

DAPNIA/SPP 99-1007

Thèse soutenue le
13 décembre 1999

PARTICIPATION A L'ETUDE DE LA CALIBRATION
DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE
L'EXPERIENCE CMS ET A L'ETUDE
DE PHOTODIODES A AVALANCHE

Véronique DA PONTE PULL

DAPNIA/SPP 99-1007

Thèse soutenue le
13 décembre 1999

PARTICIPATION A L'ETUDE DE LA CALIBRATION
DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE
L'EXPERIENCE CMS ET A L'ETUDE DE
PHOTODIODES A AVALANCHE

Véronique DA PONTE PULL



DAPNIA/SPP 99-1007

Thèse soutenue le
13 décembre 1999

PARTICIPATION A L'ETUDE DE LA CALIBRATION
DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE
L'EXPERIENCE CMS ET A L'ETUDE DE
PHOTODIODES A AVALANCHE

Véronique DA PONTE PULL



UNIVERSITE PARIS 7 – DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

Année 1999

THESE

Pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7
Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

Présentée et soutenue publiquement

par

Véronique DA PONTE PULL

le 13 décembre 1999

**Participation à l'étude de la calibration du calorimètre
électromagnétique de l'expérience CMS et à l'étude de
photodiodes à avalanche**

JURY : M. Jacques Chauveau (directeur de thèse)
M. Patrice Verrecchia
M. Daniel Denegri
M. Bernard Ille (rapporteur)
M. Patrick Le Du (rapporteur)
M. François Vannucci
M. Jean-François Montagne



UNIVERSITE PARIS 7 – DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

Année 1999

THESE

Pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7
Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

Présentée et soutenue publiquement

par

Véronique DA PONTE PULL

le 13 décembre 1999

**Participation à l'étude de la calibration du calorimètre
électromagnétique de l'expérience CMS et à l'étude de
photodiodes à avalanche**

JURY : M. Jacques Chauveau (directeur de thèse)
M. Patrice Verrecchia
M. Daniel Denegri
M. Bernard Ille (rapporteur)
M. Patrick Le Du (rapporteur)
M. François Vannucci
M. Jean-François Montagne

Remerciements

Je remercie de tout mon cœur mes parents chéris qui m'ont permis de suivre les études qui ont précédées cette thèse. Je remercie ensuite mon époux adoré qui m'a aidé et soutenu tout au long de mes études universitaires et pendant ces 3 dernières années.

Merci infiniment à mes amis Elizabeth Locci et Alain Givernaud sans qui je n'aurai jamais pu faire de thèse. Merci à Jean-Louis Faure qui a obtenu son financement et m'a permis de connaître tous les bons cotés de la recherche en physique en me faisant participer à des conférences internationales.

Je remercie Jean-François Montagne, mon responsable de thèse pour Hamamatsu Photonics France, qui a accepté de cofinancer cette thèse et qui a toujours été très attentif à nos demandes concernant les prototypes de Photodiodes à avalanche.

Milles merci à Patrice Verrecchia, mon directeur de thèse, pour sa gentillesse et sa disponibilité. Il a toujours su me redonner confiance lorsque je doutais de moi et m'a remis sur les rails lorsque je ne comprenais plus rien.

Je remercie vivement Jean-Pierre Pansart qui a dû me supporter pendant 3 ans et sans qui je n'aurai pas compris la moitié de ce que je faisais. Pédagogue exceptionnel, il est avant tout, je pense, un très bon physicien qui a fait énormément progresser le groupe CMS.

J'ai, grâce à ces deux hommes, bénéficié d'un encadrement exceptionnel.

Merci à Jacques Chauveau, mon directeur de thèse pour l'Université, pour sa gentillesse et son attention.

Je tiens à remercier mes amis du SEI, Jean Tatas, Jean Pierre Bard et Philippe Venault qui m'ont aidé lors des caractérisations des APDs et ont apporté de la gaîté dans mon travail. Merci aux autres membres du groupe CMS du SPP, SED et SEI pour leurs conseils et leur aide ainsi qu'à l'équipe d'ULYSSE pour sa gentillesse.

Merci à André Gaidot qui m'a beaucoup aidé en lisant ce manuscrit et en lui apportant de nombreuses corrections et à Frank Martin qui a suivi avec patience mes répétitions de soutenance.

Merci enfin à Bernard Ille et Patrick Le Du, les rapporteurs de cette thèse, qui ont consacré beaucoup de leur précieux temps à la lecture de ce mémoire ainsi qu'à tous les autres membres du jury.

Table des matières

Introduction	9
1. L'expérience CMS	11
1.1. Motivations physiques	12
1.1.1 Les particules et les interactions fondamentales	12
1.1.2 A la recherche du boson de Higgs	13
1.2 Le détecteur CMS	17
1.3 Le calorimètre électromagnétique de CMS	20
1.3.1 Les calorimètres électromagnétiques, principes de base	20
1.3.2 Description générale du calorimètre	22
1.3.3 Les cristaux scintillants de CMS	25
1.3.4 La chaîne de lecture des cristaux scintillants	27
1.3.5 La résolution du calorimètre	27
1.3.6 La radioactivité au niveau du calorimètre	29
2. Les photodiodes à avalanche	31
2.1 Le choix du photodétecteur dans un environnement hostile	32
2.2 Principe de fonctionnement des APDs	33
2.3 Caractéristiques des APDs	36
2.3.1 Le gain	36
2.3.2 Capacité du détecteur	40
2.3.3 Efficacité quantique du détecteur	40
2.3.4 Facteur d'excès de bruit	40
2.3.5 Le courant d'obscurité	41
2.3.6 Le bruit électronique	42
2.3.7 Réponse aux particules au minimum d'ionisation	43
2.4 Contribution au terme général de la résolution en énergie	44
2.5 Les APDs dans CMS : cahier des charges	45

3. Résultat des mesures de caractérisation d'APDs irradiées	47
3.1 Dommages créés par des neutrons dans un semi-conducteur	48
3.2 Irradiation des APDs à Ulysse	49
3.3 Description du banc de mesures	51
3.4 Principe de la méthode de caractérisation	52
3.5 Résultats de l'analyse des mesures	55
3.5.1 Gain : résistances des APDs aux neutrons	55
3.5.2 Efficacité quantique	58
3.5.3 Facteur d'excès de bruit	59
3.5.4 Courant d'obscurité	62
3.5.4.1 Variation du courant avec la dose	62
3.5.4.2 Récupération de la photodiode	66
3.5.5 Bruit électronique	66
3.5.6 Influence des irradiations sur la résolution en énergie	70
3.6 Etude comparative des APDs HAMAMATSU et EG&G	71
3.7 Conclusion	77

Le système de contrôle optique au service de la calibration, introduction 79

4. Le système de contrôle optique	81
4.1 Principe de fonctionnement et description du système de contrôle optique	82
4.1.1 Caractéristiques de la lumière d'injection	82
4.1.2 Description du système de distribution de la lumière dans l'ECAL	82
4.1.3 Description du système de distribution de la lumière en tests en faisceau	84
4.2. Le contrôle optique au service de la validation des voies de l'ECAL	87
4.2.1 Principe de la validation des voies de l'ECAL	88
4.2.1.1 Réponse de la voie à l'injection de lumière	88
4.2.1.2 Tests de validation.	89
4.2.2 La validation des voies en tests en faisceau.	89
4.2.2.1 Lecture des « signaux monitoring »	60
4.2.2.2 Analyse des données des tests en faisceau et validation des voies	92

5. Les tests en faisceau	99
5.1. Description du dispositif expérimental des tests en faisceau au CERN	100
5.2. Description des différents types d'évènements utilisés dans nos tests	104
5.3. Acquisition des données	105
5.4. Reconstruction des trajectoires des particules du faisceau et lecture d'un événement physique	105
6. La précalibration des matrices de tests	113
6.1. Calibration des cristaux avec le système de contrôle optique	114
6.1.1 Paramétrisation de la réponse d'une voie au signal physique	115
6.1.2 Calcul de prédiction de la réponse d'une voie au passage d'un électron, validation des voies	118
6.1.3 Détermination de l'énergie déposée dans un cristal à partir des signaux de contrôle optique	121
6.2. Intercalibration des cristaux du calorimètre	125
6.3. Calculs des coefficients d'intercalibration et de la résolution en énergie ..	126
6.3.1 Méthode de calcul des coefficients	126
6.3.2 Mesure de la résolution en énergie	127
6.3.3 Comparaison entre la résolution en énergie observée et la résolution attendue	128
6.4. Etude des coefficients d'intercalibration en fonction du point d'impact ...	132
6.4.1 Etude de l'énergie déposée dans une matrice de cristaux en fonction du point d'impact	133
6.4.2 Etude de la résolution en fonction du point d'impact	136
6.4.3 Etude de l'énergie déposée dans un cristal en fonction du point d'impact	138
6.4.4 Etude des coefficients d'intercalibration en fonction de l'énergie ...	140
6.4.5 Conséquence sur les coefficients d'intercalibration	142
6.4.6 Etude des causes de la dépendance du coefficient d'intercalibration en fonction du point d'impact.	143
6.4.7 Résumé des observations	147
6.5 Etude de la linéarité	147
6.6 Comparaison des résultats de l'analyse des tests et de la simulation	150
6.7 Résumé et conclusion	152
Conclusion générale	155
Bibliographie	157
Annexe A : Paramètres du profil transverse de dépôt d'énergie.	161
Annexe B : La jonction p-n	165

Introduction

L'origine de la masse des particule reste aujourd'hui encore un mystère. La construction du grand accélérateur LHC (Large Hadron Collider) devrait le résoudre en permettant la production du boson de Higgs. Deux grands détecteurs de particules, ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) seront placés aux points de collision des faisceaux de protons du LHC pour rechercher les événements signant la production du boson de Higgs.

Le calorimètre électromagnétique de CMS sur lequel porte mon travail de thèse, a été conçu pour étudier la production de Higgs signée par sa désintégration en deux photons. Pour un calorimètre électromagnétique, ce canal est le plus exigeant en ce qui concerne ses performances. Ce calorimètre sera constitué de plus de 80000 cristaux scintillants de tungstate de plomb résistants aux radiations et ayant une réponse rapide. Il est homogène, le milieu dans lequel se développe la gerbe électromagnétique est celui dans lequel se fait la détection. Des photodiodes ont été spécialement optimisées pour détecter la lumière de scintillation de ces cristaux ; ces photodiodes à avalanche (APD) ont fait l'objet d'un important travail de recherche et développement en collaboration avec HAMAMATSU et EG&G.

Cette thèse comporte deux parties distinctes : une première partie est dédiée à l'étude des APDs soumises à de forts taux de radiations et testées auprès du réacteur ULYSSE du CEA Saclay. La seconde partie traite de la précalibration du calorimètre. Cette étude est basée sur l'analyse des données prises en tests en faisceau sur de petites matrices de cristaux qui ont servies de prototypes.

Ce document s'articule autour de 6 chapitres :

♦ le chapitre 1 résume les motivations physiques qui ont conduit à la construction du LHC et de CMS, les différents modes de désintégration du Higgs sont passés en revue et on montre toute la difficulté de le détecter dans son mode de désintégration en deux photons. Le cahier des charges pour le calorimètre électromagnétique de CMS est dressé.

♦ le chapitre 2 donne les raisons qui nous ont amené à choisir les APDs, il décrit leur principe de fonctionnement ainsi que leurs caractéristiques. La contribution des APDs à la résolution en énergie du calorimètre est calculée et nous énonçons les spécifications que devons satisfaire les APDs finales.

♦ le chapitre 3 explique que les APDs dans le calorimètre électromagnétique de CMS seront soumises à de forts flux de neutrons et de fortes doses de radiations. Leur comportement dans ces conditions de fonctionnement a été testé à Saclay et les résultats de ces tests sont énoncés ici. Une étude comparative des APDs HAMAMATSU et EG&G a été effectuée permettant ainsi de choisir le candidat adéquat pour CMS.

◆ le chapitre 4 décrit le système de contrôle optique basé sur l'injection de lumière dans les cristaux. Il permet de suivre l'évolution de la transparence des cristaux avec le temps pendant le fonctionnement du LHC ; il est utilisé lors de la période de précalibration pour la validation des voies. Nous discutons ensuite du principe de validation des voies.

◆ le chapitre 5 est dédié à la description du dispositif expérimental des tests en faisceau. On y étudie la répartition de l'énergie déposée par un électron dans une matrice de cristaux

◆ le chapitre 6 expose les résultats de l'analyse des données prises en tests en faisceau dans le cadre des études sur la précalibration. Nous définissons les coefficients d'intercalibration et la méthode utilisée pour les calculer. Nous étudions ensuite la résolution en énergie et la dépendance des coefficients d'intercalibration avec le point d'impact des particules sur les cristaux.

Chapitre 1

L'expérience CMS

1.1. Motivations physiques

- 1.1.1 Les particules et les interactions fondamentales
- 1.1.2 A la recherche du boson de Higgs

1.2. Le détecteur CMS

1.3. Le calorimètre électromagnétique de CMS

- 1.3.1 Les calorimètres électromagnétiques, principes de base
 - 1.3.2 Description générale du calorimètre
 - 1.3.3 Les cristaux scintillants de CMS
 - 1.3.4 La chaîne de lecture des cristaux scintillants
 - 1.3.5 La résolution du calorimètre
 - 1.3.6 La radioactivité au niveau du calorimètre
-

Depuis les années 70, le Modèle Standard permet de décrire toute la matière et les forces de la nature (la gravitation mise à part).

Jamais remis en cause expérimentalement, il reste dans ce modèle une énigme que les nouvelles technologies d'accélération et de détection permettront sans doute aux physiciens de résoudre : le boson de Higgs, la particule qui confère aux autres particules leur masse et sur laquelle s'appuie le modèle, sera-t-elle découverte ?

Après avoir très brièvement exposé quelles sont les particules élémentaires à partir desquelles est constituée la matière, les interactions fondamentales qui s'y appliquent et les théories établies pour les décrire, nous parlerons des nouveaux instruments, le collisionneur LHC et le détecteur CMS associés à la recherche du boson de Higgs.

1.1 Motivations physiques

1.1.1 Les particules et les interactions fondamentales

Il existe deux sortes de particules, les particules de matière et les particules médiatrices qui véhiculent les forces.

Le tableau 1.1 résume quelles sont les particules élémentaires. Les dates mentionnées dans le tableau sont celles de la découverte des particules.

Ces particules sont des fermions qui suivent la règle de la statistique quantique de Fermi-Dirac. Elles sont divisées en deux classes : les leptons chargés (électron, muon, tau) et neutres (neutrino électronique, neutrino muonique, neutrino tauïque) et les quarks. Chaque classe est composée de 3 familles.

Tableau 1.1 : les particules élémentaires

Particules	Charge	Famille 1	Famille 2	Famille 3
Leptons chargés	-1	e (électron) (1900) $m=0.511 \text{ MeV}/c^2$	μ (muon) (1938) $m=105.7 \text{ MeV}/c^2$	τ (tau) (1975) $m=1784.2 \text{ MeV}/c^2$
Leptons neutres	0	ν_e (neutrino) (1953) $m < 9 \text{ eV}/c^2$	ν_μ (neutrino) (1962) $m < 250 \text{ KeV}/c^2$	ν_τ (neutrino) $m < 35 \text{ MeV}/c^2$
Quarks	2/3	u (up)	c (charm)	t (top)
Quarks	-1/3	d (down)	s (strange)	b (bottom)

L'interaction entre ces constituants est décrite par l'échange de bosons vecteurs qui possèdent un spin entier. Les différentes interactions, leur intensité en prenant comme référence la force électromagnétique et leurs bosons associés sont décrits dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2 : les interactions fondamentales

	Force gravitationnelle	Force faible	Force électromagnétique	Force forte
Agit sur	toutes les particules	quarks, leptons	particules chargées	quarks, gluons
Médiateurs (bosons vecteurs)	graviton (pas encore observé)	W^+, W^-, Z^0	photon	gluon
Force relative à l'électromag à 10^{-18} m	10^{-41}	0.8	1	25
Force relative à l'électromag à $3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$	10^{-41}	10^{-4}	1	60

Des théories ont été élaborées pour décrire les différentes interactions. La théorie de la *Chromodynamique quantique* décrit les interactions fortes agissant sur les quarks et les gluons.

Les interactions électromagnétiques sont quant à elles décrites par la théorie de l'*Electrodynamique quantique*. L'interaction faible a été unifiée à cette théorie à la fin des années 60 par Glashow, Salam et Weinberg pour former la *théorie électrofaible* [1.1], [1.2].

Le Modèle Standard est un ensemble théorique composé de la théorie électrofaible et de la chromodynamique quantique ; il tente de décrire la structure des interactions (électrofaible, forte) de tous les constituants de la matière et les particules qui transmettent ces interactions (photons, bosons W et Z, gluons).

Ce modèle justifie l'existence de centaines de particules avec un minimum de constituants (6 leptons et leurs antiparticules, 6 quarks et leurs antiparticules, particules messagères) et l'existence d'interactions complexes.

Le modèle électrofaible repose sur le mécanisme de Higgs [1.3]: il postule que les médiateurs des deux interactions, les bosons vecteurs W et Z^0 (ayant une masse de 80.2 GeV et 91.2 GeV respectivement) pour l'interaction faible et le photon possédant une masse nulle pour l'interaction électromagnétique ne sont que différentes apparences d'un même champ. Le mécanisme de Higgs consiste donc à introduire au moins une nouvelle particule, le boson de Higgs, qui en interagissant avec les autres particules leur confère une masse.

1.1.2 A la recherche du boson de Higgs

Le boson de Higgs n'est pas détectable tel quel. C'est la détection de particules provenant de sa désintégration qui permet de valider son existence.

Le modèle standard ne donne aucune indication précise sur la masse du Higgs. Seules les recherches infructueuses d'une signature de cette particule dans les détecteurs installés auprès des accélérateurs actuels (LEP, Tévatron, SLC) nous donnent une limite inférieure à sa masse qui est d'environ 102.6 GeV [1.4].

Atteindre des énergies plus élevées est impossible avec les accélérateurs comme le LEP qui ont déjà été poussés à la limite de leurs possibilités. C'est pourquoi la communauté scientifique a décidé la construction du LHC (Large Hadron Collider) successeur du LEP au CERN. Cette machine circulaire, prévue pour être opérationnelle en 2005, fera entrer en collision deux faisceaux de protons de forte intensité ayant une énergie de 7 TeV chacun. Il y aura 4 points de collision où seront installés des détecteurs très perfectionnés ; le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) est l'une de ces installations dont les caractéristiques seront décrites dans le chapitre 1.2. Les autres installations sont les détecteurs ATLAS, ALICE [1.15] et LHCb.

La luminosité du LHC sera de $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ durant les 3 premières années de fonctionnement puis de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le nombre d'interactions sera de l'ordre de

10^9 par seconde à haute luminosité, mais seules quelques unes d'entre elles (environ 500 par seconde) produiront des bosons de Higgs (voir figure I.1) ce qui rendra la détection des produits de désintégration de cette particule particulièrement délicate.

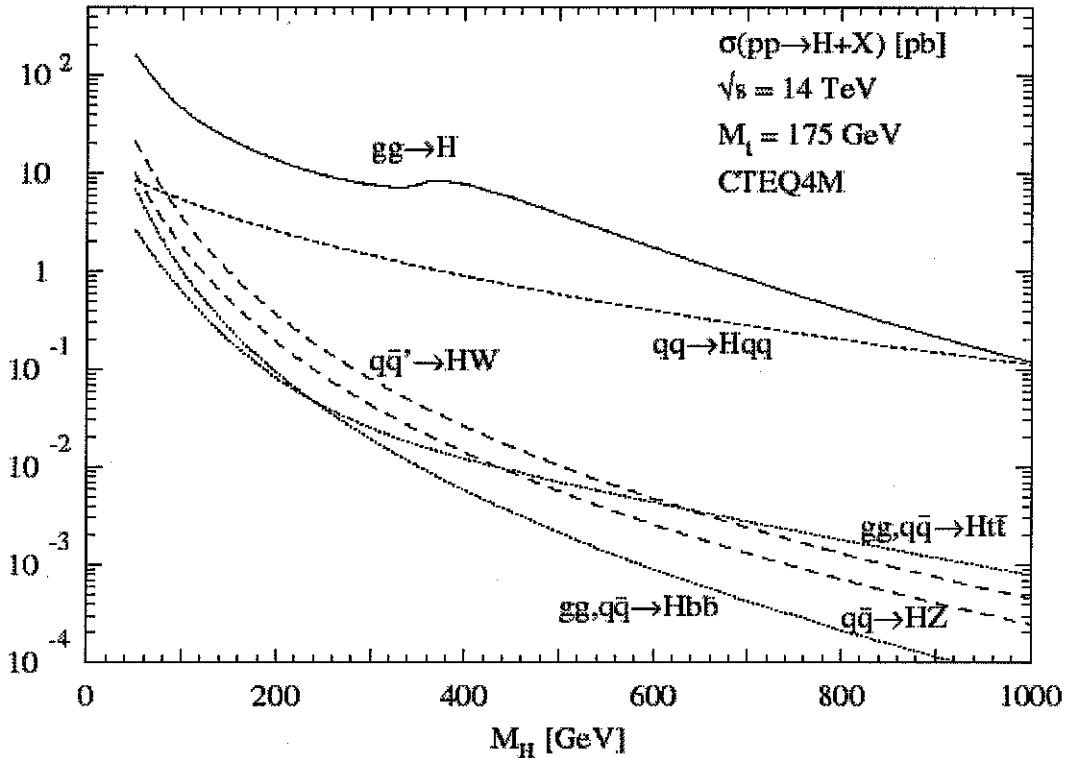


Figure I. 1 : sections efficaces de production du Higgs au LHC [1.5]

Les canaux de désintégration du Higgs dépendent de sa masse. Pour une masse du Higgs comprise entre 80 et 160 GeV/c², le canal de désintégration privilégié est la désintégration en une paire $b\bar{b}$ (figure I.2) avec un rapport d'embranchement d'environ 80% vers 125 GeV. Malheureusement, le nombre de ces paires générées par d'autres processus lors des collisions entre protons est 10^9 fois plus élevé que celles produites par la désintégration des Higgs. Le signal à observer est donc complètement noyé dans le bruit de fond.

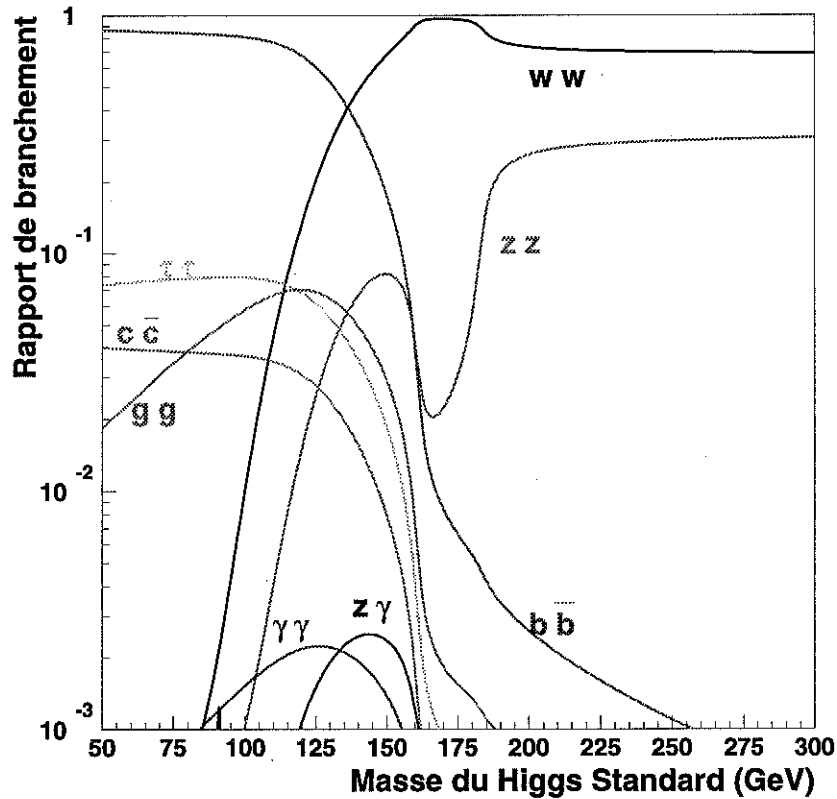


Figure I. 2 : Rapport d'embranchement des canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [1.7]

L'autre signature possible du Higgs dans cette région des « masses intermédiaires » est la désintégration en deux photons. Le rapport d'embranchement de ce canal est très faible (environ 10^{-3}) mais c'est le seul observable. Le bruit de fond dans ce cas a 3 origines [1.6]: la production de diphotons par annihilation de quarks ou par la fusion de gluons, la production de diphoton par bremsstrahlung de quarks et la production d'un photon lors de la désintégration de π^0 provenant de jets hadroniques qui associé à un autre photon peut simuler un évènement. Le tableau 1.3 donne les sections efficaces de production de la réaction $H \rightarrow \gamma\gamma$ et du bruit de fond.

Tableau 1.3 : sections efficaces de production de la réaction $H \rightarrow \gamma\gamma$ et du bruit de fond.

Réaction	$m_H=110$ GeV	$m_H=130$ GeV
$H \rightarrow \gamma\gamma$ (fb)	75.9	68.3
$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ (fb/GeV)	61	41.2
$gg \rightarrow \gamma\gamma$ (fb/GeV)	72.4	42.4
bremsstrahlung (fb/GeV)	84.4	50.4

Les valeurs des sections efficaces du bruit données en fb/GeV montrent qu'il est très important de considérer une fenêtre en énergie autour de la valeur moyenne du spectre de masse du Higgs la plus petite possible.

La largeur du Higgs dans la région des masses intermédiaires étant d'une dizaine de MeV, on observerait pour une fenêtre de 1.5σ autour de la valeur moyenne, 700 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ contre 20000 de bruit en 1 an.

C'est donc la résolution en énergie du détecteur qui va dominer complètement la largeur du spectre de masse.

Pour des masses allant de 130 à 800 GeV, ce sont les désintégrations en paires de bosons de jauge (W^+ , W^- et Z^0) qui prédominent.

Le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4$ leptons est une excellente voie de détection du Higgs car son signal se démarque bien du fond dans la distribution de masse des 4 leptons [1.7]. Une bonne efficacité de détection des leptons est également nécessaire dans ce cas, même si les exigences de résolution pour ce canal de désintégration sont moins contraignantes que pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Au delà de 800 GeV, la voie privilégiée d'identification du Higgs est :

$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2$ leptons + 2 neutrinos.

La figure 1.3 résume quelques canaux de désintégration exploitables pour la détection du Higgs au LHC.

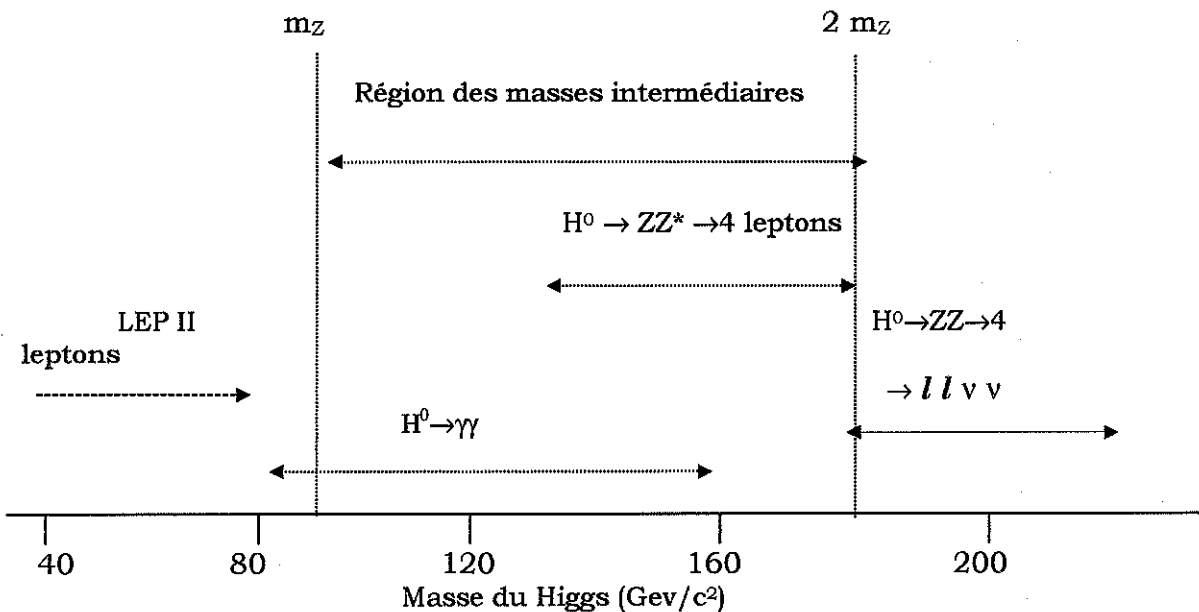


Figure 1.3 : canaux de désintégration du Higgs en fonction de sa masse

De nombreux physiciens pensent que le Modèle Standard dit minimal est insuffisant et que toute une nouvelle physique va émerger à l'échelle du TeV. La supersymétrie [1.8] est une extension du Modèle Standard ; elle considère l'unification des fermions et des bosons selon des correspondances qui impliquent d'autres partenaires que les fermions et bosons connus et introduit l'existence d'au moins 5 bosons de Higgs, l'un de ces bosons, neutre, ayant des propriétés très proche de celui du Modèle Standard.

1.2. Le détecteur CMS

Le détecteur CMS est l'un des grands détecteurs prévus sur le LHC ; sa structure est caractéristique des grands détecteurs de particules, c'est une structure cylindrique fermée à chaque extrémité par 2 bouchons et constitué d'une succession de différents détecteurs comme le montre la figure I.4 où l'on peut voir en se déplaçant du point d'interaction vers l'extérieur du détecteur :

- ◆ le détecteur de traces (noté TK sur la figure I.4)
- ◆ le calorimètre électromagnétique (noté EB)
- ◆ le calorimètre hadronique (noté HB)
- ◆ le détecteur à muons (noté MB)

Une bobine supraconductrice placée entre le calorimètre hadronique et le détecteur à muons crée un champ magnétique de 4 Tesla qui va courber la trajectoire des particules chargées.

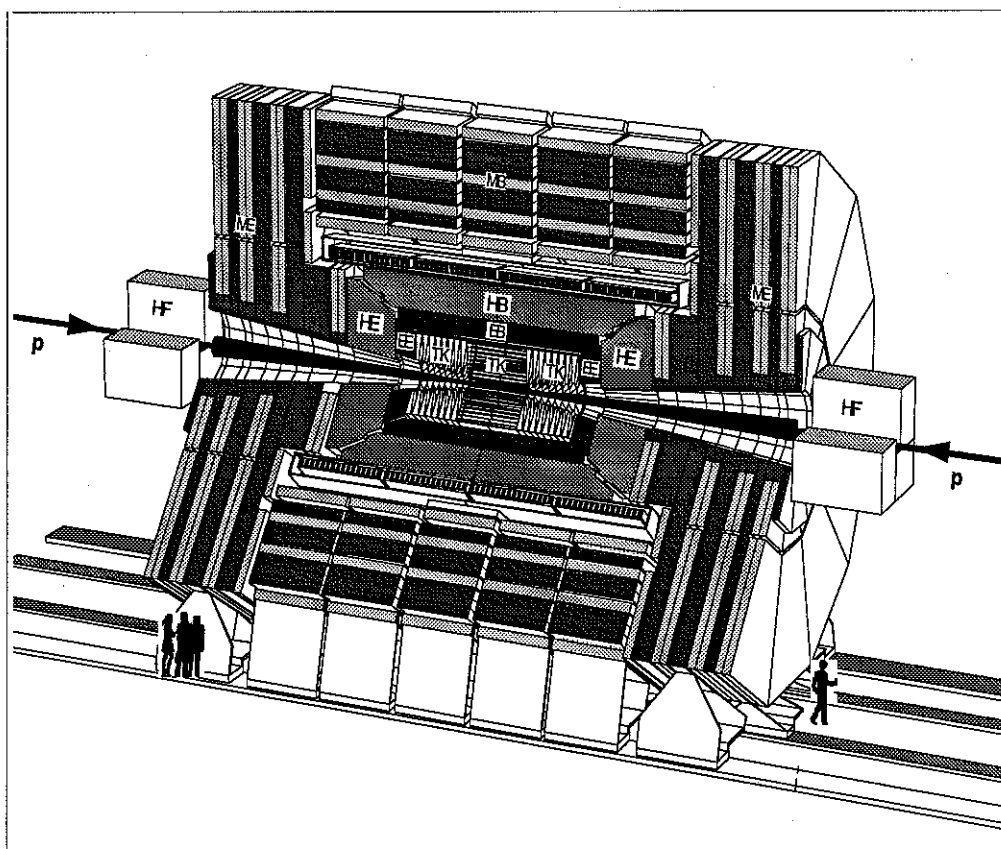


Figure I. 4 : *Vue en 3 dimensions du détecteur CMS [1.9]*

La couverture angulaire du détecteur est définie par 3 paramètres, r , θ et Φ :

- r et Φ sont les coordonnées cylindriques dans le plan perpendiculaire au faisceau.
- θ est l'angle défini par la direction de la particule et l'axe du faisceau.

La variable « pseudo-rapidité », η , est liée à l'angle polaire θ par :

$\eta = -\ln [\text{tg}(\theta/2)]$; la densité spatiale de particules émises lors des collisions p-p par unité de pseudo-rapidité est approximativement constante, ce qui fait de cette variable une unité pratique pour définir une position dans le détecteur comme on peut le voir sur la figure I.5.

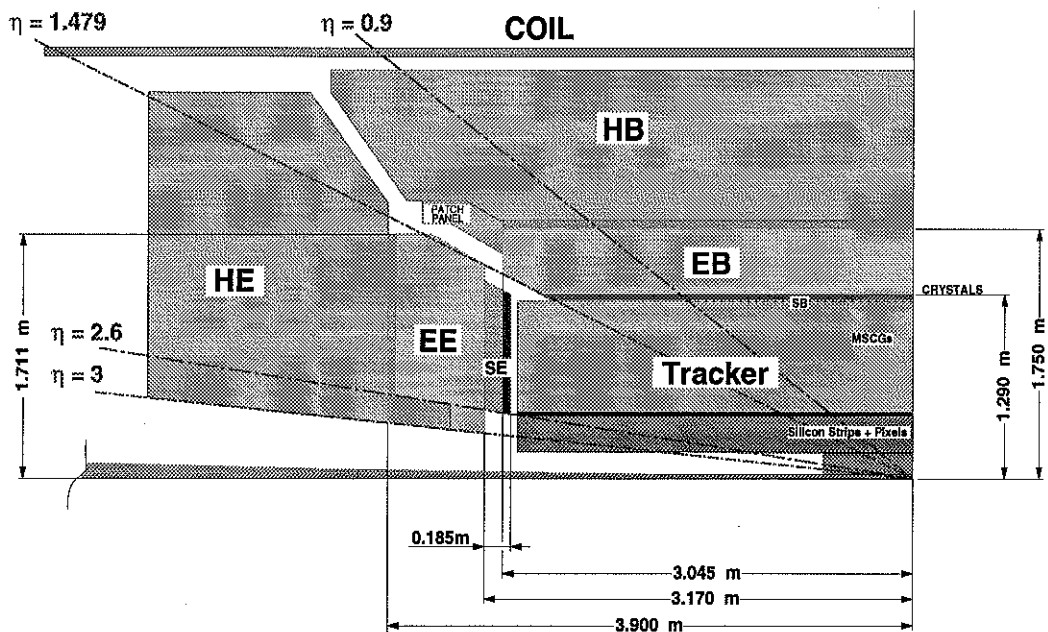


Figure I. 5 : vue schématique de l'un des quadrant du détecteur de traces (« tracker») et des calorimètres

La figure I.6 montre dans quelle partie du détecteur vont interagir en moyenne les différentes particules issues des collisions p-p. Les détecteurs cités sont très brièvement décrits ci-après.

Le détecteur de traces

Le détecteur central doit permettre de reconstruire et de mesurer l'impulsion des traces de particules chargées de grande impulsion transverse (les particules de faible impulsion transverse s'enroulent dans le champ magnétique) avec une excellente résolution ($\Delta p/p \approx 0.5\%$ à 50 GeV). Ce détecteur est compris dans un cylindre de 1.3m de rayon et de 6m de long et

est constitué de 3 étages (figure I.5): un détecteur pixel-silicium, un détecteur micropistes en silicium et un niveau externe dont la composition prévue initialement étaient des MSGC (Microstrip Gas Chambers) et qui a été remise en question.

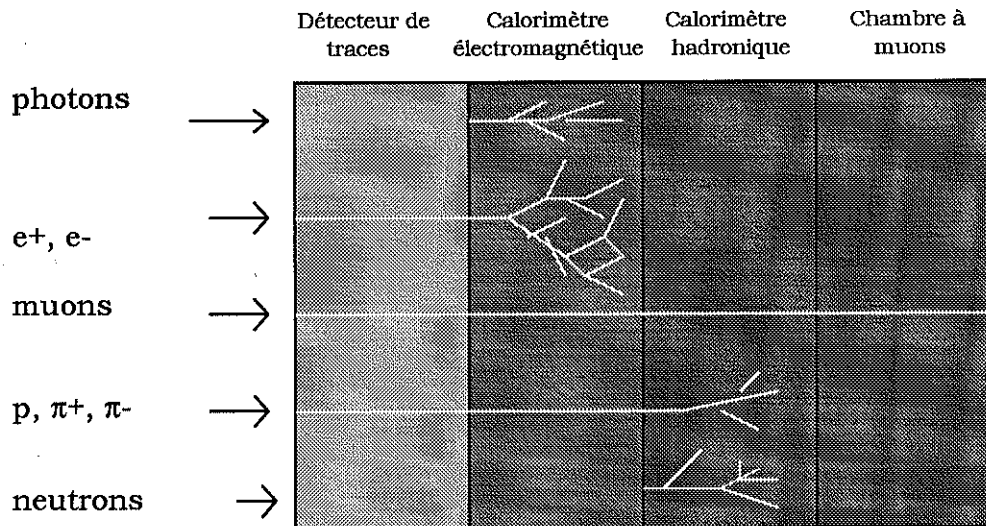


Figure I. 6 : *interaction de différentes particules avec les divers sous-ensemble d'un détecteur*

Le calorimètre électromagnétique

Ce détecteur de photons et d'électrons fera l'objet d'une description détaillée dans le sous chapitre 1.3.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique entoure le calorimètre électromagnétique et est placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice. Il est constitué d'une juxtaposition de plaques absorbantes de cuivre et de plaques de scintillateur. La lumière émise par ces scintillateurs est recueillie par des fibres optiques qui la guident vers des photodétecteurs.

Le détecteur à muons

Le rôle du détecteur de muons est de les identifier et de mesurer leur impulsion depuis quelques GeV jusqu'à quelques TeV. Ces particules sont issues des désintégrations des bosons de Higgs, W, Z, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$.

Le détecteur est placé autour de la bobine supraconductrice ; il est constitué de couches de stations muoniques en alternance avec des couches de fer (anneaux de blindage) qui assurent le retour du champ magnétique en y confinant les lignes de champ.

1.3. Le calorimètre électromagnétique de CMS

1.3.1 Les calorimètres électromagnétiques, principes de base

Le principe de la calorimétrie est d'interposer une matière dense sur la trajectoire des photons et des électrons et de provoquer des cascades de réactions électromagnétiques jusqu'à complète absorption de leur énergie cinétique. L'énergie déposée est détectée soit par ionisation, soit par scintillation ou par effet Cherenkov. L'énergie initiale de la particule incidente est déduite du signal récolté.

Dans le domaine des énergies qui nous intéresse au LHC, les processus dominants de perte d'énergie pour un électron ou pour un photon incident sont le rayonnement de freinage et la création de paires ; la particule va ainsi, par interactions successives, être à l'origine d'une gerbe électromagnétique (voir figure I.7) qui s'éteindra d'elle-même lorsque l'énergie de chaque particule sera inférieure à l'énergie critique E_c au dessous de laquelle la production de nouvelles particules n'est plus possible.

La distribution longitudinale de la gerbe est paramétrisée par la longueur de radiation X_0 , et sa distribution latérale par le rayon de Molière R_M . La longueur de radiation est définie comme étant la distance moyenne après laquelle un électron conserve environ 1/e de son énergie. Le rayon de Molière [1.14] représente le rayon d'un cylindre dans lequel environ 90% de l'énergie de l'électron est contenue.

Il existe deux types de calorimètres en physique des hautes énergies : le calorimètre à échantillonnage dans lequel la fonction de génération de gerbe électromagnétique et la fonction de détection sont séparées, et le calorimètre homogène où le milieu dans lequel se produit la gerbe est également le milieu dans lequel a lieu la détection.

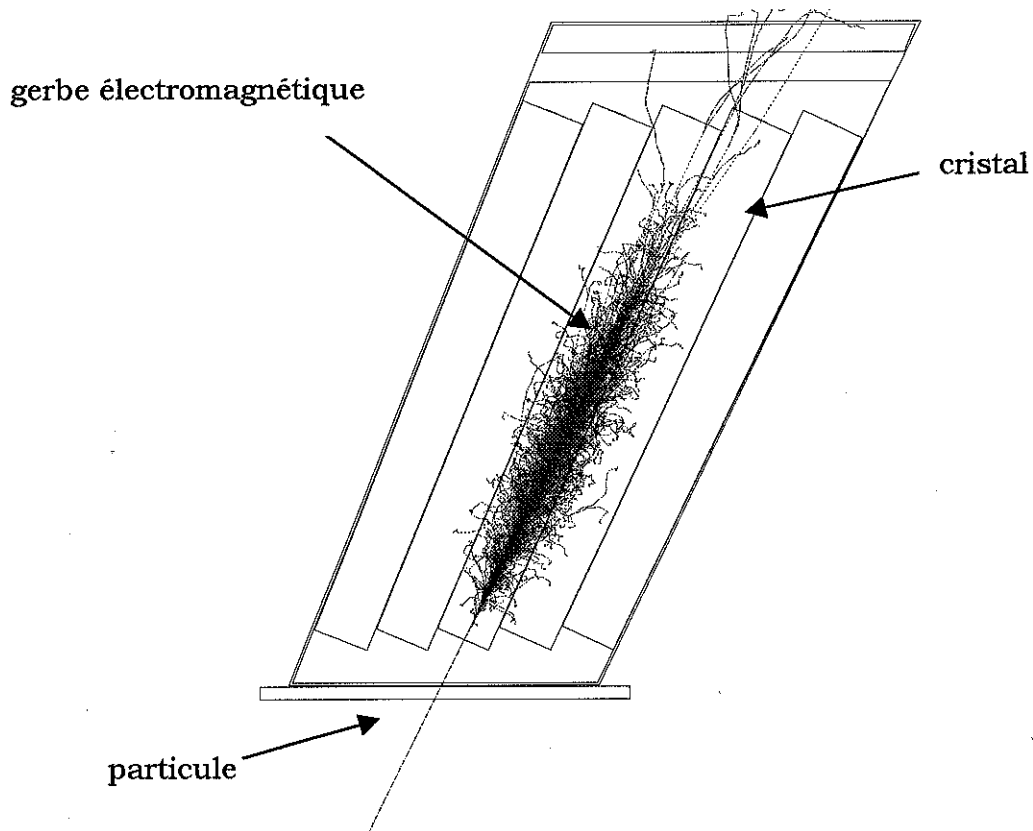


Figure I. 7 : *simulation d'une gerbe électromagnétique dans un cristal scintillant géométrie du prototype de matrice des tests PROTO99 [1.10]*

Résolution en énergie d'un calorimètre.

La résolution en énergie donne l'incertitude sur la mesure en énergie apportée par le détecteur et est caractérisée par :

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad \mathbf{1.1}$$

E est l'énergie de la particule en GeV, a est appelé terme stochastique et traduit les fluctuations des gerbes électromagnétiques, b est le terme de bruit qui est associé à l'électronique de lecture et c le terme constant lié à la qualité du détecteur (fuite des gerbes électromagnétiques) et à la qualité de la calibration du détecteur . Nous reviendrons plus en détail sur ce que signifie ces termes lorsque nous aurons décrit le calorimètre de CMS.

1.3.2 Description générale du calorimètre

Les processus physiques que l'on souhaite observer dans CMS, et en particulier la désintégration du Higgs en deux photons dans le domaine des masses intermédiaires, requièrent des performances élevées.

La masse m_H du boson de Higgs est reconstruite à partir de l'énergie E_1 et E_2 des deux photons et de leur angle d'ouverture θ :

$$m_H = 2\sqrt{E_1 E_2} \sin \frac{\theta}{2} \quad 1.2$$

La largeur du Higgs étant d'une dizaine de MeV, la mesure de cette largeur sera dominée par la résolution du calorimètre et donnée par :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_{E1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)} \right] \quad 1.3$$

La résolution en énergie et en position des détecteurs doivent donc être les meilleures possibles.

Pour obtenir une bonne résolution en énergie, tous les termes de la relation 1.1 doivent être aussi petits que possible. Dans un calorimètre à échantillonnage, il est très difficile d'avoir un terme stochastique inférieur à 10% à cause des fluctuations sur la fraction d'énergie déposée que l'on mesure.

Il a été spécifié que la contribution de l'appareillage à la largeur du spectre de masse d'un Higgs de 100 GeV ne devra pas dépasser 500 MeV à basse luminosité et 800 MeV à haute luminosité ce qui fixe les termes de la résolution en énergie à :

$$a \approx 3\%, b < 200 \text{ MeV}, c = 0.5\% \quad \text{pour une matrice de } 5 \times 5 \text{ cristaux dans la partie tonneau du calorimètre}$$

Seul un calorimètre homogène peut satisfaire ces exigences, c'est donc le choix qui a été fait pour CMS.

La résolution en position doit être également excellente ; dans le cas de la détection de particules chargées à basse luminosité c'est le détecteur de traces qui fera la mesure angulaire mais à haute luminosité il faudra se contenter du calorimètre seul pour faire cette mesure, il faut donc que la granularité du calorimètre soit fine.

Les cristaux scintillants, déjà utilisés dans de nombreuses expériences de calorimétrie, répondent aux exigences liées à la résolution en énergie et en position. L'énergie d'un électron ou photon sera donc déposée dans ces cristaux et transformée en lumière qui sera détectée par un photodétecteur.

Pour des raisons de coût à minimiser, le détecteur CMS devra être le plus compact possible, c'est pourquoi les cristaux scintillants devront posséder une forte densité et une courte longueur de radiation. Le tableau 1.5 donne les caractéristiques de certains cristaux. L'occupation spatiale des photodétecteurs réalisant la lecture des cristaux et de leur électronique associée devra être optimisée.

Le champ magnétique de 4 Tesla créé par la bobine supraconductrice permettra le compactage du détecteur de traces.

Tableau 1.5 : paramètres de quelques cristaux utilisés en calorimétrie [1.11]
r : composante rapide de la décroissance, *l* : composante lente de la décroissance

	BGO	CsI	CeF ₃	PbWO ₄
Masse volumique (g/cm ³)	7.13	4.53	6.16	8.28
Longueur de radiation (cm)	1.12	1.85	1.68	0.89
Rayon de Molière (cm)	2.33	3.5	2.63	2.19
Temps de scintillation(ns)	300	36 ^r , 1000 ^l	10-30	5-15
Index de réfraction	2.2	1.8	1.68	2.16
Pic d'émission (nm)	480	565	310-340	440-500
Taux de lumière relatif au NaI(Tl) :100	18	20	8	1.3

Riches de leurs précédentes expériences en la matière, les physiciens de CMS ont désiré placer le calorimètre électromagnétique à l'intérieur de la bobine afin de limiter la quantité de matière susceptible de dégrader l'énergie des particules que l'on veut détecter avant leur entrée dans le calorimètre, ce qui va dans le sens de l'effort de compacité et d'une bonne résolution en énergie.

Ce choix, compte tenu de la forte intensité du champ magnétique, impose l'utilisation de photodétecteurs insensibles au champ magnétique ce qui rend impossible l'utilisation de tubes photomultiplicateurs. Seuls les détecteurs à semi-conducteurs comme les photodiodes PINs ou les photodiodes à avalanche (APDs) peuvent fonctionner dans un tel champ.

Une bonne résolution sur la masse du Higgs et un effort de compacité peuvent donc être obtenus en utilisant des cristaux de BgO ou de PbWO₄ (tableau I.5) et des diodes PINs ou APDs adaptées à la détection de leur lumière de scintillation.

A ces exigences liées au problème physique de la résolution sur la masse du Higgs, s'ajoutent celles liées à l'environnement créé par le LHC :

- le taux de radiations au niveau du calorimètre électromagnétique atteindra des valeurs sans précédent dans l'utilisation d'un tel détecteur : la dose intégrée sur 10 ans de fonctionnement dans le tonneau sera d'environ 4 kGy et la fluence de neutrons provenant de réactions dans le calorimètre hadronique situé derrière les calorimètres électromagnétiques atteindra 2.10^{13} n/cm².

Les cristaux, les photodétecteurs et l'électronique devront donc bien résister à ces radiations.

Les diodes PINs, beaucoup trop sensibles au passage des particules ionisantes, ne peuvent être utilisées dans cet environnement.

- la fréquence des collisions sera très élevée (40 MHz), ce qui nécessitera l'utilisation de scintillateurs et d'une électronique rapides. Seuls les cristaux de tungstate de plomb sont assez denses et rapides pour être utilisés dans CMS. Le rendement lumineux de ces cristaux est malheureusement très faible. Cela, couplé au fait que l'utilisation d'une électronique rapide induit un fort bruit électronique (environ 4000 électrons par voie) rend l'amplification du signal de réponse des cristaux nécessaire. Le choix des APDs semble particulièrement adapté. Ces photodiodes possèdent un gain interne et sont résistantes aux radiations (voir chapitres 5 et 6), de plus, elles sont peu sensibles au passage des particules ionisantes.

Le calorimètre électromagnétique de CMS dont le rayon interne est d'environ 1.30 m sera constitué de 82728 cristaux de tungstate de plomb (61200 cristaux dans le tonneau) pointant vers la région d'interaction avec une inclinaison de 3° en ϕ et en η . La partie centrale du détecteur ou tonneau couvre la région décrite par $|\eta| \leq 1.49$ et les deux bouchons couvrent $1.49 \leq |\eta| \leq 2.6$.

Les cristaux, dans chaque demi-tonneau, seront groupés dans 18 « supermodules » ; chaque supermodule comprendra 4 « modules », l'un des modules sera composé de 500 cristaux et les autres modules de 400 cristaux. Les cristaux dans chaque module seront groupés dans des « sous-modules » de 2×5 cristaux pour faciliter la construction et l'assemblage du calorimètre.

Le tableau 1.6 résume les paramètres du calorimètres électromagnétique de CMS.

Tableau 1.6 : paramètres du calorimètre

Paramètres	Tonneau	Bouchons
Couverture en pseudo-rapacité	$ \eta \leq 1.49$	$1.49 \leq \eta \leq 2.6$
Granularité : $\Delta\eta \times \Delta\Phi$	0.0175x0.0175	0.0175x0.0175 à 0.05x0.05
Taille d'un cristal (mm ³)	21.8x21.8x230	24.7x24.7x220
Longueur (X ₀)	25.8	24.7
Nombre de cristaux	61200	21528
Volume total des cristaux (m ³)	8.14	3.04
Modularité	36 supermodules	4 dés
1 supermodule	1700 cristaux	5382 cristaux

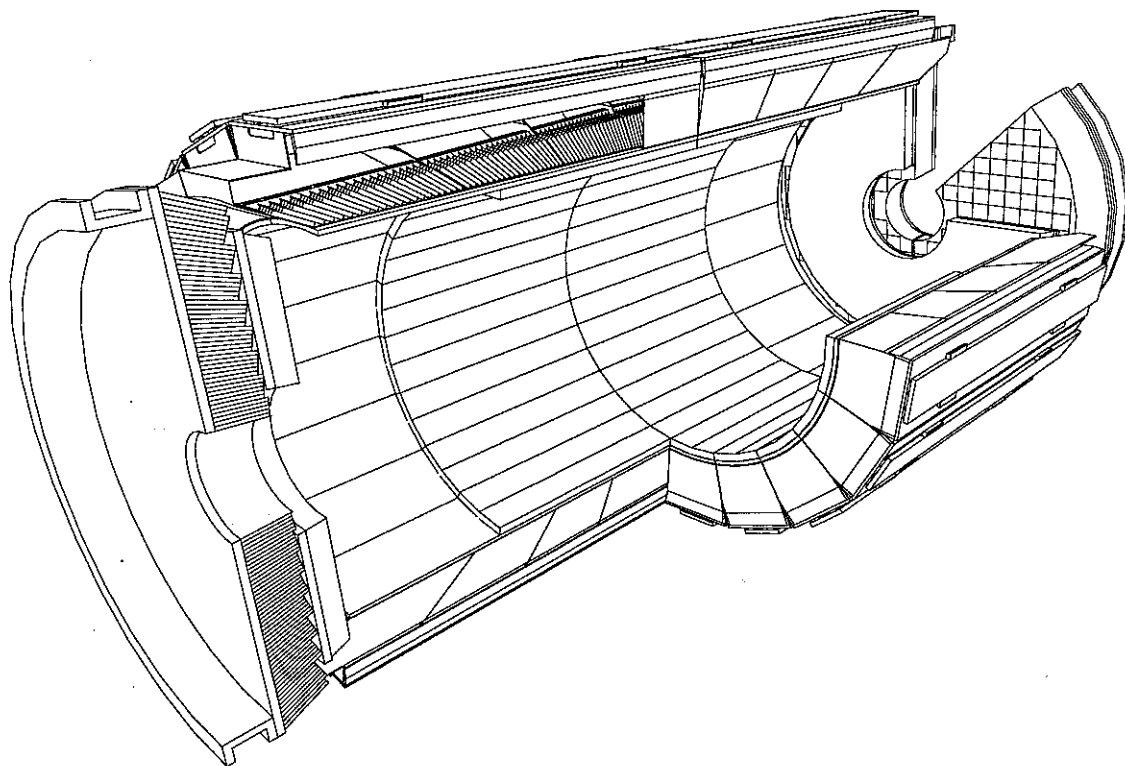


Figure I. 8 : *vue en 3D du calorimètre électromagnétique de CMS*

1.3.3 Les cristaux scintillants de CMS

Les cristaux scintillants de CMS sont biréfringents. Ils ont une forme pyramidale de section $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$ pour la face avant, $2.38 \times 2.38 \text{ cm}^2$ pour la face arrière et une longueur de 23 cm.

Ces cristaux sont isolants, il existe donc entre les bandes de conduction et de valence une zone interdite. Le passage d'une particule à travers le cristal provoque l'ionisation des atomes, un électron de la bande de valence acquiert donc assez d'énergie pour passer dans la bande de conduction. Lorsque les atomes retombent sur leur niveau fondamental, il y a émission de photons, la lumière émise est appelée lumière de scintillation. L'émission de photons est caractéristique des niveaux d'énergie mis en jeu. Des atomes dopants sont introduits dans le réseau cristallin et créent des niveaux d'énergie supplémentaires localisés dans la zone interdite.

Les cristaux de PbWO_4 ont donc un spectre d'émission qui caractérise la distribution spectrale des photons de lumière émise, piquant entre 430 et 480 nm suivant les dopages utilisés (voir figure I.9).

Toute la lumière de scintillation est émise en 100 ns ; la longueur d'atténuation Λ , est une variable utilisée pour rendre compte de la transparence du cristal,

plus elle est élevée, plus le cristal est transparent. La longueur d'atténuation des cristaux est de 5 m pour des longueurs d'onde supérieures à 400 nm mais c'est une fonction de z (position sur l'axe longitudinal du cristal) en raison de l'inhomogénéité des cristaux.

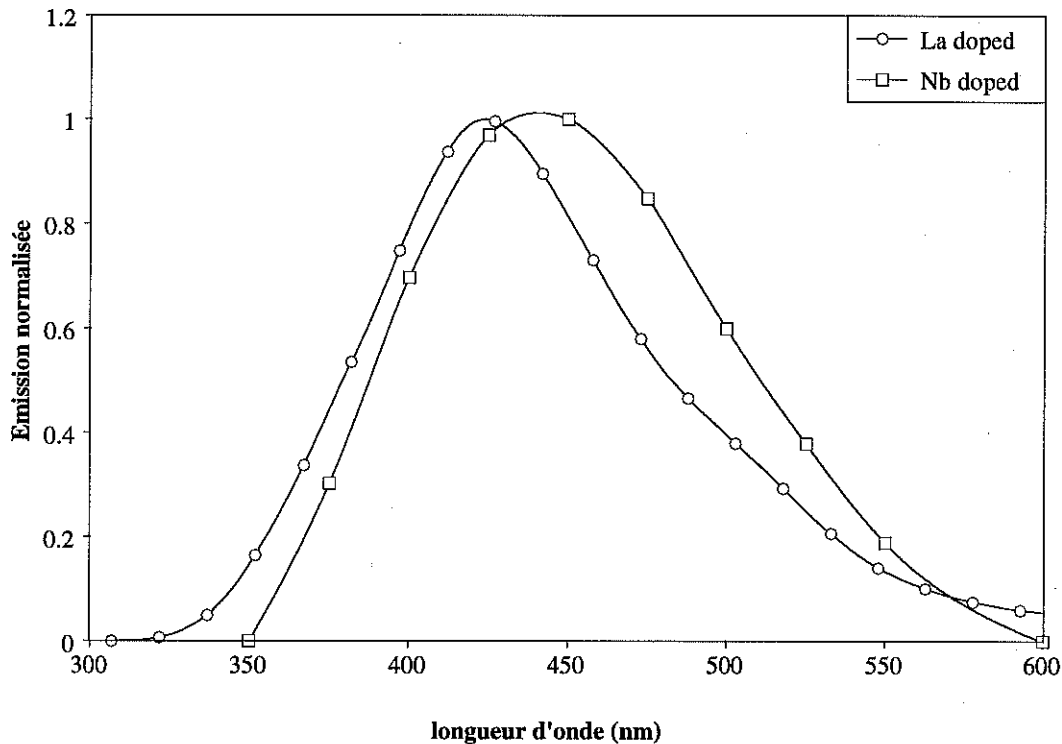


Figure I. 9 : spectre d'émission de la lumière de scintillation d'un cristal $PbWO_4$ dopé Lanthane ou Niobium en fonction de la longueur d'onde [1.12]

La longueur de radiation X_0 de ces cristaux est de 0.89 cm et le rayon de Molière vaut 2.19 cm. La longueur du cristal représentant environ 26 X_0 , la gerbe électromagnétique est presque entièrement contenue longitudinalement. Environ 73 % de l'énergie d'un électron arrivant au milieu de la face avant d'un cristal est contenue dans celui-ci. Une matrice de 3x3 cristaux centré sur ce cristal contient 93 % de son énergie.

L'inconvénient de ces cristaux est que la lumière de scintillation dépend de la température et que leur rendement lumineux est faible : le coefficient de température, représentant la proportion de lumière perdue par degré est de $-2\%/^{\circ}C$. On doit donc avoir une bonne stabilisation de la température des cristaux (à $0.1^{\circ}C$ près).

Le rendement lumineux de ces cristaux est d'environ 10 photoélectrons par MeV d'énergie déposée pour des mesures effectuées avec un PM XP2262B couvrant toute la surface arrière du cristal.

Les forts taux de radiation rencontrés dans le calorimètre au niveau des cristaux n'affectent pas le mécanisme de scintillation mais altèrent la transparence. Un contrôle de l'évolution de la transparence de chaque cristal est donc nécessaire. Cette évolution est ensuite prise en compte dans la détermination des constantes de calibration.

1.3.4 La chaîne de lecture des cristaux scintillants

La lumière émise par chaque cristal est convertie par une photodiode à avalanche (APD) en signal électrique. Ce signal est amplifié par un préamplificateur (et un commutateur de gain dans l'expérience finale) puis envoyé sur un convertisseur analogique-numérique (ADC).

Le signal est ensuite transmis par fibre optique vers la salle d'acquisition où les données sont rapidement traitées pour savoir si l'événement est gardé ou rejeté et l'énergie déposée dans un groupe de cristaux est calculée.

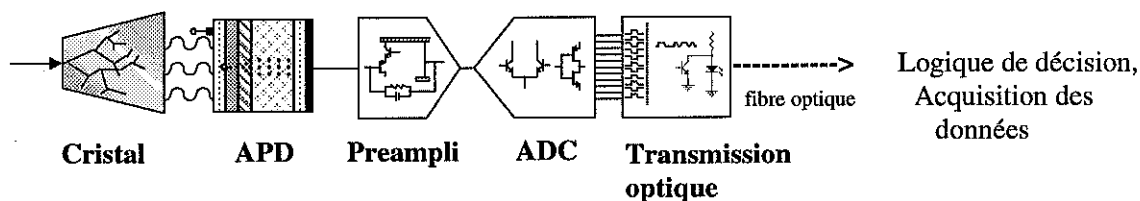


Figure I.10 : chaîne électronique de lecture d'un cristal

1.3.5 La résolution du calorimètre électromagnétique de CMS

Détaillons les contributions aux termes de la résolution en énergie (équation 1.1) des différents éléments constituant le calorimètre :

Le terme stochastique dépend :

- ◆ des fluctuations sur la capacité des cristaux à contenir latéralement les gerbes électromagnétiques ; la simulation du dépôt d'énergie dans un groupe de 25 cristaux a donné une contribution égale à 1.5 %.
- ◆ de la contribution de la photodiode à avalanche (voir chapitre 5), soit environ 3 % .

Le terme stochastique s'obtient en additionnant quadratiquement ces deux contributions ce qui donne 3.35 %.

Le terme constant dépend :

- ◆ de la non-uniformité longitudinale de la capture des photons de scintillation.
- ◆ des erreurs sur l'intercalibration entre cristaux.
- ◆ des fuites d'énergie à l'arrière du cristal.

Les simulations ont données un terme constant de 0.12 % [1.10].

Le terme de bruit dépend du bruit de la chaîne électronique et se scinde en deux parties [1.13] :

- ◆ le bruit série associé à l'APD et à la préamplification donné par :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{série}} \propto \frac{(C_d + C_{pa})}{q\sqrt{\tau} \times N_{pe} \times M \times E} \sqrt{R_s + \frac{1}{g_m}} \quad 1.4$$

où C_d est la capacité de l'APD, M est son gain et R_s sa résistance série, C_{pa} est la capacité du préamplificateur, g_m sa transductance et τ le temps caractéristique de mise en forme.

N_{pe} est le nombre de photoélectrons créés par MeV d'énergie déposée.

- ◆ le bruit parallèle associé à l'APD seule donné par :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{parallèle}} \propto \frac{\sqrt{2q\tau(I_s + FM^2 I_v)}}{N_{pe} \times M \times E} \quad 1.5$$

où F est le facteur d'excès de bruit de l'APD, I_s son courant de surface et I_v son courant de volume (voir le chapitre 5 sur les APDs pour plus de précision).

Ce terme ne doit pas excéder 200 MeV pour un groupe de 25 cristaux.

1.3.6 La radioactivité au niveau du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique de CMS sera placé dans un environnement radioactif très hostile : la dose intégrée maximum au niveau des cristaux du tonneau sera de 4 kGy alors qu'elle pourra atteindre 200 kGy au niveau des cristaux des bouchons. Les cristaux et l'électronique de lecture seront soumis à des fluences de neutrons intégrées de $2 \cdot 10^{13}$ n/cm² dans le tonneau et de $7 \cdot 10^{13}$ n/cm² dans les bouchons.

Références du chapitre 1:

- [1.1]. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961), 579
- [1.2]. A. Salam, *Elementary particle theory*, Almquist and Wiskell, 1968, p 367.
- [1.3]. P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964), 132
- [1.4]. Conférence LEPC du 7 septembre 1999
- [1.5]. Z. Kumst, W.J. Strling et al. Higgs production at the LHC : an update of cross section and branching ratios, ETH-TH96/48, novembre 96
- [1.6]. C. Seez, $H \rightarrow \gamma\gamma$: an update, CMS TN 94-289 (1994)
- [1.7]. F. Martin, Contribution à l'étude de la lecture des cristaux du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC, thèse de doctorat LYCEN -T 9840
- [1.8]. H.E. Haber et G. Kane, Phys Rep. **117** (1985), 75
- [1.9]. CMS Technical Design Report, CERN/LHCC 97
- [1.10]. A. Givernaud, communication privée
- [1.11]. Review of particle physics, particle detector, volume 3, 1998
- [1.12]. Technical Design Report of the Electromagnetic Calorimeter of CMS, CERN/LHCC 97-33
- [1.13]. Y. Benhammou et al., Investigation on avalanche photodiodes, CMS TN/96-052
- [1.14]. A. Givernaud and F. Gautheron, About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate, CMS TN/97-037
- [1.15] : ATLAS Technical Proposal, ALICE Technical Proposal

Chapitre 2

Les Photodiodes à Avalanche

2.1 Le choix du photodétecteur dans un environnement hostile

2.2 Principe de fonctionnement des APDs

2.3 Caractéristiques des APDs

2.3.1 Le gain

2.3.2 Capacité du détecteur

2.3.3 Efficacité quantique du détecteur

2.3.4 Facteur d'excès de bruit

2.3.5 Le courant d'obscurité

2.3.6 Le bruit électronique

2.3.7 Réponse aux particules au minimum d'ionisation

2.4 Contribution des APDs au terme général de la résolution en énergie de l'ECAL

2.5 Les APDs dans CMS : cahier des charges défini par la collaboration

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le calorimètre électromagnétique de CMS constitué de cristaux scintillants. La lecture de la lumière de scintillation de ces cristaux est effectuée à l'aide de photodétecteurs appelés APDs (*Avalanche Photo Diodes*).

Ce chapitre est consacré à la description de ces photodétecteurs. Nous décrirons le principe de fonctionnement des APDs après avoir souligné les conditions de fonctionnement extrêmes auxquelles elles sont soumises et montré que l'utilisation de photodétecteur classique dans CMS est impossible. Les caractéristiques de ces APDs seront ensuite décrites.

2.1 Le choix du photodétecteur dans un environnement hostile

Rappelons brièvement les conditions dans lesquelles devront fonctionner les photodétecteurs collés derrière les cristaux de PbWO_4 . Celles-ci, pour résumer, peuvent être qualifiées de très difficiles et cela pour différentes raisons : la fréquence très élevée des collisions des faisceaux de protons (40 MHz) impose l'utilisation d'une électronique de lecture très rapide afin de limiter tout empilement. L'inconvénient de l'utilisation d'une telle électronique est son bruit (environ 4000 électrons par voie) qui dégrade la résolution en énergie du calorimètre; seul un photodétecteur possédant un gain interne permet de diminuer le terme de bruit de la résolution.

S'ajoutent ensuite des contraintes liées à l'environnement radioactif : dans la partie tonneau du calorimètre, les doses intégrées sur 10 ans de fonctionnement de l'expérience, sont comprises entre 2.5 à 4 kGy selon la pseudorapidité.

D'importants flux de neutrons provenant des calorimètres vont également interagir dans les cristaux et les photodétecteurs ; dans la partie tonneau du calorimètre ces fluences atteindront $2.10^{13} \text{ n cm}^{-2}$.

Les photodétecteurs devront résister à ces irradiations, la résolution en énergie du calorimètre ne devant pas se dégrader.

Ils seront, enfin, soumis à un champ magnétique de 4 Tesla.

A ces exigences liées à l'environnement créé par le LHC s'ajoute la nécessaire adaptation du système de lecture aux propriétés des cristaux de PbWO_4 : un faible rendement lumineux (une centaine de photons par MeV d'énergie déposée contre quelques milliers dans le cas de scintillateurs plastiques), et un spectre d'émission compris entre 350 nm et 600 nm.

Le détecteur utilisé devra donc avoir une sensibilité spectrale adéquat et posséder un gain interne pour amplifier le signal.

Ces exigences de fonctionnement étant fixées, il fallait trouver le photodétecteur adéquat. Les détecteurs classiques utilisés jusqu'alors, les photomultiplicateurs (PM) et les diodes PIN sont inadaptés à une telle situation :

le PM ne peut fonctionner sous un champ magnétique de 4 Tesla; le chemin des électrons de dynode à dynode est modifié par le champ ce qui se traduit par une diminution importante du gain du PM. Quant aux diodes PIN, elles ne possèdent pas de gain interne, si bien que, compte tenu du rendement lumineux des cristaux, le rapport signal sur bruit électronique est trop faible pour permettre une bonne détection. Elles sont, de plus, très sensibles au passage de particules ionisantes qui génèrent un signal parasite important.

Il faut donc utiliser un photodétecteur compact, insensible au champ magnétique, possédant un gain interne, un temps de réponse court, une faible capacité afin de limiter le bruit électronique, une bonne stabilité du gain avec

la température et la tension d'alimentation et enfin, une faible réponse aux particules ionisantes.

Un coût modéré et une production en très grande quantité sont également nécessaires.

Ces exigences ont conduit au choix des photodiodes à avalanche.

Ces photodétecteurs existent déjà dans le commerce mais pour des applications très éloignées de celle de la détection de particules dans un environnement hostile tel que CMS.

L'étude de ce détecteur a été confiée à deux fabricants : HAMAMATSU (Japon) et EG&G (Canada). Le programme de Recherche et Développement a commencé en 1994.

Le sous-chapitre suivant est consacré au principe de fonctionnement des APDs fabriquées en Silicium.

2.2 Principe de fonctionnement des APDs.

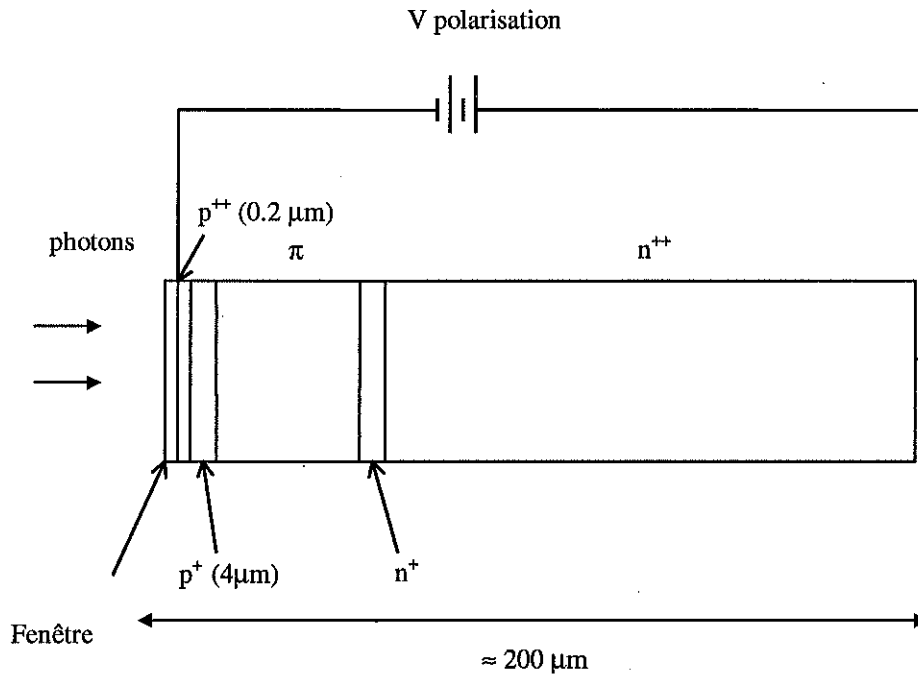
Les APDs sont des détecteurs à semi-conducteur constitués d'une jonction P-N polarisée en inverse.

Rappelons brièvement ce qu'est une jonction P-N [2.1] (pour plus de détails voir l'annexe B) : lorsqu'on établit le contact entre un semi-conducteur dopé P (le silicium intrinsèque est dopé avec des atomes accepteurs) et un semi-conducteur dopé N (dopage avec des atomes donneurs), le gradient de concentration des électrons crée une diffusion des électrons de la zone N à la zone P et une diffusion des trous en sens inverse.

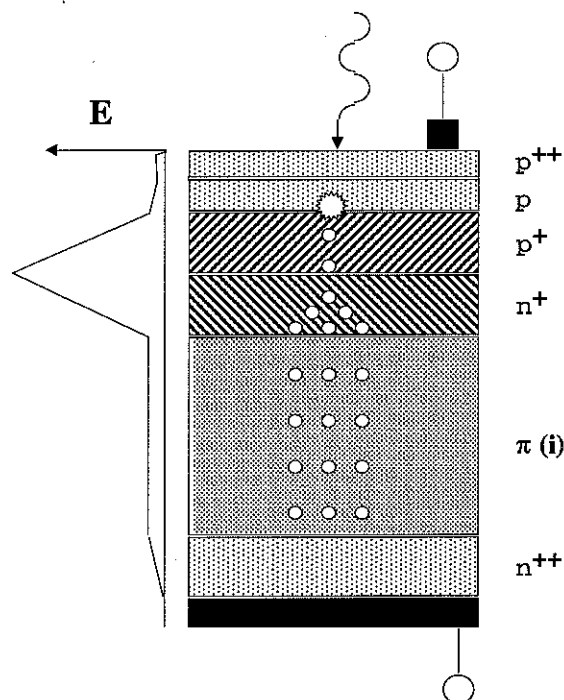
A proximité de la jonction les charges déplacées créent une zone où la charge locale n'est pas nulle, c'est la charge d'espace. Cette charge crée un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires et il s'établit un équilibre. Dans cette région, le nombre de porteurs libres est très faible, c'est pourquoi elle porte aussi le nom de « zone désertée ».

Lorsque la jonction est mise sous tension, ce champ électrique peut, suivant les dopages introduits dans le silicium, et suivant la valeur de la tension être très élevé (de l'ordre de 200 kV/cm).

Les APDs sont constituées d'une couche protectrice ou fenêtre, suivie d'une zone p⁺⁺ (dopage fort en accepteurs) puis d'une jonction p⁺- n⁺ d'une zone π et enfin d'une zone n⁺⁺. La figure page suivante montre une coupe très schématique d'une APD HAMAMATSU ; les APDs EG&G ont une zone π beaucoup plus étendue et une petite zone n⁺⁺.



Suivons le parcours des photons de scintillation issus du cristal de PbWO_4 à l'intérieur d'une APD ; les photons entrent par la fenêtre de protection et pénètrent dans le silicium où ils ont une certaine probabilité, dépendante de leur longueur d'onde, d'être absorbés ; les électrons créés avant la jonction p^+-n^+ , vont être accélérés par le champ électrique de cette jonction ; ils peuvent alors acquérir une énergie cinétique suffisante pour créer une autre paire électron-trou qui peut à son tour provoquer une autre création. Cette réaction en chaîne est appelée avalanche et est schématisée ci-dessous [2.2].



Ces électrons vont ensuite dériver dans la zone π jusqu'à l'électrode où la charge est collectée. L'absorption des photons et la création de paires électrons-trous sont discutés ci-après.

Absorption des photons et taux de génération des paires

Considérons un flux de photons se propageant dans le silicium. L'intensité au point $x+dx$ de l'axe longitudinal de l'APD de ce flux est donnée par :

$$I(x + dx) = I(x) - \xi I(x) dx$$

où ξ est le coefficient d'absorption du silicium.

L'intensité de ce flux à un point x peut donc s'écrire sous la forme :

$$I(x) = I(0) \exp(-\xi x) \quad 2.1$$

où $I(0)$ est l'intensité initiale du flux de photons avant traversée du matériau. Lors du processus d'absorption, un photon fait passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction créant ainsi une paire électron-trou.

Une paire ne peut être créée que si la longueur d'onde du photon est inférieure à ce que l'on appelle la longueur d'onde critique λ_c définie par :

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g}$$

E_g étant la largeur de la bande interdite du silicium soit 1.12 eV dans le cas du silicium. La longueur d'onde critique est $\lambda_c=1.1 \mu\text{m}$.

Le tableau 2.1 donne des exemples de longueurs de pénétration dans le silicium [2.3] définie comme l'inverse du coefficient d'absorption ξ pour différentes longueurs d'onde de photons incidents.

λ (nm)	Longueur de pénétration (μm)
450 (bleu)	0.3
550 (vert)	1
600 (rouge)	2

Tableau 2.1

L'épaisseur de la couche de conversion p^+ d'une APD est de l'ordre de 4-5 μm , les photons ayant des longueurs d'ondes dans le rouge ont donc une probabilité moins élevée que les photons de lumière bleue d'être absorbés avant la zone de multiplication large d'environ 4 μm .

Ionisation et avalanche

Le coefficient d'ionisation pour les électrons est noté α , et celui des trous β ; ils sont définis comme étant l'inverse de la distance moyenne qu'un électron ou un trou doit parcourir pour générer une paire électron-trou par le processus d'ionisation. Dans le silicium, α et β sont respectivement de l'ordre de $9 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ et 10^3 cm^{-1} pour un champ électrique de 250 kV/cm et une température de 300K. Pour un coefficient d'ionisation de 10^4 cm^{-1} il y a une ionisation tous les micromètres parcourus par le porteur de charge.

Principe de fabrication des APDs

Les APDs HAMAMATSU que nous avons étudiées sont fabriquées par croissance épitaxiale (de très fines couches de quelques microns d'épaisseur de silicium de haute qualité sont déposées sur un substrat) à partir d'une couche de silicium fortement dopée n^{++} (dopage fort en donneurs).

Les APDs EG&G sont fabriquées par implantation ionique des dopants sur un substrat de type π .

2.3 Caractéristiques des APDs

Dans cette partie, nous exposons les caractéristiques importantes des APDs et les conséquences de leur utilisation sur la résolution en énergie du calorimètre.

2.3.1 Le gain

Nous avons expliqué précédemment que le gain de l'APD était dû au fort champ électrique régnant dans celle-ci et qui permet le développement d'une avalanche. Nous exposons ici les résultats de la modélisation de l'APD basée sur un processus continu de l'ionisation par les électrons et les trous (voir par exemple [2.4]). Dans cette approche, la région dans laquelle a lieu l'avalanche est considérée comme très grande devant le parcours moyen nécessaire à l'ionisation par un électron ou un trou.

Si les électrons sont injectés dans l'APD au niveau de la couche p⁺⁺ ; le gain est donné par :

$$M = \frac{1 - k_1}{e^{-\delta(1-k_0)} - k_1} \quad 2.2$$

où δ , k_0 et k_1 sont définis comme suit :

$$\delta = \int_0^w \alpha dx, \quad k_0 = \frac{\int_0^w \beta dx}{\int_0^w \alpha dx}, \quad k_1 = \frac{\int_0^w \beta \exp\left(\int_0^x (\beta - \alpha) dy\right) dx}{\int_0^w \alpha \exp\left(\int_0^x (\beta - \alpha) dy\right) dx}$$

W étant l'épaisseur de la zone désertée.

Le rapport k du coefficient d'ionisation des trous (β) sur le coefficient d'ionisation des électrons (α) est de l'ordre de 0.01 pour les APDs que nous avons étudiées.

Si les trous participent aussi au processus de multiplication, le dénominateur de l'équation 2.2 peut devenir nul et le gain infini ; l'avalanche devient catastrophique et la réponse de la photodiode n'est plus linéaire. Cela se produit au-delà d'une tension appelée tension de rupture. La photodiode peut alors fonctionner en mode Geiger. Ce mode de fonctionnement ne nous intéresse pas, le nombre d'électrons collectés n'étant pas proportionnel au nombre de photoélectrons.

Si on considère des trous injectés en $x=W$, leur gain est exprimé par la relation:

$$M_{trous} \approx 1 + (M - 1)k_1 \quad 2.3$$

cette relation n'étant valable que si $k_1 \ll 1$.

En fonction des profils de dopages du silicium et pour des tension d'alimentation élevées, le gain peut être très important et atteindre plusieurs centaines.

La distribution du gain est approximativement une distribution gaussienne dans notre domaine d'utilisation. Pour des gains élevé (typiquement supérieurs ou de l'ordre de 100) cette distribution n'est plus gaussienne.

Variation du gain avec la longueur d'onde

On observe sur la figure II.1 que le gain de l'APD est le même lorsqu'elle est illuminée par de la lumière bleue ou verte. Un photon bleu ayant un parcours de 0.3 μm dans le silicium et un photon vert un parcours d'environ 1 μm , les électrons provenant de l'absorption de ces photons ont un comportement similaire dans le champ électrique de la jonction p⁺-n⁺.

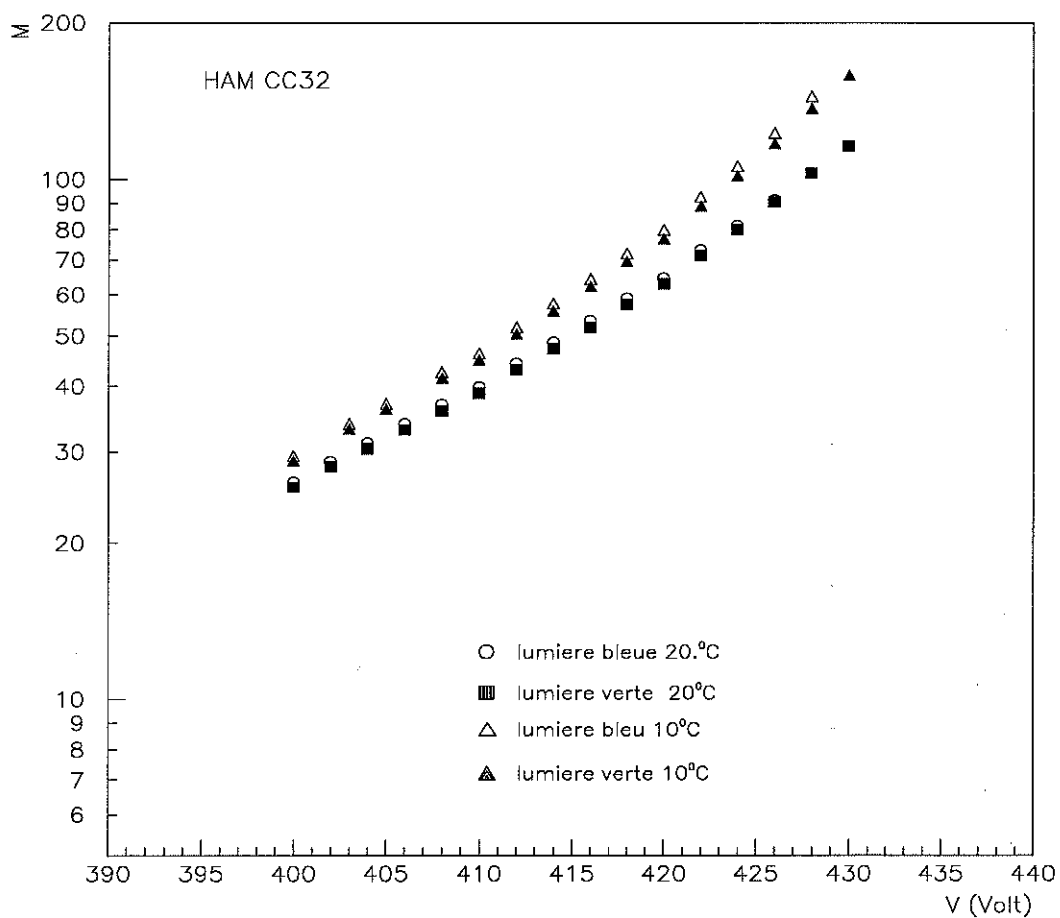


Figure II. 1: gain d'une APD HAMAMATSU en fonction de sa tension d'alimentation pour des impulsions lumineuses bleues (450 nm) et vertes (550 nm) à 10 et 20 °C

La méthode de caractérisation utilisée pour établir cette courbe est explicitée dans le chapitre 6 consacré à la caractérisation des APDs irradiées.

Variation du gain avec la température

L'agitation thermique étant plus faible à 10°C qu'à 20°C, les électrons perdent moins d'énergie par diffusion sur les phonons du réseau cristallin du Silicium et peuvent ainsi créer plus de paires électron-trou ; le gain de l'APD est donc plus élevé à 10°C qu'à 20°C.

La figure II.2 montre le coefficient de variation du gain avec la température d'une APD HAMAMATSU de type CD ; celui-ci est compris entre 2 et 3% .

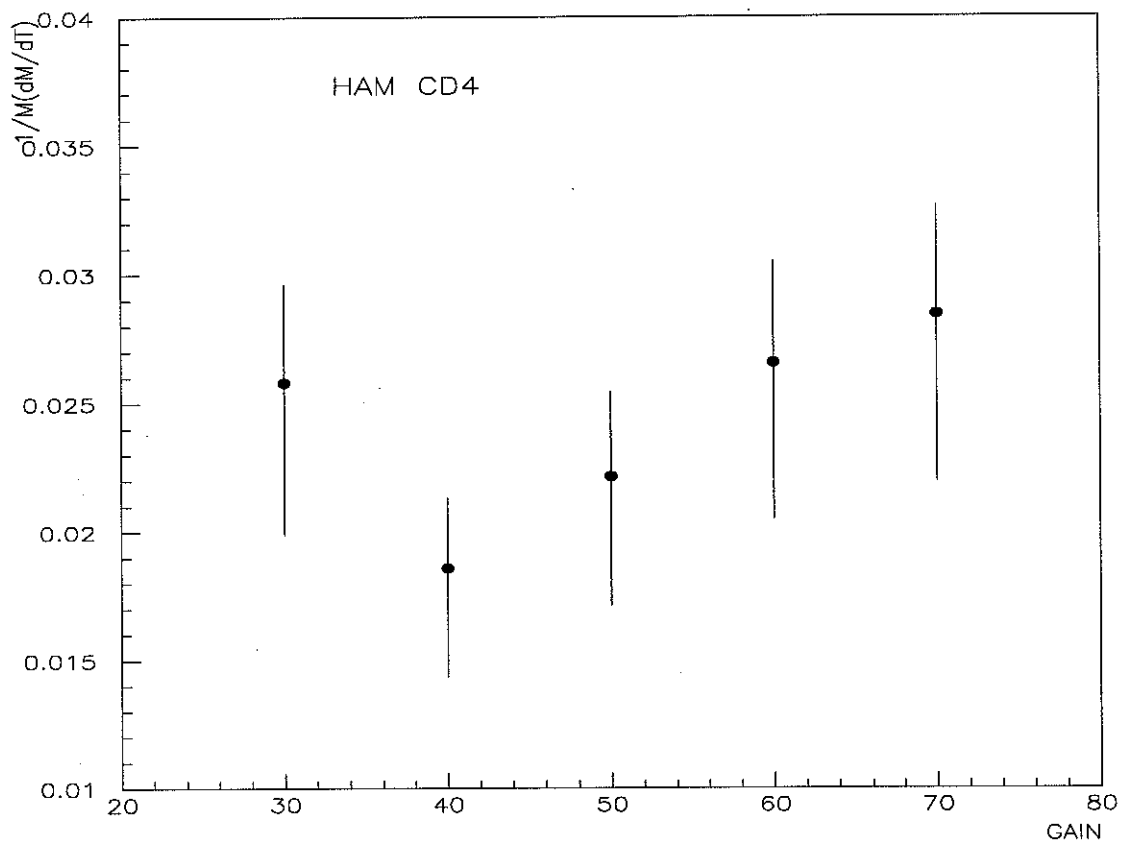


Figure II. 2: coefficient de température d'une APD de type CD en fonction de son gain

Dans le chapitre consacré aux caractérisations des APDs irradiées, nous montrerons comment évolue le gain M avec les fluences de neutrons reçues.

2.3.2 Capacité du détecteur

La capacité d'un détecteur est une grandeur importante car elle rentre dans la composition du bruit électronique de l'APD comme nous le verrons dans le chapitre dédié au bruit.

La capacité d'une APD est exprimée par :

$$C = \frac{A\epsilon_0\epsilon_r}{W} \quad 2.4$$

où A est la surface de la photodiode et W l'épaisseur de la zone désertée, ϵ_0 la permittivité électrique du vide et ϵ_r la permittivité relative du silicium par rapport au vide, égale à 11,7.

Pour une APD HAMAMATSU dont la zone désertée a une épaisseur de 20 μm et une surface de 25 mm^2 , la capacité du détecteur est d'environ 130 pF.

2.3.3 Efficacité quantique du détecteur

L'efficacité quantique de l'APD permet de relier le nombre de photons incidents sur l'APD au nombre d'électrons créés par absorption, elle est définie par :

$$\mathcal{EQ} = \frac{I_{ph}}{qN\gamma} \quad 2.5$$

où I_{ph} est le photocourant primaire, c'est à dire avant multiplication par le gain de l'APD et $N\gamma$ le nombre de photons incidents et q la charge de l'électron.

L'efficacité quantique dépend de la longueur d'onde du photon incident (se reporter au tableau 2.1).

2.3.4 Facteur d'excès de bruit

L'ionisation par impact est un processus statistique qui induit des fluctuations du gain ; ces fluctuations sont traduites par le facteur d'excès de bruit F de l'APD défini par la relation 2.6.

$$\frac{F}{m_0} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle^2} \quad 2.6$$

où n_0 est le nombre de photoélectrons et n le nombre d'électrons atteignant l'extrémité W de la zone de multiplication.

F mesure donc les fluctuations sur le nombre d'électrons sortant de la photodiode par rapport à ceux émis par une diode PIN qui suivent une loi de Poisson et pour laquelle F est égal à 1.

Le facteur d'excès de bruit est relié à l'amplification des électrons et des trous et au gain M de l'APD et peut être approximé par l'expression [2.4]:

$$F = 2(1 - k) + kM - \frac{1 - k}{M} \quad 2.7$$

cette expression est obtenue en faisant l'hypothèse que l'ionisation par les électrons et les trous est un processus continu et que la région dans laquelle a lieu l'avalanche est très grande devant le parcours moyen nécessaire à l'ionisation par un électron ou un trou avec un champ électrique constant. Néanmoins, elle est une bonne approximation si l'on utilise une valeur effective de k pour des gains supérieurs ou de l'ordre de 12.

Les APDs possèdent un facteur d'excès de bruit supérieur où de l'ordre de 2 alors que pour de bons PM, F est de l'ordre de 1.2.

2.3.5 Le courant d'obscurité

En absence de signal lumineux, l'APD présente un courant de fuite I_d ; ce courant a trois composantes : le courant de diffusion, le courant de fuite de surface I_s et le courant de fuite de volume I_v .

Le courant de diffusion est dû à la diffusion des porteurs minoritaires de charges à l'intérieur de la région non désertée.

Le courant de fuite de surface I_s est dû aux courants circulants sur les pourtours de la jonction et est lié à la fabrication du dispositif et à l'environnement de la surface de l'APD. Ce courant est proportionnel à la tension de polarisation de l'APD et n'est pas concerné par la multiplication, car les électrons le constituant ne passent pas à travers la zone de champ intense de la jonction.

Le courant de fuite de volume I_v , encore appelé courant de génération est dû à la présence de niveaux d'énergie discrets à l'intérieur de la bande interdite qui apparaissent lorsque le photodétecteur est soumis aux radiations.

I_v peut être exprimé par :

$$I_v = qWGS \quad 2.8$$

où W est l'épaisseur de la zone désertée, S la surface de l'APD et G le taux de génération d'une paire électron-trou.

Le courant de volume I_v , contrairement au courant de surface est affecté par la multiplication.

Pour des gains de 50 et une température de 20°C, le courant d'obscurité d'une APD HAMAMATSU est de quelques nA.

L'évolution du courant de fuite des APDs irradiées est décrit dans le chapitre consacré à l'analyse des mesures effectuées au CEA Saclay.

2.3.6 Le bruit électronique

La chaîne électronique utilisée pour l'étude des APDs au CEA Saclay est constituée d'un préamplificateur de charge, d'un circuit de filtrage (temps de filtrage τ) et d'un ADC (schéma du circuit chapitre 1.3.4).

Le bruit électronique de l'APD, lorsque le bruit thermique est négligé, peut s'écrire sous la forme [2.5] :

$$\frac{\sigma_{el}^2}{signal^2} = \frac{1}{(Mn_0)^2} \left[\frac{AC_d^2}{\tau} + BC_d^2 + \frac{e^2 \tau \overline{i^2}}{8q^2} \right] \quad 2.9$$

avec :

C_d : capacité du détecteur

e = base de l'exponentielle

n_0 : nombre de photoélectrons

A et B : constantes dépendantes de l'électronique utilisée.

$\overline{i^2}$: contribution au bruit du courant de fuite

La contribution du courant de fuite $\overline{i^2}$, peut s'écrire sous la forme [2.5]:

$$\overline{i^2} = 2q(I_s + I_v M^2 F') \quad 2.10$$

La distribution spatiale de création des paires électrons-trous n'est pas la même que dans le cas de l'absorption de lumière : la création de paires a lieu dans tout le volume de la photodiode, alors que l'absorption de lumière a lieu avant la zone de multiplication. Le gain (M') et le facteur d'excès de bruit (F') qui s'y appliquent sont donc des gain et facteur d'excès de bruit effectifs.

Dans un modèle simplifié, l'équation 2.10 peut s'écrire [2.5] :

$$\overline{i^2} = 2qI_s + 2q^2GS \left[dM^2 F + (W - d)M_t(2M_t + kM^2) \right] \quad 2.11$$

où G est le taux de génération par unité de volume, S la surface de la photodiode, M_t est le gain des trous (formule 2.3), W l'épaisseur de la zone désertée et d l'épaisseur de la couche de conversion (p^+).

Le bruit électronique étant fonction du carré de la capacité du détecteur, il apparaît indispensable de minimiser cette capacité ; nous verrons dans la section suivante que cela ne peut se faire qu'au détriment d'une autre propriété à minimiser : la réponse aux particules ionisantes.

2.3.7 Réponse aux particules au minimum d'ionisation

Les muons et les hadrons qui ne sont pas arrêtés dans le cristal peuvent traverser l'APD et provoquer la création de paires électron-trou par ionisation. Les électrons et photons de basse énergie produits en fin de gerbe induisent le même effet.

La formule de Bethe-Bloch donne le minimum d'énergie perdue par une particule incidente sur un matériau à environ $1.3 \text{ MeV.cm}^2\text{g}^{-1}$. La création d'une paire électron-trou n'est possible que si l'énergie disponible est supérieure ou égale à 3.6 eV .

Dans le silicium (d'une densité de 2.33 g.cm^{-3}), une particule au minimum d'ionisation peut donc produire 85 paires électrons-trous par μm de silicium traversé.

Les porteurs ainsi créés seront multipliés (s'ils sont générés avant la zone de multiplication) et un signal parasite sera obtenu.

Si on considère une APD avec une couche p^+ d'épaisseur d et qui possède une zone désertée d'épaisseur W (modèle très simplifié), le nombre de photoélectrons équivalents produits est donné par :

$$n = \frac{85}{M} [dM + (W - d)(1 + kM)] \quad 2.12$$

Dans un diode PN de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur, une particule au minimum d'ionisation peut générer jusqu'à 1700 électrons équivalents alors que pour une APD avec $M=50$, $d=4 \mu\text{m}$, $W=20 \mu\text{m}$ et un coefficient k de 0.01 il y aura création de l'équivalent de 380 photoélectrons.

Dans le cas d'une APD, le bruit dû au passage d'une particule au minimum d'ionisation est donc inférieur à celui d'une diode PN et ceci grâce au gain.

Pour minimiser la réponse des APDs aux particules ionisantes, il faudrait diminuer la largeur de la zone désertée et en particulier, celle de la zone située avant la région de multiplication. Si on diminue cette largeur, les photons selon leur longueur d'onde vont se convertir à l'intérieur de la zone de multiplication (voir tableau 2.1) et le gain devient une fonction de la longueur d'onde dans le domaine d'émission spectrale des cristaux.

Si on diminue W , on augmente la capacité du détecteur et donc le bruit électronique, il faudra donc trouver le meilleur compromis pour satisfaire toutes les exigences.

2.4 Contribution au terme général de la résolution en énergie de l'ECAL

L'utilisation d'APDs en tant que système de lecture des cristaux va avoir une influence sur la résolution en énergie du calorimètre.

Rappelons que le terme général de la résolution en énergie s'écrit sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad 2.14$$

avec a terme stochastique qui traduit les fluctuations de la gerbe, b terme de bruit lié à l'électronique de lecture et c terme constant traduisant principalement l'inhomogénéité du calorimètre.

La contribution globale des APDs à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique a deux composantes, l'une liée au facteur d'excès de bruit F et l'autre au bruit électronique σ_{el} (défini au chapitre 2.3.6), et s'écrit sous la forme :

$$\frac{\sigma^2}{signal^2} = \frac{\sigma_{el}^2}{signal^2} + \frac{F}{n_0}$$

$$\begin{array}{ccc} \Downarrow & & \Downarrow \\ \text{terme } b/E & & \text{terme } a/E^{1/2} \end{array}$$

n_0 étant le nombre de photoélectrons.

Calculons la résolution en énergie dans le cas du démarrage de CMS pour une énergie mesurée de 100 GeV.

Au départ, le courant d'obscurité des APDs est très faible (quelques dizaines de nA), la contribution au bruit électronique du courant est donc négligeable. On peut donc donner une expression approchée du bruit électronique par :

$$\frac{\sigma_{el}^2}{signal^2} \approx \frac{1}{Mn_0} \left[\frac{ACd^2}{\tau} + BCd^2 \right] \quad 2.15$$

Le bruit dû à l'APD seule ramené à l'entrée du préamplificateur est d'environ 5000 électrons, ce qui donne si l'on considère que pour 1 MeV d'énergie déposée on récupère 2 photoélectrons et que le gain de l'APD est de 50 :

$$\frac{\sigma_{el}^2}{signal^2} \approx 25 \cdot 10^{-8}$$

Pour un facteur d'excès de bruit de 2, la contribution de F est d'environ $1 \cdot 10^{-2}$. Au démarrage de CMS, la résolution en énergie du calorimètre est donc dominée par le facteur d'excès de bruit. La résolution globale induite par le facteur d'excès de bruit est de 0.3 %. Nous verrons dans le chapitre 6 comment évolue la résolution lorsque les photodiodes sont irradiées.

2.5 Les APDs dans le calorimètre électromagnétique de CMS : cahier des charges défini par la collaboration

A présent que toutes les caractéristiques des APDs sont définies, nous pouvons dresser la liste des critères de qualité requis pour que ces photodétecteurs soient utilisés dans CMS :

♦ **très grande résistance aux radiations**

♦ **grande surface active** (idéalement égale à la surface de la face arrière du cristal) afin de collecter le maximum de la lumière émise par le cristal.

♦ bonne **efficacité quantique** dans la gamme de longueurs d'onde comprises entre 400 et 550 nm (gamme d'émission de la lumière de scintillation) : **> 80%**

♦ faible **capacité** afin de minimiser le bruit électronique initial : **< 5 pF/mm²**

♦ faible facteur d'excès de bruit pour minimiser la contribution photostatistique à la résolution en énergie : **F le plus proche possible de 2 pour M=50**

♦ **faible réponse aux particules ionisantes**

♦ bonne stabilité du gain avec la température : $\frac{1}{M} \frac{dM}{dT} < 2\%$ par degré à M=50

♦ bonne stabilité du gain avec la tension d'alimentation : $\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} < 2\%$ par volt à M=50

Références du chapitre 2 :

- [2.1] : J. Singh, Semiconductor Devices, McGraw-Hill, 1994
- [2.2] : Technical Design Report of the Electromagnetic Calorimeter of CMS, CERN/LHCC 97-33
- [2.3] : E.D Palik, Handbook of optical constants of solids, Academic Press
- [2.4] : R.J Mc Intyre, Multiplication Noise in Uniform Avalanch Diodes, 1966
- [2.5] : J.P Pansart, Avalanche photodiodes for particle detection, Nucl. Instum. Methods, **A387** Section A (1997) 186-193

Chapitre 3

Résultats des mesures de caractérisation d'APDs irradiées

3.1 Dommages créés par des neutrons dans un semi-conducteur

3.2 Irradiation des APDs à Ulysse

3.3 Description du banc de mesures

3.4 Principe de la méthode de caractérisation

3.5 Résultats de l'analyse des mesures

3.5.1 Gain : résistance des APDs aux neutrons rapides

3.5.2 Efficacité quantique

3.5.3 Facteur d'excès de bruit

3.5.4 Courant d'obscurité

3.5.4.1 Variation du courant avec la dose

3.5.4.2 Récupération de la photodiode

3.5.5 Etude du bruit électronique

3.5.6 Influence des irradiations sur la résolution en énergie

3.6 Etude comparative des APDs HAMAMATSU et EG&G

3.7 Conclusion

Pendant la période de R&D sur les APDs, le CEA Saclay a eu la charge d'irradier des APDs EG&G et HAMAMATSU et de les caractériser afin d'observer l'influence du bombardement de neutrons sur le fonctionnement des photodiodes.

Les résultats des études des APDs après irradiation ont été transmis au fur et à mesure des différents tests aux fabricants qui pouvaient alors valider ou non les structures des diodes qu'ils nous envoyaient.

Après une introduction exposant les dommages créés par le bombardement d'un semi-conducteur par des particules de grande énergie, nous décrirons le protocole d'irradiation à Saclay puis le dispositif de caractérisation des APDs irradiées. Nous exposerons ensuite le principe de l'analyse des mesures et les résultats de cette analyse.

3.1 Dommages créés par des neutrons et photons dans un semi-conducteur

Effet des neutrons rapides:

Lorsqu'un neutron énergétique entre dans un semi-conducteur il peut induire une collision avec un atome du réseau cristallin ; l'atome peut, suivant l'excédent de moment acquis, soit osciller autour de sa position, soit la quitter créant ainsi une paire de Frenkel composée d'un atome en position interstitielle et d'une lacune.

Si le neutron lui transfère assez d'énergie, l'atome (ou l'un de ses fragments) peut entrer en collision avec les autres atomes du réseau et produire ainsi des agrégats de plusieurs lacunes ou atomes en position interstitielle. Des niveaux d'énergie sont ainsi introduits dans la bande interdite. Ils agissent comme des centres de génération-recombinaison ou des pièges affectant ainsi le comportement du dispositif.

Nous verrons dans les chapitres suivants, où les caractéristiques des APDs après irradiation sont étudiées, que les variations des dopages du silicium et les créations de nouveaux niveaux d'énergies peuvent induire une dégradation de certaines de leurs propriétés.

Effet des photons :

Des effets pouvant être qualifiés d'effets de surface sont créés par les photons X et γ incidents sur les photodétecteurs.

Les APDs HAMAMATSU de type BC que nous avons étudiées ont une fenêtre de protection en SiO_2 ; l'interface Si- SiO_2 des photodiodes irradiées est caractérisée par la présence d'une charge positive composée de charges fixes SiO_2^+ , d'impuretés ionisées positivement et de trous " pièges ". Alors que les deux premières composantes de cette charge sont dépendantes des conditions de fabrication, la dernière est créée par les photons gamma. Ces derniers peuvent être absorbés dans l'épaisseur de la fenêtre et créer ainsi des paires électron-trou. Le champ électrique provenant de la jonction P-N est faible à cet endroit mais peut être suffisant pour permettre aux électrons de sortir de l'oxide alors que les trous, moins mobiles, restent piégés à l'interface Si- SiO_2 . L'accumulation de charges positives dues aux trous va induire un champ électrique opposé au champ de la jonction P-N sur une faible distance (une fraction de micromètre) et peut empêcher la migration des porteurs de charges. Les autres APDs étudiées possèdent une fenêtre en nitrure de silicium (Si_3N_4) beaucoup plus résistante aux photons comme nous le verrons dans le chapitre consacré à l'efficacité quantique des APDs après irradiation.

3.2 Irradiation des APDs à Ulysse

Afin d'étudier la résistance aux radiations des APDs HAMAMATSU, les photodiodes sont bombardées par des neutrons rapides d'une énergie cinétique moyenne de 1 MeV à l'intérieur du réacteur de recherche Ulysse situé à Saclay.

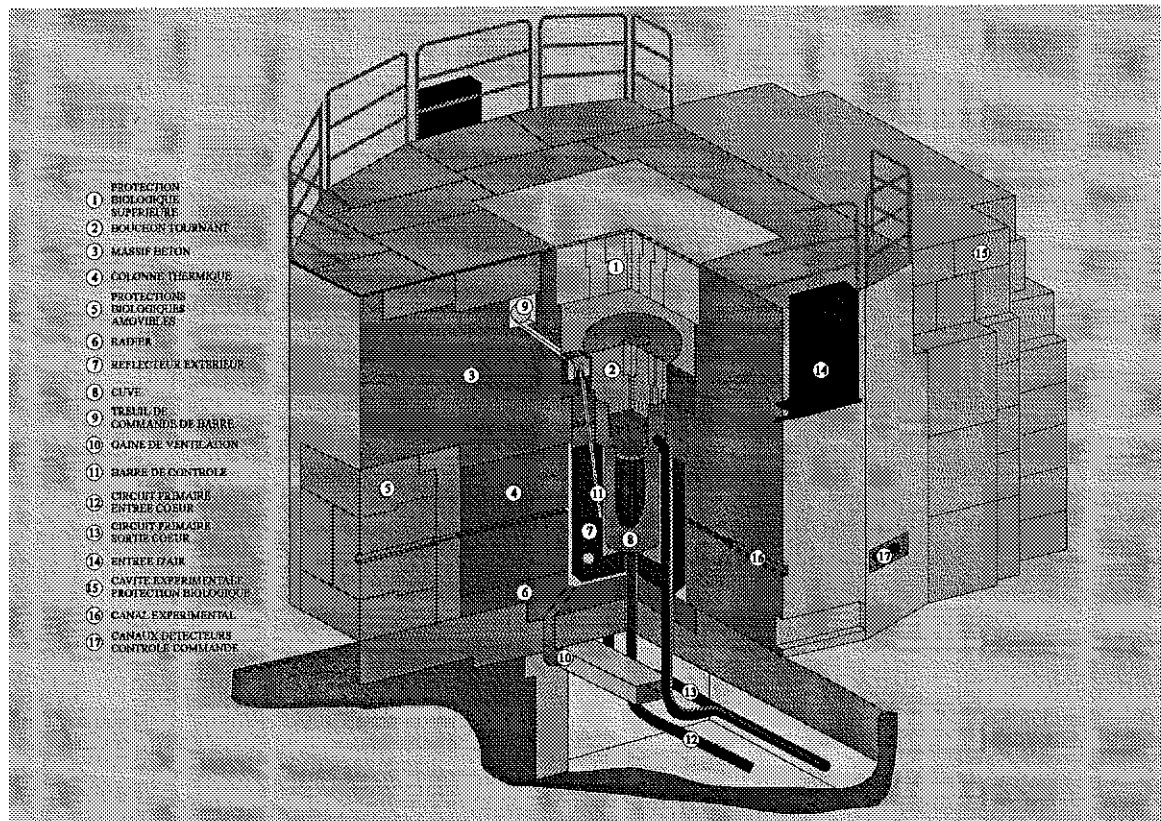


Figure III. 1: coupe du réacteur Ulysse [3.1]

Les APDs sont introduites dans un canal expérimental (numéro 16 sur la figure III.1) et atteignent le cœur du réacteur.

Les fluences de neutrons que l'on peut obtenir à Ulysse sont comparables à celles obtenues au bout de 10 ans de fonctionnement du LHC (environ $2 \cdot 10^{13}$ neutrons/cm²). Elles peuvent être atteintes en 3 irradiations d'environ deux heures. Les photodiodes sont irradiées sous tension (correspondant à un gain supérieur ou égal à 50) et à une température d'environ 20°C. Le courant d'obscurité des APDs est mesuré pendant l'irradiation ce qui nous permet de déceler tout dysfonctionnement. Une attente de quelques jours avant

caractérisation est nécessaire pour que les diodes ne soient plus radioactives et deviennent manipulables.

Après irradiation, les diodes sont stockées à l'abris de la lumière à température ambiante et non alimentées.

Plusieurs campagnes d'irradiations concernant des familles de photodiodes différentes dont nous ne connaissons ni les dopages ni la structure exacte ont été réalisées de novembre 1996 à janvier 1997, d'avril à juillet 1997 et d'avril à juin 1998. Le tableau 3.1 résume les informations concernant ces irradiations : le nombre d'irradiations est inscrit dans la première colonne. Ces irradiations concernent des familles d'APD dont le nom est donné dans la deuxième colonne ; ces prototypes ont été élaborés par les constructeurs au fur et à mesure des résultats des tests effectués sur les prototypes précédents. La troisième colonne précise les dates d'irradiation et la dernière colonne les fluences de neutrons reçues par les APDs.

Nombre d'irradiations	Nom de la famille de l'APD	Date de l'irradiation	Fluence reçue (n/cm ²)
3 irradiations APDs HAMAMATSU	BC	09/12/96	3.10 ¹²
		10/01/97	3.10 ¹²
		17/01/97	3.10 ¹²
3 irradiations APDs HAMAMATSU	CB CD	30/05/97	3.10 ¹²
		20/06/97	8.10 ¹²
		07/07/97	8.10 ¹²
2 irradiations APDs HAMAMATSU	BN	11/05/98	1.5 10 ¹³
		21/05/98	1.5 10 ¹³
2 irradiations APDs EG&G		15/05/98	1.5 10 ¹³
		05/06/98	1.5 10 ¹³

Tableau 3.1

La première observation que nous pouvons faire concernant le comportement des APDs sous irradiation est que leur courant d'obscurité augmente avec la dose reçue. Il faut donc augmenter la tension d'alimentation des photodiodes

en ligne, au fur et à mesure que le courant augmente afin de maintenir la tension donnant un gain de 50 durant toute la période d'irradiation.

3.3 Description du banc de mesures

Les APDs sont placées à l'intérieur d'une enceinte thermalisée (les mesures sont effectuées à 10 et 20°C).

Des impulsions lumineuses d'environ 15 ns de large, provenant de diodes électroluminescentes (LED) vertes (550 nm) et bleues (470 nm) sont envoyées sur l'APD puis sur une diode PIN de contrôle par l'intermédiaire d'une fibre optique.

A chaque impulsion lumineuse, environ 200000 photons de lumière verte ou 150000 photons de lumière bleue sont envoyés sur l'APD.

Le signal de sortie de la photodiode est envoyé sur un préamplificateur et un filtre dont la constante de temps $\tau=RC$ est choisie à 100 ns (valeur déterminée pour minimiser le bruit électronique après irradiation) puis le signal est envoyé sur un ADC.

Une injection électronique permet de calibrer la chaîne : on envoie un signal créneau de 2.5 V à travers un condensateur de capacité $C_{inj}=1.16$ pF.

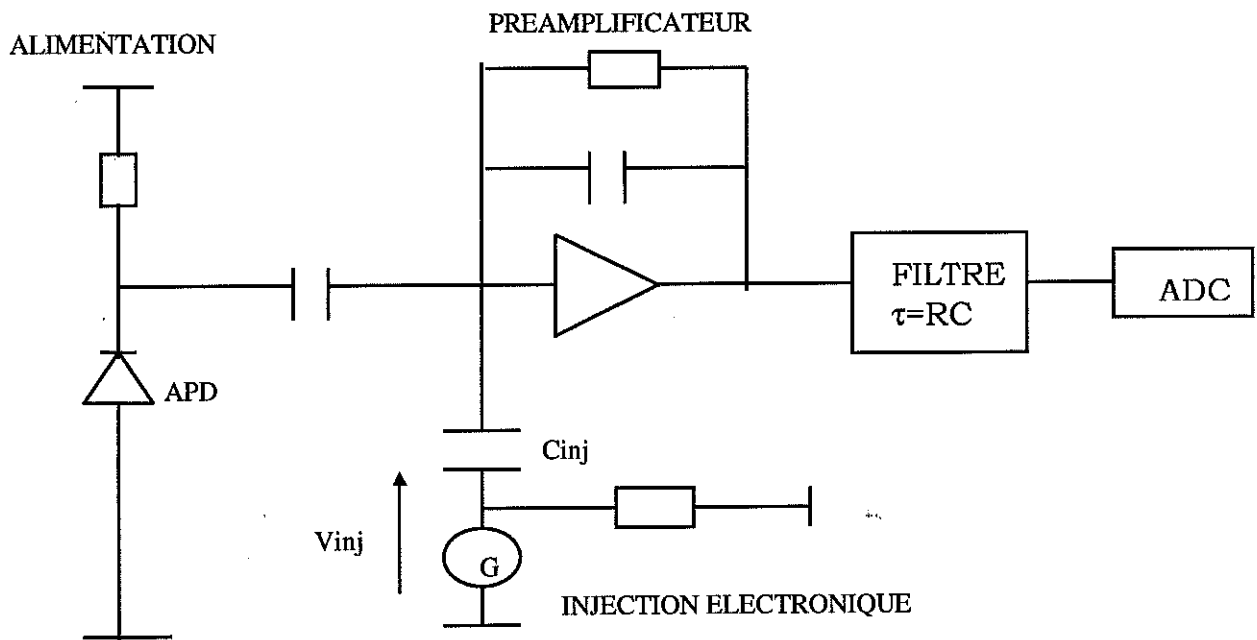


Schéma du dispositif de test des APDs

Chaque APD est caractérisée avant d'être irradiée dans Ulysse, en lumière bleue et verte à 10 et 20°C et après chaque irradiation.

3.4 Principe de la méthode de caractérisation

La caractérisation des photodiodes consiste à mesurer le signal délivré par la photodiode grâce au dispositif décrit précédemment. Nous calculons la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen des spectres enregistrés pour différentes valeurs de tension d'alimentation et à différentes températures. Une prise de données pedestal est réalisée au début de chaque caractérisation.

L'injection électronique nous permet d'étalonner la chaîne électronique de manière absolue en donnant la correspondance entre le nombre d'électrons émis par l'APD et le nombre de canaux d'ADC.

Cette constante de calibration est définie par :

$$C_{calib} = \frac{\Delta V_{inj} C_{inj}}{q(signal_{inj} - pedestal_{inj})} \quad 3.1$$

On détermine la constante de calibration des APDs et celle de la photodiode PIN.

La lumière laser est envoyée sur l'APD et sur la photodiode PIN étalonnée qui nous permet de connaître le nombre de photons envoyés sur l'APD, soit:

$$N_{\gamma} = \frac{C_{calib}(PIN)(signal_{pin} - pedestal_{pin})}{\epsilon_{QPIN}} \quad 3.2$$

où ϵ_{QPIN} est l'efficacité quantique de la PIN à la longueur d'onde considérée.

On peut relier les signaux observés au gain de l'APD par :

$$Signal - Pedestal = \frac{nM}{C_{calib}} \quad 3.3$$

où n est le nombre de photoélectrons ($n = N_{\gamma}\epsilon_Q$), M le gain et ϵ_Q , l'efficacité quantique de l'APD. Les mesures nous donnent donc directement $\epsilon_Q M$.

On note R la quantité reliant les signaux observés au facteur d'excès de bruit F

et à l'efficacité quantique ϵ_Q de l'APD :

$$R = \frac{\sigma^2 - \sigma_0^2}{(\text{signal} - \text{pedestal})^2} = \frac{F}{N_e \epsilon_Q} \quad 3.4$$

où σ et σ_0 sont respectivement les écarts quadratiques moyens des spectres ADC du signal de l'APD et du pedestal (et qui représente le bruit électronique de la chaîne).

Si l'on combine les équations 2.9, 3.2, 3.3 et 3.4 et que l'on suppose k constant dans le domaine d'utilisation (k , étant le rapport du coefficient d'ionisation des trous sur celui des électrons), on obtient :

$$R = \frac{1}{n} \left[2(1-k) + \frac{k(S-P)C_{calib}}{n} - \frac{n(1-k)}{(S-P)C_{calib}} \right] \quad 3.5$$

avec S valeur moyenne du signal et P valeur moyenne du pedestal.

R est donc une fonction de $(S - P)$ avec n et k comme paramètres. Cette fonction est compatible en première approximation avec une droite comme le montre la figure III.2. L'hypothèse k constant est bien vérifiée lorsque M est supérieur ou de l'ordre de 20. La méthode des moindres carrés appliquée à cette fonction nous permet de trouver k et n . On peut trouver les valeurs du facteur d'excès de bruit et du gain de l'APD grâce aux relations :

$$F = 2(1-k) + Mk - \frac{1-k}{M} \quad M = \frac{(\text{signal} - \text{pedestal})C_{calib}}{n} \quad 3.6$$

Les mesures sur le banc de test nous donnent directement le courant d'obscurité des photodiodes et la quantité $\epsilon_Q M$ pour plusieurs tensions d'alimentation et à deux températures et deux longueurs d'onde différentes. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est valable que pour des gains supérieurs ou de l'ordre de 20.

Cette méthode de caractérisation nécessite des sources de lumières parfaitement stables dans le temps et indépendantes de la température. Il faut donc faire fonctionner les LEDs au moins 24 heures à l'avance dans une pièce dont la température est maintenue constante.

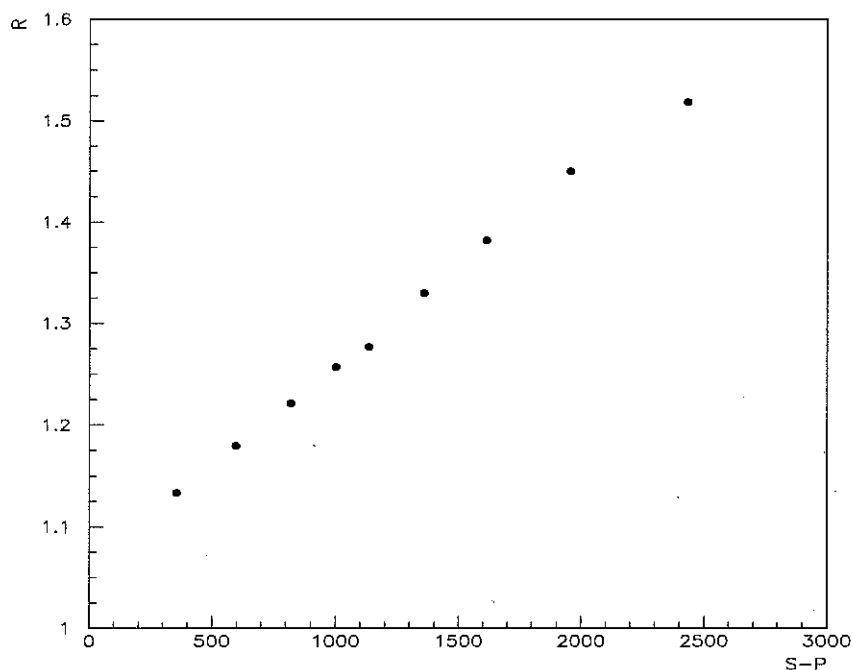
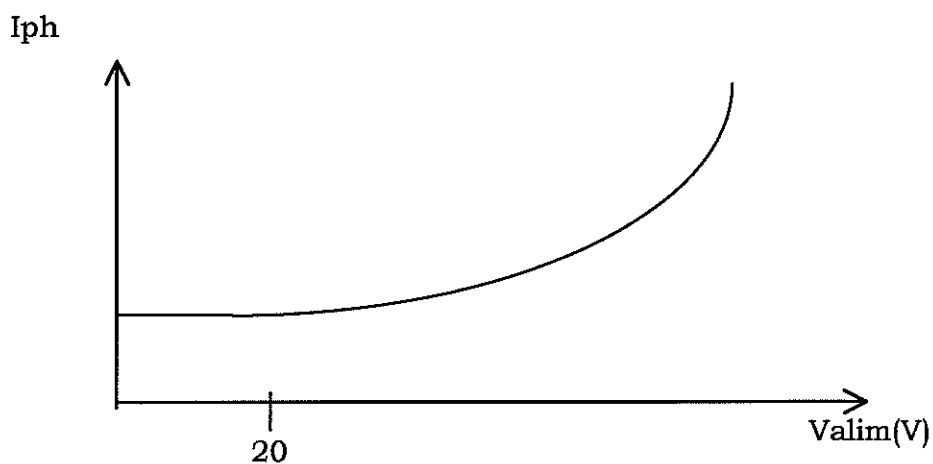


Figure III. 2 : variable R en fonction du signal soustrait du pedestal

Autre méthode de caractérisation :

La méthode de caractérisation des APDs en lumière continue est souvent utilisée dans les autres laboratoires de la collaboration car plus simple à mettre en oeuvre que la méthode en lumière pulsée. Elle consiste à envoyer sur les APDs de la lumière continue. Avec cette méthode, on peut aisément modifier la longueur d'onde et mesurer le photocourant I_{ph} des photodiodes

($I_{ph}(V) = I_{tot}(V) - I_{dark}(V)$) comme on peut le voir sur la figure ci-dessous qui donne l'allure de la courbe que l'on peut observer:



On remarque sur cette figure qu'entre 0 et 20 Volt le photocourant est constant, il n'y a donc pas multiplication et l'APD se comporte comme une diode PIN. On considère alors que le gain de l'APD est 1 et on déduit la valeur du gain de l'APD pour les autres tensions.

Il n'est pas certain qu'aux tensions pour lesquelles le gain est voisin de un l'APD soit totalement désertée; une augmentation du photocourant peut alors être due à une augmentation de la collection de charges et donc de l'efficacité quantique et non du gain comme cela est supposé.

3.5 Résultats de l'analyse des mesures

Les APDs HAMAMATSU CB3 et CB4 n'ont pas résisté ont été détruites lors des deux premières irradiations (après 5 minutes d'exposition aux neutrons).

Les autres APDs ont pu être caractérisées après quelques jours nécessaires à la baisse de l'activité des matériaux irradiés en même temps que l'APD.

Nous exposons dans ce chapitre les différents résultats des mesures de caractérisation de ces APDs.

3.5.1 Gain : résistance des APDs aux neutrons rapides

Les neutrons rapides créent des défauts dans le réseau cristallin du silicium qui se comportent comme des sites accepteurs et modifient les dopages du semi-conducteur.

Si on considère une fluence de 2.10^{13} n/cm² et une section efficace d'interaction neutron (1 MeV d'énergie cinétique)/Silicium de l'ordre de 4 barn, la probabilité qu'un neutron percute un atome de silicium est de $8. 10^{-11}$. Un neutron occasionne donc environ 10^{-10} interaction par atome de silicium.

Le nombre d'atome de silicium par unité de volume est :

$$n_{si} = \frac{\rho Na}{A} = \frac{6.10^{23} \times 2.33}{28} = 0.5 \times 10^{23} \text{ atomes / cm}^3 \quad 3.7$$

Na étant le nombre d'Avogadro.

Il y a donc environ 5.10^{12} interactions par unité de volume soit 5.10^{12} sites accepteurs par unité de volume contre des dopages initiaux pouvant aller jusqu'à 10^{13} .

Les dopages sont donc peu modifiés, le profil de champ ne l'est donc pas non plus ce qui explique pourquoi le gain n'est pas affecté par irradiation de

neutrons comme le montre la figure III.3 où les courbes de gain avant et après irradiation à $1.8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ se superposent aussi bien à 10 qu'à 20 °C.

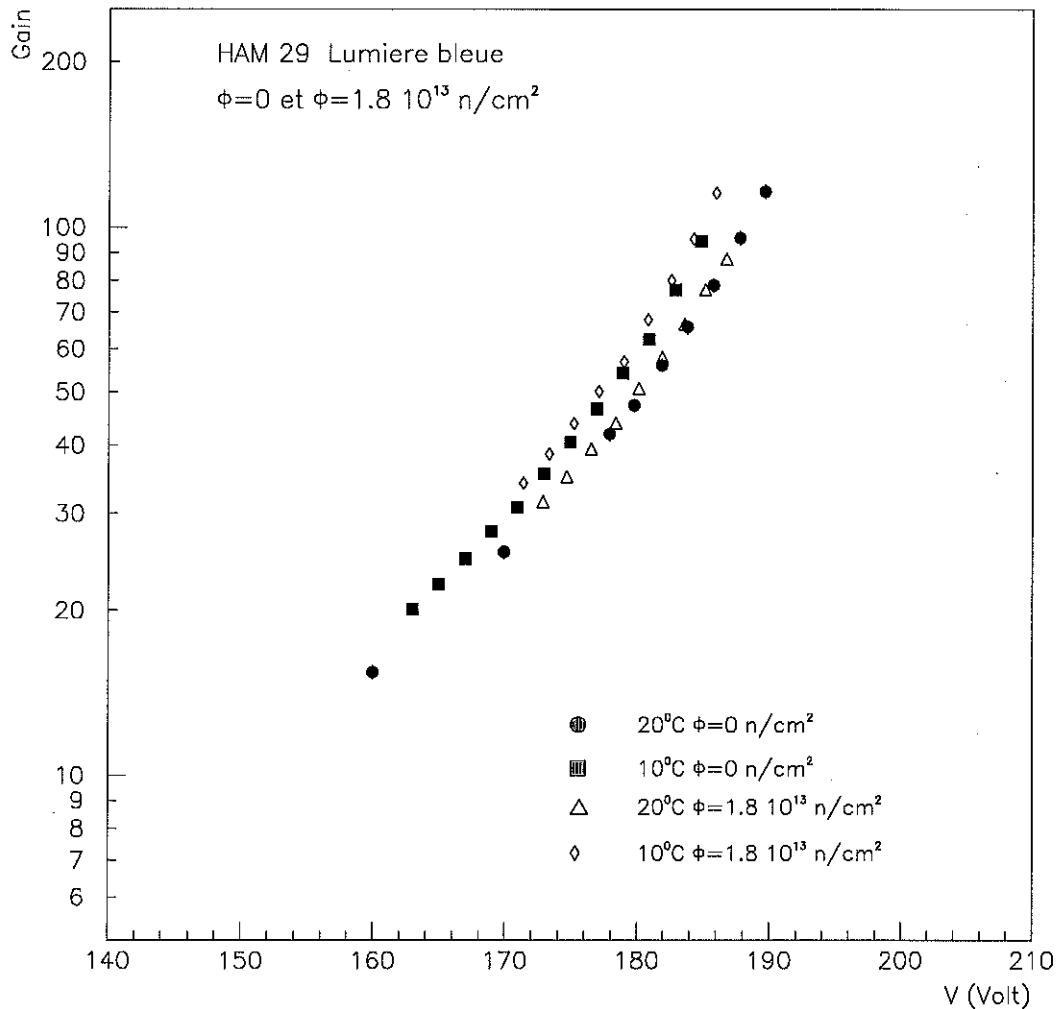


Figure III. 3: gain d'une APD de type BC avant et après irradiation en fonction de sa tension d'alimentation

Coefficient de variation du gain avec la température :

Nous pouvons, grâce aux mesures effectuées à 10 et 20°C après chaque irradiation, calculer le coefficient de variation avec la température du gain des APDs.

Dans nos conditions de mesures on a :

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dT} = \frac{M_{10} - M_{20}}{(T_{10} - T_{20}) \times M_{20}} \quad 3.8$$

avec M_{10} et M_{20} les gains de l'APD pour une tension donnée à 10 (T_{10}) et 20°C (T_{20}) et pour une longueur d'onde de la lumière incidente fixée. Les gains en lumière verte ou en lumière bleue étant égaux, nous pouvons considérer l'une ou l'autre des couleurs.

Pour effectuer le calcul du coefficient de température nous prenons en compte les erreurs systématiques dues à la lecture de la température ($\pm 2^\circ\text{C}$ pour la lecture de 20°C et $+2^\circ, -1^\circ\text{C}$ pour la lecture de 10°C) et au calcul du gain par le programme d'ajustement soit si on appelle X le coefficient de température :

$$\left(\frac{\delta X}{X}\right)^2 = \left(\frac{M_{10}}{M_{20}}\right)^2 \left[\left(\frac{\delta n_{20}}{n_{20}}\right)^2 + \left(\frac{\delta n_{10}}{n_{10}}\right)^2 \right] + \left(\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}\right)^2 \quad 3.9$$

où les n_i sont les nombres de photoélectrons.

L'irradiation par des neutrons n'affecte pas le coefficient de variation du gain avec la température et celui-ci reste assez stable au cours des 3 irradiations comme le montre la figure III.4

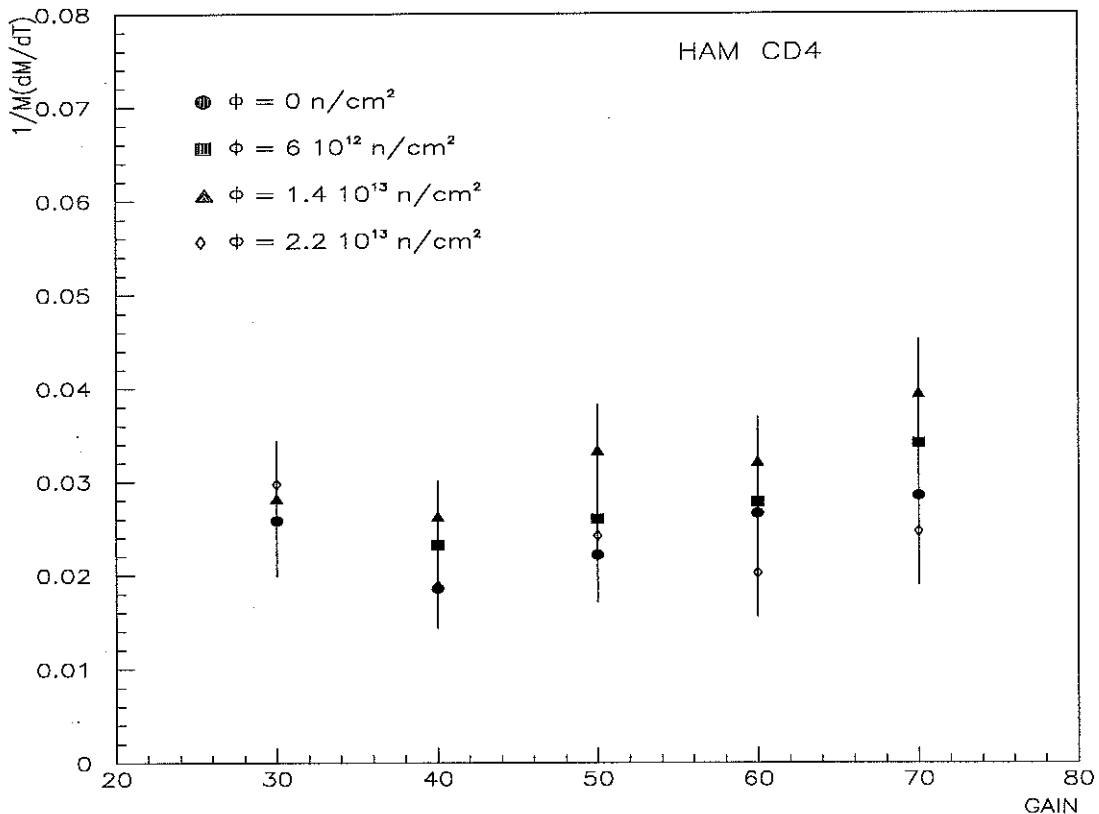


Figure III. 4 : coefficient de température d'une APD de type CD après plusieurs irradiations en fonction de son gain

3.5.2 Efficacité quantique

Puisque le gain n'est pas affecté par le flux de neutrons, nous pouvons étudier les effets de l'irradiation sur l'efficacité quantique de la photodiode en étudiant les variations de la quantité $\epsilon_Q M$ (efficacité quantique multipliée par le gain) avec la tension d'alimentation effective ($V_{\text{eff}} = V_{\text{alim}} - R_{\text{APD}} I_d$) de la diode pour plusieurs irradiations et deux couleurs. Les résultats des mesures de $\epsilon_Q M$ d'une APD de type BC sont présentés sur la figure III.5.

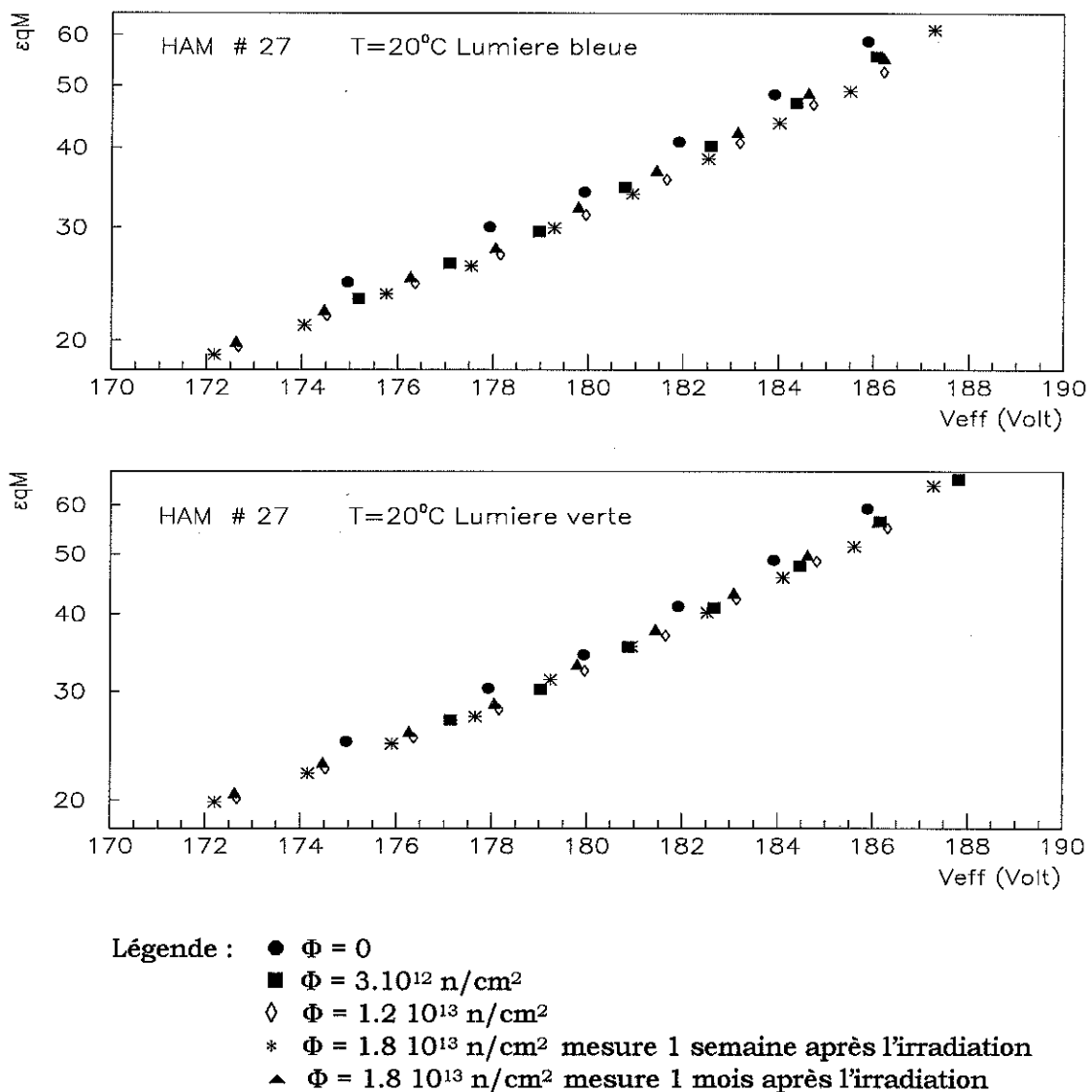


Figure III. 5: efficacité quantique \times le gain en lumière bleue et verte de l'APD BC 27 (fenêtre en SiO_2) en fonction de la tension effective

Après la première irradiation (fluence de 3.10^{-12} n/cm²) on constate une chute de l'efficacité dans le bleu (environ 20 %) qui est moins prononcée dans le vert . Les photons gamma présents lors de l'irradiation en neutrons (en proportion et énergies similaires à ceux du LHC) entraîne une modification du profil de champ près de la surface. Cet effet est moins prononcé en lumière verte car les photons ont une pénétration plus importante : ces électrons étant créés plus profondément dans le Silicium, ils sont moins sensibles au champ électrique créé par les défauts de la fenêtre.

Les irradiations suivantes n'affectent pas autant l'efficacité quantique que la première; alors que l'efficacité en lumière bleue diminue encore après la deuxième irradiation, l'efficacité en lumière verte reste stable.

On observe une récupération de la photodiode lorsque celle-ci reste pendant une période d'un mois sans irradiation, elle reprend ainsi sa valeur d'après la première irradiation mais ne récupère pas sa valeur initiale.

3.5.3 Facteur d'excès de bruit F

Considérons la quantité F/ϵ_Q ; comme dans le cas de $\epsilon_Q M$ c'est une quantité qui nous est donnée directement par les mesures de caractérisation des APDs et son erreur est l'erreur sur le quotient R (formule 3.4) multipliée par le nombre de photons envoyés sur la photodiode.

La figure III.6 montre la stabilité F/ϵ_Q pour une APD du type CD en lumière bleue après 3 irradiations conduisant à une fluence totale de $2.2 \cdot 10^{13}$ n/cm².

Le facteur d'excès de bruit des APDs HAMAMATSU des types BC, CB et CD est compris entre 2 et 3. F étant fonction du gain et des coefficients d'ionisation des électrons et des trous, qui ne sont pas affectés par le flux de neutrons, sa valeur reste stable au cours des différentes irradiations comme le montre la figure III.7.

La contribution au terme photostatistique de la résolution en énergie (voir chapitre 2.4) ne sera donc pas dégradée avec le temps.

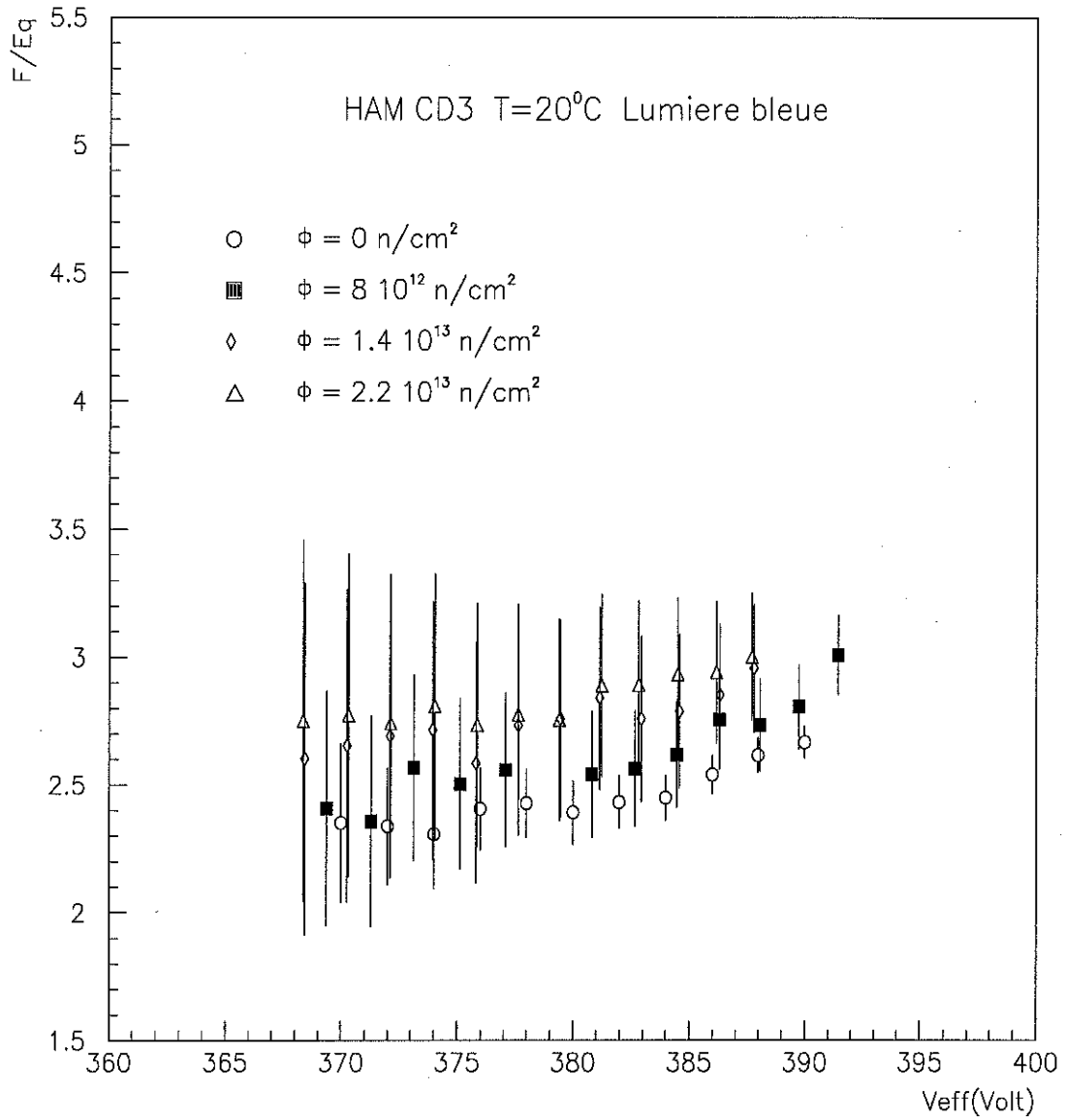
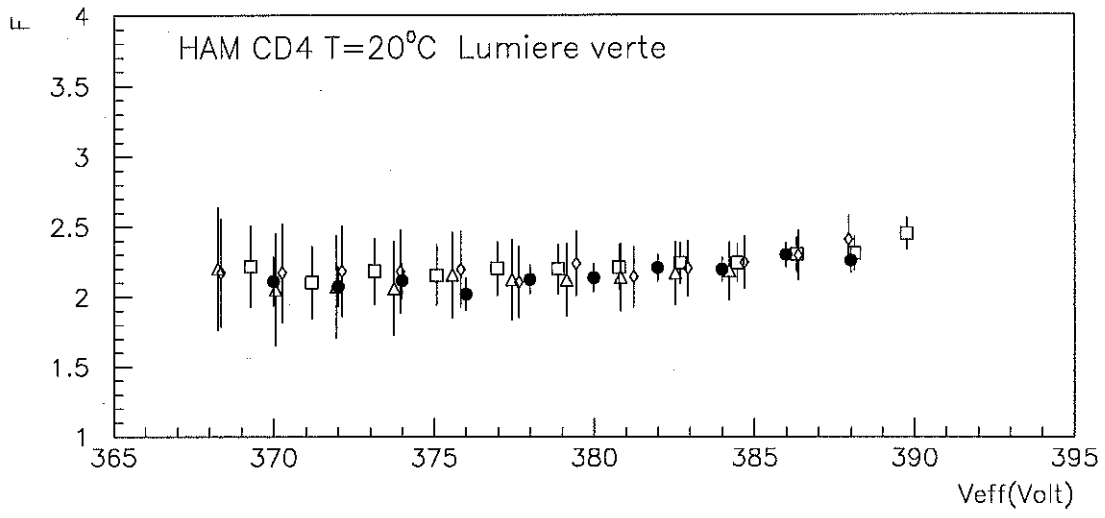
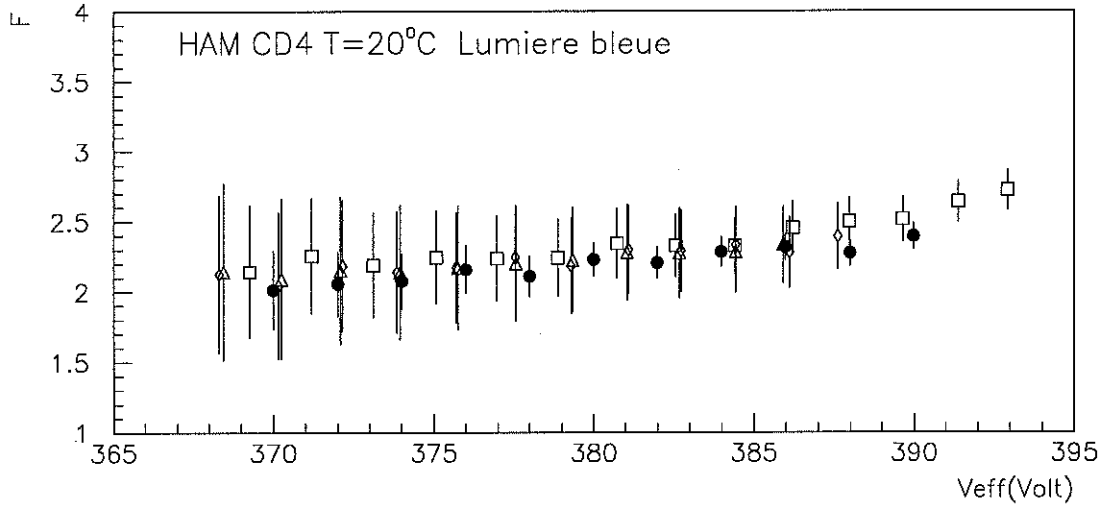


Figure III. 6: F/ϵ_0 d'une APD de type CD en fonction de la tension d'alimentation effective



- Légende :
- $\Phi = 0$
 - $\Phi = 3.10^{12} \text{ n/cm}^2$
 - ◇ $\Phi = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$
 - △ $\Phi = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 50 jours après l'irradiation

Figure III. 7: facteur d'excès de bruit d'une APD de type CD en fonction de la tension d'alimentation effective

3.5.4 Le courant d'obscurité

3.5.4.1 Variation du courant avec la dose

L'apparition de défauts de volume dans le réseau cristallin entraîne l'augmentation de la composante de volume (ou de génération) du courant d'obscurité.

La figure III.8 représente le courant d'obscurité en fonction de la fluence pour un gain de l'APD de 50. Nous pouvons observer sur cette figure que le courant d'obscurité additionnel augmente linéairement avec la dose ϕ de neutrons.

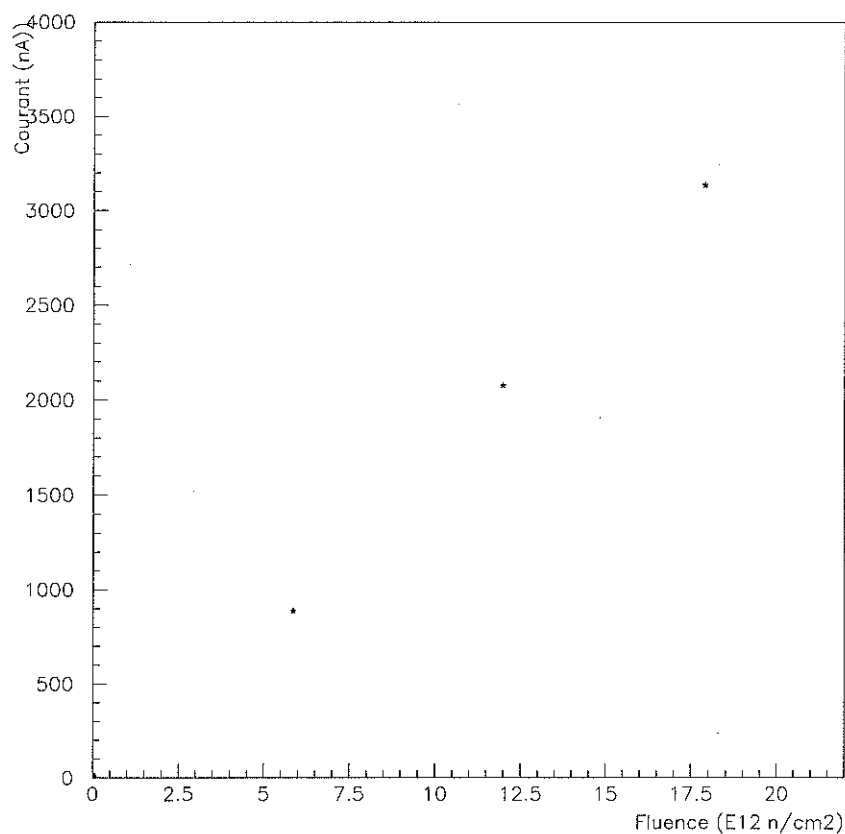
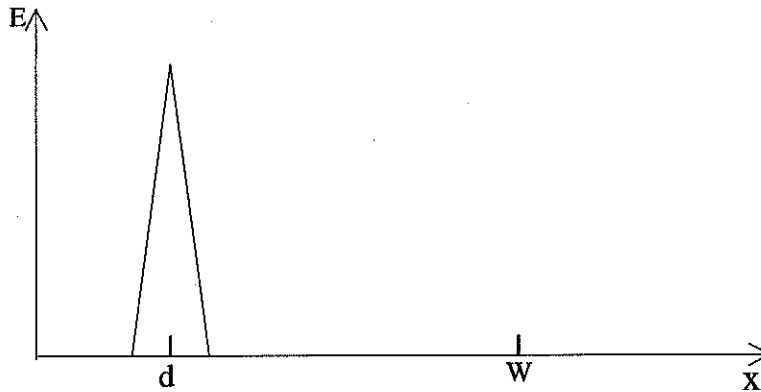


Figure III. 8: Courant d'obscurité en fonction de la fluence de neutrons pour un gain d'APD de 50

Les défauts de surface dus aux photons gamma génèrent eux une augmentation du courant de surface. Par contre, c'est le courant de volume qui domine le courant d'obscurité après irradiation par des neutrons comme le montrent les figures III.9 et III.10 où le courant d'obscurité augmente linéairement avec le gain de l'APD.

Prédiction de l'augmentation du courant d'obscurité avec la fluence :

Considérons un modèle très simple où le champ électrique E est distribué comme le montre la figure ci-dessous :



Le courant d'obscurité suivant ce modèle peut s'écrire sous la forme :

$$I_d = \alpha S(dM_e + (W - d)M_t) \quad 3.10$$

où α est une constante dépendant de l'énergie cinétique des particules envoyées sur le photodétecteur et de leur nature ainsi que de la fluence, S est la surface de l'APD, M_e le gain des électrons, M_t le gain des trous.

Appliquons cette formule au cas de l'APD HAMAMATSU BC 27 dont le courant d'obscurité est illustré sur la figure III.9.

La surface de la photodiode est de 25 mm², la zone d est comprise entre 4 et 5 μm et W est de 20 μm .

Le gain des trous étant égal à $1+kM_e$, M_e étant le gain des électrons, nous pouvons grâce aux valeurs de k trouvées lors des caractérisations des diodes, calculer le gain des trous lorsque le gain des électrons est de 50 ($\epsilon_{QM} \approx 40$).

Pour trouver α pondéré d'un coefficient de récupération K, nous nous référons à l'article de R. Wunstorf [3.2] sur les dommages créés par des neutrons dans du silicium.

Irradiation n°1 : $\phi = 3.10^{12} \text{ n/cm}^2$, $\alpha = 500 \text{ } \mu\text{A/cm}^3$, $K = 0.4$

$$k = 0.0107 \Rightarrow M_t = 1.535 \Rightarrow 1120 < I_d < 1400 \text{ nA}$$

Irradiation n°2 : $\phi = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$, $\alpha = 1000 \text{ } \mu\text{A/cm}^3$, $K = 0.4$

$$k = 0.0107 \Rightarrow M_t = 1.535 \Rightarrow 2245 < I_d < 2700 \text{ nA}$$

Irradiation n°3 : $\phi = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$, $\alpha = 1500 \text{ } \mu\text{A/cm}^3$, $K = 0.4$

$$k = 0.0107 \Rightarrow M_t = 1.535 \Rightarrow 3370 < I_d < 4000 \text{ nA}$$

Le résultat des mesures à 20°C est en bon accord avec les calculs de prédiction comme on peut le voir sur la figure III.9.

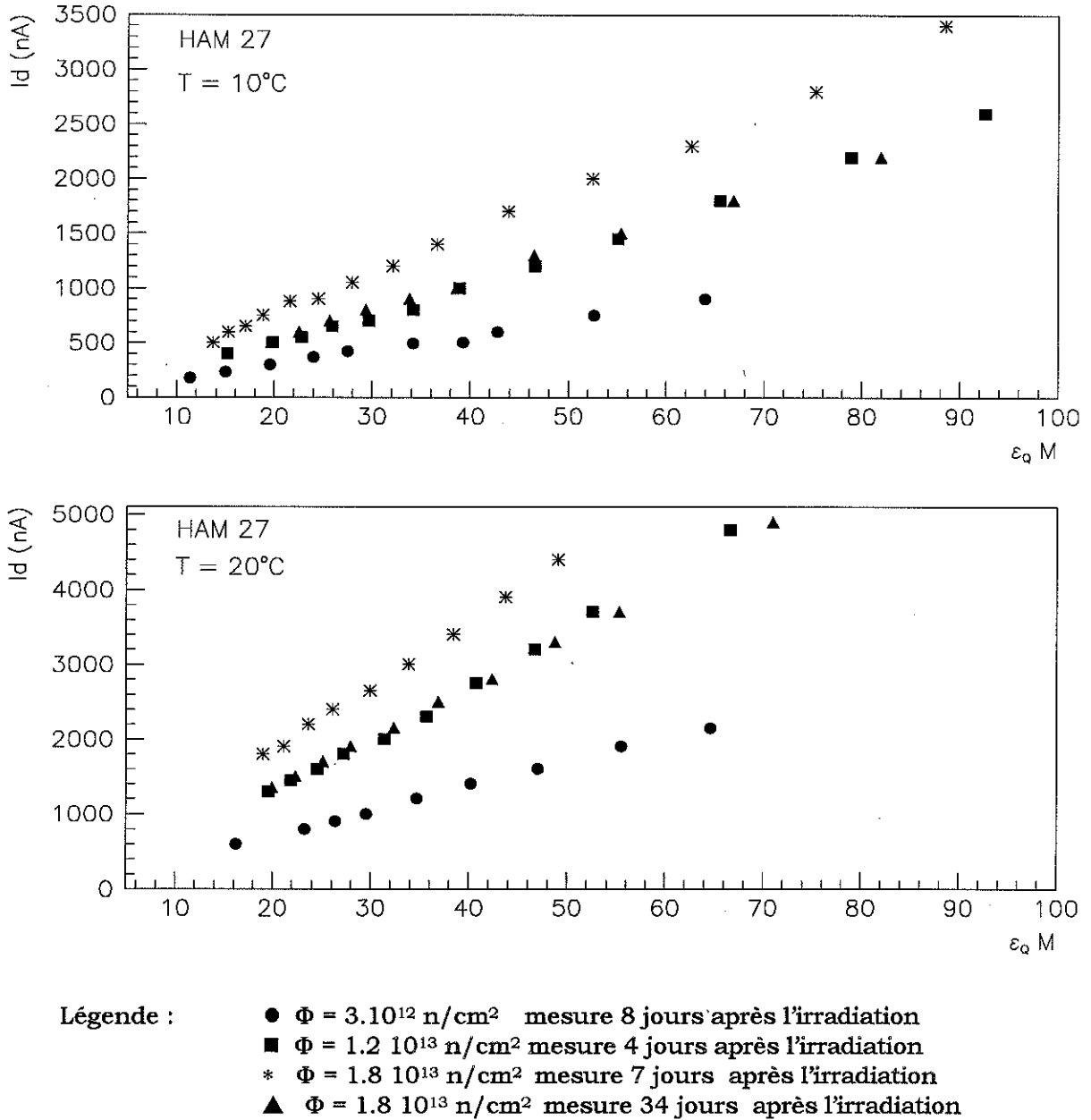
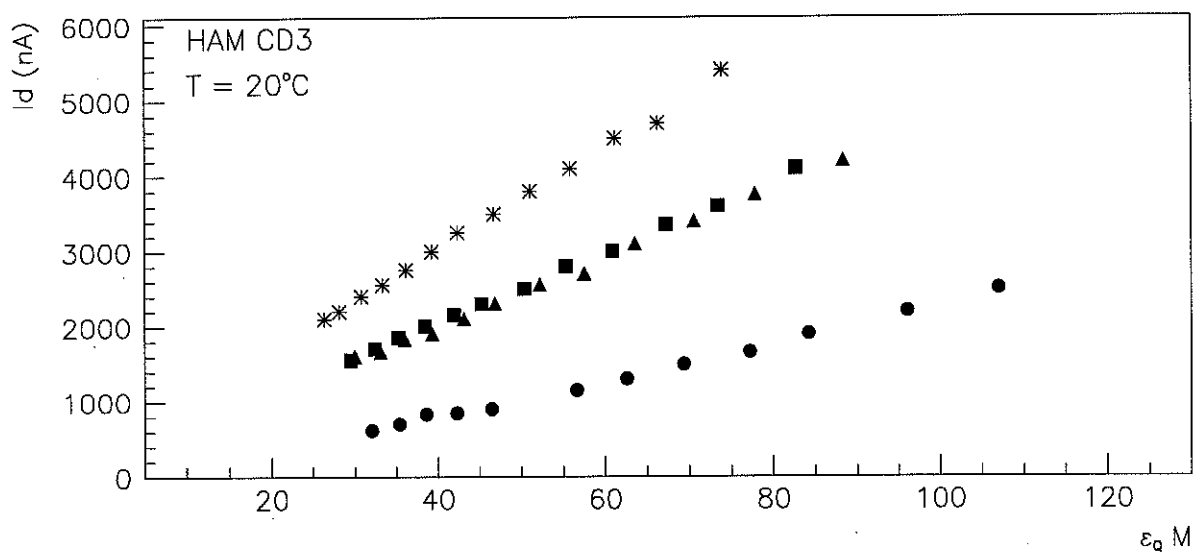
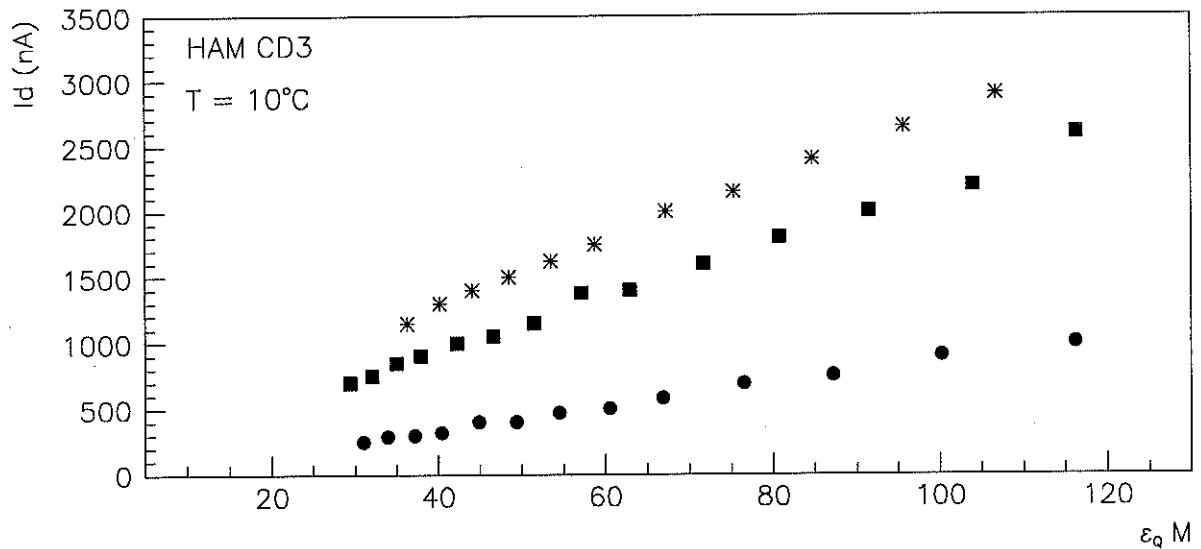


Figure III. 9: Courant de fuite d'une APD de type BC en fonction de son efficacité quantique multipliée par son gain



- Légende :
- $\Phi = 3.10^{12}$ n/cm² mesure 9 jours après l'irradiation
 - $\Phi = 1.4 \cdot 10^{13}$ n/cm² mesure 12 jours après l'irradiation
 - * $\Phi = 2.2 \cdot 10^{13}$ n/cm² mesure 13 jours après l'irradiation
 - ▲ $\Phi = 2.2 \cdot 10^{13}$ n/cm² mesure 50 jours après l'irradiation

Figure III. 10: Courant de fuite d'une APD de type CD en fonction de son efficacité quantique multipliée par son gain

Dépendance du courant d'obscurité avec la température :

La dépendance en température du courant d'obscurité après irradiation peut être approximée par [3.3] :

$$I(T) = T^2 \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad 3.11$$

où E est l'énergie moyenne des défauts créés par les neutrons et est égale à 1.2 eV.

Si on applique la formule 3.11 à nos conditions de mesures, on obtient un courant d'obscurité à 20°C égale à un peu plus du double du courant à 10°C. A un gain donné, c'est bien ce que nous observons sur les figure III.9 et III.10.

3.5.4.2 Récupération de la photodiode

Dans le cas des APDs de type CD et BC, après 50 jours de repos à la suite d'une irradiation à $2.2 \cdot 10^{13}$ neutrons/cm² on observe une récupération : le courant d'obscurité de la photodiode retrouve sa valeur mesurée après la deuxième irradiation (à $1.4 \cdot 10^{13}$ neutrons/cm²).

Les mécanismes de récupération sont mal connus; il semblerait que les agrégats de lacunes créés par les neutrons ne soient pas stables et se réarrangent ou migrent à température ambiante. Ce phénomène dépend aussi certainement de la température à laquelle sont stockées les APDs.

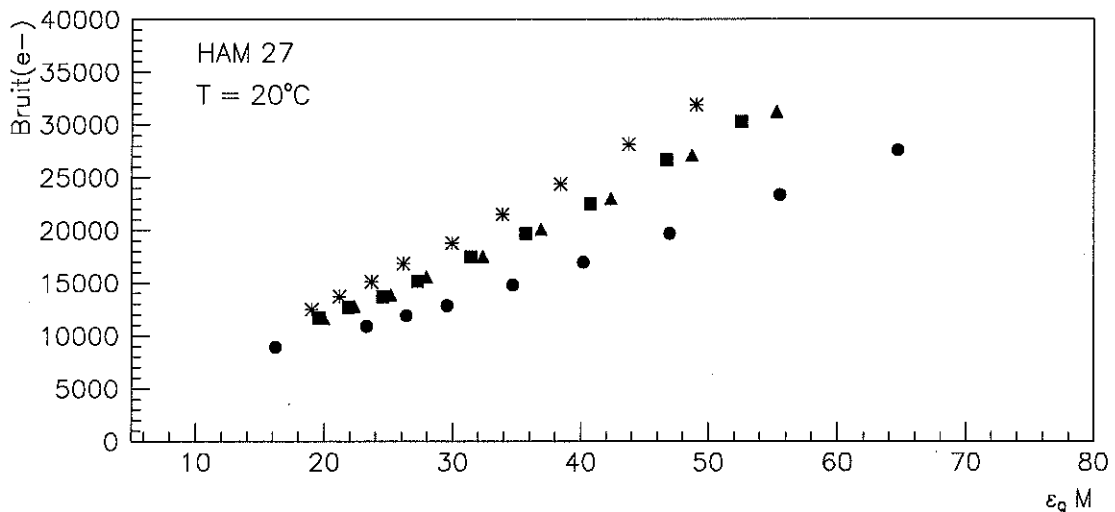
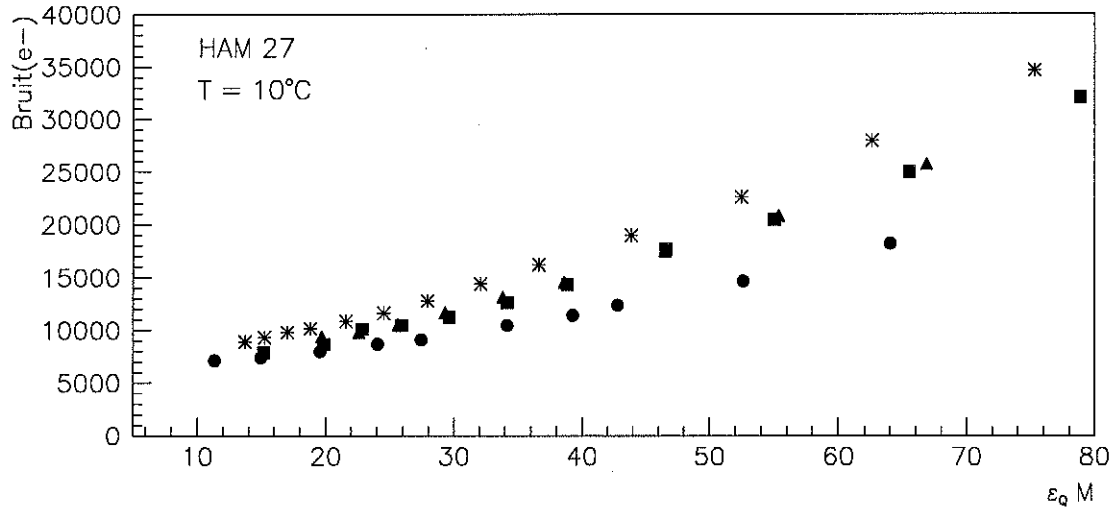
Cette récupération de l'APD avait déjà été visible lors de l'étude des variations de l'efficacité quantique avec la dose mais celle-ci concernait les effets de surface et non de volume comme c'est le cas avec le courant d'obscurité.

3.5.5 Etude du bruit électronique

Les figures III.11 et III.12 représentent respectivement la variation du bruit électronique en fonction de $\epsilon_0 M$ après chaque irradiation de l'APD BC27 et de l'APD CD3 en lumière bleue à une température de 10 et 20 °C. Ce bruit électronique est calculé en multipliant l'écart quadratique moyen du piedestal par la constante de calibration C_{calib} , le temps de filtrage étant égal à 100 ns.

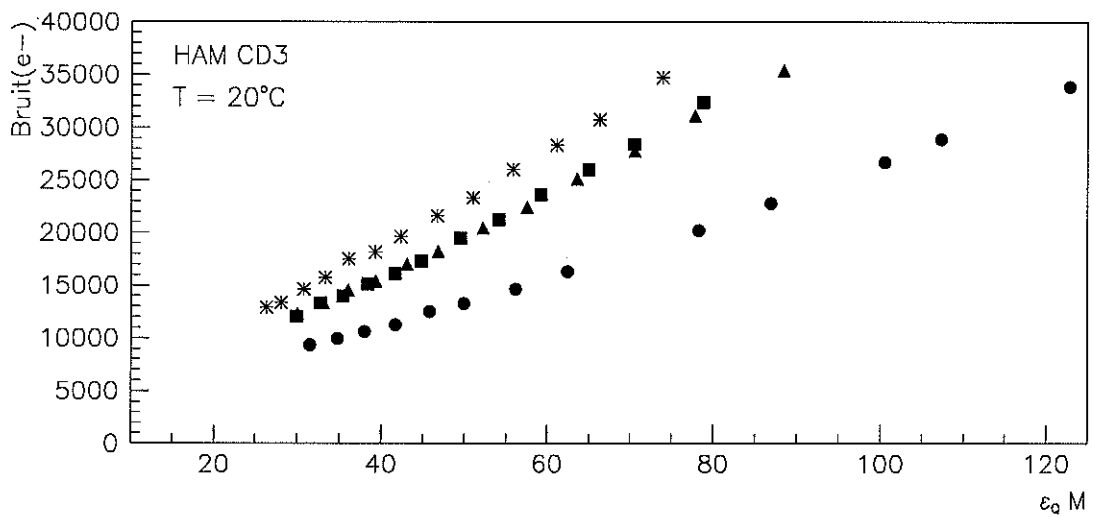
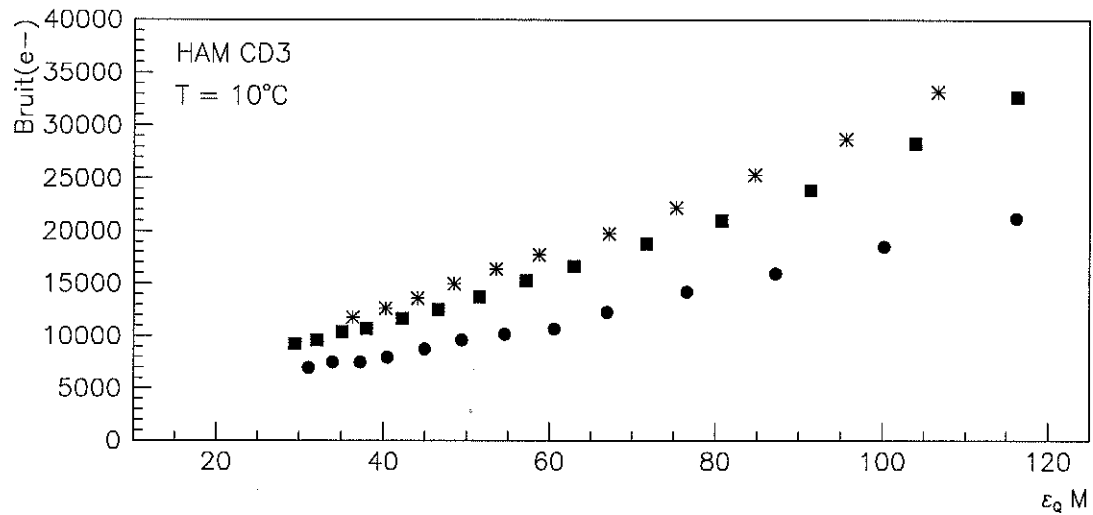
Après irradiation, c'est le courant d'obscurité qui domine le bruit électronique. Les termes en C_d^2 ne sont pas modifiés et deviennent négligeables par rapport au terme faisant apparaître le facteur de génération qui croît avec la fluence reçue.

Le bruit électronique, pour un gain donné, est proportionnel à la racine carrée du courant d'obscurité, il augmente donc également avec la dose de neutrons reçue et les récupérations sont aussi visibles.



- Légende :
- $\Phi = 3.10^{12} \text{ n/cm}^2$ mesure 8 jours après l'irradiation
 - $\Phi = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 4 jours après l'irradiation
 - * $\Phi = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 7 jours après l'irradiation
 - ▲ $\Phi = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 34 jours après l'irradiation

Figure III. 11: bruit électronique d'une APD de type BC en fonction de son efficacité quantique multipliée par son gain



- Légende :
- $\Phi = 3.10^{12} \text{ n/cm}^2$ mesure 9 jours après l'irradiation
 - $\Phi = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 12 jours après l'irradiation
 - * $\Phi = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 13 jours après l'irradiation
 - ▲ $\Phi = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ mesure 50 jours après l'irradiation

Figure III. 12: bruit électronique d'une APD de type CD en fonction de son efficacité quantique multipliée par son gain

Calcul du bruit électronique après irradiation :

D'après le chapitre 2.3.6, le bruit électronique est écrit sous la forme :

$$\sigma_{el}^2 = A \frac{C_d^2}{\tau} + BC_d^2 + \frac{e^2 \tau \overline{i^2}}{8q^2}$$

avec $\overline{i^2} = 2qI_s + 2q^2 GS [dM^2 F + (W - d)M_t(2M_t + kM^2)]$ (d'après un modèle simplifié)

le terme en $A \frac{C_d^2}{\tau} + BC_d^2$ est égal à environ 5000 électrons

Dès que les APDs sont irradiées, le courant d'obscurité de surface est négligeable par rapport au courant d'obscurité de volume.

Considérons l'APD BC27 pour laquelle nous avons déjà effectué le calcul du courant d'obscurité après irradiation. La surface de cette photodiode est de 25 mm², l'épaisseur d est comprise entre 4 et 5 μm, la capacité est d'environ 140 pF et W vaut 20 μm. Le facteur d'excès de bruit de la diode est d'environ 2 et le coefficient k vaut 0.001 (valeurs obtenues lors de caractérisations). Le temps de mise en forme τ est de 100 ns.

Pour un gain des électrons de 50, le gain correspondant pour les trous vaut environ 1.53.

Connaissant le coefficient α, nous pouvons trouver le facteur G; les résultats des différents calculs pour différentes irradiations et une largeur d comprise entre 4 et 5 μm sont résumés ci-dessous (K représente le facteur de récupération des diodes):

Irradiation n°1 : φ=3.10¹² n/cm² , α=500 μA/cm³ ⇒ G=3.12 10¹⁵ cm⁻³, K=0.4,
⇒ 10779 < bruit < 12043 e-

Irradiation n°2 : φ=1.2 10¹³ n/cm² , α=1000 μA/cm³ ⇒ G=3.25 10¹⁵cm⁻³, K=0.4
⇒ 15244 <bruit<17032 e-

Irradiation n°3 : φ=1.8 10¹³ n/cm² , α=1500 μA/cm³ ⇒ G=9.37 10¹⁵ cm⁻³,
K=0.4
⇒ 18670 < bruit < 20855 e-

Les prédictions de bruit électronique sont en accord (à 20 % près) avec nos mesures (figure III.11).

3.5.6 Influence des irradiations sur la résolution en énergie

Nous avons vu dans le chapitre 2.4 que le facteur d'excès de bruit est responsable d'une composante photostatistique au terme stochastique et que le bruit électronique participe au terme de bruit de la résolution en énergie.

Nous avons étudié ces deux caractéristiques après de fortes irradiations et observé que le facteur d'excès de bruit reste stable au cours des irradiations successives, le terme photostatistique de la résolution en énergie ne sera donc pas dégradé au cours du temps.

En revanche, l'accroissement du courant d'obscurité, et donc du bruit électronique, avec la fluence reçue entraîne une dégradation du terme de bruit de la résolution en énergie.

Lors des deux premières années du fonctionnement de CMS, le courant d'obscurité des APDs restera faible et la résolution en énergie sera dominée par le facteur d'excès de bruit. Le courant d'obscurité augmente de manière significative au bout de trois ans et va prendre l'ascendant sur le facteur d'excès de bruit.

Au bout de 10^{13} n/cm² de fonctionnement, lorsque la fluence en neutrons aura atteint les $2 \cdot 10^{13}$ n/cm², le courant d'obscurité par APD sera d'environ 4 μ A et le bruit électronique d'environ 20000 électrons.

Pour un gain de 50 (correspondant à un ϵ_{QM} d'environ 40) le bruit électronique à 20°C de l'APD CD3 est de 18000 électrons pour une fluence intégrée sur 10 ans.

Le nombre de photoélectrons correspondant est donné par :

$$N_{pe} = \frac{N_e}{M} = \frac{18000}{50} = 360$$

Si l'on considère qu'à deux photoélectrons correspond une énergie de 1 MeV déposée dans le cristal cela représente un bruit de 180 MeV par cristal.

Le temps de filtrage du banc de mesures étant de 100 ns et celui de l'expérience de 30 ns, nous devons multiplier nos résultats par un coefficient correcteur de $\sqrt{\frac{30}{100}}$ (puisque le bruit est blanc) ce qui donne un bruit d'environ 98 MeV par cristal et 300 MeV pour une matrice de 9 cristaux soit environ 0.3% d'incertitude sur la mesure d'une énergie de 100 GeV.

Si l'on considère un facteur de récupération global de 30 %, le bruit par cristal est réduit à 70 MeV.

3.6 Etude comparative des APDs HAMAMATSU et EG&G :

En avril 1998, 200 APDs fabriquées par HAMAMATSU (capacité ≈ 170 pF) et 200 APDs fabriquées par EG&G (capacité ≈ 25 pF) ont été fournies à la collaboration pour une étude approfondie de leurs propriétés et de leur résistance aux radiations, cette étude devant aboutir au choix du fabricant des APDs pour le calorimètre électromagnétique de CMS.

Ces photodiodes ont été distribuées aux différents laboratoires de la collaboration possédant soit un réacteur (ULYSSE à Saclay et TAPIRO à Casaccia, Italie), soit un faisceau de protons (PSI, Willigen), soit une source émettrice de neutrons (Oak Ridge) permettant l'irradiation de ces prototypes. 15 APDs EG&G et 10 HAMAMATSU ont été envoyées fin avril à Saclay pour être irradiées dans ULYSSE.

L'irradiation de ces APDs (en deux étapes successives), leur caractérisation et l'analyse des résultats ont durées deux mois. Pour chaque lot, une APD a été gardée comme référence et n'a pas été irradiée ce qui nous a permis de nous assurer de la stabilité du banc de mesures.

Ce banc de mesures, similaire à celui utilisé précédemment, permettait une caractérisation en 3 couleurs (bleu, vert et rouge) de chaque APD.

La date jalon du choix des APDs ayant été fixée au 6 juillet 1998, les mesures ont été réduites à l'observation de ϵ_{QM} (dont on déduit le gain) et du courant d'obscurité à 20°C (dont on déduit le bruit électronique), la pièce entière étant climatisée avec une précision de 0.2°C.

La méthode de calcul du gain diffère de celle utilisée précédemment : à basse tension (V_0), nous faisons l'hypothèse que le gain de l'APD vaut 1 (comme on peut le voir sur la figure III.13), le signal ADC obtenu est appelé S_0 . La tension d'alimentation est ensuite accrue et à chacune de ces tension V_i correspond un signal de sortie S_i . La valeur du gain de l'APD, pour une tension V_i donnée est donc égale à :

$$M(V_i) = \frac{S_i - P_i}{S_0 - P_0}$$

P_0 et P_i étant les pedestaux correspondants.

La tension nominale V_0 est d'environ 50 Volts pour les HAMAMATSU et de 100 Volts pour les EG&G (d'après les courbes des fabricants). La figure IV.13 montre le comportement d'une APD HAMAMATSU différente de celles que nous étudions du point de vue des tensions nominales.

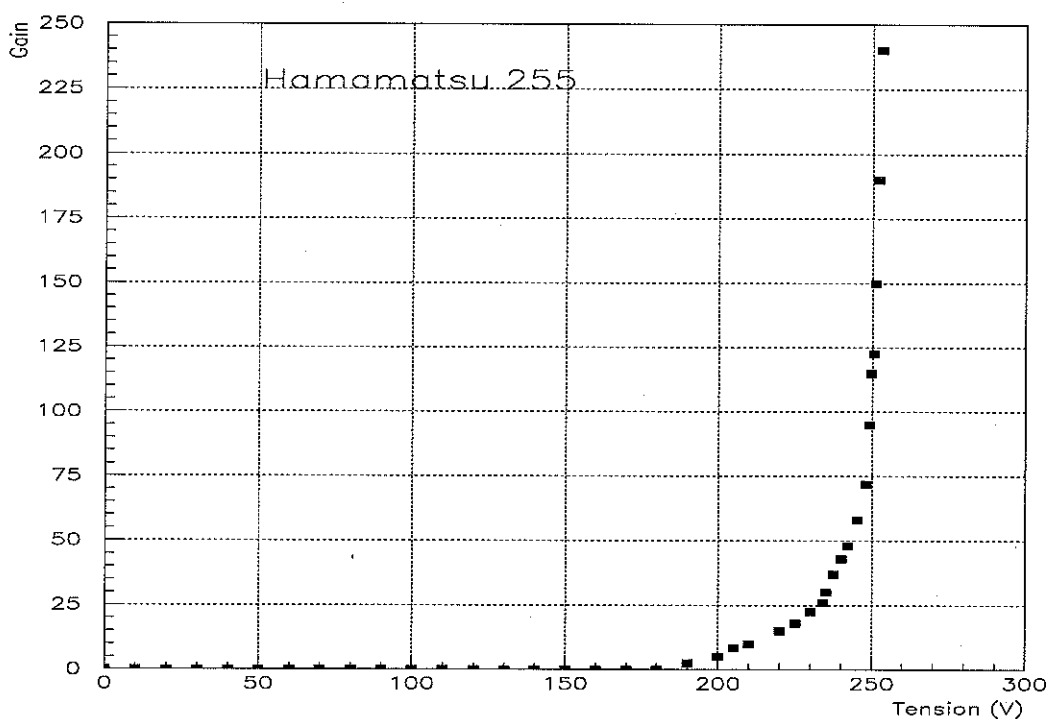


Figure III. 13 : Gain d'une APD HAMAMATSU en fonction de sa tension d'alimentation [3.4]

La mesure du signal d'une EG&G alimentée avec 100 Volts et illuminée par notre source de lumière pulsée est impossible, le signal obtenu étant trop faible pour être lu ou même visualisé à l'oscilloscope ; le calcul du gain des EG&G est donc impossible avec cette méthode en lumière pulsée. On se limite donc à l'observation de ϵ_{QM} .

Le tableau suivant résume les conditions d'irradiations des APDs dans ULYSSE

Nombre d'irradiations	Nom de la famille de l'APD	Date de l'irradiation	Fluence reçue (n/cm^2)
2 irradiations 9 APDs HAMAMATSU (au départ)	n° 400	11/05/98	$1.5 \cdot 10^{13}$
		21/05/98	$1.5 \cdot 10^{13}$
2 irradiations 15 APDs EG&G (au départ)		15/05/98	$1.5 \cdot 10^{13}$
		05/06/98	$1.5 \cdot 10^{13}$

Résumé des résultats des irradiations :

Une APD EG&G a été détruite pendant la première irradiation (son courant d'obscurité est passé subitement à 100 μA).

Les HAMAMATSU ont toutes très bien résisté.

Trois APDs EG&G sont mortes juste avant le début de la seconde irradiation sans raison apparente; elles ont été manipulées entre temps pendant les caractérisations mais ni plus ni moins que les autres photodiodes (EG&G ou HAMAMATSU).

Les figures III.14 et III.15 montrent respectivement la distribution du courant d'obscurité et du bruit électronique de chaque lot d'APDs en fonction de la fluence reçue dans ULYSSE.

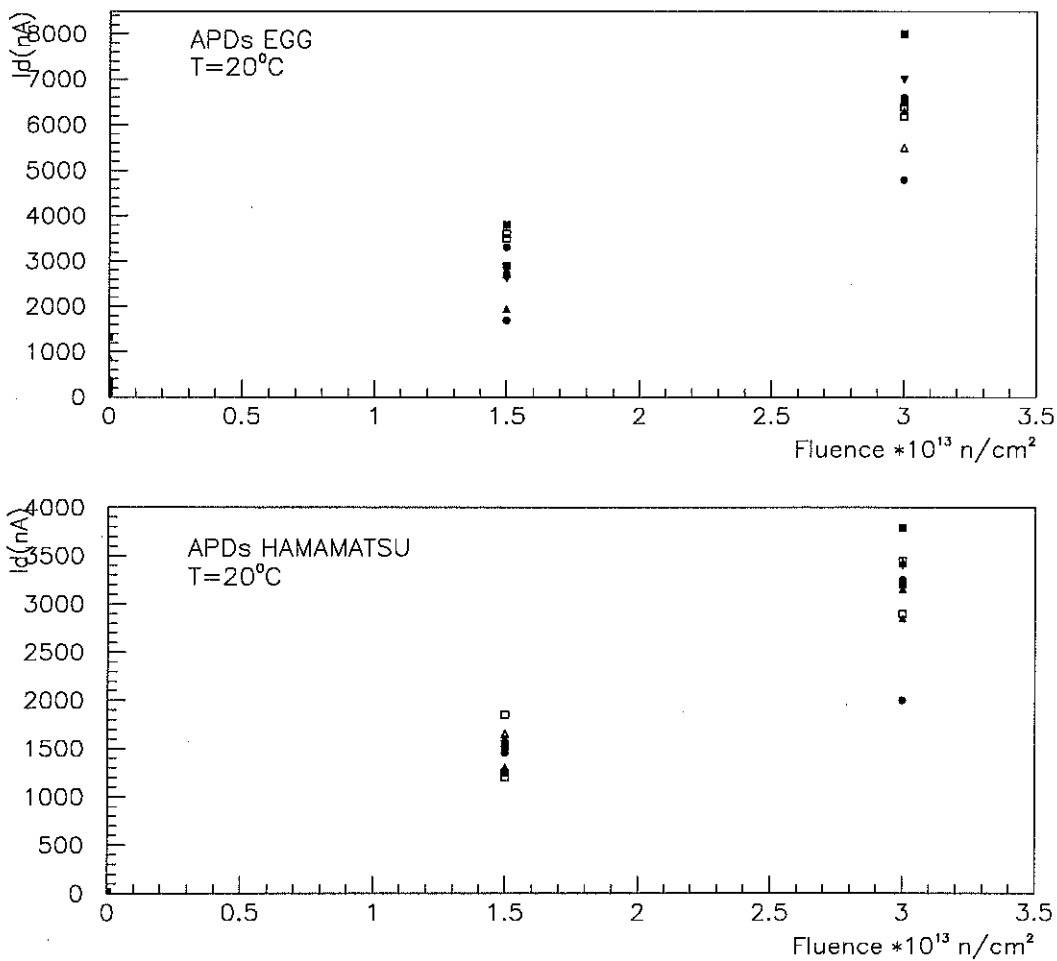


Figure III. 14 : Distribution du courant d'obscurité (en nA) des APDs EG&G et HAMAMATSU en fonction de la fluence reçue

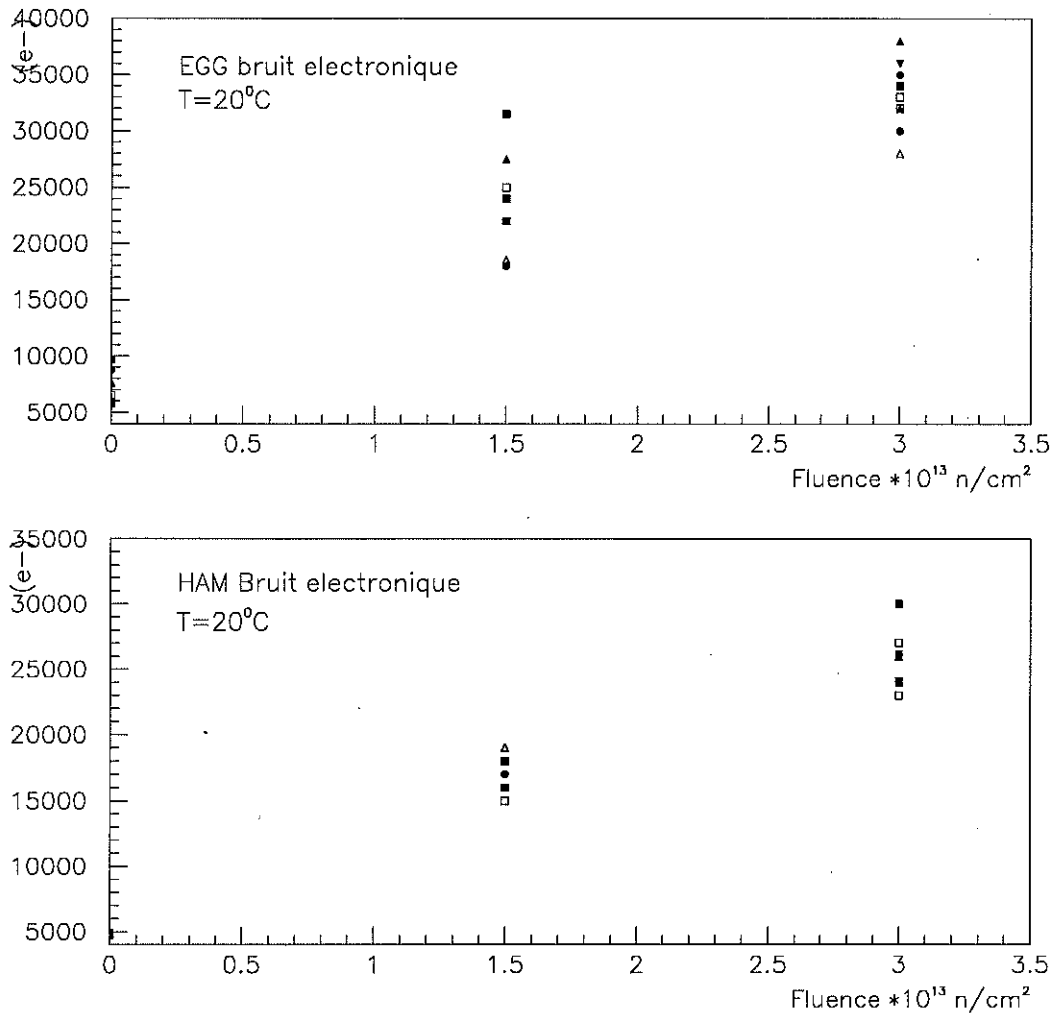


Figure III. 15 : *Distribution du bruit électronique (en électrons) des APDs EG&G et HAMAMATSU en fonction de la fluence reçue*

On voit sur ces figures que les APDs EG&G ont un courant d'obscurité double de celui des HAMAMATSU et qu'elles sont également plus bruyantes. La dispersion des mesures est aussi plus grande dans le cas des EG&G.

La figure III.16 montre l'évolution de ϵ_{QM} avec les différentes irradiations pour une APD EG&G et une HAMAMATSU et la figure III.17 le gain de cette même HAMAMATSU.

Les photodiodes HAMAMATSU diffèrent de celles étudiées précédemment par leur fenêtre de protection qui est constituée de nitrate de silicium (Si_3N_4) ; cette fenêtre a été développée par les deux fabricants pour mieux résister aux photons gamma.

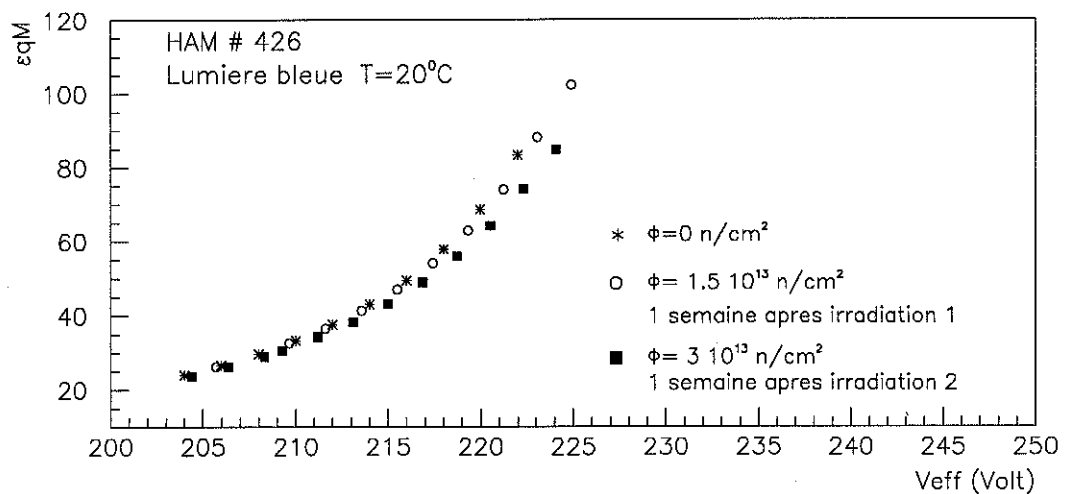
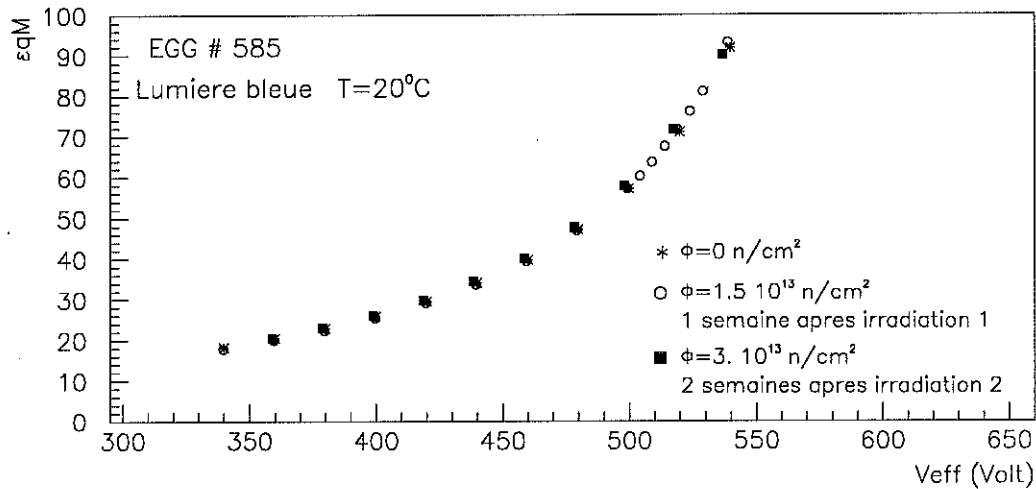


Figure III. 16 : $\mathcal{E}_Q M$ d'une APD EG&G et d'une HAMAMATSU en fonction de la tension d'alimentation après chaque irradiation

Sur les 10 APDs EG&G restantes, nous avons eu des résultats étranges avec 3 d'entre elles : leur $\mathcal{E}_Q M$ est plus élevé après irradiation qu'avant. Nous avons reproduit plusieurs fois ces mesures et avons toujours trouvé le même résultat qui reste inexpliqué.

Les mesures effectuées sur 7 EG&G et 10 HAMAMATSU montrent que la quantité $\mathcal{E}_Q M$ ne varie pas plus de 5% après une irradiation avec $3 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ dans la gamme de gain qui nous intéresse soit près de 50.

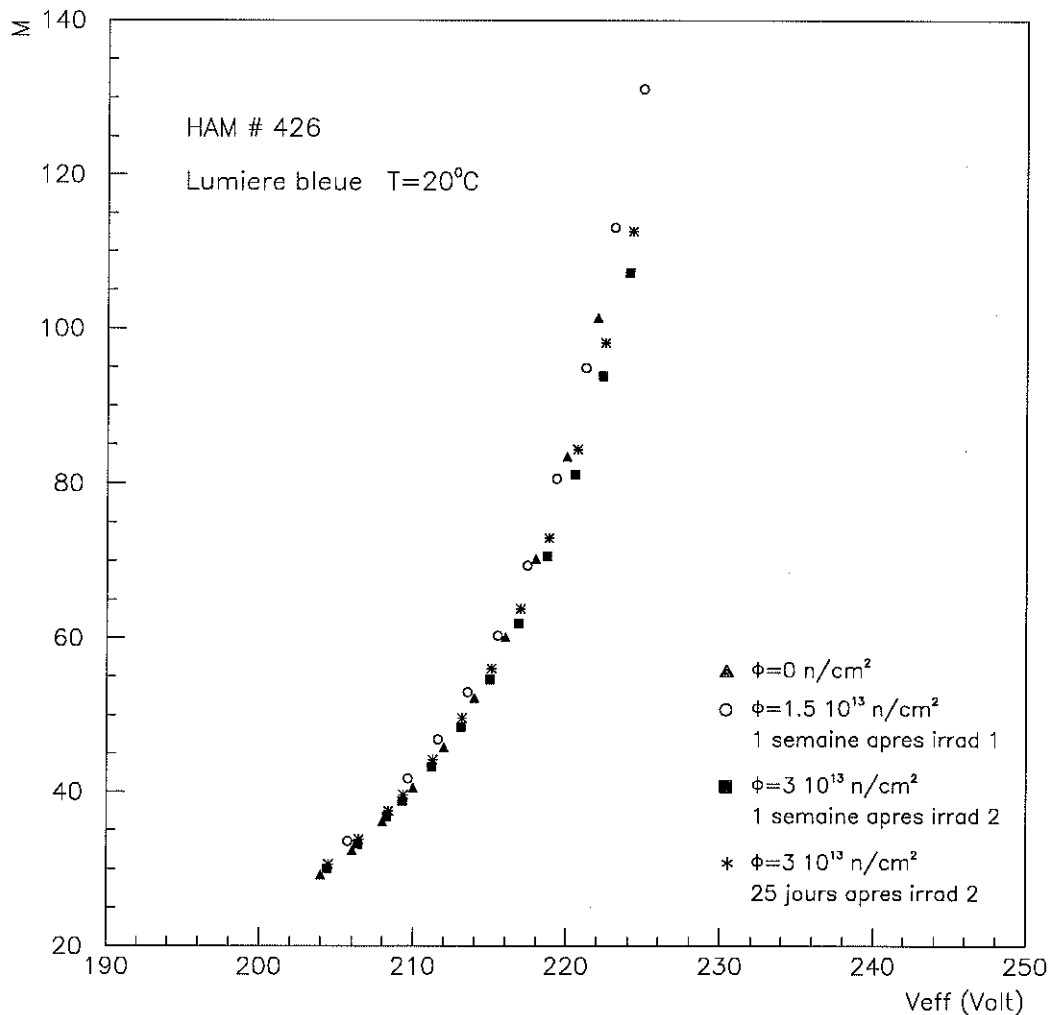


Figure III. 17 : Gain d'une APD HAMAMTSU après chaque irradiation en fonction de la tension d'alimentation effective

Le gain des APDs HAMAMTSU reste lui aussi stable après irradiation (si l'on considère une erreur systématique de 2 % ajoutée à l'erreur que l'on fait en considérant que le gain de la photodiode à 50 V est 1).

L'efficacité quantique de l'APD semble donc bien moins subir les influences de l'irradiation par les photons gamma que celle des APDs ayant une fenêtre en SiO_2 .

Ces conclusions sont impossibles à faire dans le cas des EG&G puisqu'il est impossible avec la méthode utilisée de mesurer le gain.

Le tableau suivant résume les résultats de notre campagne de caractérisation des nouveaux prototypes EG&G et HAMAMATSU après irradiation par des neutrons rapides et gammas :

	EG&G	HAMAMATSU
Id moyen après $3 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$	7 μA	3.5 μA
Bruit électronique moyen après $3 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$	35000 e-	27000 e-
Modification de ϵ_0 après irradiation ?	non	non
Modification de M après irradiation ?	non	non
Taux de survie après irradiation	93 %	100 %
Taux de survie après 2 mois de manipulation	77 %	100 %

Ces résultats ont été présentés lors de la réunion électronique de la collaboration du 6 juillet 1998 où a été fait le choix du fabricant des APDs pour le calorimètre électromagnétique de CMS.

3.7 Conclusion

Les irradiations en neutrons rapides à Saclay nous ont permis de vérifier la tenue de certaines APDs après de fortes doses reçues et de connaître l'évolution de leurs caractéristiques : le gain, le facteur d'excès de bruit restent stables au cours des différentes irradiations alors que le courant d'obscurité des photodiodes augmente.

L'efficacité quantique des APDs n'est pas altérée par une irradiation avec des photons gamma lorsque la photodiode possède une fenêtre en nitrure de silicium.

La contribution photostatistique des APDs au terme global de la résolution en énergie de l'ECAL est le terme dominant de la résolution au début de l'expérience. Le facteur d'excès de bruit n'étant pas modifié par les irradiations par des neutrons, cette contribution n'évoluera pas avec le temps.

Après 10 ans d'activité, c'est le bruit électronique (environ 70 MeV par canal) provenant du courant d'obscurité qui dominera la résolution du calorimètre.

Les performances techniques des dernières APDs fabriquées par EG&G et HAMAMATSU en 1998 sont très satisfaisantes; leur résistance aux radiations a été remarquablement améliorée et les divers tests de résistance aux hautes températures et alimentation en tension de claquage réalisés par les autres laboratoires de la collaboration donnent de bons résultats.

L'inconvénient des derniers prototypes d'HAMAMATSU par rapport aux EG&G réside dans la forte dépendance de leur gain avec la tension d'alimentation (7%

par Volt pour un gain de 50 contre 0.8 % pour EG&G). La grande valeur de leur capacité (170 pF contre 25 pour les EG&G) est également un handicap.

Les dernières APDs EG&G, quant à elles, meurent sans raisons apparentes alors qu'elles ne sont pas irradiées mais simplement lors de caractérisations ou pendant un stockage.

Les autres laboratoires travaillant sur les APDs ont également subis des pertes d'EG&G inexplicables ; au total, 45 % des photodiodes envoyées par EG&G sont mortes pendant les caractérisations effectuées par les physiciens et techniciens de ces laboratoires (contre un taux de survie de 100 % pour les HAMAMATSU). L'hypothèse d'un défaut d'étanchéité des boîtiers de ces photodiodes a été émise.

C'est ce manque de fiabilité de la part des APDs EG&G qui a conduit au choix de la collaboration : HAMAMATSU a été finalement choisi pour fabriquer toutes les APDs utilisées pour le calorimètre électromagnétique de CMS.

Des prototypes possédant de meilleures caractéristiques techniques et une tenue aux radiations irréprochable ont été fournis par HAMAMATSU depuis les derniers tests effectués à Saclay. Des prototypes possédant de meilleures caractéristiques techniques et une tenue aux radiations irréprochable ont été fournis par HAMAMATSU depuis les derniers tests effectués à Saclay.

Le taux de variation du gain de ces APDs avec la tension d'alimentation est à présent de 3% par Volt pour un gain de 50, la capacité est de l'ordre de 80 pF, le facteur d'excès de bruit de 2 et l'efficacité quantique vaut environ 70 % dans la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse.

Références du chapitre 3:

[3.1] : Marc DUBOIS INSTN/Unité Enseignement Réacteur et Techniques de l'Ingénieur

[3.2] : R. Wunstorf et al, Radiation damage of silicon detectors by monoenergetic neutrons and electrons, Proceedings of LHC Workshop, Aachen, 1990, CERN 90-10, Vol 3

[3.3] : E. Borchi et M. Bruzzi, Radiation damage in silicon detectors, R3. Del. N. Cim, **17** N11 (1994)

[3.4] : D. RENKER, communication privée

Le système de contrôle optique au service de la précalibration

La résolution en énergie requise pour le calorimètre électromagnétique doit être excellente. Le terme constant de cette résolution devant être inférieur à 0.5%, une calibration très précise des voies du calorimètre doit être effectuée.

La calibration *in situ* utilisant des électrons provenant d'évènements physiques est une méthode itérative qui nécessite de bons coefficients de calibration de départ. Ces valeurs seront obtenues en tests en faisceau lors de la précalibration. Les étapes de la précalibration et la méthode de détermination des coefficients de calibration seront détaillées dans le chapitre 6.

Lorsque CMS sera en fonctionnement, le fort taux de radiation au niveau du calorimètre électromagnétique induira une diminution de la transparence des cristaux et donc de leur transmission modifiant ainsi leur calibration.

Le système de contrôle optique mis au point par le CEA Saclay et basé sur l'injection de lumière dans les cristaux, permettra de suivre l'évolution de la transparence des cristaux avec le temps. Ce système permettra également lors des tests en faisceau des supermodules de vérifier la cohérence des signaux observés. Ce système est décrit dans le chapitre 4.

Comme étude préliminaire à la précalibration en 1997 et 1998, nous avons passé en tests en faisceau au CERN des petits éléments du calorimètre. Les cristaux assemblés en matrice nous ont permis de :

- valider le fonctionnement du système de contrôle optique des cristaux
- vérifier si l'on peut satisfaire le cahier des charges dressé pour répondre aux exigences de la physique (bruit électronique, résolution en énergie...)
- identifier les problèmes à résoudre pour ce type d'appareillage afin d'obtenir une bonne calibration des voies
- préparer une procédure de calibration des supermodules lors de la précalibration

La description de ces tests et leur analyse sont les sujets des chapitres 5 et 6.

Chapitre 4

Le système de contrôle optique

4.1. Principe de fonctionnement et description du système de contrôle optique

- 4.1.1 Caractéristiques de la lumière d'injection
- 4.1.2 Description du système de distribution de la lumière dans l'ECAL
- 4.1.3 Description du système de distribution de la lumière utilisé en tests en faisceau

4.2. Le contrôle optique au service de la validation des voies de l'ECAL

- 4.2.1 Principe de la validation des voies de l'ECAL
 - 4.2.1.1 Réponse de la voie à l'injection de lumière
 - 4.2.1.2 Principe de validation des voies de l'ECAL
 - 4.2.2 La validation des voies en tests en faisceau
 - 4.2.2.1 Lecture des « signaux monitoring »
 - 4.2.2.2 Analyse des données des tests en faisceau et validation des voies
-

Le système de contrôle optique permet de suivre l'évolution de la transparence des cristaux avec le temps. Ce système de suivi est basé sur l'injection de lumière émise par un laser dans chaque cristal grâce à un système de distribution par fibres optiques. Cette lumière se propage dans le cristal et le signal résultant est ensuite traité par la chaîne électronique de lecture. Pour être utilisable pendant les prises de données au LHC, le système de contrôle optique doit avoir une stabilité de l'ordre de 0.1% entre deux calibrations successives réalisées avec les événements physiques c'est à dire une semaine à basse luminosité.

Lors de la précalibration, l'injection de lumière dans les cristaux permettra de valider les voies de l'ECAL c'est à dire de vérifier la cohérence de la réponse de chacune des voies avec la prédiction qui en est faite à partir des paramètres de leurs différents constituants.

4.1. Principe de fonctionnement et description du système de contrôle optique

4.1.1 Caractéristiques de la lumière d'injection

La durée de l'impulsion lumineuse envoyée sur les cristaux doit être proche de celle du développement de la lumière de scintillation dans le cristal (temps caractéristique de décroissance de la lumière de scintillation) soit environ 20 ns. Les injections seront effectuées à une fréquence dictée par un signal de déclenchement.

Pour simuler la scintillation du cristal par de la lumière comme si celui-ci avait reçu un électron il aurait fallu utiliser de la lumière UV (280 nm) seule capable d'exciter le cristal. Malheureusement, cette lumière est très vite absorbée dans le matériau près de la surface du cristal et ne peut pas l'exciter dans tout son volume et serait très difficile à transporter par une fibre optique. L'utilisation de ce type de lumière pour le contrôle optique n'est donc pas envisageable.

La longueur d'onde de la lumière d'injection a été choisie proche de celle correspondant au pic du spectre d'émission (480 nm) d'un cristal de tungstate de plomb. L'injection de lumière aura lieu simultanément sur des milliers de cristaux à travers des fibres de 200 μm de diamètre ce qui impose l'utilisation d'une source de lumière puissante. Seules les sources lasers peuvent fournir des impulsions lumineuses aussi brèves avec une telle puissance.

4.1.2 Description du système de distribution de la lumière dans l'ECAL

Le système d'acheminement de la lumière vers les cristaux du tonneau de l'ECAL est décrit sur la figure IV.1.

Le système de distribution de lumière suit la structure géométrique du ECAL. Il est divisé en trois niveaux :

- le niveau 1 correspond aux modules
- le niveau 2 correspond aux super-modules
- le niveau 3 correspond à la source de lumière

A chaque niveau de distribution, des photodiodes PN résistantes aux radiations [4.1] et insensibles au champ magnétique assurent un contrôle permanent de l'évolution de la source lumineuse.

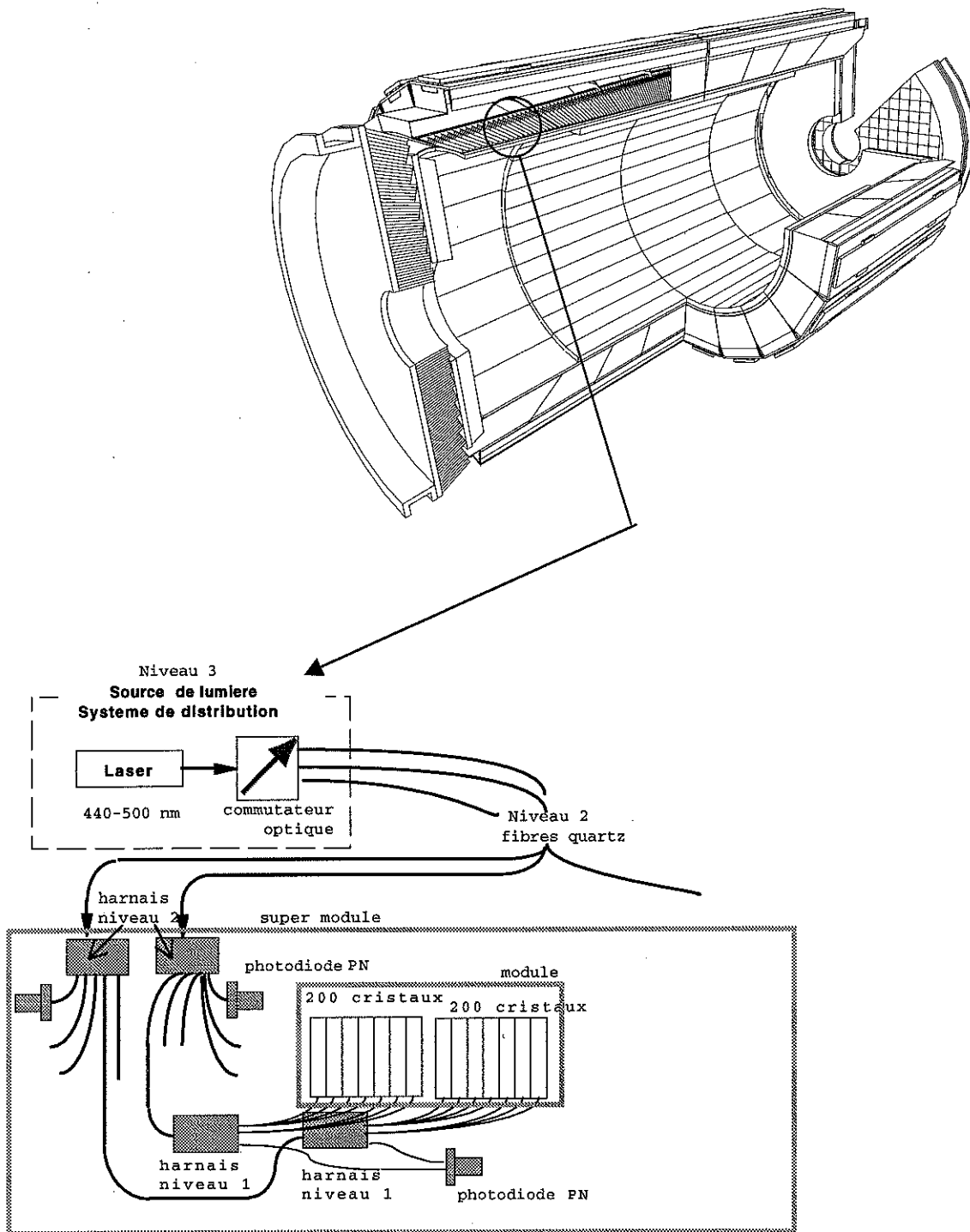


Figure IV. 1: schéma du système de distribution de la lumière dans l'ECAL

Pour la partie tonneau, il a été décidé que la lumière envoyée sur chaque groupe de 200 cristaux aurait la même normalisation. En conséquence, chaque module de 400 cristaux est divisé en deux parties : une partie gauche et une partie droite comme le montre le contenu de la loupe de la figure IV.1. Le module de 500 cristaux sera divisé en trois.

La procédure envisagée pour l'illumination des modules de l'ECAL de manière cyclique est la suivante : les 80 fibres optiques en quartz (400 μm de diamètre)

du niveau 3 sont couplées à la source de lumière via un commutateur optique. A chaque déclenchement, on illumine un seul côté à la fois (droit ou gauche) un super module, on cycle ainsi sur tous les demis super-modules.

La figure IV.1 montre comment est distribué la lumière :

1) chaque super-module est alimenté à l'aide de deux harnais de niveau 2 montés en parallèle. Une seule photodiode PN par harnais de niveau 2 normalise le signal.

2) quatre ou cinq harnais de niveau 1 reçoivent la lumière d'un harnais de niveau 2 et la distribue à un groupe de 200 cristaux. Chaque paire de harnais de niveau 1 associé au même module a une photodiode PN commune qui reçoit deux fibres, une pour chaque harnais.

Ce système croisé permet de calibrer la lumière arrivant sur les deux parties d'un même module, soit 400 cristaux, avec le même instrument.

4.1.3 Description du système de distribution de la lumière utilisé en tests en faisceau

Des matrices de cristaux ont été testées à plusieurs reprises en faisceau au CERN. Le dispositif expérimental se composait d'un harnais de niveau 1 alimentant 30, 36 ou 49 cristaux assemblés en matrices. Ces différentes matrices n'avaient pas toutes la même structure, la mécanique de tenue des cristaux étant en constante évolution dans les bureaux d'études. La figure IV.2 montre la dernière évolution très proche de la géométrie finale. Elle est constituée de cristaux enveloppés dans des alvéoles en fibre de verre dont les faces internes sont recouvertes d'une fine pellicule d'aluminium servant de réflecteur pour la lumière.

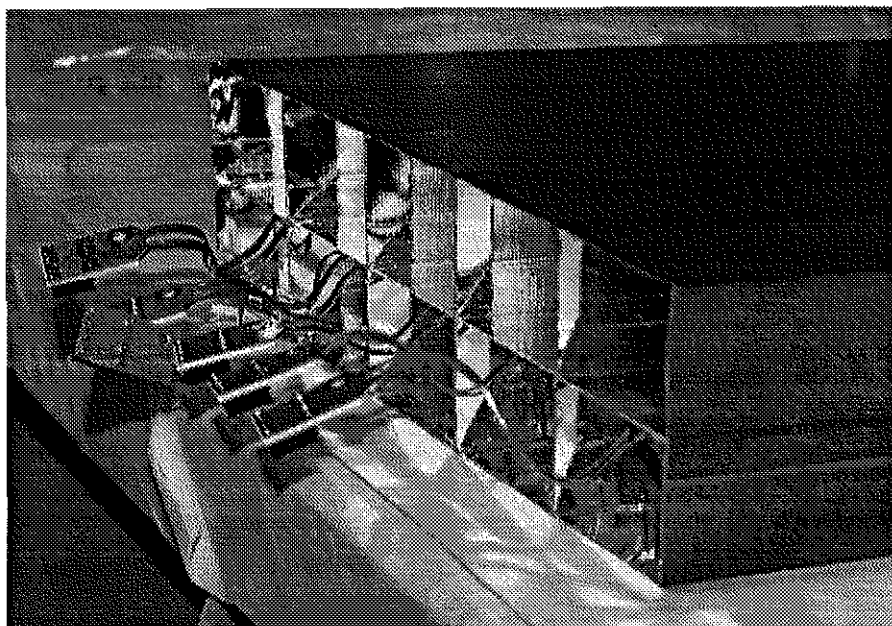


Figure IV. 2 : vue des alvéoles

L'objet de ces tests en faisceau était de prouver, entre autre, la stabilité du système d'injection de lumière conçu par Saclay. La matrice était dans une enceinte thermostatée (comme le sera le calorimètre final) pour s'affranchir des variations de température. Les variations de température affectent la réponse des voies via le coefficient de température des APDs (environ $-2\%/^{\circ}\text{C}$). Comme le montre la figure IV.3, la température de l'enceinte est maintenue constante, l'écart maximal des variations de température à la valeur moyenne est de $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$. L'évolution de la réponse des voies à l'injection de lumière due aux variations de température résiduelles peut-être corrigée avec précision. Dans l'analyse, on corrige les variations relatives par rapport à une température de référence (18°C donné par le système de refroidissement de l'enceinte).

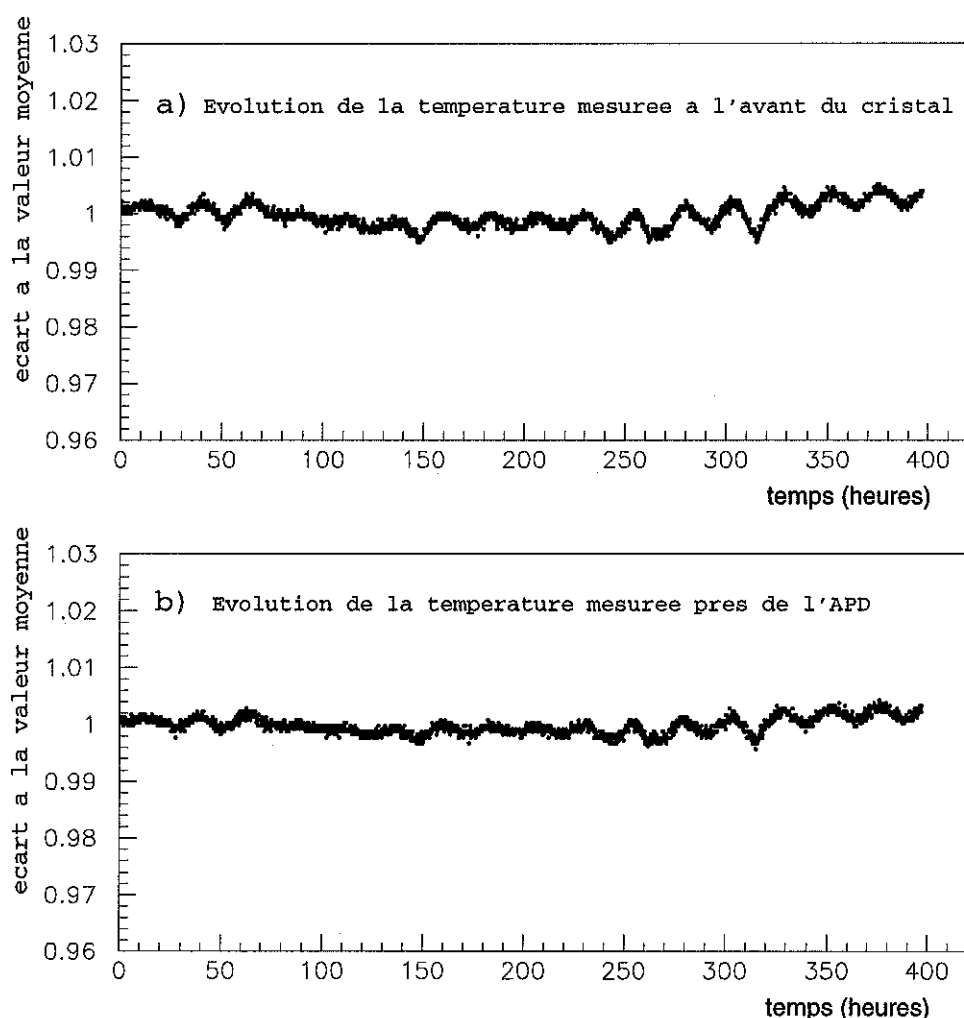


Figure IV. 3 : évolution relative de la température mesurée par une sonde placée à l'avant du cristal numéro 21 (figure du haut) et par une sonde placée sur l'arrière du même cristal (figure du bas)

Le système d'acheminement de la lumière vers les cristaux des matrices de test est schématisé sur la figure IV.4.

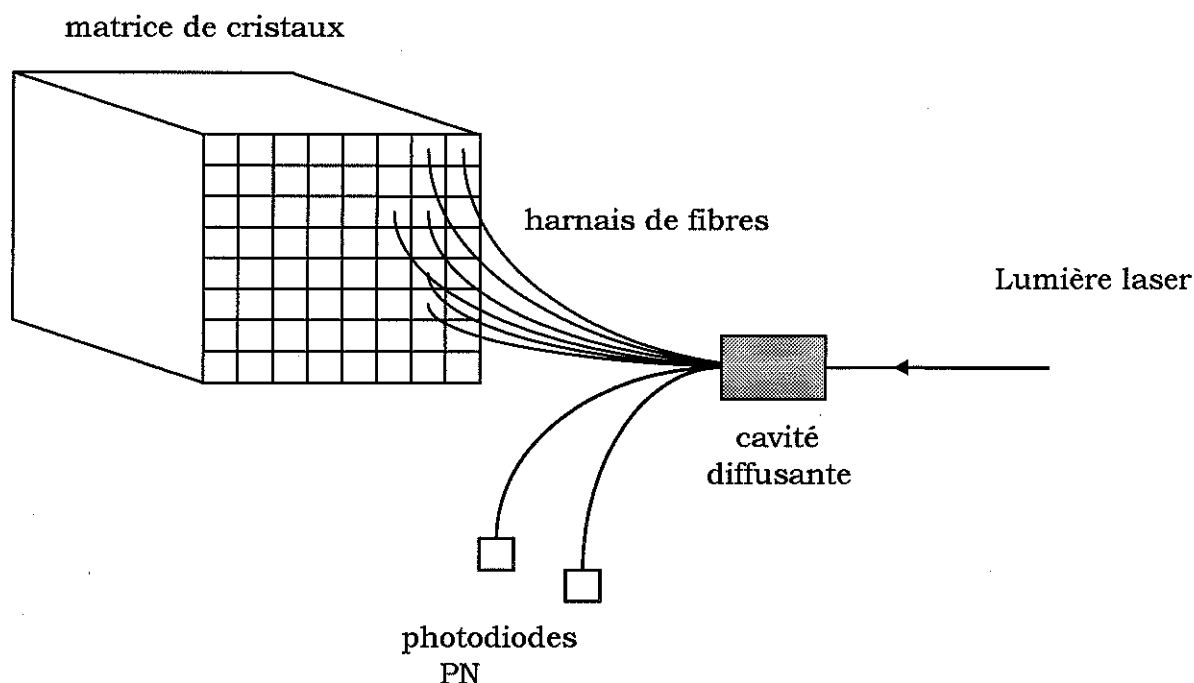


Figure IV. 4: système de distribution de la lumière utilisé en tests en faisceau

La source de lumière est un laser (construit par la société UNIPHASE) qui émet dans le vert ($\lambda=523\text{nm}$). Cette lumière est envoyée directement sur un harnais de niveau 1 par l'intermédiaire d'une fibre optique. La répartition de la lumière incidente vers les fibres du harnais est réalisée au moyen d'une cavité diffusante. Deux des fibres du harnais sont connectées à deux photodiodes PN identiques pour des raisons de redondance.

Cette cavité diffusante est nécessaire pour faire perdre à la lumière la mémoire de ses modes de production. En effet, on peut observer sur la tâche de diffraction du laser des points lumineux. Ce scintillement est mobile et son déplacement peut modifier la quantité de lumière envoyée dans les fibres du harnais détruisant ainsi la stabilité de la répartition de la lumière dans le temps. La cavité diffusante intégrée dans le harnais homogénéise la lumière et améliore la stabilité du système d'injection, le prix à payer est son faible rendement lumineux (environ $1.5 \cdot 10^{-4}$ représentant le rapport de la quantité de lumière à la sortie de la cavité diffusante sur la quantité de lumière à l'entrée de la cavité).

Les fluctuations de la source de lumière laser vert en amplitude sont de $\pm 10\%$ à chaque impulsion mais peuvent atteindre 20% en moyenne. Les variations de l'amplitude sont dues principalement aux variations de température. Ici, il est inutile d'utiliser une enceinte thermalisée dans la mesure où l'on va suivre ces

variations avec des photodiodes PN étalonnées et insensibles aux variations de température. La réponse de la voie au signal laser sera normalisée par la réponse de ces photodiodes.

Comme le montre la figure IV.5, les fibres du harnais sont fixées sur la face avant des cristaux par un porte férule en plastique réfléchissant percé en son centre qui recouvre la face avant de l'alvéole.

L'instrumentation nécessaire au contrôle optique de chaque voie est montrée sur cette figure. Cette configuration a été utilisée dans tous les tests en faisceau que nous mentionnerons par la suite.

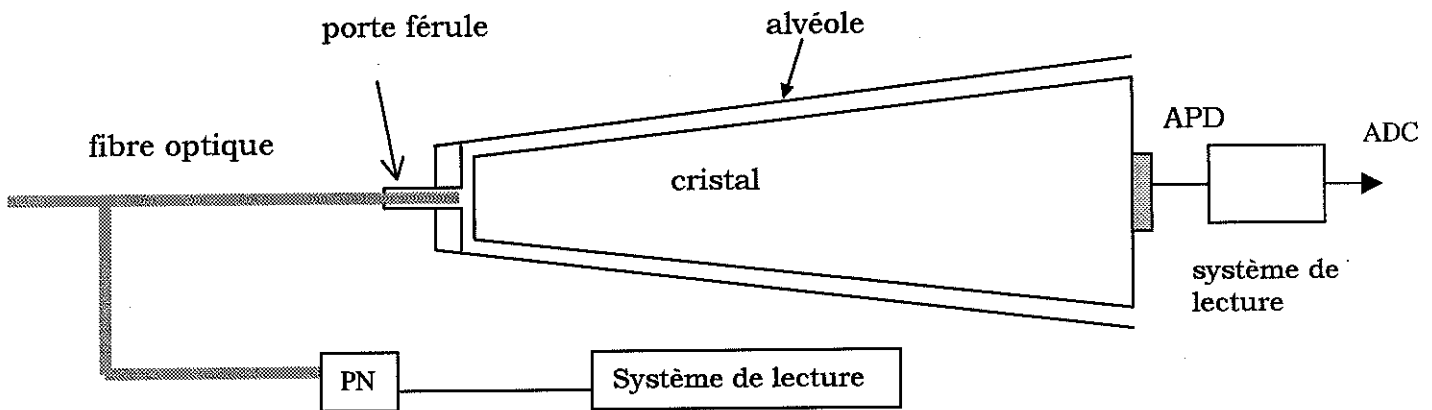


Figure IV. 5 : coupe d'un cristal dans son alvéole et instrumentation du système de contrôle optique

4.2. Le contrôle optique au service de la validation des voies de l'ECAL

Le signal électrique produit par le passage d'une particule dans le calorimètre électromagnétique de CMS est le résultat du traitement d'un signal lumineux à travers une chaîne de transformation dont il faut dominer tous les maillons. Le système d'injection de lumière est le seul outil qui permette de tester les effets introduits par les différents éléments qui constituent une voie. C'est un moyen de comprendre la réponse des voies et donc un outil très utile pour la précalibration. Vérifier la compatibilité entre la réponse de la voie à l'injection de lumière et la réponse à laquelle on s'attend est le moyen utilisé pour valider l'assemblage des différents constituants de la voie.

4.2.1 Principe de la validation des voies de l'ECAL

4.2.1.1 Réponse de la voie à l'injection de lumière

Dans le tonneau central, la lumière est injectée à l'avant des cristaux. Nous connaissons le nombre de photons arrivant sur la face avant de chaque cristal, nous pouvons donc évaluer le nombre de photons arrivant sur la photodiode à avalanche collée sur la face arrière du cristal puis le nombre d'électrons récoltés à la sortie de l'APD.

La réponse de la voie sera exprimé en électrons à l'entrée du préamplificateur afin de la décorrélérer des problèmes intrinsèques à la chaîne électronique de lecture (linéarité).

On appellera t le temps en jours, T la température, V la tension d'alimentation des APDs et λ la longueur d'onde de la lumière de scintillation.

Soit a la transmission relative d'une fibre optique du harnais de niveau 1 par rapport à la fibre connectée à la photodiode PN choisie comme référence parmi les 2 diodes disponibles, L le nombre de photons envoyés sur cette photodiode. Le nombre de photons arrivant sur la face avant du cristal est donné par $a \times L$.

La lumière pénètre dans le cristal qui possède une transmission notée B . Il y aura donc $a \times L \times B$ photons à la sortie du cristal.

L'angle que fait la lumière avec la normale à la face arrière du cristal est inférieur à l'angle critique de sortie de la lumière, donc toute la lumière arrivant sur la face arrière du cristal en sort. Ces photons sont détectés par une APD (voit chapitre 2) d'efficacité quantique ϵ_Q et de gain interne M .

Pour la voie indexée i , le nombre d'électrons récolté à la sortie de l'APD est donné par :

$$R_i = a_i(t, \lambda) L(t, \lambda) B_i(t, \lambda) \overline{M}_i(t, V, T, \lambda) \quad 4.1$$

où \overline{M} est le produit de l'efficacité quantique de l'APD par son gain. On appellera cette réponse « signal monitoring R_i » [4.2].

La transmission du cristal à l'injection de lumière est donnée par la formule approximative suivante [4.2]:

$$B = B_i \frac{\exp\left(-r_1 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}\right)}{1 - k \exp\left(-2r_2 \int_0^{L_c} \frac{dz}{\Lambda(t, z, \lambda)}\right)} \quad 4.2$$

dans laquelle Λ est la longueur d'atténuation du cristal qui dépend de z puisque le cristal est inhomogène et L_c la longueur du cristal.

Le terme B_1 inclus les acceptances géométriques et les couplages optiques.

Les coefficients r_1 et r_2 tiennent compte du fait que la lumière ne se propage pas suivant l'axe z mais avec des trajectoires dont les directions sont dues à l'ouverture numérique des fibres optiques. Ces coefficients sont très proches de l'unité.

Le dénominateur représente le retour de la lumière dont l'intensité est donné par le coefficient de réflexion k .

Les paramètres des fibres optiques, cristaux et APDs seront connus avec précision : dispersion maximum de 3 % sur la transmission des fibres du harnais et incertitude de quelques pour cents sur le gain des APDs. Durant les tests en faisceau, la dispersion maximum mesurée sur la transmission des fibres du harnais de niveau 1 est de l'ordre de 4 % et l'incertitude sur le gain des APDs de 20%. Quant aux longueurs d'atténuation des cristaux, elles sont déduites des courbes de transmission qui sont mesurées avec une incertitude de quelques pour cents.

4.2.1.2 Principe de la validation des voies de l'ECAL

Avant d'entamer la précalibration des supermodules en test en faisceau, l'injection de lumière sur les cristaux et l'analyse des signaux obtenus vont permettre de vérifier l'accord (à 10% près) entre la réponse $R_{\text{mesuré}}$ des différentes voies et la réponse R_{attendu} calculée. Ces tests permettront ainsi de déceler tout problème important et d'ajuster au mieux les paramètres.

Si des différences faibles sont observées, elles seront attribuées aux paramètres a et B_1 (couplages optiques).

La mise en évidence de tout problème grâce à cette méthode devra être très rapide afin d'y remédier au plus tôt. L'analyse se fera donc en ligne et préviendra de tout écart anormal entre les signaux attendus et mesurés grâce à des messages d'erreur explicites.

4.2.2 La validation des voies en tests en faisceau

Rappelons que R est appelé « signal monitoring » et qu'il correspond à la réponse d'une voie à l'injection de lumière, il est exprimé en électrons à l'entrée du préamplificateur. Dans le cas des photodiodes de contrôle, ce signal est noté L et est exprimé en photons.

4.2.2.1 Lecture des « signaux monitoring »

Avant d'en venir à l'analyse des données prises lors des tests au CERN, décrivons quels sont les signaux observés.

Le signal analogique émis par l'APD est mis en forme et amplifié puis converti par un ADC. Une chaîne électronique analogue est placée derrière les photodiodes PN, le signal ADC est dans ce cas directement lié au nombre de photons envoyés sur la photodiode et donc sur tous les cristaux.

Les signaux R et L sont obtenus après soustraction du pedestal (signal ADC obtenu lorsqu'aucun signal n'est observé) dont on peut voir le spectre pour la voie numéro 21 sur la figure IV.6. Ce spectre est de forme gaussienne et l'écart quadratique moyen de la distribution rend compte du bruit électronique.

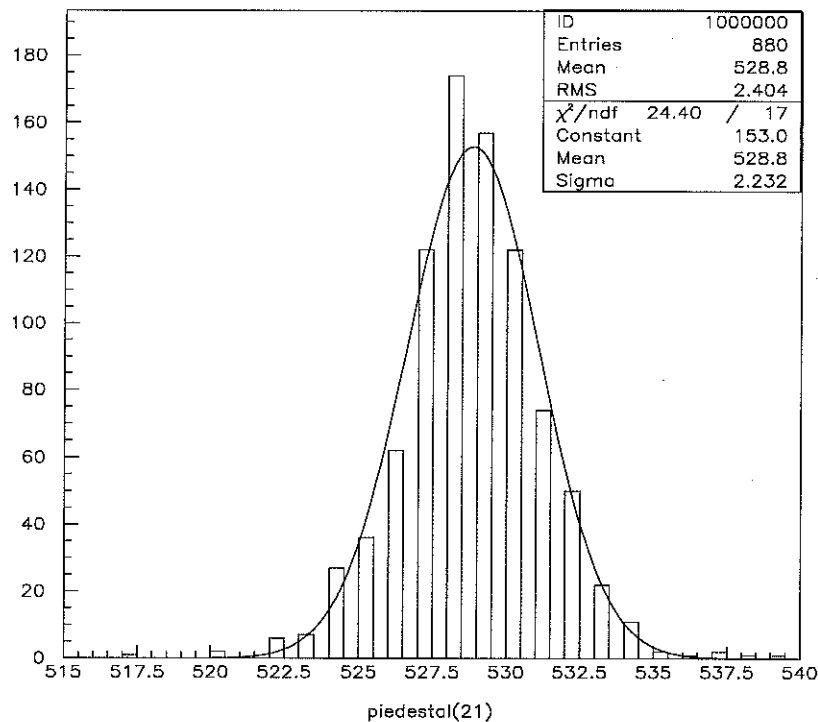


Figure IV. 6 : spectre du pedestal en canaux d'ADC

Le nombre de photons envoyés sur le cristal est déduit du signal émis par la photodiode PN après réception de ces photons. Il faut donc trouver la correspondance entre les canaux ADC et le nombre d'électrons émis par la photodiode pour ensuite pouvoir retrouver le nombre de photons incidents.

La correspondance entre le canal d'ADC et le nombre d'électrons produits peut être connue en utilisant le circuit d'injection électronique associé au photodétecteur et décrit sur la figure IV.7. Un signal (V_{inj}) est envoyé sur un condensateur de capacité C_{inj} , la charge Q produite est traitée par la chaîne électronique de lecture correspondante.

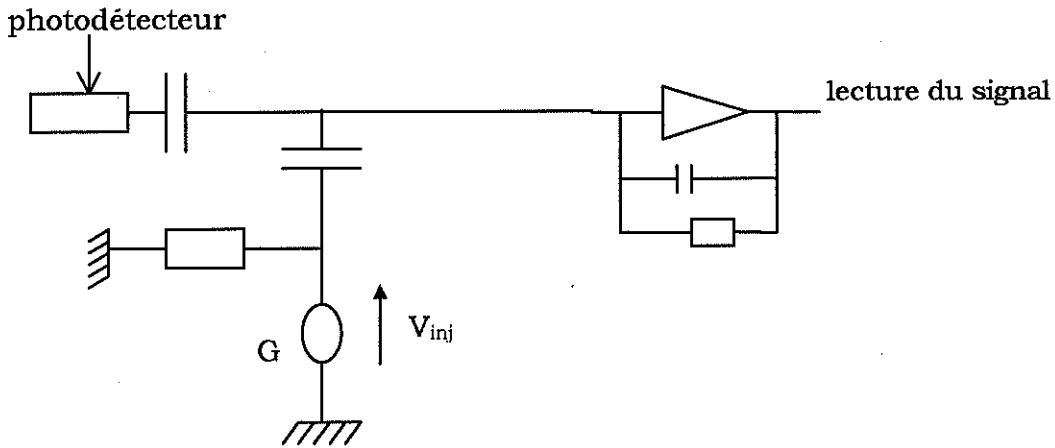


Figure IV. 7 : système d'injection électronique

La figure IV.8 montre le spectre de l'injection électronique (notée I_{inj}) obtenu sur l'ADC après avoir soustrait le pedestal. La valeur moyenne du spectre correspond à la charge Q envoyée sur la chaîne de lecture.

La correspondance canal d'ADC et nombre d'électrons s'écrit:

$$Coeff = \frac{C_{inj} V_{inj}}{q I_{inj}} = \frac{Q}{q I_{inj}} \text{ (e- / canal adc)} \quad 4.3$$

q étant la charge de l'électron.

Le signal émis par une photodiode et exprimé en électrons est donné par :

$$S_{e^-} = S_{adc} \times Coeff \quad 4.4$$

Pour revenir au nombre de photons incidents sur la photodiode et donc sur chaque cristal il faut diviser ce signal par l'efficacité quantique de celle-ci.

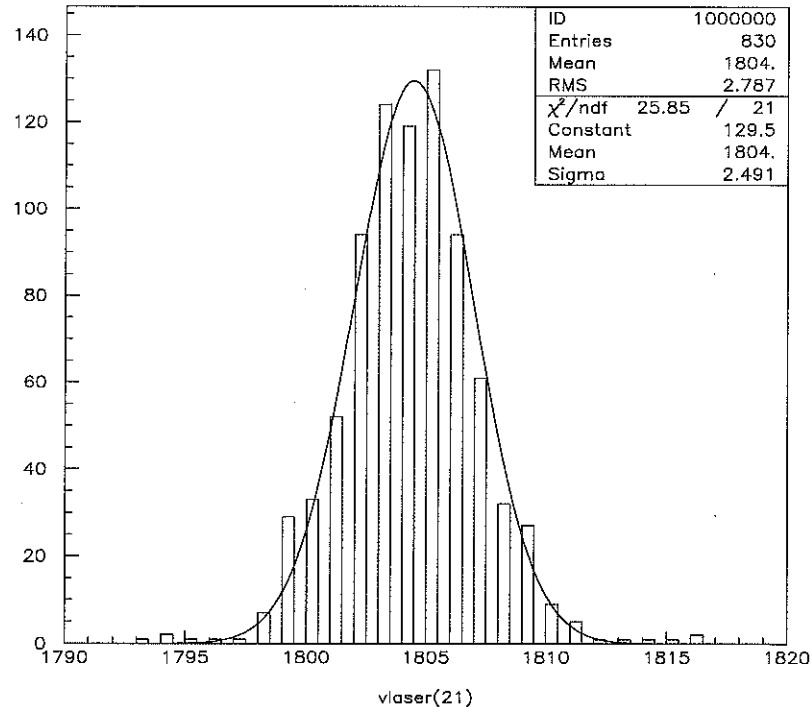


Figure IV. 8: *spectre de l'injection électronique sur l'électronique d'une photodiode PN en canaux d'ADC*

4.2.2.2 Analyse des données des tests en faisceau et validation des voies

Nous avons appliqué le principe de ces tests de validation aux tests en faisceau effectués en juin 1998 au CERN. La matrice carrée étudiée était constituée de 36 cristaux. Les longueurs d'atténuation Λ de 4 cristaux de cette matrice sont représentées sur la figure IV.9. On voit que pour des longueurs d'onde supérieures à 450 nm, Λ est supérieure à 5 mètres. Plus la longueur d'atténuation d'un cristal est élevée, plus ce dernier est transparent.

Les cristaux sont transparents à la lumière du système de contrôle optique ($\lambda=550$ nm).

A l'aide de la relation 4.1, nous allons calculer R_{attendu} en prenant comme valeur des paramètres les mesures, les estimations et hypothèses simplificatrices suivantes :

- les a_i sont pris tous égaux à 1
- les longueurs d'atténuation Λ des cristaux sont déduites des mesures de leur transmission

- on fait l'hypothèse que les retours de lumière dans le cristal sont négligeables, on prend donc $k=0$ dans l'équation 4.2
- la constante B_1 est estimée à 4.7%
- les efficacités quantiques ϵ_Q des APDs sont considérées comme identiques pour toutes les APDs et égales à environ 80% entre 400 et 550 nm
- les gains M des APDs sont déterminés « in situ » grâce à des prises de données dédiées à cela.

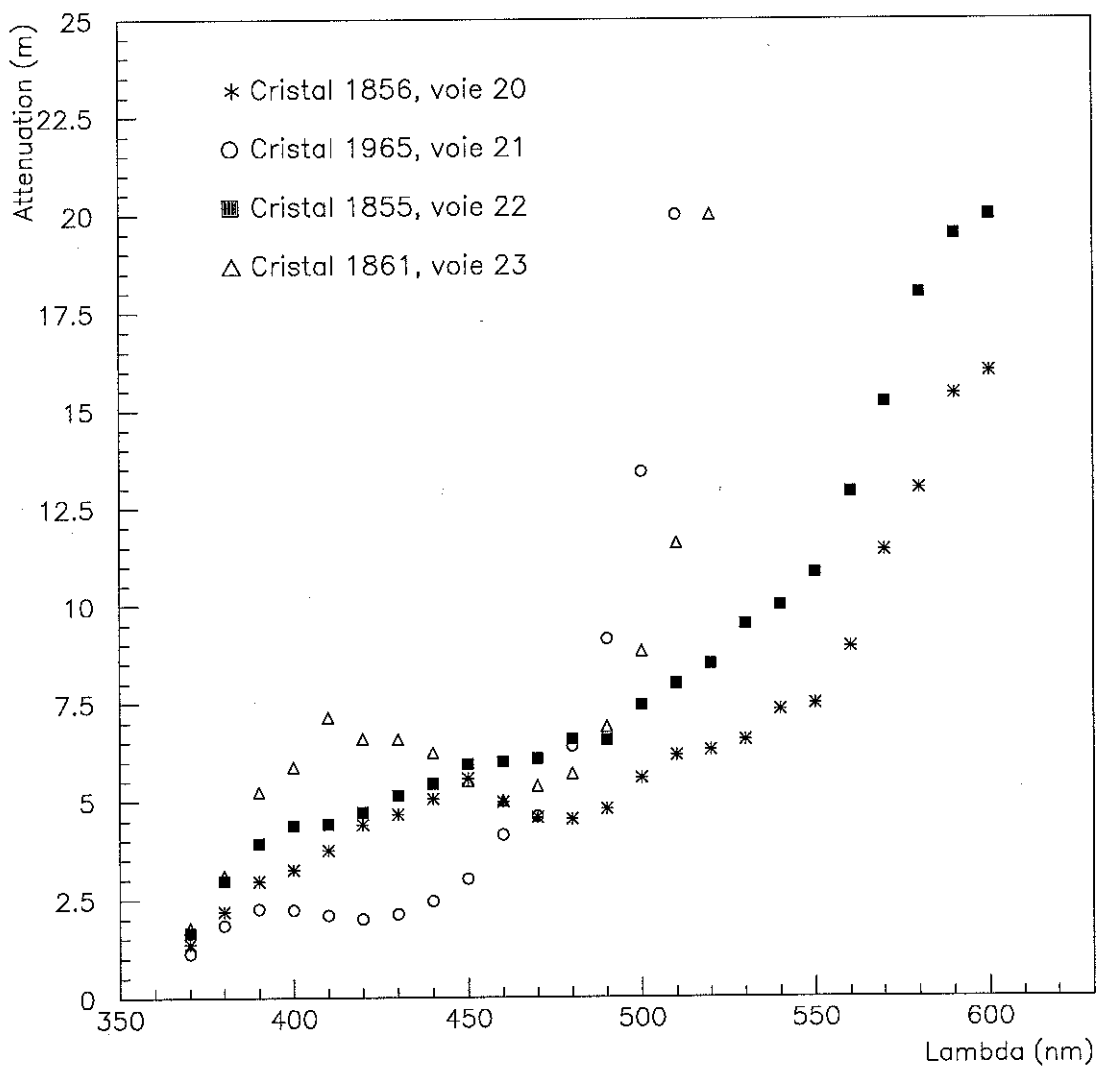


Figure IV. 9 : longueurs d'atténuation de quelques cristaux de la matrice de tests de juin 1998 en fonction de la longueur d'onde

Détaillons la mesure qui a permis la détermination des gains des APDs : elle a été effectuée avec des tensions d'alimentation allant de 100 Volts à la tension d'utilisation des APDs HAMAMATSU qui correspond à un gain d'environ 50 soit environ 410 Volts. A basse tension, ici 100 Volts, on suppose que le gain vaut 1. Les résultats relatifs à quelques APDs normalisés à la réponse de la photodiode PN sont représentés sur la figure IV.10. On note l'existence d'un plateau pour des tensions inférieures à 300 Volts suivi d'une montée très rapide du gain.

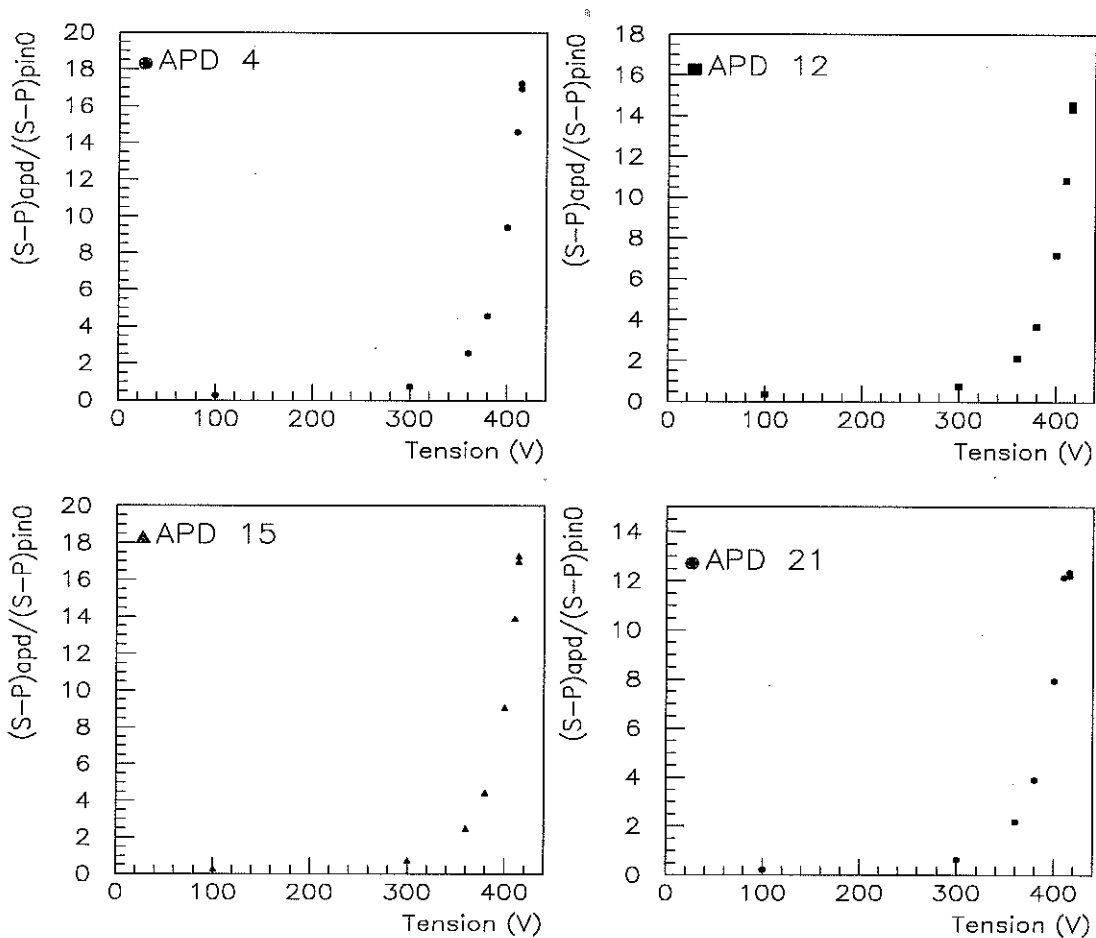


Figure IV. 10 : réponse de quelques APDs de la matrice de tests de juin 1998 normalisée à la réponse de la photodiode PN en fonction de la tension d'alimentation des APDs

Le gain des APDs est donné par :

$$M = \frac{S_{\text{nom}}}{S_{100}} \quad 4.5$$

où S_{100} (signal soustrait du piedestal et corrigé de l'injection électronique) est le signal mesuré pour une tension d'alimentation de 100 Volts et S_{nom} est le signal correspondant à la tension nominale des APDs. Cette tension a été réglée pour assurer un gain proche de 50 aux APDs. Les gains calculés montrent en fait une très grande dispersion comme le montre la figure IV.11. Cette distribution est néanmoins bien piquée sur 50. Les 5 voies donnant un signal nul ne sont pas prises en compte car elles ne sont pas alimentées. L'erreur faite sur le calcul du gain est d'environ 20%.

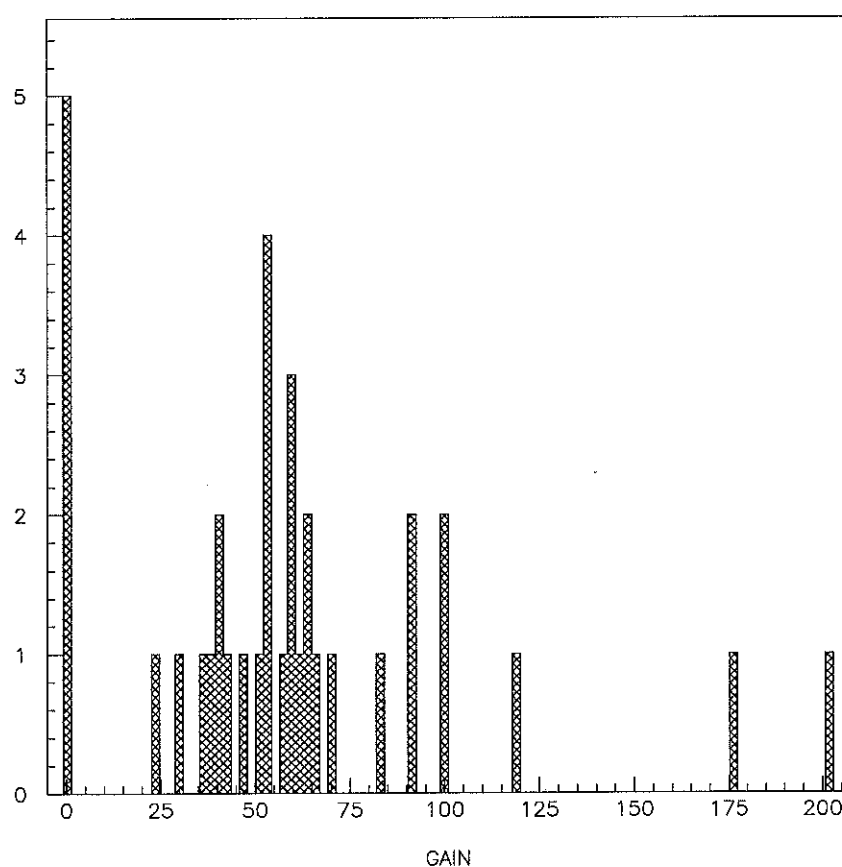


Figure IV. 11 : *distribution des gains calculés des APDs de la matrice de tests les 5 voies qui ne donnent aucun signal sont des voies non alimentées.*

Une fois connus tous les paramètres nécessaires au calcul de $R_{attendu}$, on peut prédire la réponse de chaque voie à l'injection de lumière et la comparer à ce que l'on observe.

La figure IV.12 montre la distribution pour une prise de données du rapport $R_{mesuré}/R_{attendu}$ (que nous appellerons par la suite X) en fonction du numéro du canal. On peut voir que la dispersion est grande et que les rapports sont très différents de 1 dans la majorité des cas.

On estime l'erreur sur le calcul de R_{attendu} d'environ 20%, cette incertitude étant essentiellement due à l'incertitude sur le gain des APDs, il n'est donc pas surprenant que les deux réponses puissent être si différentes. Cette étude ne peut avoir d'intérêt que si les paramètres caractérisant les constituants (fibre, cristal, APD, électronique) sont connus avec précision (à moins de 5%). Les incertitudes principales proviennent donc de la transmission relative des fibres. La mesure précise du gain M des APDs devra être effectuée après l'assemblage des divers constituants et avant les tests en faisceau.

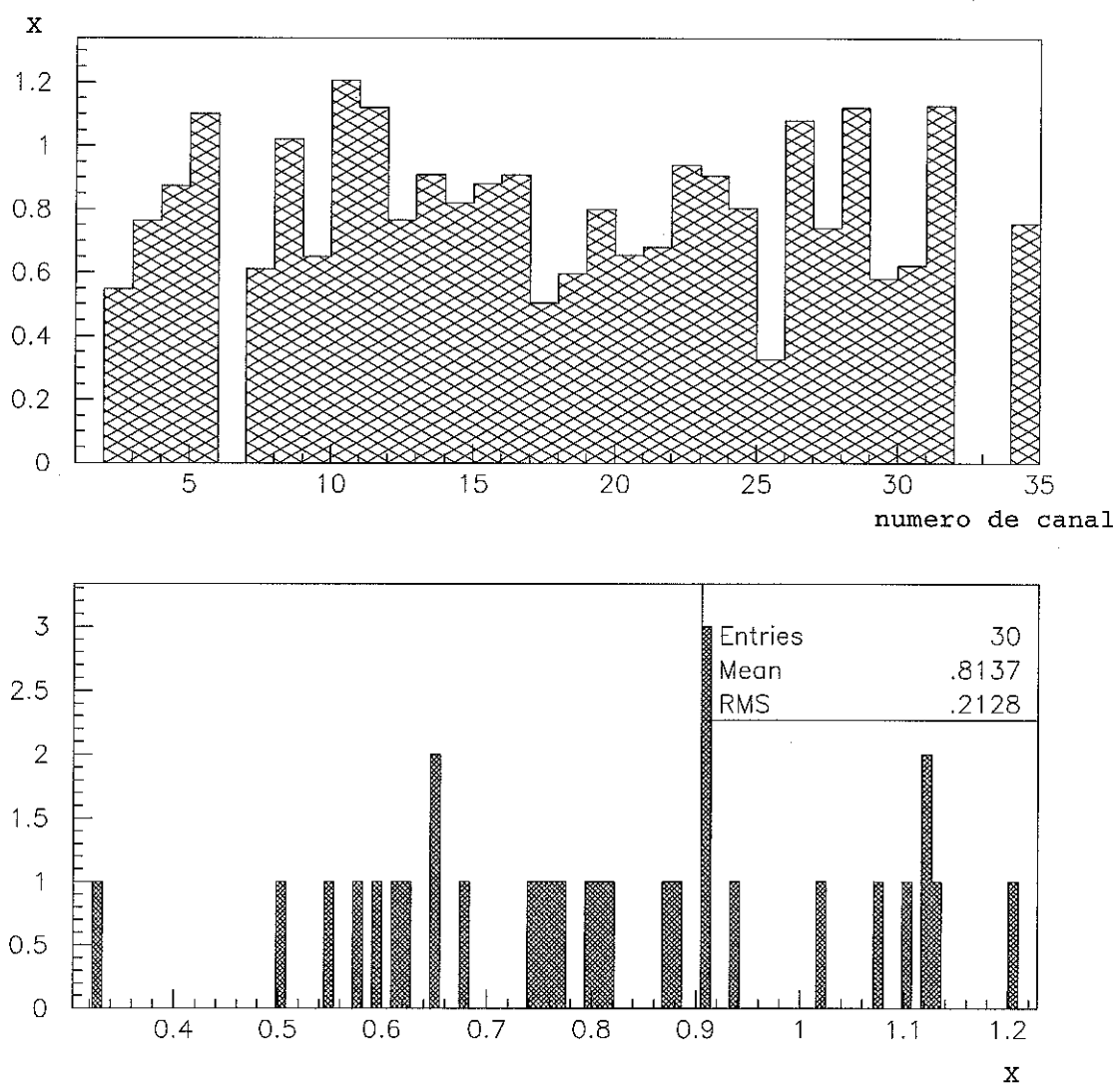


Figure IV. 12 : $\langle X \rangle$ en fonction du numéro de canal en haut (les voies sans signal sont des voies déconnectées), distribution de $\langle X \rangle$ en bas

La figure IV.13 montre la distribution du rapport X, et la corrélation entre les deux signaux $R_{\text{mesuré}}$ et R_{attendu} pour la voie de détection numéro 24.

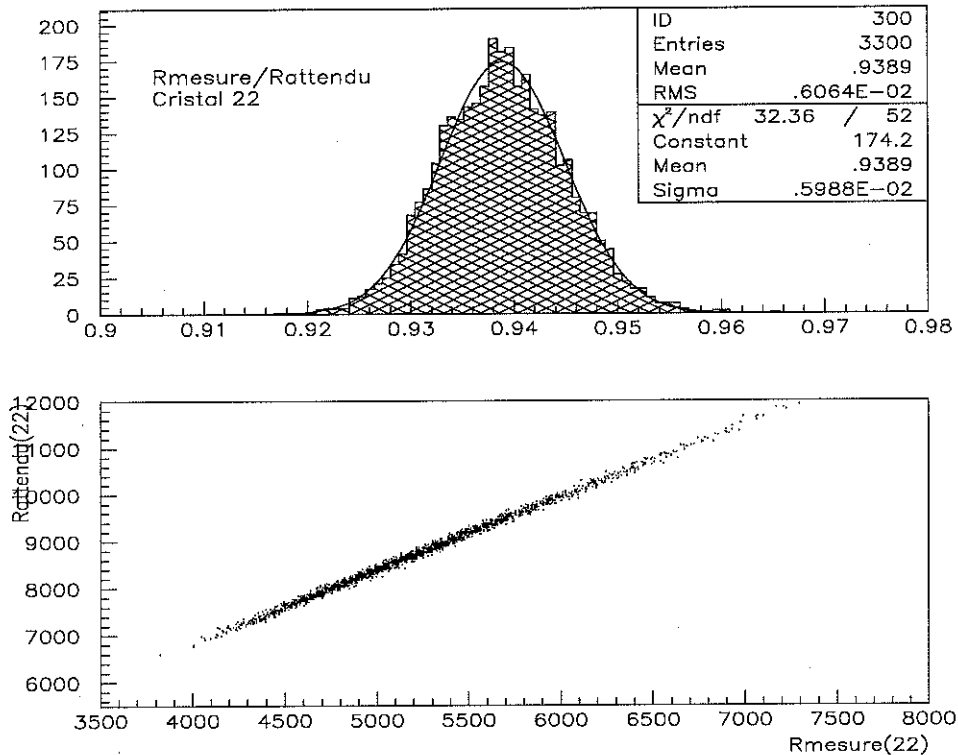


Figure IV. 13: *distribution du rapport X en haut, corrélation des deux réponses sur la figure du bas pour la voie 22*

Le résultat des tests de validation des voies d'un super-module seront affichés sur des écrans de contrôle sous la forme de messages. Ils peuvent contenir :

- la valeur moyenne et le sigma de la distribution X
- une liste des numéros des voies pour lesquelles le rapport se situe à plus de un écart quadratique moyen de la valeur moyenne de la distribution X
- une liste des numéros des voies défectueuses qui ne donnent pas de signal.

Ces messages ont pour but d'alerter les personnes en poste si les tests de validation de certaines voies sont négatifs afin qu'elles puissent prendre les initiatives nécessaire à la résolution du problème.

A titre d'exemple, on peut avoir les messages suivants obtenus lors du tests d'un prototype de matrice de juin 1998 :

Valeur moyenne de la distribution de $R_{\text{mesuré}}/R_{\text{attendu}} = 0.8137$

Sigma de la distribution de $R_{\text{mesuré}}/R_{\text{attendu}} = 0.2128$

Canaux défectueux : 1, 6, 32, 33

ATTENTION !! Canaux à plus de 1σ de la valeur moyenne : 5, 10, 11,
25, 26, 28, 33

Mis à part les voies défectueuses, on devra ajuster les paramètres a et $B1$ de sorte que R_{attendu} soit compatible avec R_{mesure} pour les voies qui présentent un écart de plus d'un écart quadratique moyen à la valeur moyenne de la distribution de X . Si l'on ne réussit pas à trouver un jeu de paramètres satisfaisants, ces voies seront classées comme voies défectueuses.

Si ces paramètres sont modifiés, la base de données devra être mise à jour de manière à pouvoir réutiliser ces paramètres :

- dans le cas où l'on repasserait le même super-module en test de validation.
- pour comprendre la réponse des voies du super-module une fois celui-ci installé dans CMS auprès du LHC.

Références du chapitre 4:

[4.1] : V. Puill, *Monitoring of a light distribution system with Hamamatsu PN photodiodes in a radioactive environment*, Proceedings of the second conference on New Developments in Photodetection, Beaune 1999

[4.2] : P. Bonamy, V. Puill Da Ponte, M. Dejardin, J.L. Faure, F.X. Gentit, A. Givernaud, E. Locci, J.P. Pansart, J. Rander, P. Verrecchia, G. Villet, *The ECAL calibration : Use of the light monitoring system, version 4.0*, CMS Note 1998/013

Chapitre 5

Les tests en faisceau

5.1. Description du dispositif expérimental des tests en faisceau au CERN

5.2. Description des différents types d'évènements utilisés dans nos tests

5.3. Acquisition des données

5.4. Reconstruction des trajectoires des particules du faisceau et lecture d'un événement physique

Ce chapitre est dédié au dispositif expérimental des tests en faisceau des matrices de cristaux au CERN (Laboratoire Européen de Physique des Particules).

Après avoir décrit succinctement le lieu où se déroulent les tests et la ligne de faisceau de particules que nous utilisons, nous décrirons les détecteurs utilisés lors de ces tests et leur agencement. Nous détaillerons la signification des différents signaux observés et leur utilité et nous expliquerons ensuite comment s'effectue la lecture d'un événement physique, point de départ de toute analyse.

5.1. Description du dispositif expérimental des tests en faisceau au CERN

La ligne de faisceau H4

Les prototypes de calorimètres ont été installés dans le hall d'expérimentation nord du CERN (figure V.1) sur la ligne de faisceau H4. C'est un faisceau secondaire de haute énergie (de 15 à 350 GeV) produit sur une cible de béryllium à partir du faisceau de protons de 450 GeV extrait de l'accélérateur SPS (Super Proton Synchrotron). L'utilisation de convertisseurs ou d'absorbeurs permet d'obtenir sur la même ligne de faisceau, un faisceau d'électrons, de pions ou de muons. La précalibration des super-modules sera réalisée avec ce faisceau d'électrons.

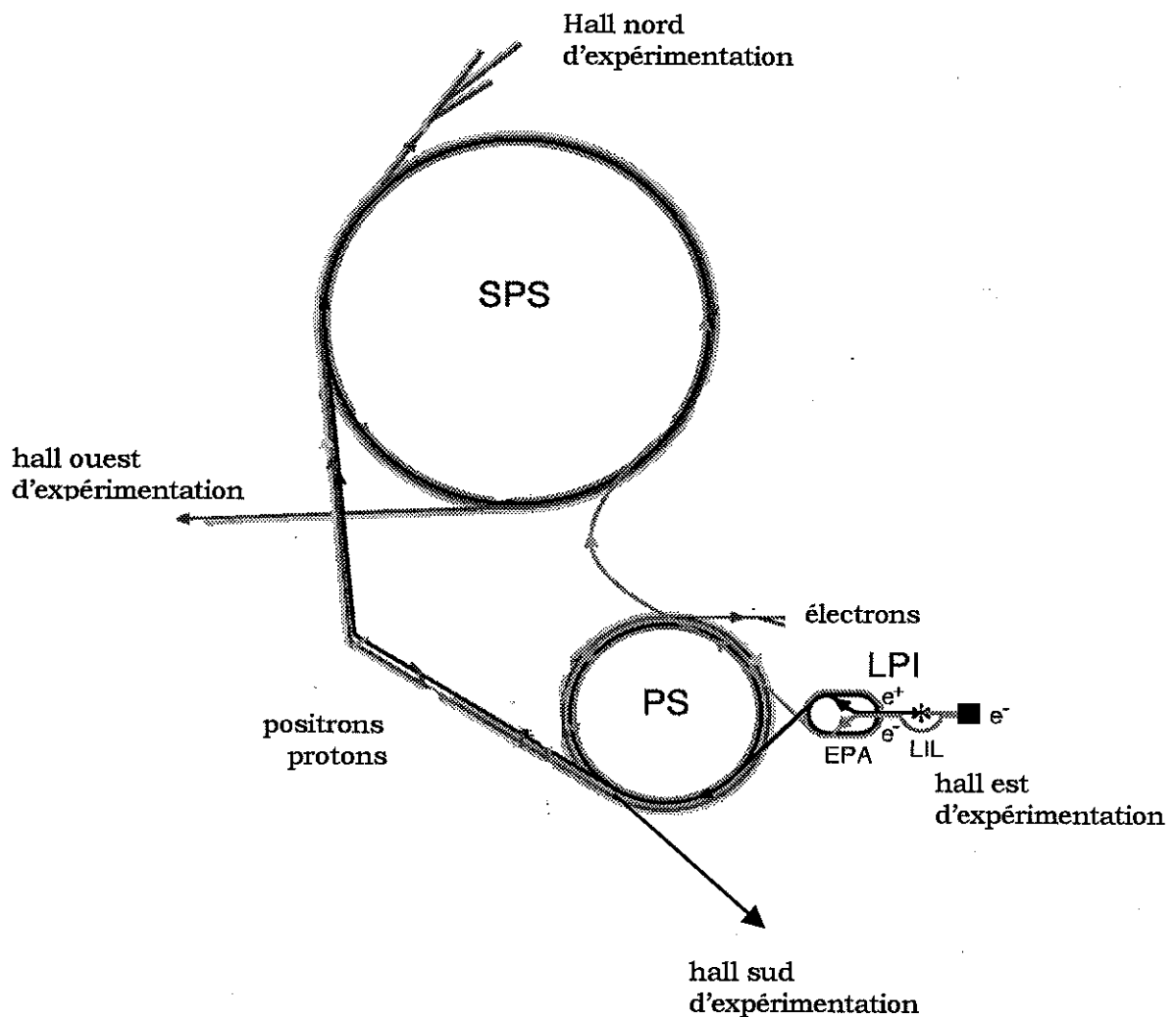


Figure V. 1 : différents accélérateurs au CERN

Principales caractéristiques du faisceau d'électrons :

On appelle Δ l'écart à la valeur moyenne de l'énergie du faisceau d'électrons et Δ_0 , l'écart à la valeur absolue de l'énergie théorique E_0 .

La bonne définition de la valeur absolue de l'énergie (donnée par Δ_0/E_0) ainsi que la bonne résolution en énergie (σ/E) de ce faisceau permet une calibration précise des voies du calorimètre, son excellente stabilité en énergie (donnée par Δ/E) permet d'effectuer cette calibration précise sur une longue période. Ceci est important car il faut une semaine de faisceau pour calibrer un super-module et la précalibration de tous les super-modules prendra deux ans.

Les trois caractéristiques du faisceau d'électrons d'énergie E (exprimée en GeV) sont [5.1] :

- ◆ la résolution en énergie : $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}} \%$
- ◆ la reproductibilité du faisceau : $\frac{\Delta}{E} = \frac{3.2}{E} \%$
- ◆ l'incertitude sur la valeur absolue de l'énergie : $\frac{\Delta_0}{E_0} \approx \frac{25}{E} \oplus 0.5 \%$

soit, pour les énergies utilisées en tests en faisceau :

E(Gev)	15	25	35	50	80	180	200
$\sigma/E \%$	0.13	0.1	0.084	0.07	0.056	0.037	0.035
$\Delta/E \%$	0.21	0.13	0.09	0.06	0.04	0.017	0.016
$\Delta_0/E_0 \%$	1.74	1.12	0.87	0.71	0.59	0.27	0.265

Description du dispositif expérimental

La figure V.2 montre le spectromètre que nous avons utilisé pour nos tests. Il est composé de détecteurs de position et de compteurs tous maintenus par une potence. L'élément de calorimètre à tester est posé sur une table motorisée qui permet de positionner précisément sur la ligne de faisceau le cristal à calibrer. Ce dispositif sera utilisé lors de la précalibration.

Comme on le verra au cours de l'analyse de ces tests, il est essentiel de pouvoir déterminer les coordonnées du point d'impact des électrons du faisceau sur le cristal visé. Dans ce but, on dispose d'un ensemble de chambres à dérive [5.2] placées en amont de la matrice, qui permettra la reconstruction de la trajectoire des électrons du faisceau. La précision sur la position reconstruite des particules dans ces chambres est de 300 microns.

Des compteurs de particules constitués de scintillateurs sont placés entre les chambres à dérive. Les deux premiers comptent le nombre de particules entrant dans un groupe de 3x3 cristaux centré sur le cristal visé. Le troisième

scintillateur de la taille de la face avant d'un cristal ($2 \times 2 \text{ cm}^2$) compte le nombre de particules entrant dans le cristal visé, il donne le signal de déclenchement pour la lecture de l'évènement. Le quatrième scintillateur sert de rechange en cas de panne. Les chambres à dérive et les compteurs sont alignés sur l'axe théorique du faisceau.

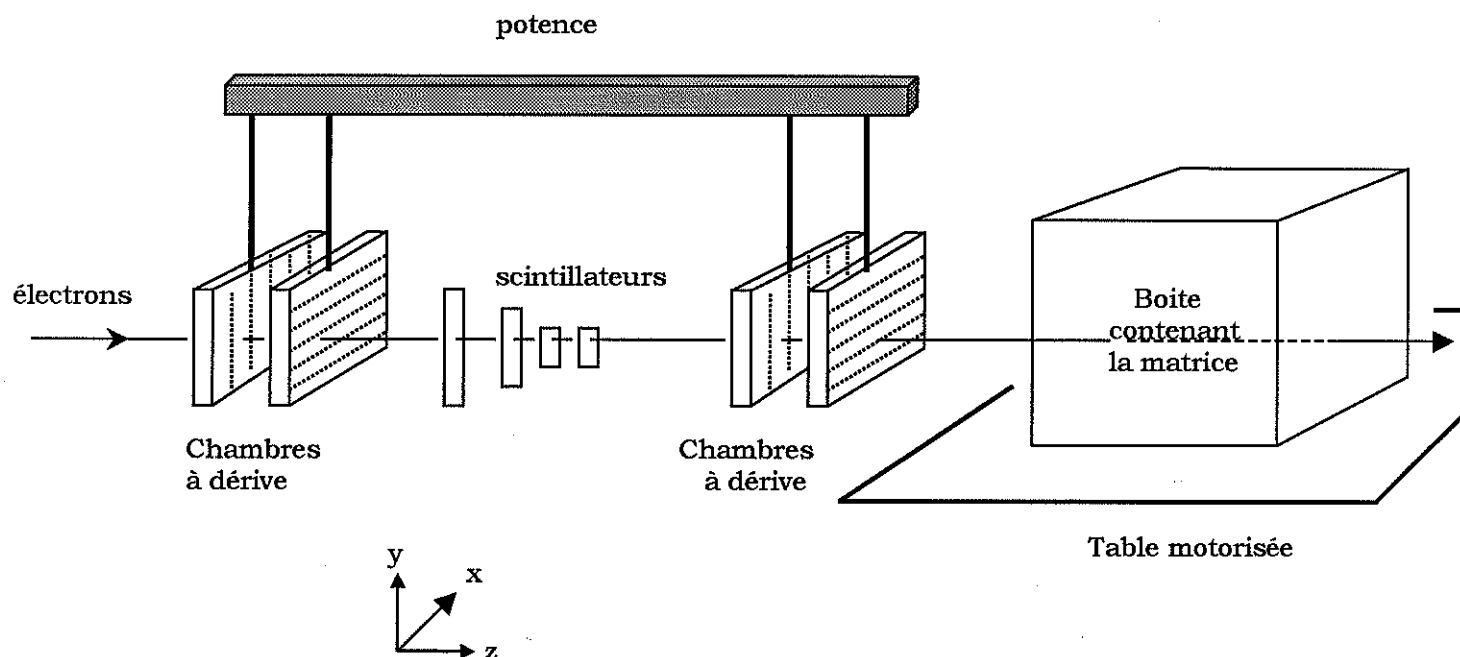


Figure V. 2 : *dispositif de test de la matrice constitué des détecteurs de position et des compteurs de particules.*

La figure V.3 montre un élément de calorimètre que l'on a testé en faisceau, on voit les alvéoles dans lesquelles sont insérés les cristaux. Ceux-ci sont disposés suivant une configuration proche de celle du calorimètre final autour de $\eta=0$. Le tout est placé dans une enceinte thermalisée puis transporté sur la table de balayage.

La figure V.4 montre le schéma de la table de balayage commandée à distance. Le déplacement très précis (0.1 mm) dans les deux coordonnées (X et Y) se fera de telle manière que l'angle d'entrée du faisceau d'électrons dans le cristal à calibrer reproduira l'angle d'entrée moyen des électrons issus du point d'interaction théorique au LHC (soit 3° en η et 3° en ϕ).

Un repérage de la position de l'enceinte par rapport à la ligne de faisceau théorique ainsi que les positions relatives des cristaux par rapport à l'enceinte doit être réalisé afin de pouvoir déduire la position de l'électron incident à l'entrée du cristal visé à partir de sa trajectoire mesurée par les chambres à dérives.

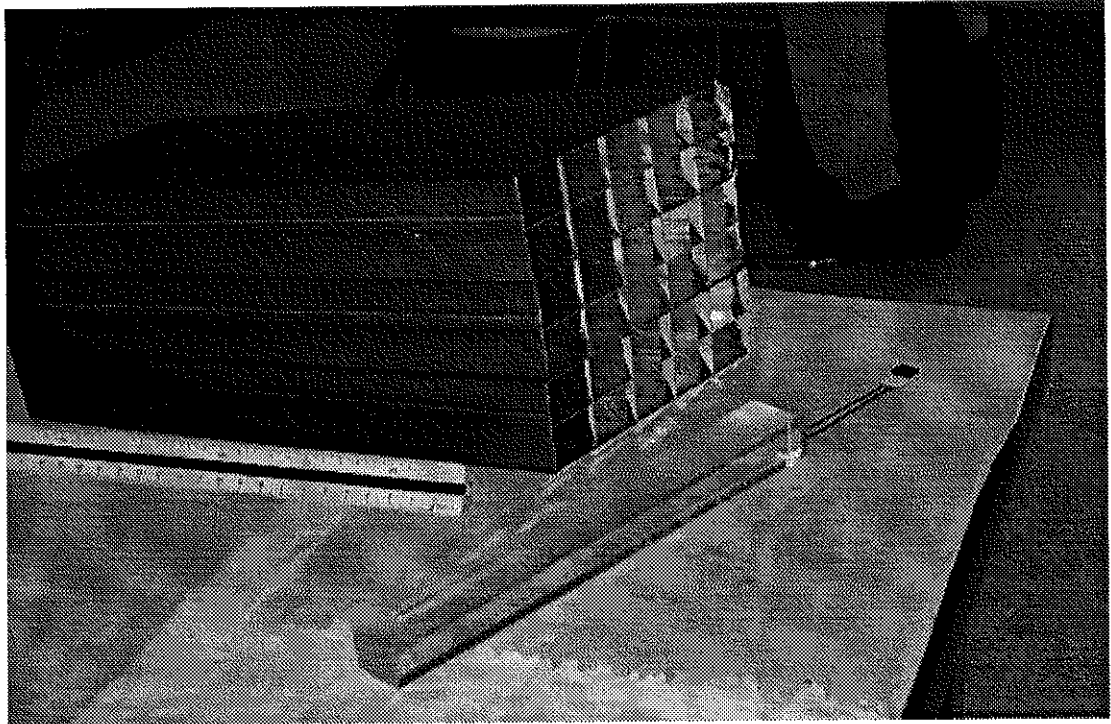


Figure V. 3 : *alvéoles d'une matrice de tests*

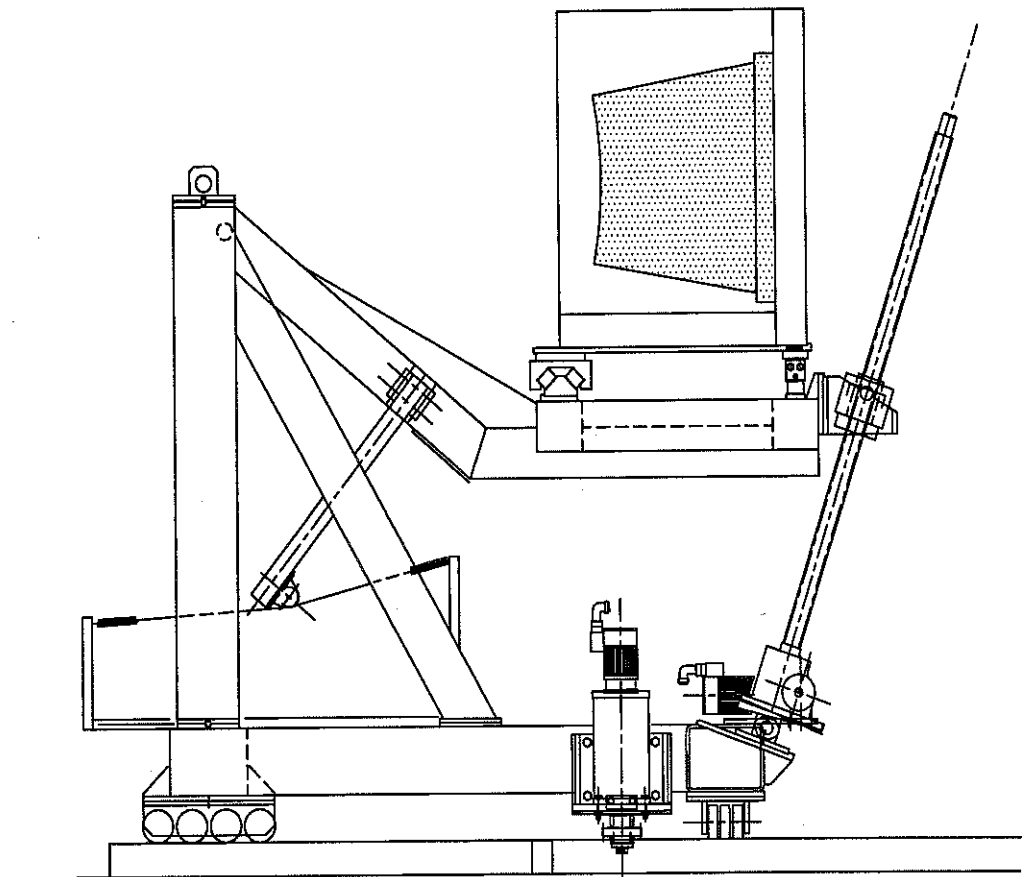


Figure V. 4: *table de balayage pour la précalibration des cristaux*

5.2 Description des différents types d'évènements utilisés dans nos tests

Un type d'évènement caractérise la réponse du calorimètre (ou du détecteur) à un certain signal. C'est une étiquette associée à un évènement artificiel ou physique.

Les différents types d'évènements considérés dans nos tests sont :

◆ le piédestal : c'est la réponse de la voie en l'absence d'évènement. La variance du spectre du piédestal rend compte du bruit de la chaîne de lecture.

◆ l'injection électronique : c'est la réponse de la voie à un signal artificiel envoyé sur la chaîne de lecture. Elle permet de corriger les dérives de l'électronique et de calibrer la chaîne de lecture de chaque voie (voir chapitre 2).

◆ le signal de monitoring R : c'est la réponse de la voie à l'injection de lumière du système de contrôle optique dans le cristal.

◆ le signal physique S : c'est la réponse de la voie à l'émission de lumière de scintillation produite par le passage d'une particule dans le cristal.

D'autres mesures sont effectuées pour contrôler le fonctionnement du détecteur :

◆ la température ambiante à l'intérieur de l'enceinte thermalisée, la température des APDs et celle des cristaux : c'est la réponse des différentes sondes fixées sur les éléments du calorimètre.

◆ les tensions d'alimentation.

◆ le courant d'obscurité des APDs.

◆ la position courante de la table de balayage : la table fournit sur demande la position (x,y) du cristal de la matrice qui se trouve sur la ligne de faisceau, on peut donc en déduire le numéro de cristal en train d'être calibré.

Mis à part le signal de physique S, la lecture de la réponse des voies du calorimètre à la plupart de ces signaux est réalisée en dehors de la porte de déversement, c'est à dire en dehors du faisceau ; la durée du déversement est de 2 secondes, le déversement se produisant toutes les 14.4 secondes. Les piédestaux sont également évalués durant le déversement des particules du faisceau. Nous n'avons pas trouvé de différences significatives entre les piédestaux mesurés en dehors ou dans la porte de déversement.

5.3. Acquisition des données

Le ordinateur vient lire la réponse des détecteurs du spectromètre à chaque type d'évènements. Les résultats sont visualisés rapidement de manière à assurer le contrôle en ligne de la prise de données.

A tout moment, un physicien depuis son bureau peut vérifier le bon fonctionnement de son appareillage pendant la prise de données. On a bien sûr accès à la totalité de l'information de toutes les prises de données.

Le programme de lecture des données mis à la disposition de la collaboration a servi de base à notre analyse des tests en faisceau.

5.4 Reconstruction des trajectoires des particules du faisceau et lecture d'un événement physique

Parmi tous les évènements pris, on cherche l'étiquette d'un événement de physique. A ce type d'évènement est associée une lecture de la réponse du détecteur. Pour avoir l'information complète de cet événement physique, il faut non seulement décoder la réponse des ADC mais lire les échelles de comptage et les TDCs (Time Digital Converter pour les chambres à dérive).

A partir des informations en temps des TDCs, on peut déduire la position des particules du faisceau qui ont traversé les chambres à dérive.

Comme le montre la figure V.5, on dispose de deux ensembles de chambres à dérive qui mesurent alternativement la position en X et Y des particules.

Un ajustement de droites est réalisé dans chaque plan en prenant les combinaisons de tous les points d'impacts détectés.

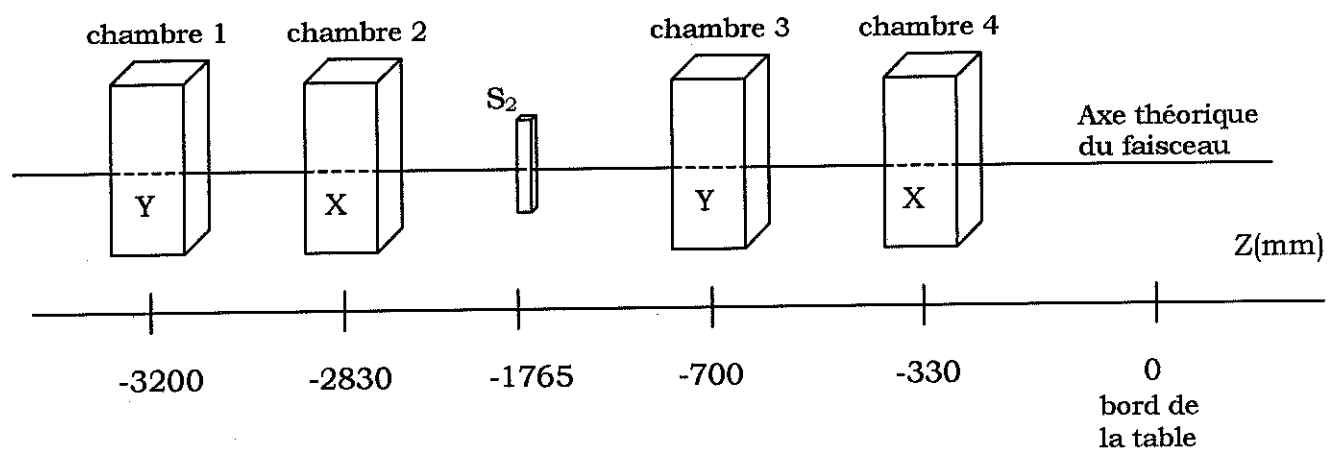


Figure V. 5 : positions relatives des chambres à dérive par rapport au bord de la table

On n'accepte l'évènement que si l'on a trouvé une et une seule bonne projection dans chacun des plans. La trajectoire des particules du faisceau est reconstruite à partir des projections sur les plans horizontal et vertical.

Les distributions des pentes des droites ajustées sont représentées sur la figure V.6. Dans chaque projection, on observe des trajectoires inclinées par rapport à l'axe du faisceau. Nous rejetons les évènements pour lesquels les particules ont des trajectoires très pentues (voir figure V.7). Dans ce cas, les particules ne passent pas au milieu des chambres et leur extrapolation vers le calorimètre les amènent en dehors du cristal visé.

Cette coupure représentée sur la figure V.6 nous fait perdre très peu d'évènements, moins de 0.5%.

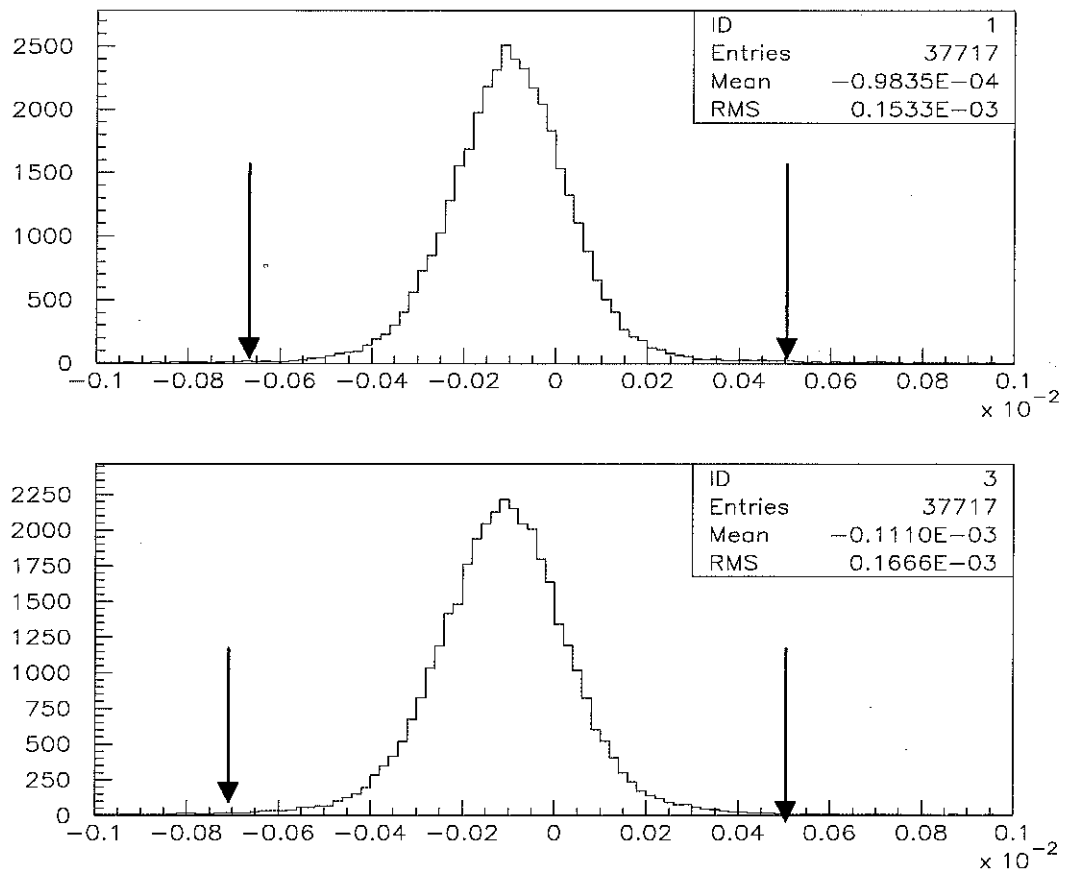


Figure V. 6 : distribution des pentes des trajectoires des électrons du faisceau dans le plan horizontal (figure du haut) et dans le plan vertical (figure du bas)

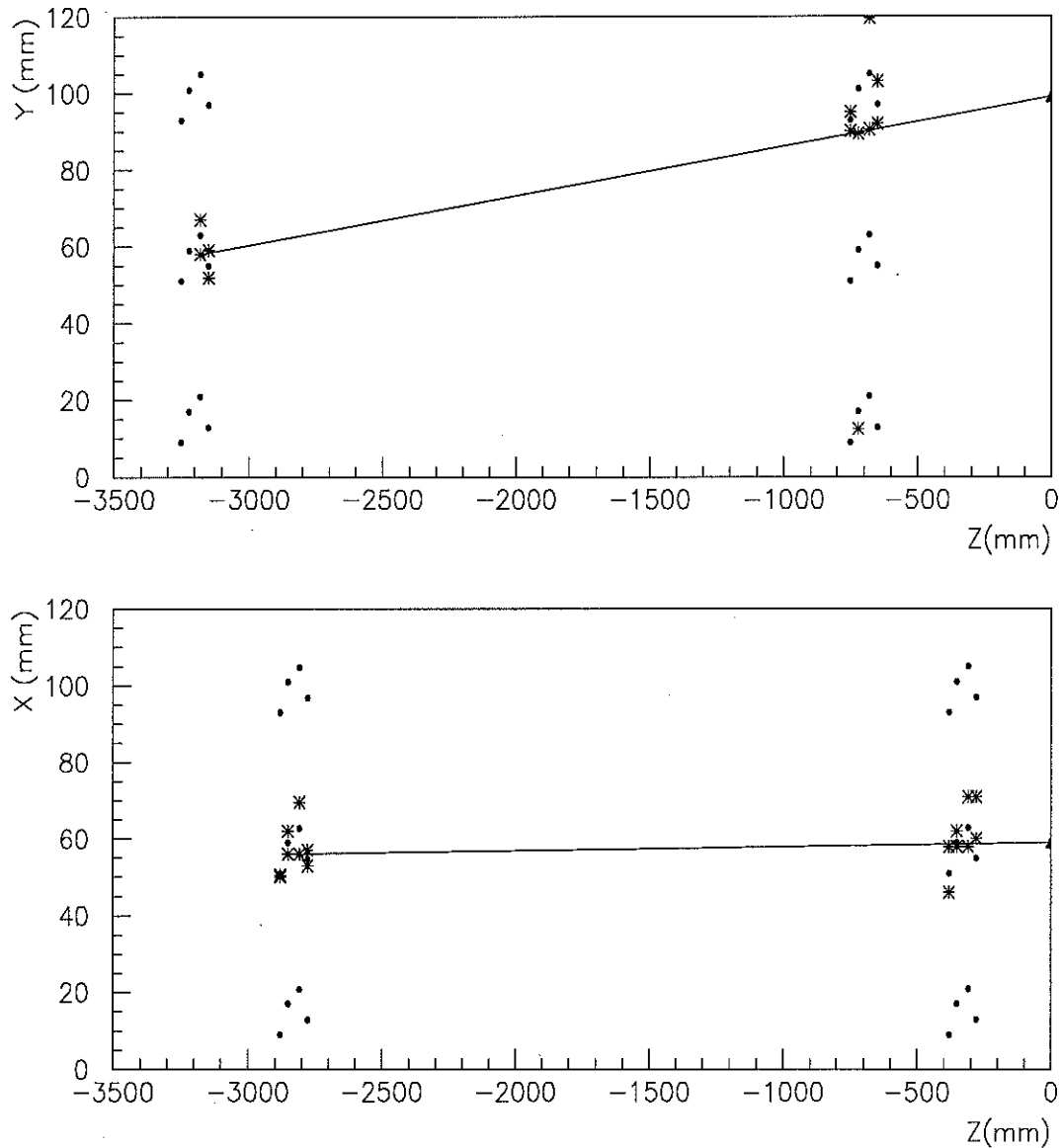


Figure V. 7 : *exemple d'un événement rejeté (figure du haut) et d'un événement accepté (figure du bas) ; les ronds noirs représentent l'emplacement des fils des chambres à dérive et les étoiles les impacts enregistrés. Les droites montrent la trajectoire reconstruite de l'électron à partir des impacts mesurés.*

On calcule, une fois trouvé la trajectoire des électrons projetée en X et en Y, les coordonnées dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau au niveau du scintillateur S_2 . On peut par extrapolation des droites reconstruites en déduire les coordonnées de l'électron sur la face avant du cristal visé en tenant compte de l'orientation des cristaux par rapport au faisceau d'électrons (configuration

proche de celle du calorimètre final) ; ces coordonnées sont notées X_{impact} et Y_{impact} .

Sur la figure V.8, on a représenté la distribution dans le plan perpendiculaire à la ligne de faisceau des points d'impact des électrons incidents (environ 20000 évènements) sur la face avant du cristal visé.

La tache dessinée est de forme carrée alors que la section transverse du faisceau est circulaire. Cela s'explique par le fait que seuls les électrons ayant traversés le scintillateur S_2 de forme carré sont pris en compte dans l'analyse. Ce que l'on voit sur la face avant du cristal est donc la coupure du faisceau effectuée par ce scintillateur ; cette image ne se trouve pas au centre du cristal à cause de l'inclinaison de celui-ci par rapport au faisceau et parce que le faisceau a été centré sur les cristaux de manière à obtenir le maximum de signal.

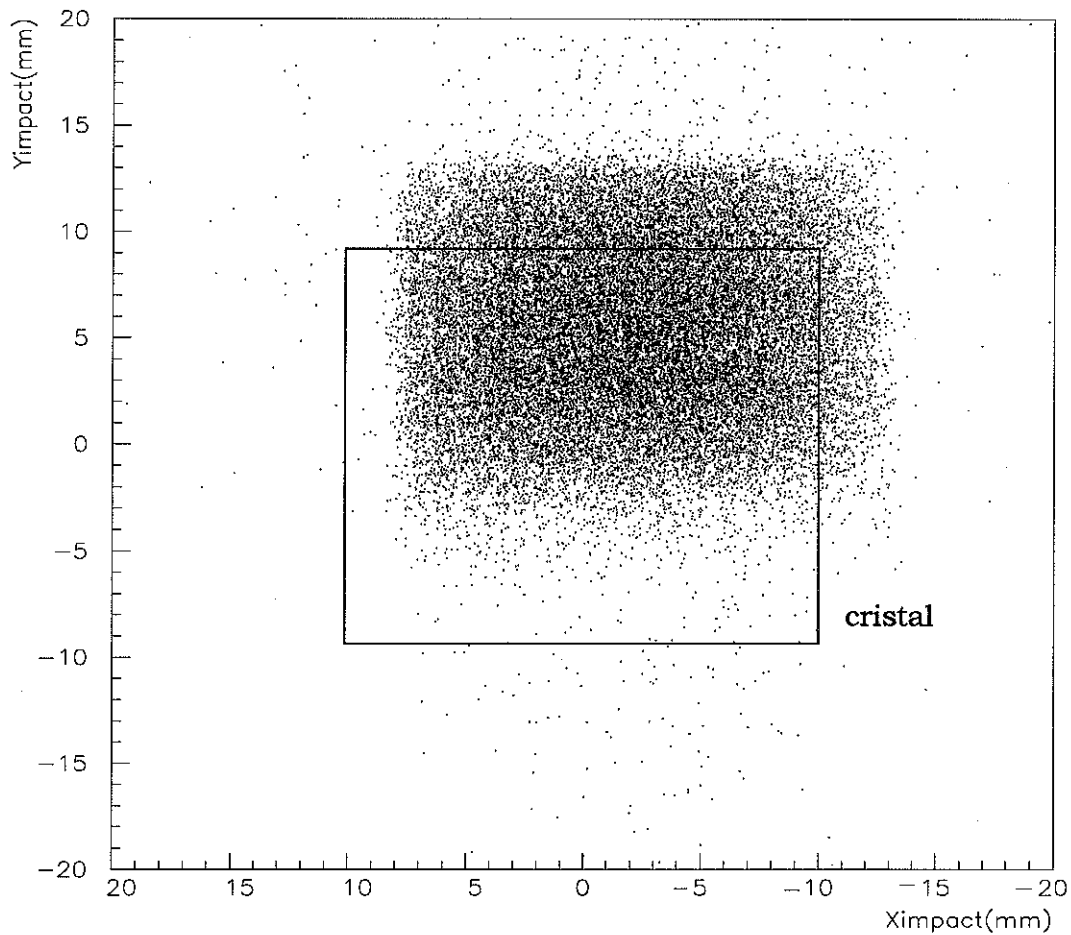


Figure V. 8 : position reconstruite des points d'impacts des électrons sur la face avant d'un cristal

La figure V.9 représente l'énergie déposée dans le cristal en fonction des points d'impacts. L'orientation particulière des cristaux explique que le maximum d'énergie soit déposé dans le quart supérieur droit du cristal visé.

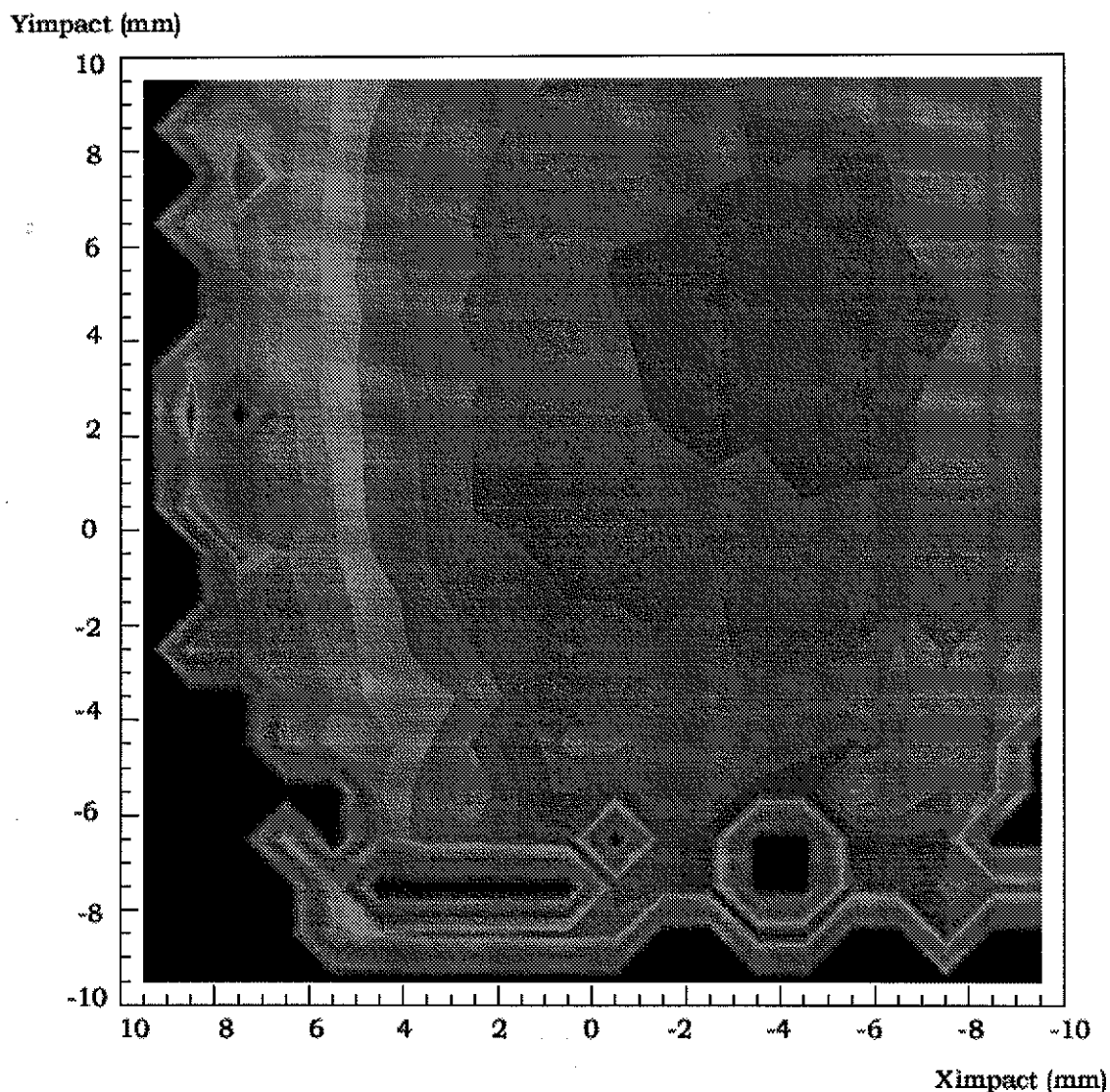


Figure V. 9 : énergie déposée sur la face avant du cristal visé en fonction du point d'impact ; le dépôt d'énergie est d'autant plus important que la couleur de l'histogramme est foncée (sauf sur le pourtour extérieur de la tâche).

Une autre façon de montrer que le maximum d'énergie déposée dans le cristal visé n'est pas obtenu en tirant au milieu du cristal, est de représenter la variation d'énergie déposée en fonction du point d'impact des électrons sur le cristal. La figure V.10 illustre le dépôt d'énergie dans les cristaux suivant la pseudorapidité η (qui correspond à l'abscisse X_{impact} du test en faisceau).

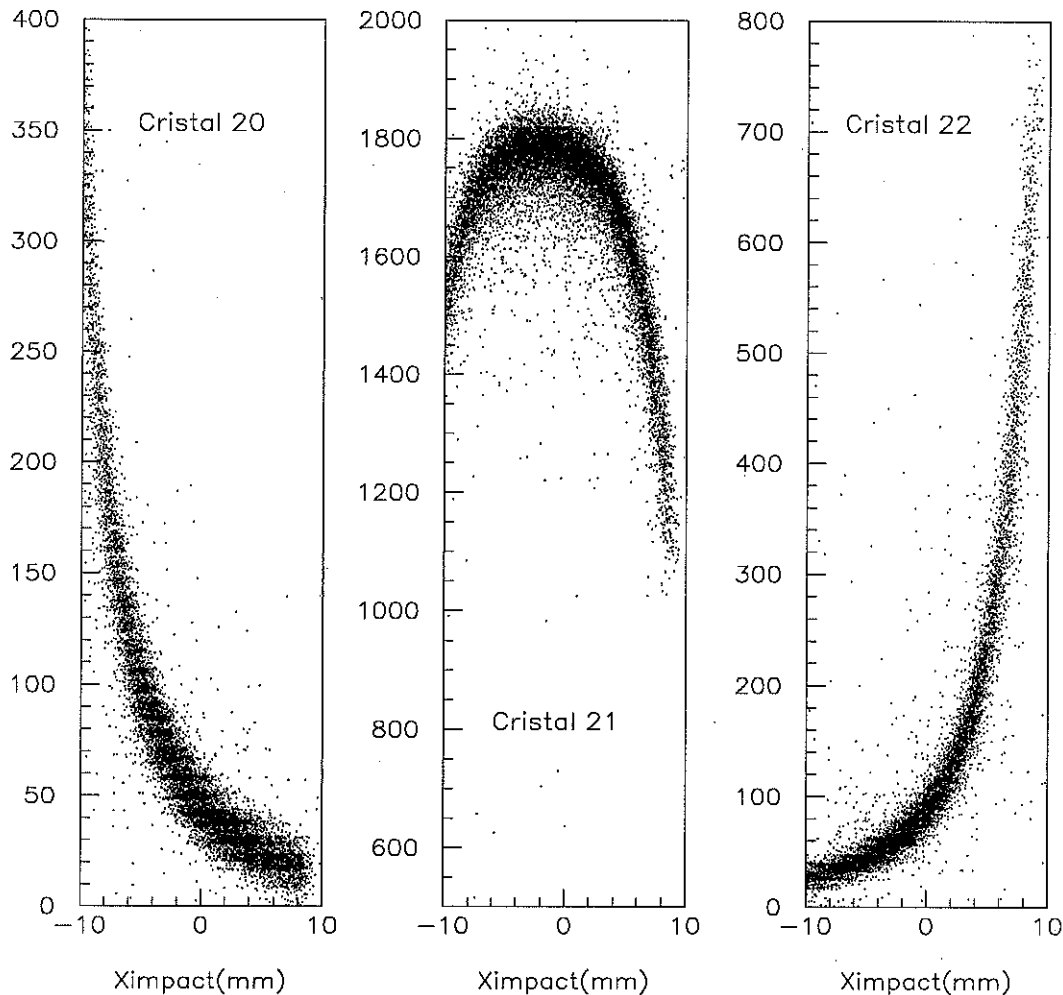


Figure V. 10 : énergie déposée (en canaux d'ADC) dans le cristal visé et ses cristaux adjacents en fonction de X_{impact}

La figure centrale montre l'énergie déposée dans le cristal visé. Les 2 figures extrêmes montrent l'énergie déposée dans les 2 cristaux adjacents en fonction de X_{impact} (abscisse du point d'impact de l'électron sur le cristal visé) ; on voit que l'énergie déposée dans les cristaux périphériques varie très rapidement quand les impacts des électrons sont à moins de 4 mm du bord du cristal visé. Dans cette région, le développement de la gerbe électromagnétique est à cheval sur 2 cristaux. A l'aide d'une simulation Monte Carlo on peut reproduire cette configuration de développement de gerbe électromagnétique, laquelle est représentée graphiquement sur la figure V.11.

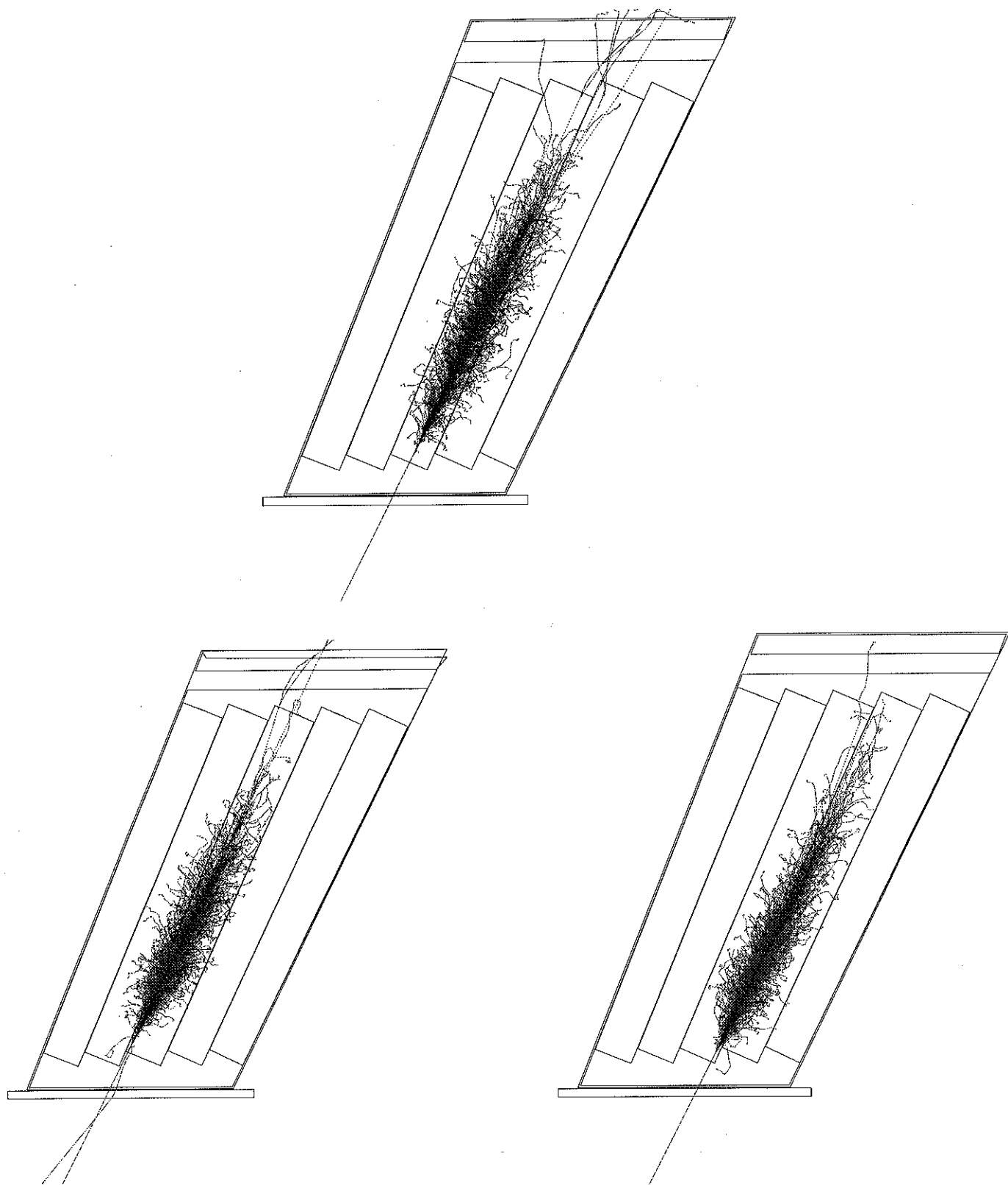


Figure V. 11 : développement de la gerbe électromagnétique en fonction du point d'impact de l'électron sur la face avant du cristal : au milieu (en haut), à gauche (en bas à gauche), à droite (en bas à droite) [5.3]

On aurait pu aussi montrer un effet analogue suivant Y_{impact} (c'est à dire suivant l'angle φ pour CMS).

CMS a choisi un calorimètre à milieu complètement sensible pour avoir la meilleure résolution possible ; la granularité du calorimètre va être un paramètre difficile à appréhender puisque la répartition de l'énergie d'un électron incident entre les différents cristaux va dépendre de l'espace entre deux cristaux adjacent. L'épaisseur des alvéoles qui maintiennent les cristaux dans les sous-module est donc un paramètre important.

La granularité aura inmanquablement un effet sur les performances du calorimètre.

Références du chapitre 5 :

[5.1] :Maurice Haguenaer, communication privée

[5.2] :R.Gilmore, Single particle detection and measurement, Taylor&Francis

[5.3] :Alain Givernaud, communication privée

Chapitre 6

La précalibration des matrices de tests

6.1 Réponse d'une voie au signal physique

- 6.1.1 Paramétrisation de la réponse d'une voie au signal physique
- 6.1.2 Calcul de prédiction de la réponse d'une voie au passage d'un électron, validation des voies.
- 6.1.3 Détermination de l'énergie déposée dans un cristal à partir des signaux de contrôle optique

6.2 Intercalibration des cristaux du calorimètre

6.3 Calculs des coefficients d'intercalibration et amélioration de la résolution en énergie

- 6.3.1 Méthode de calcul des coefficients
- 6.3.2 Calcul de la résolution avant et après correction
- 6.3.3 Comparaison entre la résolution en énergie observée et la résolution attendue.

6.4 Etude des coefficients d'intercalibration en fonction du point d'impact

- 6.4.1 Etude de la résolution en fonction du point d'impact
- 6.4.2 Etude de l'énergie déposée dans un matrice de cristaux en fonction du point d'impact
- 6.4.3 Etude de l'énergie déposée dans un cristal en fonction du point d'impact
- 6.4.4 Etude des coefficients d'intercalibration en fonction de l'énergie
- 6.4.5 Conséquence sur les coefficients d'intercalibration
- 6.4.6 Etude des causes de la dépendance du coefficient d'intercalibration en fonction du point d'impact.
- 6.4.7 Résumé des observations

6.5 Etude de la linéarité

6.6 Comparaison des résultats de l'analyse des tests et de la simulation

6.7 Résumé et conclusion

Avant leur installation dans CMS, les super-modules seront validés puis précalibrés lors de tests en faisceau au CERN. La période durant laquelle s'effectueront ces tests est appelée « précalibration ».

Chaque super-module équipé de son électronique et thermalisé sera placé sur la table dont l'inclinaison est ajustée afin de reproduire l'inclinaison de chaque cristal du super-module par rapport au point d'interaction de l'expérience auprès du LHC. Un faisceau d'électrons sera envoyé sur chaque cristal ; pour chacun de ces cristaux, le faisceau d'électrons semblera donc venir du point d'interaction. Chaque voie sera monitorée par le système de contrôle optique. Les signaux obtenus seront analysés en ligne et des tests de cohérence entre les signaux observés et ceux attendus seront effectués permettant ainsi de déceler toute anomalie. Le système d'injection de lumière associé au faisceau de particules permettra de valider chaque voie et de calculer les coefficients d'intercalibration de chaque cristal par rapport à un cristal de référence.

Nous avons montré dans les chapitres précédents l'utilisation du système d'injection de lumière pour suivre l'évolution de la transparence des cristaux et pour valider la réponse des voies. Nous montrerons dans ce chapitre comment on peut l'utiliser pour calibrer les voies du calorimètre, cette calibration est appelée « calibration Saclay ».

Nous définirons ensuite les coefficients d'intercalibration et la méthode utilisée pour les calculer en tests en faisceau. Nous les appliquerons afin d'améliorer la résolution en énergie de matrices de 9 cristaux et nous vérifierons la cohérence de cette résolution avec la prédiction qu'on peut en faire. Nous étudierons ensuite la résolution en énergie, et le dépôt d'énergie en fonction du point d'impact des électrons sur le cristal ce qui nous amènera à considérer la dépendance en fonction du point d'impact des coefficients d'intercalibration.

6.1 Calibration des cristaux avec le système de contrôle optique

Nous avons choisi de ne parler dans ce chapitre que de la détection des électrons mais tout ce qui va être dit est bien sûr valable pour des photons.

Le but de la calibration absolue est de déterminer l'énergie p d'un électron incident à partir de son énergie déposée dans une matrice de cristaux. Cette énergie est reliée à p par une fonction H obtenue par simulation. Cette fonction dépend de la taille des cristaux et des interstices entre cristaux, de la taille de la matrice de cristaux considérée, de la matière devant les cristaux, du type de particule et de son énergie.

La somme des énergies déposées dans chaque cristal appelées E_{0i} où i est le numéro du cristal est donc liée à p par :

$$\sum_{matrice} E_{0i} = H(p) \quad 6.1$$

Nos mesures ne nous donnent pas directement la valeur en GeV de l'énergie déposée dans chaque cristal mais des signaux exprimés en canaux d'ADC. Pour des raisons de commodités, nous exprimerons ces signaux en électrons à l'entrée du préamplificateur comme cela est expliqué dans le chapitre 2. Ces signaux sont notés S_i . La correspondance entre les S_i et les E_{0i} se fait grâce à des coefficients notés C_{iabs} ; la relation 6.1 peut donc s'exprimer par :

$$\sum_{matrice} C_{iabs} \times S_i = H(p) \quad 6.2$$

Nous verrons dans ce chapitre comment on peut évaluer les coefficients de calibration absolus C_{iabs} . Nous passerons par plusieurs étapes pour exposer le principe de la détermination de ces coefficients :

- ◆ paramétrisation de la réponse d'un cristal à un électron et mise en évidence des problèmes rencontrés.

- ◆ calcul de cette réponse et comparaison avec la réponse mesurée pendant la précalibration afin d'ajuster certains paramètres des constituants des voies.

- ◆ utilisation du système de contrôle optique pour calculer l'énergie déposée dans le cristal par l'électron pendant le fonctionnement du LHC. Cette méthode permet une détermination de l'échelle d'énergie absolue plus rapide que celle effectuée avec les événements physiques au démarrage du LHC.

6.1.1 Paramétrisation de la réponse d'une voie à un événement physique

Un électron incident possédant une énergie initiale p (en GeV) va déposer une partie de son énergie dans le cristal suivant la distribution décrite par le profil longitudinal moyen $N(z)$. Cette distribution d'énergie dépend de l'énergie de l'électron comme l'illustre la figure VI.1 représentant les profils longitudinaux de dépôt d'énergie normalisés à 1 dans du $PbWO_4$ pour un électron de 50 GeV et un électron de 120 GeV déterminés par une simulation Monte Carlo.

Ce dépôt d'énergie provoque l'excitation du cristal et l'émission de lumière de scintillation. Nous faisons l'hypothèse que cette lumière est émise isotropiquement malgré la biréfringence du cristal.

Le nombre de photons émis par unité d'énergie déposée et par unité de longueur d'onde est donné par $LY \times P(\lambda)$ où P est le spectre d'émission de lumière de scintillation en fonction de la longueur d'onde λ normalisé à 1 (figure I.9) et LY est la quantité de lumière collectée (en photons par MeV d'énergie déposée).

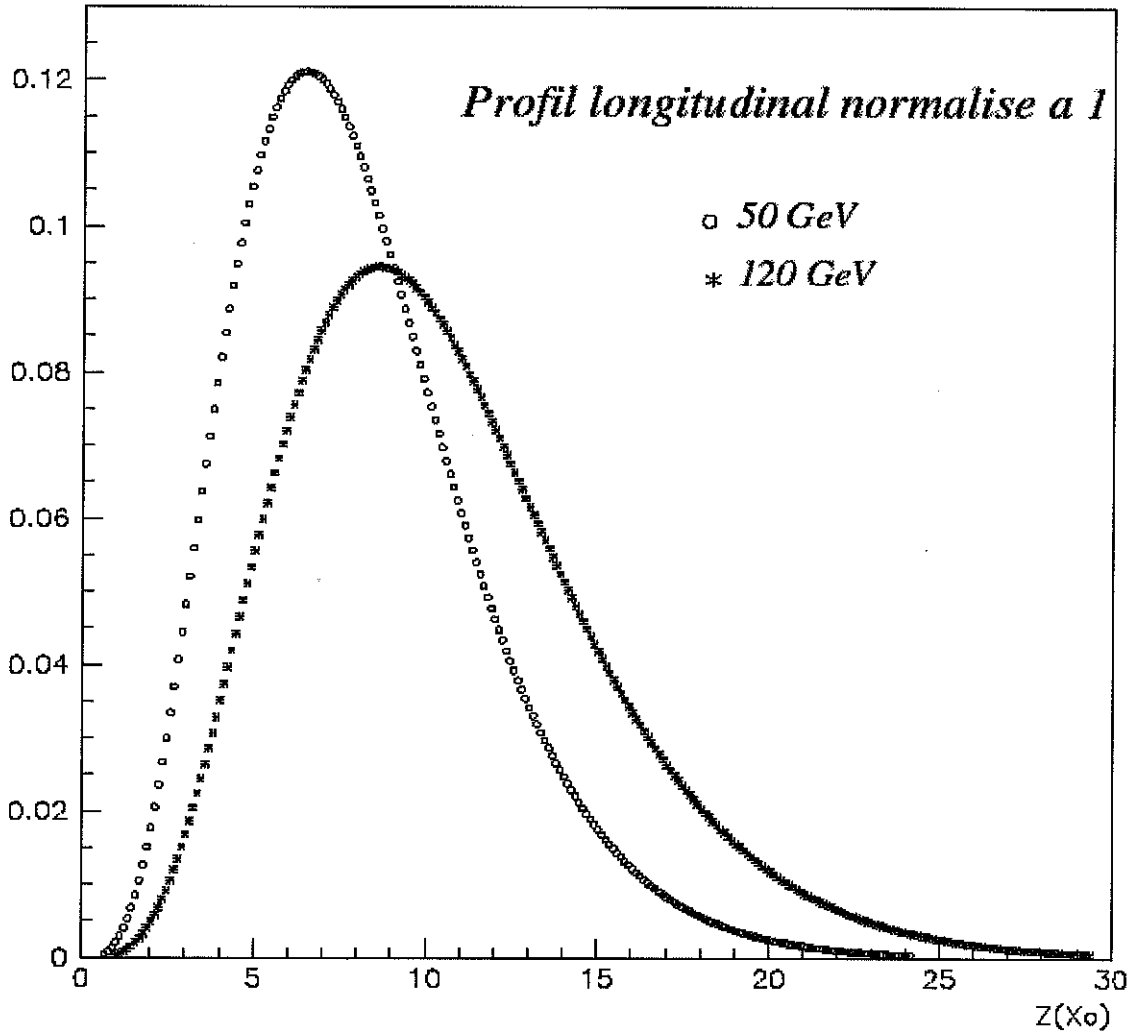


Figure VI. 1: profil longitudinal de dépôt d'énergie dans du PbWO_4 pour un électron de 50 GeV (le pic est à $6 X_0$) et un électron de 120 GeV (le pic est à $9 X_0$) [6.2]

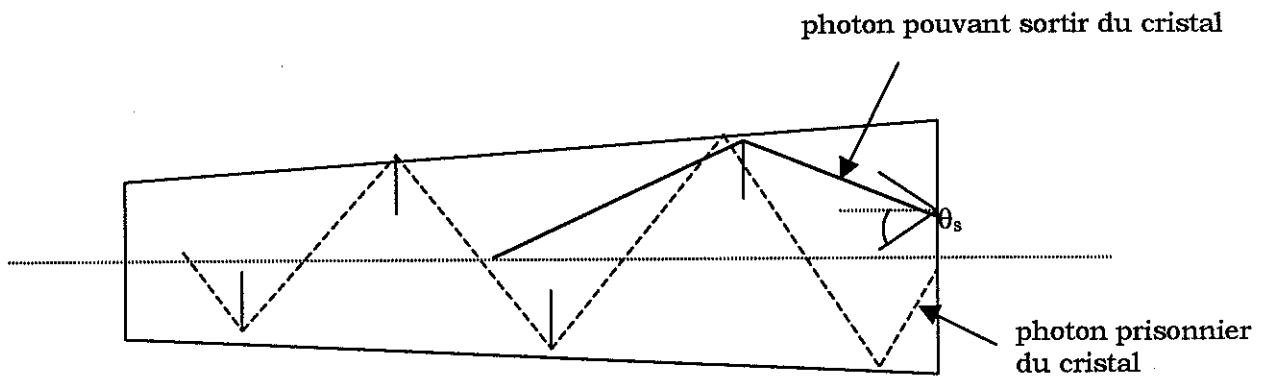
Le spectre d'émission de lumière de scintillation dépend du dopage du cristal, de sa température et est une fonction de la longueur d'onde de la lumière. Nous ferons l'hypothèse que l'émission de lumière de scintillation ne dépend pas de la densité du dépôt d'énergie dans le cristal et que ce dernier est homogène du point de vue de l'émission de lumière. Nous verrons que ces deux hypothèses peuvent être remises en cause. Des études ont montré que l'émission de lumière de scintillation ne dépend pas de la dose reçue par le cristal [6.9 et 6.10].

La transmission du cristal à la lumière de scintillation est notée C . Elle dépend de la longueur d'atténuation du cristal (et donc de la longueur d'onde de la lumière de scintillation). Le cristal n'étant pas homogène après irradiation, la

transmission dépend également de la position sur l'axe z du cristal, elle est, par contre, à une très bonne approximation indépendante de la position transverse (suivant x et y).

La transparence des cristaux va s'amoinrir au fur et à mesure que les doses de radiation reçues vont s'accroître, C va donc varier avec le temps (t).

Une partie des photons créés va entrer dans l'APD (de gain M et d'efficacité quantique ϵ_0). Etant donné les indices du cristal et du milieu séparant l'APD du cristal, la trajectoire du photon doit faire un angle avec la normale à la face arrière du cristal inférieur à 26° pour sortir du cristal et rentrer dans l'APD si l'interface est composée d'air et de 40° s'il s'agit de graisse optique.



On note E_{0i} l'énergie déposée dans le cristal numéro i. Le signal électrique à l'entrée du préamplificateur pour une voie indexée i est donné par [6.1]:

$$\mathbf{S}_i = E_{0i} \int_0^{L_c} \int_{\lambda_{\text{inf}}}^{\lambda_{\text{sup}}} N(z) C_i(t, z, \lambda) LY_i P_i(T, \lambda) \overline{M}_i(t, V, T, \lambda) dz d\lambda = \mathbf{E}_0 \mathbf{J} \quad 6.3$$

avec $\overline{M} = \epsilon_0 M$

où λ_{inf} est la longueur d'onde inférieure du spectre d'émission et λ_{sup} la longueur d'onde supérieure, L_c est la longueur du cristal, T est la température et V la tension d'alimentation des APDs.

L'intérêt d'écrire le signal sous cette forme est qu'en une ligne, on résume tous les problèmes rencontrés.

On peut également voir que les coefficients de calibration absolus $C_{i\text{abs}}$ définis dans l'introduction du chapitre 6.1 sont liés à l'inverse de J.

Le profil longitudinal $N(z)$ normalisé à un est déterminé par Monte Carlo. La transmission C peut être déterminée soit par calcul analytique soit par simulation alors que P et les caractéristiques de l'APD sont mesurés.

6.1.2 Calcul de prédiction de la réponse d'une voie au passage d'un électron, validation des voies

Comme dans le cas de la validation des voies réalisée avec le système de contrôle optique, nous pouvons, à priori, prédire le signal de réponse d'un canal lorsqu'on envoie sur le cristal un faisceau d'électrons (relation 6.3) et le comparer au signal mesuré.

Le calcul de l'intégrale J de l'équation 6.3 pour chaque voie du détecteur nécessite la connaissance des paramètres de chaque cristal et de chaque APD ainsi que le profil longitudinal du dépôt d'énergie.

Nous commencerons par étudier les profils longitudinaux $N(z)$: ils dépendent de l'énergie de l'électron incident, de son point d'entrée et de son angle d'entrée dans le cristal.

La figure VI.2 montre différents profils longitudinaux pour un électron de 50 GeV suivant que l'on considère une matrice de 9 cristaux, le cristal central ou les cristaux l'entourant obtenus par une simulation Monte Carlo.

Dans CMS, les points d'entrée et l'angle d'entrée des électrons seront déterminés par l'extrapolation des traces reconstruites par le trajectomètre et ceux des photons par une méthode de recherche de centre de gravité de l'énergie déposée [6.11]. Dans le premier cas, le point et l'angle d'entrée des particules seront connus avec une moins bonne précision qu'en tests en faisceau (à cause du matériau mort devant les cristaux), la détermination de la matrice de cristaux entourant l'électron ou le photon incident pourra être rendue délicate par la superposition de particules. Il serait alors appréciable de pouvoir minimiser la dépendance en $N(z)$ de J .

Au regard de la figure VI.2, nous avons calculé J en considérant les 3 profils de dépôt d'énergie longitudinal suivants:

- $N_0(z)$: profil de la gerbe complètement contenue
- $N_c(z)$: profil de la gerbe dans le cristal central
- $N_p(z)$: profil de la gerbe dans un cristal périphérique

Nous avons calculé les intégrales J_0 (gerbe entièrement contenue), J_c (cristal central), J_p (cristaux périphériques) en considérant des longueurs d'atténuation provenant de mesures sur différents cristaux. Nous fixons la longueur d'onde de l'injection de lumière (λ_v) à 480 nm et nous considérons que les APDs ont toutes les mêmes caractéristiques. Cette étude ne permet que de faire des comparaisons relatives entre différents J et donc de calculer des erreurs relatives.

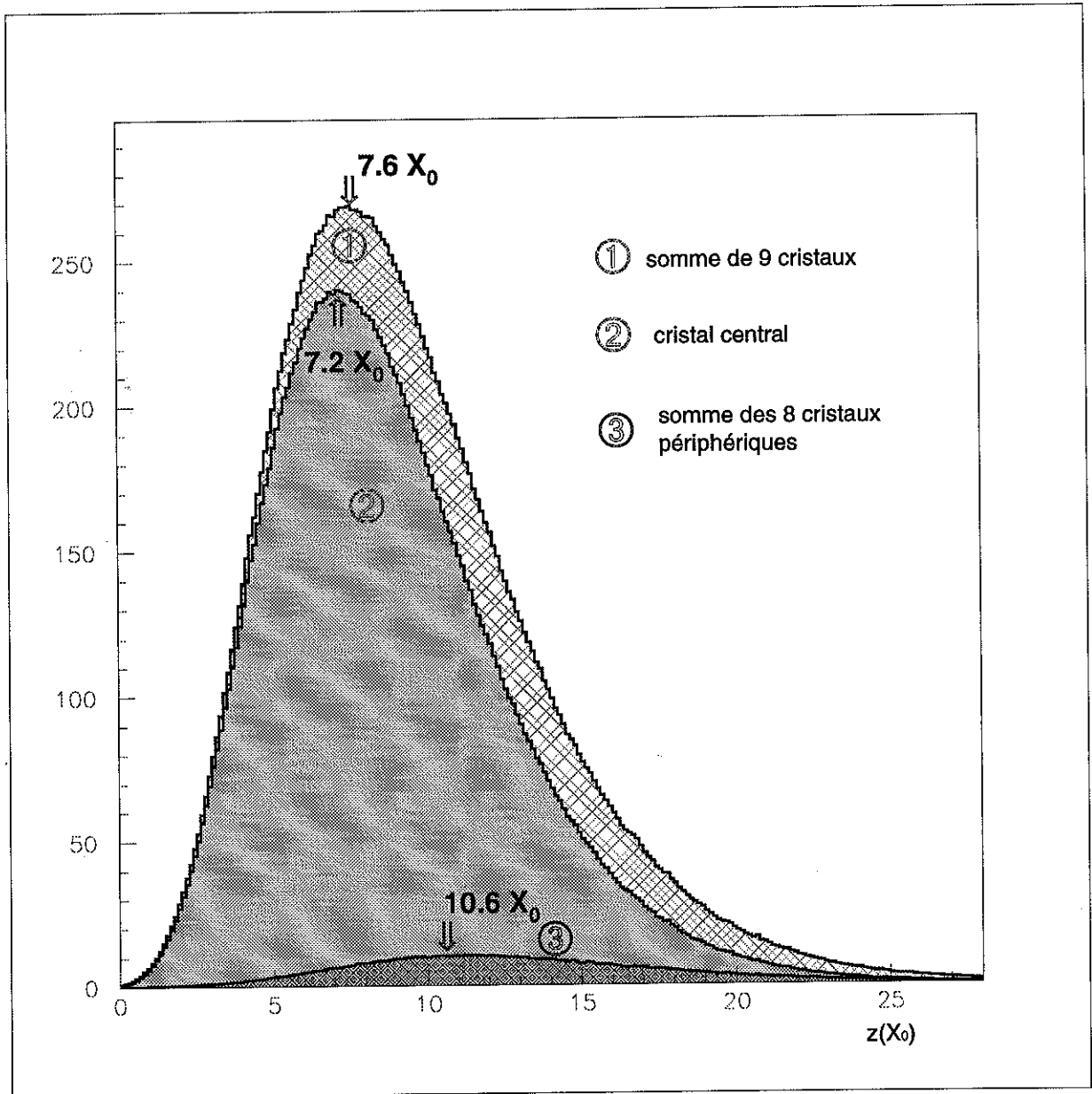


Figure VI. 2 : profils longitudinaux de dépôt d'énergie d'un électron de 50 GeV dans du tungstate de plomb [6.1]

La figure VI.3 montre le résultat du calcul des J en fonction des longueurs d'atténuation des cristaux à $\lambda=480$ nm pour deux types de traitement de surface des cristaux (poli et dépoli) qui ont une influence sur la transmission de la lumière de scintillation. Nous verrons au chapitre 6.3.1 que le dépolissage d'une face des cristaux est utilisé pour uniformiser le rendement lumineux des cristaux.

On voit que le dépolissage de l'une des faces des cristaux diminue la dispersion des J pour une longueur d'atténuation fixée.

On voit sur la figure VI.3 que si l'on calcule J en utilisant N_0 plutôt que N_c pour le cristal central dépoli, on fait une erreur de 0.2% alors qu'elle est supérieure

au pour cent dans le cas d'un cristal non dépoli. Si l'on calcule J en utilisant N_0 plutôt que N_p pour le cristal périphérique dépoli, on fait une erreur de l'ordre du pour cent. Cette étude donne les ordres de grandeur des erreurs effectuées.

L'amplitude de l'erreur dépend de la qualité du dépoli des cristaux et il est impossible de déterminer précisément quel est le degré de dépoli des cristaux des tests en faisceau et celui que nous aurons avec les cristaux finaux de CMS.

Si cette erreur est toujours de l'ordre du pour cent avec les cristaux finaux, il faudra utiliser les profils longitudinaux adéquats plutôt que de prendre un profil moyen pour tous les cristaux. Dans ce cas, le calcul de J sera notablement plus compliqué.

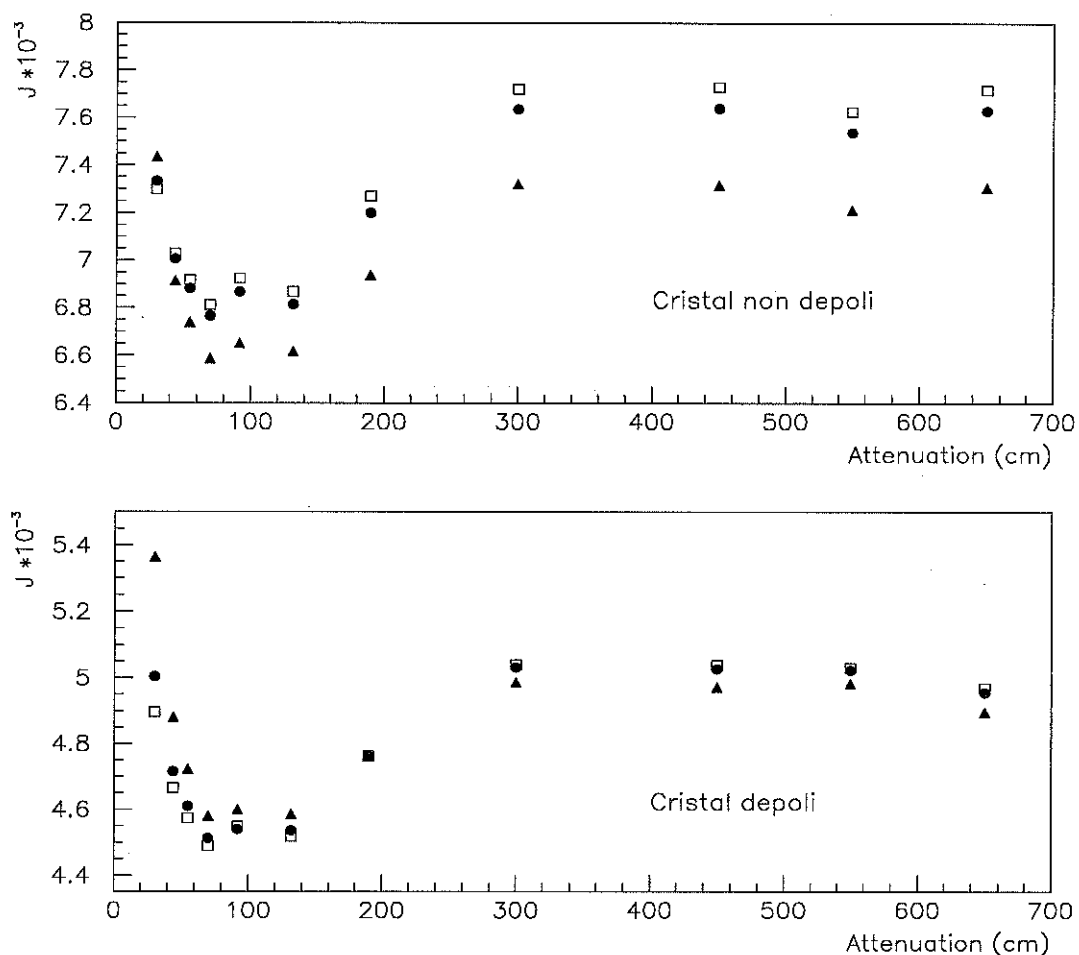


Figure VI. 3 : comparaison du calcul des intégrales J_0 (•) pour tout, J_c (□) pour le cristal central et J_p (▲) pour les cristaux périphériques pour un cristal dépoli (en bas) et poli (en haut) en fonction de la longueur d'atténuation

Lorsqu'on calcule l'énergie déposée dans une matrice de 9 cristaux en utilisant un profil longitudinal moyen, l'erreur faite sur le calcul de l'énergie déposée dans les cristaux périphériques et celle faite sur le calcul de l'énergie déposée dans le cristal central se compensent.

Continuons à étudier les autres paramètres nécessaires au calcul de J. Les gains des APDs ont été mesurés et les termes de transmission ont été calculés [6.3].

Les mesures de p donnant la quantité de lumière collectée par les cristaux ont été réalisées au CERN avec des tubes photomultiplicateurs et non des APDs. Pour comparer le nombre de photoélectrons par MeV mesurés avec un PM et celui mesuré avec une APD, il faut prendre en compte les efficacités quantiques de chacun des photodétecteurs ($\epsilon_{PM} \approx 25\%$ pour un PM contre $\epsilon_{APD} \approx 80\%$ pour une APD à 450 nm) et leur différence de surface : la photocathode du PM couvre la totalité de la surface de la face arrière d'un cristal (S_{PM}) alors qu'une APD n'en couvre que 4% (S_{APD}).

Le rapport du nombre de photoélectrons par MeV est donné par:

$$\frac{N_{PM}}{N_{APD}} = \frac{\int P(\lambda) \mathcal{E}_{PM}(\lambda) d\lambda}{\int P(\lambda) \mathcal{E}_{APD}(\lambda) d\lambda} \times \frac{S_{PM}}{S_{APD}} \approx 5$$

Nous ne pouvons donc pas utiliser les rendements lumineux mesurés par un PM tel quels et par conséquent, nous ne pouvons pas calculer la réponse S d'un canal de détection avec une bonne précision.

Lors de la période de précalibration, toute différence entre le signal mesuré et sa prédiction sera attribué au rendement lumineux seul paramètre ajustable. De manière à pouvoir les réutiliser plus tard, lors d'une autre validation du super-module testé ou lors de la validation in situ auprès du LHC, les valeurs ajustées de LY seront mises dans la base de données contenant les paramètres des cristaux.

6.1.3 Détermination de l'énergie déposée dans un cristal à partir des signaux de contrôle optique.

Le système de contrôle optique suit les changements de transmission des cristaux et peut donc permettre la calibration absolue des voies du détecteur sur une échelle de quelques mois.

On peut relier l'évolution de l'énergie déposée dans le cristal par un électron et l'évolution du signal monitoring R pour ce même cristal en faisant le rapport des équations 4.1 et 6.3. Nous faisons ce rapport pour essayer de nous affranchir, au premier ordre, des variations des termes dépendants de la longueur de transmission de la lumière et des variations du gain des APDs.

L'énergie $E(t)$, déposée dans le cristal au temps t s'écrit donc :

$$E(t) = \frac{S(t)aL(t)}{R(t)} \times \frac{B(t, \lambda_w) \overline{M(V, t, T, \lambda_w)}}{J(t)} \quad 6.4$$

où λ_w est la longueur d'onde de la lumière d'injection. Nous rappelons que la température T et la tension des APDs V sont sous contrôle.

Pour pouvoir calculer $E(t)$ à partir de la relation 6.4, il faut connaître avec précision tous les éléments de cette relation au temps t ce qui est impossible. Par contre, il est beaucoup plus facile de connaître l'évolution relative dans le temps de certains termes :

- ♦ le terme de transmission relative des fibres optique (a) est supposé indépendant du temps. En effet, les fibres sont toutes de la même longueur et le harnais de niveau 1 occupe un petit volume. On peut donc penser que la dose est constante dans ce petit volume et que tous les éléments se trouvant à l'intérieur vieillissent de la même manière.

- ♦ les variations dans le temps de la transmission B des cristaux à la lumière d'injection peuvent être suivies par le système de contrôle optique. Par contre, les variations dans le temps de l'intégrale J sont mal connues, nous verrons plus loin pourquoi.

La période de précalibration permettra de fixer la valeur du produit de certains termes. Lors de cette période, l'énergie E_0 donnée par l'équation 6.4 peut être écrite sous la forme :

$$E_0 = \frac{aS_0L_0}{R_0} \times \frac{\overline{B_0M_0}}{J_0} \quad 6.5$$

où l'indice 0 indique que les variables sont mesurées ou déterminées lors de la précalibration.

La liaison entre E_0 et $E(t)$ est obtenue en faisant le rapport des relations 6.4 et 6.5 et on obtient la relation suivante :

$$E(t) = E_0 \frac{S(t)}{S_0} \times \chi(t) \times \frac{R_0}{R(t)} \times \frac{L(t)}{L_0} \quad 6.6$$

où $\chi(t)$ est donné par :

$$\chi(t) = \frac{B(t) \overline{M(t)}}{\overline{B_0M_0}} \times \frac{J_0}{J(t)} \quad 6.7$$

Discutons des différentes composantes de la relation 6.6 :

♦ l'énergie E_0 et la réponse S_0 de la voie à une particule sont connues précisément, $S(t)$ est ce qui est mesuré.

♦ le rapport $\frac{R_0}{R(t)} \times \frac{L(t)}{L_0}$ représente le rapport de la réponse de la voie à l'injection de lumière normalisée à la réponse de la photodiode PN de référence à cette même réponse au temps t soit : $\frac{APD(0)}{PN(0)} \times \frac{PN(t)}{APD(t)}$. Ceci est possible car les photodiodes PN et la chaîne électronique associée résistent aux radiations.

Le rapport $\frac{APD(0)}{PN(0)}$ est mesuré lors de la précalibration et le rapport $\frac{APD(t)}{PN(t)}$ est mesuré avec précision tout au long du temps, c'est le suivi de la voie réalisée par le système de contrôle optique.

Pour illustrer l'évolution de ce rapport, on montre dans la figure VI.4 l'évolution de la réponse d'un canal dont le cristal a été irradié lors de tests en faisceau.

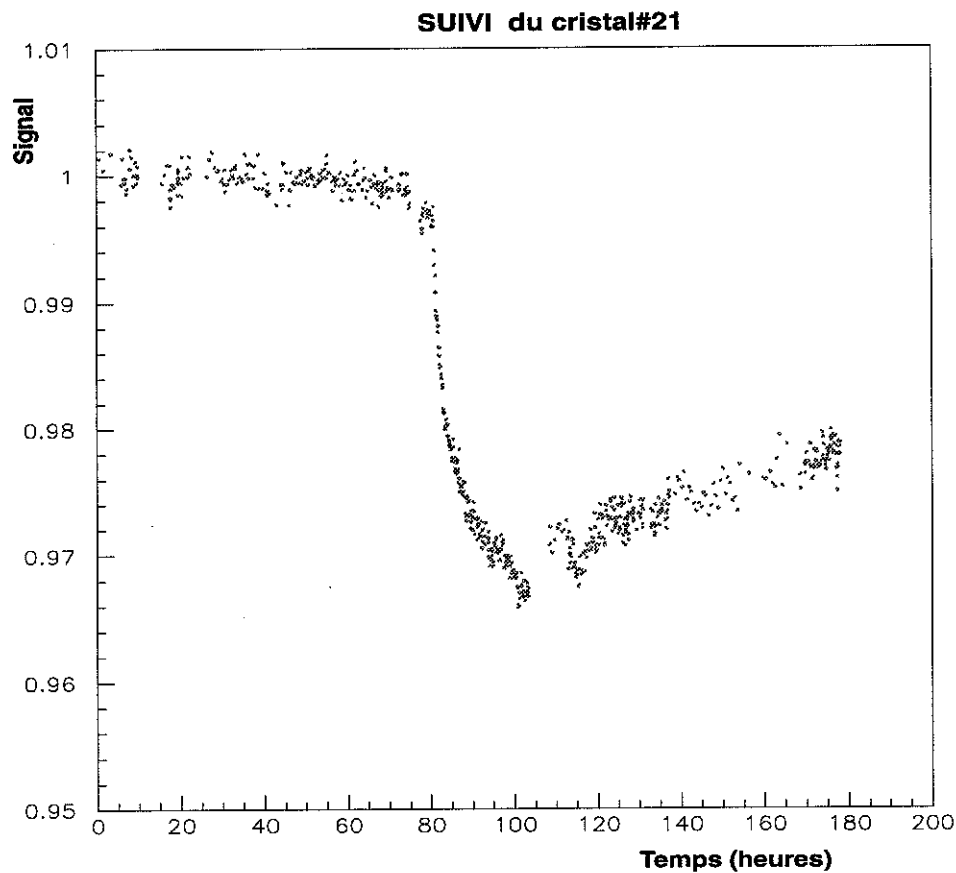


Figure VI. 4 : Réponse de la voie numéro 21 à l'injection de lumière normalisé à la réponse de la photodiode PN en fonction du temps [6.12]

On voit nettement la chute de la réponse de la voie à l'injection de lumière qui correspond à la diminution de la transparence du cristal due à l'irradiation. Après l'arrêt de l'irradiation, on voit la remontée de la réponse de la voie qui est interprétée comme la récupération du cristal.

♦ la fonction $\chi(t)$: la transmission C et \overline{M} peuvent varier dans le temps. Des études ont montrées que \overline{M} ne variait pas avec la dose reçue au moins pendant quelques mois de LHC (voir chapitre 6.6), $\frac{\overline{M}(t)}{M_0}$ peut donc être considéré comme constant à l'échelle de quelques mois. Par contre, il est plus difficile d'estimer précisément l'évolution de la transmission C du cristal avec la dose reçue par rapport à l'évolution de la transmission B et donc d'évaluer l'évolution des termes de J. Cette évaluation peut se faire soit par simulation, soit par calcul analytique (en faisant certaines hypothèses). La dépendance obtenue est de la forme [6.1]:

$$\frac{J(t)}{J_0} \equiv \frac{S(t)}{S_0} \equiv \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^\alpha \left(1 + \beta \ln \left(\frac{R(t)}{R_0} \right) \right) \quad 6.8$$

où α dépend des qualités de réflexion des alvéoles et des capsules.

Seule la mesure expérimentale permet l'obtention de la correspondance précise entre $S(t)/S_0$ et $R(t)/R_0$. La figure VI.5 donne l'exemple de mesures effectuées en tests en faisceau bien reproduites par $\alpha = 1.8$ et $\beta = 0$.

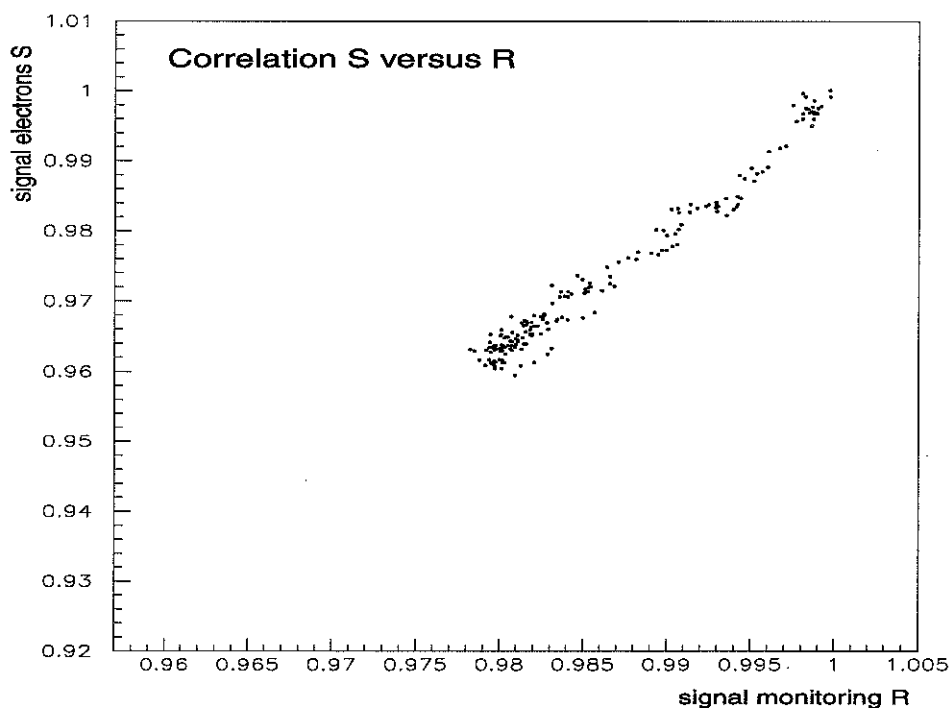


Figure VI.5 : rapport $S(t)/S_0$ en fonction de $R(t)/R_0$

On voit que la détermination d'une échelle d'énergie absolue utilisant le système de contrôle optique n'est pas chose aisée. Dans l'hypothèse où l'on connaît la relation signal-réponse à l'injection de lumière (soit le rapport APD/PN), la calibration absolue pourra être effectuée très rapidement alors qu'il faudra plusieurs semaines pour acquérir une statistique suffisante pour faire une intercalibration avec les événements physiques. Mais à long terme, ce sont les événements physiques qui permettront de mesurer les dérives du système de contrôle optique.

La période de démarrage du LHC pour laquelle la luminosité sera faible sera particulièrement délicate et le système de contrôle optique devra rester stable pendant plusieurs mois.

- La détermination de l'énergie absolue grâce au système de contrôle optique n'a pas pu être réalisée lors des tests en faisceau de 1998 à cause de graves problèmes avec les APDs. Les coefficients de calibration absolue C_{iabs} n'ont donc pas pu être évalués mais les bases de leur détermination sont bien posées.

L'autre partie de notre étude sur ces tests en faisceau concerne l'intercalibration basée sur le calcul du rapport des réponses de 2 canaux de détection. Cette notion de relativité est détaillée dans les chapitres suivants.

6.2. Intercalibration des cristaux du calorimètre

Le coefficient d'intercalibration d'un canal i par rapport à un canal de référence indexé ref est défini comme le rapport des réponses de ces deux canaux de détection dans les mêmes conditions de dépôt d'énergie des électrons :

$$C_i = \frac{S_{ref}}{S_i}$$

La détermination de ces coefficients ne nécessite pas de simulation et peut être obtenue précisément pendant la période de précalibration.

Les coefficients d'intercalibration sont en général déterminés en considérant une petite partie du cristal puisque le faisceau d'électrons ne couvre pas toute sa surface. On aimerait bien appliquer ces coefficients à toute la surface du cristal pour n'importe quelle énergie ; il faut donc s'assurer qu'ils ne dépendent ni du point d'impact des particules sur le cristal ni de leur énergie.

6.3. Calculs des coefficients d'intercalibration et de la résolution en énergie

Les tests en faisceau des éléments de calorimètre menés au CERN nous ont permis de calculer les coefficients d'intercalibration et de les utiliser pour améliorer la résolution des matrices de cristaux étudiées.

6.3.1 Méthode de calcul des coefficients

Pour calculer les coefficients d'intercalibration d'un cristal par rapport à un autre, on recherche sur la face avant de ces cristaux où se situe le maximum de dépôt d'énergie (on quadrille la surface du cristal avec des carrés de 1 mm² et on compare les valeurs moyennes des signaux observés dans ces carrés). Cette méthode nous permet de nous affranchir de tout problème dû à l'incertitude sur la détermination des positions sur le cristal. Une fois cette zone déterminée, on lit le signal en considérant les impacts des électrons dans une fenêtre de 2 mm de côté centrée sur cette zone et on fait le rapport des valeurs moyennes des spectres obtenus après cette coupure.

Ces études ont été effectuées à partir des tests de la matrice de juin 1998 dont la composition est décrite par le tableau VI.1. Ce tableau représente la vue arrière de la matrice et donne les numéros, dopages et rendements lumineux de chaque cristal.

Les cristaux étant très transparents (voir figure IV.9), leur rendement lumineux est non-uniforme à cause de leur forme pyramidale tronquée et du fort index de réfraction ($n=2.3$ à 500 nm). L'uniformité du rendement lumineux peut être restaurée en dépolissant une face latérale du cristal afin de réduire les réflexions totales [6.13]. Les cristaux de la sous-matrice délimitée en traits gras sur le tableau VI.1 ont été dépolis.

Il est à noter que nous avons observé la présence de bulles d'air dans l'interface entre le cristal et l'APD sur plusieurs voies de détection. Nous verrons par la suite si ces bulles d'air ont une influence sur les réponses des voies de détection.

1 1296 */6.7	2 1317 Nb/8.4	3 1273 Nb/8.8	4 1045 Nb/6.7	5 1440 Nb/6.5	6 1315 */8.6
7 1767 La/10.5	8 1769 La/9.6	9 1765 La/9.5	10 1768 La/10	11 1990 */7.6	12 1863 */10.2
13 1766 La/11.6	14 1862 */9.9	15 1859 */10.6	16 1860 */10.4	17 1868 */7.6	18 1851 */10.2
19 1764 La/11.	20 1856 */8.1	21 1965 */9.44	22 1855 */9.6	23 1861 */9.6	24 1853 */11.1
25 1774 La/11.1	26 1966 */11.8	27 1852 */9.8	28 1865 */10.1	29 1858 */9.7	30 1967 */11
31 1274 Nb/5.6	32 1799 */10.3	33 1808 */9.5	34 1696 */10.8	35 1525 */5.0	36 1555 */5.8

Tableau VI.1 : *vue arrière de la matrice de tests :*

n° de la voie

n° du cristal

*dopage : Nb pour Niobium, La pour Lanthane et * pour non dopé
rendement lumineux (photoélectrons/MeV) mesuré avec un PM.*

6.3.2 Mesure de la résolution en énergie.

Des électrons de 15, 20, 35, 50, 80, 120 et 200 GeV ont été envoyés sur les cristaux de la matrice de juin 1998. Parmi ces énergies, nous montrerons la résolution en énergie de la matrice à 50 GeV qui est l'énergie avec laquelle on calibrera les super-modules en tests en faisceau.

L'énergie brute est définie comme étant l'énergie déposée dans une matrice de 3x3 cristaux centrée sur le cristal visé par le faisceau d'électrons. Pour mieux contenir la gerbe électromagnétique, il aurait fallu prendre une matrice de 5x5 cristaux ; nous ne disposons cependant que d'une matrice de 5x3 cristaux uniformisés et agrandir la matrice rajouterait du bruit, comme nous le verrons plus loin. Nous sommes donc contraints à considérer une matrice de 9 cristaux.

L'énergie brute et l'énergie pondérée par les coefficients d'intercalibration de chaque cristal par rapport au cristal central sont montrées respectivement en haut et en bas de la figure VI.6.

La résolution en énergie étant donnée par le rapport de la variance de la distribution et de sa valeur moyenne, on voit que l'intercalibration améliore de manière significative la résolution.

Ce résultat est néanmoins très loin des spécifications pour l'ECAL de CMS.

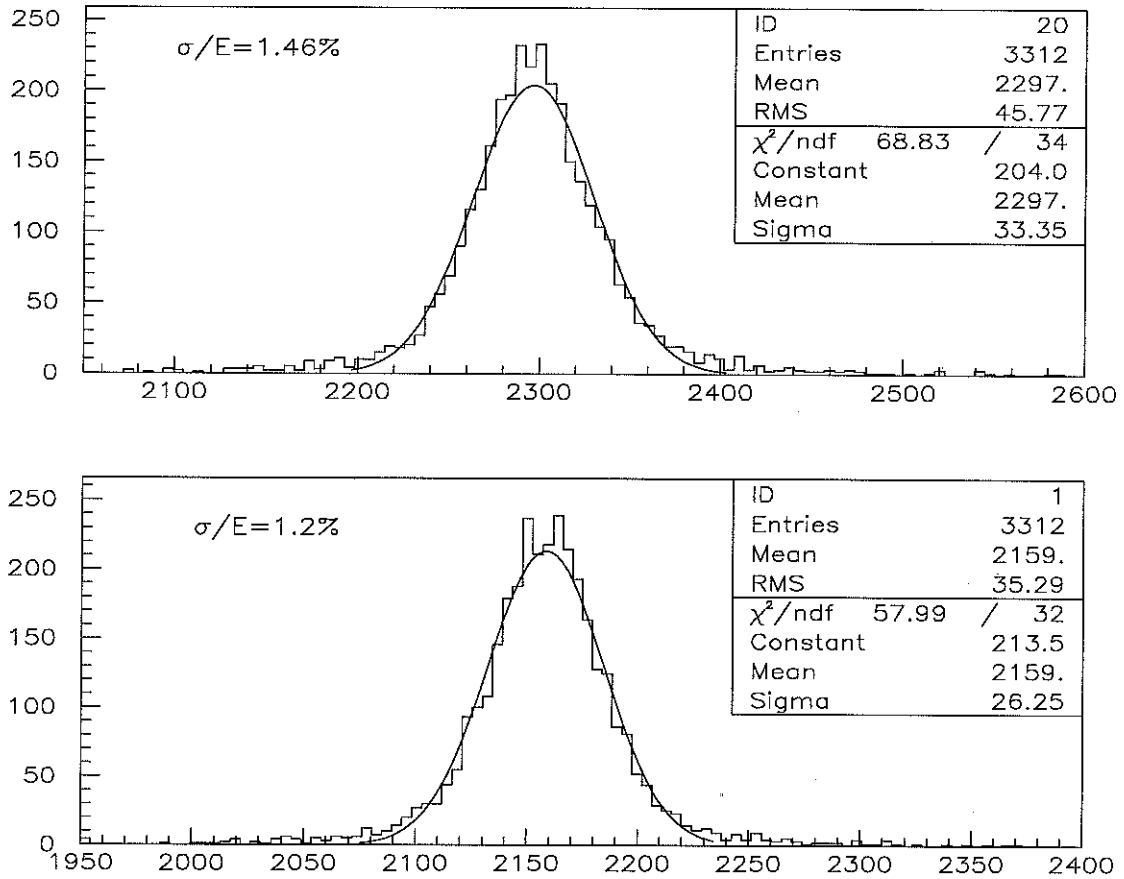


Figure VI. 6 : résolution en énergie de la matrice de cristaux centrés sur le cristal 21 à 50 GeV avant et après intercalibration des cristaux par rapport au cristal 21 pour les impacts contenus dans une fenêtre de 4 mm² centrée sur le point d'énergie maximum dans le cristal central

6.3.3 Comparaison entre résolution en énergie observée et résolution attendue.

On a vu dans le chapitre 1 que la résolution en énergie pouvait être exprimée par la relation :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2$$

Pour vérifier que la résolution mesurée lors des tests en faisceau est compatible avec ce que nous attendons, nous avons calculé les différents termes de la

résolution. Nous pouvons estimer le terme stochastique et le terme de bruit, en revanche, nous n'avons aucun moyen d'estimer le terme constant qui est dû aux erreurs d'intercalibration et aux fuites d'énergie.

Calcul du terme stochastique pour un canal de détection :

On appelle F le facteur d'excès de bruit de l'APD (environ égale à 2.2) et n le nombre de photoélectrons par MeV. Le terme stochastique de la résolution est lié à ces variables par la relation :

$$\frac{\sigma^2}{E} = \frac{F}{nE} + \text{contribution des cristaux}$$

Le premier terme est la contribution due à la photostatistique. La contribution des cristaux au terme stochastique traduit les fluctuations sur la capacité du cristal à contenir latéralement les gerbes électromagnétiques, elle est déterminée par simulation et est estimée à 3% [6.7] pour un matrice de 3x3 cristaux.

Nous avons utilisé deux méthodes pour calculer n :

♦ méthode n°1 :

Le signal de réponse d'un canal i à un événement physique est donnée par :

$S_i = E_0 \times M_i \times n_i$ où M_i est le gain de l'APD indexée i et E_0 est l'énergie déposée au centre du cristal (36.62 GeV) donnée par la simulation [6.2].

n_{1i} est donc donné par la relation :

$$n_{1i} = \frac{S_i}{E_0 M_i} \quad (\text{en } \gamma e^- / \text{MeV})$$

Dans l'analyse des données des test en faisceau on sélectionne les événements centrés sur $X_{\text{impact}} = Y_{\text{impact}} = 0$.

Comme S_i est exprimé en électrons, il faut pour chaque cristal prendre en compte le signal physique de l'injection électronique.

♦ méthode n°2 :

Nous cherchons avec cette méthode à nous affranchir de la mesure des gains des APDs qui a posé quelques problèmes (voir chapitre 2.2.2.2).

Le signal de réponse du canal i à l'injection de lumière du système de contrôle optique est : $R_i = L \times B_i \times M_i$ où L est le nombre de photons envoyés sur le cristal lequel est mesuré par la photodiode PN (d'efficacité quantique \mathcal{E}_{QPN}) et B_i est la transmission du cristal à la lumière d'injection.

n_{2i} est donc donné par la relation :

$$n_{2i} = \frac{S_i}{R_i} \frac{L \times B}{E_0 \times \mathcal{E}_{QPN}} \quad (\text{en } \gamma e^-/\text{MeV})$$

Le résultat de ces calculs est donné dans le tableau suivant :

Cristal	méthode 1 $n_1 \pm \delta n_1$	méthode 2 $n_2 \pm \delta n_2$	n_1/n_2
14	1.21 ±0.12	1.25±0.16	0.968±0.2
15	1.10±0.11	1.31±0.17	0.839±0.2
16	1.18±0.12	1.11±0.14	1.063±0.18
20	1.32±0.13	1.05±0.13	1.257±0.18
21	1.35±0.13	1.10±0.14	1.227±0.19
22	1.32±0.13	1.33±0.17	0.992±0.21
26	1.34±0.13	1.50±0.90	0.893±0.9
27	1.11±0.11	1.10±0.14	1.009±0.17
28	1.06±0.10	1.30±0.70	0.815±0.7

Tableau VI.2 : comparaison des nombres de photoélectrons par MeV calculés par 2 méthodes

On peut voir dans le tableau VI.2 que les résultats trouvés avec les deux méthodes sont cohérents entre eux, aux erreurs près le rapport n_1/n_2 est compatible avec 1.

Ce tableau nous montre que le nombre de photoélectrons par MeV d'énergie déposée est faible avec une valeur moyenne de 1.2. Il faut noter que le rendement lumineux des cristaux mesuré avant leur insertion dans les alvéoles étaient d'environ 2 photoélectrons/MeV (le facteur de correspondance entre une mesure effectuée par un PM et celle effectuée avec une APD ayant été pris en compte). On peut donc en conclure que le revêtement intérieur des alvéoles s'est considérablement noirci, diminuant la transmission optique des cristaux par la face dépolie. Nous avons d'ailleurs pu observer ce noircissement lors du démontage de la matrice.

Résultat du calcul du terme stochastique :

La contribution des cristaux étant estimée à $3\%/\sqrt{E}$ et la contribution de la photostatistique à environ $4\%/\sqrt{E}$, nous avons obtenu un terme stochastique d'environ $5\%/\sqrt{E}$ pour chaque canal de détection pour ces tests de juin 1998.

Calcul du terme de bruit :

Si M est le gain de l'APD et n le nombre de photoélectrons par MeV, le terme de bruit s'écrit :

$$b = \frac{\text{bruit}}{M \times n} \quad \text{avec} \quad \text{bruit} = \frac{\sigma_0 \times Q_{\text{apd}}}{q \text{Inj}} \text{ en canaux d'ADC}$$

avec $Q_{\text{APD}} = C_{\text{inj}} \times V_{\text{inj}} = 6.4 \cdot 10^6$ électrons, σ_0 variance de la distribution du signal de piédestal (environ 2.5), q la charge de l'électron et Inj le signal d'injection électronique.

On trouve un bruit de l'ordre de 150 MeV par canal ce qui donne un bruit d'environ 460 MeV pour un matrice de 9 cristaux. Ce résultat montre qu'il est préférable de calculer la résolution en énergie pour une matrice de 9 cristaux plutôt que pour un matrice de 25 cristaux (pour laquelle le bruit aurait été de l'ordre de 750 MeV).

Comparaison de la résolution observée et de sa prédiction :

Ayant tous les éléments nécessaires, nous pouvons comparer la résolution mesurée et la prédiction qui en a été faite. Cette comparaison est montrée sur la figure VI.7 pour une matrice de 3x3 cristaux.

La résolution calculée est située systématiquement sous les données. Ceci montre que les résultats des tests en faisceau sont plus mauvais que ce que l'on attendait. Cependant, un rendement lumineux plus élevé aurait sans doute permis d'améliorer l'accord entre la prédiction et l'observation de la résolution en énergie.

De plus, ces résultats sont très loin de satisfaire le cahier des charges du calorimètre électromagnétique puisqu'il est prévu un terme stochastique de 3% et un terme de bruit inférieur à 200 MeV pour une matrice de 25 cristaux. Néanmoins, les cristaux, les alvéoles ainsi que l'électronique utilisés ne sont pas ceux qui seront utilisés dans l'expérience, on ne peut donc qu'espérer de meilleurs résultats pour les prochains tests.

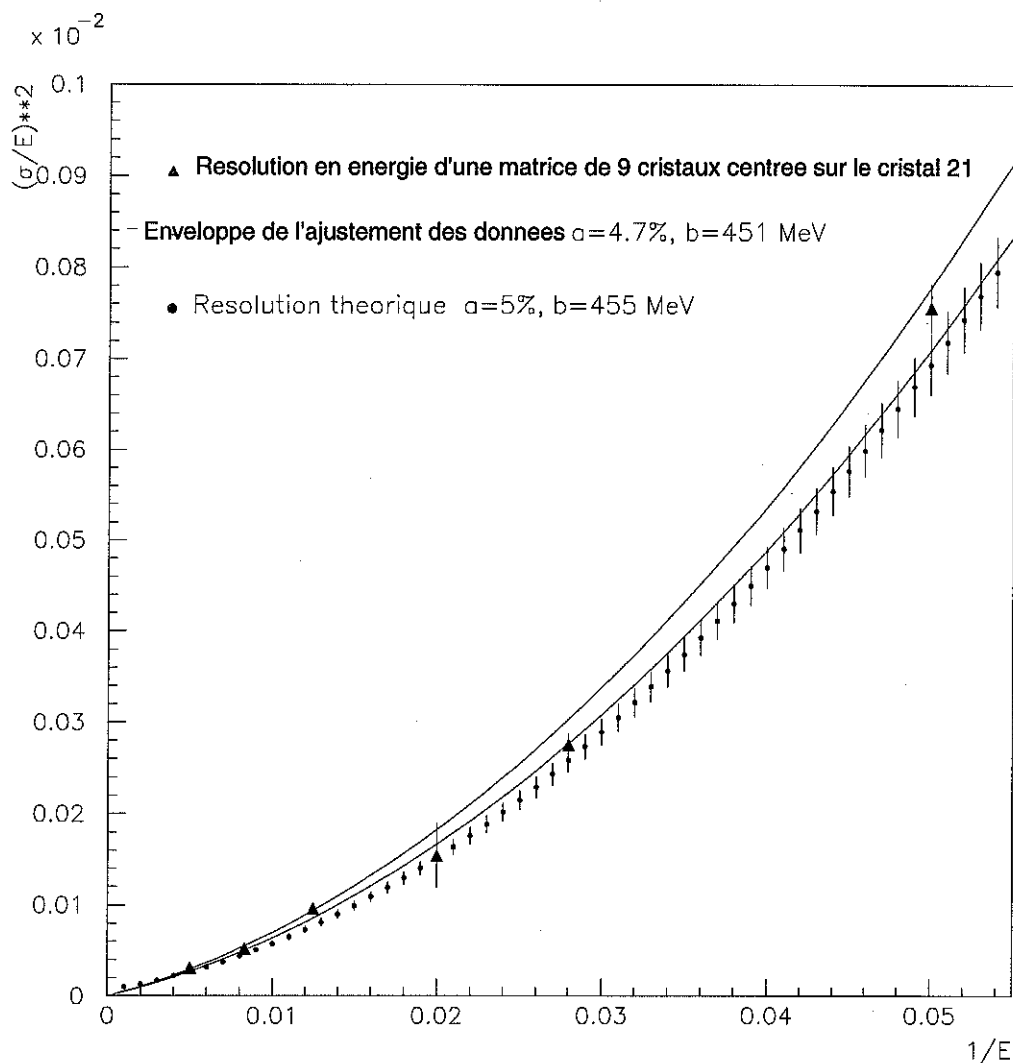


Figure VI. 7 : résolution en énergie mesurée et calculée pour la matrice de 3x3 cristaux centrée sur le cristal 21. Les traits représentent l'enveloppe de l'ajustement fait sur les données avec ses erreurs, les points représentent les résultats des calculs.

6.4. Etude des coefficients d'intercalibration en fonction du point d'impact

Pour calculer la résolution en énergie d'une matrice de cristaux nous avons considéré une fenêtre de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ positionnée sur la face d'entrée du cristal

central contenant la densité d'énergie déposée maximum. Nous allons étudier la distribution d'énergie déposée dans des matrices de 3x3 cristaux en fonction du point d'impact des électrons. Nous poursuivrons par l'étude de la résolution en énergie de ces matrices en fonction du point d'impact et enfin par l'étude de l'énergie déposée dans un cristal seul en fonction du point d'impact.

Comme le montre le tableau VI.1, nous disposons d'une matrice de 3x5 cristaux dépolis ; nous avons défini 3 matrices de 3x3 cristaux à l'intérieur de cette matrice uniformisée centrées respectivement sur les cristaux 21 , 22 et 23. Pour l'étude de l'énergie déposée dans une matrice, nous considérons également la matrice centrée sur le cristal 20.

6.4.1 Etude de l'énergie déposée dans un matrice de cristaux en fonction du point d'impact des électrons

On peut voir sur les figures VI.8 et VI.9 l'énergie déposée dans les matrices définies précédemment et centrées respectivement sur les cristaux 20, 21 et 22 en fonction des coordonnées du point d'impact des électrons sur le cristal central X_{impact} et Y_{impact} . Nous avons mesuré le signal dans de petits carrés de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ le long des médianes de la face avant du cristal visé.

Quand le point d'impact se situe sur la médiane horizontale on observe une distribution du dépôt d'énergie bombée sur les bords : l'écart entre le maximum et le minimum des courbes est de 1% pour les matrices centrées sur les cristaux 20 et 21 et de 3% pour la matrice centrée sur le cristal 22.

Quand le point d'impact se situe sur la médiane verticale, les écarts sont de 1% quel que soit la matrice considérée.

Nous avons superposé le résultat de la simulation Monte Carlo aux données dans les figure VI.7 et VI.8 (normalisation par rapport au dépôt d'énergie maximum). Dans cette simulation faite à partir de GEANT 3 (voir le sous-chapitre 6.6), les cristaux et les chaînes de lecture de ces cristaux à l'intérieur d'une matrice sont identiques, l'intercalibration est donc inutile.

La simulation [6.2] montre que la distribution du dépôt d'énergie dans un matrice de cristaux en fonction du point d'impact n'est effectivement pas plate mais très légèrement bombée sur les bords lorsque l'on fait un balayage des médianes ce qui confirme l'effet observé dans les données. L'écart entre l'énergie déposée entre $X_{\text{impact}} = -10 \text{ mm}$ et 8 mm est de 1.15 %. On observe le même écart entre $Y_{\text{impact}} = -8 \text{ mm}$ et 10 mm . Cette différence est due à l'inclinaison des cristaux par rapport au faisceau d'électrons et au fait que plus on s'approche des bords du cristal, moins l'énergie de l'électron est contenue dans la matrice de 9 cristaux.

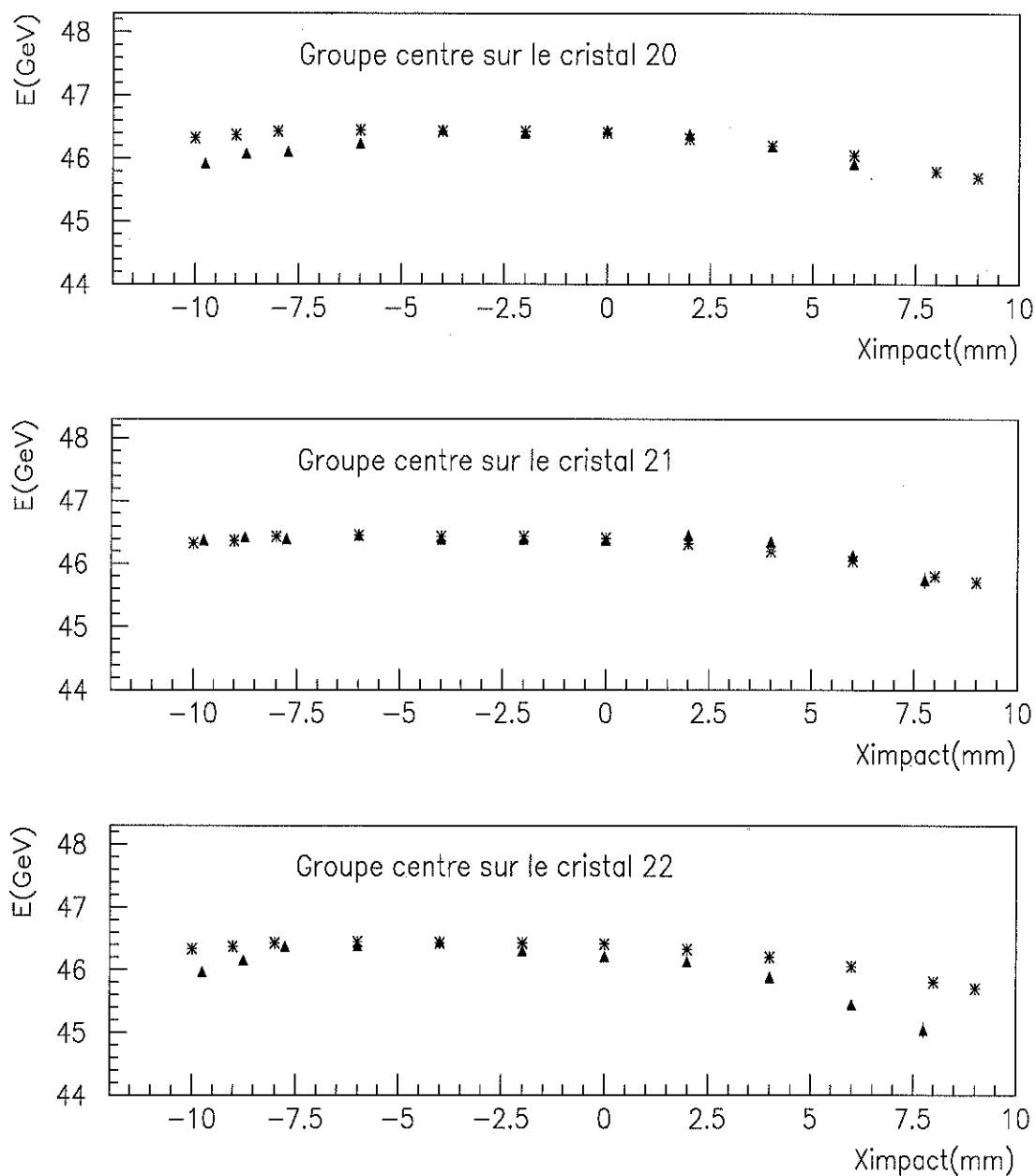


Figure VI. 8: énergie déposée dans des matrices de 9 cristaux centrés sur les cristaux 20, 21 et 22 en fonction de X_{impact} ($Y_{\text{impact}}=0$) pour des électrons de 50 GeV

* simulation ▲ données

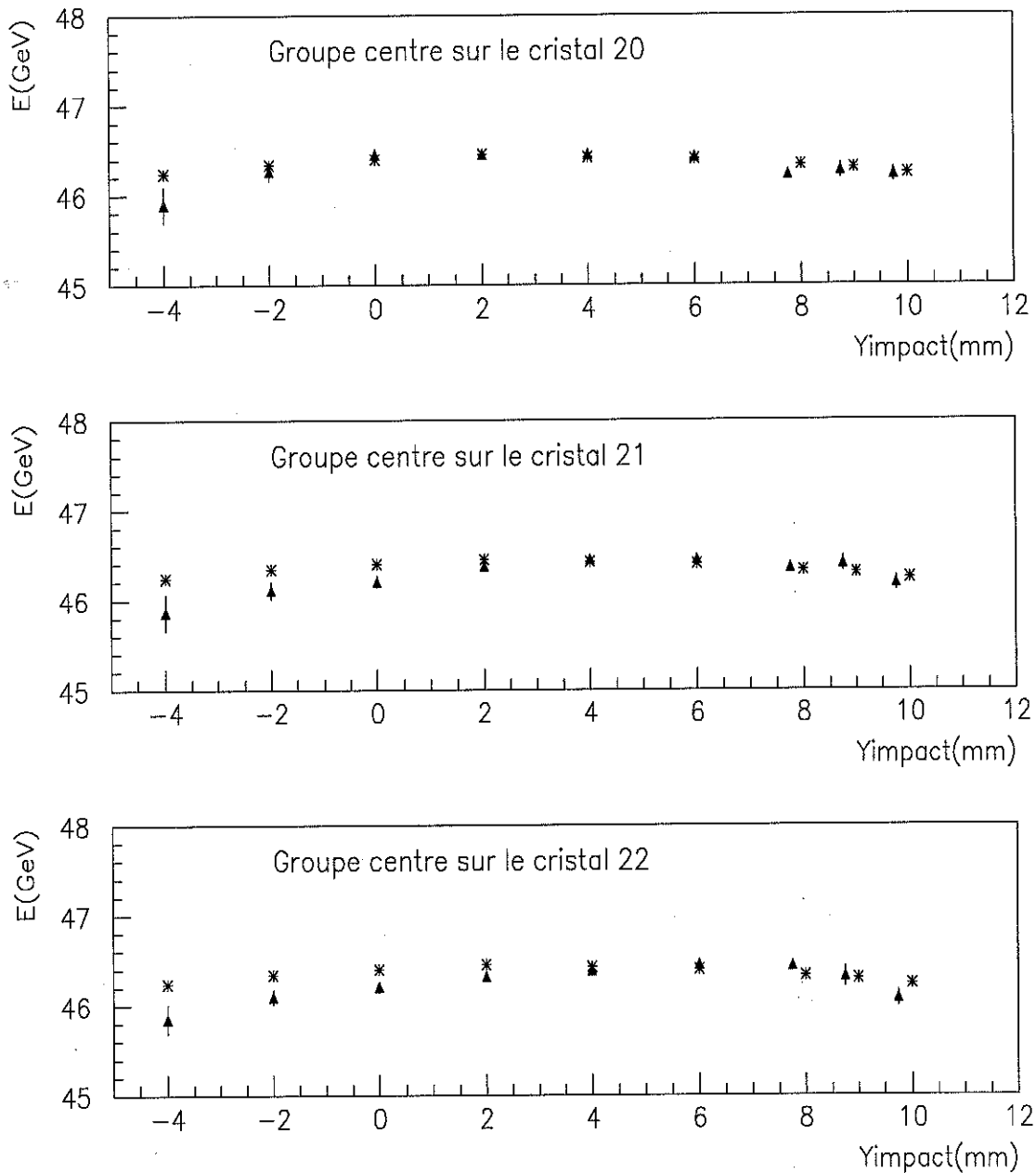


Figure VI. 9: énergie déposée dans des matrices de cristaux 9 centrés sur les cristaux 20, 21 et 22 en fonction de Y_{impact} ($X_{\text{impact}}=0$) pour des électrons de 50 GeV

* simulation ▲ données

Dans le cas de la médiane verticale, les données expérimentales sont compatibles avec la simulation quelle que soit la matrice considérée.

Ce que nous observons sur la médiane horizontale est bien conforme à la simulation pour les matrices centrées sur les cristaux 20 et 21 mais la matrice centrée sur le cristal 22 se comporte différemment.

Nous verrons dans le chapitre 6.6 une étude plus approfondie de la comparaison des données et de la simulation où l'on verra qu'il est difficile de prédire le comportement exact d'un cristal de la matrice car on ne connaît pas assez précisément la position de chaque cristal dans la matrice. Par contre, ce problème ne se pose pas pour la simulation de la réponse d'une matrice car la position relative des cristaux de la matrice les uns par rapport aux autres n'influence pas la réponse globale de la matrice à moins d'introduire un gap très grand entre les cristaux adjacents qui renforcerait la fuite d'énergie à l'arrière de la matrice.

Puisque certaines matrices de cristaux se comportent comme le prévoit la simulation et d'autres non, cela signifie que leur réponse à un même événement physique en fonction du point d'impact n'est pas identique.

Deux explications sont possibles : soit le calcul des coefficients d'intercalibration a été mal fait et les erreurs sur ces coefficients n'ont pas bien été déterminées, soit ces coefficients ont bien été calculés mais dépendent du point d'impact.

6.4.2 Etude de la résolution en fonction du point d'impact des électrons

La résolution en énergie d'une matrice est-elle différente selon la partie du cristal visé que l'on observe ? Nous avons calculé les résolutions en énergie de 3 matrices de 3x3 cristaux centrées sur les cristaux 21, 22 et 23.

Les figures VI.10 et VI.11 montrent respectivement ces résolutions en énergie pour des électrons de 50 GeV lorsque le point d'impact balaye la médiane horizontale et la médiane verticale.

Ces figures montrent que la résolution en énergie en fonction du point d'impact n'est pas constante. Comparativement à l'énergie déposée dans une matrice de cristaux, on voit de plus grandes variations, surtout lorsqu'on s'approche des bords. Ceci est normal puisque la résolution en énergie est une variable très sensible aux problèmes d'appareillage.

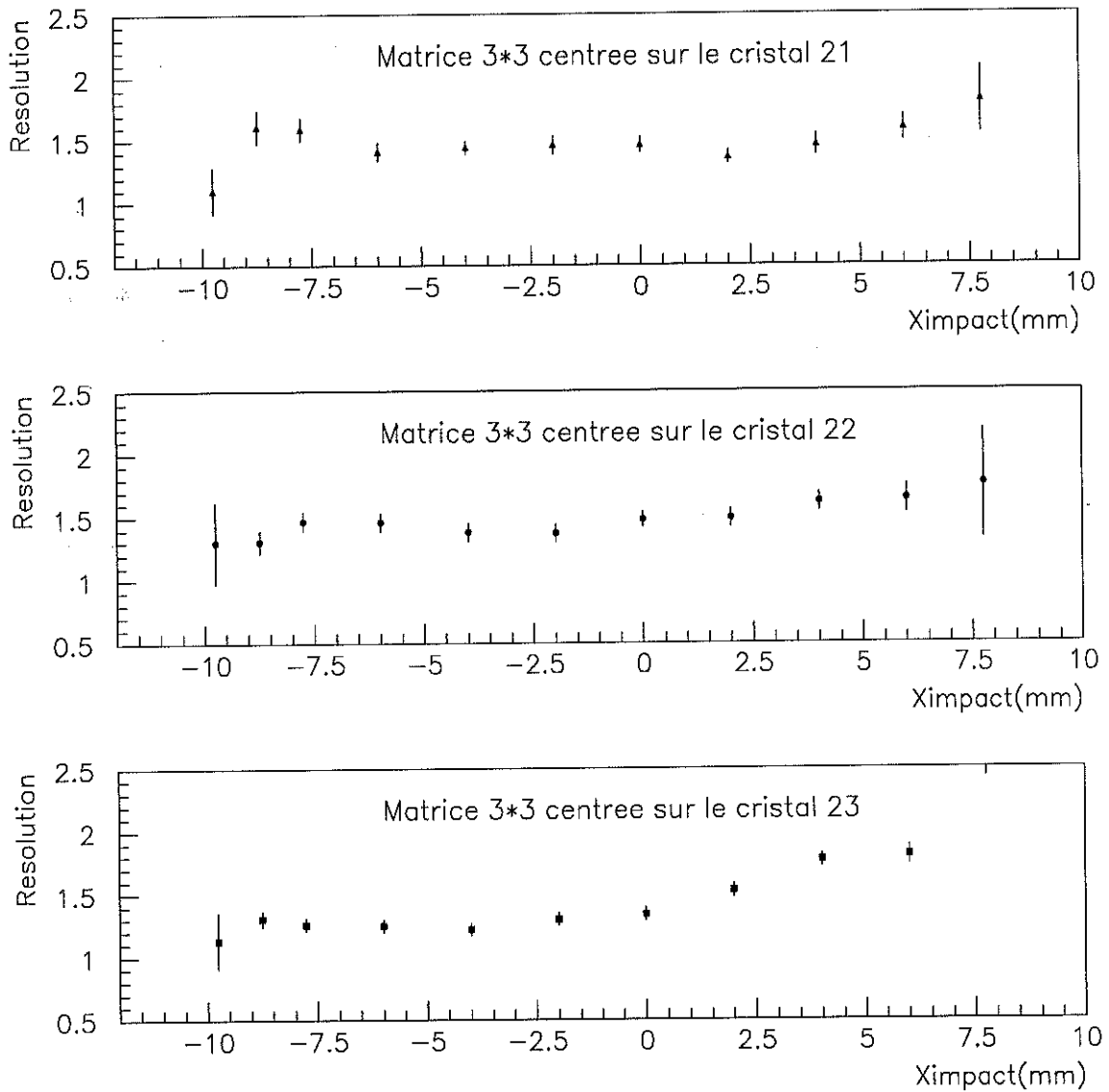


Figure VI. 10 : résolution σ/E (en %) obtenue pour des matrices de 3x3 cristaux centrées sur les cristaux 21, 22 et 23 en fonction de X_{impact} ($Y_{impact}=0$)

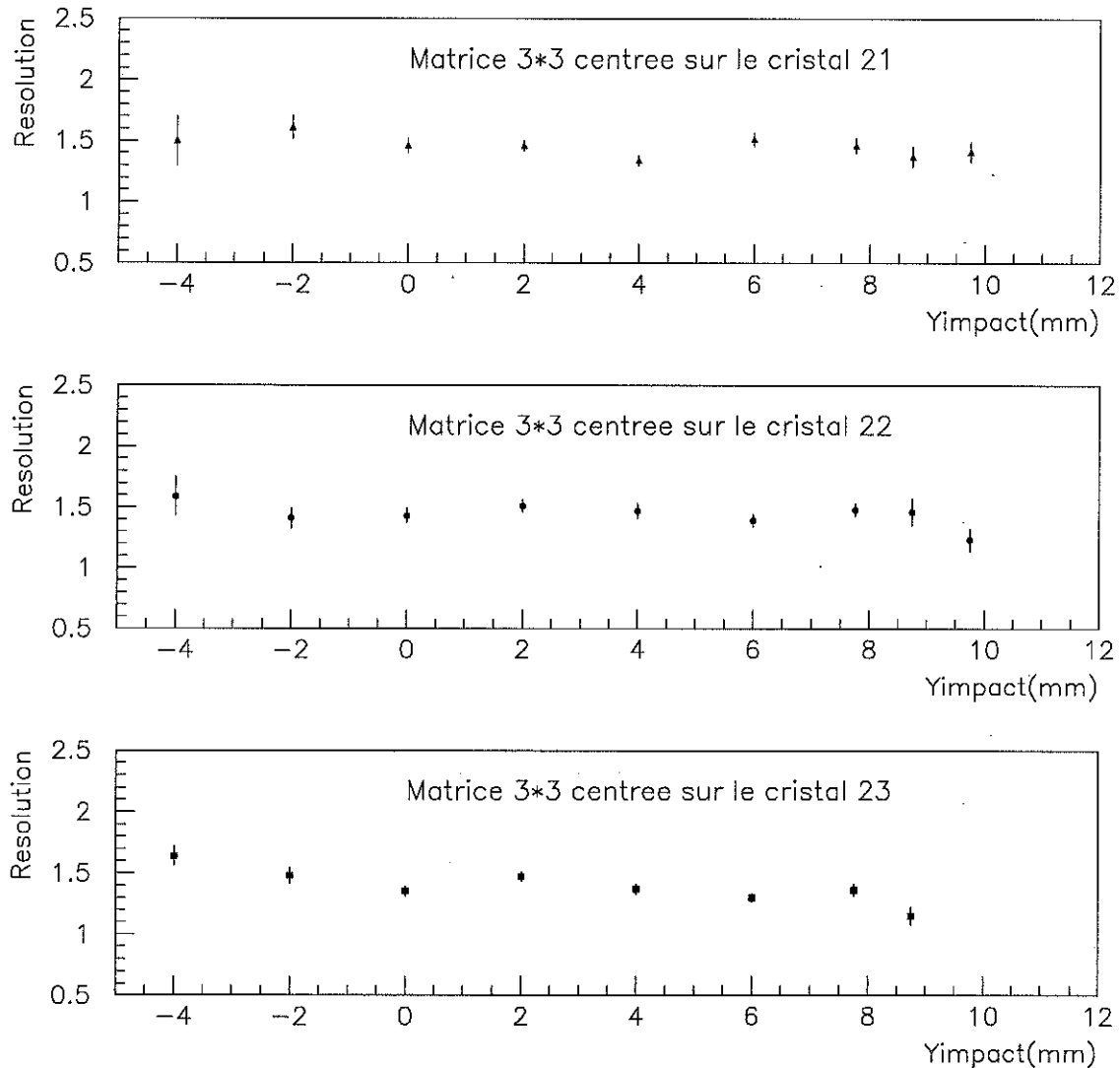


Figure VI. 11 : résolution σ/E (en %) obtenue pour des matrices de 3x3 cristaux centrées sur les cristaux 21, 22 et 23 en fonction Y_{impact} ($X_{impact}=0$)

6.4.3 Etude de l'énergie déposée dans un cristal en fonction de l'impact des électrons

Nous avons recherché de quelle partie des matrices provenaient les différences observées entre les données et la simulation. Après avoir isolé la ligne centrale de chaque matrice de cristaux, nous avons déterminé que ces différences provenaient principalement du cristal central. Nous avons alors ciblé notre étude sur le dépôt d'énergie dans quelques cristaux visés par le faisceau

d'électrons lors des tests. Une manière de s'affranchir d'éventuels problèmes d'intercalibration est de comparer la réponse brute des cristaux. La figure VI.12 montre cette comparaison.

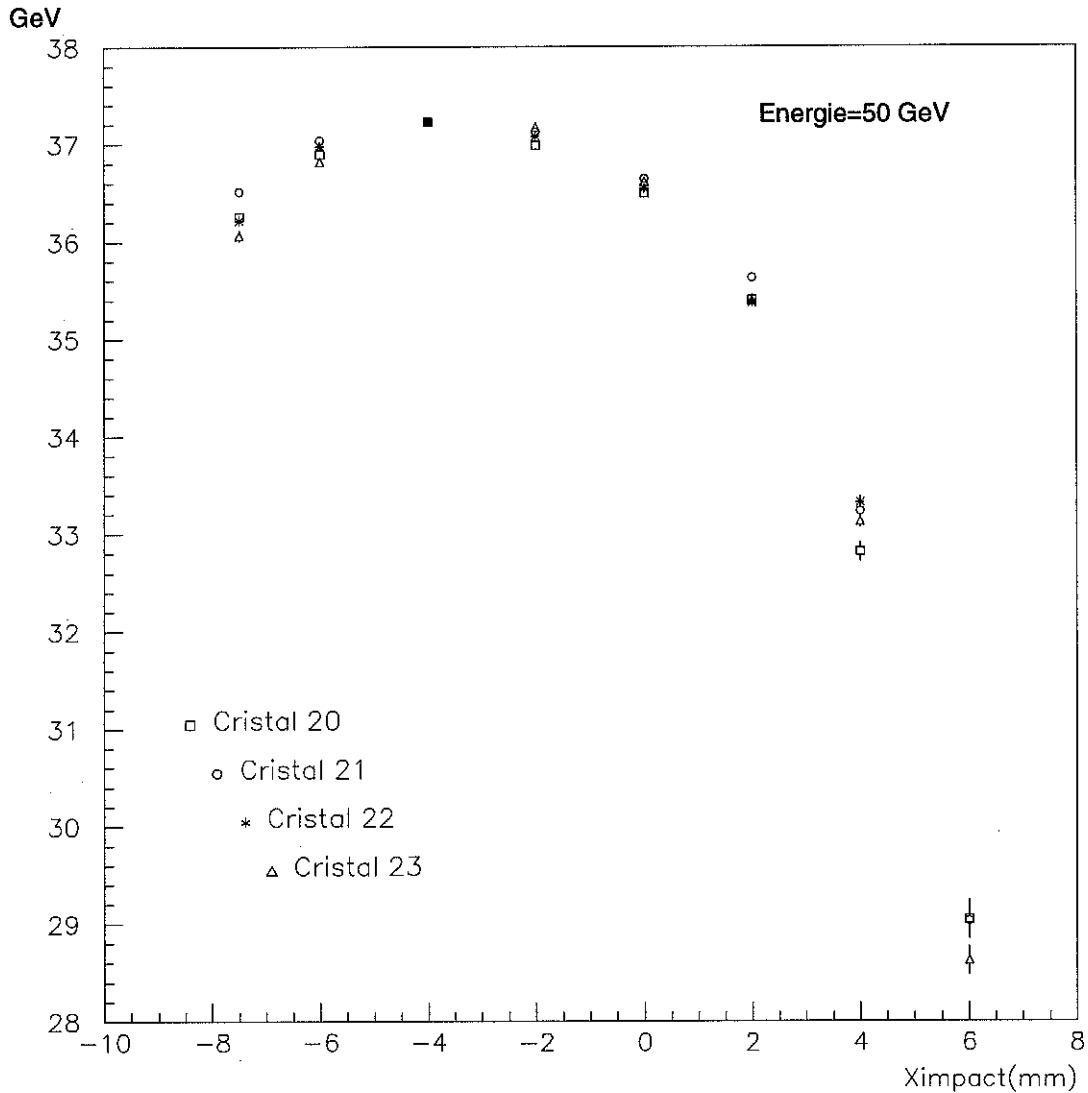


Figure VI. 12 : comparaison des réponses des différents cristaux non intercalibrés en fonction de X_{impact} . Les courbes ont été normalisées par rapport à la réponse maximum du cristal 22.

Afin de recaler selon X_{impact} les maxima des différentes courbes, nous avons dû ajouter aux X_{impact} de petits décalages croissants linéairement avec le numéro du cristal (de -1 mm pour le cristal 20 à +0.4 mm pour le cristal 23). Ces décalages cumulatifs peuvent provenir de la méconnaissance de la taille des interstices entre cristaux. Ces décalages sont inclus dans l'erreur globale que nous faisons lors du calcul de X_{impact} qui est estimée à ± 1 mm.

On remarque que les courbes ne sont pas superposables et que sur les bords, l'écart entre la réponse de deux cristaux différents peut atteindre 1.5 %. L'intercalibration telle que nous la calculons ne permet donc pas la mise à niveau de la réponse de ce cristal par rapport au cristal de référence à mieux que 1.5%.

On remarque également que la réponse de la voie 21 est plus large que les autres. Nous essayerons par la suite dans le chapitre 6.4.6 de comprendre d'où peuvent venir ces différences.

6.4.4 Etude des coefficients d'intercalibration en fonction de l'énergie

Nous avons fait 3 études en utilisant les données électrons à 50 et 120 GeV pour les cristaux 20, 21, 22 et 23 :

1. nous avons vérifié que les coefficients d'intercalibration étaient indépendants de l'énergie des électrons incidents au point d'énergie maximale.
2. nous avons étudié la réponse brute de chaque cristal en fonction de la position du point d'impact à 120 GeV et nous l'avons comparée aux résultats obtenus à 50 GeV.
3. nous avons étudié le rapport des réponses de chaque cristal obtenues à 50 et 120 GeV en fonction de la position du point d'impact. Ceci est une première esquisse d'une étude de la linéarité du calorimètre.

Pour ces deux énergies, les coefficients d'intercalibration ont été calculés avec la même procédure que celle décrite dans le chapitre 6.3.1. L'écart moyen observé entre les coefficients calculés à 50 GeV et ceux calculés à 120 GeV est compris dans les erreurs de calcul des coefficients, on peut donc dire que les coefficients d'intercalibration sont indépendants de l'énergie des électrons incidents en ce point particulier.

La tendance générale observée pour les prises de données à 50 GeV est aussi observable à 120 GeV : les courbes ne se superposent pas en tous points et la réponse du cristal 21 est toujours plus large que les autres. Les décalages suivant X_{impact} introduits pour 50 GeV sont les mêmes à 120 GeV.

Les écarts entre les différentes courbes à 50 et 120 GeV semblent les mêmes, même si en $X_{\text{impact}}=6$ mm à 120 GeV, les erreurs sur les points sont si grandes qu'il est difficile de calculer l'écart le plus important.

On peut cependant conclure que les coefficients d'intercalibrations sont indépendants de l'énergie des électrons.

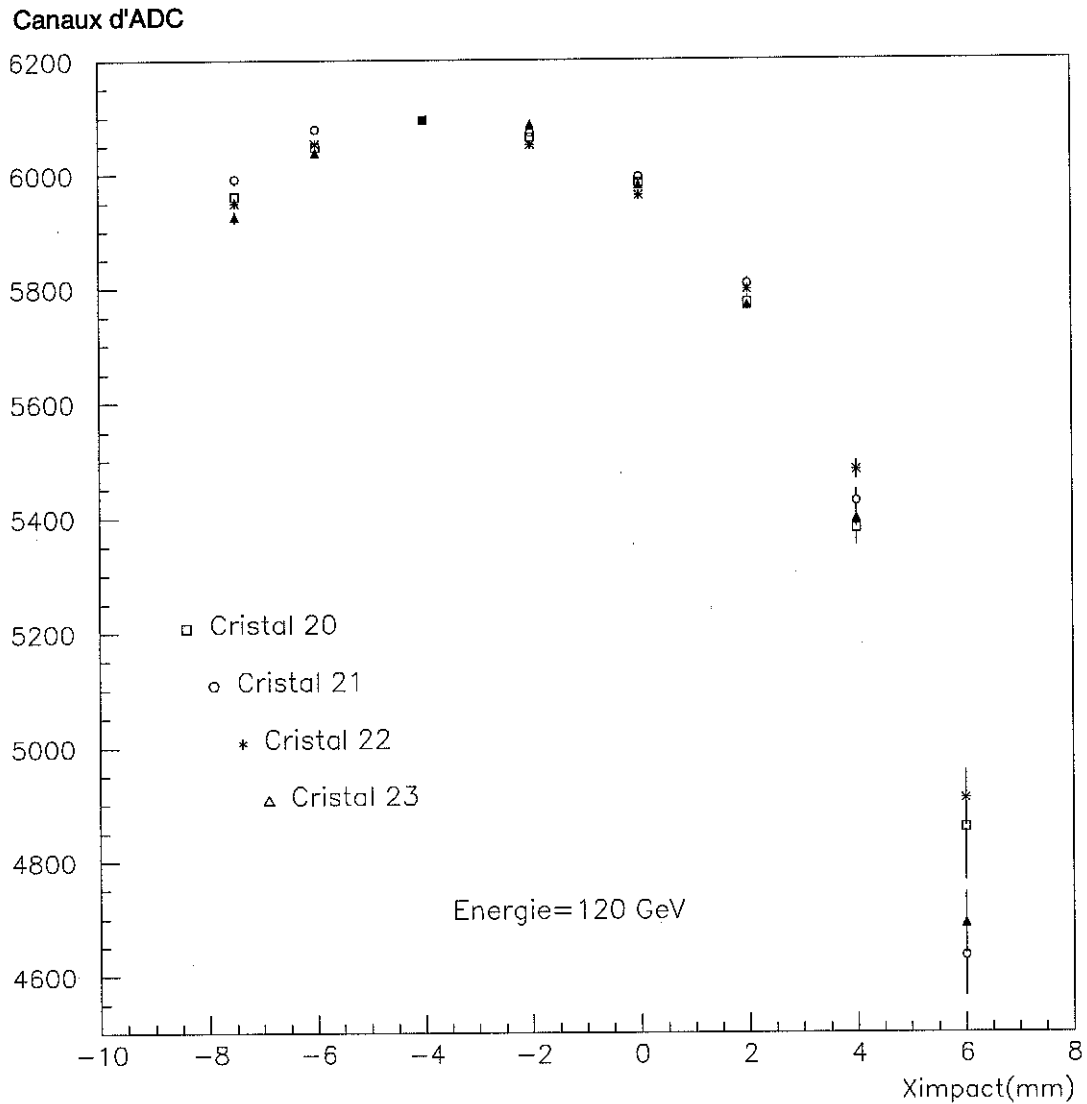


Figure VI. 13 : comparaison des réponses des différents cristaux étudiés en fonction de X_{impact} (normalisation des signaux par rapport au cristal 22 au point d'énergie maximum)

La figure VI.14 montre le rapport des énergies déposées à 50 et 120 GeV en fonction de X_{impact} . On voit que de -8 mm à 5 mm, ce rapport est dans une fourchette de $\pm 1\%$ autour de 1. Par contre, on voit un défaut de linéarité au-delà de 5 mm ce qui est normal car on s'approche des bords du cristal et on devient sensible aux fuites d'énergie latérales. La linéarité sera discutée plus en détail dans le chapitre 6.5.

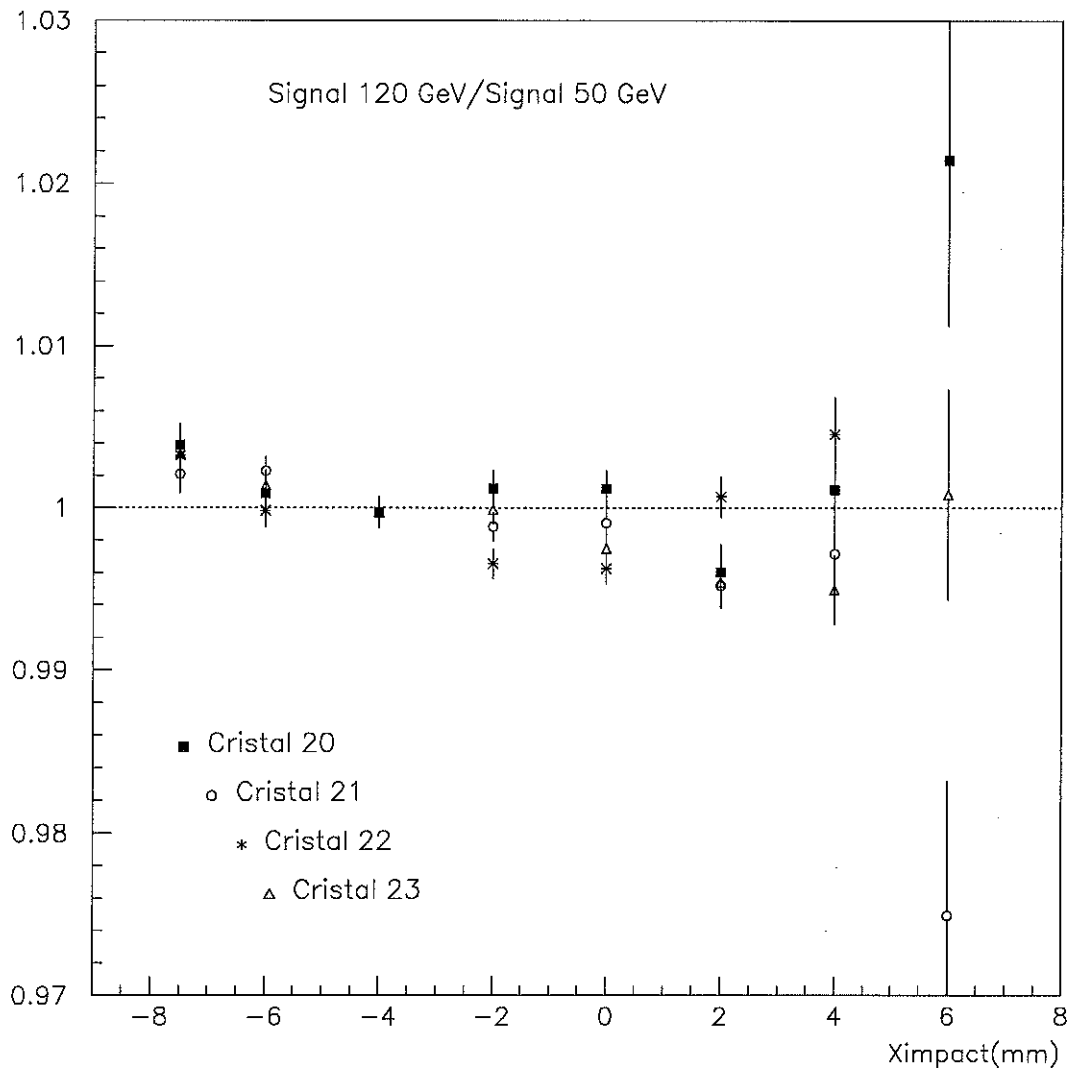


Figure VI. 14 : rapport des énergies déposées à 50 et 120 GeV en fonction de X_{impact}

6.4.5 Conséquence des études précédentes sur les coefficients d'intercalibration

La différence de la dépendance de l'énergie déposée dans 2 cristaux différents en fonction du point d'impact que l'on a étudiée dans le chapitre précédent va avoir une conséquence sur le comportement des coefficients d'intercalibration en fonction du point d'impact.

Comme le montre la figure VI.15 les coefficients d'intercalibration pour deux cristaux quelconques tel qu'ils ont été définis dans le chapitre 6.2 ne sont pas indépendants du point d'impact.

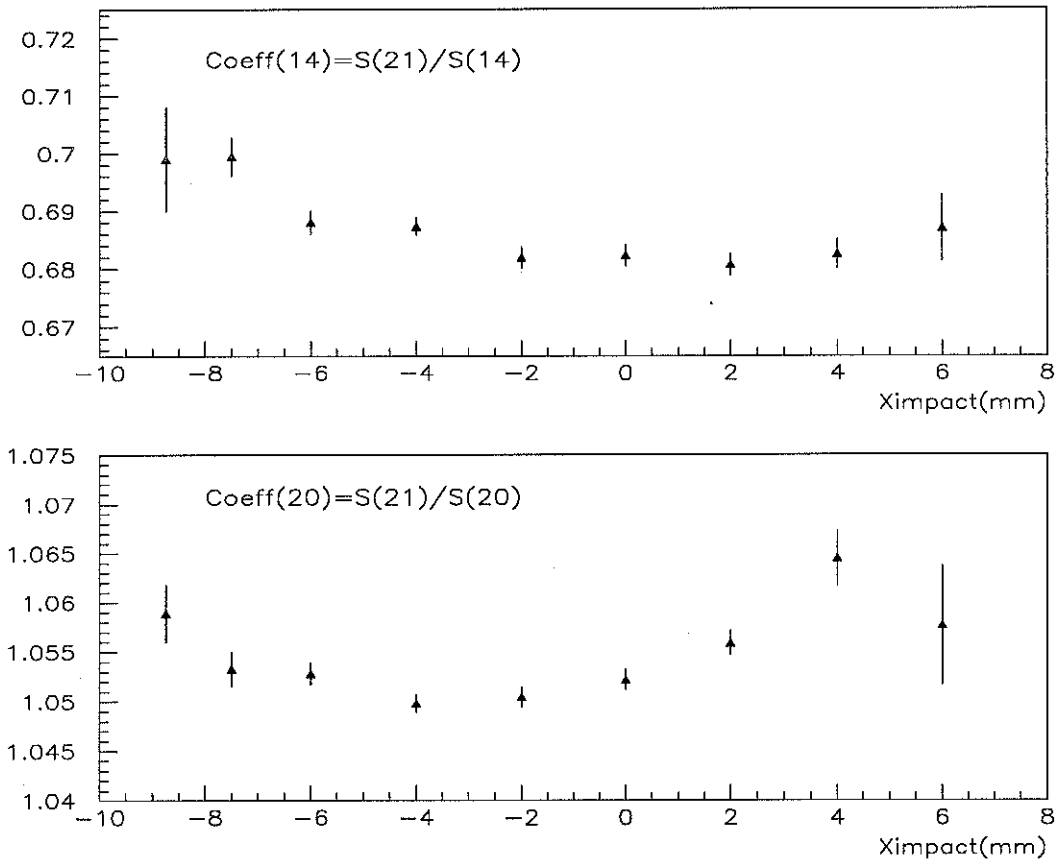


Figure VI. 15 : coefficient d'intercalibration des cristaux 14 et 20 par rapport au cristal 21 en fonction de X_{impact} pour des électrons de 50 GeV

6.4.6 Etude des causes de la dépendance du coefficient d'intercalibration en fonction du point d'impact.

Les cristaux de la matrice testée en juin 1998 étant issus d'une même série, leur comportement devrait, en principe, être identique. Nous avons recherché ce qui pouvait expliquer les différences observées dans les réponses de deux cristaux à un même faisceau d'électrons.

Nous avons émis les hypothèses suivantes que nous développerons ensuite :

- 1. les propriétés des cristaux ne sont pas identiques
- 2. les doses reçues par les cristaux influent leur réponse
- 3. Les inclinaisons des cristaux par rapport au faisceau d'électrons ne sont pas semblables
- 6. la position de la face dépolie, la transmission du dépoli où la présence d'une bulle d'air entre le cristal et l'APD jouent un rôle.

1. Propriétés des cristaux

Nous avons vérifié que les cristaux avaient des dimensions similaires au pour cent près.

Les longueurs d'atténuation des cristaux sont assez différentes mais elles sont assez grandes (plus de 3 m après 450 nm) pour que la non uniformité résultante soit négligeable.

Nous n'avons pas pu vérifier si le spectre d'émission de lumière de scintillation est bien le même pour chaque cristal.

2. Irradiation des cristaux

Si deux cristaux reçoivent des doses différentes durant les tests et si l'irradiation crée des défauts de manière non homogène dans le volume du cristal, cela peut modifier leur réponse sur les bords.

Nous avons comparé la forme de la réponse d'un cristal en fonction de X_{impact} avant la période d'irradiation et après cette période (dose reçue d'environ 6 Gray). Les formes de ces deux réponses sont parfaitement identiques (écart entre les deux réponses inférieur à 0.2 %) ce qui prouve que les irradiations subies par les cristaux ne peuvent expliquer ce que nous observons.

3. Inclinaison des cristaux par rapport au faisceau d'électrons

Nous nous sommes aperçus qu'une incertitude de l'ordre du milliradian existait sur la mesure de l'inclinaison des cristaux par rapport au faisceau d'électrons car les cristaux ne sont pas exactement placés de la même façon dans les alvéoles. Cela est lié au fait que les interstices à l'avant entre 2 cristaux ne sont pas tous identiques et ont des épaisseurs comprises entre 600 μm et 1 mm.

Que se passe-t-il lorsque nous comparons deux cristaux dont l'inclinaison par rapport au faisceau n'est pas la même? Pour comprendre l'influence d'une incertitude sur cette inclinaison, un programme de simulation a été mis au point [6.3]: ce programme de calcul numérique prend en compte les dimensions et la position d'un cristal de la matrice de tests par rapport au faisceau.

Le développement de la gerbe électromagnétique dans le cristal est décrit par la convolution du profil transverse $T(r,z)$ [6.4] :

$$T(r, z) = \alpha(z) \frac{R_1^2(z)}{(r^2 + R_1^2(z))^2} + (1 - \alpha(z)) \frac{R_2^2(z)}{(r^2 + R_2^2(z))^2} \quad \text{avec } r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

où les fonctions $\alpha(z)$, $R_1(z)$ et $R_2(z)$ ont été déterminées grâce à la simulation [6.5] (ces paramètres sont donnés dans l'annexe A).

et du profil longitudinal $N(z)$ [6.6] de dépôt d'énergie défini par :

$$\frac{dN(z)}{dz} = \frac{E_{inc}}{X_0 \Gamma(\alpha)} b \left(\frac{z}{X_0} \right)^{\alpha-1} \exp\left(-\frac{bz}{X_0} \right)$$

où X_0 est la longueur de radiation et a et b des constantes dépendantes de l'énergie de l'électron.

Le résultat obtenu en prenant en compte la géométrie initiale est présenté sur la figure VI.16. C'est à partir de ces courbes que nous allons pouvoir faire des comparaisons.

Nous ne cherchons pas à reproduire la réalité au pour cent près mais à déterminer relativement les influences du changement de certains paramètres de la géométrie de la matrice ou des propriétés des cristaux.

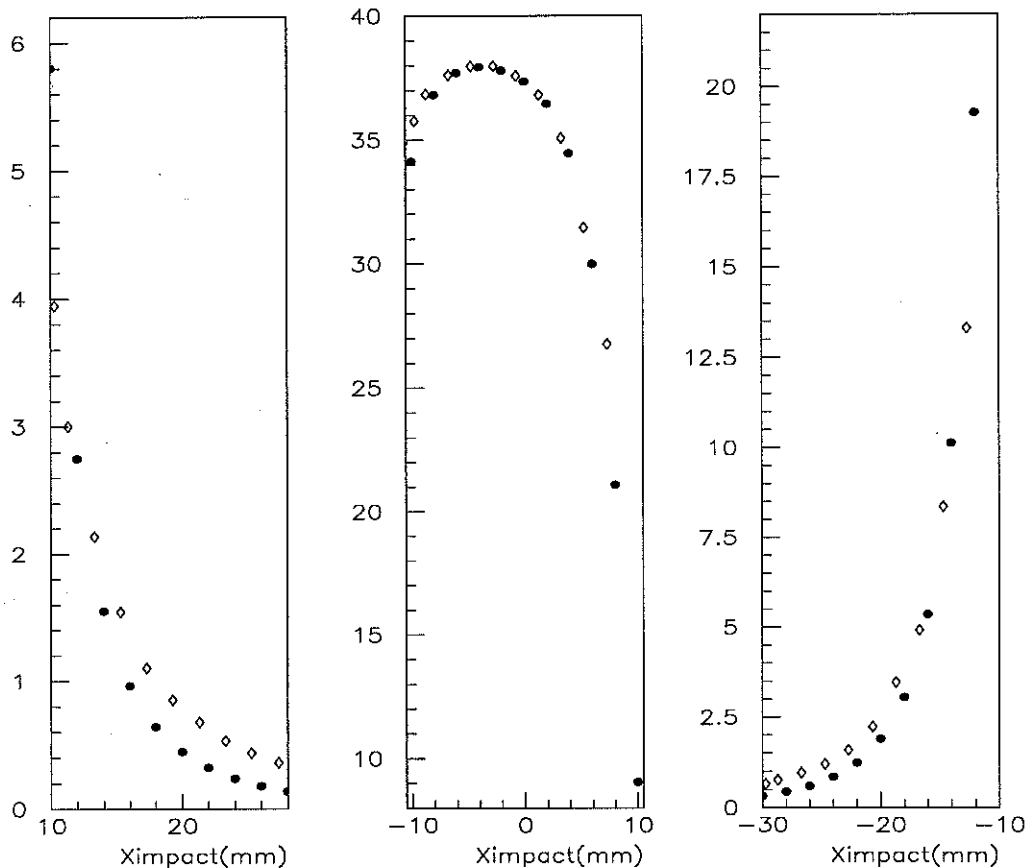


Figure VI.16 : comparaison entre la simulation par calcul numérique (•) et les données (◊) : la réponse de la voie 21 au centre, 22 à gauche et 20 à droite (exprimées en GeV)

Nous avons ajouté de +1 à +3 mrad et enlevé de -1 à -3 mrad à l'inclinaison d'un cristal et nous avons comparé sa réponse à la réponse initiale (figure VI.17) On voit bien un effet significatif sur l'un des bords du cristal ($X_{\text{impact}} > 5\text{mm}$) : un ajout de 1 mrad à l'inclinaison du cristal fait diminuer le signal de 0.8% à 6 mm et de 1.8% à 6 mm alors qu'un ajout de 3 mrad le fait diminuer de 2.6 % à 6 mm et de 5.3% à 6 mm. Si nous retirons de 1 à 3 mrad à cette inclinaison l'effet est inverse, le signal augmente dans les mêmes proportions.

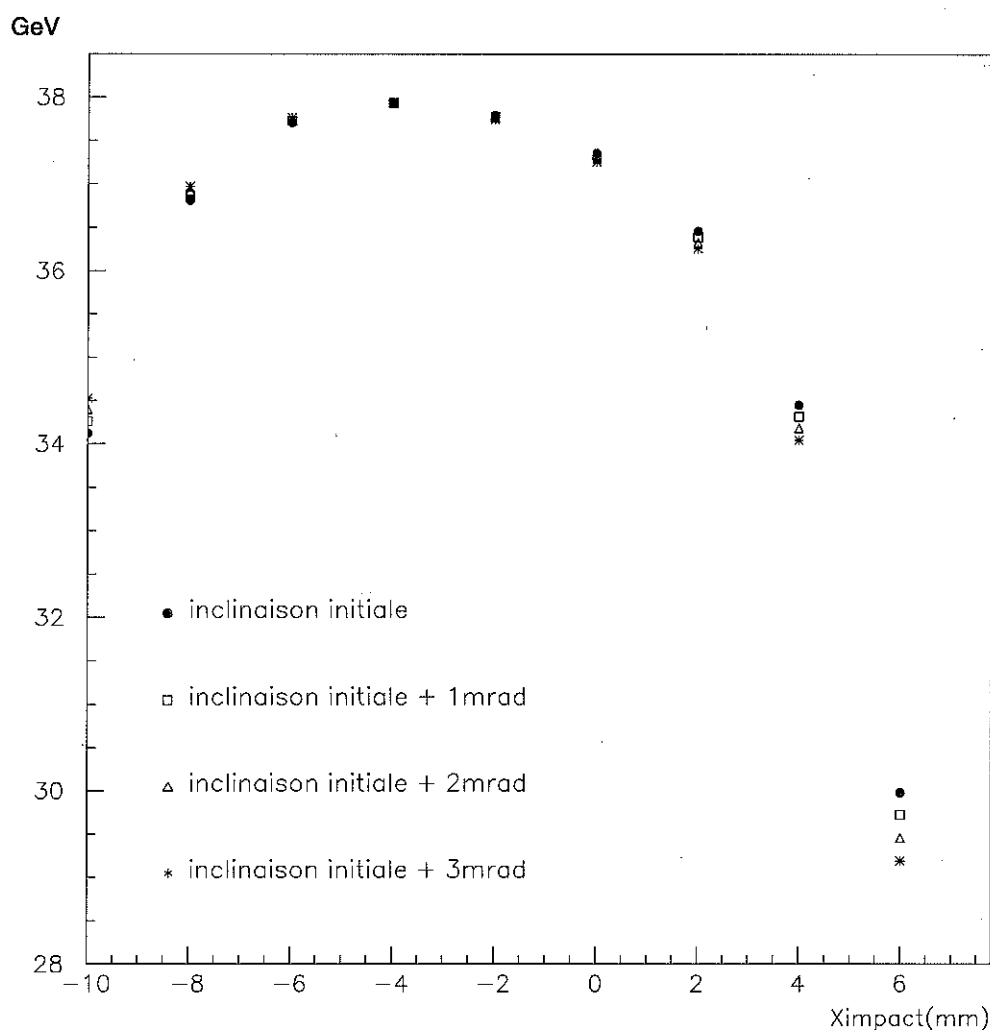


Figure VI. 17 : simulation de la réponse d'un cristal en fonction de son inclinaison par rapport au faisceau d'électrons en fonction de X_{impact}

Si l'on reconsidère la figure VI.12, on voit qu'une légère augmentation de l'inclinaison des cristaux 20 et 23 par rapport au cristal 22 pourrait bien expliquer les différences observées. Par contre, le comportement de la voie 21 ne peut pas être expliqué de cette façon.

6. Etat de surface des cristaux et de l'interface cristal/APD

Une des faces latérales des cristaux est dépolie ; nous ne savons pas où se trouvaient ces dépolis dans la matrice de tests de juin 1998. Nous avons donc considéré différentes positions et qualités de transmission du dépoli sans observer la moindre différence dans la réponse du cristal.

Nous avons également simulé la présence d'une bulle d'air à l'interface entre le cristal et l'APD (nous avons observé ces bulles sur les canaux 21 et 22) et là encore, nous n'avons observé aucune différence significative du comportement.

6.4.7 Résumé des observations

Les coefficients d'intercalibration des cristaux de la matrice de tests de juin 1998 ne sont pas indépendants du point d'impact des électrons car les courbes de réponse des cristaux ne sont pas superposables en tous points. Il est possible que l'inclinaison des cristaux par rapport au faisceau diffère d'un cristal à l'autre de plus ou moins 2 mrad au maximum et que cela explique ce que nous observons. Le comportement du cristal 21 est plus compliqué à expliquer ; la seule hypothèse restante est qu'il n'est pas homogène, c'est à dire que la quantité de lumière émise n'est pas indépendante du point d'émission dans le cristal. On a vu que ce comportement était le même à 120 GeV ce qui nous conforte dans cette idée. Cette inhomogénéité pourrait provenir de la façon dont le cristal a été fabriqué.

6.5 Etude de la linéarité

Les différentes énergies utilisées en tests en faisceau nous permettent de faire une étude de la linéarité de la chaîne de lecture des signaux émis par les cristaux à une position fixée. Si cette chaîne est linéaire, on peut déduire l'énergie de l'électron à partir de la réponse de la voie grâce à une constante de calibration α .

Nous disposons de points à 15, 20, 35, 50, 80, 120 et 200 GeV sur le cristal 21. Nous considérons le matrice 3x3 cristaux composée de 8 cristaux périphériques intercalibrés entourant ce cristal et nous mesurons l'énergie déposée S_{tot} dans cet ensemble au point d'énergie maximum. Pour vérifier la linéarité on doit se référer à une énergie absolue ; en effet une matrice de 9 cristaux ne contient pas la totalité de la gerbe électromagnétique à cause des fuites d'énergie en profondeur et latérales qui dépendent de l'énergie incidente. Ainsi, la simulation Monte Carlo [6.8] montre qu'un électron de 15 GeV déposera environ 92.75% de son énergie alors que cette proportion sera de 92.35% dans le cas d'un électron de 200 GeV.

Une fois ces corrections effectuées, nous connaissons l'énergie E_{dep} donnée par la simulation et reçue par la matrice de cristaux étudiée et nous pouvons calculer le rapport r défini par :

$$r = \frac{S_{tot}}{E_{dep}} \quad \text{en canaux d'ADC/GeV}$$

Si ce rapport est le même pour toutes les énergies considérées, la chaîne de lecture est linéaire et la constante de calibration α vaut r .

L'énergie déposée dans la matrice déduite de nos mesures est alors égale à :

$$E_{déduite} = \frac{S_{tot}}{r_{ref}} \quad \text{en GeV}$$

où nous choisissons de prendre r_{ref} calculé à 50 GeV.

Le tableau suivant résume les résultats de nos calculs :

Energie du faisceau (GeV)	E_{dep} (GeV) matrice 3×3 (simulation)	r (canaux d'ADC/GeV)	$E_{déduite}$ (GeV) matrice 3×3 (mesures)	Energie du faisceau équivalente (GeV)
15±0.26	13.90	45.52	13.55	16.62
20±0.22	18.45	45.73	18.07	19.58
35±0.3	32.30	45.97	31.81	36.47
50±0.35	46.25	46.68	46.25	50
80±0.47	73.80	46.46	73.45	79.62
120±0.65	110.7	47.22	112.04	121.45
200±1	186.5	46.95	185.58	201.17

La première colonne du tableau fait apparaître l'énergie du faisceau d'électrons et son incertitude calculée à partir du tableau donné dans le chapitre 3.1. L'énergie déposée dans une matrice de 9 cristaux apparaissant dans la deuxième colonne est donnée par la simulation prenant en compte les fuites d'énergies.

L'énergie déposée dans la matrice déduite de nos mesures est reportée dans la quatrième colonne, la référence ayant été prise à 50 GeV ce qui nous permet de calculer l'énergie reconstruite du faisceau d'électrons (dernière colonne).

On voit qu'une seule constante de calibration n'est pas valable pour passer du signal en canaux d'ADC à l'énergie effectivement déposée par la particule dans la matrice de cristaux. Il y a un écart de 2.2% entre r calculé à 15 GeV et r calculé à 200 GeV. On a donc une petite non linéarité qui peut provenir de la chaîne électronique, mais il peut exister d'autres causes.

En effet, on remarque dans le tableau que l'énergie reconstruite est systématiquement plus faible que l'énergie réelle et devient plus élevée à partir de 120 GeV. La figure VI.18 montre le rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie déposée en fonction de l'énergie déposée. On voit que l'écart à la référence prise à 46.2 GeV est plus important pour les basses énergies que pour les énergies élevées. Cela peut être dû à la matière morte placée en amont de la matrice de cristaux (estimé à 7% de X_0 à une quarantaine de centimètres de la matrice) qui n'est pas simulée dans le Monte Carlo et qui diminue la quantité d'énergie contenue dans la matrice et élargit la gerbe électromagnétique.

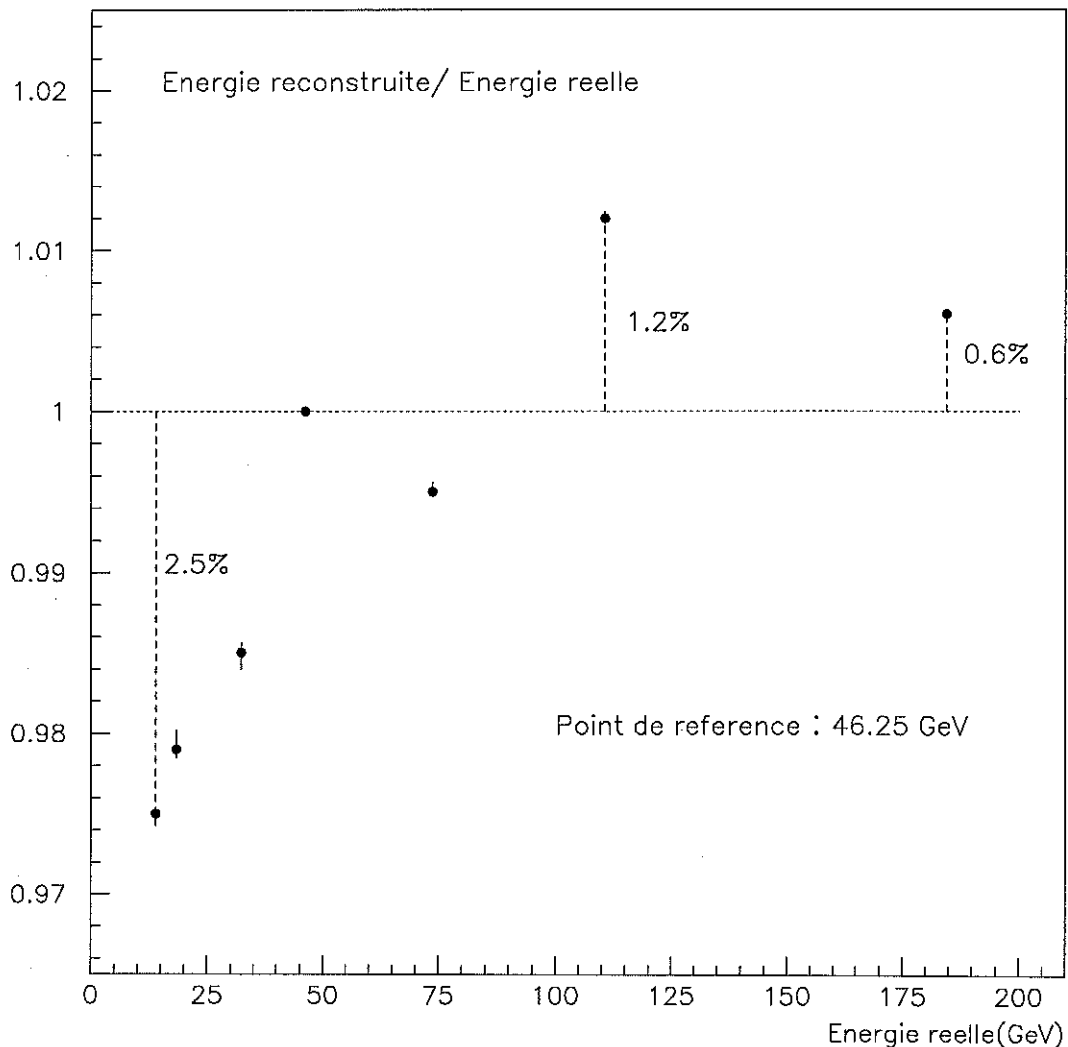


Figure VI. 18 : rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie déposée en fonction de l'énergie déposée

6.6. Comparaison des résultats de l'analyse des tests et de la simulation

La simulation Monte Carlo [6.2] des tests en faisceau a été effectuée pour vérifier la compatibilité entre les observations et la prévision que l'on pouvait en faire. Il est en effet très important d'avoir un Monte Carlo qui reproduise les données afin de calculer les coefficients de calibration absolus.

Un repérage de la matrice par rapport au faisceau a été effectué afin de calculer précisément le point d'impact sur la face avant du cristal visé en prenant en compte l'inclinaison des cristaux.

Nous avons comparé les données de 4 matrices de 3x3 cristaux centrés respectivement sur le cristal 20, 21, 22 et 23 à la simulation pour des impacts situés sur les deux médianes de chaque cristal central.

Les données ont été normalisées par rapport au maximum d'énergie déposée dans le cristal central. Un exemple de ce que nous avons obtenu est montré sur la figure VI.19 représentant l'énergie déposée dans chaque cristal de la matrice centré sur le cristal 22 en fonction du point d'impact sur la médiane horizontale de ce cristal.

L'inclinaison des cristaux ne nous permet pas la lecture des signaux au-delà de $x_{\text{impact}}=8$ mm, la statistique étant trop faible. Nous avons dû ajuster les coordonnées des impacts données par la simulation afin de faire coïncider au mieux les courbes de la réponse du cristal central obtenue en test et donnée par la simulation. L'ajout de ce décalage (-0.3 mm) montre que la géométrie de la matrice de cristaux donnée à GEANT n'est pas exactement celle des tests en faisceau mais ce décalage est inférieur à l'erreur maximale faite sur la détermination des coordonnées du point d'impact, soit 1 mm.

L'accord entre la simulation et les données est satisfaisant sur le cristal central (la différence observée est inférieure à 5%). Dans le cas des cristaux périphériques, les formes des courbes sont semblables mais la simulation est systématiquement au-dessus des données et la différence est comprise entre 10 et 20 % suivant le point d'impact considéré. Cela concerne cependant de petites énergies et l'on peut se satisfaire de cette simulation .

Les autres matrices de cristaux étudiées montrent des comportements similaires par rapport à la simulation; les écarts observés entre la simulation et les données sont toutefois moins importants lorsqu'on considère les impacts localisés sur la médiane verticale du cristal visé.

Nous connaissons mal (à 2 mrad près) l'inclinaison de chaque cristal et les interstices à l'avant entre 2 cristaux. La simulation de différents interstices et différentes inclinaisons n'a pas pu expliquer les écarts observés.

La simulation a été effectuée avec GEANT 3; il n'a pas été ajouté à ce programme de système de correspondance entre l'énergie déposée dans le cristal et la quantité de lumière de scintillation produite. On ne connaît pas la différence entre la quantité de lumière produite par un photon de 10 KeV et celle produite par photon de 100 KeV par exemple. Si cette différence était

significative, on ne sait pas quelle conséquence cela aurait sur le résultat de la simulation (celle-ci ayant été effectuée avec une coupure en énergie de 10 KeV).

Les cristaux dans GEANT sont considérés comme homogènes; nous ne savons pas ce que l'ajout d'inhomogénéités changeraient au résultat de la simulation. Nous ne pouvons donc pas, pour toutes ces raisons, expliquer les écarts observés entre la simulation et les données de ces tests en faisceau.

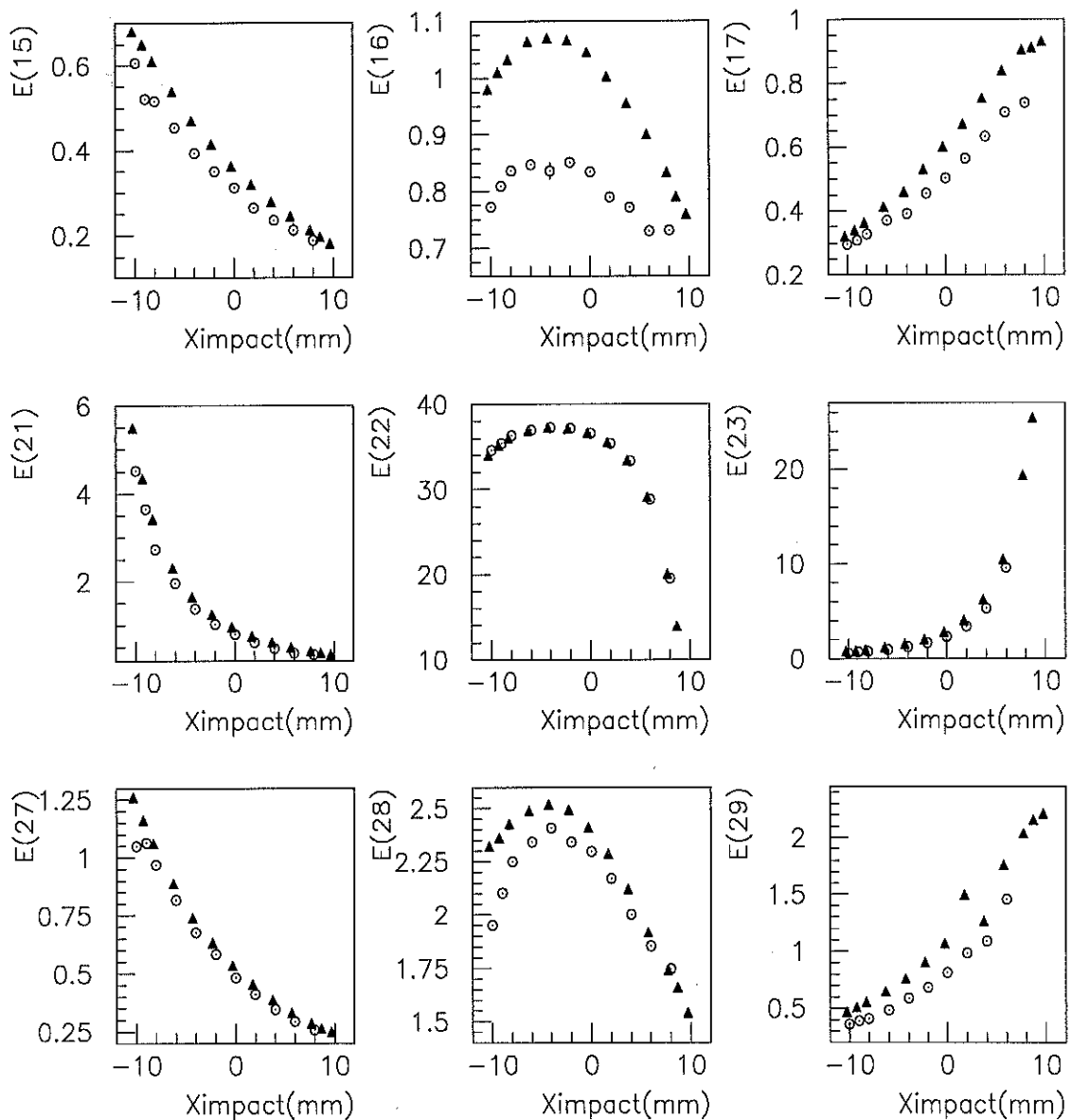


Figure VI. 19 : comparaison entre simulation (\blacktriangle) et données (\odot) des tests de juin 1998. (énergie en GeV) Impacts des électrons situés sur la médiane horizontale du cristal central $Y_{\text{impact}}=0$, les abscisses des points de la simulation ont été décalés de -0.3 mm

6.7 Résumé et conclusion concernant l'intercalibration

L'intercalibration des cristaux de l'ECAL est un procédé simple dans son principe : on calcule les coefficients en considérant le maximum de dépôt d'énergie dans chaque cristal, là où la statistique est la plus élevée ce qui permet une bonne précision de détermination de la réponse du canal.

Dans l'idéal, le coefficient ainsi calculé est applicable quelque soit l'endroit où entre l'électron dans le cristal et quelque soit son énergie.

L'analyse des tests en faisceau de juin 1998 a montré que les coefficients d'intercalibration sont dépendants du point d'impact de l'électron sur la face d'entrée du cristal. L'écart entre la réponse d'un cristal et son voisin pour un point d'impact donné sur le bord de la face avant du cristal peut atteindre 1.5% (sur l'échantillon de cristaux étudiés).

Ces observations ont été faites sur une matrice de cristaux comportant des défauts de montage : l'inclinaison des cristaux par rapport au faisceau d'électron n'est pas la même suivant le cristal étudié. Une différence pouvant aller jusqu'à 2 mrad peut expliquer ce que nous observons sur le bord gauche du cristal ($X_{\text{impact}} > 0$) mais pas sur le bord droit.

Si cette situation devait se renouveler durant d'autres tests où pendant la période de précalibration, un quadrillage serré de la face avant de chaque cristal sera nécessaire pour calculer les coefficients d'intercalibration en fonction du point d'entrée de l'électron ce qui compliquera assez le traitement des données.

Nous avons pu nous assurer de l'indépendance du coefficient d'intercalibration avec l'énergie de l'électron incident. Si le maillage cité doit être effectué, il ne le sera donc qu'à une seule énergie.

D'autres tests en faisceau sur des matrices sans aucun défaut de montage seraient nécessaires pour permettre une complète compréhension des problèmes que nous avons rencontrés.

Références du chapitre 6:

[6.1] : P.Bonamy, V.Da Ponte, M.Dejardin, J.L.Faure, F.X.Gentit, A.Givernaud, E.Locci, J.P.Pansart, J.Rander, P.Verrecchia, G.Villet, The ECAL calibration : Use of the light monitoring system, version 2.0, CMS Note 1998/013

[6.2] : A. Givernaud, communication privée

[6.3] : J.P Pansart, communication privée

[6.4] : C.Charlot, Electromagnetic shower parametrization in CMSIM, CMS-TN 94-312, 1995

[6.5] : P. Bonamy, communication privée

[6.6] : Review of Particle Physics, The European Physical Journal C

[6.7] : Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, decembre 1994

[6.8] : A. Givernaud, Monte Carlo study of a PbWO_4 crystal matrix, CMS-TN/96-119, 1996

[6.9] : E. Auffray et al, Scintillating carcteristics and radiation hardness of PWO scintillators to be used at the CMS electromagnetic calorimeter at CERN, Proc. SCINT95, Delf, Pays Bas, août 1995, p. 282

[6.10] : R.Y. Zhu, C. Woody et al., Proc.6th International Conference in High Energy Physics, Frascati Physics Series (1996) p. 577

[6.11] : G. Daskalakis, C. Markou, Monte Carlo studies on Position Resolution for the CMS ECAL calorimeter, CMS-TN 1998/053

[6.12] : P. Verrecchia, communication privée

[6.13] : E. Auffray et al, Light response uniformisation studies on lead tungstate crystals for the CMS ECAL, à paraître dans Nuclear Instruments and Methods



Conclusion

La recherche du boson de Higgs neutre à travers sa désintégration en deux photons nécessite un calorimètre électromagnétique ayant une très bonne résolution en énergie et en position.

Le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS sera constitué de plus de 80000 cristaux scintillants de PbWO_4 lus par des photodiodes à avalanche. L'environnement radioactif créé par le LHC est très hostile et la tenue aux radiations de tous les composants du détecteur est primordiale.

La résistance des APDs aux radiations a été testée à Saclay. De fortes irradiations en neutrons rapides et en photons gamma effectuées dans le réacteur ULYSSE et comparables à celle du LHC sur 10 ans de fonctionnement nous ont permis de connaître l'évolution des caractéristiques de prototypes d'APDs fabriquées par HAMAMTSU et EG&G en 1997 et 1998.

Leur gain et leur facteur d'excès de bruit restent stables au cours des différentes irradiations et leur efficacité quantique n'est pas altérée alors que leur courant d'obscurité augmente.

La contribution photostatistique des APDs au terme global de la résolution en énergie de l'ECAL est le terme dominant de la résolution au début de l'expérience. Le facteur d'excès de bruit n'étant pas modifié par les irradiations par des neutrons, cette contribution n'évoluera pas avec le temps.

Après 10 ans d'activité, c'est le bruit électronique provenant du courant d'obscurité qui dominera la résolution du calorimètre.

Le constructeur HAMAMATSU a été choisi pour fabriquer les APDs utilisées dans le tonneau du calorimètre électromagnétique de CMS. Des prototypes possédant de meilleures caractéristiques techniques et une tenue aux radiations irréprochable ont été fournis par HAMAMATSU depuis les derniers tests effectués à Saclay.

Les conditions dans lesquelles doit fonctionner le calorimètre électromagnétique et le degré de précision demandé pour la détermination de l'énergie des particules et le maintien de la résolution nominale nécessitent une calibration précise de toutes les voies du calorimètre. Un système de contrôle optique, basé sur l'injection de lumière dans les cristaux grâce à un système complexe de répartition, permet de suivre la diminution de la transparence des cristaux due aux forts taux de radiations.

Nous avons montré comment le système de contrôle optique permettait la validation des voies du détecteur. Nous avons testé ce protocole de validation sur une matrice prototype de 36 cristaux ce qui nous a permis de définir la marche à suivre lors de la période de précalibration des super-modules.

Nous avons exposé le principe de la détermination de l'échelle d'énergie absolue des voies de détection grâce au système de contrôle optique ; cette méthode de calibration rapide pourrait être utilisée au démarrage du LHC en attendant que la statistique soit suffisante pour réaliser la calibration absolue avec les événements physiques.

Nous avons ensuite abordé l'intercalibration des voies du calorimètre. Cette étude, basée sur l'analyse des données des tests de juin 1998, a montré que les coefficients d'intercalibration sont indépendants de l'énergie des électrons incidents mais dépendent de leur point d'entrée sur la face avant du cristal visé. Nous pensons que de petits défauts de montage des cristaux dans la matrice sont à l'origine de ce phénomène. Ces imperfections peuvent également contribuer à l'explication des différences observées entre les données et les résultats de la simulation.

Dans un proche avenir, des tests sur des matrices de cristaux de structure finale devraient être réalisés. Si la dépendance des coefficients d'intercalibration avec le point d'impact persiste, un quadrillage de la face avant de chaque cristal sera nécessaire pour calculer les coefficients en tout point ce qui compliquera notablement le traitement des données.

Nous avons observé une résolution en énergie moins bonne que celle qui est demandée dans les spécifications du calorimètre de CMS et un défaut de linéarité sur les bords des cristaux. Nous avons montré que la résolution observée était due à un grand terme stochastique et un terme de bruit très important. Le défaut de linéarité peut être attribué principalement à des interstices entre cristaux trop grands.

Dans les prochains tests, les cristaux seront ceux de la production de série pour CMS, la structure alvéolaire sera plus régulière, les APDs et l'électronique auront atteint leur stade final de développement ce qui permettra certainement de remplir le cahier des charges des spécifications pour le calorimètre électromagnétique de CMS.

Bibliographie

- [1.1]. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961), 579
- [1.2]. A. Salam, *Elementary particle theory*, Almquist and Wiskell, 1968, p 367.
- [1.3]. P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964), 132
- [1.4]. M. Felcini, Searches for higgs particles at LEP, Kazimierz Pologne, mai 1998
- [1.5]. Z. Kumst, W.J. Striling et al. Higgs production at the LHC : an update of cross section and branching ratios, ETH-TH96/48, novembre 96
- [1.6]. C. Seez, $H \rightarrow \gamma\gamma$: an update, CMS TN 94-289 (1994)
- [1.7]. F. Martin, Contribution à l'étude de la lecture des cristaux du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC, thèse de doctorat LYCEN -T 9840
- [1.8]. H.E. Haber et G. Kane, Phys Rep. **117** (1985), 75
- [1.9]. CMS Technical Design Report, CERN/LHCC 97
- [1.10]. A. Givernaud, communication privée
- [1.11]. Review of particle physics, particle detector, volume3, 1998
- [1.12]. Technical Design Report of the Electromagnetic Calorimeter of CMS, CERN/LHCC 97-33
- [1.13]. Y. Benhammou et al., Investigation on avalanche photodiodes, CMS TN/96-052
- [1.14]. A. Givernaud and F. Gautheron, About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate, CMS TN/97-037

- [2.1] : J. Singh, Semiconductor Devices, McGraw-Hill, 1994
- [2.2] : Technical Design Report of the Electromagnetic Calorimeter of CMS, CERN/LHCC 97-33
- [2.3] : E.D Palik, Handbook of optical constants of solids, Academic Press
- [2.4] : R.J Mc Intyre, Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes, 1966
- [2.5] : J.P Pansart, Avalanche photodiodes for particle detection, Nucl. Instrum. Methods, **A387** Section A (1997) 186-193
-
- [3.1] : Marc DUBOIS INSTN/Unité Enseignement Réacteur et Techniques de l'Ingénieur
- [3.2] : R. Wunstorf et al, Radiation damage of silicon detectors by monoenergetic neutrons and electrons, Proceedings of LHC Workshop, Aachen, 1990, CERN 90-10, Vol 3
- [3.3] : E. Borchi et M. Bruzzi, Radiation damage in silicon detectors, R3. Del. N. Cim, **17** N11 (1994)
- [3.4] : D. RENKER, communication privée
-
- [4.1] : V.PUILL, *Monitoring of a light distribution system with Hamamatsu PN photodiodes in a radioactive environment*, Proceedings of the second conference on New Developments in Photodetection
- [4.2] : P.Bonamy, V.DA Ponte, M.Dejardin, J.L.Faure, F.X.Gentit, A.Givernaud, E.Locci, J.P.Pansart, J.Rander, P.Verrecchia, G.Villet, *The ECAL calibration : Use of the light monitoring system, version 2.0*, CMS Note 1998/013
-
- [5.1] : Maurice Haguenaer, communication privée
- [5.2] : R.Gilmore, Single particle detection and measurement, Taylor&Francis
- [5.3] : Alain Givernaud, communication privée

[6.1] : P.Bonamy, V.DA Ponte, M.Dejardin, J.L.Faure, F.X.Gentit, A.Givernaud, E.Locci, J.P.Pansart, J.Rander, P.Verrecchia, G.Villet, The ECAL calibration : Use of the light monitoring system, version 2.0, CMS Note 1998/013

[6.2] : A. Givernaud, communication privée

[6.3] : J.P Pansart, communication privée

[6.4] : C.Charlot, Electromagnetic shower parametrization in CMSIM, CMS-TN 94-312

[6.5] : P. Bonamy, communication privée

[6.6] : Review of Particle Physics, The European Physical Journal C

[6.7] : Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, decembre 1994

[6.8] : A. Givernaud, Monte Carlo study of a PbWO_4 crystal matrix, CMS-TN/96-119



Annexe A

Paramètres du profil transverse de dépôts d'énergie.

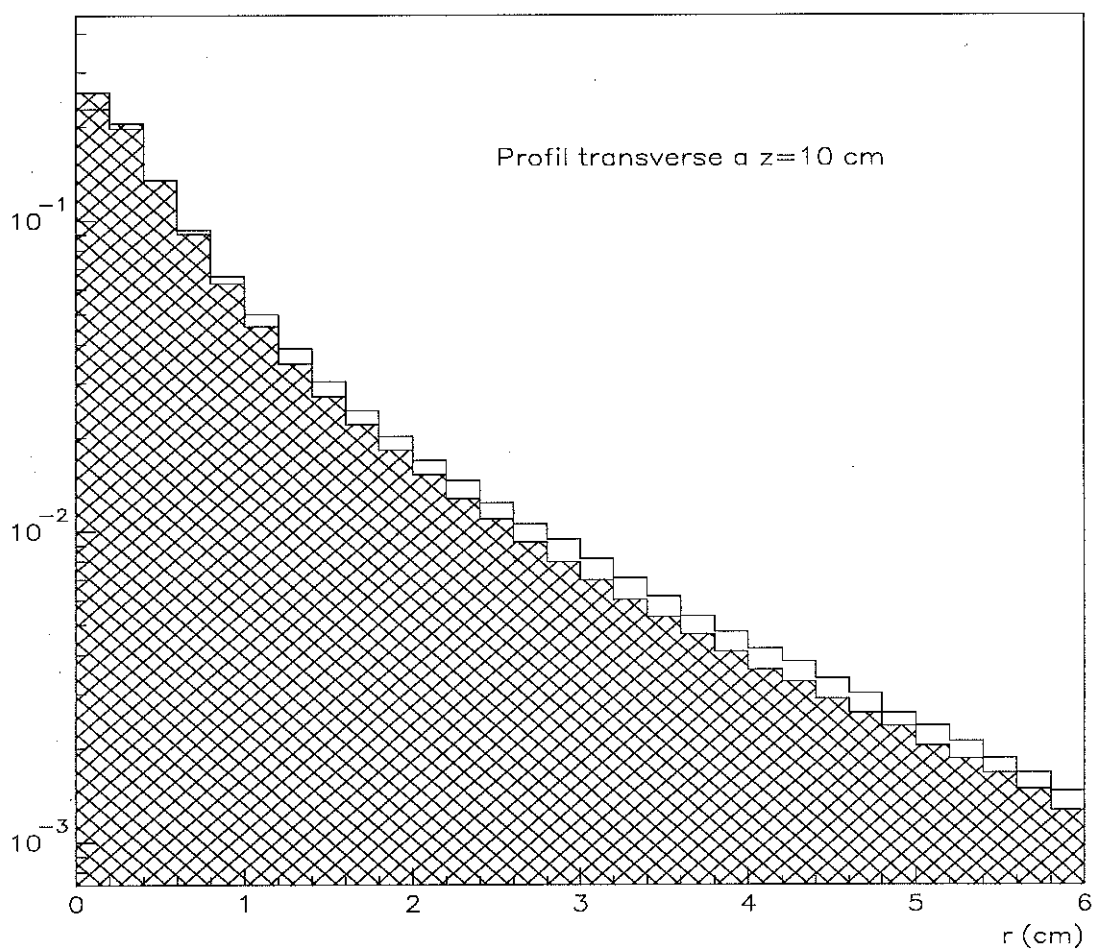


Figure A.1 : Profil transverse de dépôt d'énergie dans du PbWO_4 pour un électron de 50 et 120 GeV (histogramme haché) en $z=11 X_0$ [4.5]

La figure A.1 montre le profil transverse de dépôt d'énergie dans du PbWO_4 pour un électron de 50 et 120 GeV en $z=11 X_0$.

Les tableaux suivants donnent pour des profondeurs allant de 3 à 23 cm dans le PbWO_4 , les valeurs des paramètres du profil transverse de dépôt d'énergie d'un électron de 50 GeV dans du PbWO_4 :

Z(cm)	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
α	683	928	1147	1170	1157	1026	828	639	472	335	231
E(α)	171	148	138	110	98	74	53	38	26	19	13.6
R1	0.12	0.17	0.22	0.29	0.33	0.38	0.42	0.46	0.52	0.56	0.64
E(R1)	0.016	0.016	0.017	0.019	0.025	0.03	0.037	0.044	0.05	0.05	0.068
1- α	9.9	14	20.9	28.48	52.87	79.42	110.5	141	136.8	134.3	116
E(1- α)	0.26	0.7	1.92	4	11	17.32	26.4	26.2	23.5	18.7	15
R2	3.4	3.09	2.58	2.40	1.85	1.73	1.65	1.62	1.74	1.84	2.03
E(R2)	0.1	0.13	0.15	0.2	0.17	0.16	0.14	0.12	0.12	0.11	0.11

Z(cm)	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
α	159	100.6	61.5	38.7	27.65	20.9	23.6	6.03	5.6	4.3
E(α)	11	7.9	6.4	4.6	.6	2.8	2.5	1	1.3	1.3
R1	0.73	0.77	0.83	0.91	1.05	1.18	1.30	1.38	1.49	1.8
E(R1)	0.07	0.07	0.09	0.11	0.12	0.12	0.16	0.15	0.2	0.24
1- α	95.6	85	72	57	41.7	29.8	24.16	19.8	13.15	9.3
E(1- α)	12.5	8.8	7.2	5	3.76	2.8	2.5	1	1.22	1.2
R2	2.21	2.31	2.41	2.63	2.97	3.3	3.36	3.6	3.9	4.1
E(R2)	0.13	0.11	0.11	0.12	0.15	0.19	0.2	0.12	0.26	0.33

La figure A.2 montre l'allure des courbes représentant ces paramètres en fonction de la profondeur z.

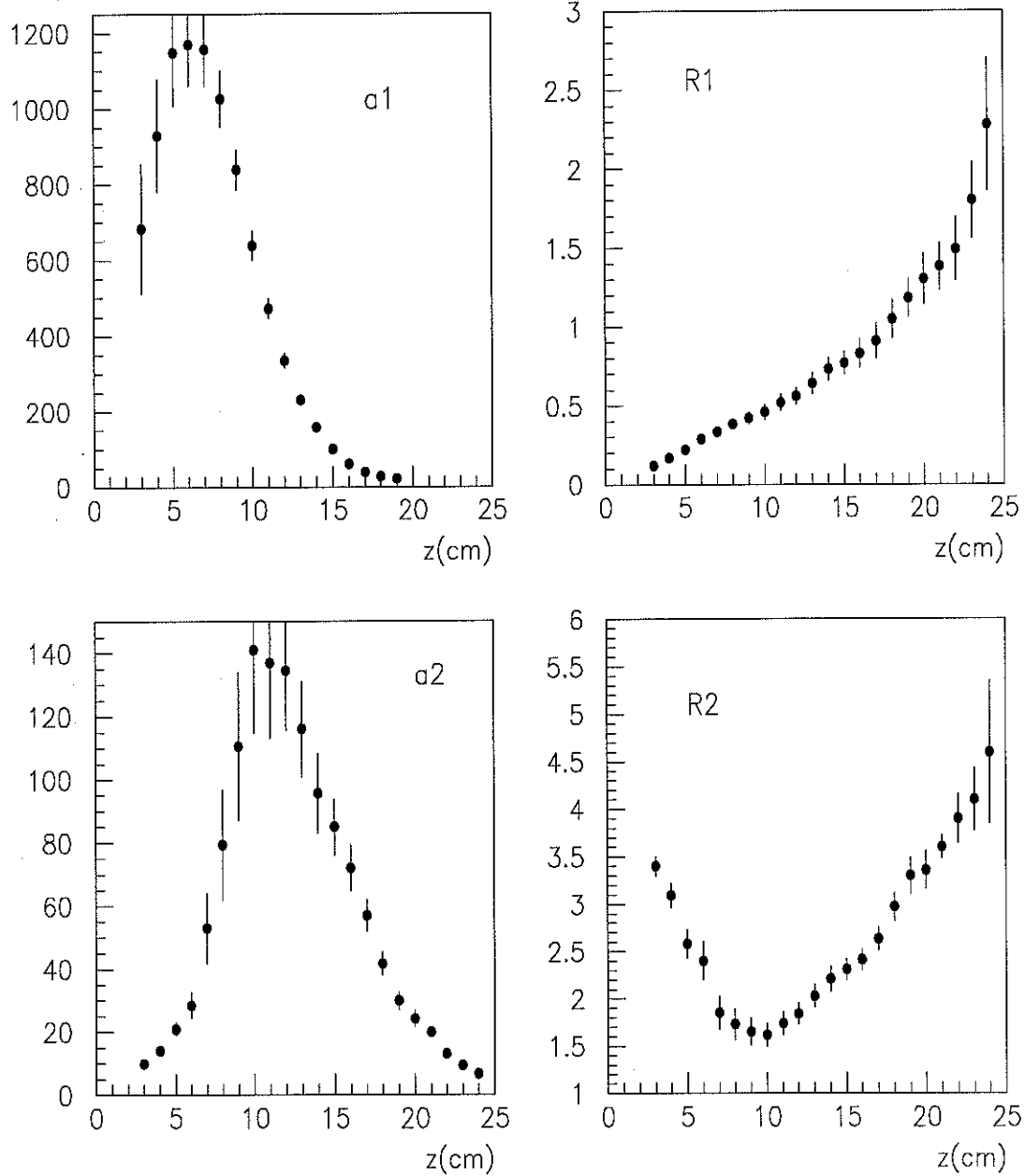


Figure A.2 : paramètres du profil transverse de dépôt d'énergie d'un électron de 50 GeV dans du PbWO_4

Annexe B

La jonction p-n

Formation de la jonction p-n (aspect qualitatif) :

Une jonction p-n est réalisée en mettant en contact un semi-conducteur de type p et un semi-conducteur de type n . Un semi-conducteur de type p est un matériau intrinsèque (dont la densité intrinsèque de porteurs est notée n_i) que l'on a dopé avec des atomes accepteurs d'électrons et qui par conséquent possède une forte concentration de trous et un niveau de Fermi proche de la bande de valence.

Un semi-conducteur de type n est un matériau intrinsèque dopé avec des atomes donneurs d'électrons et possédant donc une forte concentration d'électrons libres et un niveau de Fermi proche de la bande de conduction. Le schéma B.1 représente le diagramme de bande de ces deux cristaux.

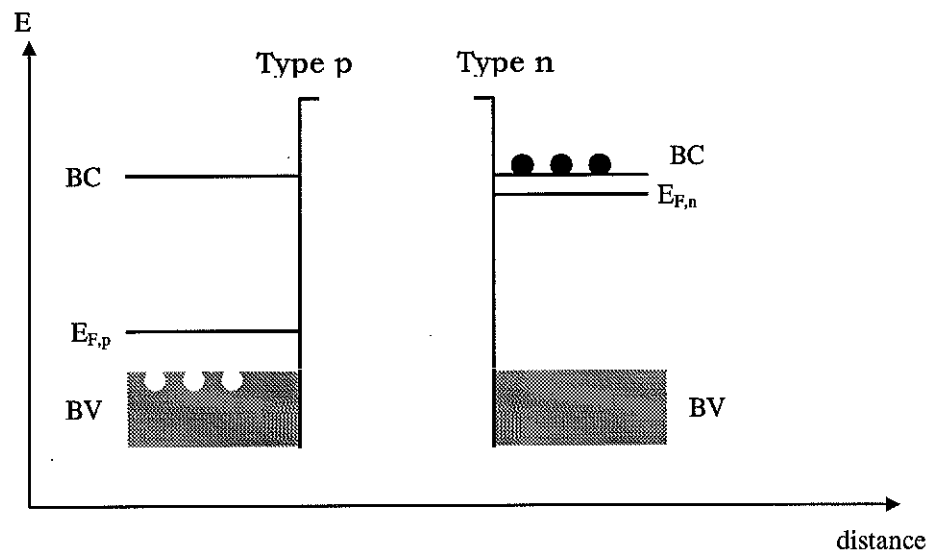


Figure B. 1 : Niveaux d'énergie dans deux cristaux de type p et n éloignés ; les ronds noirs représentent les électrons de conduction et les ronds blancs les trous.

Le gradient de concentration des électrons crée une diffusion des électrons de droite à gauche (suivant notre schéma B.1) et une diffusion des trous en sens inverse.

La zone p est ainsi peuplée d'ions accepteurs en concentration N_a et la zone n d'ions donneurs en concentration N_d comme illustré sur la figure B.2.

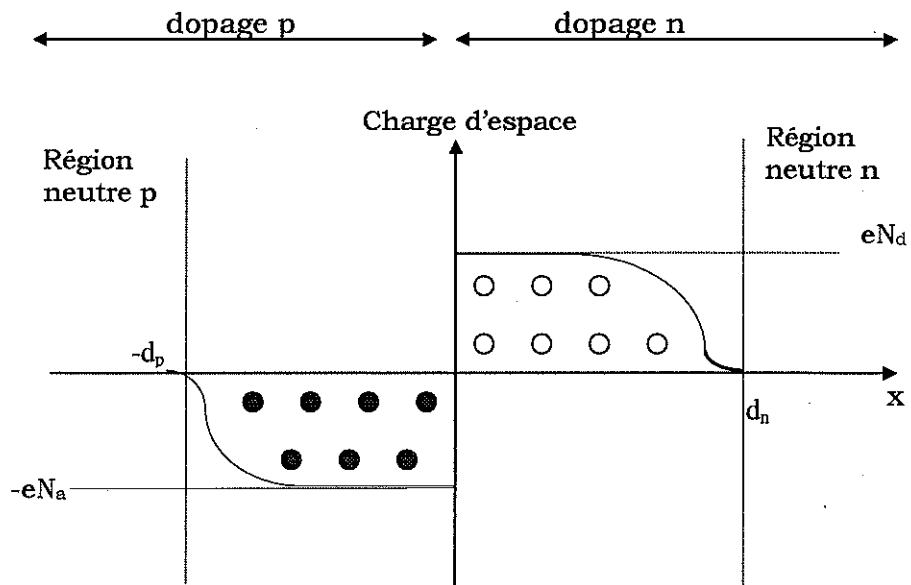


Figure B. 2 : Densité volumique de charges résultantes $\rho(x)$ dans une jonction p-n ; les ronds noirs représentent les ions accepteurs négatifs et les ronds vides les ions donneurs positifs.

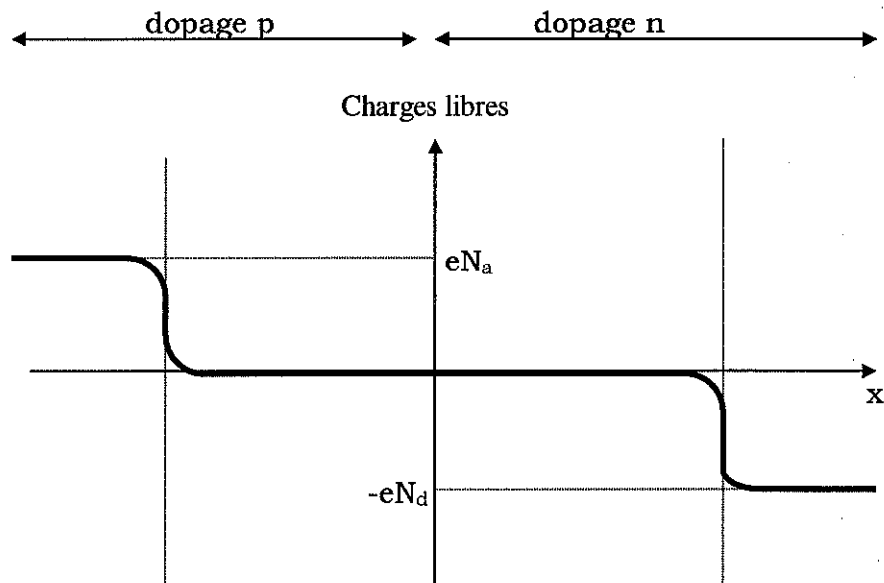


Figure B. 3 : Densité volumique de charges libres dans une jonction p-n

Une charge locale non nulle se crée donc de part et d'autre de la jonction dans une zone appelée charge d'espace ; cette charge crée un champ électrique orienté de la zone n à la zone p et qui s'oppose à la diffusion des porteurs établissant ainsi un équilibre laissant la zone de charge d'espace presque dépourvue de porteurs libres. (voir illustration sur la figure B.3)

La densité de courant des électrons a deux composantes et s'écrit :

$$J_n = -e\mu_n n E - eD_n \frac{dn}{dx} \quad \text{B. 1}$$

avec e charge de l'électron, μ_n la mobilité et D_n le coefficient de diffusion des électrons.

Le premier terme correspond à la densité de courant de conduction et le deuxième terme à la densité de courant de diffusion.

D et μ sont liées par la relation d'Einstein :

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{e} \quad \text{B. 2}$$

où k est la constante de Boltzmann et T la température.

On a des équations similaires pour les trous faisant apparaître la mobilité et le coefficient de diffusion des trous.

La concentration $n(x)$ en électrons peut être définie en fonction de l'énergie du niveau de Fermi par :

$$\begin{aligned} n(x) &= n_i \exp\left[\frac{E_{Fn} - E_i(x)}{kT}\right] \\ p(x) &= n_i \exp\left[\frac{E_i(x) - E_{Fp}}{kT}\right] \end{aligned} \quad \text{B. 3}$$

n_i étant la densité intrinsèque de porteurs, E_i l'énergie de la bande de conduction dans le cas des électrons et celle de la bande de valence dans le cas des trous.

A l'équilibre thermique, au niveau de la jonction, les densité de courant des électrons et des trous sont nulles et le niveau de Fermi E_F est constant le long de la jonction (voir figure B.4).

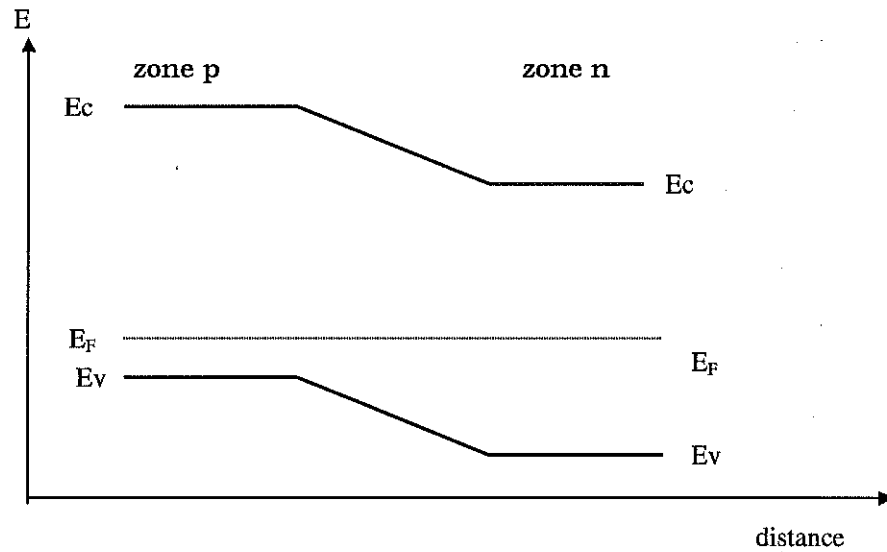


Figure B. 4 : structure de bandes d'énergie d'une jonction p-n à l'équilibre thermique

Puisque la neutralité électrique au abords de la jonction n'est pas conservée, il apparaît un potentiel électrostatique V qui vérifie l'équation de Poisson :

$$\Delta V(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon} \quad \text{B. 4}$$

où la densité de charges $\rho(x)$ est donné par :

$$\rho(x) = e[p(x) - n(x) + N_a(x) - N_d(x)]$$

On suppose ρ comme constant et égale à $-eN_a$ sur l'intervalle $[-d_p, 0]$ (voir figure B.2) et égale à eN_d sur l'intervalle $[0, d_n]$. Grâce à cette hypothèse, l'intégration de l'équation de Poisson est très simple et le champ électrique dans ces deux intervalles est donné par les relations suivantes et illustré par la figure B.5.

$$E = -\frac{eN_a}{\epsilon}(x + d_p) \quad \text{pour } -d_p \leq x \leq 0$$

$$E = \frac{eN_d}{\epsilon}(x - d_n) \quad \text{pour } 0 \leq x \leq d_n \quad \text{B.5}$$

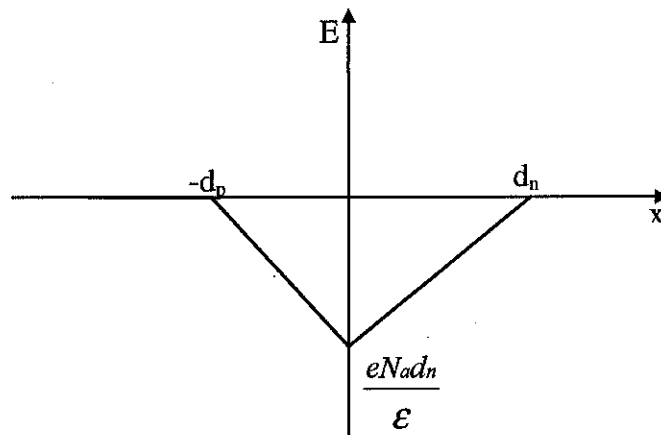


Figure B. 5 : Variation du champ électrique dans une jonction p-n

Le champ électrique étant négatif, il repousse les électrons venant de la région n à droite et les trous venant de la région p à gauche écartant ainsi les porteurs libres de la région de charge d'espace.

Le potentiel électrostatique est donné par les équations B.7 et illustré par la figure B.6 :

$$V(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x + d_p)^2 + V(x = -d_p) \quad \text{pour } -d_p \leq x \leq 0$$

$$V(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon} d_p^2 - \frac{eNd}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - xd_n \right) + V(x = -d_p) \quad \text{pour } 0 \leq x \leq d_n \quad \text{B. 6}$$

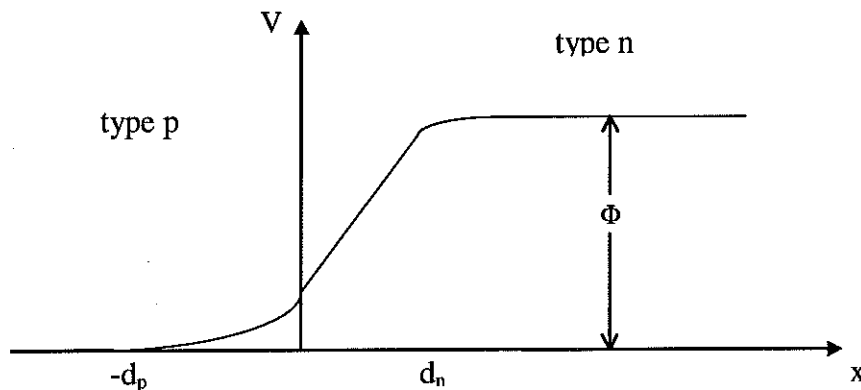


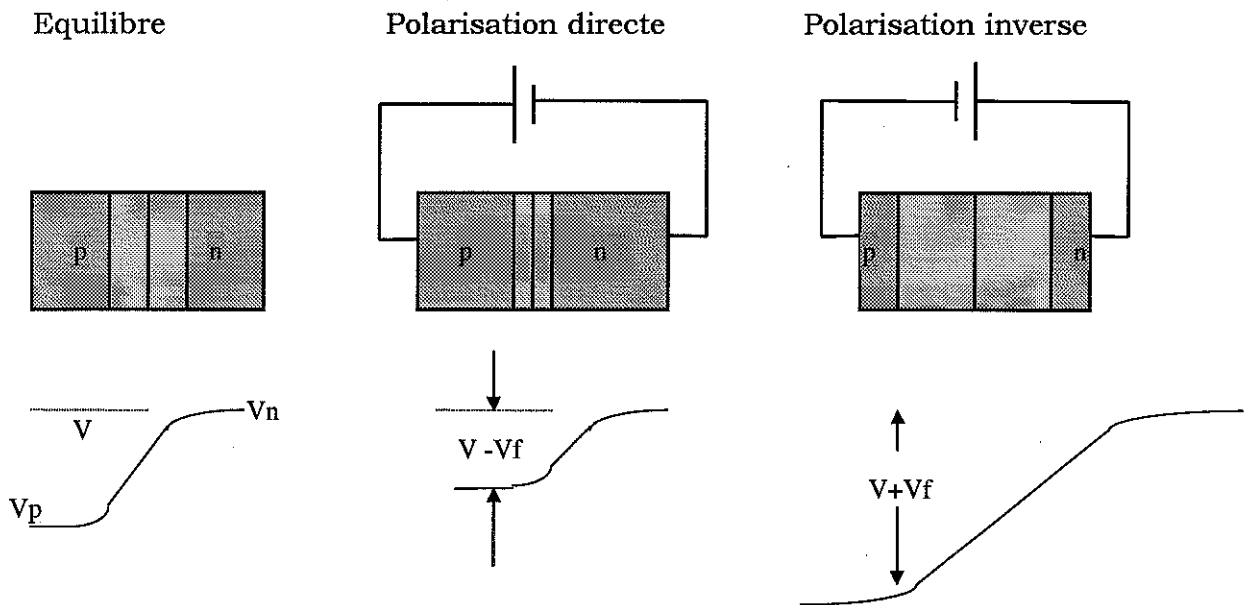
Figure B. 6 : Variation du potentiel électrostatique à travers une jonction p-n

Le saut de potentiel Φ entre la région n et la région p est exprimé par :

$$\Phi = V(x = d_n) - V(x = -d_p) = \frac{e}{2\epsilon} (N_a d_p^2 + N_d d_n^2)$$

La jonction p-n hors équilibre

Une jonction est hors équilibre lorsqu'une tension est appliquée à ses bornes. Deux cas de polarisation sont possible : la polarisation directe (tension de polarisation positive qui tend à diminuer la hauteur de saut de potentiel entre la région n et la région p) et la polarisation en inverse (tension de polarisation négative) comme le montre la figure ci-dessous :



Lorsqu'une jonction p-n est polarisée, il n'y a plus d'équilibre entre le courant de diffusion et le courant de conduction ; dans le cas de la polarisation directe, la différence de potentiel entre les régions n et p devient :

$$V_{tot} = V - V_f$$

alors que dans le cas de la polarisation en inverse, elle devient :

$$V_{tot} = V + V_f$$

V_{tot} remplace alors V dans les équations précédentes.

