran de commande du programme utilisé lors d'une irradiation de 5 injecteurs individuels au CERI. La partie gauche est destinée à commander les valeurs de DAC, à visualiser la réponse de l'ADC et à gérer l'enregistrement des fichiers correspondants. La partie droite est destinée au contrôle des paramètres de l'oscilloscope, à la visualisation de la forme de l'impulsion de sortie et à son acquisition.

Ce programme, dans ses différentes versions a servi dans les mesures de précision en laboratoire et dans les mesures de vieillissement sous irradiation. Le "block diagram" du programme au-dessus est présenté à l'annexe.

5.3 Mesure sur le DAC : AD8582AR

Ce DAC est alimenté en 0 - 5 V. Il fournit une dynamique de sortie 0 - 4 V avec une résolution de 1 mV/bit. Il peut fournir ± 5 mA en sortie et la puissance dissipée à vide est de 20 mW. Une sortie spéciale permet de mesurer la tension de référence (2.5 V) à la sortie du "band gap".

Nous avons piloté ce DAC commercial de 12 bits par une carte VME pour lui fournir, par l'intermédiaire d'une FPGA (Flash Programmable Gate Array), les signaux de reset, l'amplitude de sortie et l'ordre de chargement.

5.3.1 Chaîne de test

La chaîne pour tester le DAC est présentée sur la figure 5.2. La carte VME pilote une carte de test, dessinée au LAPP. Elle comprend 3 receveurs ADM 1485 pour recevoir des signaux de la carte VME, une FPGA ACTEL 1020B pour interpréter des données et les adresser au DAC 8582. La tension de sortie du DAC est mesurée sur le multimètre Keithley 2000.

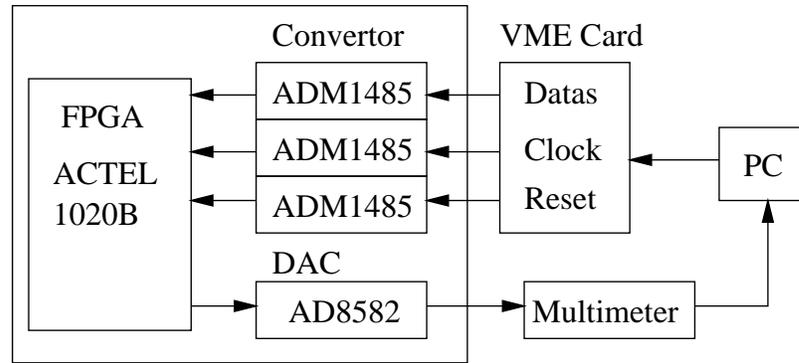


Figure 5.2: Le schéma de la chaîne pour tester le DAC.

Pour évaluer le DAC, le programme du PC produit une rampe sur toutes les valeurs du DAC ; pour chaque mesure, la valeur est écrite en série sur la FPGA. Celle-ci décode les données puis transfère en parallèle l'ordre au DAC puis à la réception de l'ordre de chargement, celui-ci produit une tension de sortie. Le multimètre Keithley mesure cette tension et les réponses sont conservées dans un fichier.

5.3.2 Test au laboratoire

Le tableau 5.1 montre les résultats de linéarité mesurées sur 6 DAC's. Les pentes ajustées sont autour de 1 avec une dispersion de $\pm_{0.0005}^{0.001}$ et l'offset mesuré est plus bas que l'offset ajusté. La figure 5.3 présente l'écart à la linéarité du DAC en mV et en pourcentage. Sa linéarité ajustée sur toute la dynamique du DAC est meilleure que 0.3 mV.

DAC	Pente ajustée	Offset ajusté (V)	Offset mesuré (V)
1	0.99947	0.0010658	0.0007449
2	0.9998	0.0009184	0.0006529
3	1.0012	0.0009744	0.0006780
4	1.0009	0.0007302	0.0004752
5	0.9996	0.0009378	0.0006508
6	0.99968	0.0009172	0.0006571
Moyenne	$1 \pm_{0.0005}^{0.001}$	0.0007 ~ 0.001	0.0005 ~ 0.0008

Tableau 5.1: La linéarité mesurée (pente idéale = 1) est dans une erreur inférieure à 1 pour mille et la différence d'offset entre l'ajustement et la mesure montre un écart important pour les faibles valeurs du DAC.

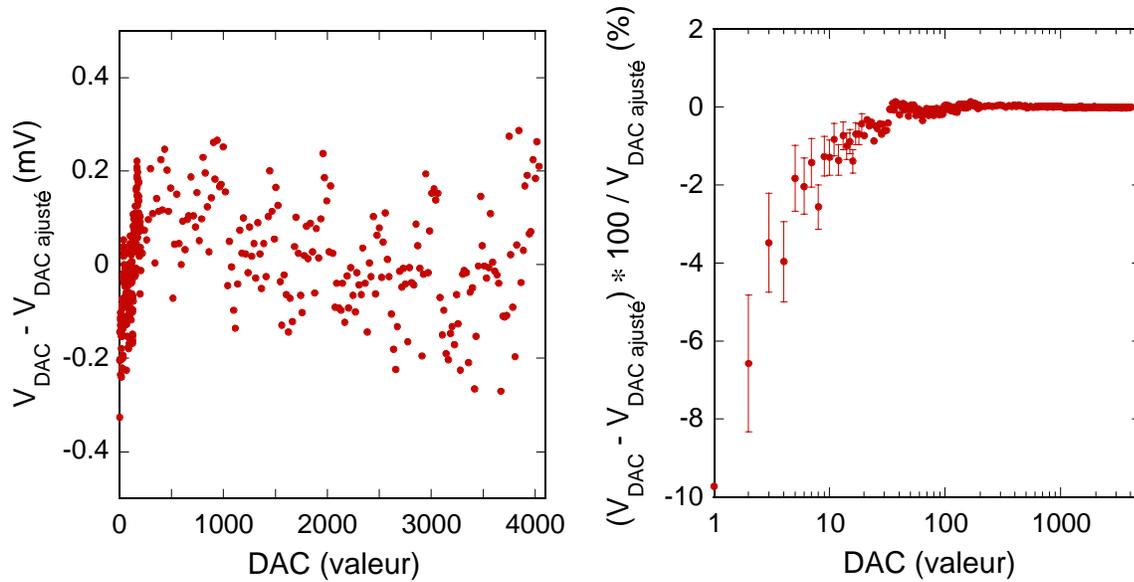


Figure 5.3: L'écart à la linéarité de la tension V_{DAC} , en mV et en pourcentage.

Comme prévu, l'erreur relative est plus importante pour les faibles valeurs du DAC. L'erreur en pourcentage de la dispersion en linéarité du DAC est inférieur à 0.5% à partir d'une valeur d'entrée du DAC de 20.

La conclusion de nos études sur ce circuit nous a convaincu qu'un DAC AD8582 conviendra au projet. Dans la version finale, le DAC en DMILL qui sera intégré dans le circuit général devra avoir la même qualité que le AD8582.

5.4 Les injecteurs

Le principe de fonctionnement de l'injecteur a d'abord été testé en technologie AMS (Austria Mikro Systeme) non-durci puis développé en technologie DMILL durci dans un second prototype. Les injecteurs en DMILL ont été développés en technologie BiCMOS et Bipolaire pour trouver la meilleure version pour le projet.

5.4.1 Chaîne et points de mesure

La figure 5.4 montre la chaîne générale que nous avons montée pour tester en même temps le DAC et l'injecteur. Pour ajuster la dynamique, la tension maximale de sortie du DAC AD8582 (4.095 V) est divisée par un facteur d'environ 3.7 avant

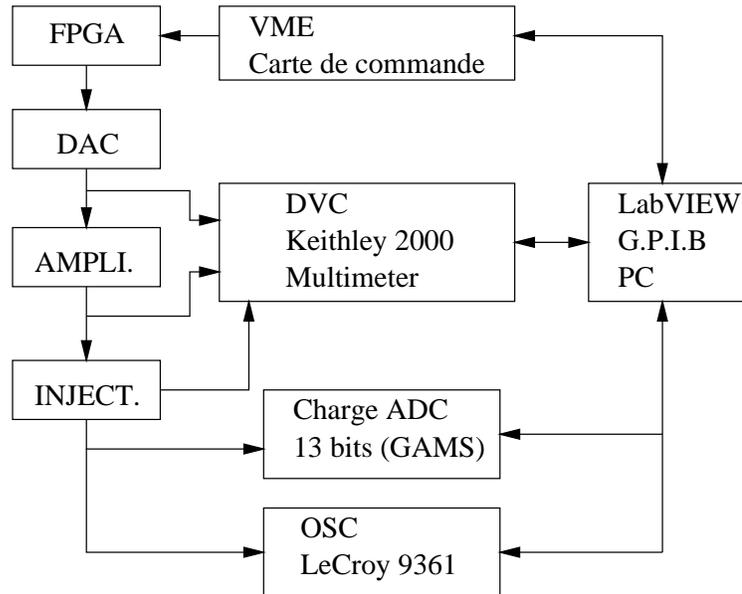


Figure 5.4: Le schéma général de chaîne pour tester l'injecteur.

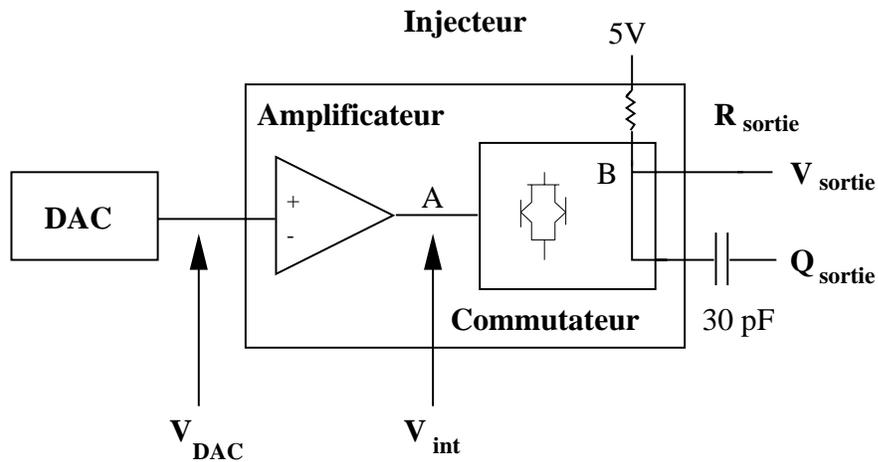


Figure 5.5: Les points de mesure. V_{DAC} est la tension commandant l'amplitude d'injecteur, V_{int} est la tension intermédiaire après l'amplificateur à l'intérieur de l'injecteur (premier étage), V_{sortie} et Q_{sortie} sont les sorties en charge et en tension de l'injecteur.

l'injecteur. Ceci produit une dynamique à l'entrée de l'injecteur de 0 V à 1.1 V. En fait, l'amplificateur du premier étage donne un seuil de réponse de quelques mV en sortie, variable selon la technologie utilisée. A la sortie de l'amplificateur opérationnel qui constitue le premier étage de l'injecteur, on peut mesurer la tension que celui ci délivre et s'assurer de sa linéarité, indépendamment de l'étage qui construit l'impulsion de sortie.

Les données de sortie du DAC et de l'injecteur ont été respectivement mesurées par le multimètre et par l'ADC. En plus, nous avons ajouté une mesure à l'oscilloscope digital LeCroy9361 pour mesurer l'amplitude et la forme du pulse de sortie de l'injecteur. Les ajustements linéaires sur des données de charge de l'injecteur ont été effectués par rapport à la tension d'entrée du DAC.

La figure 5.5 montre les points d'entrée et de mesure installés sur les prototypes d'injecteurs. Nous avons mesuré les tensions à la sortie de l'amplificateur opérationnel (V_{int} : premier étage) en "A" et à l'étage de sortie (V_{sortie}) en "B" avant de la capacité aussi que la charge de sortie (Q_{sortie}). La mesure en "A" permet de vérifier la réponse de l'amplificateur opérationnel et celle en "B" donne une mesure en tension plus précise que la mesure de la charge de sortie.

5.4.2 L'injecteur en technologie AMS

La première version d'injecteur a été réalisée en technologie AMS (non durcie) avec une capacité de C_{sortie} de 30 pF. On a fabriqué une carte de test comportant des entrées pour la tension du DAC, le déclenchement et trois sorties. Une sortie en tension pour mesurer la tension de sortie du premier étage V_{int} et deux sorties sur l'étage de sortie pour mesurer la tension et la charge produite.

Linéarité du premier étage : V_{int}

L'écart à la linéarité du premier étage est montrée sur la figure 5.6 en fonction de la tension de V_{DAC} atténuée pour s'adapter à la dynamique de l'injecteur. Dans l'ajustement linéaire, les basses valeurs ($V_{\text{DAC}} \sim 0$ V) qui sont dominées par l'effet de seuil et les hautes valeurs ($V_{\text{DAC}} \sim 1.5$ V) qui sont dominées par la saturation sont exclues.

La non linéarité pour les 5 injecteurs testés est inférieure à ± 0.6 mV. Dans la

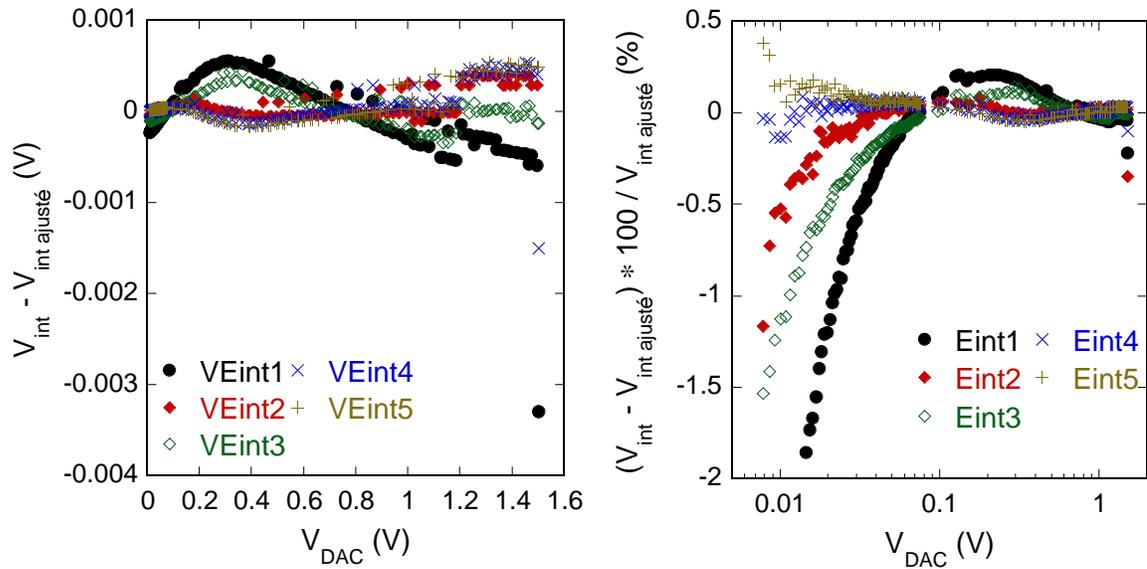


Figure 5.6: L'écart à la linéarité de l'injecteur en AMS sur la mesure de tension intermédiaire (V_{int}) par rapport à la tension d'entrée du DAC (V_{DAC}) pour 5 injecteurs d'une même fonderie. L'écart en pourcentage. A faible entrée de V_{DAC} , quelques injecteurs montrent un défaut de linéarité supérieure à 1%.

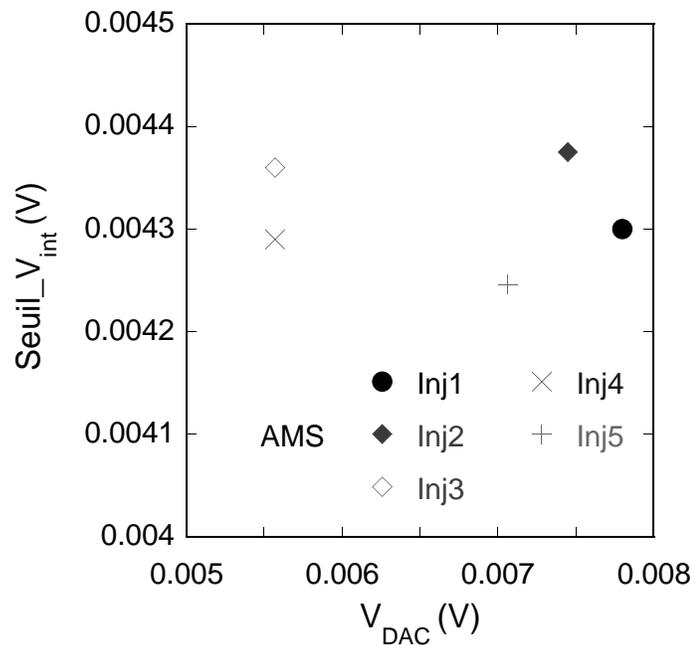


Figure 5.7: Seuil de la tension intermédiaire V_{int} des injecteurs en AMS en fonction de V_{DAC} .

AMS	Pente	Offset ajusté (V)	Offset mesuré (V)	Saturation (V)
1	1.0005	-0.003257	0.0043	1.497
2	1.	-0.0030909	0.0045	1.494
3	0.99967	-0.00107	0.0044	1.501
4	1.0006	-0.001501	0.0043	1.503
5	1.0003	-0.0032399	0.0043	1.503
Moyenne	$1 \pm_{0.0004}^{0.0006}$	-0.004 ~ -0.001	0.0043 ~ 0.0045	> 1.494

Tableau 5.2: Le résumé de caractéristiques en tension (V_{int}) du premier étage des injecteurs AMS.

AMS	Pente	Offset ajusté (+ piédestaux)	Saturation (+ piédestaux)	Dynamique (Canaux)
1	2401.7	864.92	4497	3632
2	2425.1	863.06	4511	3648
3	2393.8	864.41	4468	3604
4	2413.2	866.12	4498	3632
5	2379.5	863.29	4446	3583

Tableau 5.3: Le résumé des mesures de 5 injecteurs en AMS (L'écart sur les mesures est dominé par l'erreur de mesure de l'ADC 13 bits utilisé et les piédestaux sont inclus dans l'offset ajusté et la saturation).

présentation d'écart en pourcentage, une dispersion apparaît pour les faibles valeurs dans quelques injecteurs. Il semble que cette dispersion vienne de la non linéarité d'amplification du premier étage. La saturation d'amplification apparaît pour $V_{\text{DAC}} \geq 1.5$ V. Le tableau 5.2 résume les mesures de caractéristique et de fonctionnement des injecteurs en AMS. Le seuil de réponse de V_{int} est présenté en fonction de V_{DAC} sur la figure 5.7.

Linéarité de l'étage de sortie: Q_{sortie}

La réponse en charge de l'étage de sortie de l'injecteur est mesurée par un ADC standard. La figure 5.8 montre l'écart absolu à la linéarité en canaux d'ADC. Chaque point correspond à la moyenne sur 100 mesures. Les données montre une dispersion de ± 2 canaux d'ADC. La saturation apparaît à partir de 1.4 V de V_{DAC} .

On a obtenu une linéarité $< 1\%$ ($V_{\text{DAC}} > 100$ mV) sur tous les injecteurs en AMS (Fig. 5.8) ces résultats sont résumés dans le tableau 5.3.

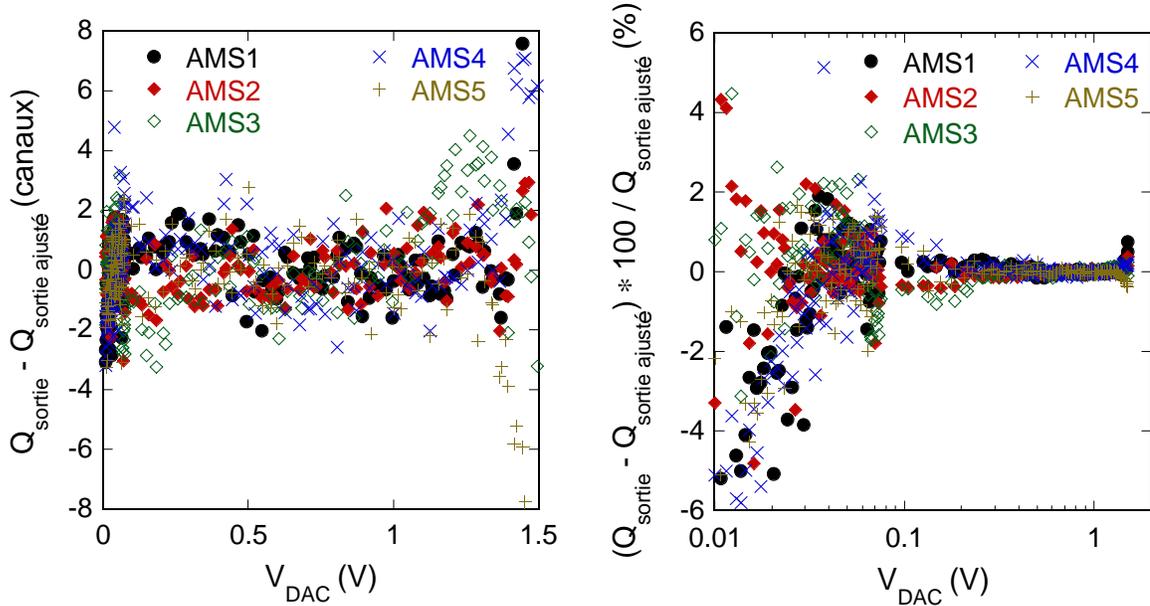


Figure 5.8: L'écart à la linéarité de Q_{sortie} en canaux d'ADC. Chaque point présente une moyenne de 100 mesures et la saturation apparaît à partir de 1.2 V de V_{DAC} . L'écart à la linéarité en charge. On a obtenu une linéarité $< 1\%$ ($V_{\text{DAC}} > 100$ mV) pour tous les injecteurs en AMS.

5.4.3 Injecteur DMILL en BiCMOS

L'injecteur DMILL a été développé en BiCMOS $0.8\mu\text{m}$. Dans le schémas d'injecteur utilisé (Fig. 5.5), il est possible de mesurer la tension continue, après la résistance de charge R_{sortie} . La charge totale qui sera produite par l'injecteur est strictement proportionnelle à cette tension. Il est donc en principe équivalent de faire l'une ou l'autre mesure, mais la mesure en tension est plus précise. Ceci est surtout vrai pour les petites valeurs du DAC pour lequel la mesure en charge est limitée par la précision de l'ADC de charge.

A partir de la première version d'injecteur DMILL, on a donc ajouté une sortie supplémentaire en tension avant la capacité dans l'intention d'avoir une plus grande précision sur la réponse de l'étage de sortie d'injecteur. Cette corrélation entre V_{sortie} et Q_{sortie} ne changera pas au cours de l'expérience dans la mesure où les capacités ne sont pas affectées par l'irradiation.

C'est donc la mesure en tension qui nous a servi de référence pour comparer les diverses versions de prototypes. Pour $V_{\text{DAC}} = 0$ V, le courant dans la branche de sortie est nul et la tension de sortie est égale à la tension d'alimentation (5 V). Pour

$V_{DAC} = 1$ V, la chute de tension dans R_{sortie} ramène cette tension à 3.3 V. La tension de sortie varie donc de $0 < V_{alim} - V_{sortie} < 1.7$ V.

Linéarité du premier étage : V_{int}

La mesure de la linéarité du premier étage a été effectuée sur la version 1 de DMILL pour valider cette technologie. Les paramètres de la droite ajustée ont été calculés entre la plus faible mesure crédible et la saturation manifeste du premier étage. Les figures 5.9 montre les écarts à la linéarité en volts et en %. L'écart en volts se situe à l'intérieur de ± 2 mV. Cette variation est plus grande que celle de l'injecteur en AMS et ceci est dû à la plus grande dispersion technologique. Cette plus grande dispersion sera une contrainte dont il faudra tenir compte dans la version finale du circuit injecteur. Il faudra effectuer une précalibration de tous les canaux pour connaître leur caractéristique de construction.

Les résultats des mesures sur la pente, l'offset et la saturation sont résumés dans le tableau 5.4. La dispersion de la pente est $\pm 0.7\%$ autour de 1, l'offset ajusté est distribué entre -2.5 mV et 7.5 mV, l'offset mesuré est de 1.8 mV à 8.4 mV et la tension de saturation est supérieure à 1.046 V. Le seuil de réponse de V_{int} et V_{sortie} est compris entre 1.5 mV et 5.5 mV. Les mesures sur la technologie DMILL montrent que la dispersion technologique est plus grande que celle de la technologie AMS.

BiCMOS	Pente	Offset ajusté (V)	Offset mesuré (V)	Saturation (V)
2	1.0071	-0.006644	0.0018	1.046
4	1.0019	0.0053326	0.0054	1.112
5	1.0052	-0.00248	0.0019	1.084
6	1.0014	-0.000652	0.0019	1.092
8	0.9934	0.007525	0.0084	1.084
9	0.99577	-0.000495	0.0019	1.091
Moyenne	$1 \pm_{-0.007}^{0.007}$	-0.0025 ~ 0.008	0.0018 ~ 0.0084	> 1.046

Tableau 5.4: La pente, l'offset ajusté et mesuré et la saturation sur les injecteurs DMILL en BiCMOS.

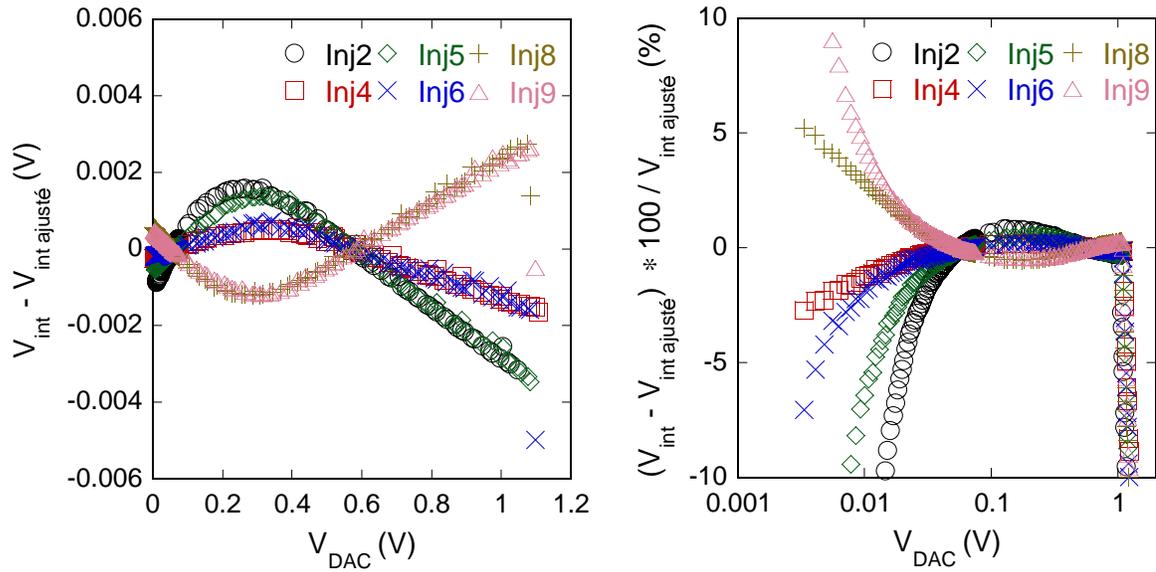


Figure 5.9: Les écarts à la linéarité du première étage d'injecteur (V_{int}) en volts (DMILL en BiCMOS) et pourcentage.

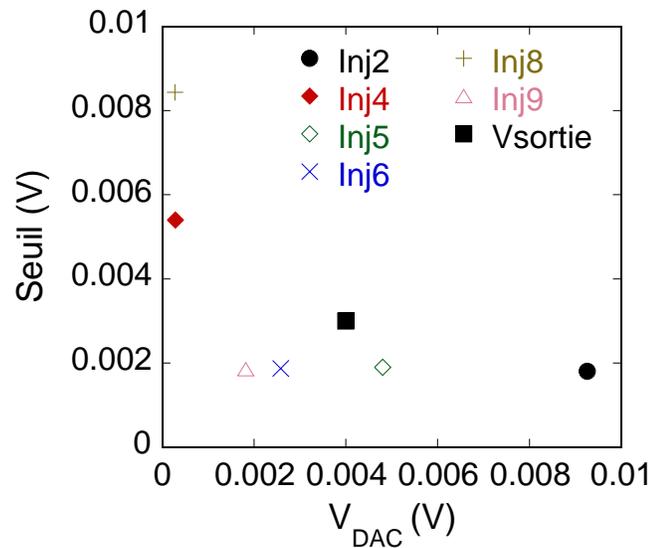


Figure 5.10: Seuil de V_{int} et V_{sortie} de DMILL en BiCMOS, en fonction de V_{DAC} .

Linéarité de l'étage de sortie: V_{sortie} et Q_{sortie}

La figure 5.11 montre une comparaison d'écart à la linéarité en tension pour le premier étage (V_{sortie}) et pour l'étage de sortie. Chaque donnée présente la moyenne sur 100 mesures, chacune ayant un écart standard de 8 canaux d'ADC. La linéarité sur point est calculé avec une erreur de ± 2 canaux d'ADC pour toute la dynamique. Les sorties en charge commencent à saturer autour d'une tension de DAC de 1 V (Fig. 5.12).

Les écarts à la linéarité en charge du premier étage et de l'étage de sortie en charge sont montrés sur la figure (5.13). La pente est un peu plus haute que celle de l'injecteur en AMS et surtout la dynamique de l'injecteur DMILL en BiCMOS est inférieure de 30% par rapport à celle de l'injecteur en AMS. On peut voir que les écarts sont du même ordre, c'est à dire que le second étage ne perturbe pas la linéarité de l'ensemble.

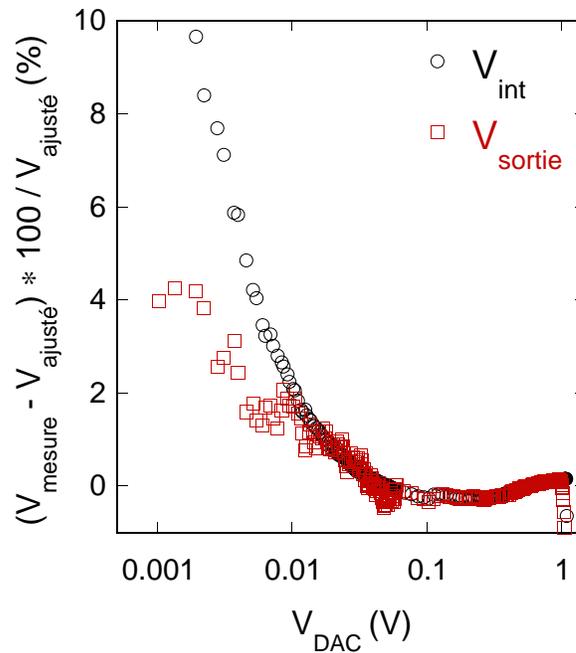


Figure 5.11: Comparaison de l'écart à la linéarité sur le premier étage (V_{int}) et sur l'étage de sortie (V_{sortie}).

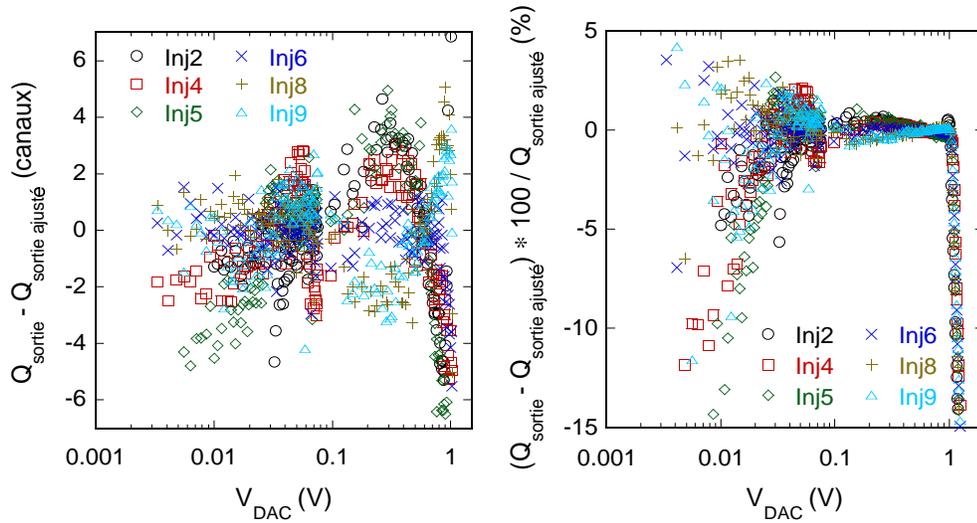


Figure 5.12: L'écart à la linéarité en canaux d'ADC et en pourcentage sur l'étage de sortie (Q_{sortie}).

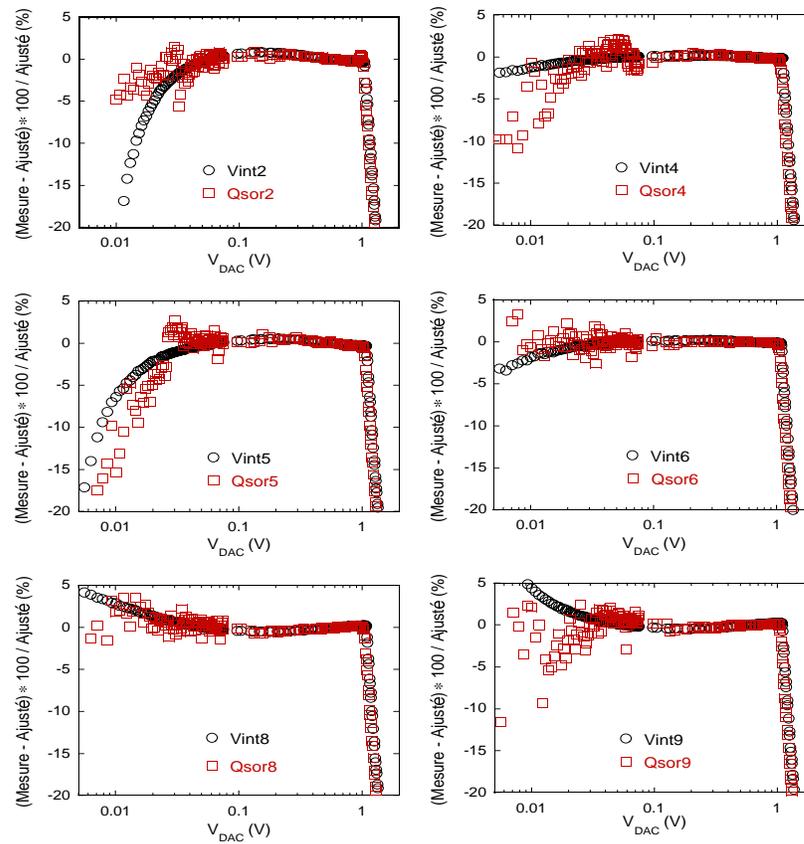


Figure 5.13: Comparaison d'écarts à la linéarité sur le premier étage (V_{int}) et l'étage de sortie (Q_{sortie}), en pourcentage pour 6 injecteurs d'une même série.

BiCMOS	Pente	Offset ajusté (+ piédestaux)	Saturation (+ piédestaux)	Dynamique (Canaux)
2	2499.2	837.3	3378	2541
4	2513.1	852.4	3522	2670
5	2490.5	860.5	3452	2592
6	2491.7	863.5	3478	2915
8	2445.5	890.4	3434	2544
9	2479.8	876.5	3488	2613

Tableau 5.5: Le résumé des mesures de 6 injecteurs DMILL en BiCMOS. L'écart sur les mesures est dominé par l'erreur de mesure de l'ADC GAMS. Les piédestaux sont inclus dans l'offset ajusté et dans la saturation.

5.4.4 Injecteur DMILL en Bipolaire

Dans le dessin de l'injecteur, les deux branches qui forment l'entrée du premier étage doivent être parfaitement équilibrées pour que la tension de sortie de ce premier étage soit nulle et que l'injecteur produise une charge nulle pour une tension d'entrée nulle. Le schémas est donc sensible à cet équilibre. En fait, la dispersion technologique du DMILL fait que cet équilibre n'est jamais parfait et qu'il peut arriver que pour

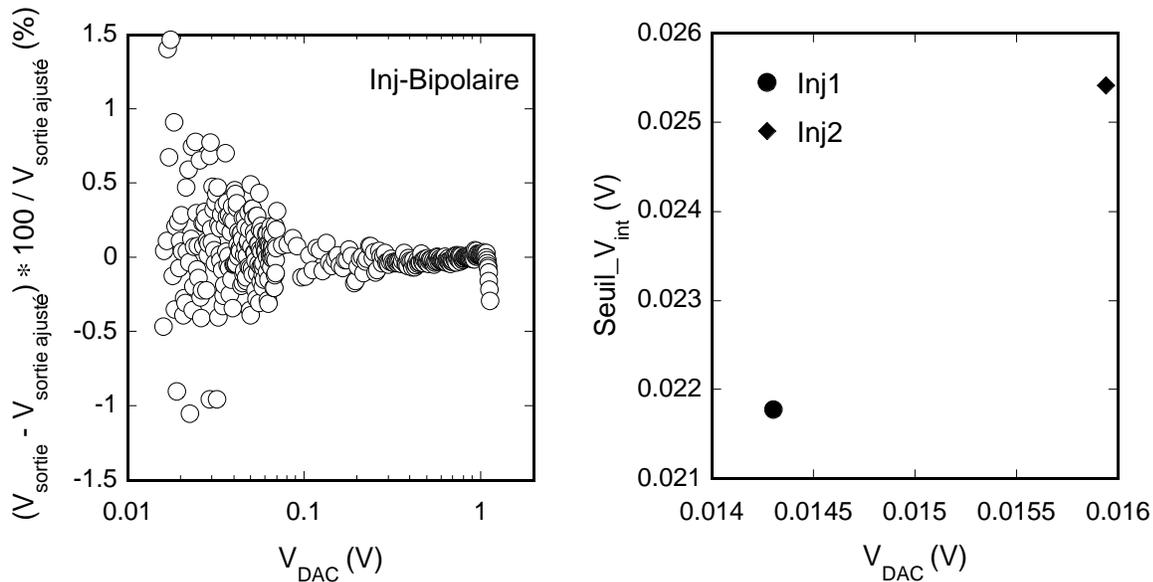


Figure 5.14: L'écart à la linéarité d'injecteur DMILL en bipolaire sur la mesure de V_{sortie} et le seuil de V_{int} en fonction de V_{DAC} .

une tension $V_{\text{DAC}} = 0$, l'injecteur produise une petite charge non nulle. Les énergies correspondant à des charges plus petites que celle ci ne sont alors pas atteignables par la calibration.

L'écart à la linéarité de sortie en tension est meilleure que 1% sur toute la dynamique et sa saturation est supérieure de 1.1 V. L'offset et le seuil sont plus hauts que ceux de l'injecteur DMILL en BiCMOS (Fig. 5.10).

5.5 Mesure du bruit

Le bruit introduit et le PSRR (Power Supply Rejection Ratio) de l'injecteur ont été mesurés sur l'entrée d'alimentation et sur l'entrée de DAC à l'aide d'un analyseur de spectre HP3589A [71]. Cet analyseur génère un signal qui traverse le circuit. Pour le PSRR, on mesure le rapport entre le signal généré à l'entrée et le signal à la sortie de l'injecteur. Chaque mesure est effectuée avec l'injecteur actif et non actif. La mesure avec l'injecteur actif mesure le bruit ajouté au signal de calibration par l'alimentation et la mesure avec l'injecteur non actif mesure le bruit ajouté au signal physique par l'alimentation, à travers l'injecteur.

La mesure de cet analyseur se fait jusqu'à la fréquence de 10^5 MHz. Le PSRR sur les alimentations et sur l'entrée de DAC sont montrés sur la figure 5.15 et 5.16. Dans une zone de haute fréquence, nous avons obtenu un rapport d'atténuation d'un facteur de 1000 (~ 60 dB) pour l'alimentation et de 10000 (~ 80 dB) pour le DAC. La différence entre les fonctionnements en injecteur actif et non actif est d'un facteur 10 (~ 20 dB). Donc, le circuit atténue le bruit apporté par l'alimentation ou DAC dans un rapport de 60 dB au moins jusqu'à 40 MHz.

Le bruit mesuré sur injecteur est montré par le spectre de la densité de bruit mesuré en (nV/\sqrt{Hz}) en fonction de fréquence (Fig. 5.17). Pour l'injecteur non actif (et actif), le bruit mesuré est $\leq 0.5 nV/\sqrt{Hz}$ (et 2.5 au maximum) .

Donc, le bruit introduit par notre système de calibration par injection de charge, contenant le DAC, l'alimentation et l'injecteur est négligeable aussi bien pendant la calibration que pendant la prise de données.

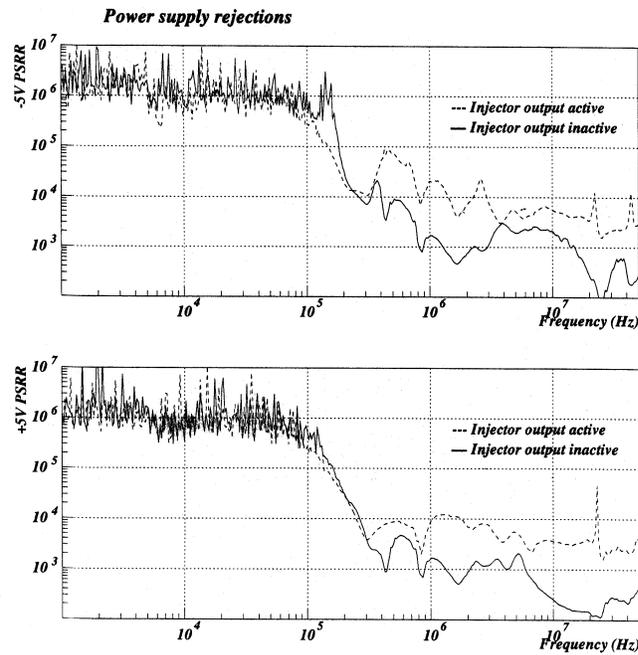


Figure 5.15: La mesure du PSRR est estimée supérieure à 60 dB ($\text{PSRR} = 10^3$) jusqu'à 40 MHz pour l'alimentation de ± 5 V avec l'injecteur actif et non actif.

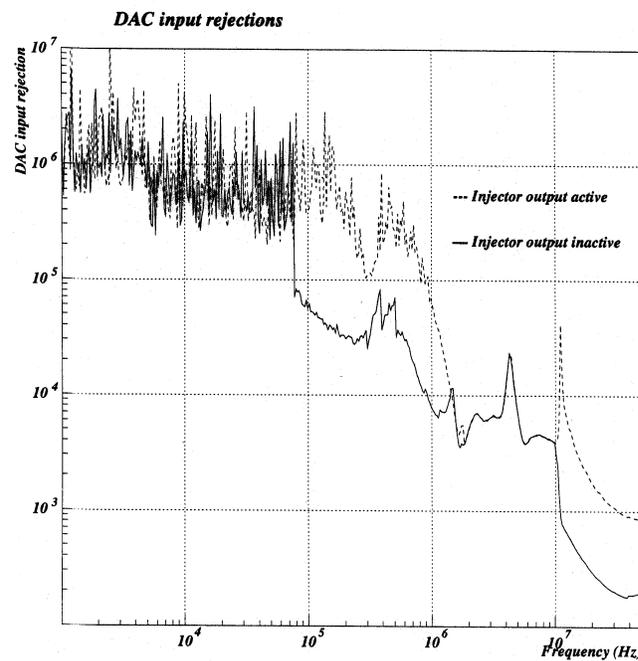


Figure 5.16: La mesure du PSRR est estimée supérieure à 80 dB ($\text{PSRR} = 10^4$) jusqu'à 40 MHz pour le DAC AD8582 avec l'injecteur actif et non actif.

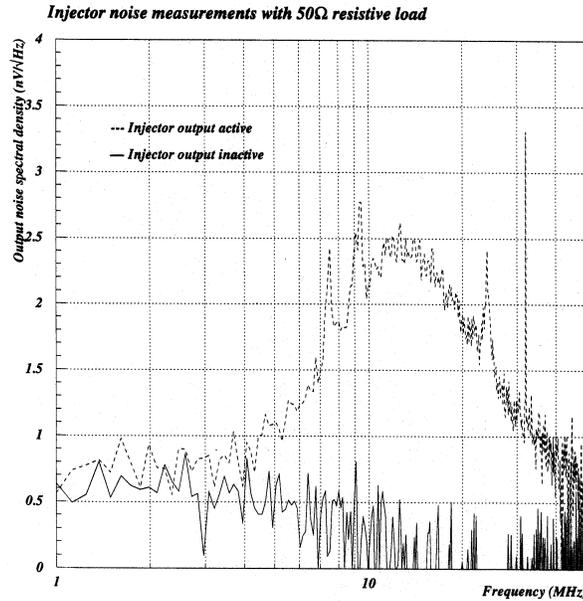


Figure 5.17: La mesure du bruit de l'injecteur. Pour l'injecteur non actif (et actif), le bruit mesuré est $\leq 0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ (et 2.5 maximal).

5.6 Tenue à l'irradiation

5.6.1 Condition dans l'ECAL CMS

Une qualité essentielle requise pour l'électronique installée dans l'expérience est la résistance aux irradiations puisque nos circuits seront disposés derrière les cristaux. Nous prévoyons un temps de vie de 10 ans, pour l'ensemble de l'expérience, et durant cette période, la luminosité intégrée sera de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$. L'électronique du tonneau du ECAL aura reçu quelque 10^{13} neutrons/cm² d'une énergie moyenne de 1 MeV et 300 krad de photons. Pour les bouchons, l'estimation de la dose est de 10^{14} neutrons/cm² et 1 Mrads de photons.

Les circuits électroniques doivent donc être durcis pour une pareille dose d'irradiation qui peut produire plusieurs effets : La modification locale d'une information transmise, la modification du fonctionnement des composants et donc des caractéristiques de la chaîne de lecture, et l'arrêt du fonctionnement des composants électroniques actifs. Il faut donc connaître la résistance des composants et la dispersion des circuits sous une dose d'irradiation comparable à celle qu'ils subiront durant les 10 ans de l'expérience.

5.6.2 Faisceaux utilisés

Nous avons utilisé plusieurs sources d'irradiation pour tester nos circuits : Le cyclotron de SARA (Système Accélérateur Rhône-Alpes) à Grenoble, le CERI (Centre d'études et de Recherches par Irradiation) à Orléans, le faisceau de protons de PSI (Paul Scherer Institut) à Villigen en Suisse et des sources de photons (Co^{60}). Les deux premiers accélérateurs utilisent des ions légers (protons, deutons, alphas, etc) pour produire des faisceaux de neutrons rapides. Les faisceaux d'ions légers sont accélérés dans le champ magnétique d'un cyclotron et s'arrêtent dans une cible de cobalt ou de béryllium pour produire un faisceau de neutrons.

Le flux de neutrons est produit par réaction nucléaire entre la cible et le faisceau primaire. L'énergie du faisceau primaire est de l'ordre de 5 MeV à 50 MeV avec une intensité de $5 \mu\text{A}$ à $40 \mu\text{A}$. Le spectre d'énergie des neutrons secondaires est centré vers 6 MeV, large d'environ 5 MeV. Le flux intégré est de l'ordre de 10^{14} neutrons/cm²/jour pour SARA et de 10^{12} neutrons/cm²/s pour le CERI. Dans le faisceau de neutrons, il existe également une production de photons et pour le faisceau de CERI la dose de photon est évaluée de 3.6 kGy à une dose intégrée de 2×10^{14} n/cm². Dans l'irradiation effectuée, nous avons considéré cette composante. Dans le cas de PSI, le faisceau est constitué de protons de 76 MeV et la fluence équivaut à 10^{13} neutrons par heure, avec un taux de photons comparable à celui que recevra notre électronique.

La dose totale intégrée par nos circuits (Fig. 5.18) a été normalisée en collant une pastille calibrée de Nickel Co sur le circuit avant irradiation. A la fin de l'irradiation cette pastille a été envoyée dans un laboratoire d'analyse où la quantité de Co^{58} , mesurée dans un spectrographe de masse a donné la dose totale de neutrons qui a atteint le circuit. L'erreur sur cette mesure est de l'ordre de 3%.

5.6.3 Effet d'irradiation

Dans toutes ces stations d'irradiation, nous avons testé les variations dans la linéarité de deux éléments essentiels du dispositif : le DAC et l'injecteur analogique. Pour évaluer cette qualité ainsi que sa dégradation sous irradiation, nous avons mesuré pour ce chaque composant sa réponse à un signal d'entrée en faisant varier l'amplitude de dernier jusqu'à la saturation du signal de sortie. Ensuite, nous avons ajusté une droite sur cette réponse. Outre la mesure de l'offset et du gain, cette mesure nous a fourni, point par point, une mesure de l'écart à la meilleure droite.

Nous avons ensuite fait la même opération sur la chaîne complète. Nous avons gardé alors en base de données les paramètres de cette droite et la largeur d'erreur. Durant l'expérience réelle, on pourra reconstruire la linéarité de la chaîne et son éventuelle dégradation sous irradiation avec quelques valeurs du DAC près les 4 gain différent des préamplificateurs.

5.6.4 Irradiation effectuée

L'irradiation de circuits par neutrons a été effectuée au SARA puis au CERI. Pour les tests sur le DAC, dans une première campagne d'irradiation, nous avons atteint une dose de 1.5×10^{13} n/cm² et une seule carte de test de DAC a été irradiée. Le décodage des données de la carte VME était effectué par une FPGA ACTEL 1020B.

Ensuite, dans un deuxième test au CERI, nous avons monté une FPGA du commerce ACTEL 1020B rendue tolérante à l'irradiation par le fabricant jusqu'à 5×10^{13} n/cm² et nous avons connecté notre DAC à cette FPGA.

Pour les injecteur, nous avons irradié en même temps 5 injecteurs au CERI (neutrons), 2 injecteurs à PSI (protons) et 1 injecteur au CERI (neutrons). Nous avons atteint une dose intégrée de 15×10^{13} n/cm², 3.7×10^{13} n/cm² et 100×10^{13} n/cm² (Tab. 5.6).

Facilité	Faisceau	Composants irradiés	Dose (10^{13} n/cm ²)	Date
SARA	neutron	2 DAC commerciaux FPGA non durci	1.5	7/98
CERI	neutron	2 DAC commerciaux FPGA durci	5	11/98
PSI	gamma	1 BiCMOS	400 krad	4/99
CERI	neutron	5 BiCMOS	15	10/99
PSI	proton	2 BiCMOS	3.7	7/99
CERI	neutron	1 Bipolaire	110	9/2000

Tableau 5.6: Sommaire d'irradiations effectuées.

5.7 Irradiation du DAC

L'AD8582 est un DAC d'Analog Device que nous avons choisi à cause de sa sélection par la NASA pour sa qualité de fonctionnement. Il a été développé pour l'US aux forces et il est durci à l'irradiation par construction. Il est alimenté entre 0 et 5 V et une sortie est prévue pour mesurer sa tension de référence (2.5 V) à la sortie du "band gap". Nous avons testé ce DAC pour vérifier qu'il correspondait à nos besoins.

5.7.1 Variation de la tension de référence

Au SARA, les DAC's étaient commandés par des FPGA non durcies, situées à coté des DAC's. Ces FPGA's étaient destinées à décoder les ordres de la carte VME. Ces FPGA's étaient donc irradiées en même temps avec les DAC's. Nous avons commencé à irradier les deux cartes par un faible courant de faisceau de $1 \mu\text{A}$ correspondant à une dose de $0.1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ par heure, puis monté doucement le courant de faisceau de $1 \mu\text{A}$ par heures. A la dose de $1.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$, le FPGA a cessé de fonctionner. Cependant ces cartes ont été irradiées jusqu'à la dose de $1.15 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ pour avoir une idée de la variation de la tension de référence à une dose de l'ordre de 10 ans de LHC.

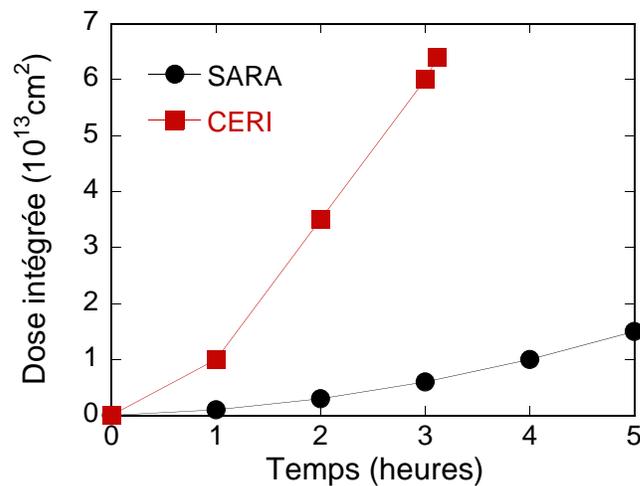


Figure 5.18: Dose intégrée pour le DAC au SARA et au CERI.

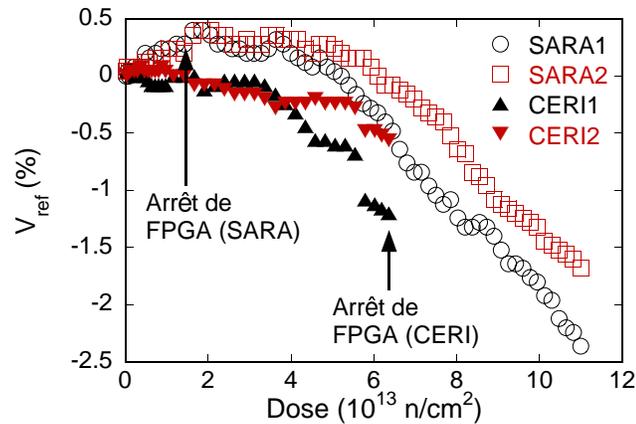


Figure 5.19: Variation de la tension de référence du DAC.

A la suite de cette campagne de mesure, SARA a fermé et nous sommes allés irradier nos circuits au CERI. Pour la première campagne, au CERI, nous avons remplacé le FPGA non durci par un FPGA décriée durcie par le constructeur. Ce FPGA a fonctionné jusqu'à la dose de 6×10^{13} n/cm². Nous avons commencé à irradier le DAC à partir du faisceau de $10 \mu\text{A}$ pendant une heure correspondant à 10^{13} n/cm², puis monté le courant de faisceau à $30 \mu\text{A}$ pour avoir 2.5×10^{13} n/cm² par heure.

La variation des tensions de référence est présentée sur la figure 5.19. La tension de référence (2.5 V) est prise après le “band gab” du DAC et alimente le diviseur du DAC. C'est donc une indication de la stabilité globale du DAC, indépendamment des éventuelles dérives ou destructions locales pour telle ou telle valeur d'amplitude commandée.

La tension de référence sur le même DAC descend doucement jusqu'à la dose de 4×10^{13} n/cm². Cette variation est de $\leq \pm 0.2\%$ à la dose de 10^{13} n/cm². On peut en déduire la variation à la dose de 10^{14} n/cm² soit $\sim -2\%$.

5.7.2 Linéarité : SARA

Au SARA, nous avons mesuré la réponse pour 10 valeurs de DAC réparties sur toute la dynamique, sur 2 chips comprenant deux DAC's chacun, c'est à dire 4 DAC's. Les écarts à la linéarité sont montrés sur la figure 5.20 avant irradiation et jusqu'à l'arrêt de la FPGA. L'augmentation de la tension ne provient pas de façon certaine de l'irradiation. La mesure à la sortie du DAC est montée de $\sim 0.3\%$, ce qui correspond

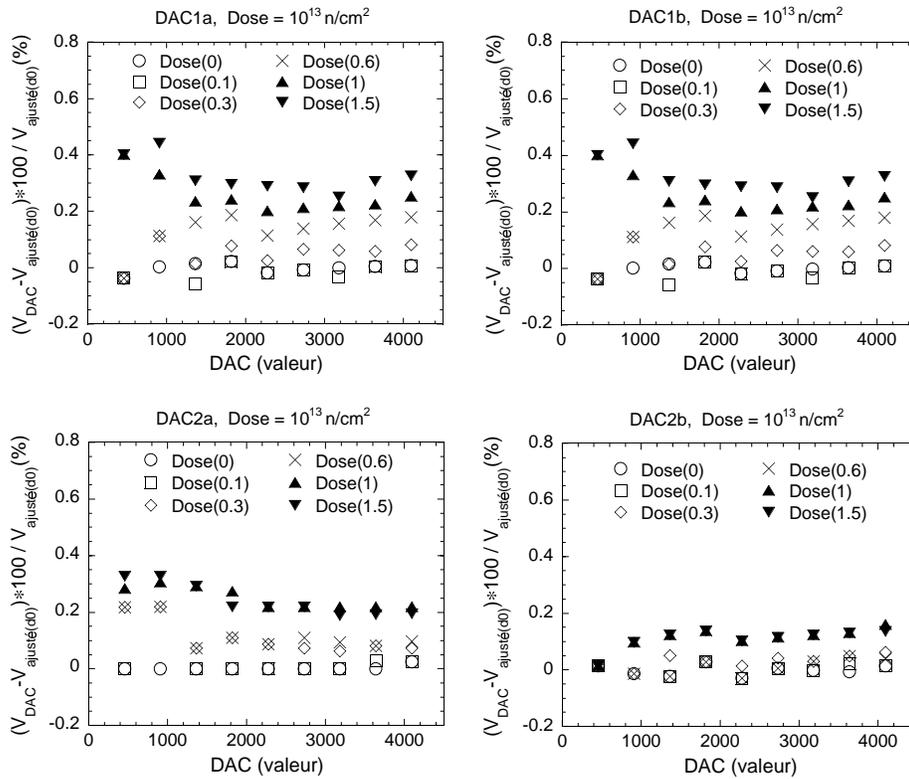


Figure 5.20: Ecart à la linéarité du DAC pour différentes doses au SARA. L'écart à la linéarité varie de $\sim 0.3\%$, autant que le même ordre de la variation de tension de référence et de l'offset.

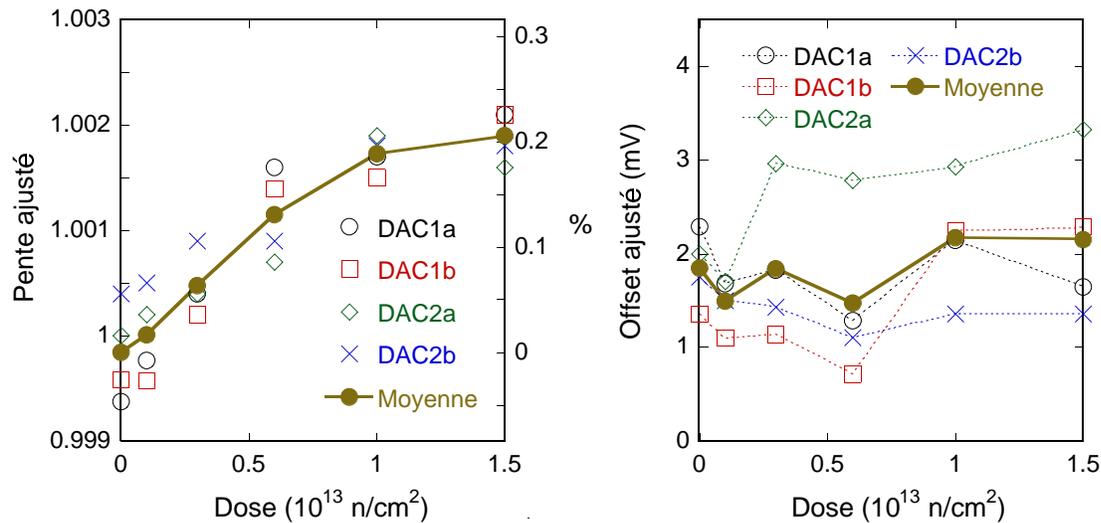


Figure 5.21: Variation de pente ajustée pendant l'irradiation à SARA. La pente varie $\sim 0.2\%$ avec une dispersion de $\pm 0.05\%$ du DAC et la variation d'offset ajusté en fonction de la dose intégrée au SARA.

à l'augmentation de la tension de référence pour la dose intégrée de 1.5×10^{13} n/cm². Cette variation introduit une variation identique de linéarité sur la pente et sur l'offset. La variation de pente et offset sont indiquées sur la figure 5.21.

Il est clair que les variations d'offset sont plus petites que les erreurs de mesure et donc non mesurables. Les variations de pente sont de l'ordre de 0.2% pour 1.5×10^{13} n/cm².

5.7.3 Linéarité : CERI

Nous avons voulu tester le DAC jusqu'à la dose attendue en 10 ans ($\sim 10^{13}$ n/cm²) pour le tonneau et ($\sim 10^{14}$ n/cm²) pour les bouchons. Pour arriver à ce niveau, la FPGA a été remplacée par une version de la même FPGA rad-hard commercial. La configuration de la chaîne est la même que celle de SARA. La caractéristique de faisceaux de CERI est présentée au début de cette section.

Au CERI, deux cartes contenant chacune deux DAC ont été irradiés par des neutrons d'énergie identique au faisceau de SARA et d'intensité jusqu'à 8 fois plus grande (Fig. 5.18). Les même 40 valeurs du DAC sur toute la dynamique a été sélectionnées. La dose intégrée maximale a été 6×10^{13} n/cm² au bout duquel la FPGA durcie a cessé de fonctionner. La variation de la tension de référence, en fonction de la dose, est montrée sur la figure 5.19.

A la dose de 5.5×10^{13} n/cm², la variation de V_{DAC} du DAC1 et DAC2 ont été de -0.7%, et -0.3% dominé par la variation de tension de référence. L'écart à la linéarité sur quelques mesures est montrée sur la figure 5.22 et la variation d'écart est 0.8%. La variation moyenne de pente et d'offset est montré sur la figure 5.23. On voit que la variation de pente et d'offset moyenne ont été de -0.6% et de +2 mV.

Du fait que l'irradiation au CERI a été effectuée avec un faisceau de grande intensité, la dose intégrée est changée d'environ de 0.2×10^{13} n/cm² entre la première mesure et la dernière mesure des 40 pas de chaque rampe. Donc, pendant l'irradiation, la pente du DAC varie par deux effets. Un effet est l'irradiation qui est plus élevée, un autre est la différence de la dose intégrée. Pour l'écart sur DAC2, nous avons obtenu une variation compatible avec celle prévu par la tension de référence.

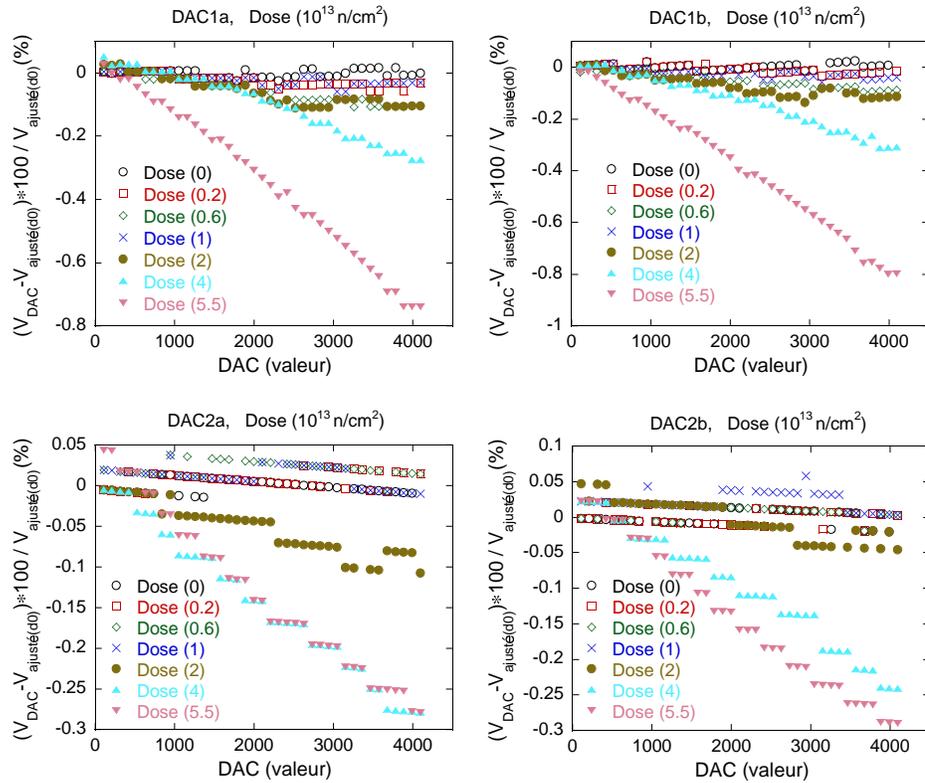


Figure 5.22: Ecart à la linéarité du DAC pour différentes doses au CERI. L'écart est au maximum de -0.8% sur DAC1 et de -0.3% sur DAC2 pour une dose de $5.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$.

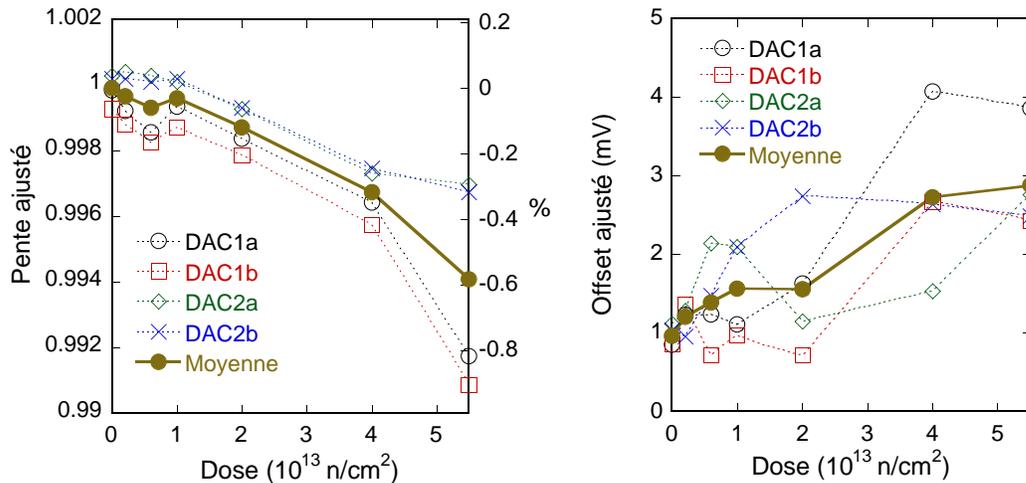


Figure 5.23: Variation de pente au CERI. Après irradiation, les pentes sont descendues de $-0.6\% \pm 0.3$ ce qui est prévu par la variation de tension de référence (Fig. 5.19) et l'offset est augmenté $2 \text{ mV} \pm 1 \text{ mV}$ sous irradiation.

5.7.4 Conclusion d'irradiation du DAC

L'offset et la pente du DAC croissent légèrement sous irradiation. La variation de pente est en accord avec la variation de tension de référence (Fig. 5.24).

Le résultat sur l'irradiation du DAC peut être résumé :

- La pente varie de moins de 0.5% jusqu'à la dose intégrée de 5×10^{13} n/cm² qui vient de la variation de tension de référence.
- L'offset monte de 0.35 mV par (10^{13} n/cm²).
- La variation de pente vient de deux effets qui dépendent de la contribution de la variation de tension de référence pour ~ 80 % et de variation d'offset pour ~ 20 %.
- Dans les conditions réelles du détecteur CMS l'énergie des neutrons sera plutôt de 1 MeV (au lieu de 6 MeV dans les faisceaux du CERI) et l'effet de photons existe aussi ce qui correspond à 360 krads pour la dose intégrée de 2×10^{13} n/cm². Ceci donne une équivalence en dose d'un facteur 2 plus petit dans l'expérience et donc, les variations des DAC's seront plus petites que celles que

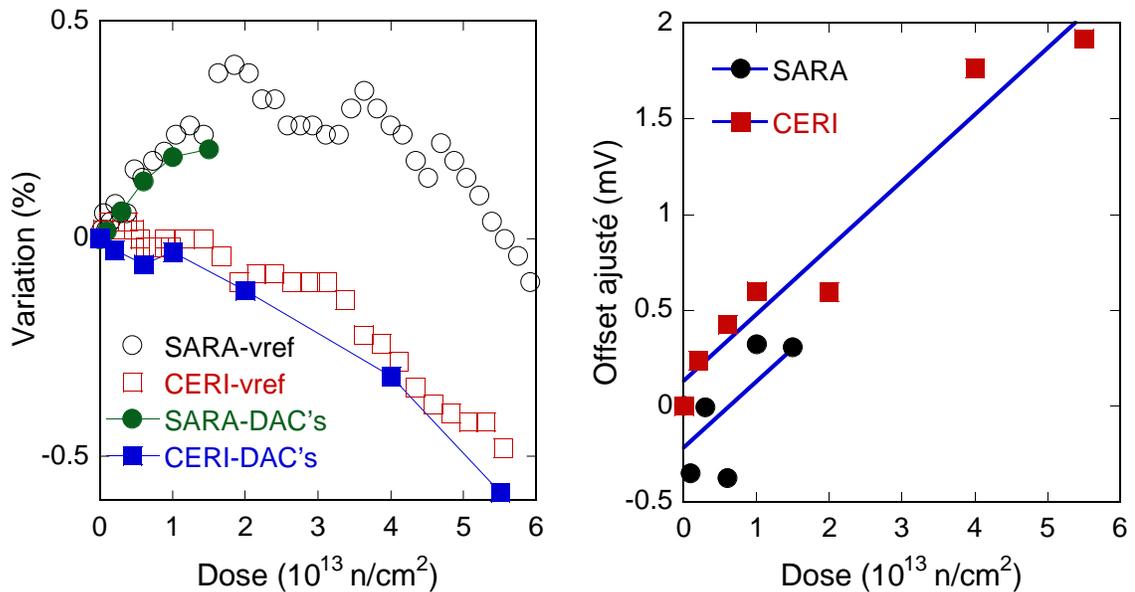


Figure 5.24: Variation moyenne sur les tensions de référence et sur les DAC's irradiés. Variation moyenne sur les offsets des DAC's. Les offsets montent de 0.35 mV/(10^{13} n/cm²)

nous avons mesurées. Le DAC est robuste, au moins jusqu'à la dose intégrée de 1.1×10^{14} n/cm².

5.8 Irradiation d'injecteur

En principe, la chaîne de mesure est la même que celle présentée sur la figure 5.4. Nous avons modifié la forme de la carte (dite "carte déportée") contenant l'injecteur pour éloigner les composants de commande du faisceau d'irradiation. Nous avons aussi fabriqué une carte VME qui contient le TPLS et le DAC, et qui permet d'irradier seulement une carte déportée contenant seulement l'injecteur. La carte VME est connectée à la carte déportée par des câbles LEMO par lesquels passent le niveau du DAC et le signal de trigger. La longueur de ces câbles est de 20m à 40m selon l'endroit d'irradiation.

L'irradiation d'injecteur DMILL (en BiCMOS et en Bipolaire) a été effectuée sur différent faisceau :

- 1 injecteur DMILL en BiCMOS au PSI par gammas. Comme il n'était pas possible d'installer de câble à l'endroit d'irradiation, nous avons juste vérifié le fonctionnement après la dose intégrée de 400 krads.
- 5 injecteurs DMILL en BiCMOS au CERI par neutrons. Nous les avons installés derrière le cryostat d'ATLAS. La distance à la cible était de 30 cm. La carte a reçu une dose intégrée de 1.1×10^{14} n/cm².
- 2 injecteurs DMILL en BiCMOS au PSI par neutrons. La dose équivalente à 4×10^{13} n/cm² a été collectée.
- 2 injecteurs DMILL en Bipolaire sous tension à CERI par protons avec une dose intégrée de 1.1×10^{15} n/cm²

Pour tous les injecteurs, nous avons mesuré la tension entrée du DAC (V_{DAC}), la tension intermédiaire (V_{int}) et, alternativement, la tension (V_{sortie}) ou la charge (Q_{sortie}) de l'étage de sortie .

5.9 Irradiation par neutron au CERI : Injecteur DMILL en BiCMOS

Nous avons fait un montage pour irradier 5 injecteurs simultanément. Pour le premier injecteur, qui est plus proche de la cible de faisceau, on a mesuré la tension intermédiaire et la tension de sortie et pour les 4 autres injecteurs, la tension intermédiaire et la charge de sortie. La mesure en tension sur le premier injecteur permet une référence pour le calcul de la charge mesurée sur les 4 autres injecteurs.

Les cartes déportées de 5 injecteurs sont installées l'une derrière l'autre, derrière de cryostat d'ATLAS à une distance de 30 cm et la distance entre les cartes est de 5 cm. La différence de dose sur ces 5 injecteurs est montrée sur la figure 5.25. Pendant la nuit, le faisceau ayant été arrêté, nous pouvons observer la récupération des 5 injecteurs durant cet arrêt.

Dans cette campagne de mesure, nous avons déporté le DAC à 1m du faisceau et donc considéré que le DAC n'était pas soumis aux irradiations. Nous avons supposé qu'il n'avait pas dérivé au cours de l'irradiation.

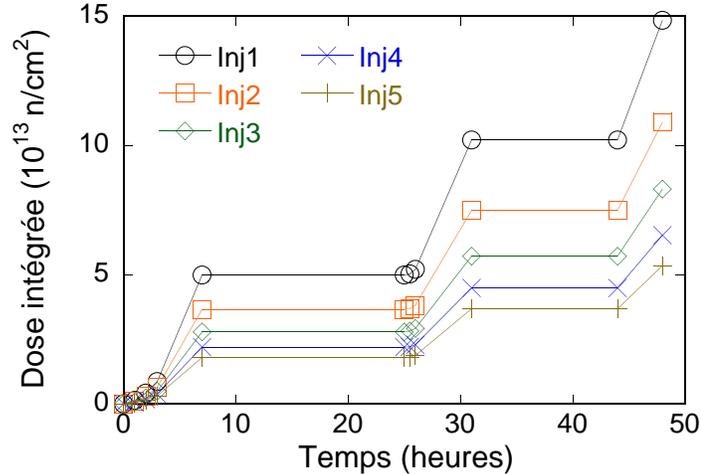


Figure 5.25: Dose différente collectée par 5 injecteurs au CERI.

5.9.1 Linéarité

La figure 5.26 montre les écarts en % à la linéarité ajustée sur les réponses du premier étage (V_{int}) et du second étage (V_{sortie}) de l'injecteur par rapport à la tension d'entrée.

La comparaison de linéarité (V_{int} et Q_{sortie}) pour les injecteur 2 et 4 est montrée sur la figure 5.27 et 5.28. La mesure en charge par ADC est plus dispersée surtout aux faible valeurs. La réponse aux tensions d'entrée commence par augmenter à la dose de 5×10^{13} n/cm² (injecteur 2) puis par diminuer à la dose de 6.3×10^{13} n/cm² (injecteur 4). Les variations pour les autres 3 injecteurs sont identiques et le comportement pour les faibles valeurs est identique. Les écarts à la linéarité sont un peu augmentés.

Les figures 5.29 montrent les variations de pente et d'offset de V_{sortie} et Q_{sortie} . La dispersion de mesure ou la $\pm 0.2\%$ et l'offset sur injecteur 1 est monté ~ 10 mV.

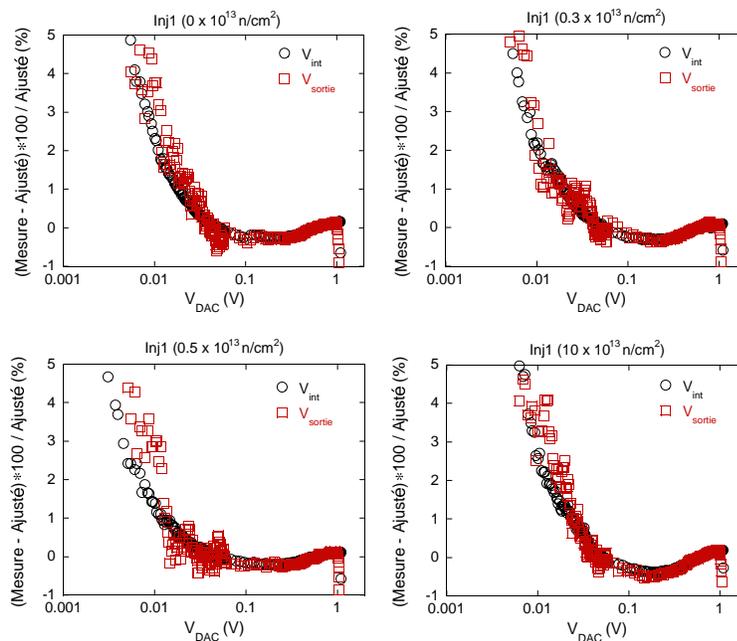


Figure 5.26: Comparaison de linéarité entre V_{int} et V_{sortie} pour l'injecteur 1 au CERF. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque dose.

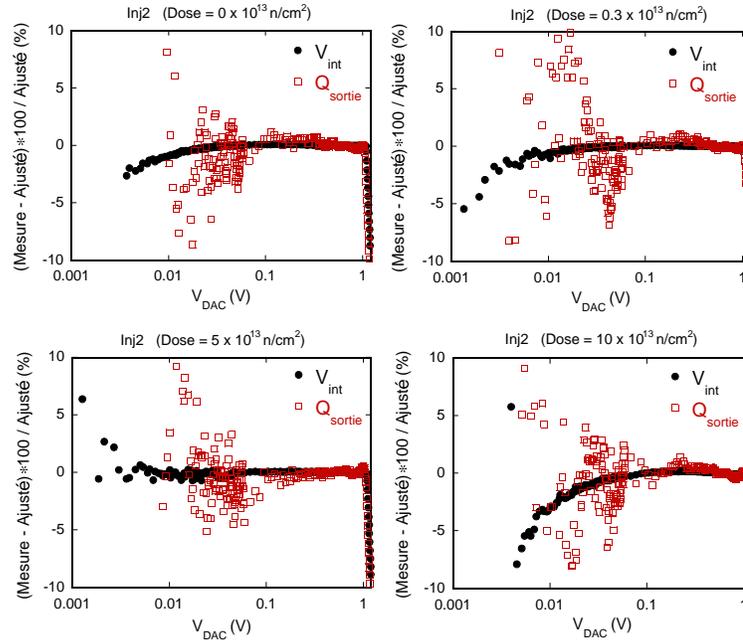


Figure 5.27: Comparaison de linéarité entre V_{int} et Q_{sortie} pour l'injecteur 2 au CERI. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque dose.

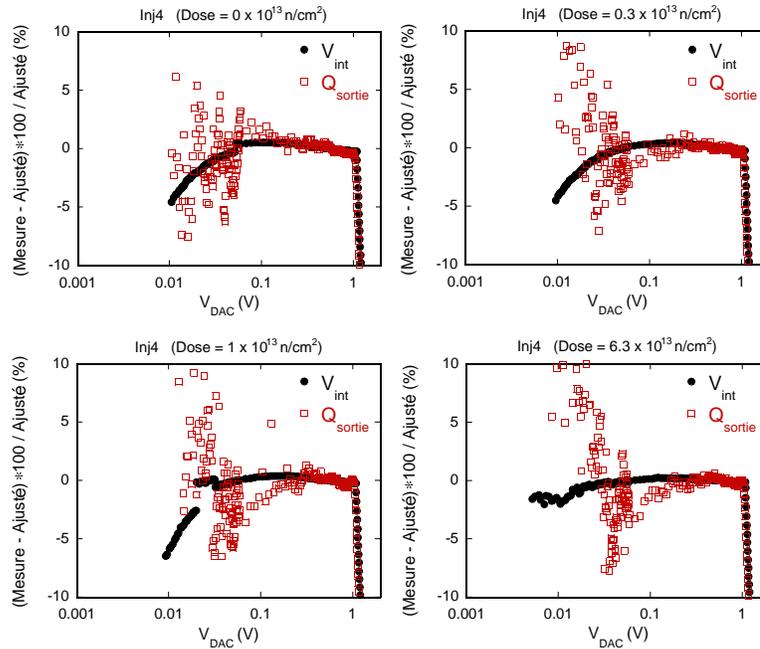


Figure 5.28: Comparaison de linéarité entre V_{int} et Q_{sortie} pour l'injecteur 4 au CERI. La linéarité est ajustée indépendamment pour chaque mesure.

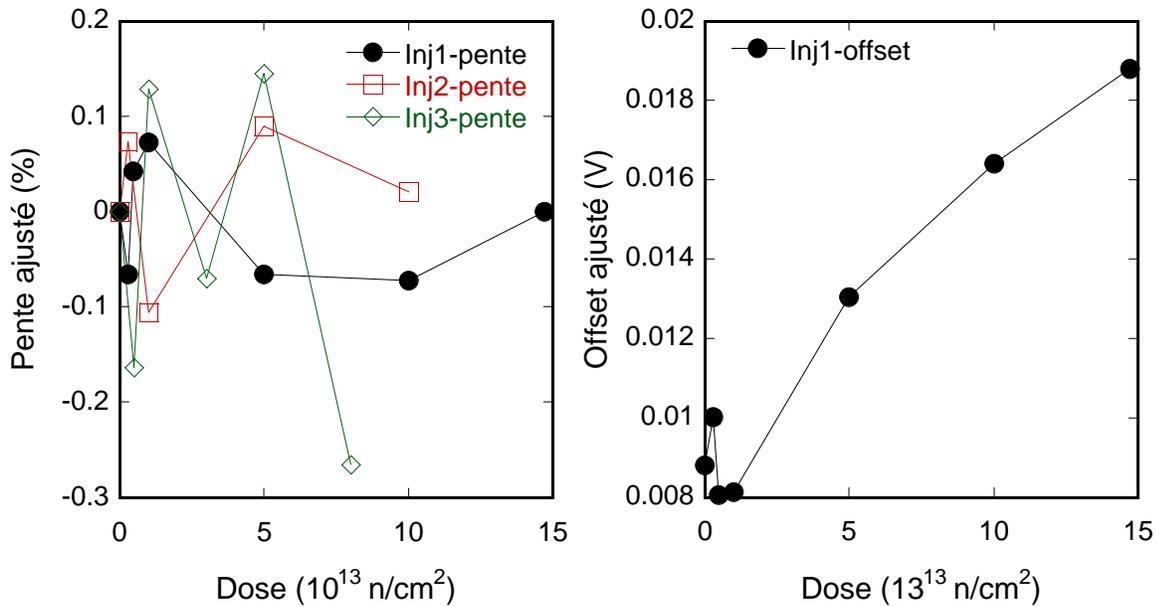


Figure 5.29: Variation de la pente et de l'offset sur les injecteurs DMILL en BiCMOS au CERI.

5.10 Irradiation par proton au PSI : Injecteur DMILL en BiCMOS

Nous avons effectué une irradiation par protons au PSI de deux injecteurs pour tester l'effet d'une source différente. Le faisceau de protons a une énergie moyenne de 72 MeV et le courant de faisceau est de $30\mu\text{A}$. Une heure d'irradiation est équivalent à 10^{13} n/cm^2 . L'injecteur 1 a été irradiés pendant 5 heures ce qui correspond à une dose intégrée équivalente à $3.7 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ et l'injecteur 2 a été retirée à la dose intégrée de $3 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$. Le DAC était situé en dehors de faisceau. La configuration de la chaîne de mesure était identique à celle utilisée au CERI. Une seule différence de mesure est que les deux injecteurs étaient mesurés alternativement en charge et tension. Pour changer la nature de la mesure, nous avons arrêté quelques fois le faisceau.

5.10.1 Mesure en tension

Pour les injecteurs que nous avons testés, la tension du premier étage commence à partir de $V_{\text{DAC}} = 16 \text{ mV}$. La figure 5.30 montre les deux mesures sur deux injecteurs DMILL en BiCMOS. On peut y voir leur différence de comportement pour les V_{DAC}

petits et la similitude de comportement à l'irradiation. Les mesures à la dose intégrée de 1 et $3.5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ sont effectuées après avoir changé la nature de la mesure. Le refroidissement se faisant en même temps que l'opération du circuit qui se chauffe par faisceau, il est difficile d'identifier l'origine des dérives. On peut cependant estimer que la pente est descendue de 0.7%, et l'offset est monté de 5 mV pour une dose

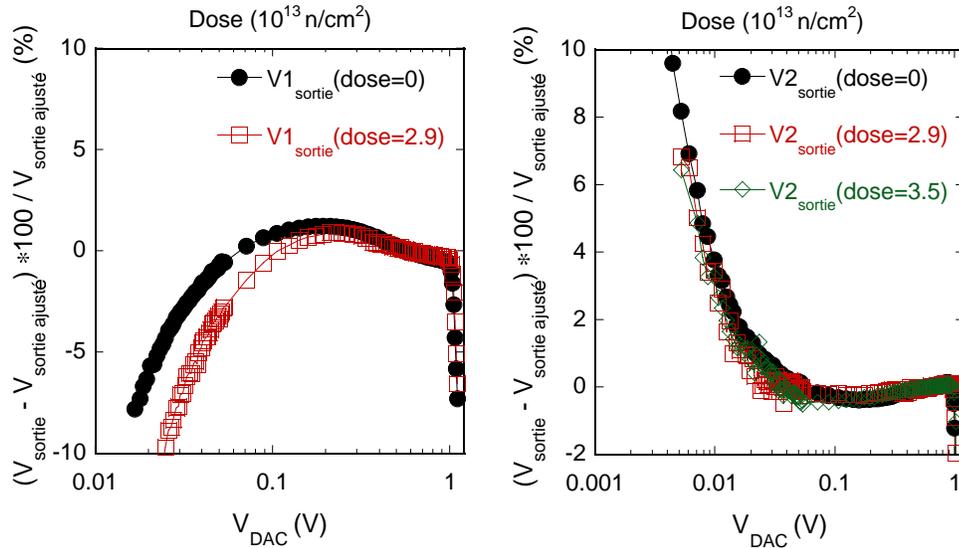


Figure 5.30: Variation de la mesure en tension de sortie (V_{sortie}) pour 2 injecteurs.

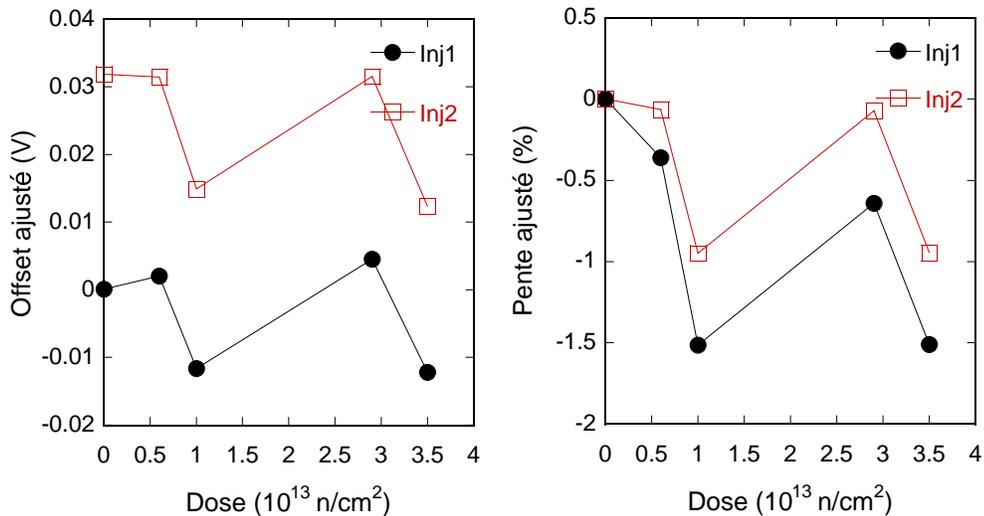


Figure 5.31: Variation de la pente et de l'offset sur la mesure en tension (V_{sortie}).

intégrée de 2.9×10^{13} n/cm².

5.10.2 Mesure en charge

La mesure en charge est dominée par le bruit sur la ligne d'acquisition (40 m) et représente environ ± 40 canaux d'ADC. La linéarité en fonction du nombre de canaux d'ADC est montrée sur la figure (5.32). La variation de pente en fonction de la dose intégrée est montrée sur la figure (5.33). Ce résultat est plus une estimation qu'une mesure réelle à cause de la dispersion des mesures, de la variation de pente provenant du redémarrage de prise de données après changement de la sortie et de la grande variation de température en cours de mesure.

5.11 Irradiation par neutron au CERI : Injecteur DMILL en Bipolaire

Nous avons testé un injecteur en technologie Bipolaire au CERI. Alors que les tests précédents avaient pour objectif de mesurer les dérives des caractéristiques des circuits soumis à l'irradiation, pour ce dernier test, nous avons voulu pousser la dose d'irradiation aussi loin que possible jusqu'à la mort éventuelle du circuit. Nous avons

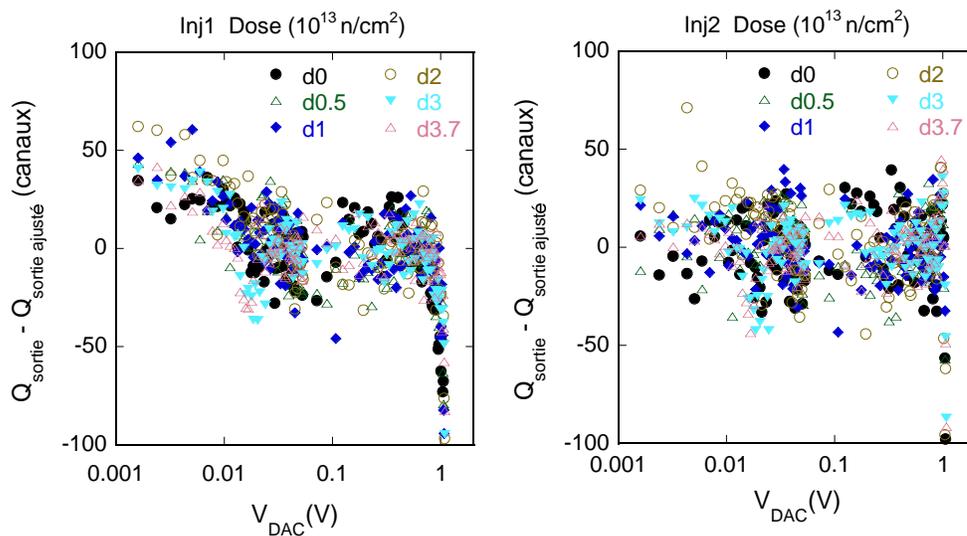


Figure 5.32: Linéarité en fonction de la dose intégrée, mesurée en charge (Q_{sortie}) sur injecteur 1 et 2.

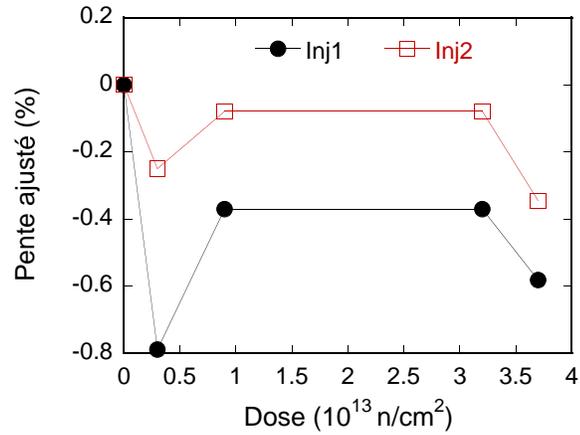


Figure 5.33: Variation de la pente en fonction de la dose intégrée, mesurée en charge (Q_{sortie}) sur injecteur 1 et 2.

donc placé le circuit au contact de la cible de béryllium et poussé le faisceau à son maximum.

Au début de l'irradiation, jusqu'à la dose intégrée de $8 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$, nous avons arrêté deux fois pendant 1 heure pour préciser la mesure à une dose intégrée déterminée. Puis l'injecteur a été irradié jusqu'à la dose intégrée de $1.1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ sans arrêt de faisceau (Fig. 5.34).

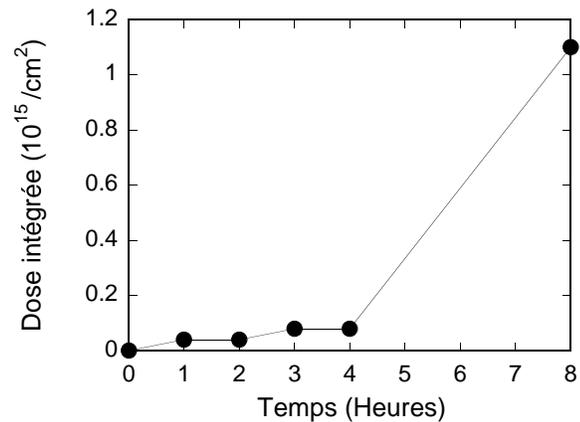


Figure 5.34: Dose intégrée au CERI sur l'injecteur bipolaire.

5.11.1 Linéarité

Nous avons mesuré la linéarité de la tension de sortie V_{sortie} par rapport à la tension d'entrée V_{DAC} . La figure 5.35 montre les mesures faites au cours des arrêt de faisceau (a) et en cours d'irradiation (b). Jusqu'à $0.06 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ la linéarité reste meilleure que 1%. A partir de $0.3 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$, une dégradation sensible de la dynamique apparaît, qui atteint un facteur 3 à $1.1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$.

On voit sur la figure 5.35 la différence de forme due à l'irradiation en cours qui montre une dégradation en particulier sur les faibles valeurs de V_{DAC} . La figure 5.36 montre la dégradation de la dynamique par le haut (la saturation se produit de plus en plus tôt, au fur et à mesure que la dose intégrée croît.)

5.11.2 Pente, offset et saturation

La dérive d'offset ne dépend que la dose intégrée, et il n'a pas de rétablissement pendant la période sans faisceau. Les mesures dans les période sans où avec faisceau ne sont pas différentes. L'accroissement d'offset est environ 5 mV par 10^{14} n/cm^2 . Les pentes mesurées dépendent du fait qu'elles soient faites dans des périodes sans où avec faisceau. Ce sera plus tôt proche du cas "sans faisceau" dans l'expérience. Dans

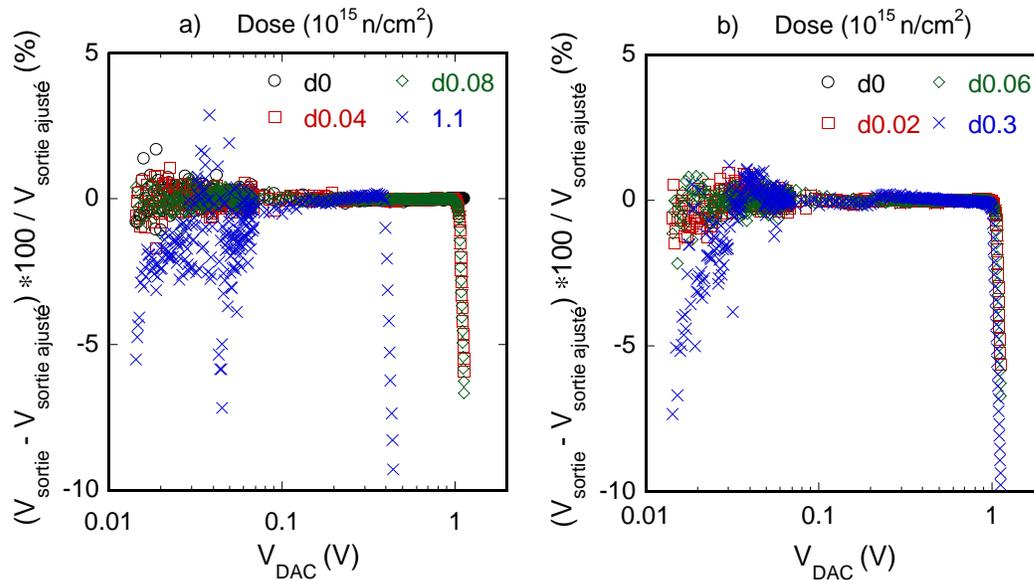


Figure 5.35: Ecart à la linéarité (V_{sortie}) pour les mesures faites au cours des arrêt de faisceau (a) et en cours d'irradiation (b).

ce cas, la dérive est de 0.3%. La saturation change linéairement avec une facteur de décroissance de 0.35% par 10^{13} n/cm² jusqu'à la dose intégrée de 10^{14} n/cm².

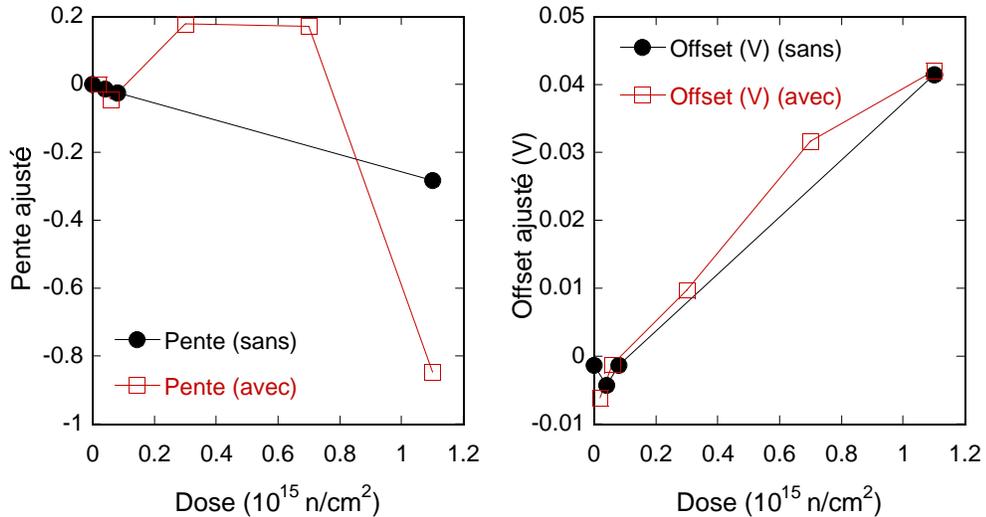


Figure 5.36: Variation de l'offset et de la pente en fonction de la dose intégrée. L'offset ne dépend que de la dose intégrée avec un accroissement de 5 mV par 10^{14} n/cm². La pente décroît peu pour les mesures dans une période sans faisceau.

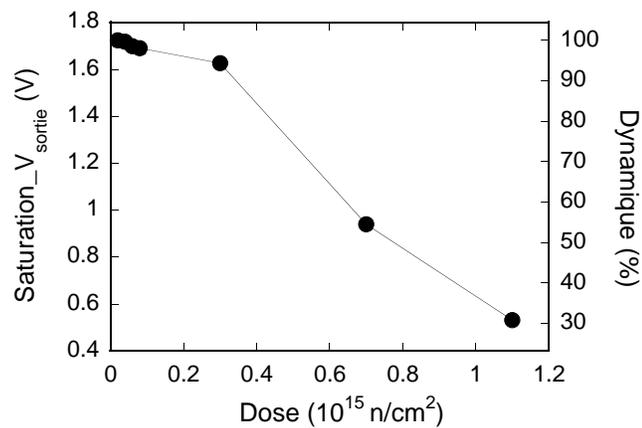


Figure 5.37: Variation de la saturation en fonction de la dose intégrée. La dynamique est diminuée linéairement avec une facteur de -0.35% par 10^{13} n/cm² jusqu'à la dose intégrée de 10^{14} n/cm².

5.12 Conclusion

L'injecteur DMILL a une non linéarité plus grande que celle d'injecteur en AMS pour les faibles valeurs d'entrée. Il apparaît que le technologie DMILL est moins précise pour les faibles signaux. La version en Bipolaire de l'injecteur n'a pas prouvé sa supériorité par rapport à la version en BiCMOS simple et puisqu'elle exige une alimentation supplémentaire (-2 V), elle a été abandonnée.

La conclusion de nos tests du circuit peut être résumé par les notions suivantes :

- L'écart à la linéarité après irradiation ne change pas.
- La pente varie de moins de $\pm 0.5\%$ pour quelques 10^{13} n/cm².
- L'offset monte de moins de < 0.5 mV pour 10^{13} n/cm².
- La dynamique est réduite 0.35% pour quelques 10^{13} n/cm².
- Dans les conditions réelles du détecteur CMS l'énergie des neutrons sera plutôt de 1 MeV (au lieu de 6 MeV dans les faisceaux du CERI). Ceci donne une équivalence en dose d'un facteur 2 plus petit dans l'expérience et donc, les variations des DAC's seront plus petites que celles que nous avons mesuré. Il faut tenir compte également de l'effet de photons (360 krads pour une dose intégrée de 2×10^{14} n/cm²).

Conclusion

Le projet de LHC est l'un des plus importants pour l'avenir du domaine de la physique des particules. Il promet de fournir des réponses à quelques questions fondamentales de la physique telle que la présence de boson du Higgs dans le modèle standard ou l'existence des particules supersymétriques.

Suite à la recherche de ce Higgs dans une zone de masse au tour de 100 GeV au LEP, les expériences ont mis en évidence quelques candidats. Pour ce qui concerne les particules supersymétriques, il n'y aucune évidence expérimentale jusqu'à présent.

La mise en œuvre du détecteur CMS pose d'importants problèmes au niveau de la rapidité de l'électronique et de la tenue aux radiations de cette même électronique. La caractéristique des événements physiques qu'on cherche impose une excellente résolution du calorimètre électromagnétique et une calibration rapide et précise pour préserver son excellente résolution dans le temps.

Il est envisagé 3 types de calibrations différentes ; par événements physiques, par les fibres optiques et par injection de charge (CIC). La calibration par injection de charge fait partie des projets destinés à améliorer et maintenir la précision de la résolution en énergie du ECAL. Pendant 3 ans, ce projet a été poursuivi pour développer les circuits concernés et ils ont été testés au laboratoire et sous irradiation.

Les erreurs de linéarité du DAC commercial en 12 bits n'ont pas bougé par irradiation. Les variations de pente sont de l'ordre de 0.25% pour 1.5×10^{13} n/cm² et les offsets montent de 0.35 mV par 10^{13} n/cm².

Les erreurs de linéarités des injecteurs dépendent des technologies et des versions d'injecteur, et ont estimées inférieures à 1% pour les tensions entrées du DAC (V_{DAC}) de 20 mV. Sous irradiation, la caractéristique de linéarité n'a pas bougé. Les variations de pente sont inférieures à 0.1% pour 1.5×10^{13} n/cm², les offsets montent de 0.5 mV/ par 10^{13} n/cm² et les dynamiques est réduite 0.35% par 10^{13} n/cm².

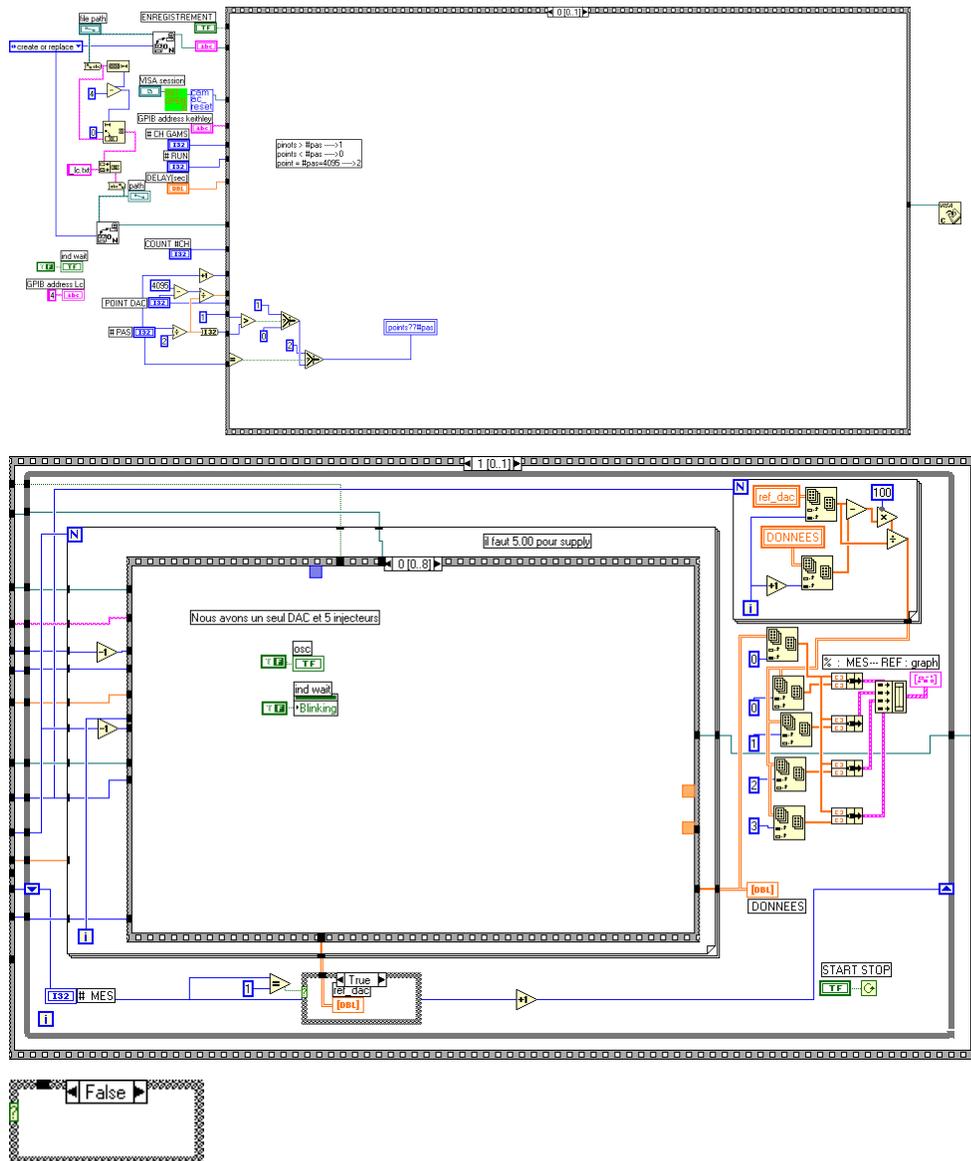
Il a été décidé que cette calibration par injection de charge (CIC) ne sera pas montée dans le détecteur réel et que la calibration du détecteur reposerait exclusivement sur l'injection de lumière à la longueur d'onde de 440 nm. La CIC est actuellement installée sur l'expérience au GIF (Gamma Irradiation Facility) au CERN pour calibrer son électronique de lecture. Cette facilité a été développée par notre groupe du LAPP. C'est un système qui sert à mesurer l'évolution de la transmission de lumière dans des cristaux sous irradiation, en utilisant plusieurs sources de lumière.

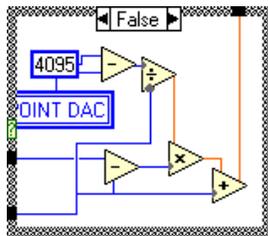
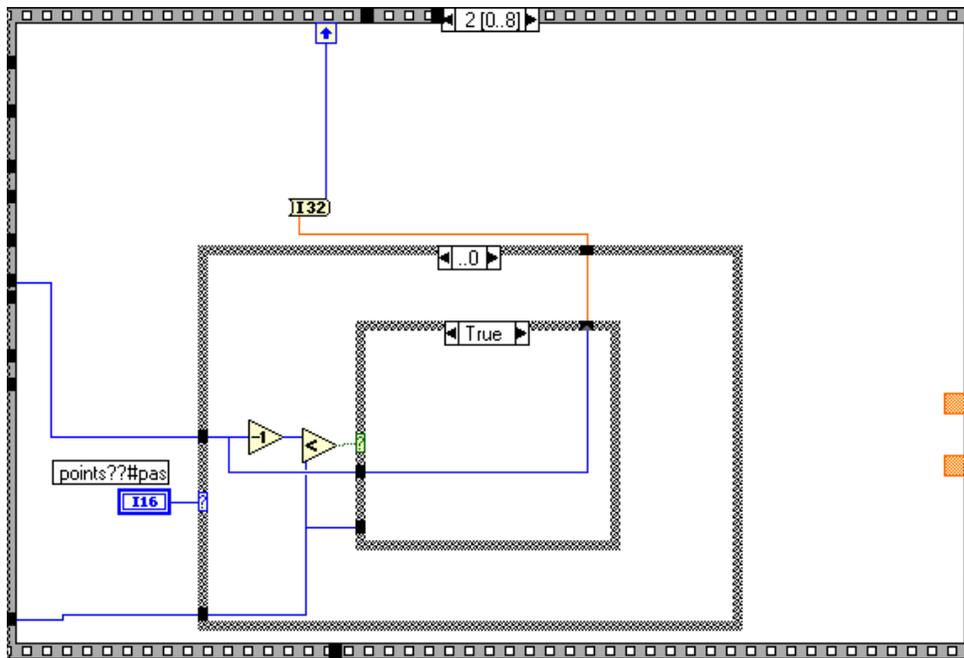
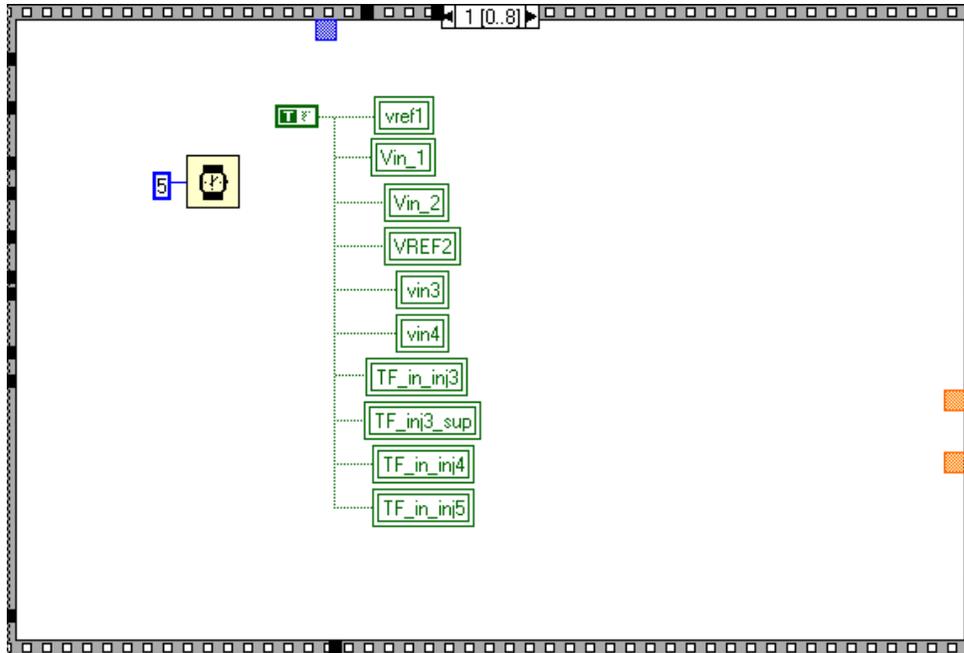
Aujourd'hui, le système de calibration par injection de charge est un élément essentiel de la précision de cette équipement de mesure. La calibration par injection de charge fonctionne avec une résolution inférieure à 0.6%. Elle est un complément indispensable aux calibrations par diverses injections de lumière par laser, par diodes ou par spectrophotomètre.

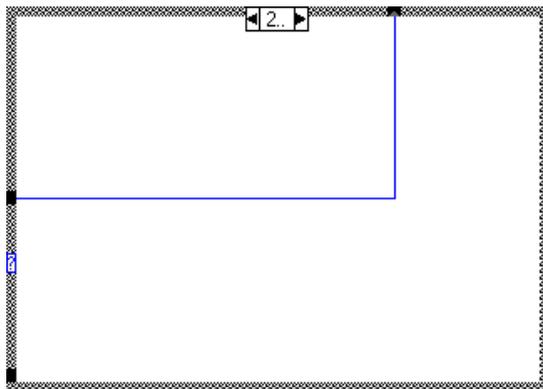
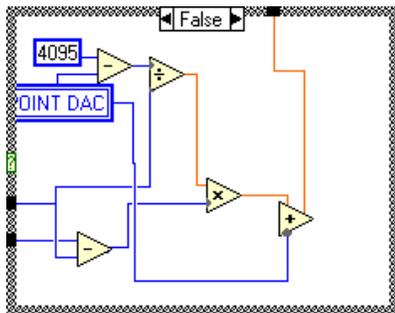
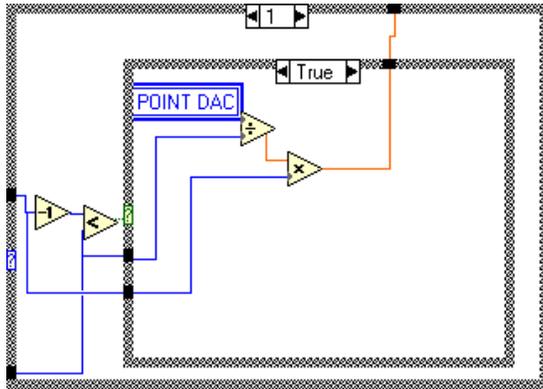
Dans la version finale de l'injecteur en DMILL, nous avons poussé le seuil inférieur de réponse de l'injecteur. Cette version permettra une calibration sans perte de dynamique vers le bas et servira à GIF et à d'autres expériences opérant dans les milieux hostiles (espace).

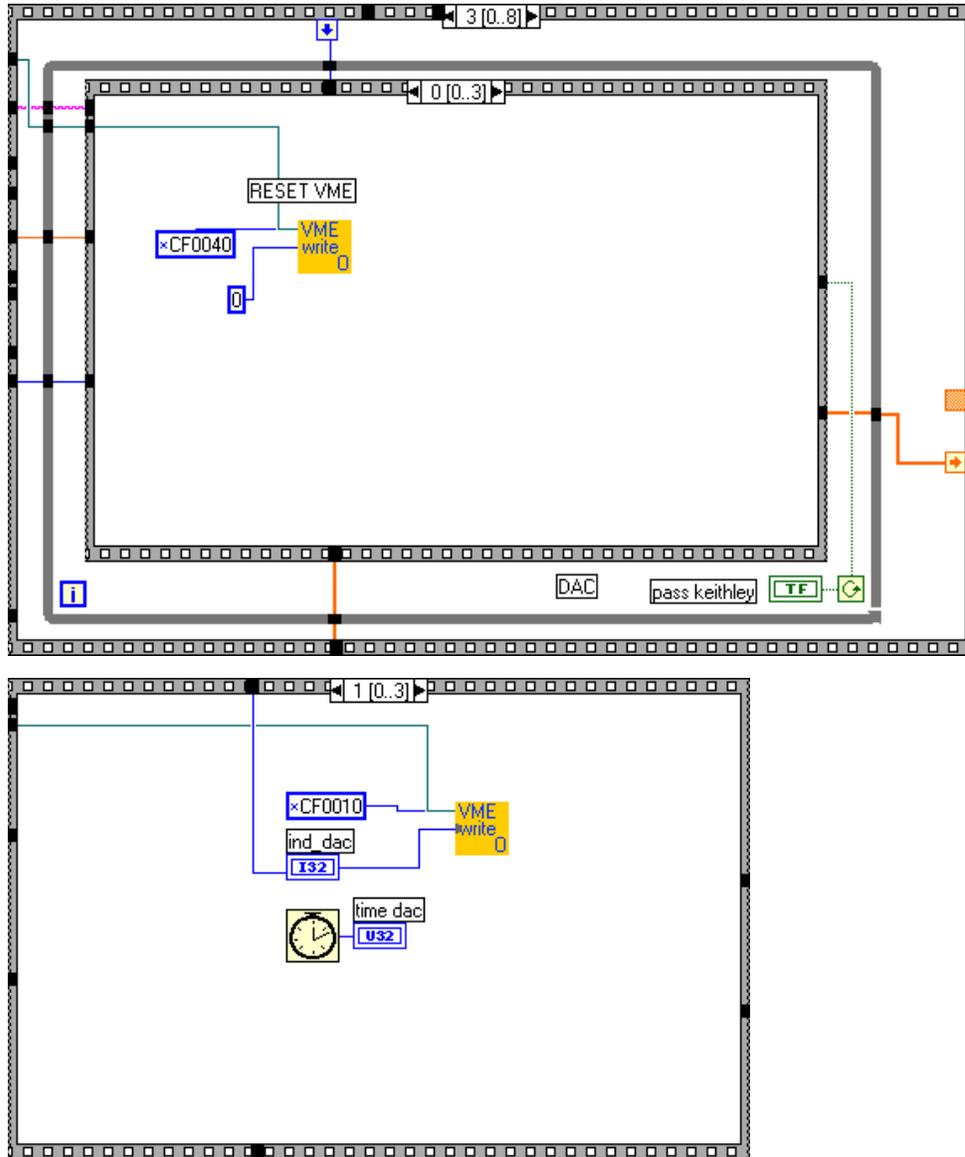
Annexe

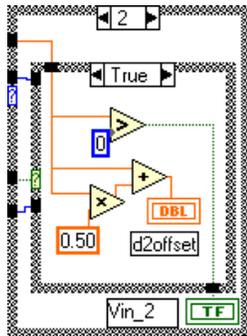
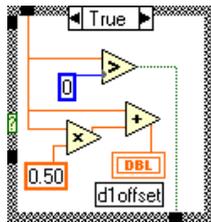
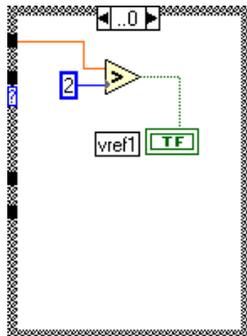
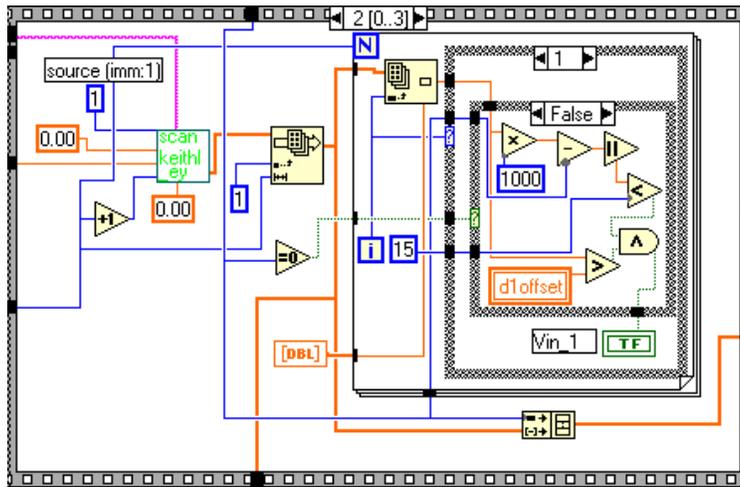
Orléans-2.vi (Block Diagram)

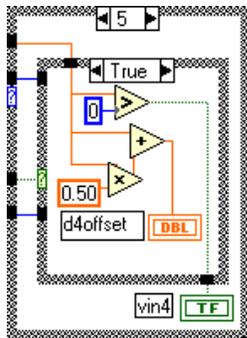
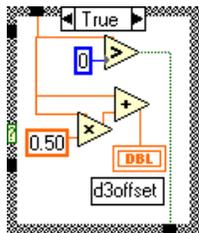
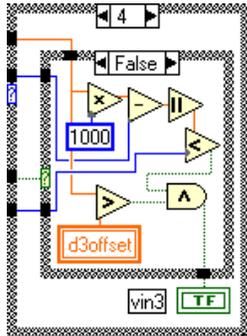
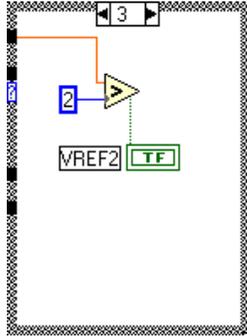
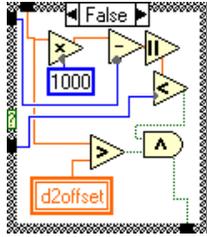


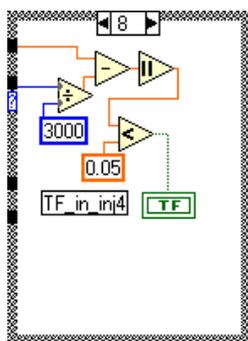
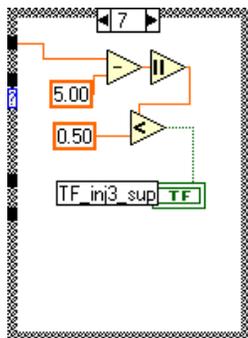
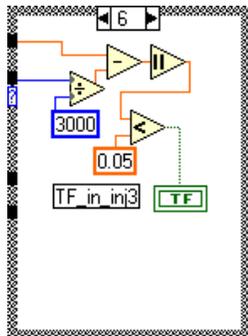
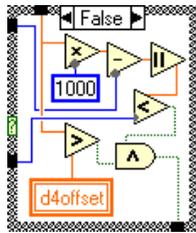


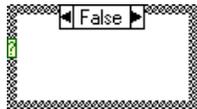
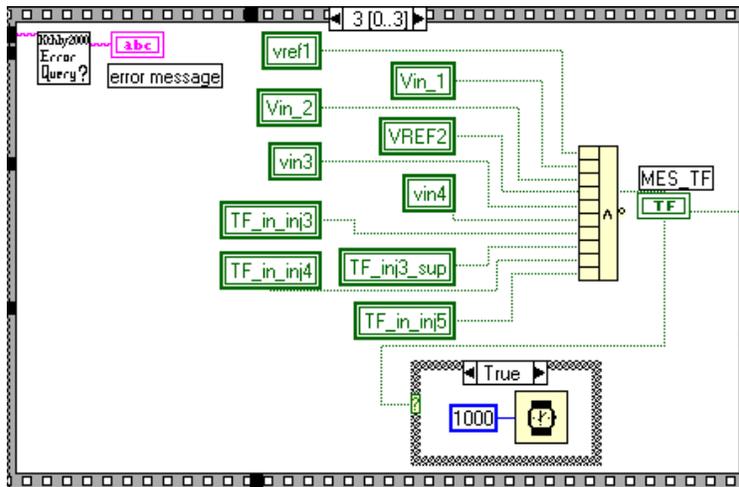
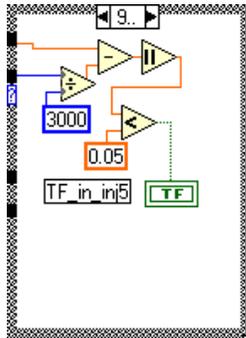


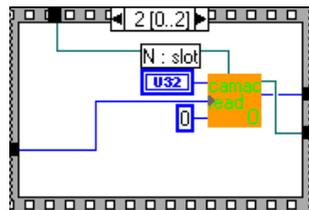
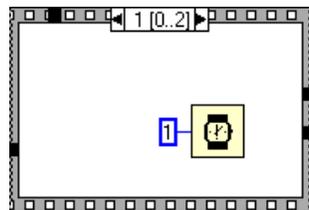
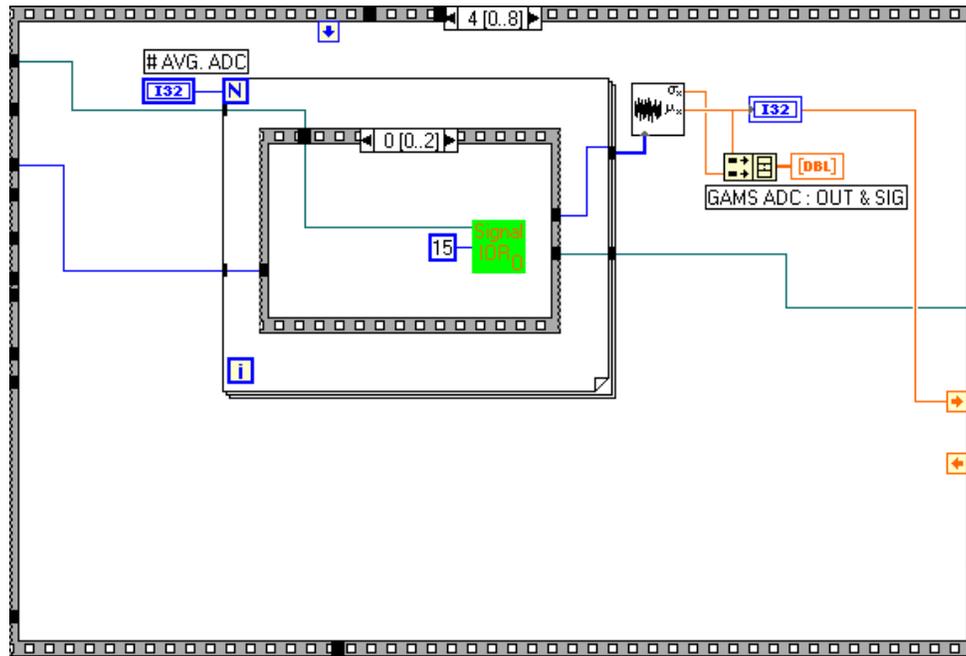


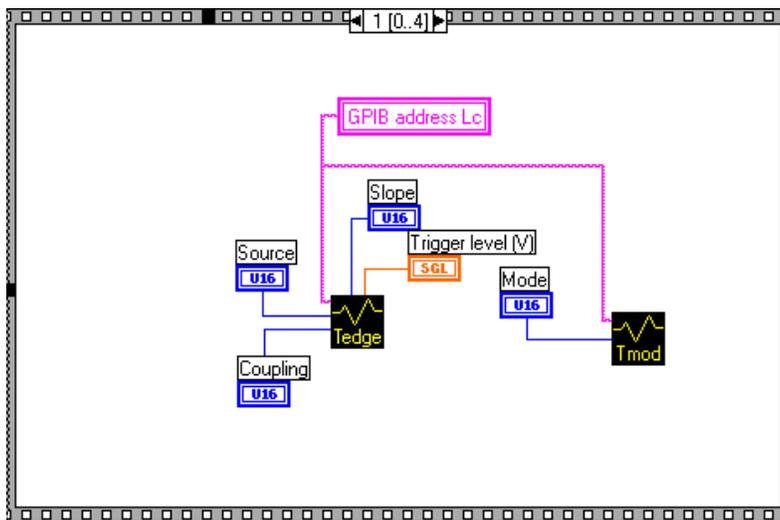
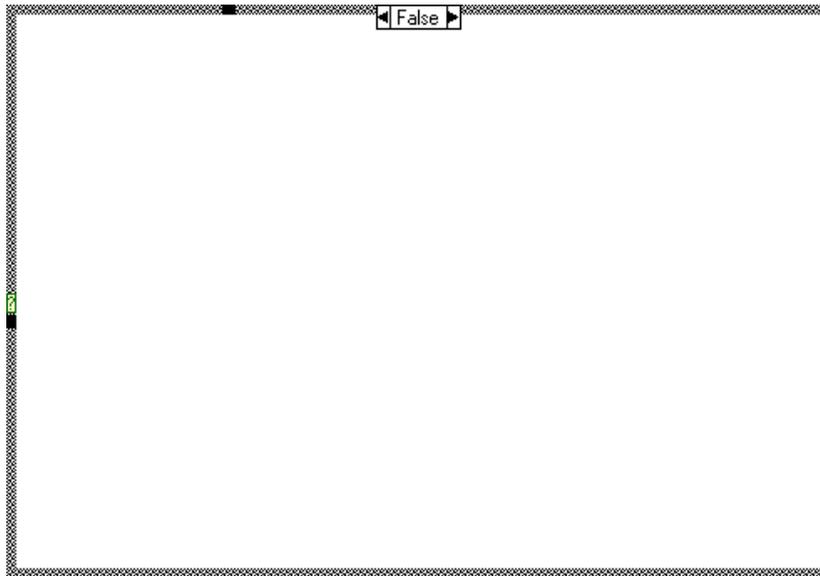


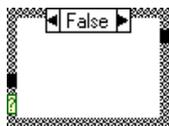
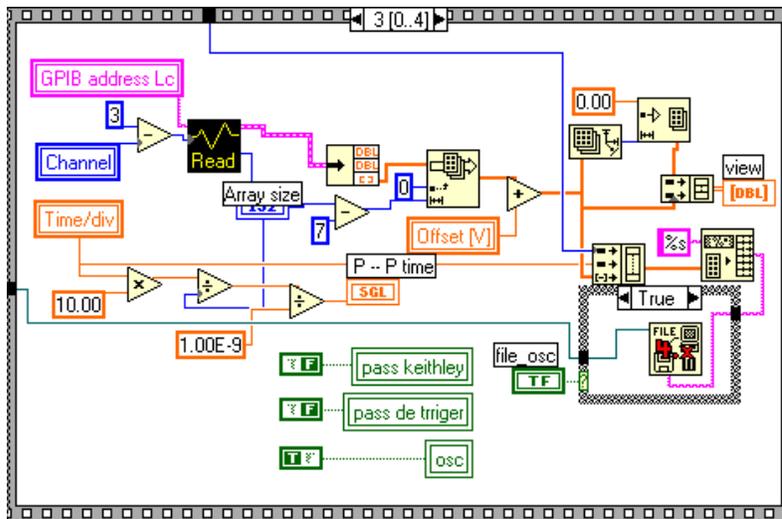
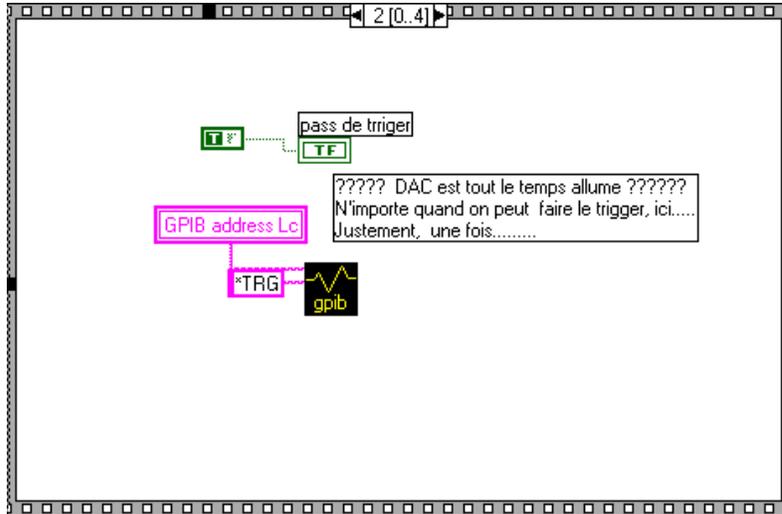


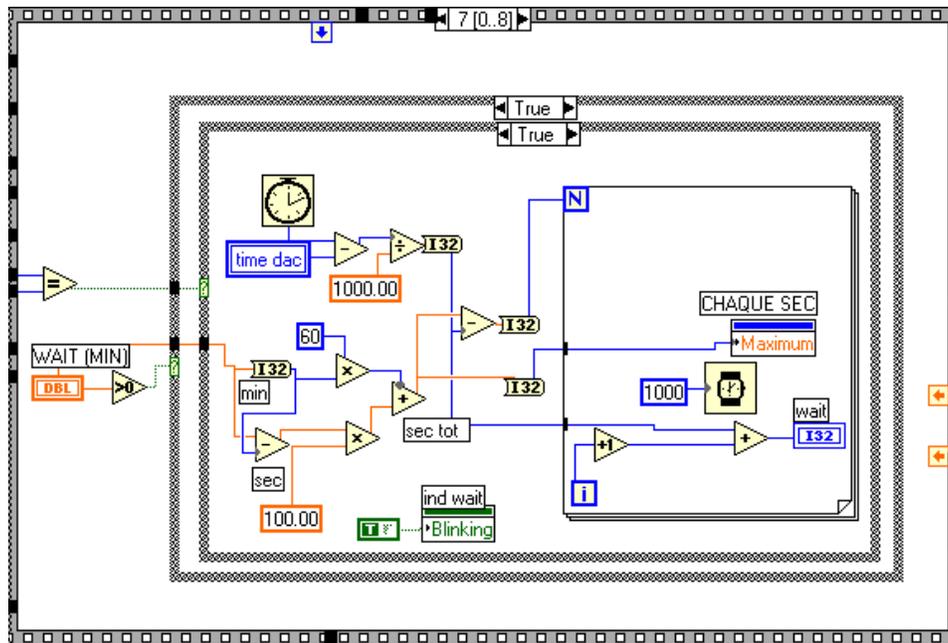
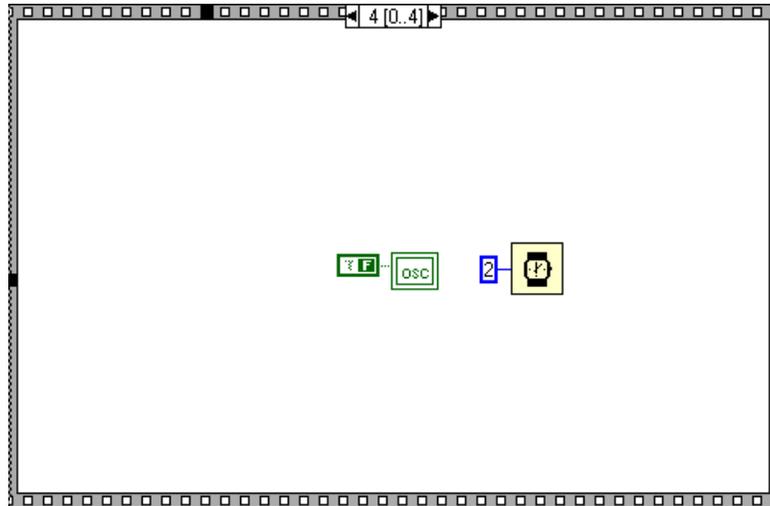


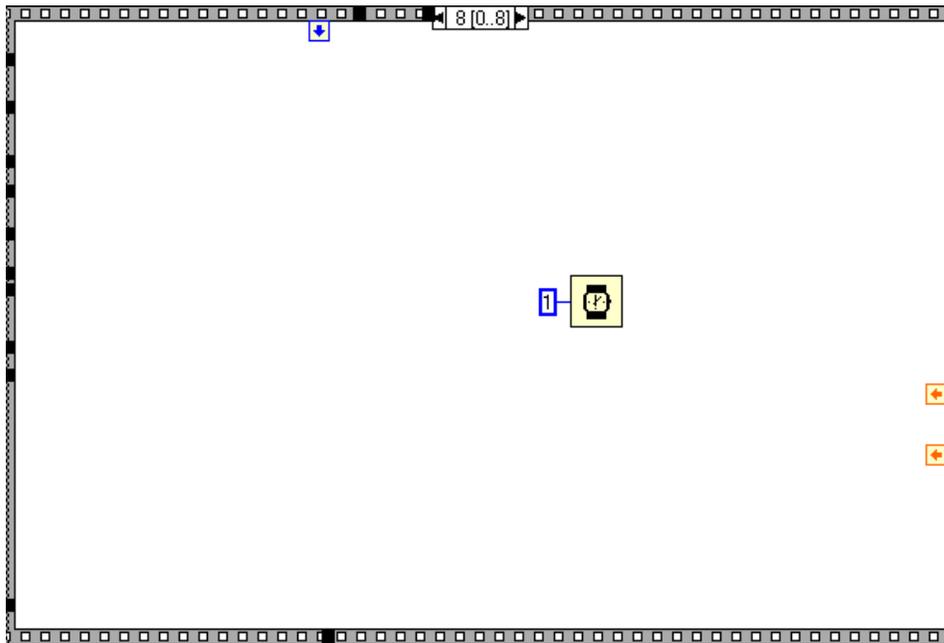
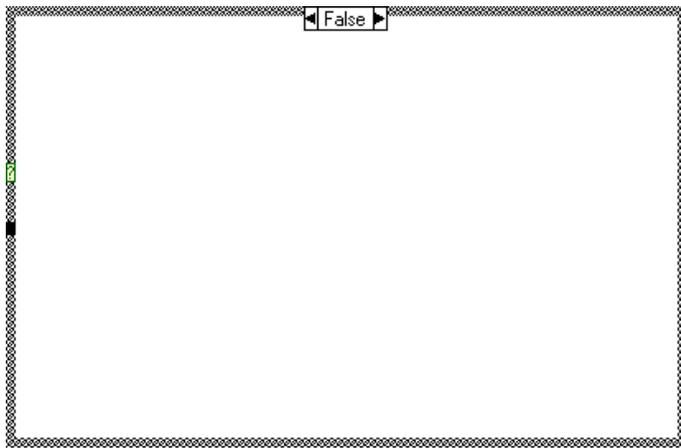
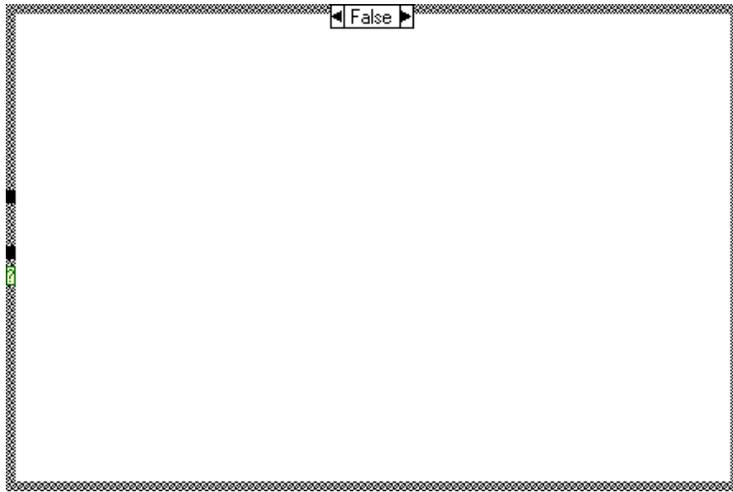












Références

- [1] **P.W. Higgs**, Phys. Lett. 12 (1964) 132.
- [2] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D54 (1996).
- [3] **B.W. Lee, C. Quigg et G.B. Thacker**, Phys. Rev. D16 (1977) 1519.
- [4] **D. Dicus et V. Mathur**, Phys. Rev. D7 (1973) 3111.
- [5] **L. Maiani, G. Parisi et R. Petronzio**, Nucl. Phys. B136, 115 (1978); **N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi et R. Petronzio**, Nucl. Phys. B158, 295 (1979); **M. Lindner**, Z. Phys. C31, 295 (1986).
- [6] **K. Riesselmann**, hep-ph/9711456; T. Hambye et K. Riesselmann, Phys. Rev. D55, 7255 (1997).
- [7] **S. Dawson**, *Introduction to the Physics of Higgs Bosons*, hep-ph/9411325 17 Novembre 1994.
- [8] **K. Wilson**, Phys. Rev. B4 (1971) 3184; K. Wilson et J. Kogut, Phys. Rep. 12 (1974) 75.
- [9] **T. Cheng, E. Eichten et L. Li**, Phys. Rev. D9 (1974); **B. Pendleton et G. Ross**, Phys. Lett. B98 (1981) 291; **C. Hill**, Phys. Rev D24 (1981) 691; **J. Bagger, S. Dimopoulos et E. Masso**, Nucl. Phys. B253 (1985) 397; **M. Beg, C. panagiotakopoulos et A. Sirlin**, Phys. Rev. Lett.52 (1984) 883; **M. Duncan, R. Philippe, et M. Sher**, Phys. Lett. B153 (1985) 165; **K. Babu et E. Ma**, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 3005.
- [10] **M. Quiros**, *Perspectives on Higgs Physics*, Ed. G. Kane (World Scientific, Singapore, 1997).
- [11] **M. Sher**, Phys. Lett. B317 (1993) 159; addendum, B331 (1994) 448.
- [12] **W. Marciano et A. Sirlin**, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 163; **W. Marciano, S. Sarantakos et A. Sirlin**, Nucl. Phys. B217 (1988) 84.
- [13] **The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, OPAL, L3, The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group**, *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, LEPEWWG/98-01, draft.

- [14] **The LEP Collaboration ALEPH, DELPH, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups**, *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, CERN-EP-2000-016.
- [15] **A. Read**, *Search for the Standard Model Higgs at LEP*, talk presented at EPS-HEP 99, Tampere, Finland, 15-21 July, 1999.
- [16] **G. Barbiellini et al.**, DESY preprint 79-27 (1979) and ECFA/LEP Working group SSG/9/4.
- [17] **J.F. Grivaz**, *New particle Searches*, Note LAL 95-83, Octobre 1995.
- [18] **A. Sopczak**, *status of Higgs Hunting at LEP - Five Years of Progress*, CERN-PPE/95-46, April 5, 1995.
- [19] **ALEPH Coll.**, *The ALEPH search for the standard model Higgs boson; Status as of September 1, 2000*, ALEPH-CONF 2000-052 (Sept. 2000).
- [20] **The LEP Higgs Working Group**, *Standard Model Higgs Boson at LEP: Results with the 2000 Data, Request for Running in 2001*, Conference note of ALEPH, 03-Nov-2000, Submitted to the LEP Committee and to the CERN Research Board.
- [21] **LEP Higgs Working Group**, *Search for Higgs bosons: preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV*, ALEPH Note 2000-028, DELPH Note 2000-050, L3 Note 2525, OPAL Note TN646, March 2000.
- [22] **Michael Dittmar**, *Searching for the Higgs and other Exotic Objects*, CMS CR 1999/009.
- [23] **Z. Kunszt, S. Moretti and W.J. Stirling**, *Higgs Production at LHC: an Update on Cross Sections and Branching Ratios*, Z. Phys. C 74, 479 (1997) and hep-ph/9711397.
- [24] **S. Dawson**, *The Standard Model Intermediate Mass Higgs Boson*, hep-ph/9703387.
- [25] **R. Kinnunen et D. Denegri**, CMS note 1997/057.
- [26] **J. Wess, B. Zumino**, Nucl. Phys. B78 (1974) 1; **S. Ferrara, B. Zumino**, Nucl. Phys. B79 (1974) 413.

- [27] **Rapport Jaune du CERN**, *The LHC Conceptual Design Repport-The Yellow Book*, CERN/AC/95-05(LHC).
- [28] **B.G. Tayler**, *Timing, Trigger et Control (TTC) Dsitribution for LHC Detector*, CERN ECP REV 1.7 (1994).
- [29] **Yellow Report**, *Design study of the Large Hadron Collider (LHC): a multiparticle collider in the LEP Tunnel*, CERN 91-03 ; CERN AC DI FA 90-06 rev.
- [30] **CMS collaboration**, *The Muon Projet, Techical, Design Report*, CERN LHCC 97-32.
- [31] **R.M. Barnett et al.**, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D54 (1996).
- [32] **B. Rossi**, *High energy particles*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952).
- [33] *The Tracker Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5.
- [34] **I. Gaines et al.**, *Missing E_T +jets signals for supersymetry in the CMS Detector at the LHC*, CMS-TN/96-058.
- [35] **J. Lackey, et al.**, *CMS Calorimeter Level 1 Regional Trigger Conceptual Design*, CMS NOTE 1998/074.
- [36] **CMS Muon trigger Group**, *CMS Muon Trigger, Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms.*,
- [37] **N. neumeister et al.**, *CMS Global Trigger, Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms*, CMS NOTE 1997/009.
- [38] **RD-36 Collaboration**, *Design and Performance of Shashlik Calorimeter for CMS*, CMS TN/94-305.
- [39] **M. Belov et al.**, *Charactristics of scintillating $PbWO_4$ crystals produced at different growing conditions*, CMS TN 191 (1995).
- [40] **W. Van**, *Luminescence of lead molybate and lead tungstate*, Phys. Stat. Sol.(a) 27, 565 (1995).
- [41] **A. Groenink, G. Blasse**, *Some new observations on the luminescence of $PbMoO_4$ and $PbWO_4$* , J. of Sol. State Chem. 32 9-20 (1980).
- [42] **M. Kobayashi et al.**, *Scintillation and phosphorescence of $PbWO_4$ crystals*, NIM A373 333 (1996).
- [43] **R-Y. Zhu**, *Radiation damage in scintillating crystals*, CMS NOTE 007 (1998).

- [44] **R.-Y. Zhu**, *A study on the properties of lead tungstate crystals*, NIM A376 319 (1996).
- [45] **P. Lecoq et al.**, *Lead tungstate ($PbWO_4$) scintillators for LHC calorimetry*, Nucl.Instrum.Methods A365 (1995) 291 ; CMS TN 94-308.
- [46] **D. Barney**, *A Pedagogical Introduction to the CMS Electromagnetic Calorimeter*, CMS CR 1998/004.
- [47] **D. Graham et C. Seez**, *Simulation of longitudinal light collection uniformity on $PbWO_4$ crystals*, CMS NOTE 002 (1996).
- [48] **C. Markou**, *Optimisation of longitudinal light collection uniformity in tge CMS endcap calorimeter*, CMS NOTE 048 (1997).
- [49] **M. Huhtinen**, *Dose profiles in ECAL crystals for various irradiation condition*, CMS NOTE 1998/055.
- [50] **R. Chipaux et al.**, *Resistance of lead tungstate and cesium fluoride to low rate gamma irradiation or fast neutron exposure*, CMS TN/95-126 (1995).
- [51] **E. Borchini and M. Bruzzi**, *Radiation damage in silicon detector*, Riv. del N. Cim. 17, N. 11 (1994).
- [52] *Proceedings of the Seventh European Symposium on Semiconductor Detector, Section II, Radiation damage*, Nucl. Instrum. Methode A377 No. 1 (1996).
- [53] **CMS collaboration**, *The electromagnetic calorimeter project, Technical Design Report*, CERN/LHC 97-33 CMS TDR 4 15 December 1997.
- [54] **M. Melotte**, *Total dose response of a UHF complementary-bipolar process using dielectric isolation*, IEEE, Trans. Nucl. Sciences, Vol. NS-43,N.3, june 1996, 831-836.
- [55] **P. Jarron, L. Schharfetter**, CERN, Technical report, 94.
- [56] **M. Goyot**, CMS NOTE 1997/098.
- [57] **R. Brun et al.**, *Simulation program for particle physics experiments, GEANT*, CERN DD 78-2 (1978).
- [58] **A. Givernaud**, *Monte Carlo study of a $PbWO_4$ -crystal matrix*, CMS TN 119 (1996).
- [59] **D. Barney, P. Bloch, V. Popov**, *Monte Carlo studies of barrel ECAL with preshower*, CMS TN 325 (1994).

- [60] *The Large Hadron Collider: Conceptual Design*, The LHC study Group, CERN/AC/95-05 (20 October 1995).
- [61] **D. Barney**, *Test beam Results on Position and Angular Resolution using a PbWO₄ Calorimeter and silicon Preshower*, CMS Technical Note 1994/315.
- [62] **G. Daskalakis, C. Markou**, *Monte Carlo studies on Position Resolution for the CMS ECAL calorimeter*, CMS NOTE 98/053.
- [63] **F. Martin**, *The CMS Electromagnetic Calorimeter Readout*, CMS CR 1999/003.
- [64] **P. Depasse et al.**, *Analysis form August 1999 beam tests of a PbWO₄ Crystal matrax*, CMS NOTE 2000/009.
- [65] **Texas Instruments**, *Understanding Data Converters*, SLAA013, July, 1995.
- [66] **J. Collet et al.**, *A neutron irradiation facility featuring crygenic temperatures and dedicated to LHC detector design*, Nuclear Instruments and methodes in physics Research A 350 (1994) 525-529.
- [67] **A. Belyman et al.**, *Measurements of the neutron yield and the neutron energy distribution from the ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ reaction on a thick Be target at an incident deuteron energy of 20.2 MeV*, Nuclear Instruments and methodes in physics Research B 134 (1998) 217-223.
- [68] **P. Bonamy et al.**, *The ECAL calibration: Use of the light monitoring system, version 2*, CMS NOTE 98/013.
- [69] **B. Abbott et al.**, *A New Measurement of the W Boson Mass at D0*, FERMI-LAB-Conf-99/203-E.
- [70] **F. X. Gentit**, *The Monte-Carlo program Cristal*, CMS TN/96-143.
- [71] *Mesure effectué par Mr. R. Hermel*, LAPP d'Annecy.