



HAL
open science

Signatures de particules

Pierre Depasse

► **To cite this version:**

Pierre Depasse. Signatures de particules. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. tel-00008715

HAL Id: tel-00008715

<https://theses.hal.science/tel-00008715>

Submitted on 7 Mar 2005

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

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



N° d'ordre 43-2004
LYCEN T 2004-25

THESE D'HABILITATION
A DIRIGER DES RECHERCHES
« Signatures de particules »

présentée

à l'Université Claude Bernard Lyon-I

par

Pierre DEPASSE

Soutenue le 26 novembre 2004

devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	D. Drain	
	M.	J.-L. Faure	Rapporteur
	M.	B. Ille	Président
	M.	Y. Musienko	
	Mme	F. Nessi-Tedaldi	Rapporteur
	M.	J. Remillieux	Rapporteur

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
4, rue Enrico Fermi, 69622 Villeurbanne Cedex, France



Préambule

J'ai terminé mes études d'ingénieur en électricité et informatique en juin 1986 à la Faculté Polytechnique de Mons (Belgique). J'ai suivi en parallèle une formation d'ingénieur en sciences nucléaires.

Ayant participé durant les mois de juillet et août 1986 à la campagne de déclenchement artificiel de la foudre à Saint-Privat d'Allier (France), des circonstances tragiques qui se sont déroulées là-bas (décès des deux autres membres de l'équipe) m'ont amené à m'engager dans le service de physique générale de la Faculté, afin d'y remplacer l'une des deux personnes décédées.

J'ai enseigné la physique en première et deuxième années et donné des cours de haute tension en 5^{ème} année. J'ai encadré quatre travaux de fin d'études d'ingénieur et préparé mes thèses de doctorat en dirigeant plusieurs expériences belges lors des campagnes de déclenchement de la foudre en 1990 et 1991. J'ai défendu la thèse principale et la thèse annexe en juillet 1992. EDF, le CEA et France Telecom ont été les principaux pourvoyeurs de fonds des campagnes foudre. Des raisons budgétaires ont empêché la continuation des campagnes foudre à Saint-Privat d'Allier. L'autre site mondial de déclenchement artificiel de la foudre, subventionné par la NASA, a été lui aussi abandonné.

Ayant par conséquent décidé de réorienter ma carrière vers une recherche fondamentale qui m'avait par ailleurs toujours passionné, j'ai pris contact avec J. Remillieux en 1992. L'entretien que nous avons eu a achevé de me convaincre de tenter l'expérience de la mobilité des chercheurs au sein de la Communauté Européenne.

Je me suis donc présenté à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon en tant que stagiaire. Je tiens à remercier J.P. Burq et E. Elbaz de m'avoir l'un, autorisé à travailler à l'Institut (il m'a obtenu un statut provisoire de visiteur étranger CNRS) et l'autre, autorisé à suivre les cours du DEA des constituants élémentaires de la matière, destinés à étayer ma reconversion.

Ma prise en charge au sein du groupe des Hautes Energies a été assurée par B. Ille. Je ne saurais trop lui témoigner ma plus vive gratitude pour toutes les connaissances qu'il m'a communiquées, pour tous les conseils qu'il m'a prodigués.

J'ai trouvé de nombreux appuis dans l'équipe : M. Chemarin, H. El Mamouni, J. Fay, P. Lebrun, J.P. Martin puis, par la suite, S. Gascon et F. Zach. Qu'ils en soient remerciés.

Mes remerciements vont également à tous les ingénieurs et techniciens qui ont assuré l'appui logistique indispensable au bon déroulement de toute recherche. Merci principalement à M. Goyot, J.C. Mabo, N. Madjar, G. Maurelli, M. Reynaud et P. Sahuc.

Pour François.

Sommaire

Préambule	
Sommaire	
Introduction	

Chapitre I : Activités concernant les détecteurs	1
I.1. Quelques rappels	1
I.2. Etude d'ensembles de photodétection	10
I.2.1. Etude de photosenseurs	14
I.2.2. Etude de cristaux scintillants	20
I.3. Les photodiodes à avalanche	23
I.3.1. Considérations générales	23
I.3.2. Principe et caractéristiques principales	25
I.3.3. Mesures réalisées en laboratoire	29
I.3.4. Les photodiodes à avalanche dans la collaboration CMS	39
I.4. Etude de chambres à dérive	46
I.4.1. Principe	46
I.4.2. Etude et construction de chambres à dérive	47
I.4.3. Etalonnage	50
I.5. Le banc cosmique	57
I.6. Conclusion	65
Bibliographie	66
Chapitre II : Activités dans L3	71
II.1. Introduction	71
II.2. Impact lyonnais au niveau des Active Lead Rings	73
II.2.1. ALR	73
II.2.2. ALR+	85
II.3. Résultats de physique obtenus	91
II.3.1. Problématique de la détermination du nombre de familles	91
II.3.2. Apport des ALR	97
II.3.3. Efficacité du déclenchement photon unique	98
II.3.4. Résultats	101
II.4. Conclusion	105

Bibliographie	106
Chapitre III : Activités dans CMS	109
III.1. Présentation.....	110
III.1.1. Motivations physiques.....	111
III.1.2. Le Large Hadron Collider	114
III.1.3. Le détecteur CMS.....	115
III.1.4. Le calorimètre électromagnétique.....	117
III.1.5. Besoins de la collaboration CMS pour ce détecteur	120
III.1.6. Calibration avec la physique	126
III.2. Expériences menées avec le fluorure de cérium.....	129
III.2.1. Introduction	129
III.2.2. Premiers tests en laboratoire	130
III.2.3. Tests au CERN	132
III.2.4. Conclusion.....	141
III.3. Expériences menées avec le tungstate de plomb	142
III.3.1. 1995	143
III.3.2. 1996	154
III.3.3. 1997 et 1998	165
III.3.4. 1999	166
III.3.5. 2000 et 2001	169
III.3.6. 2002.....	170
III.3.7. 2003	172
III.3.8. 2004.....	174
III.4. Electronique spécifique du calorimètre	176
III.4.1. Progression du projet.....	176
III.4.2. Circuit FPPA final	183
III.4.3. Circuit retenu par CMS : le MGPA.....	186
III.4.4. Architecture électronique finale.....	188
III.5. Construction du détecteur	193
III.5.1. Les capsules.....	193
III.5.2. Les puces électroniques et les cartes électroniques.....	205
III.6. Conclusion	209
Bibliographie	212

IV.1. Historique	219
IV.2. Rayonnement Cherenkov à travers des fibres	221
IV.3. Etude de matrices de photodiodes à avalanche	225
IV.3.1. Contexte	225
IV.3.2. Mesures statiques sur la matrice seule	227
IV.3.3. Matrice utilisée dans la détection de la scintillation de cristaux.....	232
IV.3.4. Essais avec un circuit électronique rapide	236
IV.4. Conclusion.....	239
Bibliographie	240

Conclusion

Introduction

Depuis mon arrivée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon dans le domaine de la physique des particules expérimentale, j'ai été amené à utiliser, à caractériser, éventuellement à améliorer des détecteurs et plus particulièrement des photosenseurs. Par conséquent, il était naturel d'en faire le fil conducteur de ce travail. Celui-ci s'articule en quatre parties.

La première partie retrace mes expérimentations concernant les systèmes de détection au sein même de l'Institut ainsi qu'au CERN : les photosenseurs, avec un développement particulier sur les photodiodes à avalanche, les chambres à dérive ainsi que la réunion entre ce détecteur de traces et la calorimétrie, illustrée par une expérience réalisée sur le banc cosmique de l'Institut.

La deuxième partie relate ma participation à l'expérience L3 (du LEP au CERN). Elle a consisté à tester et installer un détecteur supplémentaire destiné à améliorer la couverture angulaire de L3 et par là-même à affiner la physique du photon unique, dans le but de confirmer le nombre de familles de neutrinos légers par une mesure directe.

La troisième partie développe ma participation aux choix technologiques de réalisation du calorimètre électromagnétique du détecteur Compact Muon Solenoid (CMS) au CERN, dans le cadre de la participation du laboratoire au programme Large Hadron Collider (LHC) ainsi que mon implication importante dans sa lourde phase de construction.

La quatrième partie présente mon activité naissante en matière d'imagerie médicale. Etude anecdotique au début sur des fibres transmettant un rayonnement Cherenkov, elle s'est davantage étoffée par la suite lors du programme de recherche et développement sur les matrices de photodiodes à avalanche, dans l'optique de la construction de microtomographes à émission de positons de nouvelle génération.

Activités concernant les détecteurs

Dans ce premier chapitre, après avoir rappelé quelques principes physiques indispensables à la compréhension du fonctionnement des principaux détecteurs de particules, je passerai en revue les détecteurs que nous avons utilisés et étudiés.

J'insisterai d'abord sur la notion de système de photodétection, qui inclut le matériau destiné à convertir l'énergie de la particule incidente en un signal lumineux, le photosenseur qui va traduire ce signal lumineux en un signal électrique qui lui est (idéalement) proportionnel et l'électronique qui va permettre d'amplifier et de quantifier ce signal électrique pour pouvoir l'utiliser par la suite dans un système informatique. Je rappellerai quelques principes généraux concernant l'électronique associée aux détecteurs.

Parmi les photosenseurs présentés, je m'attarderai davantage sur les photodiodes à avalanche, vu la place considérable prise par ce type de photosenseur lors de la construction du calorimètre électromagnétique de CMS et le rôle important que l'Institut a joué dans leur définition et leur développement.

Après avoir développé cet aspect de calorimétrie, je reviendrai sur une expérimentation qui a concerné la détection des traces chargées à l'aide de chambres à dérive. Ces chambres ont été conçues et construites à l'Institut. Mon rôle a été de les qualifier.

La nécessaire complémentarité entre ces deux domaines, calorimétrie et détection de traces chargées, trouvera sa pleine justification dans l'exploitation du banc cosmique de l'Institut, pour mesurer la courbe de non-uniformité de la réponse en lumière d'un cristal scintillant.

1.1. Quelques rappels.

Parmi tous les détecteurs utilisés, développés et améliorés à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, l'équipe dans laquelle j'ai été amené à travailler était très impliquée dans les photosenseurs couplés à des cristaux scintillants. En effet, cette équipe avait joué un rôle déterminant au niveau du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 du LEP, l'anneau de collision électron-positon (Large Electron Positron collider) au CERN, qui utilisait des photodiodes couplées aux cristaux de BGO (germanate de bismuth, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$).

Rappelons donc pour commencer quelques éléments de physique qui vont nous être utiles par la suite.

Interactions particules-matière.

Les processus physiques qui entrent en jeu pour détecter des particules sont différents lorsque ces particules sont chargées ou neutres (photons, neutrons, neutrinos...).

*** Particules chargées.**

Contrairement aux particules neutres, les particules chargées peuvent être détectées directement par leur interaction électromagnétique avec les électrons atomiques du matériau détecteur (les électrons principalement car il y a un effet d'écrantage du noyau).

- Lorsque la particule chargée est un électron ou un positon de basse énergie, la perte moyenne d'énergie par unité de longueur est dominée par le processus d'ionisation. D'autres processus contribuent également : la diffusion Møller/le Bhabha qui sont de la diffusion élastique pour les électrons/les positons, l'annihilation des positons). Le rayonnement de freinage domine tous les autres processus à partir d'environ 10 MeV (figure I.1).

Il est commode de travailler en longueur de radiation, notée habituellement X_0 . C'est la distance au bout de laquelle une particule conserve en moyenne $1/e$ (36 %) de son énergie initiale.

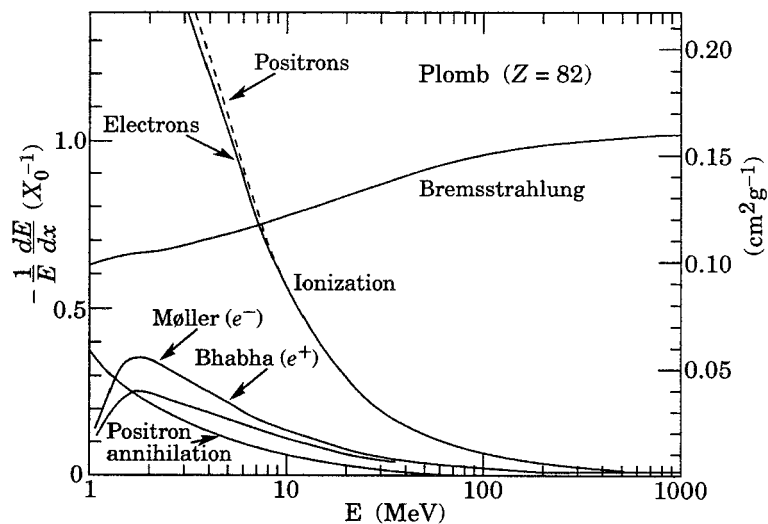


Fig. I.1 – Fraction d'énergie perdue par un électron ou un positon par longueur de radiation X_0 en fonction de l'énergie de l'électron ou du positon incident, dans le cas du plomb [1].

- Lorsque la particule chargée est « lourde » (c'est-à-dire un projectile dont la masse est supérieure à la masse m_e de l'électron : muon, proton, ...), la perte moyenne d'énergie par unité de longueur de matériau traversé (dE/dx) est donnée par la formule de Bethe-Bloch [2], qui sert de base aux logiciels de simulation utilisés en physique nucléaire et des particules, notamment Géant [3] :

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{\text{Max}}}{I^2} - 2 \beta^2 - \delta \right\} \quad \{\text{I.1}\}$$

formule dans laquelle $K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{m_e c^2}$

N_A est le nombre d'Avogadro : $6.022 \cdot 10^{23} \text{ mole}^{-1}$, z est la charge du projectile, e la charge électrique élémentaire.

β est la vitesse du projectile, exprimée en unités de vitesse de la lumière ($v = \beta \cdot c$), $\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}$, E_{Max} est l'énergie cinétique maximale communiquée à un électron arraché de l'atome cible.

Z , A et ρ sont, respectivement, le nombre atomique, la masse molaire et la masse volumique du matériau traversé, I est son potentiel d'ionisation (de 13.5 eV pour l'hydrogène à 1 keV pour le plomb).

Dans la formule {I.1}, la perte moyenne d'énergie par unité de longueur de matériau traversé dE/dx est exprimée en MeV/cm. Si on divise par ρ les deux membres de cette équation, cette perte moyenne d'énergie est exprimée en $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ avec x exprimé en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$, cette formulation trouvant tout son intérêt dans le paragraphe suivant.

La dépendance de la perte moyenne d'énergie du projectile en fonction de sa vitesse (figure I.2 pour un muon), qui est caractérisée par une décroissance en $1/\beta^2$ aux faibles énergies, passe par un minimum lorsque P/Mc (P est l'impulsion du projectile et M sa masse) est voisin de 4 et par une remontée relativiste pour atteindre le plateau de Fermi, qui est une saturation de la remontée relativiste expliquée par des effets de polarisation [4]. Dans la formule de Bethe-Bloch [I.1], δ traduit cet effet de polarisation (δ pouvant lui-même être corrigé par un terme proportionnel à $\frac{1}{Z}$ qui traduit l'influence des couches électroniques profondes [5]). Pour les très hautes énergies, les pertes par rayonnement dominant.

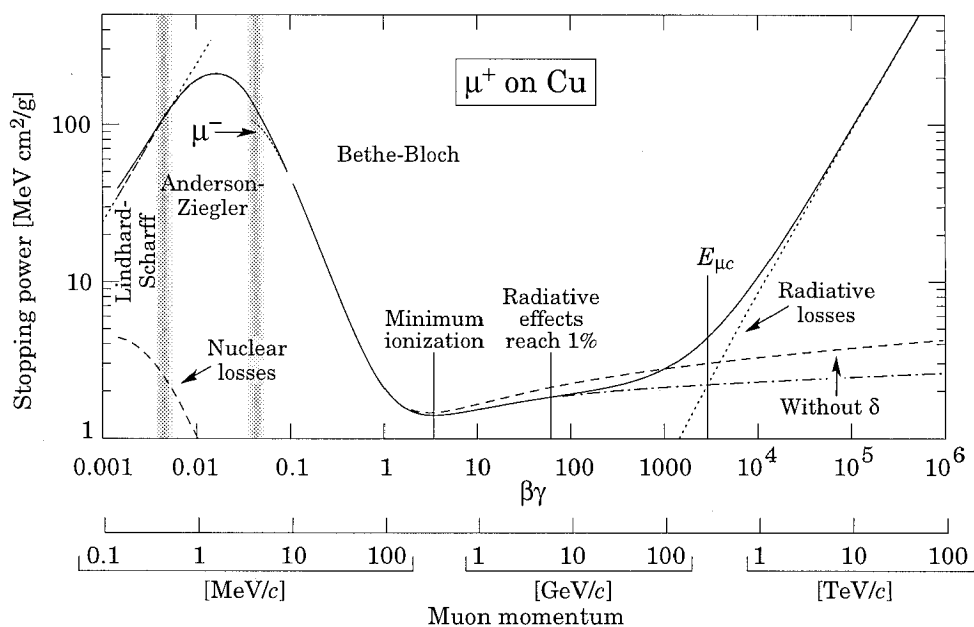


Fig. I.2 – Pouvoir d'arrêt $\langle -dE/dx \rangle$ (c'est l'opposé de la perte moyenne d'énergie) pour des muons positifs dans du cuivre, en fonction de $\beta\gamma = P/Mc$ [1].

Particules au minimum d'ionisation.

Lorsque, pour un matériau donné, la perte moyenne d'énergie par unité de longueur dE/dx est représentée en fonction de l'énergie du projectile (figure I.3), nous remarquons qu'aux énergies supérieures à quelques centaines de MeV typiquement, toutes les particules perdent la même quantité d'énergie par unité de longueur et cette quantité est minimale. Les particules sont dites se trouver au minimum d'ionisation.

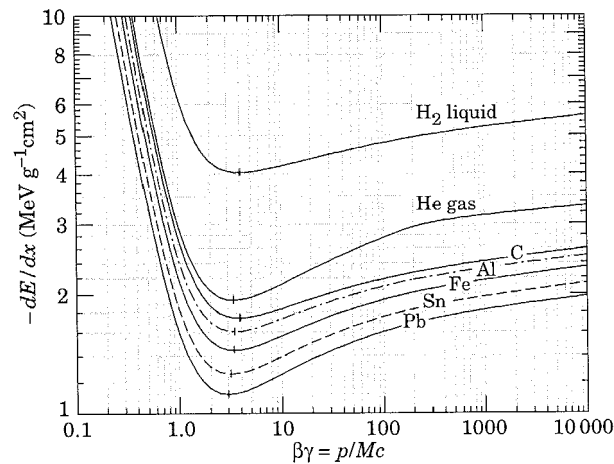


Fig. I.3 – Pouvoir d'arrêt dans différents matériaux [1].

Pour la plupart des matériaux, le dE/dx au minimum d'ionisation est proche de $2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$.

* Particules neutres.

Les particules neutres sont détectées indirectement en créant, lors de chocs, des particules chargées détectables elles, directement, par leur interaction électromagnétique.

- Les photons interagissent par effet photoélectrique, effet Compton ou par création de paires lorsque leur énergie est supérieure à 1.02 MeV . Les électrons et positons produits sont alors détectés par leur interaction électromagnétique.

Ce schéma général dépend néanmoins fortement du matériau considéré.

Les figures I.4 et I.5 présentent l'évolution de la section efficace d'interaction d'un photon avec du carbone (I.4) et avec du plomb (I.5) en fonction de l'énergie de ce photon. A basse énergie, les processus dominants sont l'effet photoélectrique ($\sigma_{p.e.}$) : toute l'énergie du photon est communiquée à l'électron qui s'échappe de l'atome, la diffusion cohérente (Rayleigh, σ_{coherent}) : choc avec l'atome qui n'est ni excité ni ionisé, la diffusion incohérente (Compton, σ_{incoh}) : choc avec l'atome qui est excité ou ionisé, le photon perdant de l'énergie. Apparaît ensuite un pic d'absorption nucléaire (σ_{nuc}), ainsi que la création de paires, soit au voisinage du noyau (κ_N) ou du cortège électronique (κ_e).

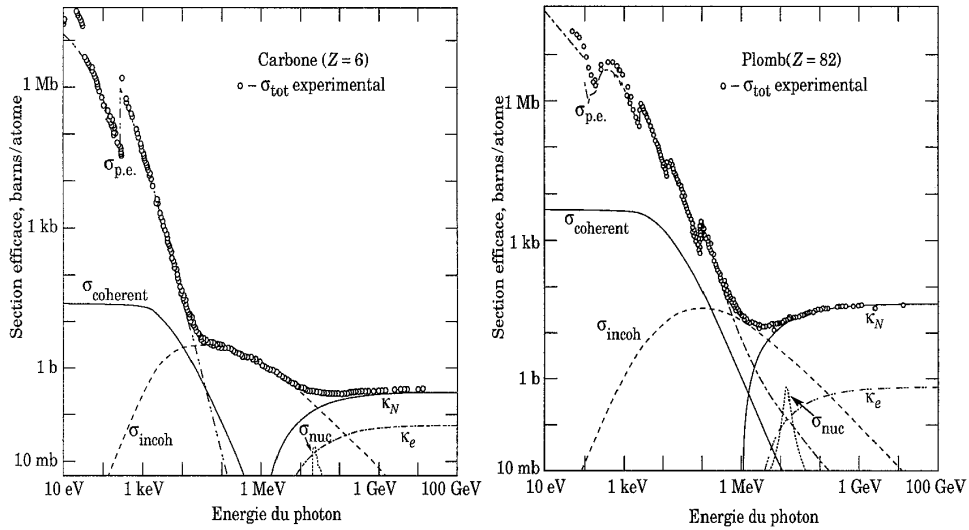


Fig. I.4 et I.5 – Evolution de la section efficace d’interaction photon – carbone et photon - plomb en fonction de l’énergie du photon incident [1].

Si N_0 est le nombre initial de photons pénétrant dans un matériau, le nombre N de photons présents dans ce matériau au fur et à mesure de leur progression s'exprime par $N = N_0 \exp(-x/\lambda)$, où x est la longueur de matériau traversé (en m), λ est la longueur d’absorption (ou bien x et λ sont exprimés en g.cm^{-2}) (figure I.6).

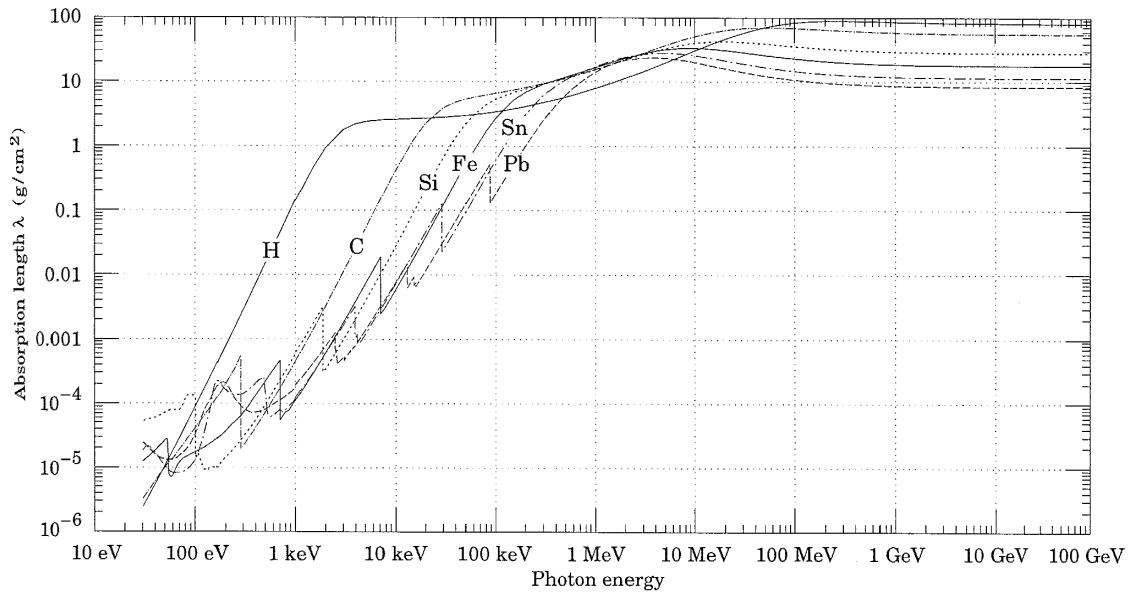


Fig. I.6 – Longueur d’absorption des photons pour différents matériaux, en fonction de l’énergie de ces photons [1].

Aux énergies intermédiaires, la nature du matériau traversé est déterminante (figure I.7).

A haute énergie, le processus de créations de paires est dominant et ne dépend quasiment plus du matériau traversé.

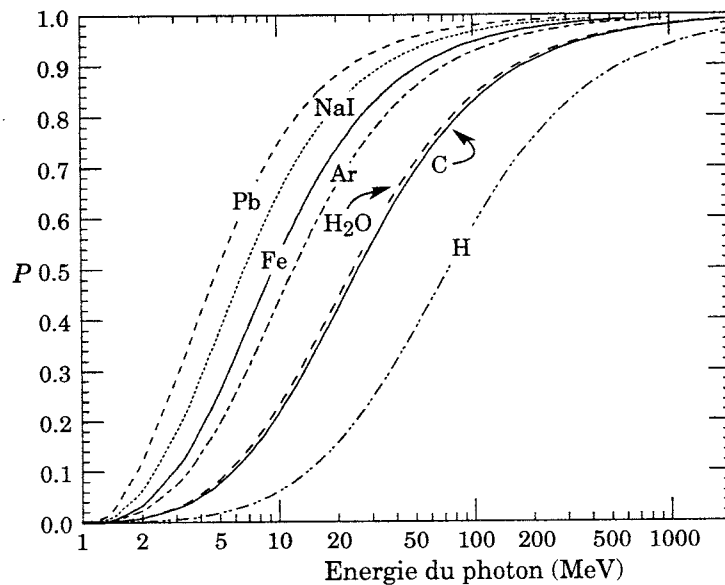


Fig. I.7 – Probabilité P que l’interaction d’un photon avec un matériau donné provoque la création d’une paire $e^+ e^-$, en fonction de l’énergie du photon [1]. Pour une épaisseur x de

matériau traversée, la probabilité qu'un photon donne lieu à la création d'une paire est donnée par $P.[1 - \exp(-x/\lambda)]$

- Les neutrons de haute énergie produisent des gerbes de hadrons qui entrent en collision avec le matériau du détecteur, permettant ainsi la détection de particules chargées secondaires (protons de recul qui ionisent le milieu).

- Les neutrons de basse énergie sont également détectés par l'intermédiaire des reculs de protons qu'ils provoquent lors de chocs avec les matériaux.

- Les neutrinos interagissent par interaction faible, pouvant produire des hadrons et un lepton chargé.

Particules cosmiques.

Le rayonnement cosmique est un flux de particules de très haute énergie ($10^9 - 10^{17}$ eV) baignant l'univers. On distingue les rayons cosmiques primaires constitués principalement de protons (environ 93 %) et les rayons cosmiques secondaires créés par l'interaction du rayonnement primaire avec l'atmosphère terrestre. Le rayonnement cosmique primaire présente une distribution spatiale isotrope aux altitudes supérieures à 50 kilomètres.

Au fur et à mesure que l'on se rapproche de la terre, l'intensité du rayonnement secondaire augmente au détriment du rayonnement primaire. Au-dessous de 20 kilomètres, le rayonnement cosmique est essentiellement secondaire, voire même de troisième ou de quatrième génération. Il est alors constitué principalement de muons (composante dure) et d'électrons, de positons et de photons (composante molle) qui peuvent être arrêtés par une couche de plomb de 15 centimètres d'épaisseur. Le rapport entre ces deux composantes varie avec l'altitude. Au niveau de la mer, environ 75% des particules sont des muons.

Le spectre en énergie varie en $1/E^{2.7}$, au-delà de la valeur maximale (figure I.8) avec une valeur moyenne située autour de 2 GeV (pour des particules cosmiques arrivant à la verticale du lieu). La distribution est décrite par une courbe de Landau ou mieux, par une courbe de Vavilov (cela sera repris plus en détail au chapitre II). Cette distribution se décale vers des énergies plus importantes lorsqu'on se rapproche de l'horizontale. En effet, il y a davantage de particules cosmiques de basse énergie qui sont absorbées par l'atmosphère.

La distribution angulaire est en $\cos^2\alpha$, α étant l'angle que fait la direction des particules avec la verticale. A notre latitude et altitude, le flux vaut environ 1 particule cosmique par cm^2 et par minute.

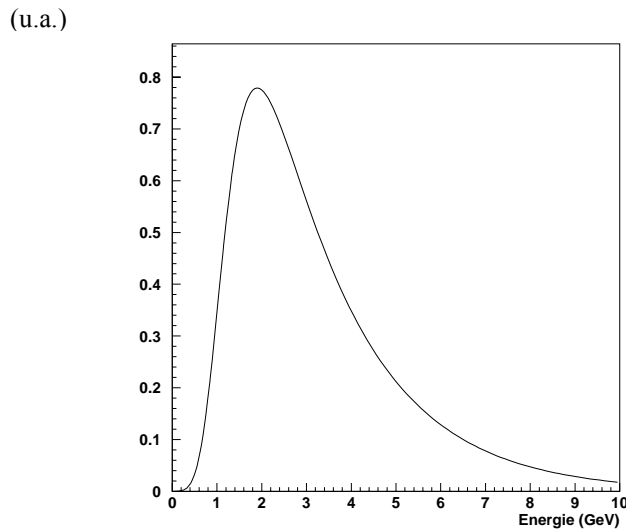


Fig. I.8 - Distribution en énergie des particules cosmiques au niveau du sol, pour $\alpha = 0^\circ$ [6].

Vu le spectre en énergie des particules cosmiques et au regard de la figure I.2, nous pouvons conclure que les particules cosmiques sont en majorité au minimum d'ionisation et ont par conséquent une perte d'énergie identique et connue pour un détecteur donné. Elles constituent une source étalon utilisable dans de nombreuses expériences.

Aux environs de $3 \cdot 10^{15}$ eV se produit un accroissement de la pente (2.7 devient 3.1). Cette région est appelée « genou » du spectre (figure I.9). On suppose que la composition des rayons cosmiques change à cette énergie [7]. Un adoucissement de la pente (« cheville ») se produit vers 10^{19} eV, coïncidant avec l'énergie à partir de laquelle les rayons cosmiques extragalactiques peuvent traverser le champ magnétique galactique.

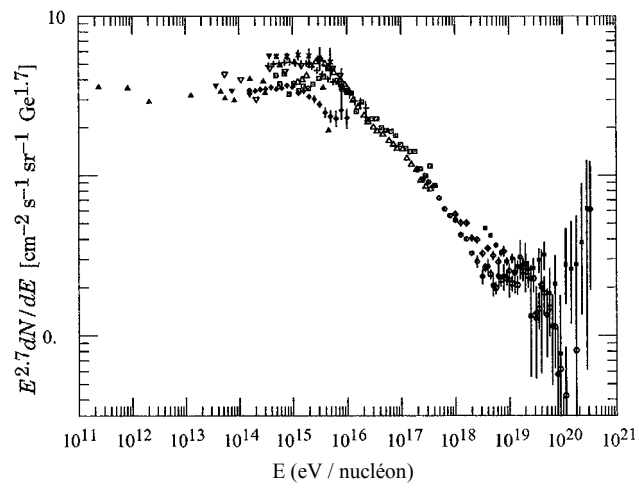


Fig. I.9 – Spectre en énergie des rayons cosmiques. Un facteur $E^{2.7}$ est utilisé pour faire apparaître le « genou » et la « cheville » du spectre.

1.2. Etude d'ensembles de photodétection.

La chaîne de photodétection (figure I.10) comprend, dans sa partie frontale, un matériau scintillant (cristal, liquide, plastique,...) qui convertit l'énergie de la particule incidente dont on veut mesurer l'énergie en un signal lumineux proportionnel, un photosenseur qui convertit la lumière de scintillation générée par le matériau en signal électrique et une électronique analogique qui va amplifier et traiter ce signal électrique issu du photosenseur avant de l'envoyer au dispositif de numérisation. La chaîne se poursuit dans le monde numérique et logique où, en général, plusieurs voies sont traitées simultanément.

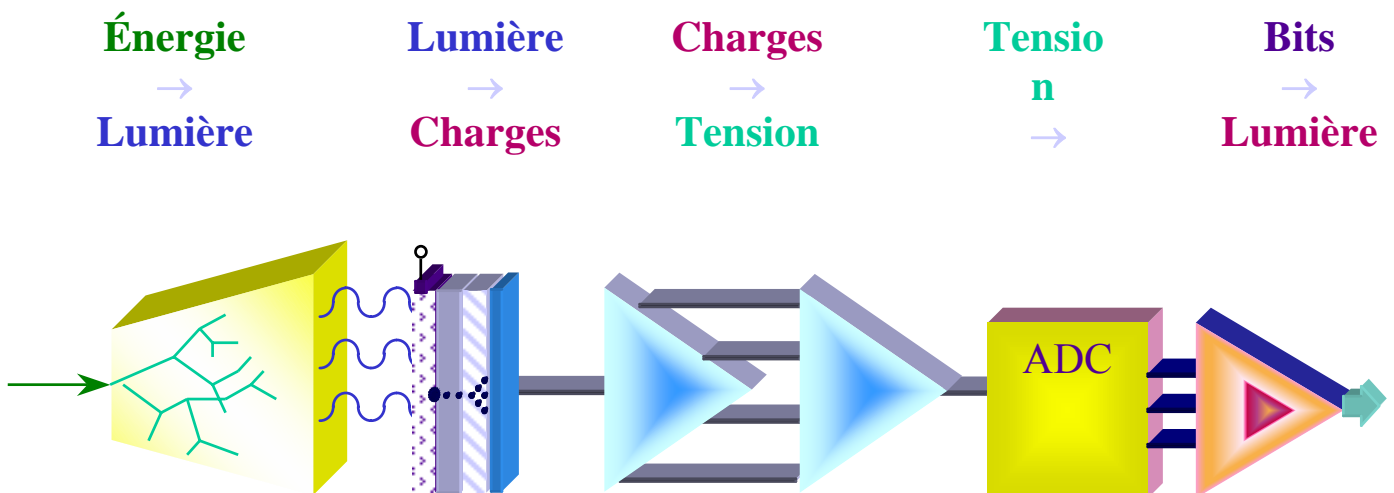


Fig. I.10 – Système de photodétection.

Dans la chaîne d'un système de photodétection basé sur la scintillation d'un cristal, le groupe des hautes énergies expérimentales de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a une expertise reconnue dans la partie frontale du système : à savoir l'étude et la définition du photodétecteur lui-même, la caractérisation du cristal scintillant qui est couplé à ce photosenseur et l'électronique de préamplification qui lui est liée.

Il était donc naturel que je sois amené à étudier, caractériser et comparer des photosenseurs, des cristaux et différents types d'électronique frontale ; mais également de tester des couplages optiques (air, graisse optique, colle optique) ainsi que différentes manières d'enrober les cristaux scintillants (millipore, tyvek, mylar, aluminium, ...).

Les photosenseurs utilisés principalement sont des photomultiplicateurs ainsi que leurs dérivés (photomultiplicateurs hybrides, tétrodes, ...) et des détecteurs au silicium. Ces détecteurs étaient disponibles commercialement ou étaient encore à l'état de prototypes. En ce qui concerne les photodétecteurs au silicium, plusieurs configurations ont également été testées (mise en série, mise en parallèle).

Les cristaux scintillants sont des cristaux connus : NaI, CsI, BGO ou à caractériser : CeF₃, PbWO₄, LSO, LuAP. Les mesures réalisées concernent principalement le dE/dx des cristaux. Elles sont comparées aux valeurs de la littérature quand ces valeurs existent.

En général, on caractérise l'ensemble cristal, photosenseur (y compris le couplage optique et l'enrobage) en donnant le nombre de charges électriques recueillies en sortie du système (les photoélectrons) en fonction de l'énergie (en eV ou en MeV) déposée par une particule incidente à l'entrée du système : nombre de photoélectrons/MeV d'énergie déposée. Cette valeur sert d'élément de comparaison entre les différents systèmes de photodétection.

Pour réaliser ces mesures, on sollicite la chaîne de photodétection par des particules provenant de sources radioactives ou bien par des particules cosmiques.

Si le but est de tester une nouvelle électronique couplée à un ensemble photosenseur-cristal, elle est systématiquement comparée à une électronique optimisée (chaîne de spectroscopie), avec, typiquement, un préamplificateur et une mise en forme par un amplificateur-filtre, à constante de temps de filtrage τ (RC) réglable (figure I.11).

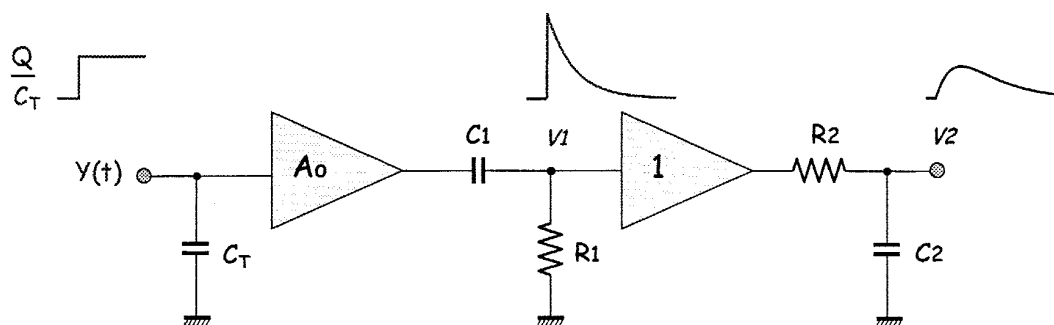


Fig. I.11 – Modélisation de la création de l'impulsion électronique recueillie en sortie du système : un détecteur de capacité C_T génère un échelon de charge Q , la tension résultante est

(pré-)amplifiée (A_0) puis différenciée et intégrée par un amplificateur –filtre de constante τ ($R_1C_1 = R_2C_2$).

Il existe une valeur optimale pour τ : celle qui minimise le bruit ramené à l'entrée du système et par conséquent donne la meilleure résolution. Quelles sont les différentes contributions des sources de bruit ?

Pour simplifier, la charge équivalente de bruit électronique (CEB ou ENC : Equivalent Noise Charge) est la somme quadratique d'un bruit blanc parallèle d'autant plus important que le courant de fuite du photosenseur est grand, d'un bruit série en $1/f$ (f est la fréquence) d'autant plus important que la capacité totale d'entrée ($C_{\text{photosenseur}} + C_{\text{préamplificateur}}$) est importante et que le gain du préamplificateur est faible (g_m dans le cas d'un transistor à effet de champ) et d'un bruit blanc (bruit dont le spectre en fréquence est plat) d'autant plus important que la résistance série du photosenseur est grande.

Or, la variation de CEB en fonction de τ passe par un minimum (figure I.12). C'est donc cette valeur qu'il faudra choisir pour optimiser la mesure.

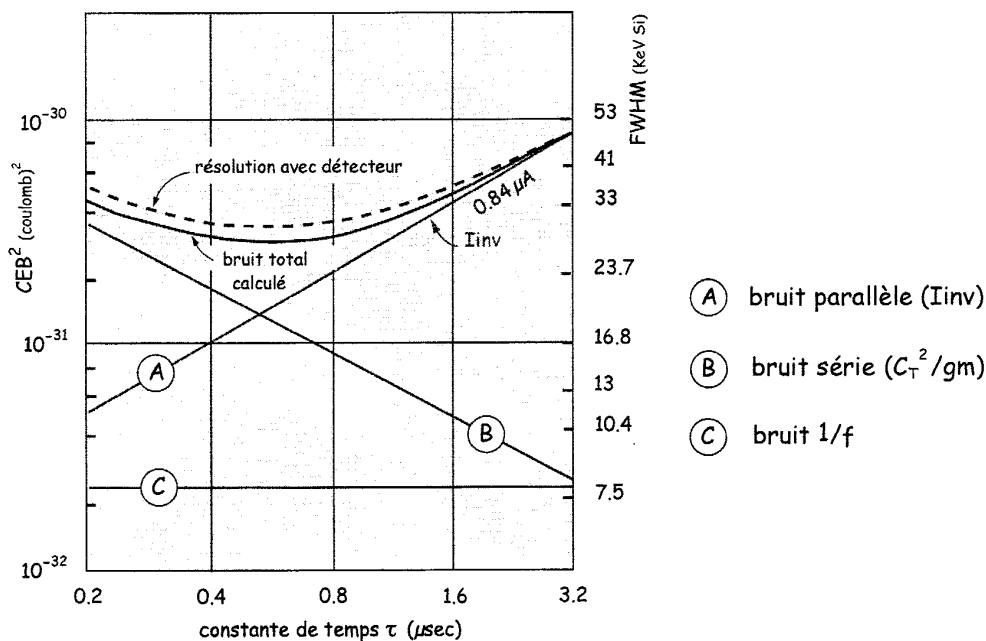


Fig. I.12 – Différentes contributions au bruit électronique total mesuré. L'échelle de gauche donne la valeur de la charge équivalente de bruit et celle de droite, la résolution du détecteur utilisé (via la largeur à mi-hauteur du spectre obtenu).

Une électronique optimisée doit également stabiliser le niveau de la ligne de base, le piédestal. Elle doit se prémunir des dérives dues à l'empilement des impulsions ou compenser le courant de fuite des détecteurs dans le cas de liaisons continues.

Une électronique optimisée assure une compensation des paires pôle-zéro, ce qui signifie qu'en sortie, l'impulsion est rigoureusement unipolaire, elle ne présente pas de dépassement négatif, ce qui serait gênant en cas d'intégration de l'impulsion et/ou de numérisation du signal.

L'électronique rapide optimisée est délicate à concevoir.

Suivant le cahier des charges (capacité des détecteurs utilisés, rapidité de la montée et de la descente de l'impulsion, bruit, nombre de charges récupérées à l'entrée) on va être amené à choisir une préamplification en charge, en courant ou en tension (figures I.13 à I.15).

Une mise en forme trop rapide peut provoquer un déficit balistique (les « dernières » charges provenant du détecteur arrivent alors que l'impulsion électronique est déjà dans sa phase descendante, le maximum de l'impulsion ne tient pas compte de ces charges ; les détecteurs au silicium, s'ils sont épais, récoltent les charges sur une durée assez longue), une mise en forme trop lente peut provoquer des empilements d'impulsions, faussant les valeurs mesurées. Une bonne connaissance du détecteur et du signal lumineux (amplitude, forme, taux d'arrivée) qui va solliciter ce détecteur est indispensable pour concevoir une électronique correctement adaptée.

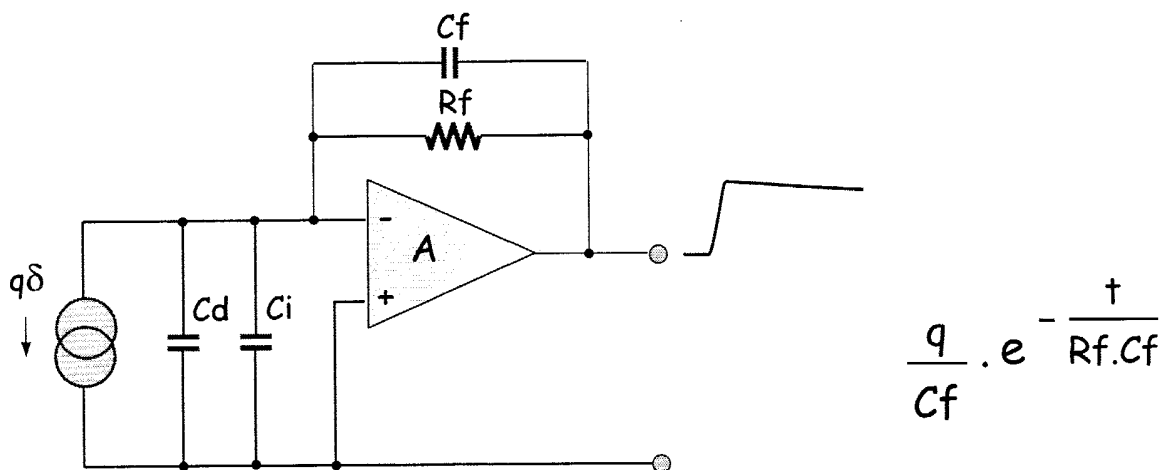


Fig. I.13 – Préamplificateur en charge.

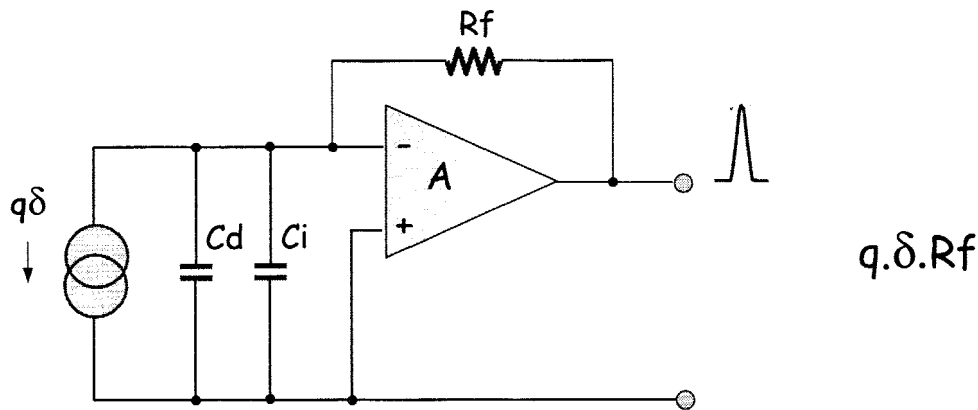


Fig. I.14 – Préamplificateur en courant.

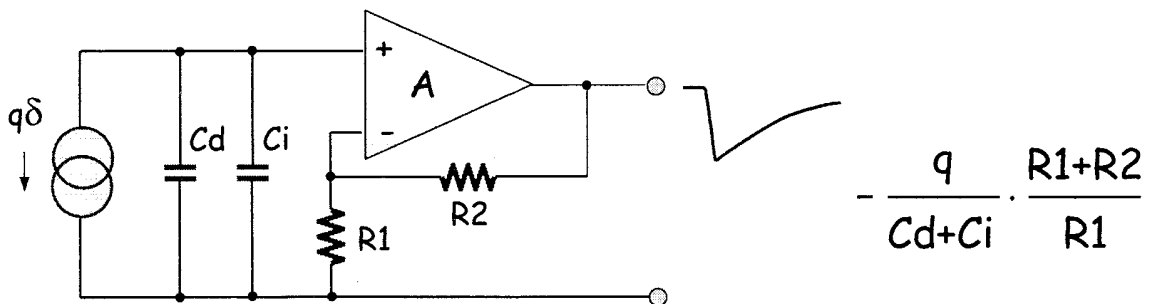


Fig. I.15 – Préamplificateur en tension.

I.2.1. Etude de photosenseurs.

Je cite ci-après quelques références de photosenseurs étudiés ainsi que quelques résultats. Ce domaine d'études est particulièrement indiqué pour proposer des stages à caractère expérimental à des étudiants [8], [9].

Photomultiplicateurs et dérivés.

Le photomultiplicateur (figure I.16) est constitué d'une cathode faite d'un matériau photosensible, suivie d'un système de collection des électrons, puis d'une section où les électrons sont multipliés (dynodes), et finalement l'anode d'où le signal sera envoyé au reste du système électronique. Le tout est installé dans un tube sous vide.

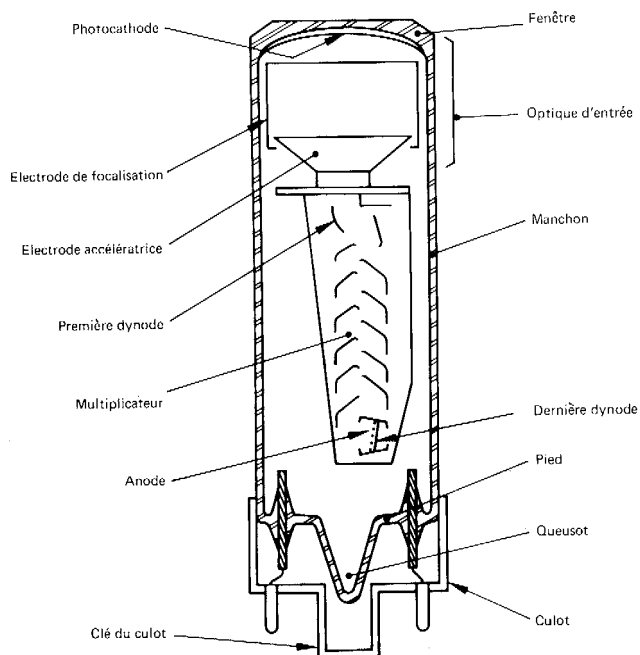


Fig. I.16 – Constitution d'un tube photomultiplicateur.

Une haute tension est appliquée à la cathode, aux dynodes et à l'anode, de telle sorte que tous ces éléments se trouvent à des tensions différentes croissantes. Lorsqu'un photon incident arrive sur la cathode, un électron y est émis par effet photoélectrique. Sous l'effet du champ électrique, cet électron est dirigé et accéléré vers la première dynode où il va transférer son énergie par choc avec celle-ci. Ceci donne naissance à des électrons secondaires qui sont émis et accélérés vers la dynode suivante et ainsi de suite. Une cascade d'électrons est donc créée et collectée à l'anode pour donner un courant qui sera amplifié et analysé.

Le photomultiplicateur qui nous servait de référence habituellement était le PM XP2020Q (constitué de 12 étages de dynodes) de Phillips. Nous avons pu comparer ses performances au photomultiplicateur XP2262 (Phillips), au photomultiplicateur PM5600 d'Hamamatsu, polarisé à 800 V qui était, lors de sa sortie, le plus petit photomultiplicateur disponible, son diamètre étant de 8 mm.

Nous avons testé des produits dérivés comme la tétrode R2185 d'Hamamatsu (diamètre 23 mm), polarisée à 700 V (gain de 4 environ). La tétrode se présente comme un

photomultiplicateur avec une anode et une photocathode mais ne possède que deux étages de dynodes.

En utilisant par exemple un cristal de NaI, nous mesurons un nombre de photoélectrons/MeV de 800 pour la tétrode, sachant que la face du cristal en contact avec elle est entièrement couverte.

Avec ce même cristal, nous obtenons 250 photoélectrons/MeV pour le PM5600 (qui ne couvre que 10 % de la surface du cristal).

Une photodiode PIN classique, la tétrode R5189 UV et le PM5600 ont été testés dans l'aimant supraconducteur de la ligne H2 au CERN pour étudier leur comportement en champ magnétique. Le photomultiplicateur, bien que déjà très compact, perd toutes ses capacités de détection pour une induction supérieure à 60 mT (angle de 30° par rapport au champ). La tétrode conserve 40 % de sa réponse initiale lorsqu'elle est soumise à une induction de 3 T sous le même angle. La photodiode ne subit pas d'altération de sa réponse.

Nous avons également testé une phototriode d'Hamamatsu 2184. L'architecture est semblable à celle de la tétrode, sauf qu'il n'y a qu'un seul étage de dynodes.

C'est d'ailleurs ce type de photodétecteur (VPT, Vacuum Phototriodes Tube de Research Institute Electron, St Pétersbourg, Russie) qui est utilisé comme photosenseur pour les bouchons du calorimètre électromagnétique de CMS (figure I.17) : le gain de cette phototriode est voisin de 10 pour une tension de polarisation de 800 V, sa capacité est inférieure à 10 pF, son efficacité quantique vaut 15 % pour la scintillation du tungstate de plomb (420 nm). Les phototriodes résistent mieux que les photodiodes à avalanche aux radiations (perte inférieure à 10 % après une irradiation de 20 kGy).

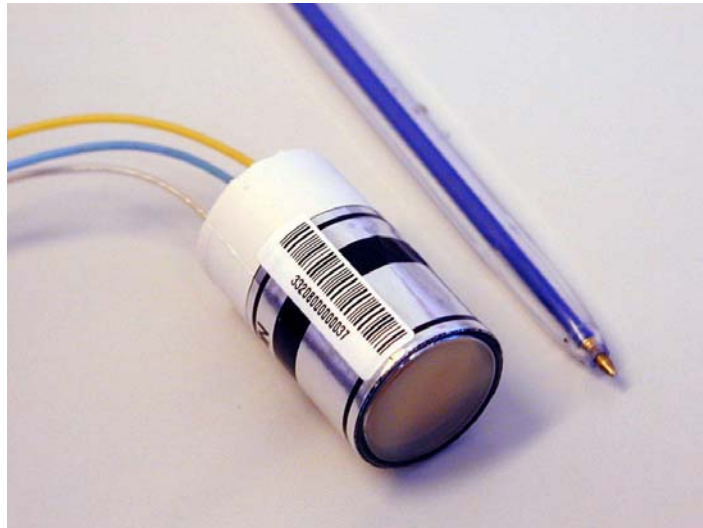


Fig. I.17 - Vue d'une photodiode à vide.

La photodiode est peu sensible à la variation de la tension d'alimentation et à la variation de la température. Sa surface active est de 177 mm^2 .

Dans CMS, les VPT sont orientées avec un angle par rapport au champ magnétique variant entre 5.7° et 25.6° . La décroissance de leur réponse dans ces régions n'excède pas 10 % par rapport à une situation sans champ magnétique.

En 1996, nous avons étudié un détecteur extrêmement intéressant : le photomultiplicateur hybride : HPMT (Hybrid PhotoMultiplifier), modèle E18, produit par Delft Electronische Producten (DEP) [10]. Ce photodétecteur a été obtenu dans le cadre d'une action Bonus Qualité Recherche.

Ce photomultiplicateur (figure I.18) possède une photocathode de 18 mm de diamètre déposée sur une fenêtre sphérique. Le modèle que nous utilisons est sensible aux ultraviolets (modèle PP0270K, efficacité quantique de 28 % à 270 nm). Les photoélectrons qui sont générés par les photons incidents sont accélérés par le champ électrique résultant d'une polarisation de 12.5 kV et focalisés à l'aide de deux électrodes sur une petite diode PIN (1 mm de rayon). Les électrons accélérés bombardent la face arrière de la diode et créent des paires électrons-trous (comme il faut 3.62 eV pour créer, une paire électron-trou, le gain du système est d'environ 3500). Apparaît ainsi une charge qui est convertie en tension par un amplificateur intégré au système (2.1 V/pC).

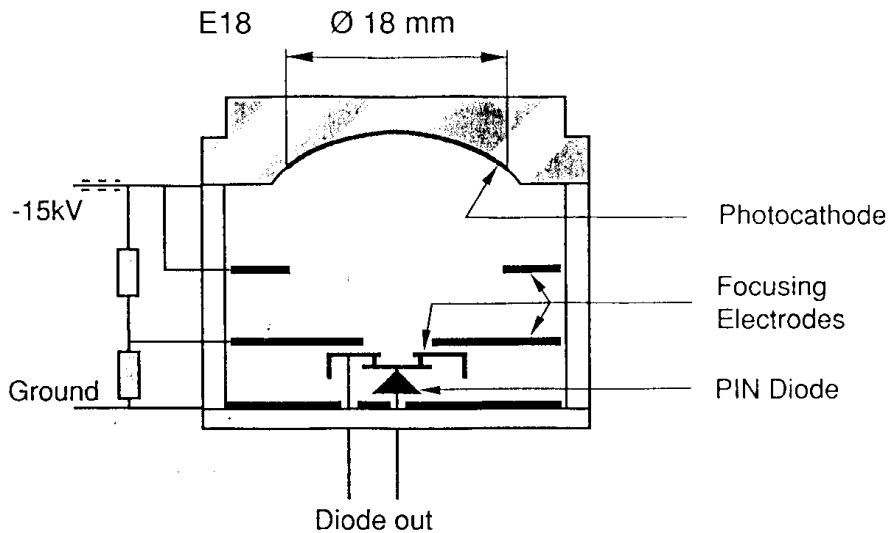


Fig. I.18 - Architecture du photomultiplicateur hybride, d'après DEP [10].

L'avantage le plus important de ce système est la résolution de plusieurs pics de photoélectrons. Un photomultiplicateur classique peut résoudre sans problème le photoélectron unique, parfois deux, voire trois, pas davantage à cause des fluctuations statistiques de productions d'électrons secondaires engendrées au passage par chacune des dynodes. Le photomultiplicateur hybride peut résoudre plus de 10 photoélectrons (voir le spectre que nous avons obtenu, figure I.19). La calibration est donc plus précise.

L'inconvénient est que son gain ne vaut que 3500. C'est évidemment beaucoup moins qu'un photomultiplicateur classique (gain de $3 \cdot 10^7$ pour le XP2020Q à 2400 V), mais davantage que le gain d'une photodiode à avalanche (50 typiquement à 350 V) ou d'une phototriode (les VPT ont un gain proche de 10 à 1000 V). Le photomultiplicateur hybride perd également toutes ses capacités de détection en présence de champ magnétique.

Néanmoins, ce photodétecteur est particulièrement bien adapté à la détection de phénomènes donnant peu de lumière (ce qui nous servira dans le cadre de la scintillation du tungstate de plomb $PbWO_4$ ou à récolter de la lumière Cherenkov issue de fibres bombardées par des positons, voir chapitre IV).

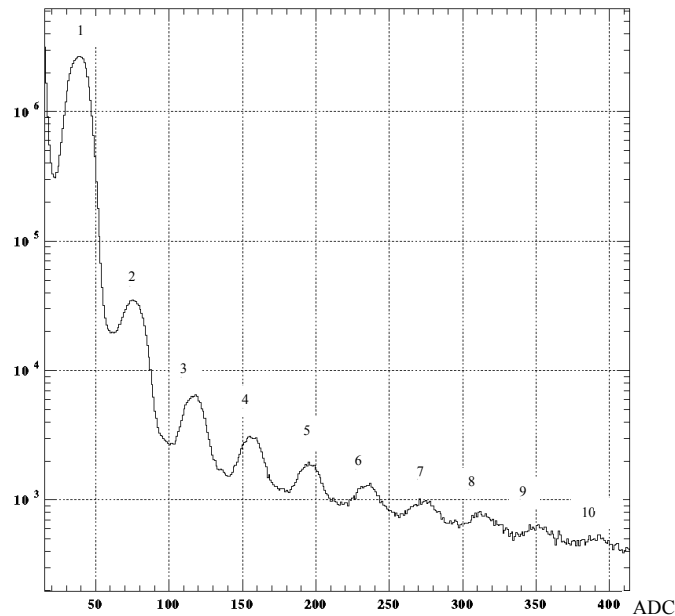


Fig. I.19 - Un spectre typique ("en peigne") obtenu avec le photomultiplicateur hybride.

L'efficacité quantique est proche de 20 % pour la longueur d'onde de scintillation issue d'un cristal de PbWO_4 (420 nm).

Suivant les cristaux de PbWO_4 (taillés aux dimensions prévues pour le détecteur électromagnétique de CMS), on a mesuré des valeurs allant de 3.5 à 12 photoélectrons/MeV. Nous avons également pu comparer entre eux des cristaux de BGO, de CeF_3 et les premiers échantillons de LuAP, fournis via la collaboration Crystal Clear, par le laboratoire physico-chimique des matériaux électroluminescents (LPCML, Ch. Pédrini, Ch. Dujardin). Les échantillons de LuAP fournis donnaient autant de lumière que le BGO (300 photoélectrons/MeV) et deux fois plus que le CeF_3 [11].

Photodiodes.

De nombreux prototypes ont été étudiés : photodiodes Hamamatsu sensibles aux ultraviolets ou non, des photodiodes AME 987 (Aksjeselskapet Mikro Elektronikk) testées individuellement puis en parallèle, une photodiode Pulsar russe (en collaboration avec l'Institut de Moscou), des photodiodes en AsGa et Schottky de Tomsk, une photodiode Canberra 600 de grande surface. Des tests de mise en série ou en parallèle de photodiodes ont mis en évidence quelques problèmes potentiels : la mise en série de photodiodes oblige de prévoir un circuit électrique un peu plus compliqué et pose des problèmes de récupération correcte du signal par l'électronique ; la mise en parallèle donne lieu à quelques soucis

d'équilibre des courants, faisant travailler les photodiodes différemment. Une étude de longue haleine a porté sur les photodiodes à avalanche (voir paragraphe I.3).

I.2.2. Etudes de cristaux scintillants.

En 1994, nous avons reçu plusieurs échantillons de fluorure de cérium (CeF_3). Nous les avons testés avec plusieurs photosenseurs disponibles.

Nous avons débuté par un photomultiplicateur classique : le XP2020Q, avec un gain suffisant pour séparer le photoélectron unique (polarisation à -2400 V), les cristaux étaient enveloppés de millipore (papier de $0.45 \mu\text{m}$ d'épaisseur, HAWP00010 de Millipore SA, Saint-Quentin, France), l'huile optique utilisée était le Rhodorsil 47 V de Rhône-Poulenc : nous avons obtenu de l'ordre de 100 photoélectrons/MeV et une résolution (σ/E) de 14% pour le γ de 511 keV du ^{22}Na . Suivant le cristal de CeF_3 considéré, les taux de lumière variaient du simple au double, la production de ces cristaux étant loin d'être maîtrisée.

Avec les mêmes cristaux de CeF_3 (20 mm de longueur), le PM5600 (polarisation à 800 V) ne parvenait à mettre en évidence que des épaulements pour les sources radioactives habituelles (^{57}Co (γ de 122 keV et de 136 keV), ^{137}Cs (γ de 661 keV), ^{60}Co (γ de 1173 keV et de 1332 keV), ^{22}Na (γ de 511 keV et de 1274 keV),...) mais un pic se détachait lorsque l'expérience était menée avec des particules cosmiques (figure I.20). L'électronique utilisée était une électronique rapide développée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

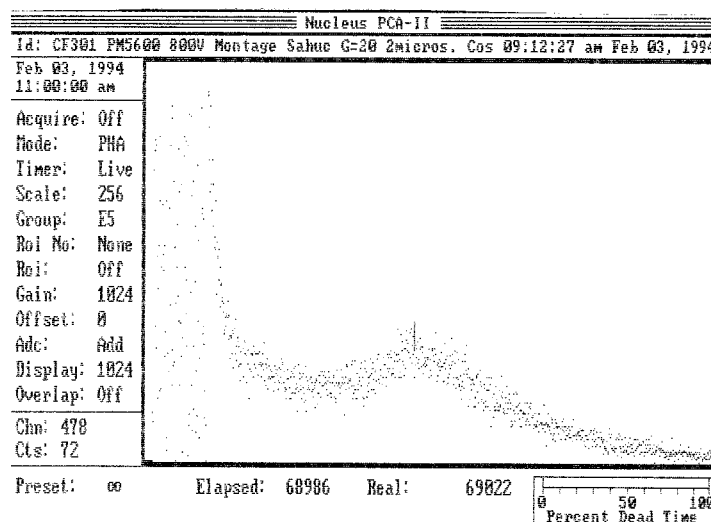


Fig. I.20 - Spectre de cosmiques obtenu avec le PM5600.

La tétrode, polarisée pour donner un gain de 4 (700 V), montre la scintillation du CeF_3 provoquée par les cosmiques (figure I.21). Si on pousse le gain à 20, on parvient à séparer des sources comme ^{60}Co (mais les deux pics ne sont pas résolus), ^{22}Na , ^{88}Y (γ de 898 keV), ^{54}Mn (γ de 835 keV). L'électronique utilisée est classique : amplificateur-filtre avec mise en forme optimisée pour le rapport signal/bruit ($\tau = 2 \mu\text{s}$).

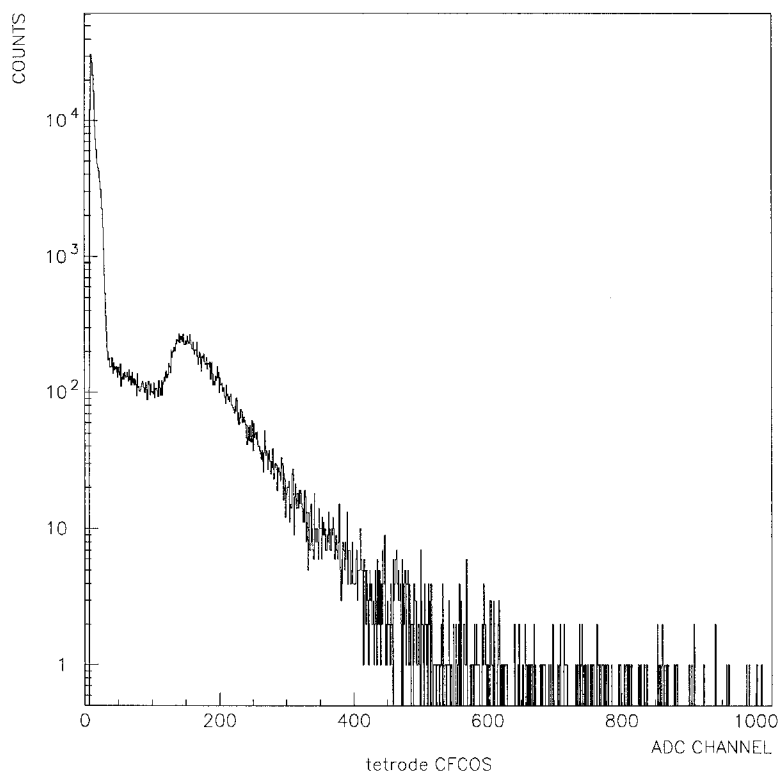


Fig. I.21 - Spectre de cosmiques obtenu avec la tétrode.

En 1995, le même genre de tests est entrepris avec des échantillons de PbWO_4 .

Nous avons de nouveau utilisé le photomultiplicateur XP2020Q : nous mesurons 16 photoélectrons/MeV. Un autre échantillon donne 7 photoélectrons/MeV (le cristal était plus volumineux).

En 1996, nous avons reçu les premiers échantillons de LuAP (destinés actuellement à être utilisés dans le développement de tomographes à émission de positons, voir le chapitre IV consacré à l'imagerie médicale). Comme dit plus haut, la lumière émise était comparable à celle délivrée par le BGO.

En 1996, nous avons également réceptionné une source X en provenance de Russie (Institut de Robotique et de Cybernétique de Saint-Petersbourg). Cette source génère des rayonnements X de 45 keV maximum, à 25 kHz, la durée de l'impulsion étant d'une microseconde et son temps de montée inférieur à la nanoseconde. Une impulsion représente l'émission de 10^7 photons environ. Un faisceau d'électrons issus d'une cathode bombarde une cible métallique dans une enceinte sous vide.

A l'aide de cette source, d'un photomultiplicateur XP2020Q, de quelques modules (TDC, discriminateurs, dual timer...) et d'un système d'acquisition de données CAMAC, nous avons mesuré la forme de l'impulsion de réponse d'un cristal de PbWO_4 par une manipulation classique de start-stop confirmée par une manipulation start-stop inverse. Les constantes de temps de scintillation mesurées (figures I.22 et I.23) étaient compatibles avec celles données par la littérature (τ de 8ns, 60 ns et 1100 ns).

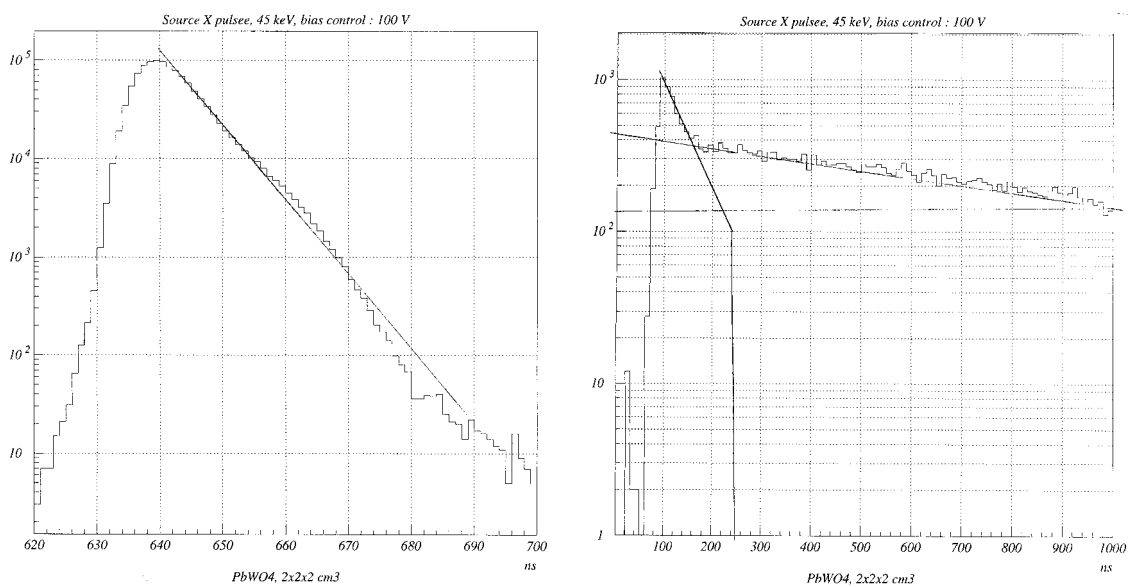


Fig. I.22 et I.23 - Mesure des constantes de temps de décroissance d'un cristal de PbWO_4 .

A cette occasion, nous avons opéré une collaboration enrichissante avec le laboratoire des matériaux électroluminescents de Lyon et le laboratoire russe qui a construit cette source, achetée dans le cadre d'un programme international de coopération scientifique (PICS).

I.3. Les photodiodes à avalanche.

I.3.1. Considérations générales.

Développement naturel des photodiodes PIN, les photodiodes à avalanche (en abrégé APD pour Avalanche PhotoDiode) sont couramment utilisées dans le domaine des télécommunications. Néanmoins, dans ce domaine, elles sont optimisées pour l'infrarouge et ont des dimensions beaucoup plus petites que celles réclamées par les cristaux du calorimètre électromagnétique de CMS. Un programme de recherches et développements a donc été mis en place pour augmenter la taille utile de ces photodiodes et pour améliorer leur efficacité quantique aux courtes longueurs d'onde.

Les photodiodes à avalanche ont été choisies par la collaboration CMS pour équiper le tonneau du calorimètre électromagnétique. C'est la raison pour laquelle je m'étendrai davantage sur leur étude.

Ce choix a été conditionné :

1. par la possibilité de travailler avec une induction magnétique de 4 T, ce qui exclut les photodétecteurs utilisant les techniques du vide (photomultiplicateurs),
2. par la capacité de résister aux radiations de neutrons et de photons/électrons,
3. par la nécessité d'avoir une épaisseur faible derrière le cristal afin d'éviter la détection directe du signal (fuites arrières),
4. par la plus grande efficacité quantique possible dans la gamme de longueur d'onde d'émission du tungstate de plomb,
5. par la nécessité d'avoir un gain (le tungstate de plomb est très peu lumineux) et le plus stable possible (ce qui entraîne des contraintes technologiques non négligeables sur le contrôle de la température et de la tension d'alimentation).

Comme le tungstate de plomb émet très peu de lumière et que les constructeurs ont beaucoup de mal à fournir des photodiodes à avalanche de grandes dimensions (impossibilité d'assurer l'uniformité de la réponse sur toute la surface), des essais ont été menés dès le

départ pour augmenter le nombre de charges collectées lors de la scintillation du PbWO_4 : groupement des photodiodes à avalanche en série (figure I.24) ou en parallèle.

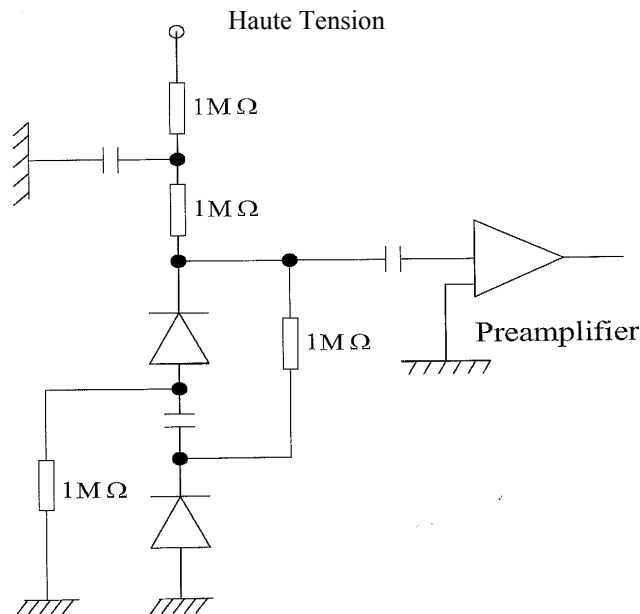


Fig. I.24 - Schéma proposé (montage en série des photodiodes) pour augmenter la quantité de lumière collectée.

L'avantage du montage série est de diminuer la capacité du détecteur (division par 2), ce qui entraîne une diminution du bruit électronique (qui fait intervenir le carré de la capacité d'entrée, voir point suivant). Nous avons montré que le rapport Signal/Bruit du montage série est meilleur que celui du montage parallèle [12].

Néanmoins, le comportement du montage est mal maîtrisé en cas de claquage de l'une des photodiodes à avalanche : quelle est la nouvelle répartition du potentiel ? Comment évolue le gain de l'autre photodiode à avalanche ?

De plus, pour CMS, le schéma électrique correspondant est difficile à mettre en œuvre dans l'espace réduit dont on dispose derrière les cristaux. Il demande l'utilisation de plusieurs condensateurs tenant la haute tension et nécessite davantage d'opérations de soudage et de manutention.

Le montage parallèle est beaucoup plus simple : les anodes des photodiodes à avalanche sont à la masse, la cathode est commune et reliée à la haute tension via une résistance de protection (figure I.25).

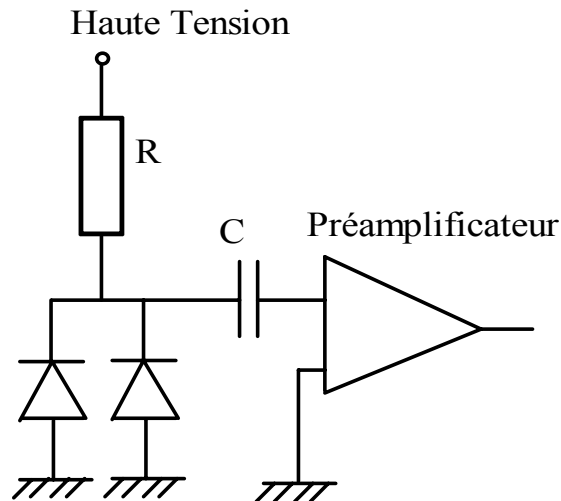


Fig. I.25 – Montage en parallèle des photodiodes.

Au vu de la simplicité de construction, c'est cette solution qui a été retenue pour CMS.

Le gain du montage de deux photodiodes à avalanche montées en parallèle est la moyenne arithmétique du gain individuel de chaque photodiode à avalanche, pour autant que ces gains ne soient pas trop éloignés. Cela entraînera le groupement des photodiodes à avalanche par lots, dans le cadre de la construction des 61200 capsules du détecteur (voir chapitre III.5.).

Détaillons d'abord quelque peu les caractéristiques et propriétés principales de ce photosenseur, à maîtriser le mieux possible si on veut l'utiliser correctement.

I.3.2. Principe et caractéristiques principales.

Au même titre que les photodiodes, les photodiodes à avalanche sont construites autour d'une jonction PN que l'on polarise en inverse (figure I.26). Les électrons primaires sont produits par l'interaction entre un photon (issu, dans le cadre de CMS, de la scintillation du PbWO_4) et une couche photosensible. En général, une couche frontale de protection (SiO_2 ou Si_3N_4) est également prévue, laissant passer les longueurs d'onde voulues.

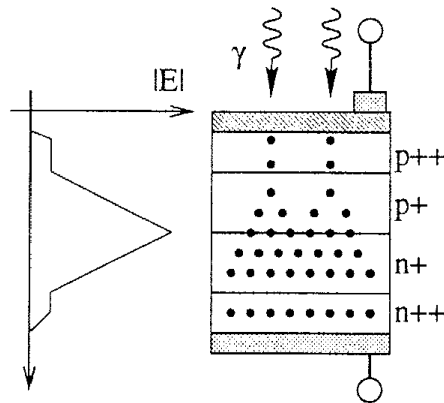


Fig. I.26 - Vue en coupe (exemple) d'une photodiode à avalanche (échelles non respectées).

Ces électrons, étant soumis à un fort gradient de champ électrique ($\sim 10^6$ V/cm), acquièrent suffisamment d'énergie cinétique pour arracher des électrons d'atomes de silicium et initier ainsi un processus d'avalanche. Le gain G (rapport entre le nombre d'électrons récoltés en sortie/électron primaire) dépend de la tension inverse appliquée.

Structure.

Quel que soit le constructeur, on retrouve schématiquement 4 zones (dont l'ordre n'est pas forcément celui donné ci-après) :

- une zone de conversion des photons en électrons,
- une zone de multiplication de ces électrons,
- une zone de dérive,
- une zone de collecte des charges.

La structure exacte de la photodiode varie d'un constructeur à l'autre ; les deux structures principales sont appelées « reach-through » dans laquelle les porteurs de charge migrent avant d'être multipliés, et « reverse reach-through » dans laquelle les porteurs sont rapidement multipliés avant de migrer et d'être collectés au-delà de la zone de dérive.

Courant d'obscurité.

En l'absence d'éclairement existe un courant d'obscurité (courant de fuite, I_{dark}) décomposé en courant de surface I_s (électrons non soumis au processus d'avalanche, courant qui circule sur les bords de la photodiode à avalanche) et en courant de volume I_v (provenant

de la génération thermique des porteurs de charge, électrons soumis au processus d'avalanche).

$$\text{On a : } I_{\text{dark}} = I_s + G \cdot I_v \quad \{I.2\}$$

La formule {I.2} montre qu'en mesurant l'évolution du courant d'obscurité I_{dark} en fonction du gain, la valeur asymptotique (gains élevés) de la courbe $\frac{I_{\text{dark}}}{G}$ en fonction de G permet de déterminer le courant volumique de la photodiode, ce qui permettra d'estimer la contribution de cette photodiode au bruit parallèle (voir ci-après).

Facteur d'excès de bruit.

Si N est le nombre moyen de photoélectrons primaires générés dans la photodiode à avalanche par un processus statistique (par exemple la scintillation dans un cristal, donnant lieu à la création de photoélectrons primaires), la distribution de ce nombre sera : $N \pm \sigma_N = N \pm \sqrt{N}$.

A la sortie de la photodiode à avalanche, pour un gain moyen G de celle-ci, on récupère $G \cdot N \pm G \cdot \sqrt{N}$ électrons primaires.

D'autre part, chaque photoélectron provoque une avalanche et génère G électrons, également de manière statistique, donc en fait $G \pm \sigma_G$ électrons. Si l'expérience est répétée N fois, chaque photoélectron étant indépendant des autres, on récupère, à la sortie de la photodiode à avalanche : $N \cdot G \pm \sqrt{N} \cdot \sigma_G$ électrons.

Il y a ainsi deux contributions indépendantes mises en jeu lors du processus de multiplication. On récupère finalement à la sortie de la photodiode à avalanche :

$N \cdot G \pm (\sqrt{N} \cdot \sigma_G \oplus G \cdot \sqrt{N})$ électrons. Ce qui donne :

$$\frac{\sigma}{N \cdot G} = \frac{\sqrt{N \cdot \sigma_G^2 + N \cdot G^2}}{N \cdot G} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\sqrt{\sigma_G^2 + G^2}}{G} = \sqrt{\frac{F}{N}} \quad \{I.3\}$$

$\frac{\sigma_G^2 + G^2}{G^2}$ est appelé facteur de bruit en excès (Excess Noise Factor, F).

La formule {I.3} peut se mettre sous la forme : $F = \frac{1}{G} \cdot \frac{\sigma^2}{N \cdot G}$, formule qui nous sera utile pour mesurer F.

Notons que pour une photodiode PIN classique, $G = 1$, $\sigma_G = 0$, donc $F = 1$.

Des calculs théoriques [13] ont montré que F pouvait se mettre sous la forme : $F = k \cdot G + \left(2 - \frac{1}{G}\right) \cdot (1 - k)$, où k représente le rapport des taux d'ionisation par des électrons et par des trous. Pour des gains supérieurs à 20 et des faibles valeurs de k (< 0.02), on approche la formule par $F \cong 2 + k \cdot G$. {I.4}

On s'attend dès lors, en utilisant la formule {I.4}, à un facteur d'excès de bruit compris entre 2 et 3 pour un gain G de 50, ce qui sera confirmé par les mesures (voir I.3.3).

Attention, la formule {I.4} n'est valable que pour les photodiodes à avalanche. Le gain élevé d'un photodétecteur n'implique pas un facteur de bruit en excès important (un photomultiplicateur classique a un facteur de bruit en excès un peu plus grand que 1).

Bruit apporté par la photodiode à avalanche connectée à une électronique.

La charge équivalente de bruit (ENC, Equivalent Noise Charge) représente le bruit électronique à l'entrée du préamplificateur et est exprimée en électrons [14]:

$$ENC^2 = \frac{e^2}{8q^2} \left[2q(I_s + I_v F G^2) \tau + 4k_B T (R_s C_D^2 + \frac{0.7}{g_m} C_T^2) \frac{1}{\tau} \right] \quad \text{{I.5}}$$

où

- q est la charge électrique, k_B la constante de Boltzmann, T la température absolue,
- I_s le courant de surface, I_v le courant volumique, F le facteur d'excès de bruit, G le gain, C_D la capacité, R_s la résistance série de la photodiode à avalanche,
- C_T est la capacité résultante de la mise en parallèle de la capacité de la photodiode, de la capacité de la connectique et de la capacité d'entrée du préamplificateur,
- τ est la constante de temps RC du préamplificateur dérivateur-intégrateur RC-CRⁿ placé après la photodiode, g_m est sa transconductance.

A faible gain, le terme capacitif est prépondérant.

Si, au démarrage du LHC, ce terme de bruit capacitif est comparable au terme faisant intervenir le courant de fuite des photodiodes, au fur et à mesure du fonctionnement du LHC, les radiations augmentent le courant de fuite, le terme capacitif devient négligeable et la formule {I.5} peut se simplifier.

Si le gain G est important (50 dans CMS) et que le courant de surface est faible (la structure de la photodiode est étudiée pour), l'ENC, ramené à l'entrée de la photodiode à avalanche, vaut alors :

$$\frac{\text{ENC}}{G} \propto \sqrt{\frac{I_v F \tau}{q}} \quad \{\text{I.6}\}$$

Il est donc important, lors du démarrage, de disposer de photodiodes ayant un courant de fuite le plus faible possible (surtout la composante volumique, étant donné que celle-ci est amplifiée par le gain).

I.3.3. Mesures réalisées en laboratoire.

Au fur et à mesure que les constructeurs (Hamamatsu Photonics au Japon et EG&G (Edgerton, Germeshausen and Grier) au Canada) proposaient de nouvelles versions de leurs photodiodes à avalanche, nous les testions au laboratoire. Cela a permis d'encadrer de nombreux stagiaires [15] à [23] et de travailler en collaboration avec plusieurs spécialistes du domaine [12], [24].

Du point de vue efficacité quantique (figure I.27), la photodiode à avalanche répond assez bien aux longueurs d'onde du visible : elle est de l'ordre de 80 % pour les longueurs d'onde comprises entre 400 et 800 nm. Notons que les premières photodiodes à avalanche présentaient un plateau centré sur 1100 nm. Il a fallu revoir l'épaisseur de la fenêtre d'entrée et réaliser des traitements de surface.

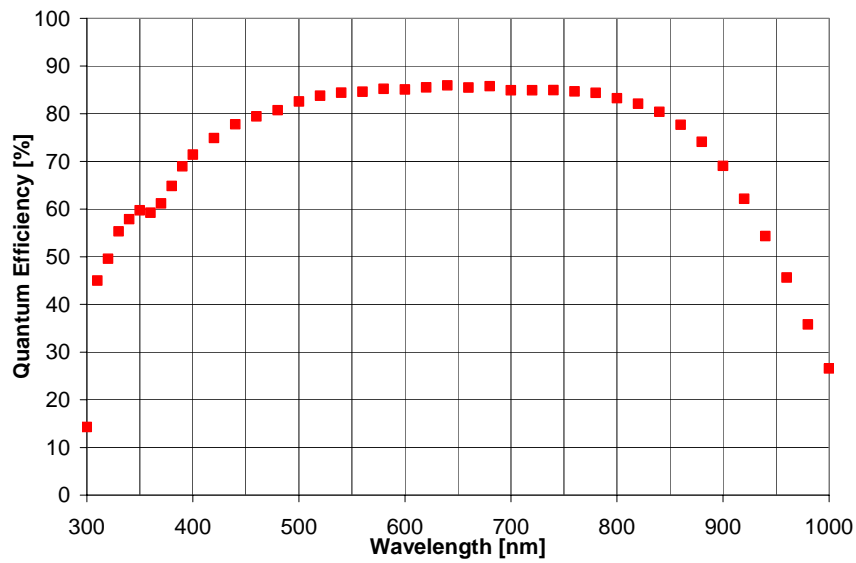


Fig. I.27 - Efficacité quantique des photodiodes à avalanche Hamamatsu. Cette mesure a été réalisée par nos collègues réceptionnant les photodiodes à avalanche [25].

La capacité.

J'ai mesuré l'évolution de ce paramètre (figure I.28) à l'aide d'un capacimètre de précision Quadtech 7600 spécialement modifié pour supporter une tension allant jusqu'à 500 V (polarisation ultime des photodiodes à avalanche).

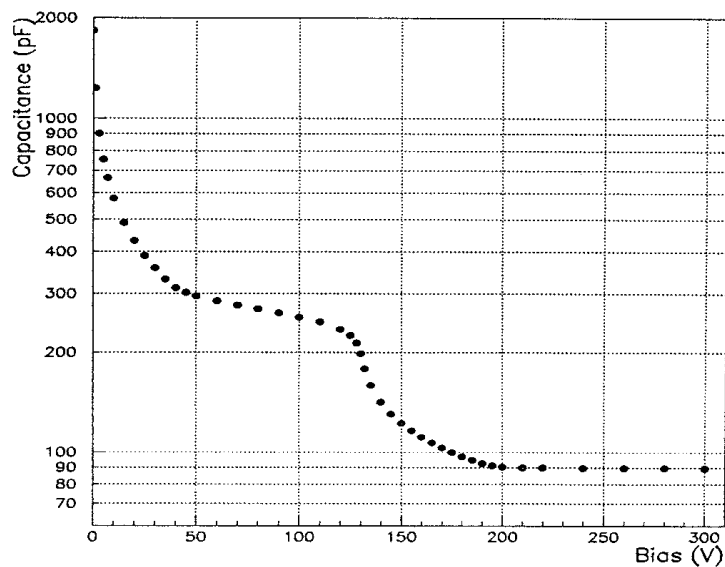


Fig. I.28 - Evolution de la capacité d'une photodiode à avalanche Hamamatsu en fonction de la tension de polarisation.

De 0 à 30 V environ, la déplétion qui s'amorce dans la jonction PN fait chuter rapidement la valeur de la capacité. Ensuite la largeur de jonction augmente au fur et à mesure que la tension augmente, ce qui fait diminuer la capacité, jusqu'à atteindre un niveau constant d'environ 90 pF lorsque la jonction est complètement déplétée. La forme de la décroissance illustre la structure complexe de la photodiode.

Le gain.

Le principe de mesure du gain est le suivant : pour chaque tension d'alimentation, nous mesurons d'une part le courant d'obscurité I_{dark} et d'autre part le courant obtenu lorsque nous illuminons la photodiode à avalanche par une lumière continue I_{illum} fournie par une diode électroluminescente d'une longueur d'onde donnée (nous avons utilisé du bleu principalement étant donné que le tungstate de plomb émet dans cette gamme de longueurs d'onde, mais aussi du vert et du rouge). Une fibre optique achemine la lumière sur la photodiode.

Prenant comme référence pour le gain unitaire les courants mesurés à 50 V, quand le phénomène d'avalanche ne s'est pas encore développé, nous obtenons le gain par la formule {I.7}:

$$\text{Gain} = \frac{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}}) \text{ tension appliquée}}{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}})_{50 \text{ V}}} \quad \{\text{I.7}\}$$

La quantité de lumière injectée ne doit pas être trop importante pour éviter un phénomène de saturation dû à la trop grande densité de charges créées dans la région de l'avalanche. Ce flux trop important de photons a également pour effet d'échauffer la photodiode à avalanche, ce qu'il faut éviter car le gain diminue (le libre parcours moyen des électrons étant plus petit lorsque la température augmente). Pour y remédier, un dispositif de refroidissement approprié doit être prévu.

Un suivi de la quantité de lumière injectée est assuré par une diode PIN classique.

A titre d'illustration, la figure I.29 présente le gain de 9 photodiodes à avalanche Hamamatsu.

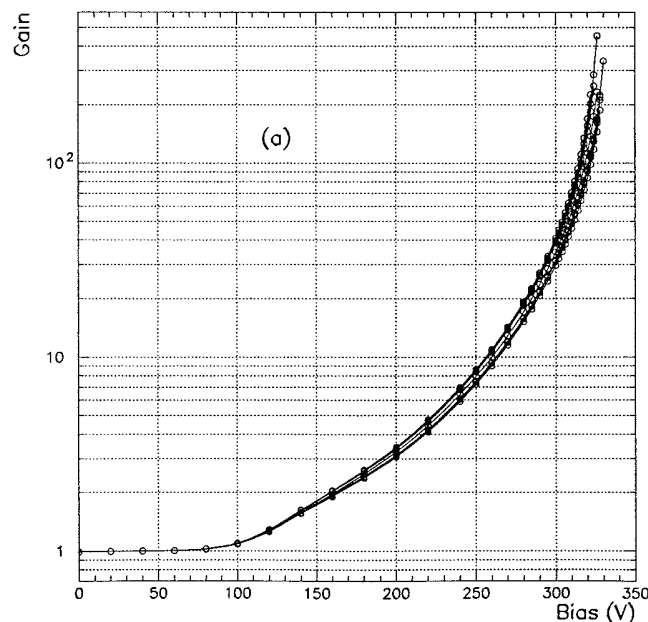


Fig. I.29 - Evolution du gain de 9 photodiodes à avalanche en fonction de la tension d'alimentation, à température ambiante, non stabilisée.

La collaboration ECAL de CMS a fixé à 50 la valeur du gain à utiliser pour les photodiodes à avalanche. Cette valeur résulte d'un compromis entre la nécessité de disposer d'un gain suffisant pour avoir un rapport signal/bruit correct et la nécessité de pouvoir utiliser les photodiodes durant toute la vie du LHC.

De plus, on constate par des mesures que le rapport signal/bruit évolue faiblement au-delà du gain 50.

Les photodiodes, lorsqu'elles sont irradiées, voient leur courant d'obscurité I_{dark} augmenter. Pour une tension fixée, le gain diminue donc au cours du temps. Pour conserver le gain initial, elles devront être polarisées davantage. Elles risquent alors d'atteindre leur tension de claquage.

Il est impératif de prévoir une marge de sécurité suffisante en tension d'alimentation pour toute la durée d'exploitation du détecteur.

Sensibilités.

Une difficulté supplémentaire est à considérer : la sensibilité de la photodiode aux paramètres température et tension d'alimentation.

Nous avons mesuré la sensibilité du gain à la tension d'alimentation (figure I.30):

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dV} \cong \frac{2}{G_1 + G_2} \cdot \frac{G_2 - G_1}{V_2 - V_1} .$$

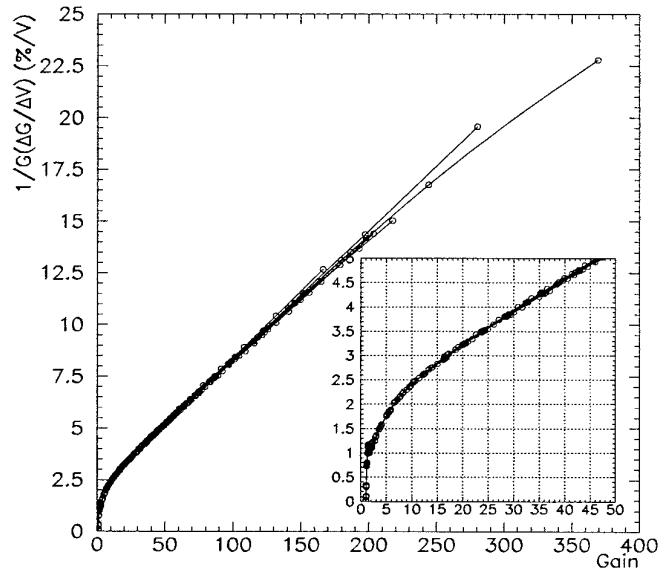


Fig. I.30 - Variation relative du gain en fonction d'une variation unitaire de tension, pour un gain donné.

A partir d'une valeur de gain supérieure à 10, la sensibilité évolue linéairement. Pour une valeur de gain fixée à 50, si la tension de polarisation augmente de 1 V, le gain augmente de plus de 5 %. Il a été demandé aux constructeurs de réduire cette sensibilité.

La valeur de cette sensibilité pour les photodiodes de production a été ramenée à 3.5 %/V. Notons que cette sensibilité n'a rien d'anormal, elle est comparable à celle des photomultiplicateurs. Les alimentations actuelles sont suffisamment bien régulées pour maîtriser ce paramètre.

Un autre paramètre important à contrôler est la température. Dans l'expérience CMS, il le sera d'ailleurs non seulement pour les photodiodes à avalanche mais également pour les cristaux de PbWO_4 (le taux de lumière des cristaux en dépend fortement).

Nos mesures (figure I.31) ont montré une diminution du gain des photodiodes à avalanche voisine de 3 % pour un gain proche de 50, lorsque la température augmente de

1° C. Nous approchons cette mesure par : $\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dT} \cong \frac{2}{G_1 + G_2} \cdot \frac{G_2 - G_1}{T_2 - T_1}$.

La valeur de cette sensibilité pour les photodiodes de production est égale à -2.0 %/°C.

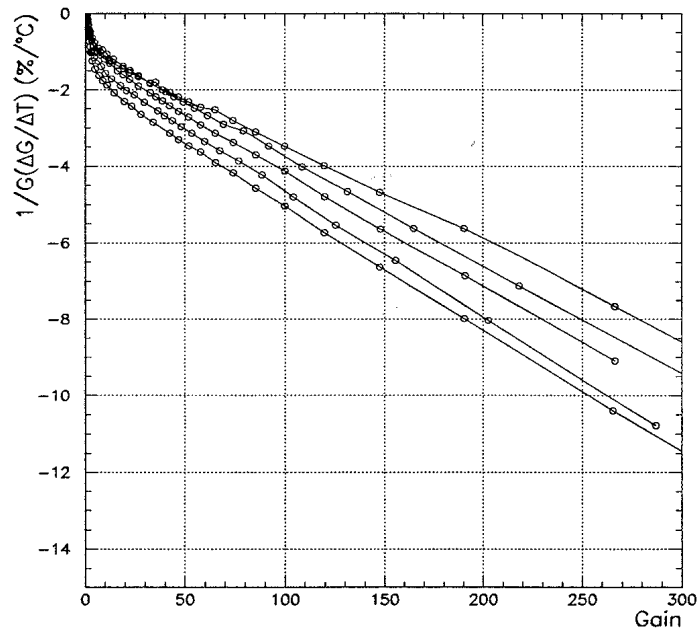


Fig. I.31 - Variation relative du gain en fonction d'une variation unitaire de température, pour un gain donné.

Gain impulsionnel.

Dans CMS, les photodiodes à avalanche seront sollicitées par des impulsions lumineuses, donc il est important de vérifier que le gain impulsionnel a la même valeur que le gain en continu, plus commode à mesurer.

La diode électroluminescente bleue est soumise à un train d'impulsions de largeur variable, par pas de 10 ns. La figure I.32 donne une idée du dispositif expérimental utilisé.

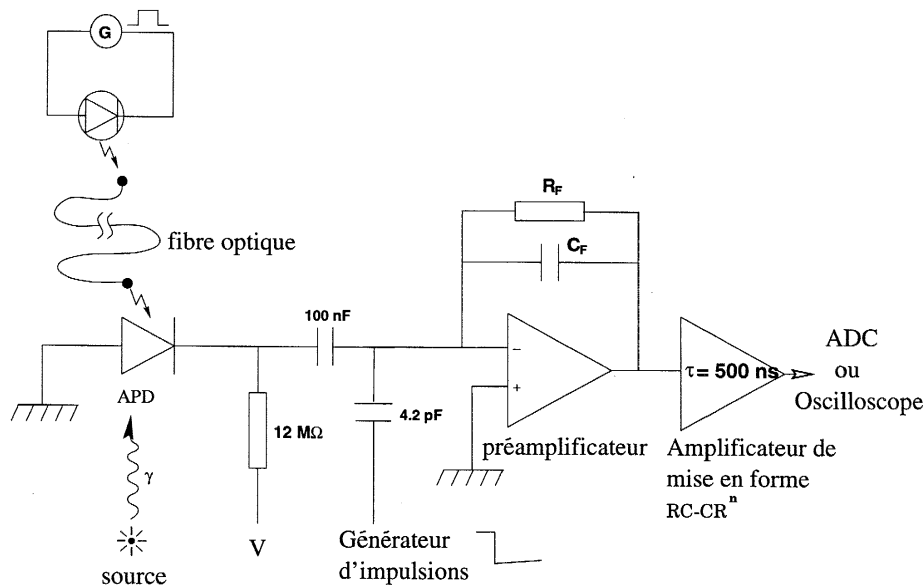


Fig. I.32 - Dispositif de mesure des photodiodes à avalanche en lumière pulsée.

Une fois la chaîne complète calibrée, grâce à un générateur d'impulsions ainsi qu'à des sources radioactives, le photocourant est mesuré à l'aide d'un oscilloscope numérique. La hauteur d'impulsion est mesurée. Le gain unitaire est toujours défini pour une tension d'alimentation pour laquelle le phénomène d'avalanche ne se manifeste pas encore. La figure I.33 montre le bon accord entre le gain impulsif et le gain en continu, la différence entre les deux mesures restant inférieure à 2 % (figure I.34).

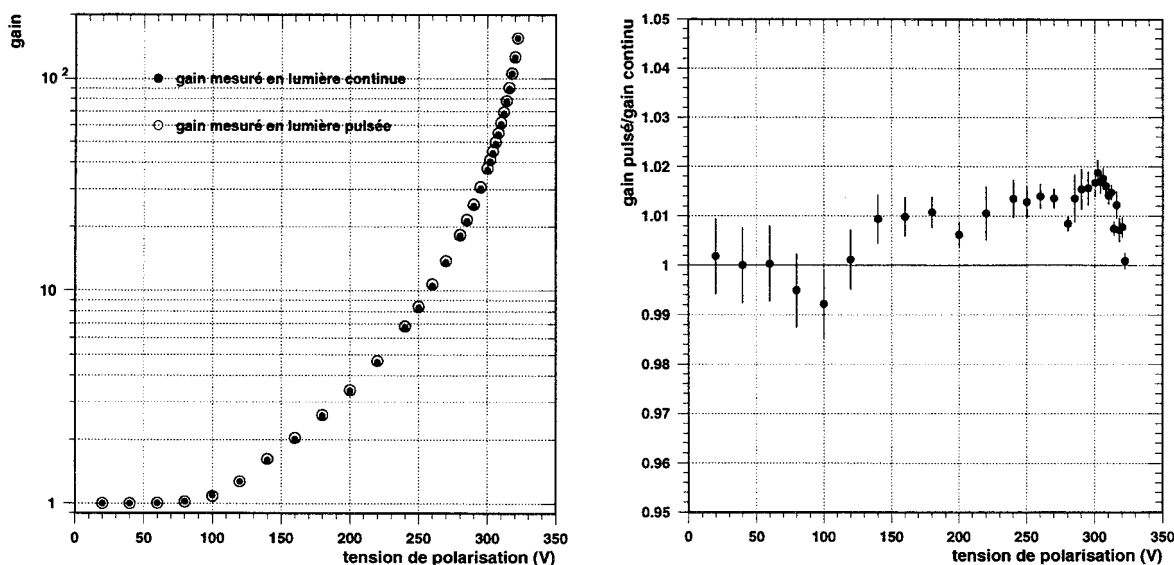


Fig. I.33 et I.34 - Comparaison des méthodes de mesure du gain (lumière en continu ou lumière pulsée) pour une photodiode à avalanche Hamamatsu.

Le facteur d'excès de bruit F.

Cette mesure est une des plus difficiles à réaliser. Nous la réalisons pour un gain 50 (le facteur F dépend du gain). La mesure consiste à chiffrer la fluctuation d'amplitude du signal converti par la photodiode à avalanche et provenant d'une diode électroluminescente.

Cette fluctuation trouve sa source dans le bruit de la chaîne électronique (bruit que l'on détermine grâce à un générateur d'impulsions), dans l'instabilité de la diode électroluminescente (instabilité que l'on mesure à l'aide d'une diode PIN classique, dont le facteur d'excès de bruit vaut 1) et dans le facteur d'excès de bruit de la photodiode à avalanche, ces contributions s'ajoutant de manière quadratique.

Si L est le nombre d'électrons du pic lumière donné par la photodiode à avalanche, N le nombre de photoélectrons primaires, σ_p la contribution à la fluctuation totale due au seul bruit électronique (mesurée avec un générateur d'impulsion), σ_{DEL} la contribution à la fluctuation totale due à la diode électroluminescente, on a :

$$F = N \cdot \frac{\sigma_L^2 - \sigma_p^2 - \sigma_{DEL}^2}{L^2} \quad \{I.8\}$$

ou

$$F = \frac{1}{G} \cdot \frac{\sigma_L^2 - \sigma_p^2 - \sigma_{DEL}^2}{L} \text{ si on considère le gain } G.$$

La valeur moyenne mesurée pour F varie de 1.95 à 2.25, pour un lot de 6 photodiodes à avalanche de type Hamamatsu.

Le bruit.

Cette mesure est réalisée avec le générateur d'impulsions électroniques. On injecte une charge calibrée à l'entrée du préamplificateur en présence de la photodiode à avalanche, soumise à une tension d'alimentation prédéfinie. La largeur du pic donne la valeur de l'Equivalent Noise Charge (ENC).

La figure I.35 montre l'évolution du bruit mesuré en entrée de la photodiode (avant amplification) en fonction du gain.

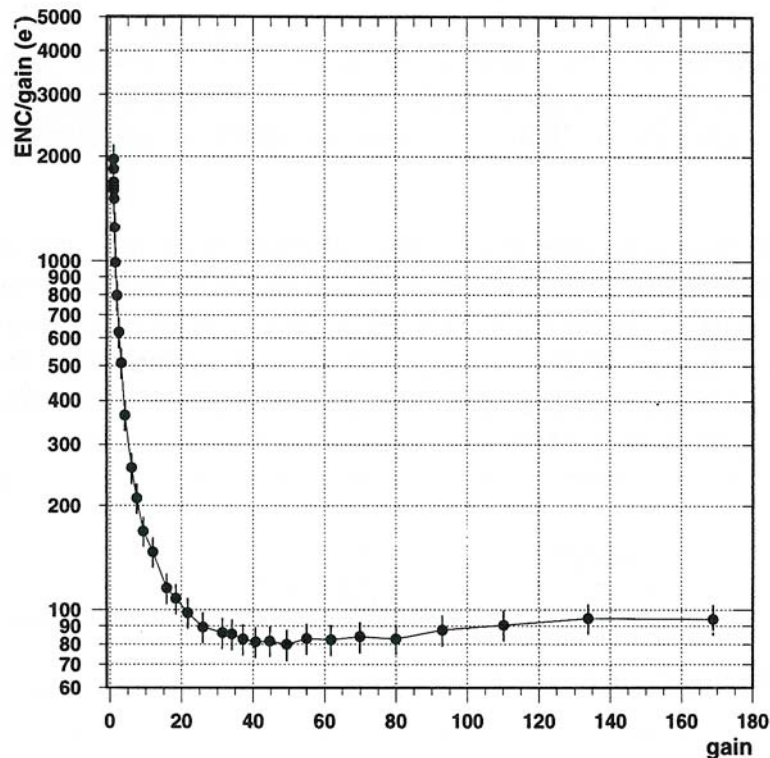


Fig. I.35 – Evolution du rapport bruit électronique/gain en fonction du gain pour une photodiode Hamamatsu (1997).

Pour les faibles valeurs de gain, le terme capacitif est prépondérant, comme annoncé précédemment. Lorsque le gain augmente, la courbe se stabilise autour de 80 électrons pour remonter ensuite légèrement (la dégradation du facteur F expliquant cette remontée).

L'irradiation.

Dans CMS, suivant leur position par rapport au point de collision, les photodétecteurs devront faire face à des fluences de l'ordre de $2 \cdot 10^{13}$ neutrons/cm² et des doses cumulées de plusieurs centaines de grays sur dix ans (luminosité intégrée de $5 \cdot 10^5$ pb⁻¹). En conséquence, le comportement des photodiodes à avalanche sous irradiation a été étudié avec le plus grand soin.

Les neutrons vont créer des défauts en profondeur, ce qui va entraîner une sérieuse augmentation du courant volumique de fuite (proportionnellement à la dose reçue) [26], donc du bruit électronique [27] et par-là même une dégradation de la résolution en énergie (voir chapitre III). Néanmoins les paramètres électriques de la photodiode à avalanche (tension de

claquage, tension nominale donnant un gain 50, capacité) ne changent pas fondamentalement [28].

L'irradiation par photons/électrons ne cause pas tellement d'augmentation du courant d'obscurité mais certaines des photodiodes à avalanche irradiées montrent une augmentation importante du bruit et/ou une décroissance significative de la tension de claquage. Cela s'explique par un effet de surface : l'ionisation crée des points faibles dans le diélectrique proche de la zone à haut champ électrique. Cela se marque principalement avec le SiO₂ dans lequel l'oxygène a la fâcheuse tendance à migrer, laissant des points faibles. C'est la raison pour laquelle le constructeur a tout fait pour minimiser l'épaisseur de cette zone, sans toutefois pouvoir l'éliminer totalement.

Cette action, principalement en surface, peut entraîner une diminution de l'efficacité quantique [29]. Néanmoins, il a été montré que cette efficacité quantique récupère au cours du temps et s'accélère par chauffage [30].

Nous avons eu l'occasion de tester l'évolution du bruit produit par une photodiode à avalanche ayant reçu une dose équivalente à 10 ans de fonctionnement du LHC. Le courant volumique a été multiplié par 100.

Un suivi permanent des constantes de calibration s'impose donc, sous peine de voir la résolution en énergie du détecteur se détériorer rapidement.

Comparaison entre producteurs.

Nous avons comparé les photodiodes à avalanche de Hamamatsu et de EG&G, le tableau I.1 présente quelques points que nous avons notés (ces valeurs sont celles de 1998, les constructeurs ont apporté des améliorations par la suite, voir plus loin):

	HAMAMATSU	EG&G
Marge de sécurité par rapport à la tension de claquage.	Faible (15 V environ).	Importante (une centaine de V).
Dispersion des tensions d'alimentation pour un gain donné (50).	245 ± 5 V. Reste stable après irradiation.	485 ± 25 V Chute d'environ 60 V lorsqu'elles sont irradiées.
Stabilité en tension du gain 50, $\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dV}$.	Voisin de 5 %.	Moins de 1 %
Courant d'obscurité.	4 nA avant irradiation ; 3300 nA après irradiation, dont 50 nA de courant de surface et 65 nA de courant de volume (gain 50).	340 nA avant irradiation ; 3000 nA après irradiation dont 900 nA de courant de surface et 42 nA de courant de volume (gain 50).
Stabilité du photocourant au cours du temps.	7 ± 0.5 nA	7 ± 2 nA
Capacité.	170 – 200 pF	35 pF
Facteur d'excès de bruit F.	2	2 à 2.5

Tab. I.1 - Mesures comparatives des photodiodes à avalanche Hamamatsu et EG&G en 1998.

I.3.4. Les photodiodes à avalanche dans la collaboration CMS.

Dans CMS (voir le chapitre III), outre l'impératif de minimiser le bruit généré par les photodiodes, il faut minimiser l'effet du dépôt direct d'énergie (cela dégrade la résolution) des particules incidentes dans l'épaisseur de silicium traversé, d'où l'intérêt d'avoir des photodiodes les plus minces possible.

Mais une épaisseur faible entraîne une augmentation de la capacité, ce qui nuit à la valeur du bruit électronique généré par la photodiode à avalanche.

L'ingéniosité des constructeurs a consisté à trouver un compromis entre ces deux impératifs : minimiser le bruit et réduire au maximum la détection directe de particules dans le silicium.

Le programme de Recherches & Développement destiné à définir un produit répondant au cahier des charges donné par la collaboration CMS a été très ardu. Les deux

constructeurs qui ont accepté de modifier leurs processus de fabrication pour répondre au cahier des charges de CMS sont donc Hamamatsu au Japon et EG&G au Canada.

Signalons que diverses astuces technologiques ont été mises en œuvre pour limiter les effets de bord et augmenter la résistance aux irradiations des composants (anneau de garde, gorges creusées autour des zones actives,...). C'est un bel exemple de synergie réussie entre recherche privée et recherche publique.

Les photodiodes EG&G pouvaient, moyennant quelques améliorations, convenir à l'expérience CMS. La collaboration a penché pour le constructeur Hamamatsu, pas tellement pour des critères purement technologiques mais surtout pour des critères industriels (taille de l'entreprise, stabilité de la production, coût).

La figure I.36 montre la structure finale des photodiodes à avalanche retenues (Hamamatsu S8148). La photodiode est réalisée par dépôts successifs sur un substrat « épais ».

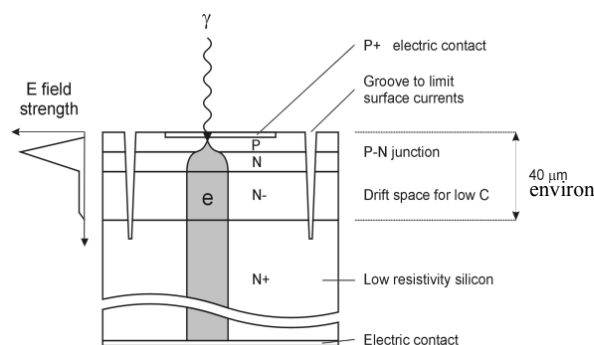


Fig. I.36 - Vue en coupe des photodiodes à avalanche Hamamatsu de production. L'épaisseur totale est d'environ 300 µm. La fenêtre d'entrée est en nitrure de silicium (Si_3N_4).

La production de plus de 130000 photodiodes à avalanche par Hamamatsu a démarré début 2001 et s'est terminée mi-2004. Ces photodiodes répondent à un cahier des charges précis défini par des collaborateurs de University of Minnesota, de Northeastern University et du Paul Scherrer Institute (PSI).

Les principales contraintes du cahier des charges sont résumées dans le tableau I.2 :

Taille de la zone sensible de la photodiode	5x5 mm ²
Collection de charges en 20 ns	99 ± 1 %
Tension nominale (donnant un gain 50)	300 – 450 V
Différence entre tension de claquage et tension nominale	> 35 V
Capacité à tension nominale (gain 50)	65-85 pF
Résistance série	< 5 Ω
Efficacité quantique à 430 nm	75 ± 5 %
Détection directe (effet nucléaire)	< 7 μm
Facteur de bruit en excès à gain 50	2 ± 0.3
Courant de fuite à gain 50	< 50 nA
Sensibilité du gain à la température autour du gain 50	-2 ± 0.5 (% par °C)
Sensibilité du gain à la tension de polarisation autour du gain 50	< 3.5 (% par V)

Tab. I.2 - Principales caractéristiques du cahier des charges des photodiodes de production Hamamatsu.

A cela s'ajoute une série de critères à respecter après irradiation, sous la forme de variation maximale de paramètre (gain, efficacité quantique, courant d'obscurité).

On note la plage importante de tensions d'alimentations permises pour obtenir le gain 50. Cela aura des conséquences sur l'organisation de la production des capsules et la construction du détecteur (voir chapitre III).

Le seul critère que ne peut pas garantir Hamamatsu est la résistance aux radiations, vu l'absence de moyens de mesure. C'est pourquoi une démarche qualité à ce sujet a été entreprise et a fait l'objet de négociations avec la firme.

Une fois reçues à PSI, la quasi-totalité des photodiodes à avalanche est soumise à une irradiation au ⁶⁰Co (il a été montré [31] que cette irradiation ne change pas les paramètres électriques des photodiodes à avalanche saines), ensuite les paramètres électriques sont mesurés et comparés aux valeurs initiales fournies par Hamamatsu. Les photodiodes à avalanche non irradiées sont soumises à des tests électriques plus poussés, pour contrôler les valeurs fournies par Hamamatsu (efficacité quantique, capacité, résistance série). Quelques-unes sont également soumises à des flux neutroniques intenses à Minnesota.

Ensuite, les photodiodes à avalanche sont chauffées durant 4 semaines à 80 °C pour leur faire récupérer leurs paramètres électriques initiaux (à quelques % près) et les faire vieillir artificiellement. Les paramètres électriques essentiels sont remesurés (courant d'obscurité, tension de claquage, pente de la courbe $I_{\text{dark}}/\text{gain}$ en fonction du gain) et comparés à leurs valeurs avant chauffage. Cette comparaison entraîne le rejet de certaines d'entre elles (par exemple celles dont la tension de claquage a diminué de plus de 5 V).

Le taux de rejet final des photodiodes à avalanche est proche de 6 %, essentiellement pour des questions de bruit trop important (3.5 %), de tension de claquage trop proche de la tension nominale à gain 50, de courant d'obscurité trop important, de mauvaise courbe $I_{\text{dark}}/\text{gain} = f(\text{gain})$ et pour une mauvaise position sur le disque de silicium (emplacements systématiquement mauvais dans le lot).

Annexe : mesures fines.

Dans le cadre du programme PICS 577, nous avons accueilli en 2001 une équipe russe (N. Klassen et al., Institut de Physique du Solide de Chergonolovka) et réalisé des mesures sur les pertes de lumière de scintillation dans les cristaux de PbWO_4 [32], [33] et aux interfaces avec le silicium des photodiodes à avalanche (colle, époxy).

Pour ma part, j'ai été particulièrement intéressé par un relevé extrêmement précis de la réponse d'une photodiode à avalanche soumise à un flux lumineux ponctuel se déplaçant le long d'un axe.

Les figures I.37 et I.38 présentent le dispositif expérimental utilisé : un faisceau lumineux est concentré sur une zone particulière de la photodiode. Un réglage X-Y micrométrique permet de déplacer la photodiode par rapport au faisceau.

La figure I.39 montre une photographie de la photodiode à avalanche étudiée.

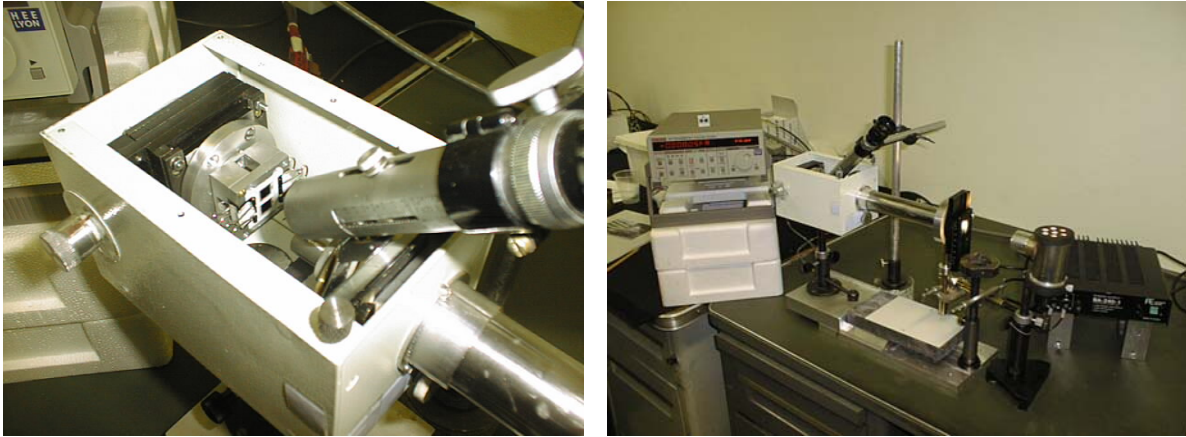


Fig. I.37 et I.38 - Dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'évolution de la réponse de la photodiode à avalanche en fonction de la zone illuminée.

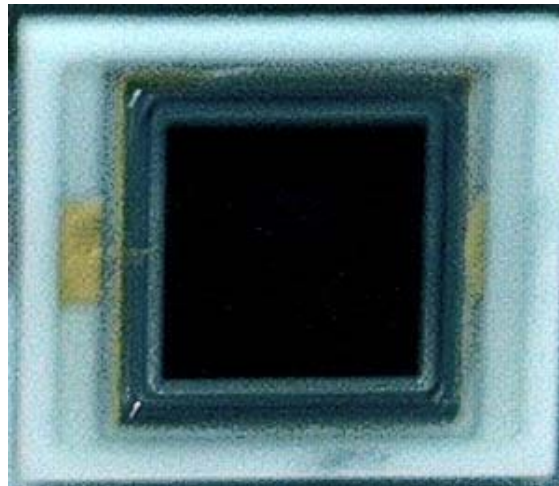


Fig. I.39 - Vue de face de la photodiode à avalanche, on note la présence d'un anneau de garde.

Les figures I.40 et I.41 présentent le profil relevé lorsqu'on ne polarise pas la photodiode (figure I.40) et lorsqu'on la soumet à sa polarisation nominale (gain 50, figure I.41). L'idée était de pouvoir expliquer la différence systématique de 1.3 V environ observée entre Hamamatsu et notre banc de test des capsules, association de deux photodiodes à avalanche en parallèle (voir chapitre III.5), pour obtenir un gain 50. L'explication vient de la différence du mode d'éclairage du photosenseur, ponctuel chez Hamamatsu, global chez nous. On note en effet la présence de zones silicium après l'anneau de garde ; ces zones contribuent à un accroissement du nombre de charges collectées lorsque la photodiode à avalanche est illuminée. Nous devons polariser moins fort nos capsules pour obtenir le même courant d'illumination.

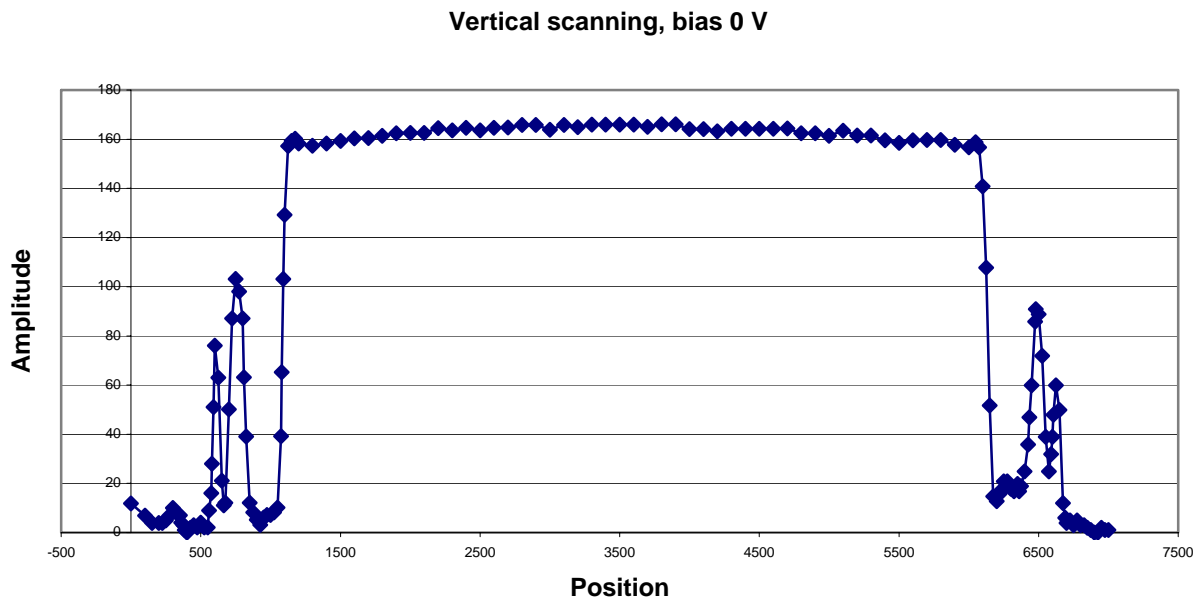


Fig. I.40 - Profil de réponse (en unités arbitraires) d'une photodiode à avalanche non polarisée en fonction de la position (graduations en μm) du faisceau lumineux.

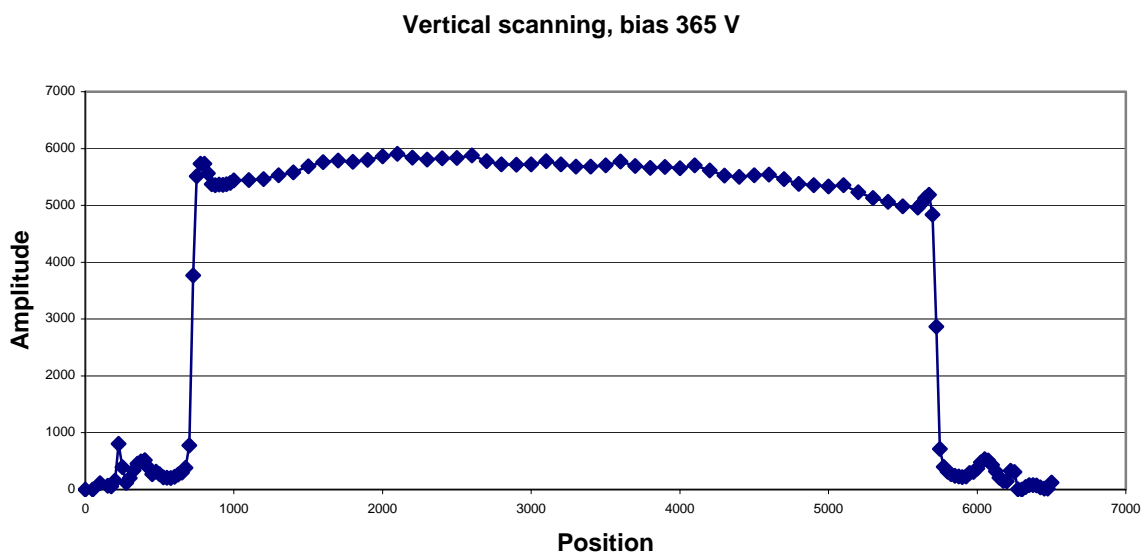


Fig. I.41 - Profil de réponse (en unités arbitraires) d'une photodiode à avalanche polarisée à sa tension nominale (gain 50) en fonction de la position (graduations en μm) du faisceau lumineux.

Ces mesures ont été confirmées par la suite [34].

Pour conclure sur cet important paragraphe, il est clair que les photodiodes à avalanche sont d'une utilisation très délicate dans un détecteur de physique des hautes énergies. Il faut être particulièrement attentif au suivi des paramètres de température et de tension

d'alimentation. Des vérifications régulières de la valeur du gain de ces photodétecteurs (ou de la chaîne globale dans laquelle ils sont insérés) tout au long de la vie de l'expérience doivent être programmées pour adapter le cas échéant le niveau de polarisation, sachant que nous disposons d'une marge de sécurité raisonnable avant d'atteindre la tension de claquage.

Alors que dans le début des années 1990, les photodiodes à avalanche étaient des photosenseurs complètement « exotiques », les développements initiés par la collaboration CMS pour répondre à ses besoins spécifiques en ont fait des objets de photodétection courants à l'heure actuelle, dans le domaine des hautes énergies et dans d'autres domaines (voir par exemple le chapitre IV).

I.4. Etude de chambres à dérive.

Dans cette partie, je vais détailler l'ensemble des mesures qui ont permis de disposer à l'Institut de ce détecteur de traces performant. Outre ses applications pour les chercheurs, ce matériel constitue un beau projet d'expérimentation pour les étudiants.

I.4.1. Principe.

Le rôle d'une chambre à dérive est de détecter le passage d'une particule chargée et de déterminer avec précision le lieu de son passage.

Une chambre à dérive conventionnelle doit pouvoir donner cette position à $\sim 300 \mu\text{m}$ près. Cette valeur découle d'une étude sur les paramètres physiques qui influencent la diffusion des électrons dans un gaz [35], l'écart type sur la position x de la particule dans une chambre classique placée à température ambiante T est donné par $\sigma_x = \sqrt{\frac{2 k T x}{e E}}$ {I.9}

k est la constante de Boltzmann, e la charge de l'électron et E le champ électrique moyen régnant dans la chambre. Cette formule {I.9} signifie simplement que cette valeur sera d'autant meilleure (faible) que l'électron aura acquis beaucoup d'énergie (par l'action du champ électrique) par rapport à l'agitation thermique.

L'idée de la chambre à dérive vient en droite ligne de celle de la chambre proportionnelle à multifils ; le principe physique entrant en jeu est identique mais son exploitation en est différente.

En l'absence de champ électrique ou magnétique, les charges électriques produites par l'ionisation du milieu traversé par une particule énergétique perdent rapidement leur énergie dans des collisions multiples avec les atomes et molécules du matériau traversé (molécules de gaz pour les chambres à dérive).

En présence d'un champ électrique, créé par exemple (figure I.42) entre deux rangées parallèles de fils cathodiques (dont les potentiels croissent négativement au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de la cellule) et un fil sensible anodique, les ions positifs migrent vers les fils cathodiques alors que les électrons migrent vers le fil anodique.

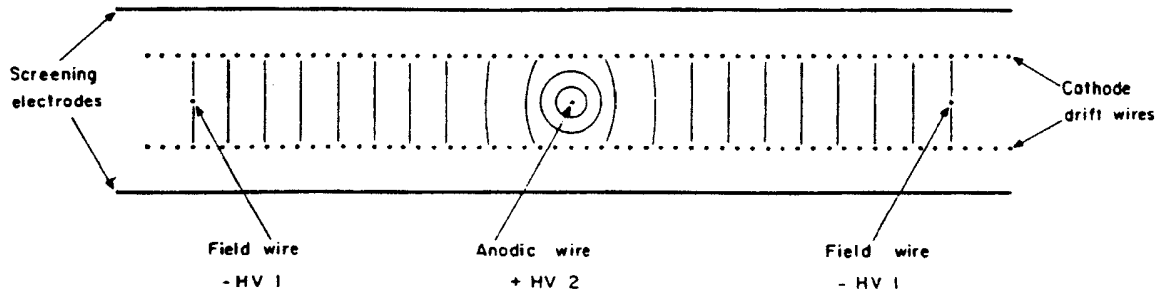


Fig. I.42 - Géométrie d'une chambre à dérive (simple cellule).

Le principe de la localisation de la particule est assez simple si nous nous arrangeons pour que la vitesse de dérive soit constante à travers toute la chambre. Cette contrainte est respectée à condition de choisir judicieusement le mélange de gaz, la pression et la température ainsi que la valeur du champ électrique. Il faut bien sûr s'assurer de la stabilité de ces paramètres dans le temps.

Supposons travailler le long d'un axe horizontal perpendiculaire au fil anodique sensible. Un dispositif détecte au temps t_0 le passage de la particule ionisante, la détection prenant un temps supposé négligeable. Cette particule provoque des ionisations dans la chambre et les électrons qui en sont issus migrent vers le fil anodique sensible et sont recueillis au temps t_1 (une impulsion de charge est délivrée par le fil). Si la vitesse de dérive v est constante dans la chambre, la position x de passage de la particule est simplement donnée par $x = v \cdot (t_1 - t_0)$.

I.4.2. Etude et construction de chambres à dérive.

Au moment de mon arrivée à l'Institut de Physique Nucléaire, le groupe des Hautes Energies commençait la fabrication d'une chambre à dérive. J'ai participé à sa définition en utilisant un programme de simulation pour optimiser ses paramètres de construction.

Un programme informatique appelé Garfield [36] calcule et dessine la dérive des électrons et des ions, les lignes de champ électrique et les équipotentielles au niveau de la

chambre, prévoit le courant recueilli au niveau des fils sensibles et ce, pour différents mélanges de gaz.

Choix du mélange de gaz.

La lecture de la littérature sur le sujet [37] incite à sélectionner directement un mélange de gaz standard pour ce type de chambre : un mélange argon – isobutane.

L'argon donne un gain important au système (10^3 à 10^4). Pour éviter d'entrer en régime de décharge permanente, on ajoute au gaz noble des molécules polyatomiques telles les molécules d'isobutane ($\text{isoC}_4\text{H}_{10}$) qui présentent d'excellentes propriétés de stabilité à gain élevé [38]. On arrive de la sorte à des gains de l'ordre de 10^6 .

La présence d'un vaste plateau dans la distribution des vitesses de dérive en fonction du champ électrique (figure I.43) assure une stabilité de vitesse de dérive tout au long de la chambre que nous voulons construire.

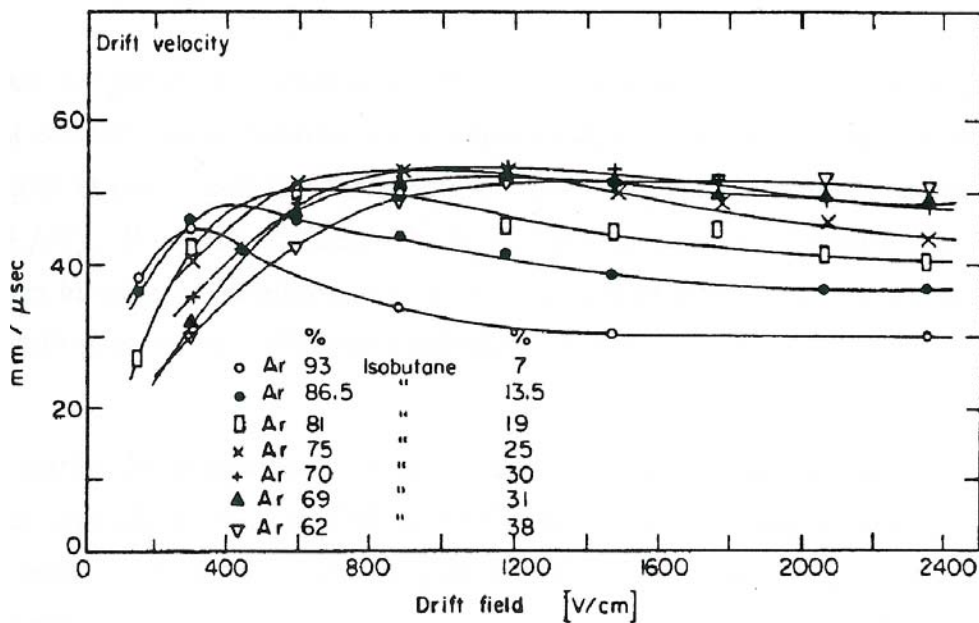


Fig. I.43 - Vitesse de dérive des électrons dans un mélange argon - isobutane, dans des conditions normales de température et de pression [37].

Cette figure donne également une idée de la valeur de la vitesse de dérive à laquelle nous devons nous attendre : environ $50 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

Nous optons pour un tel mélange de gaz pour la chambre à dérive à étudier et la proportion choisie est de 2/3 d'argon pour 1/3 d'isobutane.

Géométrie et choix des tensions à appliquer.

Les dimensions de la cellule active sont : 96 mm (largeur) x 10 mm (hauteur) x 20 cm (profondeur). La dérive se produit donc sur une distance de 4.8 cm.

Deux nappes de fils cathodiques de 100 μm de diamètre et séparés de 2 mm assurent la décroissance régulière du potentiel de -4100 V sur les plaques latérales jusque 0 V au centre. Le fil anodique sensible est au centre de la cellule, donc situé à 48 mm des plaques cathodiques latérales et à 5 mm du plan des nappes de fils cathodiques.

Les conditions de tensions sont telles (-4100 V de tension maximale cathodique et +1750 V de tension anodique) que le champ moyen qui règne dans la chambre à dérive est voisin de 800 V/cm. Ce choix de tensions résulte d'une étude [39] qui a montré que ces valeurs entraînent une meilleure uniformité du champ électrique dans la chambre à dérive tout en évitant les disruptions en cas de champ trop élevé.

Plusieurs diamètres de fils ont été simulés, plusieurs espacements entre les rangées de fils cathodiques également. Cette étude a permis de montrer l'inefficacité de la chambre lorsqu'on utilisait un fil en bout de chambre mais que les résultats s'amélioraient considérablement lorsqu'on utilisait une plaque (ce qui a été confirmé par des mesures, voir ci-après).

Le programme Garfield donne par exemple l'évolution des lignes de champ électrique, c'est-à-dire des lignes de force qui guident les électrons vers le fil anodique (figure I.44). Il prévoit également la vitesse de dérive [40].

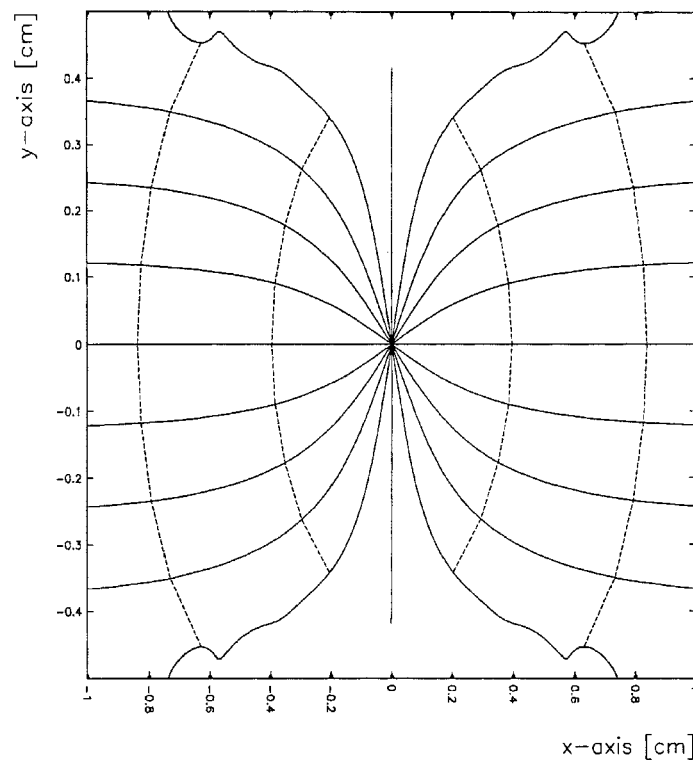


Fig. I.44 - Lignes de champ existant au voisinage du fil sensible anodique.

Les différents paramètres géométriques et électriques ayant été définis, une première chambre à dérive a été construite.

I.4.3. Etalonnage.

Description du matériel.

La figure I.45 présente le dispositif expérimental utilisé. La chambre à dérive est étalonnée au moyen du flux de particules cosmiques.

La description qui suit est assez détaillée, elle sert de base à une expérimentation destinée aux étudiants.

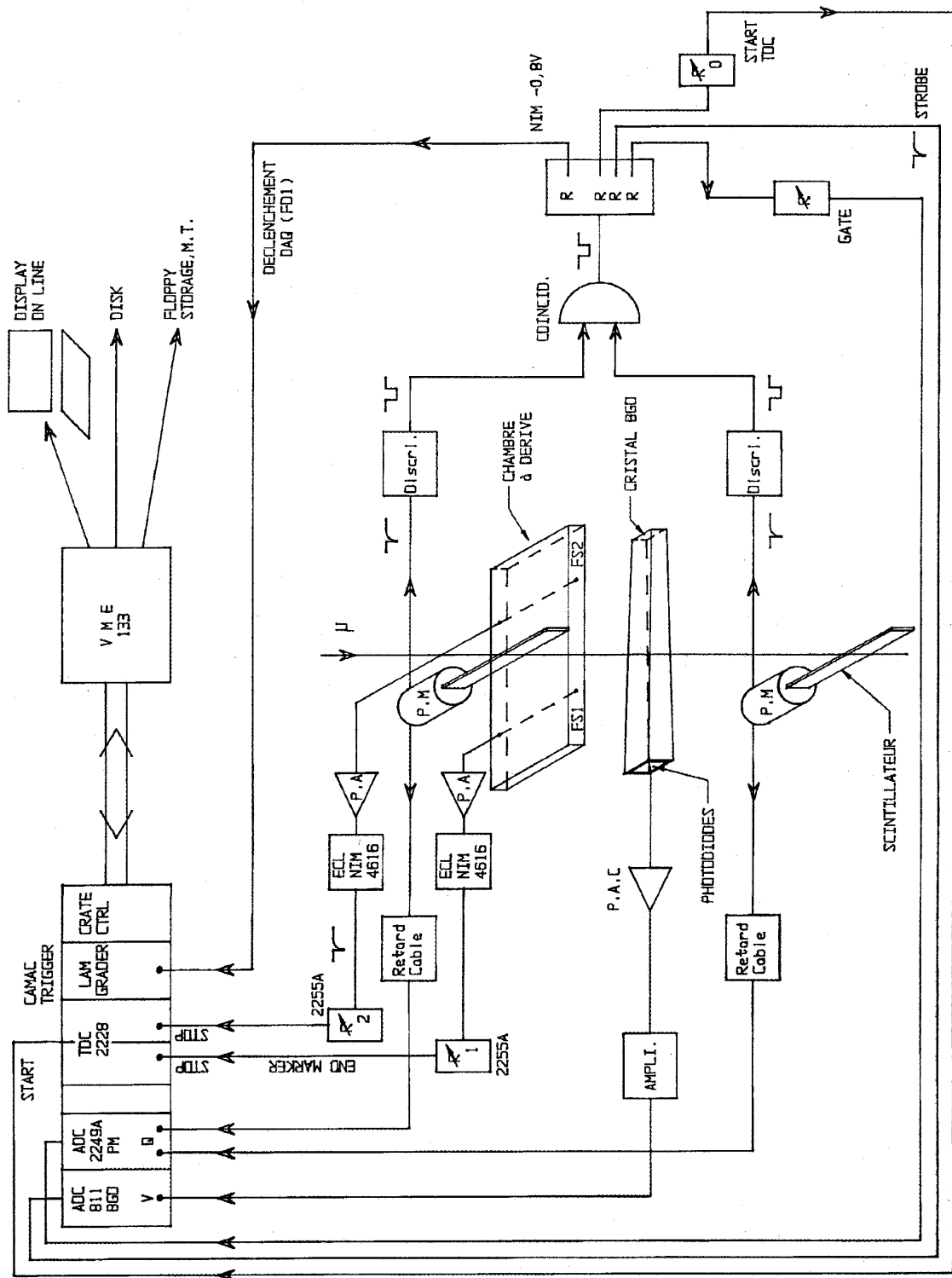


Fig. I.45 - Schéma général de l'expérimentation.

Une acquisition est déclenchée lorsqu'une même particule cosmique traverse les deux scintillateurs plastiques situés au-dessus et en dessous de la chambre à dérive. Je définis de la

sorte un angle solide et une zone d'étude de la chambre. Suivant l'écartement des scintillateurs ainsi que leur inclinaison, la zone étudiée sera plus ou moins fine et le flux d'événements plus ou moins important. A chaque scintillateur est associé un photomultiplicateur (P.M. sur la figure I.45). Les impulsions qui en sont issues sont envoyées d'une part vers un convertisseur analogique-digital destiné à mesurer la charge délivrée par le photomultiplicateur et d'autre part vers un système de coïncidences via un discriminateur.

Cette impulsion de déclenchement définit le temps t_0 . Elle démarre le module de comptage de temps (TDC) du banc CAMAC. Dans cette expérience, ce sont les signaux issus du ou des fil(s) sensible(s) de la chambre à dérive qui arrête(nt) le module TDC, définissant ainsi le moment t_1 . J'ai procédé à un étalonnage préalable des deux premières voies du module à l'aide de boîtes à retard calibrées et d'un générateur et suis arrivé aux valeurs suivantes : 1.32 ns/canal pour la voie 1 et 1.34 ns/canal pour la voie 2.

L'impulsion de déclenchement provoque également l'acquisition et la numérisation d'un signal proportionnel à l'énergie déposée par la particule lors de son passage dans un cristal de BGO (provenant de l'expérience L3 du CERN). Le rôle de ce cristal est de s'assurer que l'événement enregistré correspond bien à une particule cosmique au minimum d'ionisation. Lors du traitement ultérieur des données, je définirai une fenêtre en énergie sur le BGO, de manière à éliminer d'une part les impulsions parasites de l'électronique qui donnent un signal très faible (elles ne correspondent pas à un événement physique) et d'autre part, les gerbes de particules cosmiques (« showers ») qui arrosent la chambre en de multiples endroits et de ce fait, ne sont pas intéressantes pour l'étalonnage. Comme ces gerbes déposent beaucoup d'énergie dans le cristal, la limite supérieure de la fenêtre permet de les éliminer.

L'information lumineuse émise par le cristal de BGO est convertie en signal électrique par l'intermédiaire d'une photodiode. Après préamplification et mise en forme, le signal est numérisé par un module ADC811 d'ORTEC.

Cette impulsion de déclenchement démarre aussi l'enregistrement (module LRS2249A) de la charge récoltée par les photomultiplicateurs.

Enfin, l'impulsion de déclenchement provoque le transfert de toutes les informations numérisées via un bus CAMAC vers un ordinateur. Des dispositifs à retard permettent de

synchroniser judicieusement tous les signaux et le choix optimal de la largeur des portes temporelles permet de maximiser le rapport signal/bruit.

Mesures.

Les mesures sont destinées à calibrer la chambre à dérive dans un axe perpendiculaire au(x) fil(s) sensible(s) (appelons-le axe X) en attendant la construction et la calibration de chambres X-Y. Le but poursuivi est de montrer la faisabilité du banc cosmique.

La prise de données a duré deux mois et demi (un événement utile toutes les deux minutes environ).

J'ai étudié une chambre à double cellule (revoir figure I.45) : il y a 2 fils anodiques, les cellules sont séparées par une plaque métallique (un premier essai avait été réalisé avec un simple fil métallique assurant la séparation entre les cellules, mais les inhomogénéités observées en bout de chambre n'étaient pas satisfaisantes).

J'ai réalisé un étalonnage fin et systématique de l'ensemble de la chambre à dérive à double cellule, en recourant à un filtrage des données, destiné à ne prendre en compte que des particules cosmiques (pas de gerbes, pas de bruit électronique). Le critère utilisé pour ce filtre est une fenêtre en énergie définie sur le signal délivré par le cristal de BGO. Je perds de ce fait 80 % des événements mais je gagne en qualité de l'information.

On note la présence de saturations au niveau des fils sensibles et de la plaque cathodique centrale (figure I.46).

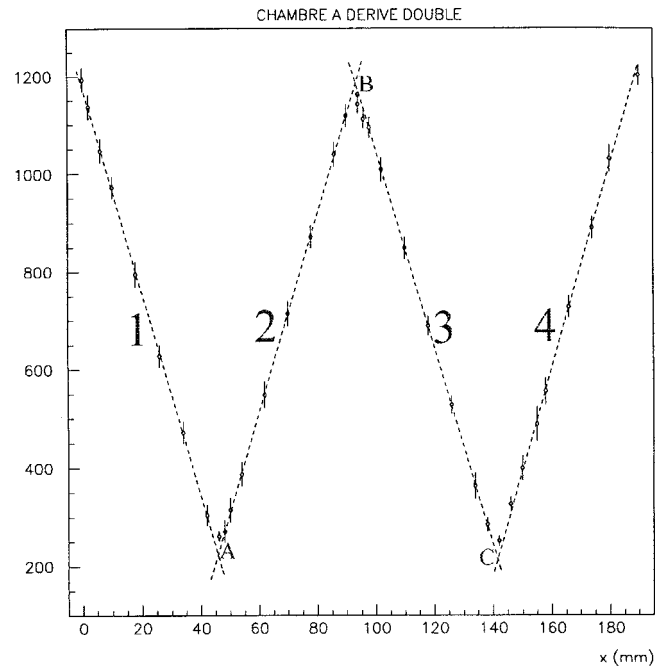


Fig. I.46 - Points expérimentaux obtenus pour la chambre à double cellule. L'axe Y présente les temps de dérive mesurés, en ns.

L'étude de la largeur du pic de mesure permet d'estimer la précision de la localisation.

La figure I.47 présente l'évolution de cette largeur (ou plutôt du sigma correspondant) dans le cas où toutes les données sont prises en compte, ou lorsque le « filtre BGO » est actif.

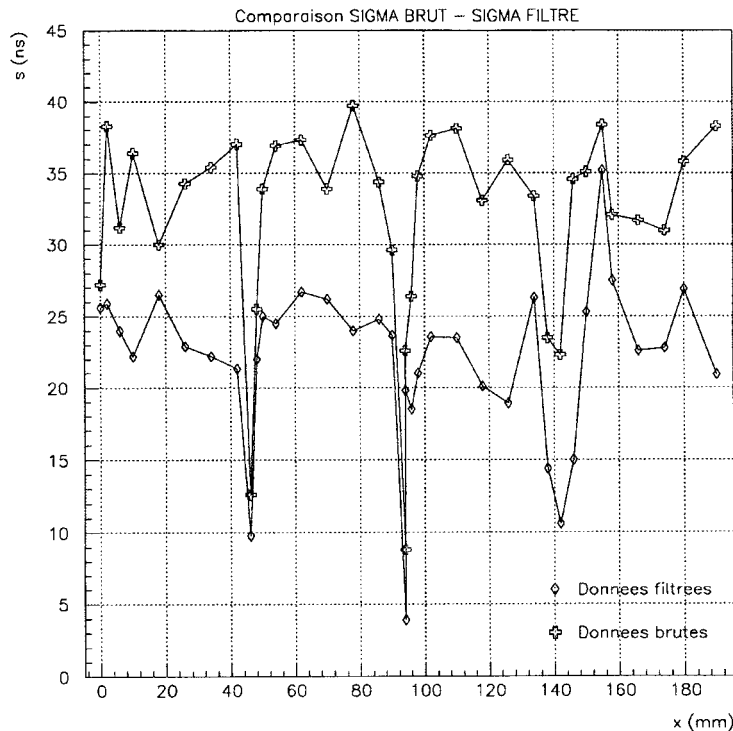


Fig. I.47 - Diminution de la largeur du pic par filtrage des données.

La résolution meilleure que $300 \mu\text{m}$ ne sera atteinte que pour des temps de dérive mesurés entre 300 et 1100 ns (à environ 1 mm de part et d'autre des fils sensibles ou de la plaque cathodique séparant les deux cellules). En dehors de cette fenêtre, la résolution est fortement dégradée à cause des non-linéarités, la précision de localisation est alors médiocre. Si nécessaire, la superposition d'une autre chambre décalée d'un ou deux centimètres permettrait d'atteindre la précision voulue sur ces zones.

La vitesse moyenne de dérive (pour les 4 cellules) est $48.7 \pm 0.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Cette valeur est en parfait accord avec les données trouvées dans la littérature [35] et celles obtenues par le programme de simulation Garfield [36], dans une fourchette de 5 %.

J'ai également mesuré l'efficacité de la chambre à dérive, c'est-à-dire le nombre de particules dont la chambre a détecté le passage rapporté au nombre de particules l'ayant réellement traversée (coïncidences déclenchées par les scintillateurs). La mesure a duré une quinzaine de jours et a donné une efficacité de 98.8 %.

J'ai testé la sensibilité de la chambre aux fluctuations des tensions d'alimentation et du mélange de gaz et vérifié la concordance avec ce que donnaient la littérature [35] et la simulation (augmentation de la vitesse de dérive avec le champ électrique, extrême sensibilité à la composition du gaz).

L'étude de la chambre à dérive dans un seul axe s'étant avérée concluante, l'Institut de Physique Nucléaire a conçu et construit un banc cosmique complet : trois chambres à dérive X-Y coulissant sur un axe Z, munies d'ensembles scintillateurs – photomultiplicateurs.

C'est un outil précieux pour étalonner divers matériaux ou systèmes utilisés en physique des particules. Mais c'est également un outil pédagogique extraordinaire.

I.5. Le banc cosmique.

Notre contribution au groupe de travail R&D 18 du CERN a consisté à caractériser de nouveaux cristaux ainsi que de nouveaux prototypes de photosenseurs.

Comme les cristaux à étudier devenaient importants (20 à 30 cm de longueur), outre le classique taux de lumière, il était intéressant de mesurer l'évolution de ce taux de lumière en fonction de la position, selon l'axe longitudinal du cristal.

Une première méthode utilise une source radioactive collimatée en des points successifs le long du cristal.

Une autre méthode consiste à soumettre le cristal à un flux de particules cosmiques, tout en déterminant la trajectoire de celles-ci. C'est dans cette optique qu'a été réalisé le banc cosmique de l'Institut.

Description.

La construction du banc cosmique a eu lieu courant 1993 grâce au travail du bureau d'études, de l'atelier et de Messieurs Jacquin et Reynaud, techniciens. Le banc a une hauteur d'environ 2 mètres (figure I.48).

Les chambres à dérive X – Y peuvent coulisser le long de l'axe Z.

Chacune des trois chambres X-Y à dérive comporte 4 cellules de 96 mm x 96 mm indépendantes. Des scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs permettent de repérer les zones traversées et de fournir le signal de déclenchement (figure I.49).

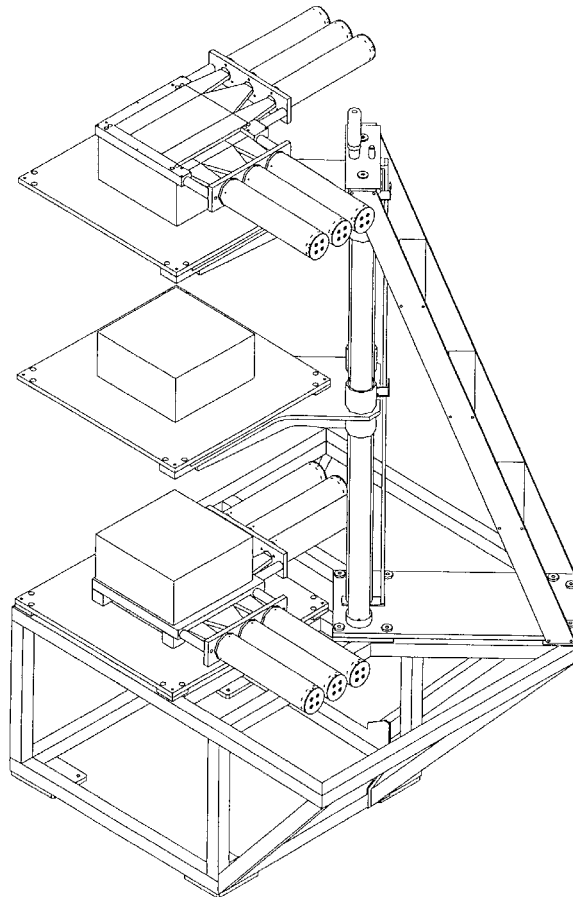


Fig. I.48 - Vue générale du banc cosmique.

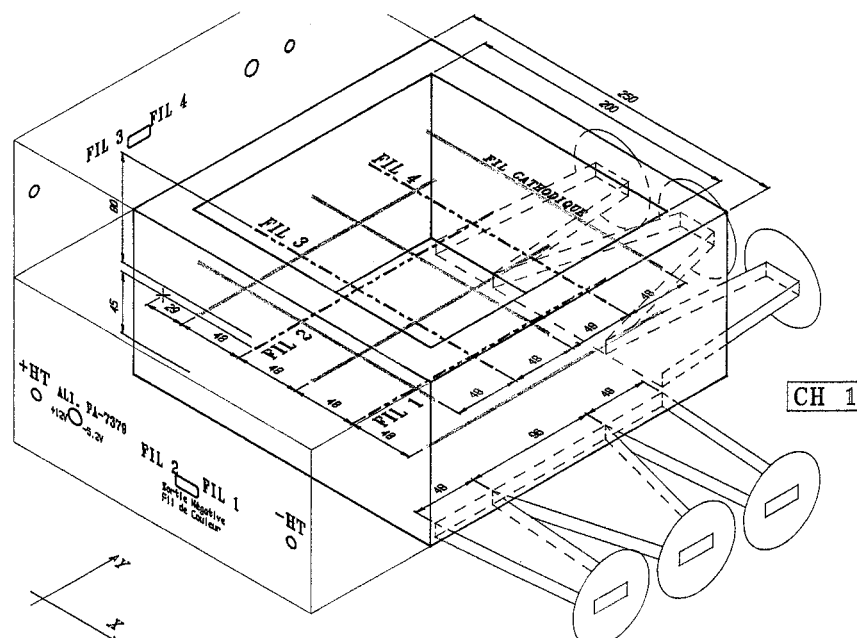


Fig. I.49 - Vue détaillée d'une des trois chambres à dérives X - Y. La chambre X est isolée de la chambre Y. Des scintillateurs permettent de déterminer la zone touchée.

Un réglage préalable des 12 hautes tensions d'alimentation des photomultiplicateurs XP2012B couplés aux scintillateurs a été réalisé avec un analyseur multicanaux qVT de Lecroy, une particule cosmique traversant le scintillateur donnant un signal identique sur l'analyseur.

Les gaz circulant dans les chambres à dérives sont l'argon et l'isobutane (proportion 2/3, 1/3).

Différents ajustements temporels ont été nécessaires.

J'ai développé le programme d'acquisition CAMAC sous OS9 en me greffant sur un noyau (utilisant des événements et des sémaphores) développé en commun avec P. Lebrun, ce noyau étant destiné à une acquisition pour le faisceau X3 au CERN.

Les premières acquisitions ont consisté à placer un cristal de fluorure de cérium (CeF_3) de $140 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ au milieu du banc et à mesurer le dépôt d'énergie des particules au minimum d'ionisation, grâce en premier lieu à une tétrode (polarisée à 800 V) collée à l'extrémité du cristal, ensuite un petit photomultiplicateur PM5600 (polarisé également à 800 V). Ces deux mesures ont confirmé la valeur attendue du dE/dx du CeF_3 (9 MeV/cm).

Ces mesures ont permis également de mesurer l'efficacité des chambres : 88 % en moyenne. Les inefficacités provenaient soit des gerbes qui inondent plusieurs zones de la chambre simultanément, interdisant ainsi la localisation des traces, soit de non-détection dans un des axes X ou Y, ou de non-détection dans les deux axes.

Un cristal de BGO semblable à ceux utilisés dans l'expérience L3 a également été positionné au centre du banc, une photodiode polarisée à -30 V étant collée à son extrémité. Le dE/dx du BGO a été mesuré à l'aide de sources radioactives et de particules au minimum d'ionisation. Les deux mesures étaient proches de 10 MeV/cm.

Nous avons alors utilisé le banc cosmique pour valider deux méthodes de mesure de la non-uniformité de trois cristaux (23 cm de long) de tungstate de plomb, cristaux semblables à ceux qui sont utilisés dans le calorimètre électromagnétique de CMS.

Simulation.

Dans un premier temps, l'expérience a été simulée à l'aide de Géant 3.21 [3], figure I.50.

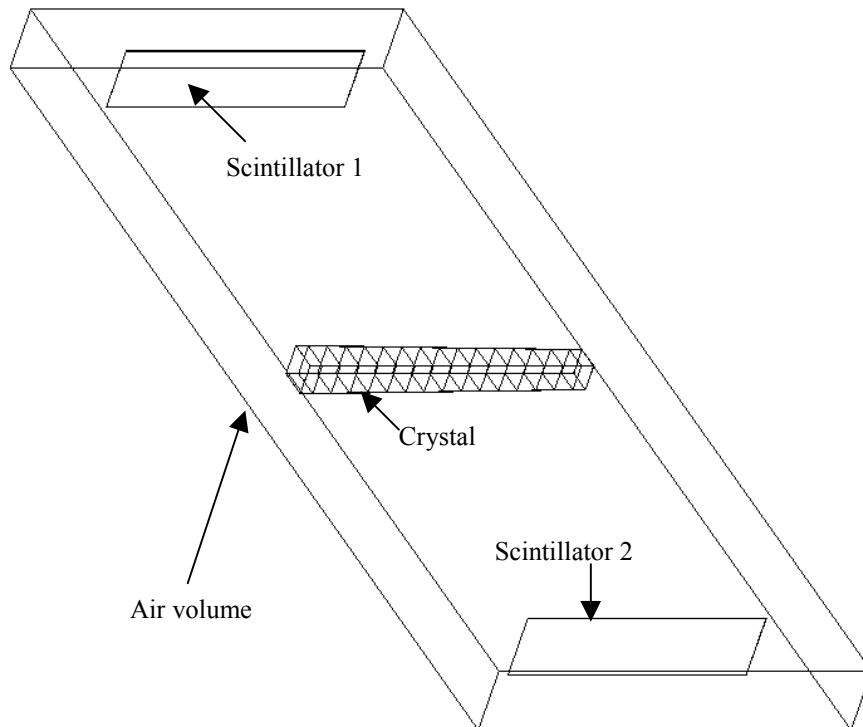


Fig. I.50 - Modèle de l'expérience dans Géant 3.

La simulation permet de tenir compte de l'angle solide défini par les deux scintillateurs déclenchant l'acquisition et de la distribution angulaire ($\cos^2 \alpha$) et en énergie des cosmiques au niveau du sol (rappel : Landau entre 1 et 10 GeV dont le pic est à 2 GeV et qui décroît en $E^{-2.7}$ au-delà du pic).

Nous obtenons l'énergie globale (figure I.51) déposée dans le cristal avec une valeur maximale autour de 22 MeV. La simulation donne également le spectre en énergie par division de 1.5 cm, tenant compte de la géométrie trapézoïdale des cristaux (figure I.52).

Nous obtenons ainsi l'évolution de la variation du dépôt en énergie le long d'un cristal uniforme. Nous allons comparer cette évolution à celle de nos mesures (réalisées également par tranches de 1.5 cm) et pouvoir ainsi quantifier la non-uniformité sur la longueur du cristal.

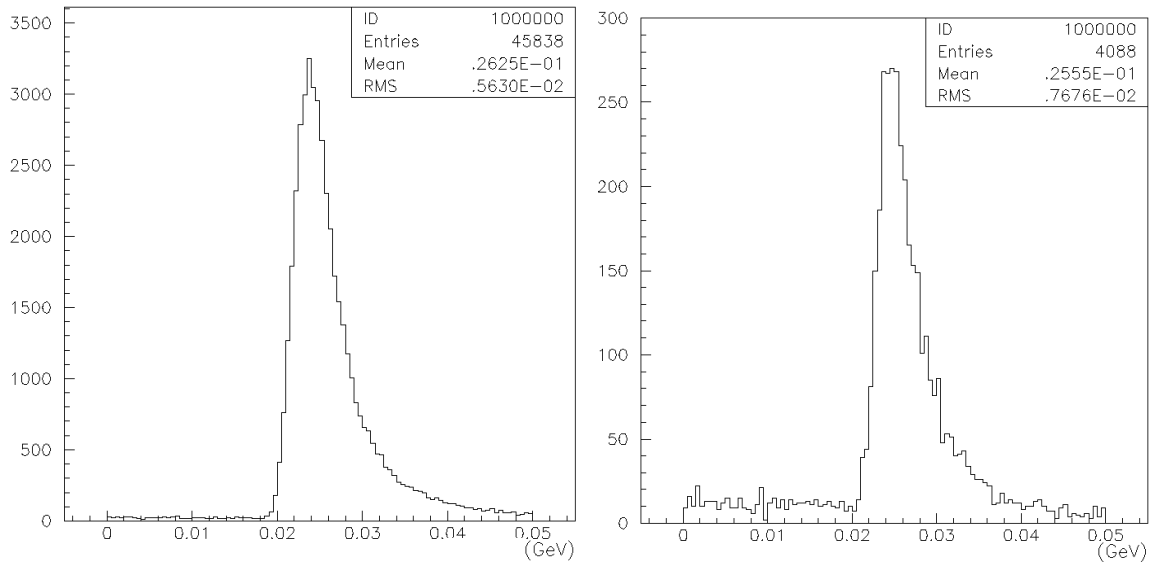


Fig. I.51 et I.52 - Résultats de la simulation : énergie déposée dans un cristal de PbWO_4 (globale à gauche, dans une tranche de 1.5 cm à droite) par des particules cosmiques incidentes.

Mesures.

Le cristal, entouré de tyvek (matériau dont la marque est déposée par Dupont de Nemours, matériau réfléchissant et diffusant, d'épaisseur 160 μm), est couplé optiquement (à l'aide de graisse optique Rhodorsil) à un photomultiplicateur hybride (celui décrit en I.2.1.). Une électronique « maison » (P. Sahuc, G. Maurelli) permet de fonctionner en auto-déclenchement [41].

La première méthode a consisté à déplacer une source de ^{60}Co collimatée tous les 1.5 cm le long de l'axe du cristal et de mesurer la scintillation produite à l'aide du photomultiplicateur hybride (figure I.53). Le cristal absorbe complètement les γ de 1.17 MeV et de 1.33 MeV émis par la source sur quelques millimètres. Le désavantage de cette méthode est de ne pas explorer toute la largeur du cristal, de négliger d'éventuelles non-uniformités latérales.

La figure I.53 présente le spectre obtenu pour l'une des mesures : on y distingue, outre le piédestal, les pics d'émission de 1, 2, 3 et éventuellement 4 photoélectrons.

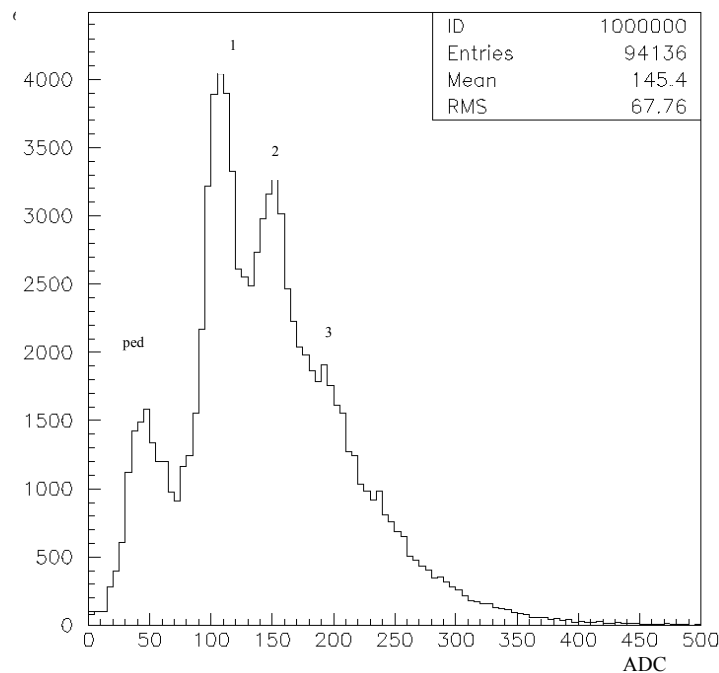


Fig. I.53 – Spectre de ^{60}Co obtenu avec le photomultiplicateur hybride.

La seconde méthode est l'utilisation de particules cosmiques au minimum d'ionisation, dont la trace est détectée par le banc cosmique cité plus haut et reconstruite [42]. Le dépôt d'énergie dans le cristal est également mesuré par le photomultiplicateur hybride.

Pour chacun des trois cristaux, nous avons enregistré environ 6000 événements (2 mois de prise de données). On présente à la figure I.54 l'enregistrement global et à la figure I.55 l'enregistrement pour une tranche de cristal (coupure réalisée à l'aide des traces reconstruites) [43].

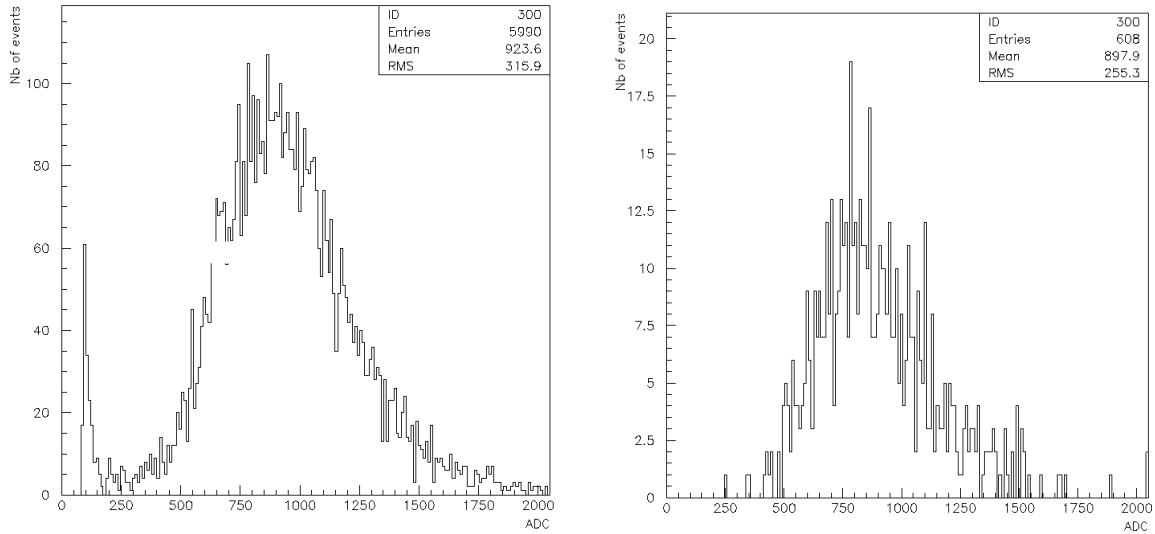


Fig. I.54 et I.55 - Mesures de l'énergie déposée dans un cristal de PbWO₄ (globale à gauche, dans une tranche de 1.5 cm à droite) par des particules cosmiques incidentes.

Nous comparons les mesures réalisées par les deux méthodes avec l'énergie prédite par la simulation Géant, prenant celle-ci comme référence dans chacune des tranches du cristal. Nous obtenons la non-uniformité suivante (figure I.56, pour l'un des trois cristaux):

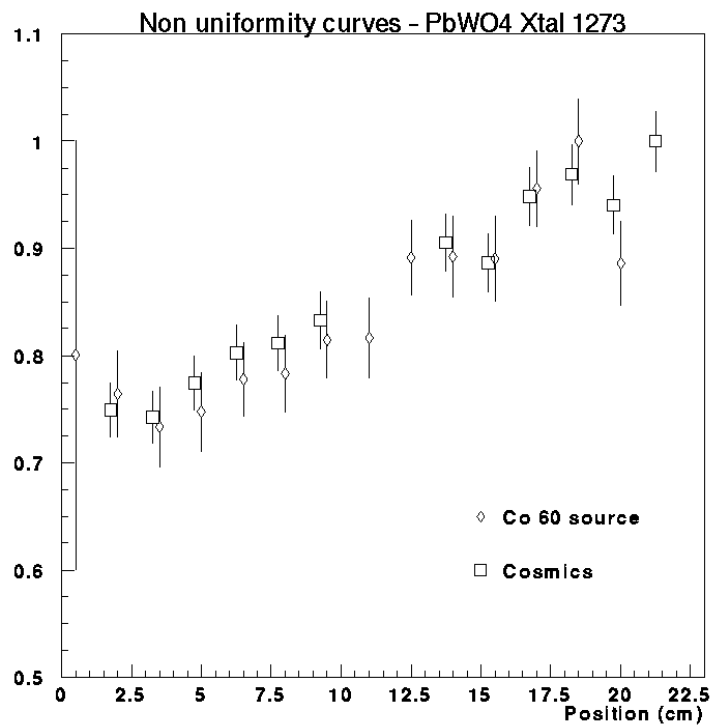


Fig. I.56 - Comparaison entre les deux méthodes de mesure du dépôt d'énergie.

Les deux méthodes sont parfaitement compatibles [44].

Comme le spectre en peigne du photomultiplicateur hybride nous permet d'obtenir une calibration absolue en photoélectrons précise, nous pouvons en outre estimer le taux de lumière du cristal à 10 photoélectrons/MeV, en accord avec les mesures réalisées au CERN sur ces mêmes cristaux avec un photomultiplicateur ayant le même type de photocathode et de fenêtre d'entrée (efficacité quantique de 25 % à 400 nm).

Ces résultats illustrent à merveille l'apport mutuel des mesures d'un détecteur de traces et celles de la calorimétrie.

I.6. Conclusion.

La panoplie des détecteurs en général, des photosenseurs en particulier, existant sur le marché ou encore à l'état de prototype est extrêmement vaste. Les avantages et inconvénients de chacun doivent être parfaitement maîtrisés avant de faire un choix définitif pour une expérience donnée, dans un environnement donné.

Une des richesses de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon est de rassembler des personnes qui ont une expertise importante dans tel ou tel mode de détection. Les échanges de compétence et de connaissances entre ces personnes est une garantie du bon fonctionnement des prochaines expériences de physique.

En outre, les manipulations menées avec ces détecteurs sont très formatrices et familiarisent les étudiants avec les techniques de détection et d'acquisition à échelle « humaine » avant d'affronter des expériences gigantesques telles que CMS.

Les constructeurs continuent à développer et à améliorer leurs senseurs. C'est une tâche en soi que de continuer à mesurer et à apprécier ces évolutions technologiques.

Un échange permanent entre le constructeur Hamamatsu et la collaboration CMS a ainsi permis d'améliorer considérablement les performances des photodiodes à avalanche, ce qui a été bénéfique pour les deux parties.

Bibliographie.

Note préalable : dans la bibliographie afférente aux différents chapitres, j'ai indiqué en italique les documents résultant d'encadrement de stagiaires ou thésards. J'ai indiqué en gras les publications pour lesquelles je suis signataire.

- [1] D.E. Groom et al., Review of Particle Physics, The European Physical Journal C15 (2000)1.
- [2] H.A. Bethe, Hdb. Physik 24 (1933) 518.
- [3] Géant, version 3.21, R. Brun et al, CERN DD/EE/83-1 (Revised), Sept 1987.
- [4] J.P. Burq et al., NIM 187 (1981) 407-411.
- [5] « Experimental nuclear physics », E. Segrè.
- [6] « The background in detectors caused by sea level cosmic rays », J.F. Ziegler, NIM 191 (1981) 419-424.
- [7] « Recherche d'antimatière dans les rayons cosmiques en utilisant l'ombre de la lune avec le détecteur à muons de L3. », Thèse de Doctorat de J.-F. Parriaud, septembre 2003.
- [8] « Etude de photodiodes pin silicium, phototriode, tétrode pour la lecture de cristaux scintillants. », rapport de stage de 4^{ème} année d'INSA de C. Foasso, avril-juin 1993.
- [9] « Etude de photodiodes pin, photodiodes à avalanche pour la lecture de cristaux scintillants. », rapport de stage de 4^{ème} année d'INSA de R. Le Dantec, avril-juillet 1994.
- [10] « Hybrid Photomultiplier tubes. », DEP Delft Instruments.
- [11] « Mesure du taux de lumière de cristaux scintillants à l'aide d'un photomultiplicateur hybride. », rapport de stage Janus de S. Ortiz, juin-juillet 1996.
- [12] « **Investigation of Avalanche Photodiodes** », **Y. Benhammou et al., CERN CMS TN/96-052.**
- [13] « Properties of avalanches photodiodes », P.P. Webb, R.J. Mac Intyre and J. Conradi, RCA Review Vol. 35 (1974) 235-278.

- [14] « Etude et caractérisation de photodiodes à avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS », thèse de J.C. Vanel, Université J. Fourier, Grenoble I, 1997.
- [15] « *Etude de photodiodes à avalanche pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS.* », rapport de stage de 3^{ème} année d'INSA d'E. Linard, avril-juin 1995.
- [16] « *Etudes de photodiodes à avalanche pour le détecteur CMS.* », rapport de stage Janus de C. Bauquis, juin-juillet 1997.
- [17] « *Etude des photodiodes à avalanche Hamamatsu dans le cadre de l'expérience CMS réalisée au CERN pour 2005.* », rapport de stage de Maîtrise E.E.A. de R. Varjabedian, juin-août 1997.
- [18] « *Caractérisation de photodiodes à avalanche et de cristaux de tungstate de plomb et programmation sous LabWindows.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de S. Pelletier, avril-mai 1998.
- [19] « *Etude de photodiodes à avalanche pour le calorimètre électromagnétique de CMS.* », rapport de stage de 3^{ème} année d'INSA d'E. Jovet, juin-juillet 1998.
- [20] « *Etude de photodiodes à avalanche.* », rapport de stage Janus de G. Dufour, juin-juillet 1998.
- [21] « *Etude de photodiodes à avalanche pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC.* », rapport de stage de Licence de Physique de N. Perrin et O. Ravat, juin-juillet 1999.
- [22] « *Etude et tests de photodiodes à avalanche et de circuits intégrés dans le cadre du développement du calorimètre électromagnétique de CMS pour le CERN.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de J.P. Mardoyan, avril-juin 2001.
- [23] « *Etude de cellules de photodétection des cristaux du calorimètre électromagnétique de CMS.* », rapport de stage Janus de M. Gauvin, juin 2002.
- [24] « **Beam test results with fast preamplifiers associated to APDs readout of PbWO₄ crystals** », Y. Benhammou et al., CERN CMS TN/95-122.
- [25] « Investigation of the avalanche photodiodes for the CMS ECAL operated at high gain », K. Deiters et al., NIM A461 (2001) 574.
- [26] « The response of some avalanche photodiodes to fast neutron irradiation », J.E. Bateman et al., RAL-TR-96-009 (1996).

- [27] « Neutron irradiations studies of avalanche photodiodes using californium 252 », J.P. Pansart, NIM A387(1997), pp. 214-215.
- [28] J. Grahl et al., Proc. of the tenth intern. Confer. on calorimetry in part. physics , Pasadena, USA, World Scientific, Singapore (2003) p 231.
- [29] « Avalanche photodiodes for particle detection », J.P. Pansart, NIM A387(1997), pp. 186-193.
- [30] « APD properties and recovery from radiation damage », S. Baccaro et al., CMS-NOTE 1997/030.
- [31] J. Grahl et al., NIM A504(2003)44.
- [32] « Mechanism of additional losses of the emitted light in optically anisotropic scintillators like lead tungstate », N. Klassen, B. Ille, SCINT2001, septembre 2001, Chamonix, NIM A486 (2002) 426-430.
- [33] « Correlation between structural and scintillation characteristics of lead and cadmium tungstates », N. Klassen, B. Ille et al., SCINT2001, septembre 2001, Chamonix, NIM A486 (2002) 431-436.
- [34] « Uniformity measurements across the area of the CMS ECAL Avalanche photodiodes », Y. Musienko et al., CMS-NOTE 2004/018.
- [35] « Drift and diffusion of electrons in gases », A. Peisert and F. Sauli, CERN 84-08.
- [36] « Garfield, a drift-chamber simulation program », R. Veenhof, CERN Program Library entry W5050, 1993.
- [37] A. Breskin et al., NIM 119 (1974) 9.
- [38] « Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers », F. Sauli, CERN 77-09.
- [39] « *Test d'une chambre à dérive. », rapport de stage de deuxième année de Deug d'E. Benichou, juin-juillet 1992.*
- [40] « *Etude d'une chambre à dérive. Test de photodiodes. », rapport de stage de Maîtrise de Physique de V. Chazal, septembre 1992.*
- [41] « *Mesure du taux de lumière de cristaux scintillants à l'aide d'un photomultiplicateur hybride. », rapport de stage Janus de S. Ortiz, juin-juillet 1996.*
- [42] « **Utilisation de particules au minimum d'ionisation pour la calibration de détecteurs. », rapport de stage de DEA de P. Depasse, avril-juin 1993.**
- [43] « *Mesure de la non-uniformité d'un cristal de tungstate de plomb. », rapport de stage de première année de Magistère de C. Rosset, juin-juillet 1997.*

**[44] « Non-uniformity measurements of PbWO₄ crystals », P. Depasse et al., CERN
CMS TN/98-068, également LYCEN RI9897.**

Activités dans L3

Dans ce deuxième chapitre, je détaillerai notre participation à l'expérience L3 du LEP au CERN dans un cadre bien particulier : celui de l'ajout des Active Lead Rings au détecteur.

Ce calorimètre à échantillonnage (alternance de matériau dense et de matériau scintillant instrumenté, par des photodiodes dans ce cas-ci, ce qui à l'époque constituait une première) n'a occupé qu'un centième de l'angle solide total du détecteur L3 mais a permis d'améliorer la connaissance du processus photon unique et de son bruit de fond Bhabha radiatif.

Je décrirai dans un premier temps l'étalonnage rigoureux de ce détecteur à l'aide du banc cosmique de l'Institut et des tests en faisceau réalisés au CERN. Je montrerai ensuite l'impact positif apporté par ce détecteur dans la physique de détermination du nombre de familles de neutrinos légers.

II.1. Introduction.

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a eu un impact important dans la vie du LEP plus particulièrement dans deux expériences : Delphi et L3. Quelques-uns de ses membres actuels ont également participé au développement et à l'exploitation d'Aleph et d'Opal.

En ce qui concerne L3, l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a eu la charge d'équiper le tonneau du calorimètre électromagnétique constitué d'environ 12000 cristaux de BGO du point de vue du photosenseur (photodiode) et de l'électronique frontale (préamplificateur de charges).

La construction de ce sous-détecteur, sa calibration et l'exploitation des données a occupé de nombreuses personnes de l'Institut durant plusieurs années.

Un calorimètre électromagnétique assure la mesure de la position de l'impact ainsi que de l'énergie des électrons et des photons. Celui de L3 est constitué d'une partie centrale (tonneau) couvrant la région $42^\circ < \theta < 138^\circ$ (θ est l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe du faisceau) et de deux parties arrières (bouchons) couvrant la région $11.6^\circ < \theta < 38^\circ$.

Pour se situer dans le détecteur, il aurait été commode d'utiliser la pseudorapidité η définie par $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$ où θ est la coordonnée polaire des coordonnées sphériques. $\eta = 0$ représente la direction perpendiculaire au faisceau.

Avec cette définition, le tonneau couvre la région : $-0.957 < \eta < 0.957$ et les bouchons : $1.066 < \eta < 2.287$.

Ce calorimètre a été complété en 1992 par deux détecteurs à base de couches plomb-scintillateur lu par des photodiodes.

Ces détecteurs, appelés Active Lead Rings (ALR), augmentent l'herméticité du détecteur L3 en couvrant les angles $4.5^\circ < \theta < 9^\circ$ ($2.54 < \eta < 3.24$) de part et d'autre du point d'interaction, ($3.9^\circ < \theta < 9^\circ$ ou $2.54 < \eta < 3.38$ lorsque nous avons amélioré les détecteurs [ALR+] en 1995).

Bien que l'angle solide couvert par les ALR soit à peu près égal au centième de l'angle solide total, ce petit détecteur est important car, sous faible angle θ , le flot de particules engendrées est conséquent.

La représentation en η redonne aux « petits » angles une importance plus représentative du flux de particules qui les traversent. En outre, certaines distributions de sections efficaces deviennent « plates » en η alors qu'elles ne le sont pas en θ . Néanmoins, à l'époque, tous les raisonnements (publications,...) se faisaient en θ .

Ces détecteurs ont été proposés, réalisés et installés par le groupe des Hautes Energies Expérimentales de l'Institut.

II.2. Impact lyonnais au niveau des Active Lead Rings.

II.2.1. ALR.

Motivations.

Lors de la construction de L3, hormis le tube à vide, une autre zone à faible angle d'inclinaison par rapport à l'axe du faisceau était dépourvue de tout détecteur et l'instrumentation de cette zone pouvait apporter des renseignements précieux quant au nombre d'événements intéressants dans le processus photon unique, pour la détermination du nombre de familles de neutrinos légers (LEP 1 de 1989 à 1995).

En effet, la détection du passage d'électrons dans cette zone permet de rejeter la composante principale du bruit de fond dans le processus $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$, à savoir $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

Les ALR servent également à la reconnaissance du processus électron unique (utilisé pour mesurer l'efficacité de déclenchement, voir II.3.3) : un des ALR détecte un photon et le calorimètre électromagnétique détecte un électron émis à grand angle (entre 45° et 135°), le deuxième électron émis dans une direction proche de 0° reste en général non détecté. Notons que la distinction entre électron et photon à grand angle se fait grâce à la Trace Expansion Chamber (TEC) qui détecte le passage de la particule chargée mais pas du photon.

Les ALR sont d'autre part utiles pour tous les événements pour lesquels une ou plusieurs particules emportent une grande quantité de l'impulsion vers l'avant (de 4° à 9°) et notamment pour toute recherche qui implique une mesure de l'énergie manquante (recherche de supersymétrie à LEP 2 de 1996 à 2000). Ils ont été déterminants dans l'étude de la physique à deux photons, les électrons étant émis à petit angle dans ce processus.

Description.

La figure II.1 situe les ALR par rapport à l'ensemble des autres détecteurs de L3. Ils sont placés à l'arrière du détecteur électromagnétique bouchon BGO.

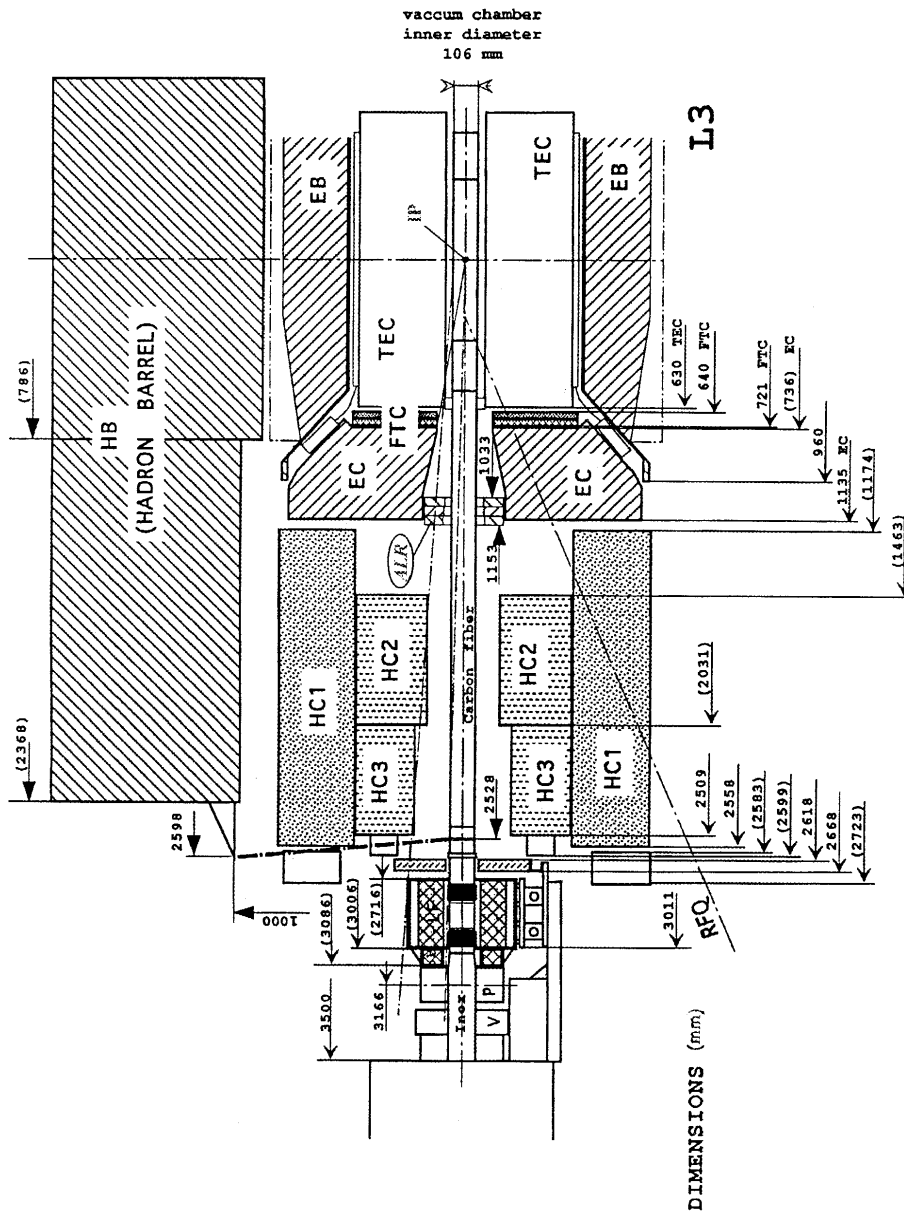


Fig. II.1 - Emplacement des ALR dans l'ensemble du détecteur L3.

Le tableau II.1 rappelle les angles de couverture des différents détecteurs.

Détecteur	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)
Luminomètre	1.43 (4.38)	3.9 (3.38)
Active Lead Rings	4.5 (3.24)	9 (2.54)
Bouchons de fermeture (End Caps)	11.6 (2.29)	38 (1.07)
Calorimètre électromagnétique (tonneau)	42 (0.957)	90 (0)
Trace Expansion Chamber (TEC)	26 (1.47)	90 (0)
Calorimètre hadronique	6 (2.95)	90 (0)
<u>Chambres à muons</u>	40 (1.01)	90 (0)

Tab. II.1 - Couverture angulaire des différents détecteurs de L3. Entre parenthèses sont présentées les valeurs d'angle exprimées en pseudorapidité η .

Nous voyons qu'il subsiste quelques trous dans la calorimétrie électromagnétique et qu'avant l'installation des ALR, un angle θ de $\sim 4^\circ$ à 12° était perdu pour cette calorimétrie.

Les « Active Lead Rings » sont constitués d'un ensemble plomb-scintillateur plastique (BC408) destiné à détecter le passage de particules chargées ou de photons au même titre que le calorimètre électromagnétique à base de cristaux de BGO, mais avec une résolution en énergie beaucoup plus modeste : si celle-ci est estimée à 1 % pour des particules de 2 GeV et au-delà dans le BGO, elle n'est « que » de 10 à 15 % pour les ALR.

Cette valeur reflète bien la différence entre les calorimètres compacts (les particules sont arrêtées par un seul bloc de matériau) et les calorimètres à échantillonnage (les particules traversent plusieurs couches de matériau).

Au départ, l'ambition des ALR se limitait d'ailleurs à constituer un « veto ». Ce n'est que par la suite qu'ils ont été instrumentés et que certaines informations en calorimétrie ont pu être obtenues.

La figure II.2 isole les ALR des structures environnantes (notamment la structure des End Caps, bouchons du calorimètre électromagnétique situés vers l'avant) : les couches de scintillateur plastique (3 couches de 1 cm d'épaisseur) alternent avec des couches de plomb (18.5 mm d'épaisseur, $3.3 X_0$, au nombre de 5). La majorité de l'énergie est bien sûr perdue dans le plomb, les couches de scintillateur jouant en quelque sorte le rôle d'un échantillonneur qui mesure la perte d'énergie après chaque passage dans le plomb.

Notons également que le trou entre le tonneau et les bouchons (de 38° à 49°) a été instrumenté par un calorimètre à fibres scintillantes introduites dans du plomb (détecteur de type « Spacal ») développé par les physiciens du Lapp d'Annecy [1].

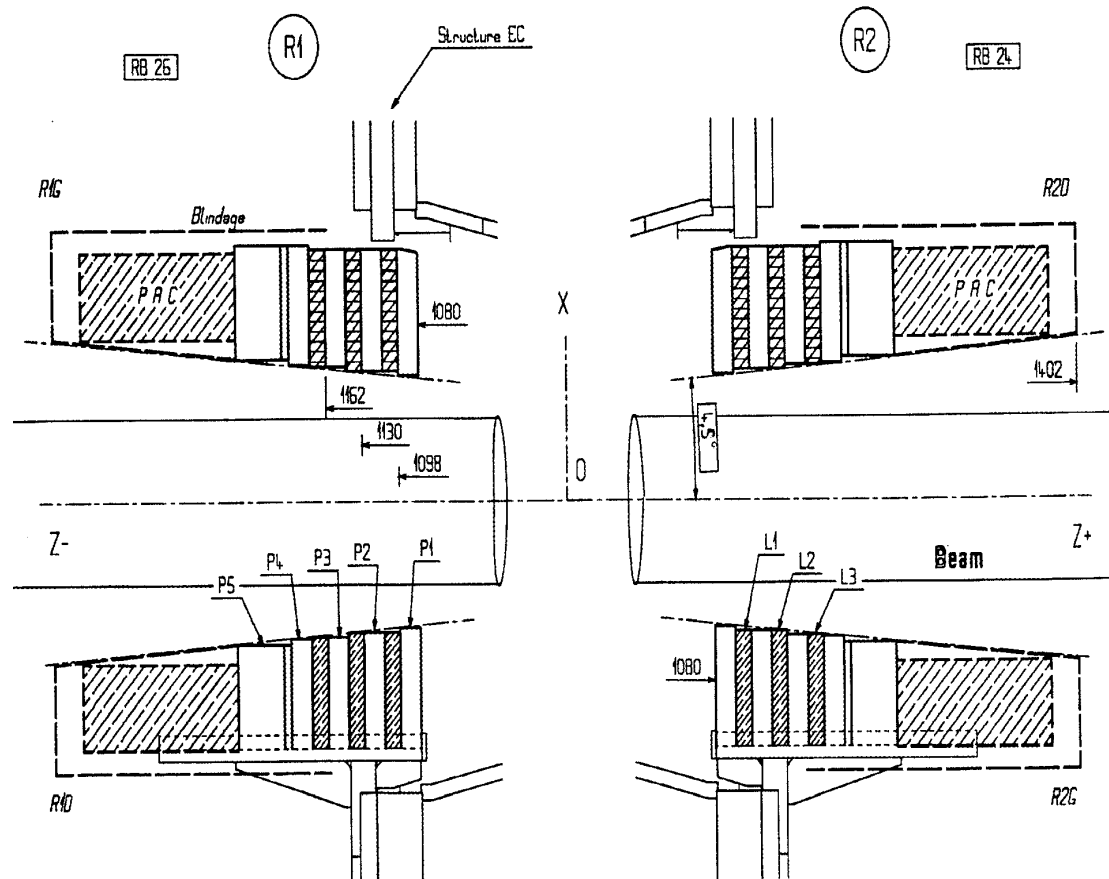


Fig. II.2 - ALR dans le plan X-Z : alternance des couches de plomb (P) et de scintillateur (L) lu par des photodiodes collées dessus, le signal électrique délivré étant traité par des préamplificateurs de charges (PAC) identiques à ceux utilisés pour le BGO et conçus à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Ces préamplificateurs sont placés à proximité des photodiodes pour limiter la capacité de liaison (longueur de câbles), donc pour préserver le temps de montée et limiter le bruit.

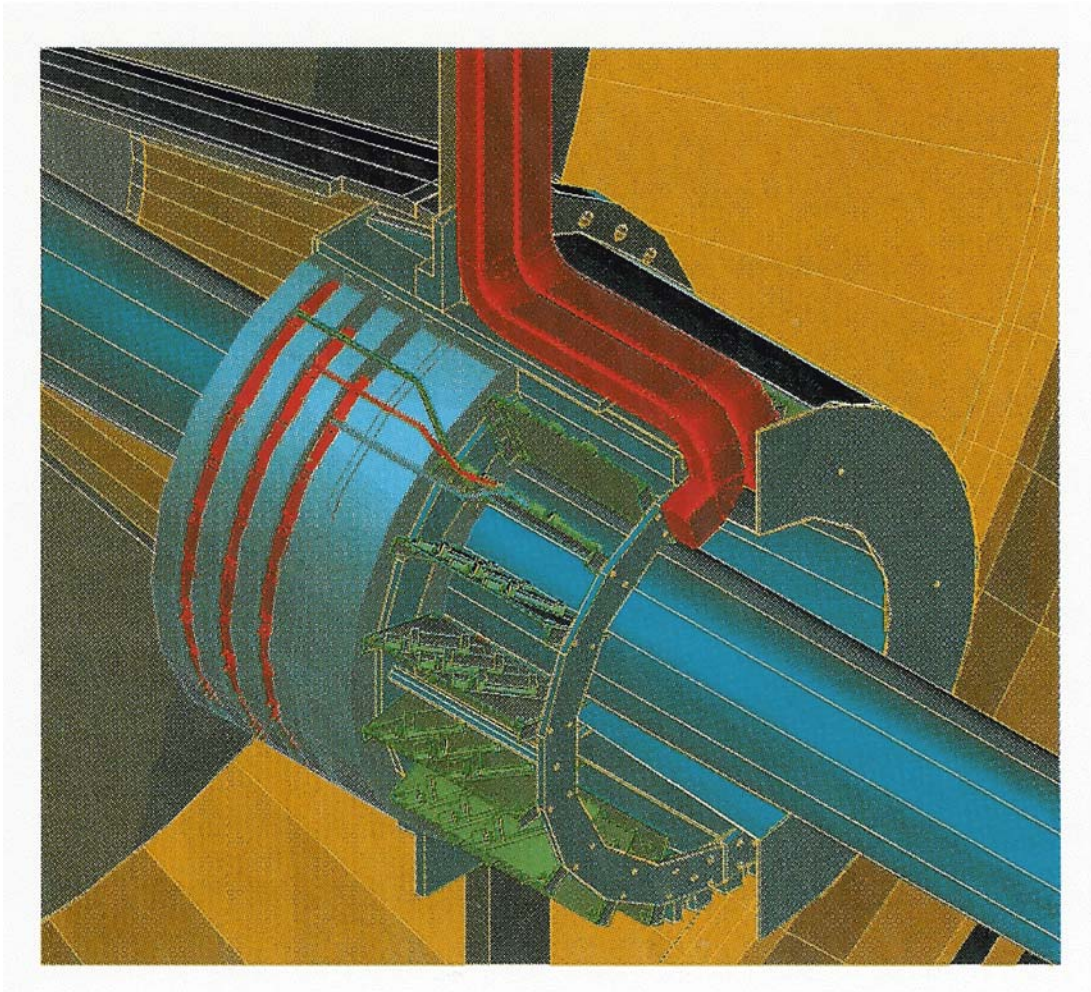


Fig. II.3 - ALR autour du tube à vide du faisceau.

La figure II.4 représente la vue d'une des 3 couches d'ALR dans un plan X-Y (ou, ce qui est équivalent, suivant l'angle Φ). Chaque couche est constituée de 16 pétales trapézoïdaux de scintillateur plastique couvrant une plage angulaire de 22.5° . Les couches sont décalées en Φ les unes par rapport aux autres de 7.5° , dans le but d'affiner la localisation du passage de la particule. Remarquons que 4 des 16 scintillateurs ont une taille réduite par rapport aux autres. (par la suite, nous appellerons aussi abusivement chaque pétale de scintillateur : ALR, alors que, traduisant littéralement, ALR est constitué d'une couche entière de 16 pétales). Cette différence de taille pour chaque couche est due au support mécanique des ALR prenant appui sur les bouchons du calorimètre électromagnétique.

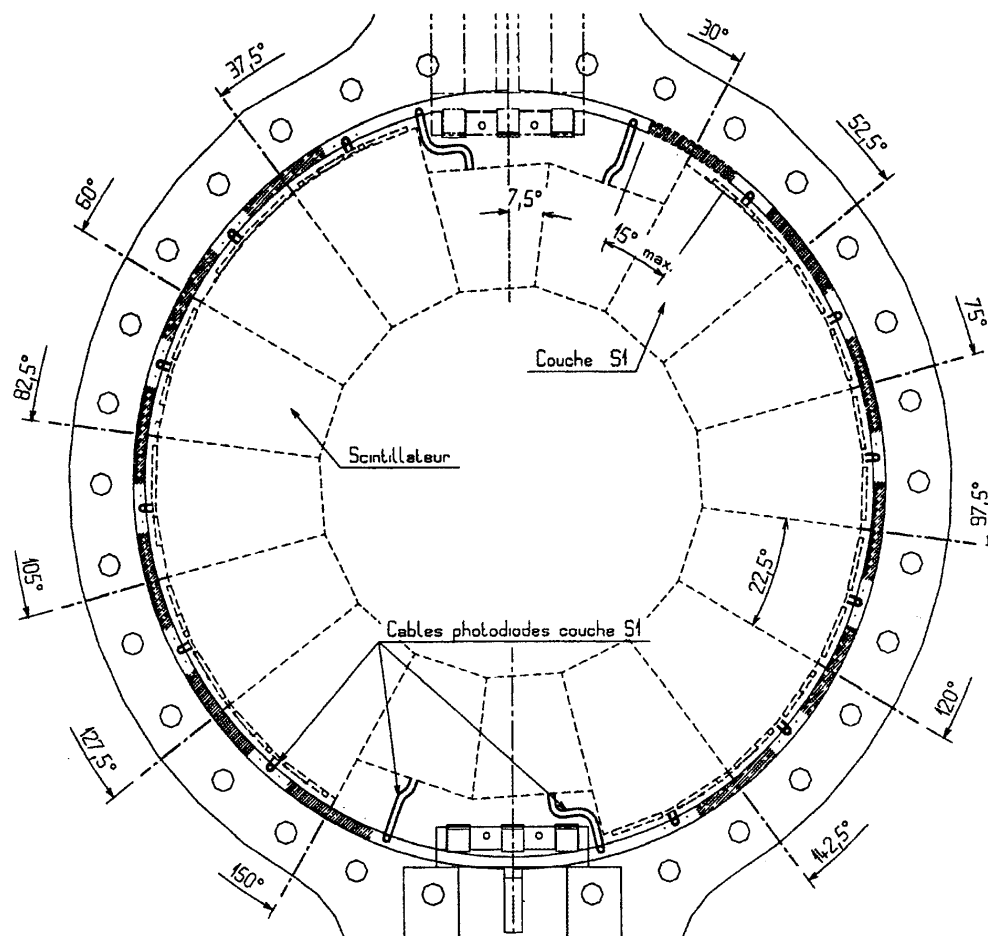


Fig. II.4 - ALR vu dans un plan X-Y.

La taille des ALR varie également d'une couche à l'autre, mais dans de faibles proportions. 96 canaux sont donc disponibles ($2 \times 3 \times 16$).

L'originalité du détecteur repose sur la lecture de la lumière par deux photodiodes ($10 \times 20 \text{ mm}^2$) câblées en parallèle, collées sur le bord extérieur de chaque élément.

Insistons sur le fait que c'était la première fois qu'un tel mode de lecture était proposé, les scintillateurs étant couplés habituellement à des photomultiplicateurs (inutilisables dans ce cas à cause de l'encombrement mécanique et du champ magnétique).

Le photosenseur étant le même que celui utilisé pour la lecture des cristaux de BGO, l'électronique frontale employée est identique : préamplificateur de charges [2] à constante de temps $\tau = 800 \mu\text{s}$, suivi d'un amplificateur et d'un convertisseur analogique-numérique.

Le scintillateur délivre son impulsion lumineuse beaucoup plus rapidement que le BGO mais comme on utilise un préamplificateur de charges avec une longue constante de temps, le comportement final de l'électronique est le même.

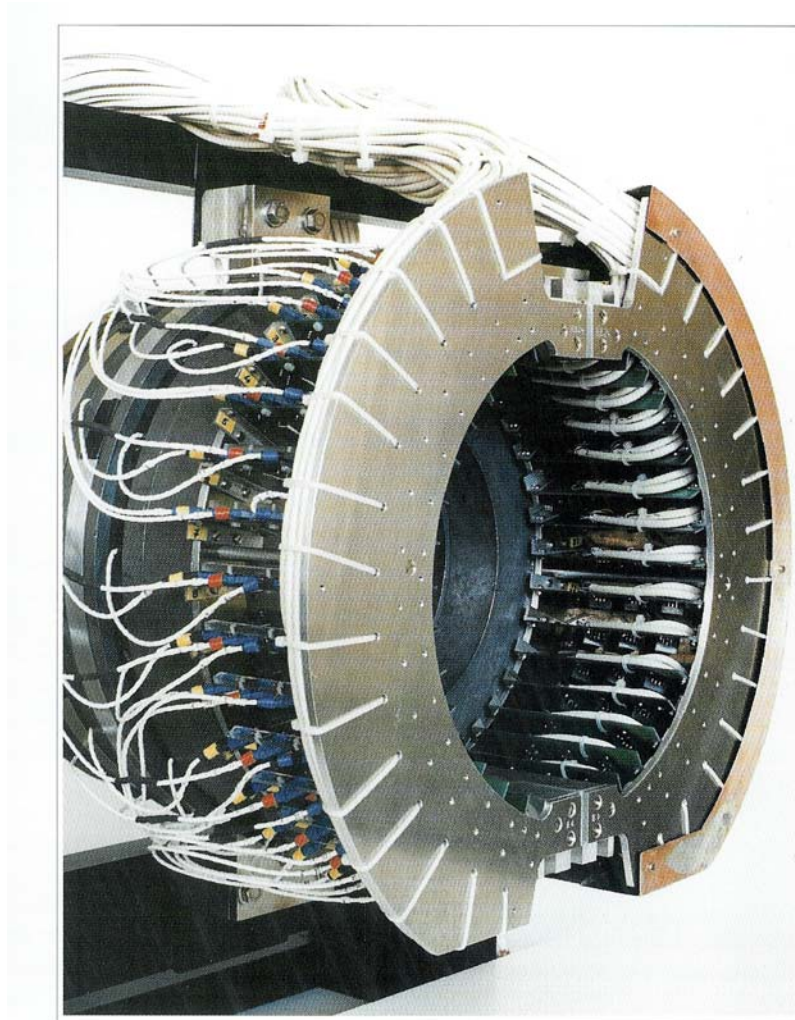


Fig. II.5 - Vue arrière d'un des deux blocs d'ALR. On distingue les câbles transmettant le signal des photodiodes vers les préamplificateurs situés sur le disque externe.

Étalonnage des ALR au laboratoire.

Après avoir étalonné la chaîne d'acquisition à l'aide de sources γ placées à proximité des photodiodes (conversion directe dans le silicium) : ^{57}Co (122 et 136 keV), ^{109}Cd (88 keV) et ^{241}Am (60 keV) et d'un générateur d'impulsions, nous avons procédé à un enregistrement de particules cosmiques traversant les ALR.

Nous obtenons des spectres classiques laissant nettement apparaître la distribution de Landau caractéristique de l'interaction des particules au minimum d'ionisation.

Pour les ALR de grandes dimensions, nous réalisons l'enregistrement en sélectionnant plusieurs zones du pétale et ne constatons pas de différence significative.

Le rendement lumineux de chaque ensemble scintillateur/photodiodes a ainsi été établi au banc cosmique. Ce rendement fait partie intégrante de la formule donnant la constante de calibration de la voie de mesure associée à chaque pétale. Nous possédons donc la distribution de la valeur de la constante de calibration pour chacun des 96 pétales pour la saison 1992.

Ces tests en rayons cosmiques ont montré un rapport signal/bruit de l'ordre de 5 pour des particules au minimum d'ionisation.

Intercalibration des ALR au LEP.

En cours de période d'acquisition des données au LEP, le fonctionnement des ALR est suivi en permanence : comment évolue le piédestal, comment évolue le bruit et ce, pour chacun des 96 pétales.

Il faut être conscient que dans la plupart des cas, les mesures sur les ALR sont des mesures de très basse énergie. En effet, si les électrons peuvent déposer quelques centaines de MeV quand ils traversent le scintillateur, les particules au minimum d'ionisation laissent seulement environ 2 MeV dans chaque couche de scintillateur. La détection d'un faible signal impose un bon suivi de la stabilité du piédestal ainsi que de celle du bruit.

Outre la calibration absolue des pétales, il est un élément important à considérer également, c'est la vérification a posteriori de la calibration précédemment adoptée pour les ALR, dans notre cas à l'aide des données LEP 92 (figure II.6). Nous utilisons les particules au minimum d'ionisation pour intercaler les pétales.

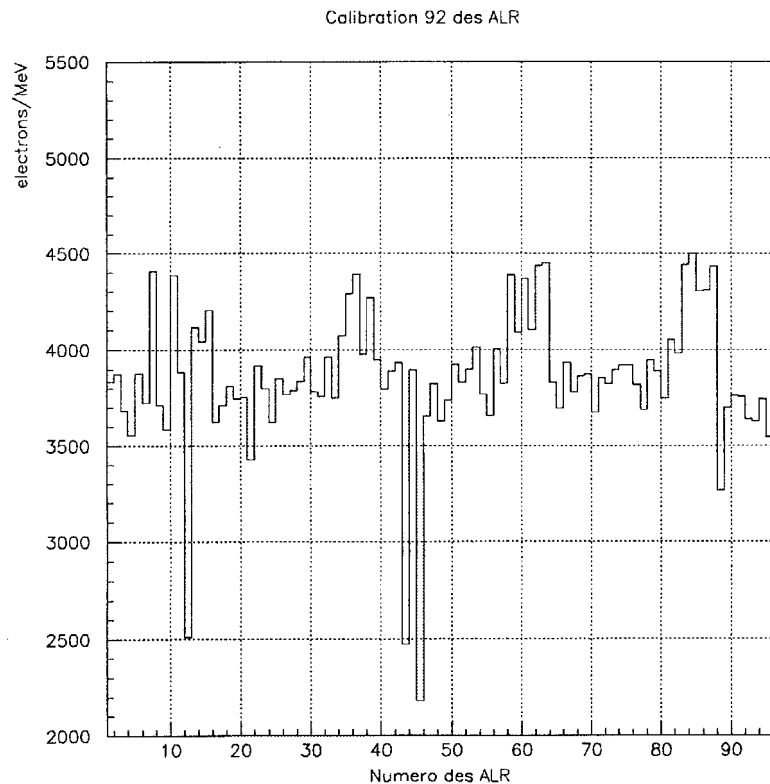


Fig. II.6 – Etalonnage des 96 pétales en 1992 (moyenne : 3851 électrons).

Dans LEP, lors des collisions électron-positon, les désintégrations très prolifiques du Z en $q\bar{q}$ donnent lieu à des jets de particules telles des pions, des muons, des kaons... qui se trouvent au minimum d'ionisation. Ce sont ces particules que nous allons sélectionner.

A tout moment, le piédestal et le bruit (l'écart type σ du piédestal) sont connus pour chacun des 96 pétales. Ces valeurs sont mises à jour régulièrement en effectuant une prise de données en période sans collision.

Un travail important a consisté à fixer le seuil de bruit : au-delà de combien de fois σ va-t-on considérer que l'événement est une particule au minimum d'ionisation ou est encore du bruit ?

On définit un critère précis pour cataloguer un événement comme étant une particule au minimum d'ionisation (MIP) [3].

Dans un premier temps, nous considérons un ensemble (~ 27000) d'événements LEP de 1992 présélectionnés (car correspondant à $Z \rightarrow q\bar{q}$) et en extrayons les particules au

minimum d'ionisation avec 3 valeurs différentes du seuil de bruit : le paramètre n (fois σ), à savoir $n = 2.5$, $n = 3.0$ et $n = 3.5$ (cette dernière valeur était la valeur adoptée pour 1992).

Sachant que ces événements se répartissent entre 96 pétales et que chaque MIP touche trois pétales, nous obtenons en moyenne une statistique d'au moins 800 mesures par pétale.

Nous avons traité ces données par deux méthodes indépendantes, l'ajustement par une distribution de Vavilov d'une part et la moyenne tronquée d'autre part.

La distribution de Landau et sa généralisation, la distribution de Vavilov sont souvent utilisées pour décrire la perte d'énergie de particules chargées rapides traversant une fine couche de matériau [4]. La fonction de densité de probabilité de la Vavilov fait intervenir deux paramètres β et κ .

β est le rapport classique v/c (nombre compris entre 0 et 1) et κ , qui est un nombre réel positif, est proportionnel au rapport entre l'énergie moyenne perdue par la particule dans le matériau traversé et l'énergie maximale qu'elle peut perdre dans une collision frontale avec un électron atomique. Lorsque ce paramètre κ tend vers 0, la distribution de Vavilov tend vers celle de Landau (la particule n'a quasiment pas perdu d'énergie lors de son passage dans le matériau) et lorsqu'il tend vers l'infini, la distribution de Vavilov tend vers une gaussienne (toute l'énergie de la particule a été absorbée par le matériau).

Une étude préalable sur l'énergie perdue dans les ALR nous a montré que la courbe de Landau n'était pas la meilleure fonction d'ajustement à appliquer aux points expérimentaux. Nous allons donc pouvoir optimiser les valeurs respectives de κ et β pour ajuster au mieux une fonction de Vavilov [5] sur nos points expérimentaux (figure II.7).

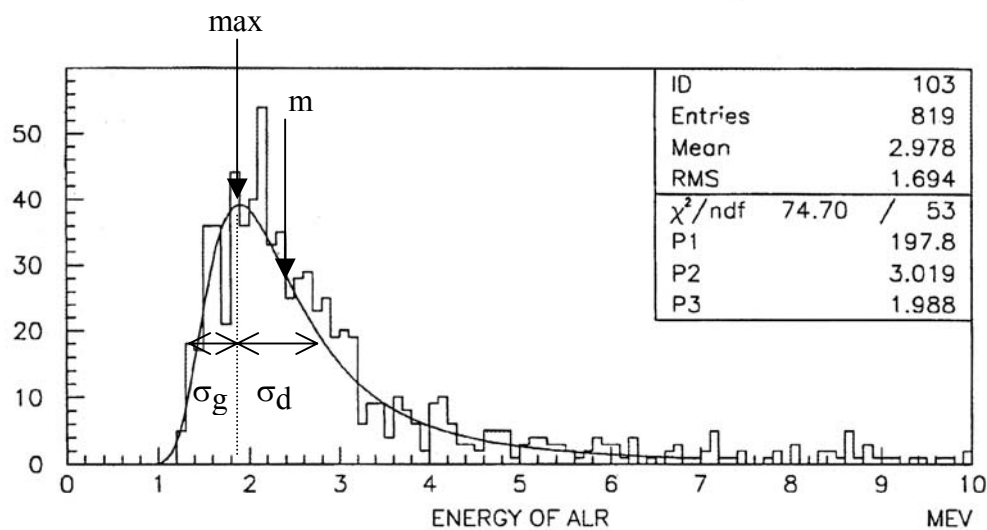


Fig. II.7 – Ajustement de Vavilov sur l'énergie déposée dans un pétale. Position du maximum et de la moyenne. Définition de σ_{gauche} (σ_g) et σ_{droite} (σ_d)

Nous établissons la valeur de l'énergie du maximum de la fonction d'ajustement ainsi que les valeurs des énergies (situées de part et d'autre de la valeur du maximum) correspondant à la moitié de ce maximum. Nous définissons ainsi un σ_{gauche} (σ_g) et un σ_{droite} (σ_d) en considérant la différence entre l'énergie du maximum et les énergies gauche/droite correspondant à la moitié du maximum.

Nous établissons une nouvelle fenêtre en énergie en multipliant σ_g et σ_d par C_g et C_d (avec $C_g < C_d$, les valeurs de ces constantes ont été établies de manière empirique et intuitive {problèmes de divergence de la méthode}, un ordre de grandeur étant, au démarrage, de 1 pour C_g et 4 pour C_d). Nous réalisons un ajustement de Vavilov sur cette nouvelle fenêtre en énergie trouvant de la sorte un nouveau maximum et, par voie de conséquence, un nouveau σ_g et σ_d . Nous personnalisons de la sorte l'ajustement de Vavilov à chaque pétale.

Au fur et à mesure des itérations, nous modifions par pas réguliers négatifs les valeurs de C_g et C_d , en cherchant une convergence (c'est-à-dire une stabilisation du maximum et des valeurs de σ_g et σ_d).

La méthode de la moyenne tronquée épouse la même philosophie de fenêtre en énergie mobile personnalisée à chaque pétale. La première opération consiste à calculer l'énergie

$$\text{moyenne pour les } N \text{ événements : } m = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \text{ ainsi que l'écart type : } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N} - m^2} .$$

Nous définissons ensuite une fenêtre (d'où l'appellation moyenne tronquée) en énergie $[m - C_g \cdot \sigma ; m + C_d \cdot \sigma]$ avec $C_g < C_d$ et recalculons la moyenne et l'écart type sur cette fenêtre. Nous pouvons de la sorte définir une nouvelle fenêtre avec de nouvelles valeurs de C_g et C_d . Au fur et à mesure des itérations, nous diminuons par pas réguliers négatifs la largeur de la fenêtre, en cherchant une convergence.

Les valeurs que nous retenons pour chacune des méthodes sont l'énergie correspondant à la valeur maximale du pic associé à chaque pétale dans le cas de l'ajustement de Vavilov et la valeur moyenne dans le cas de la moyenne tronquée.

Nous pouvons apprécier la sensibilité des deux méthodes à l'ajout de bruit vers les petites valeurs en énergie (autour de 1 MeV) lorsque nous passons de $n = 3.5$ à $n = 2.5$ (tableau II.2.). La modification est faible mais néanmoins significative. La méthode de la moyenne tronquée y est légèrement plus sensible.

n	Ajustement de Vavilov			Moyenne tronquée		
	max (MeV)	σ (MeV)	Δm (%)	m (MeV)	σ (MeV)	Δm (%)
3.5	1.945	0.102	Référence	2.482	0.125	Référence
3.0	1.917	0.102	1.4	2.436	0.106	1.9
2.5	1.891	0.103	2.8	2.402	0.099	3.2

Tab. II.2 - Résultats globaux de l'analyse des particules au minimum d'ionisation.

Les deux méthodes donnent des résultats similaires (sigma, variation relative du maximum/de la moyenne). Nous pouvons dès lors aborder la dernière phase de l'intercalibration.

Pour chacune des deux méthodes et pour chacun des 96 pétales, nous calculons le coefficient par lequel il faut diviser la valeur maximale associée à chaque pétale (Vavilov) ou la valeur moyenne (moyenne tronquée) pour retrouver la moyenne de la distribution (à savoir,

pour $n = 3.5$, 1.945 MeV pour l'ajustement de Vavilov et 2.482 MeV pour la moyenne tronquée).

Nous obtenons deux fichiers de coefficients dont nous prenons, pour chaque pétale, la moyenne arithmétique (les deux méthodes étant jugées équivalentes), nous obtenons le fichier d'intercalibration.

Nous appliquons les corrections à la calibration 92 et nous obtenons un nouveau fichier de calibration dont les valeurs sont prises en compte officiellement pour la suite du LEP (figure II.8).

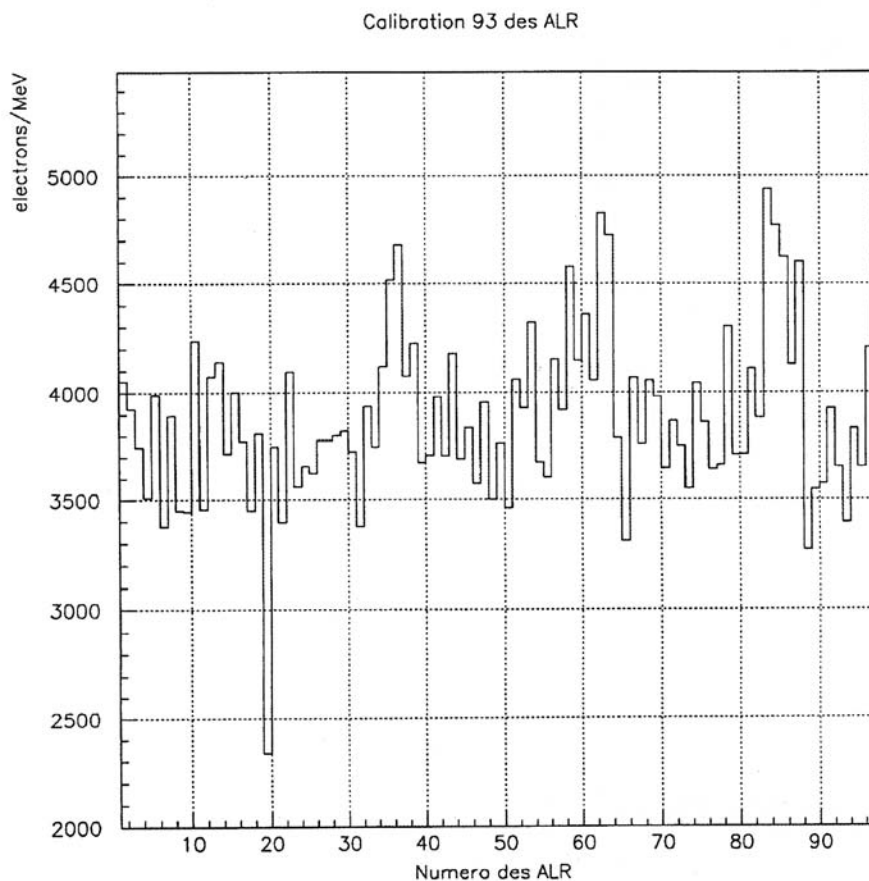


Fig. II.8 – Calibration des ALR pour 1993 (moyenne : 3878 électrons).

II.2.2 ALR +.

1995 a vu le démarrage de la montée en énergie au-delà de la valeur du Z.

Conjointement a été décidée l'amélioration des ALR qui ne travaillaient alors qu'en Φ , par une insertion de couches permettant une exploitation en θ .

Plusieurs motivations justifiaient cette décision :

- * l'augmentation de l'herméticité (le trou existant entre la fin du luminomètre : 3.9° et le début de la première version des ALR : 4.5° était comblé). La détection d'électrons et de photons est importante dans de nombreuses études et notamment dans la recherche de nouvelles particules (supersymétrie),
- * l'extension de la gamme en Q^2 des mesures des fonctions de structure du photon. Ces mesures utilisaient jusqu'alors les données du luminomètre. L'ajout d'une mesure en θ en provenance des ALR+ a permis d'étendre la gamme de 20 à 100 GeV^2 ,
- * le monitoring du bruit de fond du faisceau.

La segmentation θ est réalisée par l'addition de deux couches supplémentaires de scintillateurs, de 14.7 mm d'épaisseur, de forme semi-circulaire, lus par photodiodes [6] aux deux extrémités (figure II.9).

La division du scintillateur en cinq anneaux concentriques permet d'obtenir une résolution $\delta\theta \approx 0.2^\circ$. Les deux couches longitudinales sont décalées pour couvrir les espaces morts introduits par les photodiodes.

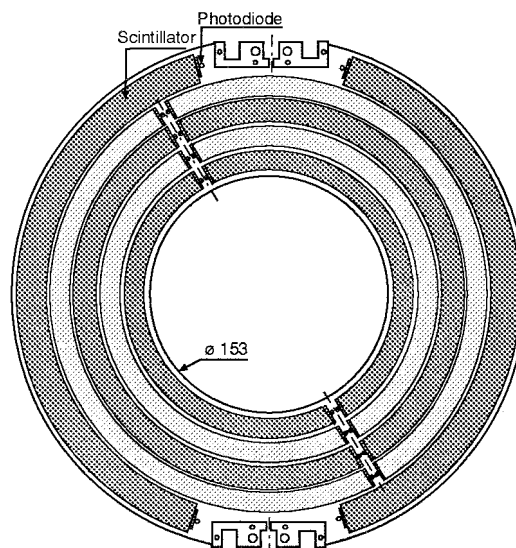


Fig. II.9 - ALR+ vus de face.

Le signal est divisé en deux parties, une en direction de la conversion digitale (identique à celle utilisée pour les ALR) et l'autre, après sommation par groupe de 3 canaux, vers la voie de déclenchement (figure II.10).

Le module électronique a été développé à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon [7]. Il comprend une voie « lente » d'amplification classique avec filtrage RC-CR³ et restauration de la ligne de base (le couplage étant continu, il faut compenser un éventuel décalage du piédestal dû au courant de fuite du détecteur) et une voie « rapide » (différentiation en 250 ns) permettant le déclenchement de l'acquisition préalablement à l'arrivée du signal.

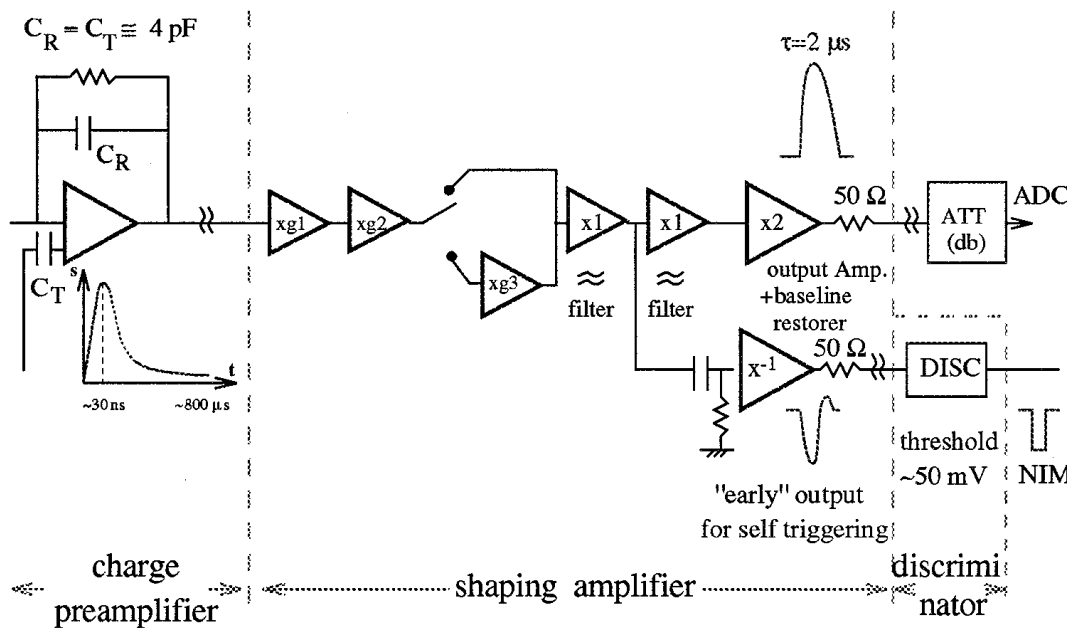


Fig. II.10 - Chaîne électronique de lecture des photodiodes.

Le filtrage RC-CR³ est un filtrage comprenant trois étages d'intégrations après l'étage de différentiation. Il permet d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit (figure II.11).

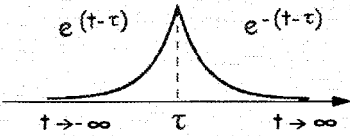
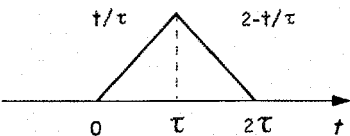
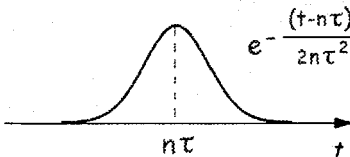
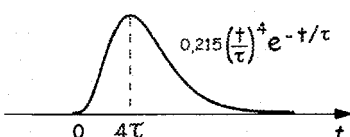
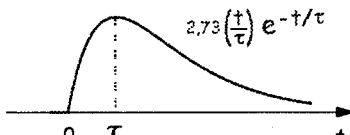
mise en forme	forme de l'impulsion	bruit/signal relatif	durée relative
optimum		1,00	1,00
triangulaire (DL) ⁿ + intégrateur		1,08	1,03
gaussien CR + (RC) ⁿ n → ∞		1,12	1,12
quasi gaussien CR + (RC) ⁴		1,16	1,23
CR + RC		1,36	1,72

Fig. II.11 – Dégradation du rapport signal/bruit suivant le type d’amplificateur-filtre utilisé.

Plus on augmente le nombre de cellules d’intégration, plus on se rapproche du filtre idéal, néanmoins, aller au-delà de 4 cellules d’intégration n’apporte quasiment plus rien.

La calibration de la chaîne est réalisée à l’aide de sources (figure II.12).

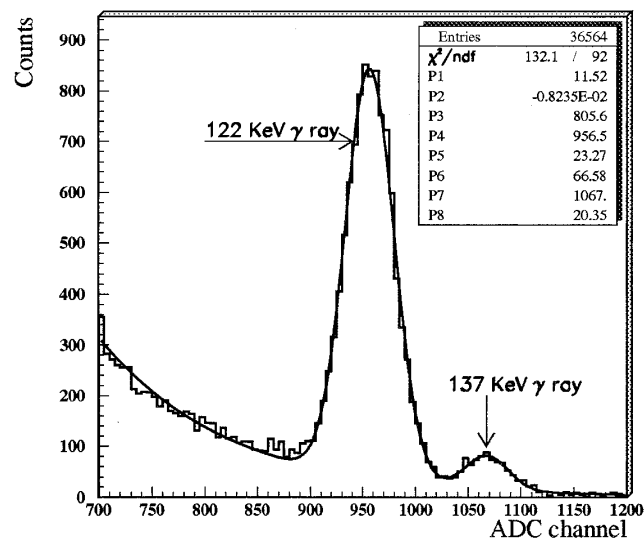


Fig. II.12 - Etalonnage de la chaîne de lecture par impact direct dans le silicium de la photodiode des γ émis par une source de ^{57}Co .

Les éléments des ALR+ ont également été soumis à des faisceaux de muons de 225 GeV et d'électrons de 20 et 40 GeV issus du SPS au CERN [8], et ce, en plusieurs points (figure II.13).

Les tests se sont déroulés dans le hall nord du CERN, sur la ligne de faisceau H2. Les particules du faisceau étaient sélectionnées à l'aide de cinq scintillateurs. Une coïncidence entre trois d'entre eux permettait de définir un faisceau « large » ($2 \times 2 \text{ cm}^2$) et l'adjonction des deux autres réduisait le faisceau à $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Une table motorisée permettait de positionner la boîte contenant les ALR horizontalement et verticalement.

Le but poursuivi était de mesurer l'atténuation du signal en fonction de la distance à la photodiode et d'apprécier la qualité de différents matériaux réfléchissants et diffusants qui enveloppaient les scintillateurs.

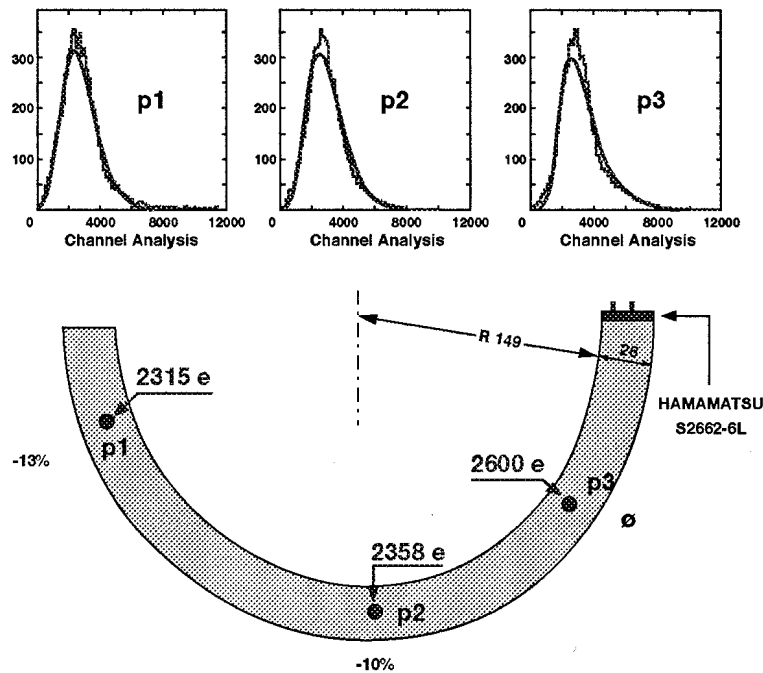


Fig. II.13 - Electrons récoltés lorsque le faisceau frappe différents points d'un anneau de scintillateur.

Le résultat des tests a été très encourageant : le rendement lumineux observé est toujours supérieur à 1000 photoélectrons/MeV et varie de 13 à 26 % selon la position (la procédure de calibration des éléments, une fois ceux-ci installés dans L3, devra en tenir compte). Le rapport signal/bruit est de l'ordre de 3 pour des particules au minimum d'ionisation.

La phase d'installation et d'exploitation des ALR+ pouvait commencer.

II.3. Résultats de physique obtenus.

II.3.1. Problématique de la détermination du nombre de familles.

Dans le Modèle Standard des particules, celles-ci sont associées par familles. Le nombre de familles est un paramètre « libre » du modèle (des mesures astronomiques contraignent la valeur mais avec de grandes barres d'erreurs, voir ci-après). Chaque famille comprend un lepton chargé, un neutrino et deux quarks (voir tableau II.3). Le neutrino est l'élément le plus léger (sa masse est nulle dans le Modèle Standard). L'observation directe du quark b et du lepton τ indique qu'au moins trois familles sont présentes (à l'époque, le quark top n'était pas encore découvert).

1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille	charge
u	c	t	2/3
d	s	b	-1/3
ν_e	ν_μ	ν_τ	0
e	μ	τ	-1

Tab. II.3. Les familles connues de quarks et de leptons.

Lorsque le LEP a démarré, une quatrième famille n'était pas exclue. Si elle existait, on devrait observer l'effet de son membre le plus léger, le neutrino associé. D'où l'intérêt d'avoir une ou plusieurs mesures du nombre N_V de familles de neutrinos légers (c'est-à-dire ceux dont la masse est inférieure à 45 GeV, les seuls accessibles dans la désintégration du Z).

Les valeurs connues à l'époque provenaient de :

- la mesure du flux de neutrinos émis par la SuperNovae SN1987A de type II qui a conduit à une première mesure : $N_V = 2.5^{+4.1}_{-0.8}$ [9].
- la mesure de l'abondance relative de l' ^4He dans l'univers qui conduit à une fourchette plus faible : $N_V = 2.3 \pm 0.8$ [10].

Méthode indirecte.

Une des méthodes pour déterminer ce nombre de familles (méthode indirecte) consiste à mesurer la largeur du pic du Z. Ce qui est possible, bien entendu, à condition de disposer

d'une énergie dans le centre de masse au moins égale à la masse du Z. Le LEP, mis en service en 1989, permettait de disposer d'une telle énergie.

Le Modèle Standard prédit la largeur de ce pic en additionnant les contributions induites par les particules produites lors de la désintégration du Z : les trois leptons chargés ainsi que leurs neutrinos associés et les quarks (hormis le quark top, trop lourd). La mesure de la partie « invisible » de cette largeur permet de remonter au nombre de particules « invisibles » (les neutrinos) qui la constituent. Si on envisage d'autres modèles (supersymétriques notamment), l'exploitation de cette mesure est beaucoup plus délicate.

En mesurant l'évolution de la section efficace des annihilations $e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}$ et $e^+ e^- \rightarrow \text{leptons}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse autour de la masse du Z, la largeur du pic du Z peut être déterminée. La section efficace de l'annihilation $e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}$ étant la plus grande, elle constitue la mesure principale. Une quatrième famille de neutrinos accroîtrait cette largeur d'environ 6 % [11]. La figure II.14 présente l'évolution de cette section efficace dans trois cas de figure.

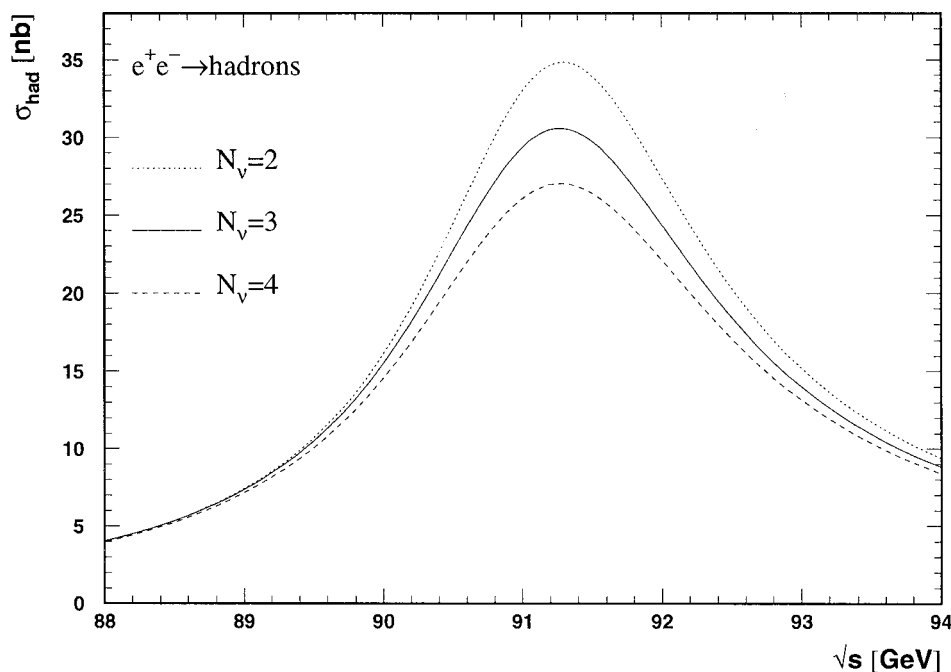


Fig. II.14 – Section efficace pour la réaction $e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}$, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour 2, 3 ou 4 familles de neutrinos légers [11].

Méthode directe.

Historiquement, lorsque l'énergie dans le centre de masse était inférieure à la masse du Z, un autre canal (direct dans ce cas) a été exploré (PEP à Stanford, PETRA à Hambourg, TRISTAN au Japon) : la réaction $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ (figure II.15), donc la détection d'un photon unique (les neutrinos étant indétectables). Ce canal a été également exploré au LEP, dans le but de corroborer les résultats issus de la mesure de la largeur du pic du Z.

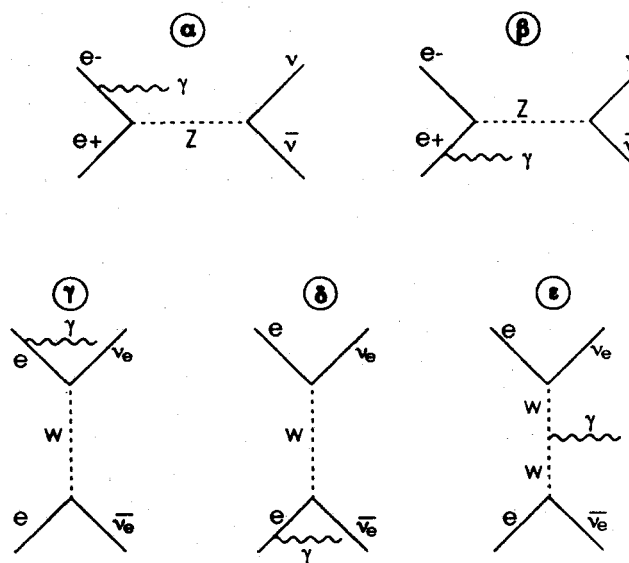


Fig. II.15 - Diagramme de la réaction $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$.

α, β : production de Z (canal en s)

γ, δ, ϵ : échange de W (canal en t) [12].

Le γ détecté est de basse énergie (quelques GeV) si on est proche du pôle du Z (91.2 GeV dans le centre de masse) et la section efficace de la réaction est importante (quelques dizaines de pb).

Pour détecter ces photons de basse énergie, il faut un détecteur possédant d'excellentes qualités de détection à basse énergie (seuil de déclenchement, efficacité, résolution,...).

Le γ détecté est de plus haute énergie si on s'éloigne du pôle du Z (comme ce fut le cas à LEP 2). Il est donc plus facile à détecter, malheureusement, la section efficace de la réaction est alors très faible.

La section efficace de la réaction dépend linéairement de N_ν [11] et l'addition d'une famille supplémentaire de neutrinos augmente cette section efficace d'environ 30 % (figure II.16).

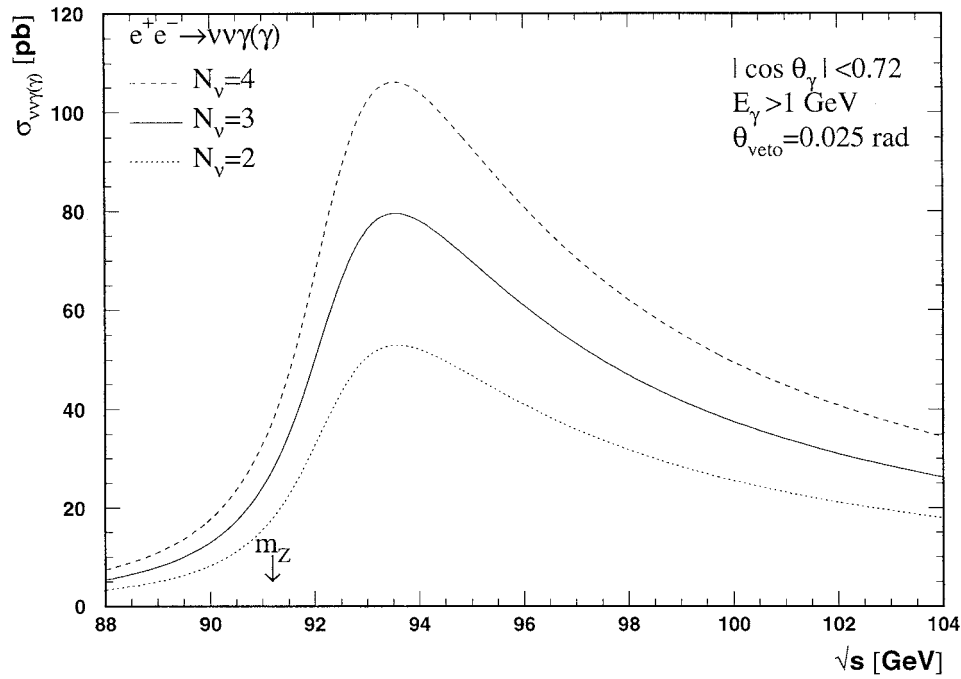


Fig. II.16 – Section efficace pour la réaction $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour 2, 3 ou 4 familles de neutrinos légers [11].

Bruit de fond.

Le bruit de fond pour cette réaction $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ provient de n'importe quel processus dans lequel les particules émises échappent à la détection (énergie manquante) avec seulement un photon détecté dans le volume actif du détecteur.

Le bruit de fond essentiel est le processus dit de « Bhabha radiatif » $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ (figure II.17) qui donne lieu également à la détection d'un photon unique si les électrons ne sont pas détectés, ce qui se passe lorsqu'ils empruntent le tube à vide contenant le faisceau ou arrivent dans une région inactive (par exemple celle qui existe entre le luminomètre et les bouchons du calorimètre hadronique, zone que les ALR dans un premier temps, les ALR+ dans un deuxième temps vont occuper).

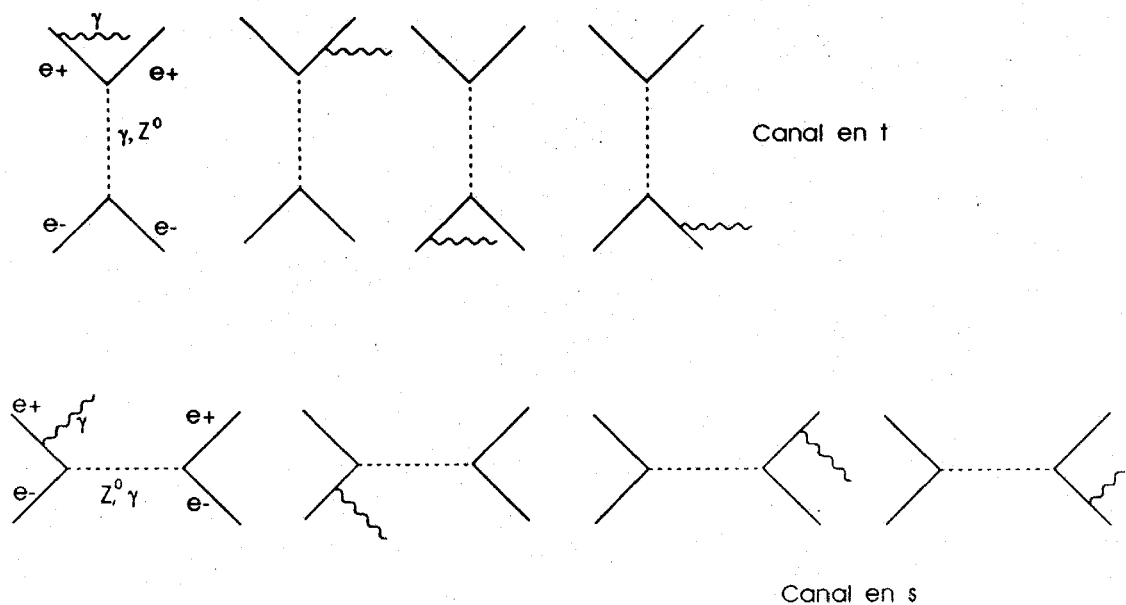


Fig. II.17 – Bruit de fond principal du processus photon unique : le « Bhabha radiatif ». La figure présente les diagrammes conduisant à l'état final $e^+e^-\gamma$ [12]. Le canal en t est important surtout sur l'avant (à faible angle θ).

Notons que les réactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ sont également à considérer dans le canal en s mais leur section efficace est beaucoup plus faible.

Il faut également envisager la production de résonances (π^0 , η , ...) conduisant à un état final à deux photons.

Un autre bruit de fond à considérer est la réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ pour laquelle deux des photons emmènent la quasi-totalité de l'énergie dans l'axe du faisceau et un troisième une faible énergie qui pourra être détectée dans le calorimètre électromagnétique. Les contributions de tous ces processus peuvent être prédites par Monte-Carlo [12].

D'autres processus du second ordre (figure II.18) peuvent être envisagés (émission d'un photon virtuel avec réabsorption et émission d'un photon réel : bremsstrahlung, corrections du propagateur du boson d'échange) mais ils ont une section efficace extrêmement réduite par rapport à tous les processus précédents.

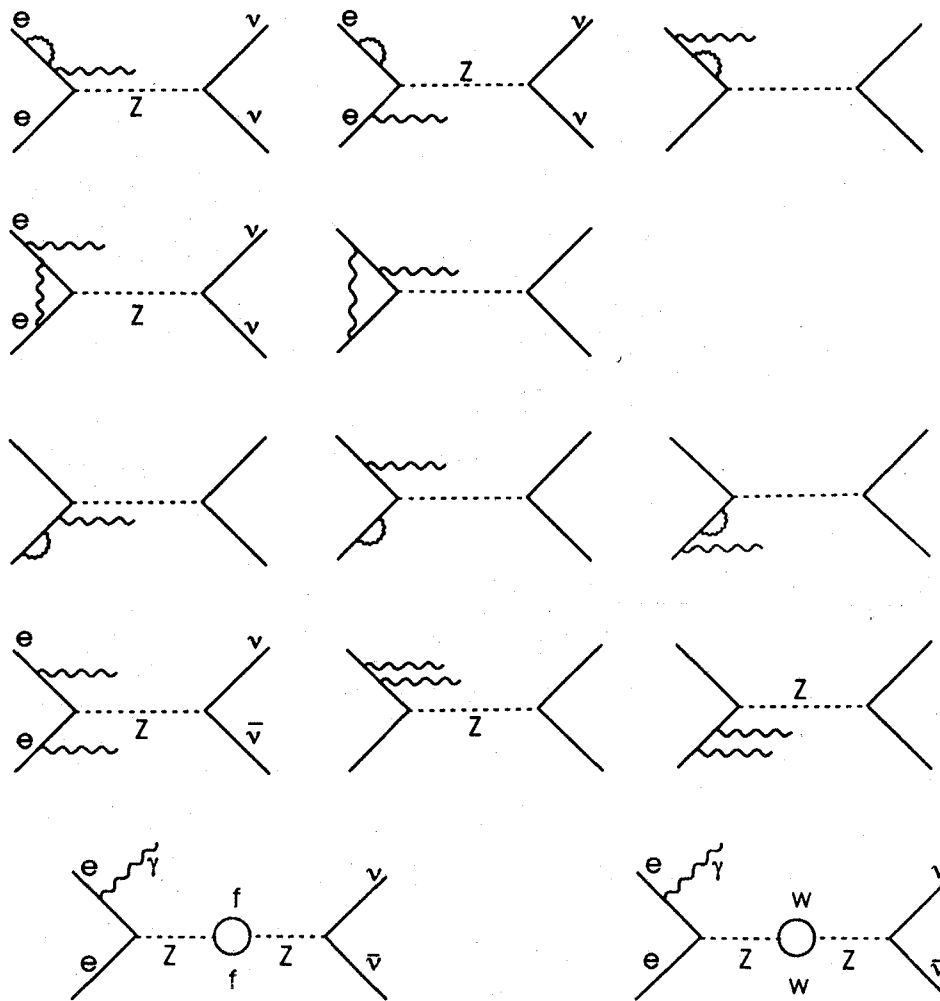


Fig. II.18 - Autres diagrammes permettant la production d'au moins un photon [12].

Un bruit de fond supplémentaire, de type instrumental, à considérer dans le cadre de L3 est la détection de particules cosmiques dans le détecteur (figure II.19).

En effet, l'électronique du BGO a une fenêtre d'ouverture temporelle beaucoup plus importante que les autres sous-détecteurs, ce qui conduit par exemple à la non-observation de particules cosmiques arrivant plus de 10 μ s après le croisement des faisceaux dans les chambres à muons et le détecteur de traces (TEC) alors qu'elles sont détectées dans le calorimètre électromagnétique.

Une coupure appropriée, fondée sur la forme du dépôt d'énergie, prouve de la non-provenance de la trace depuis le vertex primaire [11], permet d'éliminer la quasi-totalité de ces événements (1.3 événements sur 3740 à 95 % de niveau de confiance).

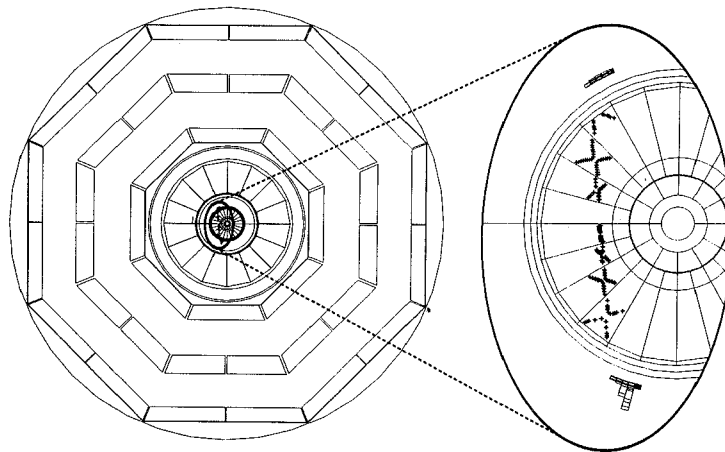


Fig. II.19 – Exemple d'un rayon cosmique détecté par le détecteur L3 [11].

On peut également envisager la production de photons uniques dans le cadre de la supersymétrie (figure II.20) [13]. Cette étude sera entamée principalement à partir de 1995 dans le cadre de LEP 2. Je me limiterai à l'exploitation des mesures dans le cadre du Modèle Standard.

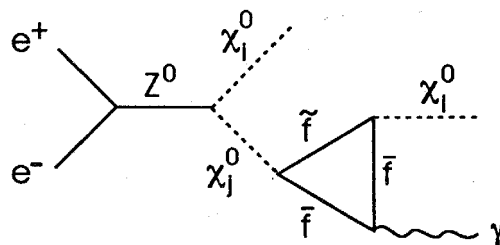


Fig. II.20 - Production de photon unique par l'intermédiaire de neutralinos, dans le cadre de la supersymétrie.

II.3.2. Apport des ALR.

La figure II.21 illustre l'intérêt des ALR pour l'élimination du bruit de fond principal (Bhabha radiatif) de la réaction qui nous intéresse : avant leur installation, la zone allant de $\theta = 4^\circ$ à 6° n'était pas couverte et ne permettait donc pas de déceler des particules passant dans cette zone et, par conséquent, de rejeter un événement de fond du processus $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$.

La validation du générateur de Bhabha radiatif TEEG [12] (événements issus de collisions $e^+ e^-$ pour lesquelles l'angle de diffusion d'un des deux électrons produits est nul) était incomplète.

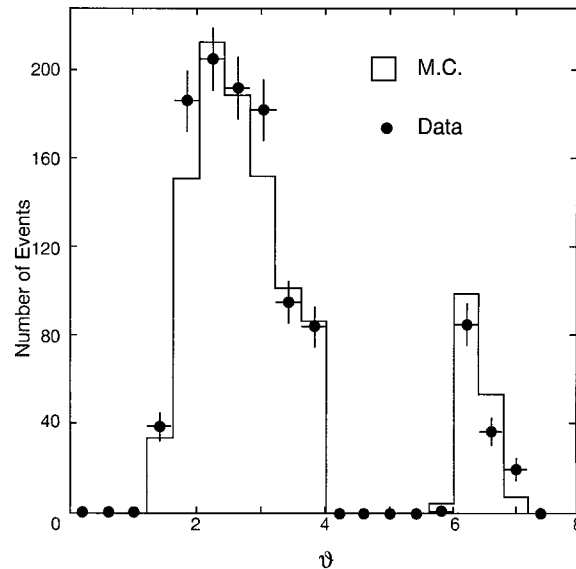


Fig. II.21 – Comparaison entre données et Monte Carlo pour la distribution angulaire de la particule détectée vers l'avant en conjonction avec l'électron unique [14].

Au début, les ALR devaient être utilisés uniquement en complément des scintillateurs « veto » qui couvraient l'angle θ de 11° à 38° , ils devaient signaler la présence ou non d'une particule passant dans l'angle couvert par ce détecteur. La résolution en énergie obtenue n'étant pas trop mauvaise, il a été décidé de l'utiliser également en détecteur mesurant l'énergie de la particule la traversant (avec une résolution moyenne).

Le détecteur de traces (TEC) permettait de savoir si la particule détectée par les détecteurs à grand angle était chargée (électron typiquement) ou non (photon typiquement).

II.3.3. Efficacité du déclenchement photon unique.

La figure II.22 présente le dispositif de déclenchement de L3. Il y a en fait trois niveaux.

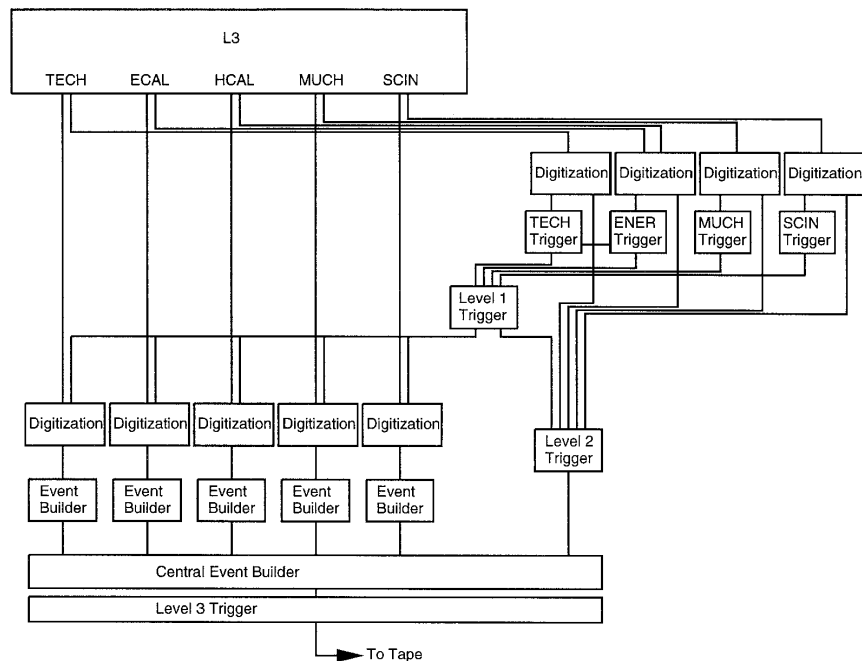


Fig. II.22 – Le schéma logique du système de déclenchement et d'acquisition du détecteur L3 [11].

Le déclenchement de niveau I prend une décision en $22 \mu\text{s}$ (entre deux croisements de faisceau) et la décision est positive dès que l'une des voies : calorimètre hadronique, électromagnétique, détecteur de luminosité, chambres à muons, chambre à traces ou scintillateurs « veto » déclenche.

Dans le cas du calorimètre électromagnétique, on ne considère l'énergie recueillie sur un super-bloc (30 cristaux) que si elle est supérieure à 1 GeV. Il y a 8 super-blocs suivant l'axe θ et 32 suivant l'axe Φ . Une sommation analogique est réalisée par super-bloc avant numérisation de la somme par des Fast Encoding Read-out Adc (FERA). Plusieurs algorithmes dépendant de la topologie des dépôts d'énergie fonctionnent en parallèle.

Le système de déclenchement du niveau I a été prévu pour fonctionner à un taux de 100 Hz. Le niveau II devait réduire ce taux à 10 Hz et le niveau III à quelques Hz en utilisant l'information digitale. Or un problème de bruit sur l'information de déclenchement du BGO a contraint d'augmenter les seuils de déclenchement, ce qui a ramené le taux en sortie du niveau I à 4 Hz environ. Le niveau II n'a donc pas été activé. Le niveau III traite directement les informations numérisées issues des différents détecteurs.

Le déclenchement photon unique se produit lorsqu'un dépôt d'énergie significatif (et un seul) se produit dans le tonneau du calorimètre. Un algorithme précis [12] permet de décider

si le dépôt est oui ou non « significatif ». Le seuil en énergie est abaissé au minimum c'est-à-dire aussi bas que le tolère le système d'acquisition, afin que le temps mort de détection ne devienne pas prohibitif. Ce déclenchement a un taux de 1 Hz environ, dominé par le bruit électronique.

Pour mesurer l'efficacité du déclenchement photon unique, on étudie son comportement lors d'événements de Bhabha radiatif pour lesquels un électron reste dans le tube et l'autre est diffusé légèrement. Ces événements sont déclenchés en parallèle par d'autres algorithmes que celui du photon unique.

Pour repérer ce type d'événement, on détecte un dépôt d'énergie dans le tonneau du calorimètre et un grand dépôt d'énergie dans la partie avant du détecteur (énergie supérieure à 30 GeV dans le luminomètre ou supérieure à 20 GeV dans les scintillateurs « veto » [complétés par la suite par les ALR] ou les bouchons du calorimètre hadronique).

L'efficacité est mesurée en déterminant le nombre de cas où le système de déclenchement photon unique voit également cet événement. Une efficacité voisine de 70 % a été établie [11].

La figure II.23 présente l'évolution de l'efficacité de déclenchement entre 1992 et 1994.

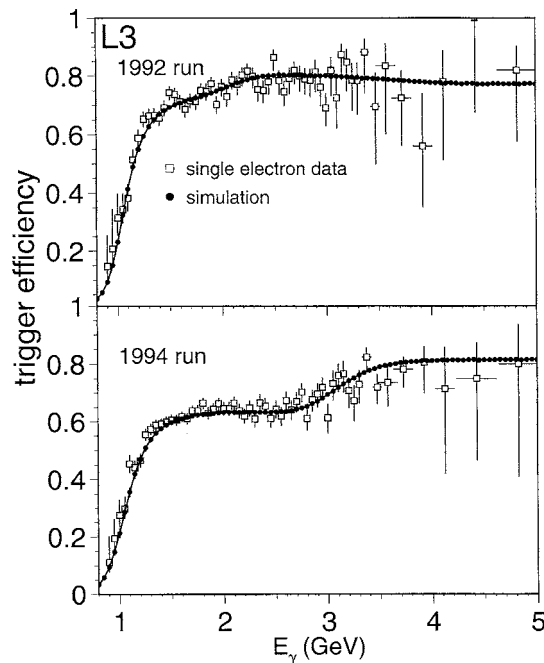


Fig. II.23 – Efficacité du déclenchement en fonction de l'énergie du photon [18].

La baisse d'efficacité pour les photons de basse énergie (1.5 GeV à 3 GeV) entre 1992 et 1994 est contrebalancée par la récupération de plusieurs canaux bruyants, en augmentant leur seuil de détection afin de ne pas déclencher sur le bruit.

II.3.4. Résultats.

En 1990, la méthode indirecte (largeur du pic du Z) donnait, pour le nombre de familles de neutrinos légers : $N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$ [14].

La figure II.24 présente la comparaison entre les données et la simulation Monte Carlo obtenue alors.

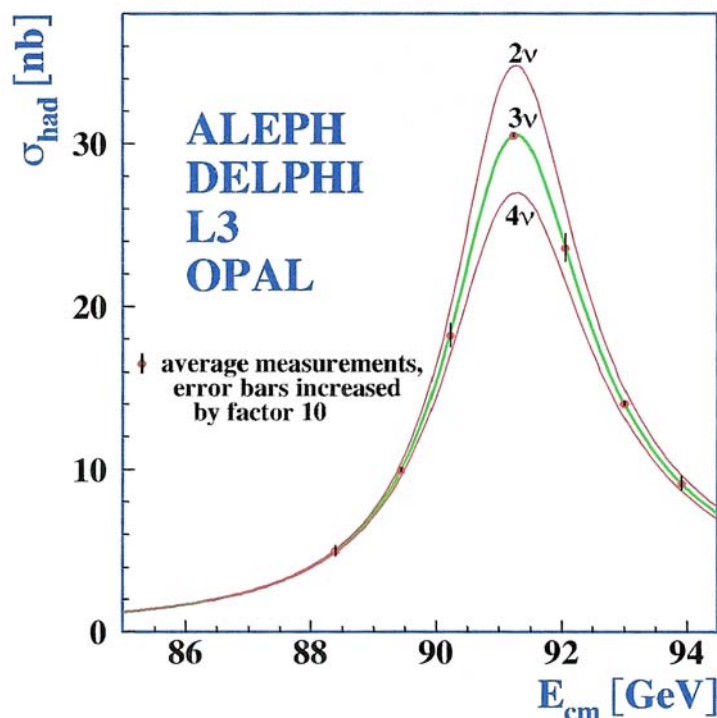


Fig. II.24 – Section efficace mesurée pour les réactions $e^+ e^- \rightarrow$ hadrons, en fonction de l'énergie dans le centre de masse [14].

La méthode directe (détection de photons uniques) a vu la précision de ses résultats s'améliorer avec l'accroissement de la statistique des événements recueillis.

Le tableau II.4 montre l'évolution de ces mesures au fur et à mesure de l'exploitation du détecteur L3.

Ces événements photons uniques doivent être déposés dans le tonneau du calorimètre électromagnétique ($45^\circ < \theta < 135^\circ$) et avoir une énergie supérieure à 1 GeV.

Année	Luminosité intégrée (pb^{-1})	Candidats photons uniques	N_ν
Mi-1991 [15]	3.0	61	3.24 ± 0.46 (stat.) ± 0.22 (syst.)
Fin 1991 [16]	9.6	202	3.14 ± 0.24 (stat.) ± 0.12 (syst.)
Fin 1992 [17]	20.8	451	3.00 ± 0.16 (stat.) ± 0.08 (syst.)
1991-1994 [18]	99.9	2091	2.98 ± 0.07 (stat.) ± 0.07 (syst.)

Tab. II.4 – Evolution de la mesure du nombre de familles de neutrinos par la méthode

directe de mesure de la section efficace de la réaction $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$.

La figure II.25 montre le spectre en énergie des candidats photons uniques pour la période 1992 – 1994, superposé à la simulation Monte Carlo lorsqu'on envisage trois familles de neutrinos légers ainsi que les fonds principaux : le Bhabha radiatif et la production de deux ou trois photons. Le spectre du fond est non nul entre 3.0 et 4.5 GeV à cause de l'espace angulaire restant inoccupé entre les ALR et les luminomètres. La situation sera améliorée avec l'adjonction des ALR+.

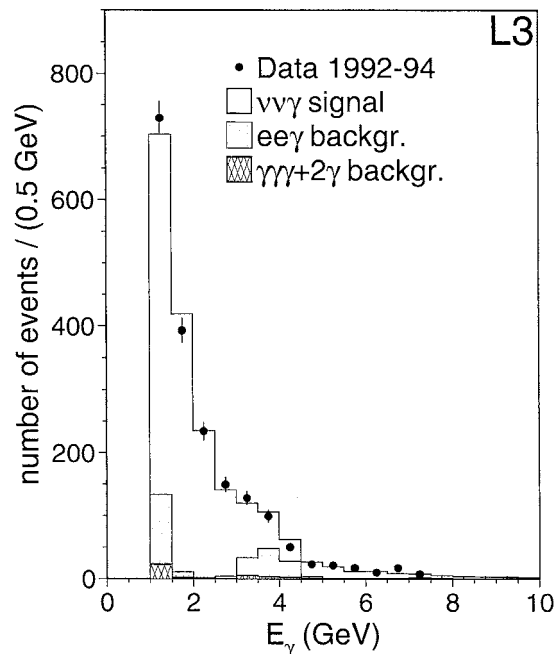


Fig. II.25 - Spectre en énergie des candidats photons uniques, comparé à la simulation Monte Carlo [18].

La figure II.26 présente la superposition des données et des simulations Monte Carlo concernant l'évolution de la section efficace de production du photon unique en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les données les plus nombreuses sont recueillies autour de la masse du Z et concernent les années 1992 à 1994. Un balayage en énergie (88.25 GeV à 93.75 GeV) avait eu lieu en 1991 et avait par conséquent donné lieu à des points expérimentaux dont les barres d'erreur sont plus importantes, la statistique étant plus faible.

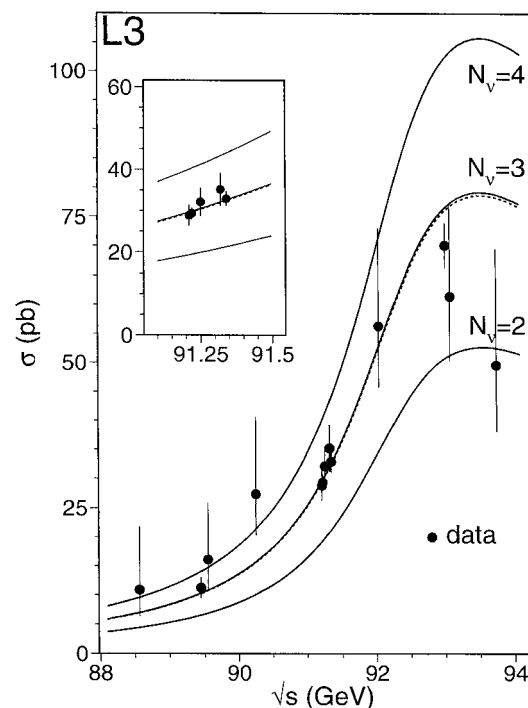


Fig. II.26 – Section efficace du photon unique ($45^\circ < \theta < 135^\circ$ et $E_\gamma > 1$ GeV). Le meilleur ajustement est en traits pointillés [18].

Ce résultat 2.98 ± 0.07 (stat.) ± 0.07 (syst.) est totalement compatible avec celui obtenu par la méthode indirecte de détermination du nombre de familles de neutrinos par la mesure de la largeur du pic du Z : 2.9841 ± 0.0083 [14], même s'il est moins précis (statistique moindre). Il constitue un des résultats les plus importants de l'exploitation de LEP.

Les ALR ont également joué un rôle important dans la physique à 2 photons (surtout exploitée à LEP 2). Les ALR ont permis de combler le trou en Q^2 (énergie de la paire de photons virtuels) qui existait auparavant (figure II.27).

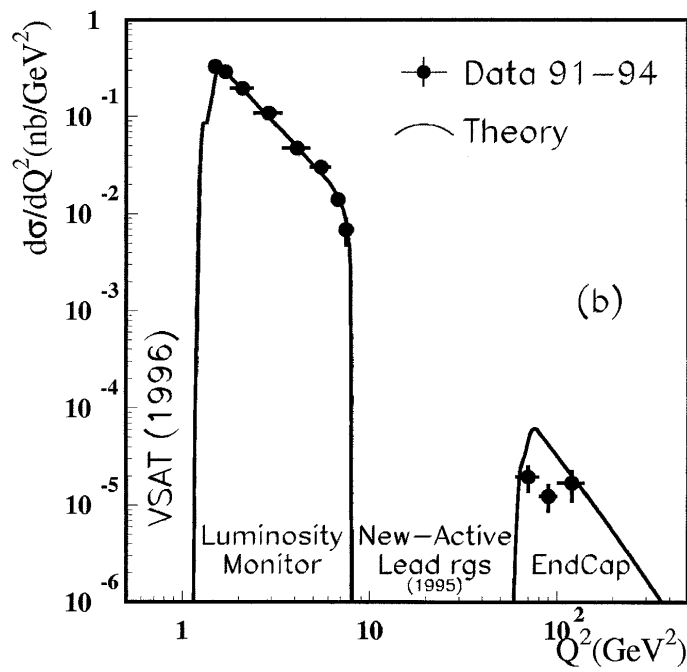


Fig. II.27 – Section efficace différentielle de détection des électrons/positons diffusés dans la réaction à 2 photons montrant l'utilité de l'installation des ALR.

II.4. Conclusion.

L'installation des Active Lead Rings dans le détecteur L3 et leur exploitation a indéniablement amélioré ce détecteur : dans LEP100, confirmation du nombre de familles de neutrinos par un meilleur rejet des événements de bruit de fond, dans LEP200, physique à deux photons, exclusion de certaines zones d'énergie du modèle supersymétrique...

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a été moteur dans ce projet et son travail a été apprécié et reconnu par la collaboration L3.

L'utilisation de photodiodes pour recueillir le signal lumineux issu des scintillateurs a été une première expérience très concluante (rapport signal/bruit conséquent, stabilité, insensibilité au champ magnétique, faible encombrement, alimentation raisonnable) qui augurait un avenir assuré à ce genre de photodétecteur.

L'étalonnage des pétales des ALR en laboratoire a permis une fois de plus d'utiliser comme source étalon des particules cosmiques. La construction du banc cosmique trouvait là encore toute sa justification.

Bibliographie.

- [1] « Scintillating-fibre calorimetry » M. Livan et al., CERN 95-02(1995), Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 44(1995)122-131.
- [2] « Performances of a preamplifier-silicon photodiode readout system associated with large BGO crystal scintillators » M. Goyot et al. NIM A 263 (1988) 180-187.
- [3] « **Utilisation de particules au minimum d'ionisation pour la calibration de détecteurs.** », rapport de stage de DEA de P. Depasse, avril-juin 1993.
- [4] « Ionization losses of high-energy heavy particles. », P.V. Vavilov, JETP5 (1957) 749-751.
- [5] « Programs for the Landau and the Vavilov distributions », B. Schorr, CERN Program.
- [6] Hamamatsu, Technical Data Sheet N° S-504-01.
- [7] « A low noise shaping amplifier with triggering channel for photodiodes read-out », IPNLyon group, Lycen 8679.
- [8] « **Test beam results for an upgraded forward tagger of the L3 experiment at LEP II** », M. Chemarin et al., NIM A 349 (1994) 345-355 (également CERN PPE/94-62).
- [9] « Constraints on light particles from Supernova sn1987a » J. Ellis and K. Olive, Phys. Lett. 193B :525 (1987).
- [10] « Primordial helium abundance and the primordial fireball » P.J.E. Peebles. Astrophys. J. 146:152 (1966).
- [11] « Measurement of invisible Z decays » G. Raven, Thèse de Doctorat, Université d'Utrecht, novembre 1995.
- [12] « Détection de photons uniques dans l'expérience L3 » C. Buisson, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon-I, mai 1991, N° ordre 73-91.
- [13] « Neutrino counting in $e^+ e^-$ annihilation », D.L. Burke, SLAC pub. 4284 (March 1987).
- [14] « A precision measurement of the number of neutrino species », CERN-EP/2000-153, p 29.

- [15] « A direct determination of the number of light neutrino families from $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ at LEP », L3 collaboration, Phys. Lett. B 292 (1992) 209-221.
- [16] « Determination of the number of light neutrino species », L3 collaboration, Phys. Lett. B 292 (1992) 463-471.
- [17] « Neutrino counting from single photon events », J. Fay, on behalf of L3 collaboration. International Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille (1993) 631-633.
- [18] « Determination of the number of light neutrino species from single photon production at LEP », L3 collaboration, Phys. Lett. B 431 (1998) 199-208.

Activités dans CMS

Dans ce troisième chapitre, je vais détailler le cheminement qui a conduit à la réalisation du plus grand calorimètre électromagnétique à cristaux jamais construit. L'éclairage porté sera celui de l'Institut, donc davantage axé sur le choix des cristaux, des photosenseurs et de l'électronique frontale.

Je commencerai par resituer ce calorimètre électromagnétique dans l'expérience CMS du LHC. La contrainte de résolution en énergie attendue, compte tenu de l'environnement expérimental extrêmement difficile (radiations élevées, temps de réponse rapide, ...) constitue un objectif très ambitieux vu les technologies de pointe utilisées, qui est en passe d'être gagné mais devra être confirmé dans le détecteur complet.

Les premiers tests ont permis de comprendre les avantages et inconvénients des différents types de cristaux scintillants candidats, et ainsi d'étayer les arguments pour opérer le choix le plus judicieux parmi eux.

Une fois le cristal choisi, le choix du type de photosenseur à utiliser était simple, la photodiode à avalanche s'est rapidement imposée. Mais le cahier des charges à respecter était tel qu'aucun constructeur n'était en mesure de fournir ce photosenseur. A débuté alors un programme de recherches et développements entre la collaboration CMS et ces constructeurs. Au fil des ans, le produit s'améliorait et parvenait à respecter les exigences de la collaboration. Je décrirai ces avancées technologiques sur le produit.

L'électronique frontale de lecture des photodiodes à avalanche doit être rapide et résistante aux radiations. La gamme dynamique du signal est importante (92 dB). Il y a une dizaine d'années, le seul convertisseur analogique-digital échantillonnant à 40 MHz et tolérant aux radiations n'avait pas cette dynamique. Il fallait compresser le signal. Un développement de grande envergure en ce sens a démarré alors. Le produit final répondait presque aux exigences de la collaboration mais son rendement de fabrication était insuffisant. Un produit réalisé dans une technologie plus récente et compatible avec un nouveau type d'ADC développé depuis a permis de respecter les attentes technologiques et financières de la collaboration, celle-ci ayant dû relâcher un peu les contraintes. Je décrirai l'évolution des différents prototypes.

Je terminerai par la phase de construction dans laquelle j'ai eu la responsabilité de construction et de qualification des éléments qui recueillent le signal lumineux issu des cristaux et les convertissent en signal électrique lu par l'électronique frontale : les « capsules ».

III.1. Présentation.

L'observation des phénomènes du monde subatomique a conduit les physiciens à élaborer des modèles théoriques basés sur une description en termes de particules et d'interactions. Au fur et à mesure des investigations expérimentales, ces représentations ont évolué vers des théories prédictives, qui regroupent les constituants élémentaires et les vecteurs des interactions.

Le modèle qui sert de référence actuellement est le Modèle Standard [1] [2] [3]. Il résulte de l'unification des forces faible et électromagnétique dans le cadre de la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (le groupe d'isospin et d'hypercharge faible). Néanmoins, sous cette forme, le modèle ne peut contenir des termes de masse pour les différentes particules car ils violent l'invariance de jauge. L'introduction du mécanisme de Higgs [4] permet de donner une masse aux bosons W et Z tout en conservant une masse nulle pour le photon.

Ce modèle a été testé et vérifié avec une précision remarquable, principalement au LEP. Seul le boson de Higgs n'a pas encore été découvert. Néanmoins plusieurs indications laissent penser que ce modèle peut être amélioré : le modèle n'est pas prédictif concernant la masse des particules (les neutrinos ayant une masse non nulle, l'échelle de variation de masse des fermions s'étend sur plus de 10 ordres de grandeur, du neutrino au top), l'unification des interactions forte et électrofaible ne peut pas être réalisée...

Une extension prometteuse du Modèle Standard est le Modèle Supersymétrique [5] qui généralise les symétries d'espace-temps en transformant les fermions en bosons et inversement. De nombreux autres modèles existent (technicolor, cordes,...).

Dans le cadre du Modèle Standard, dans un cadre bien précis [6], la théorie prédit une limite maximale de 870 GeV pour la masse du boson de Higgs.

L'expérience, par des mesures indirectes (mesures de la masse du top et du W), ramène cette valeur à 260 GeV environ, à 95 % de niveau de confiance, et par des mesures directes (Higgsstrahlung, mesures de paires $b\bar{b}$ au LEP), donne une limite inférieure de 114.4 GeV.

III.1.1. Motivations physiques.

Les énergies mises en jeu au Large Hadron Collider LHC [7] du CERN vont permettre de couvrir un champ d'études très étendu au-delà de la brisure électrofaible. Le LHC devrait soit découvrir, soit exclure le boson de Higgs du Modèle Standard ainsi que les multiples bosons prévus par la supersymétrie. Les partenaires supersymétriques des fermions et des bosons vont également être recherchés jusqu'à l'échelle du TeV.

Les limitations du Modèle Standard sous-tendent la présence d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie accessible au LHC. En effet, la brisure de symétrie électrofaible se manifestant à 246 GeV (d'après le Modèle Standard), un phénomène nouveau (boson de Higgs ou autre mécanisme) doit apparaître pour cette échelle d'énergie.

Les modes de production du Higgs standard les plus importants pour le LHC (collisionneur hadronique) sont, par sections efficaces décroissantes, la fusion de gluons, la fusion de bosons W ou Z, le rayonnement de Higgs (Higgsstrahlung), la production associée de Higgs avec une paire $b\bar{b}$ ou une paire $t\bar{t}$ (particulièrement intéressante pour la recherche d'un Higgs de masse inférieure à 130 GeV), figures III.1 et III.2.

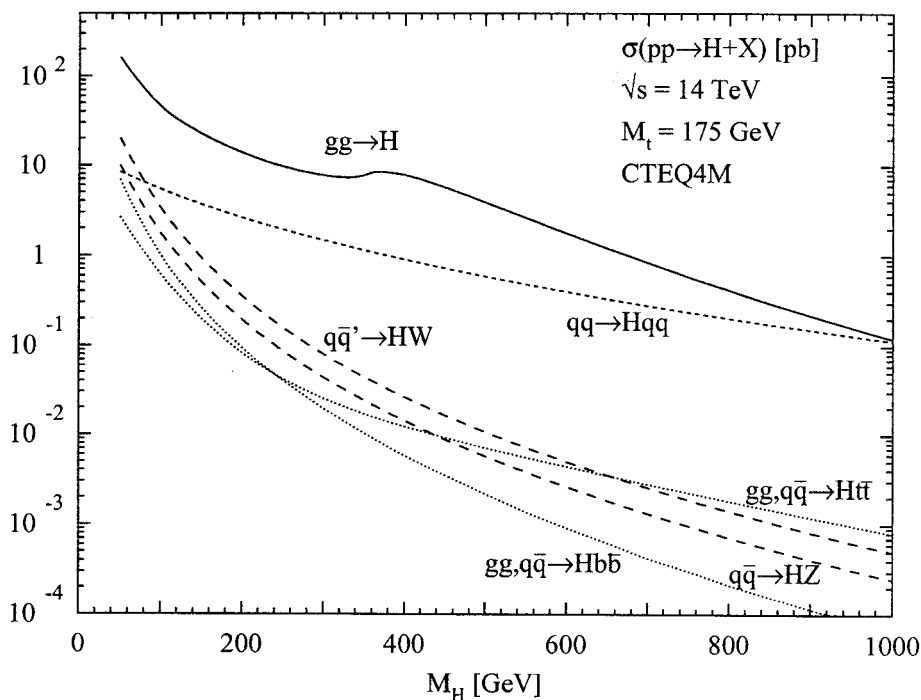


Fig. III.1 - Sections efficaces de production du Higgs standard en fonction de sa masse [8].

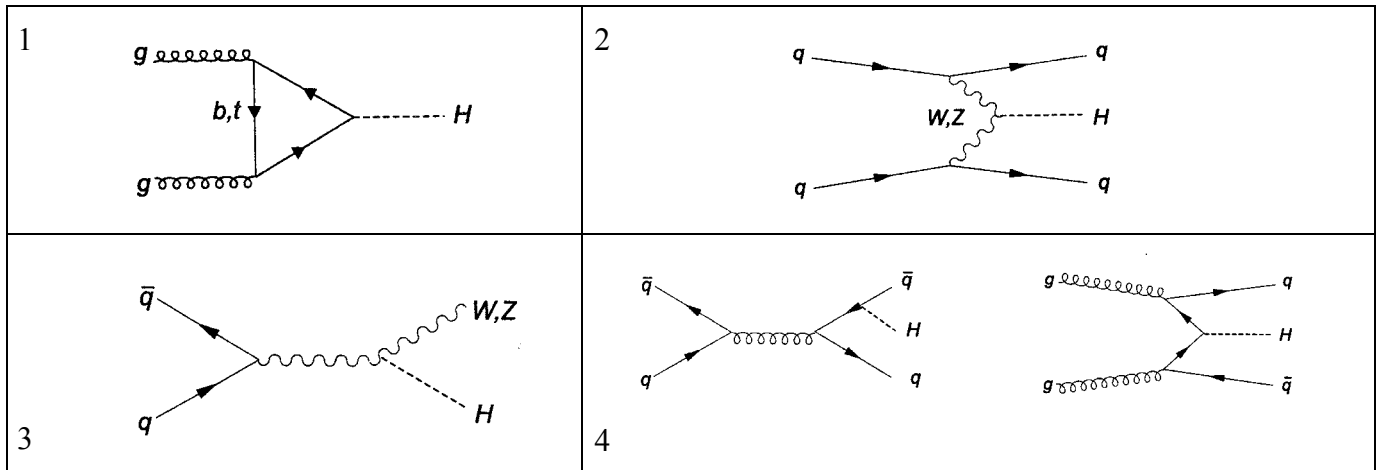


Fig. III.2 - Diagrammes de productions du Higgs.

1. Fusion de gluons.
2. Fusions de bosons W ou Z.
3. Rayonnement de Higgs.
4. Production associée avec une paire $b\bar{b}$ ou une paire $t\bar{t}$.

Il est à noter que la largeur du signal évolue considérablement avec la masse : voisine de 10 MeV si le Higgs a une masse inférieure à 150 GeV (la résolution en masse est alors imposée par la résolution du détecteur et par conséquent, l'électronique utilisée, associée au meilleur calorimètre possible, doit introduire le minimum de bruit), de l'ordre de 1 GeV lorsque la masse du Higgs est voisine de 200 GeV (le Higgs peut alors se désintégrer en une paire de bosons Z, la résolution de l'électronique doit être suffisante pour reconstruire l'énergie des Z à partir des $e^+ e^-$ et rejeter le bruit de fond) et atteignant une largeur de 600 GeV pour un Higgs de 1 TeV.

Enfin, la désintégration d'un éventuel boson lourd Z' met en jeu des électrons dont l'énergie peut dépasser 2 TeV.

La figure III.3 montre les rapports d'embranchement en fonction de la masse du Higgs. En dessous de 150 GeV, la désintégration du Higgs en paires $b\bar{b}$ est largement dominante. Néanmoins les processus de désintégration en deux photons ou en Z-photon, bien que faibles, existent, ce qui est particulièrement intéressant si l'on dispose d'un calorimètre électromagnétique mesurant correctement l'énergie des photons.

L'inconvénient de la désintégration $b\bar{b}$ (ou plus généralement, tout ce qui est purement jets : $c\bar{c}$, $g g$, ...) est d'avoir à identifier un bruit de fond QCD important en se reposant justement sur l'étude (compliquée) des jets pour lesquels la résolution en énergie est de l'ordre de 15 %.

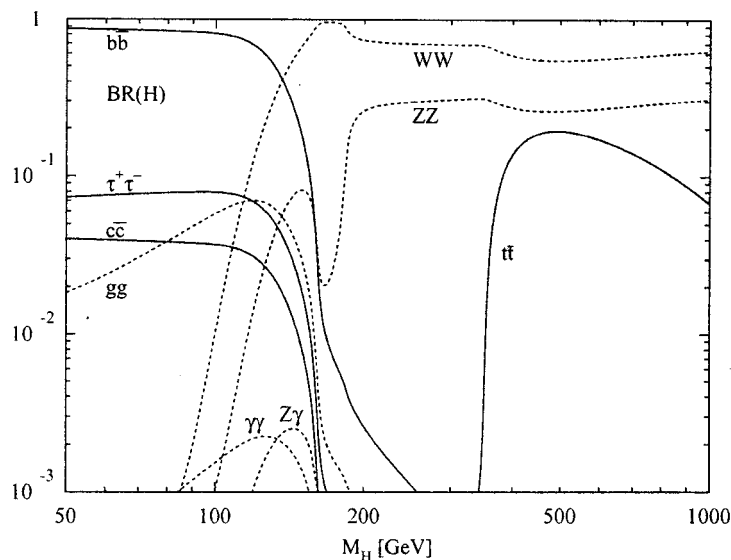


Fig. III.3 - Rapports d'embranchement des processus de désintégration du Higgs standard [9].

Dans le cadre du modèle supersymétrique le plus simple, l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM), il est prévu 5 particules physiques correspondant aux bosons de Higgs : deux bosons chargés H^+ et H^- , un boson neutre pseudoscalaire ($CP = -1$) A_0 et deux bosons de Higgs neutre scalaires ($CP = +1$) h^0 et H^0 .

La théorie prévoit l'existence d'un boson de Higgs neutre avec une masse inférieure à 130 GeV. Cette échelle d'énergie étant accessible au LHC (et au Tévatron) devrait permettre un test de ce modèle simplifié.

Le LHC est également un outil puissant pour observer des particules contenant des quarks lourds. Le taux élevé de production des paires $b\bar{b}$ (10^{13} paires par an à haute luminosité [collisions de 10^{34} particules par cm^2 et par seconde, $5 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$ de luminosité intégrée]) permettra d'observer la violation de la symétrie CP dans les systèmes à mésons B.

L'expérience Babar ne permet pas actuellement d'explorer le secteur du B étrange, ce que permettra d'atteindre le LHC.

De nombreuses études vont également être menées autour du quark top car, au démarrage du LHC, à basse luminosité (collision de 10^{33} particules par cm^2 et par seconde), plus de 60000 paires $t \bar{t}$ seront produites par jour : mesure de la section efficace, amélioration de la précision sur la mesure de la masse, étude de couplages, recherche de désintégrations exotiques.

Au LHC, des jets de haute impulsion transverse (jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV) sont produits lors de collisions inélastiques. Une éventuelle sous-structure des quarks pourrait être mise en évidence par leur étude.

Un programme important de recherches sur les ions lourds est prévu également : en particulier l'étude des plasmas de quarks et de gluons à travers des signatures caractéristiques (suppression de la production directe du J/ψ par le plasma mais vu les énergies atteintes, il y a possibilité de re-création du J/ψ , étude en jets/dimuons), dans une large gamme de masse et de pseudorapidité). L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon y participe activement.

III.1.2. Le Large Hadron Collider.

La machine (approuvée par le conseil du CERN en décembre 1994) sera installée dans le tunnel de 27 km de circonférence qui a abrité le LEP.

Dédié aux collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le LHC doit aussi permettre d'accélérer des ions lourds pour l'étude des plasmas de quarks et de gluons. La luminosité prévue pour des collisions Pb-Pb (énergie dans le centre de masse supérieure à 1000 TeV) est dans ce cas de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les principales performances du LHC sont résumées dans le tableau III.1.

La construction de l'accélérateur LHC représente un extraordinaire défi technologique.

C'est la plus grande machine superfluide jamais construite.

Assurer une distribution d'hélium à 4 K (pour assurer la supraconductivité, les dipôles produisant une induction magnétique de 8.4 T) sur une grande distance n'est déjà pas simple mais ici, il faut optimiser l'évacuation de la chaleur en amenant l'hélium à 1.8 K. Les difficultés rencontrées en cryogénie hélium sont considérables.

Energie par faisceau	7.0 TeV
Luminosité (haute)	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Temps séparant deux collisions	24.95 ns
Nombre d'interactions par collision	une vingtaine
Etalement longitudinal du point de collision	7.5 cm
Etalement latéral du point de collision	20 μm
Nombre de particules par paquet	$1.05 \cdot 10^{11}$
Energie perdue à chaque tour	6.9 keV par proton
Durée de vie du faisceau	22 heures

Tab. III.1 – Quelques caractéristiques du LHC en proton - proton.

Les détecteurs doivent répondre aux exigences imposées par la physique et l'accélérateur : excellentes résolutions, rapidité, résistance aux radiations,...

Deux expériences généralistes, ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) [10] et CMS (Compact Muon Solenoid) [11] et deux détecteurs plus spécifiques, LHCb [12] pour la physique du quark b, l'étude de la violation de CP et Alice (A Large Ion Collider Experiment) [13] pour les collisions d'ions lourds, sont prévus autour de ce collisionneur.

Dès 1992, le groupe des Hautes Energies Expérimentales a rejoint le groupe CMS ainsi que la collaboration Crystal Clear (ou RD18 du CERN).

III.1.3. Le détecteur CMS.

C'est un détecteur 4π qui se présente sous la forme d'un volume cylindrique fermé (figure III.4). Pour se situer dans le détecteur, il est commode d'utiliser la pseudorapidité η (voir définition chapitre II.1). En effet, la distribution des particules de biais minimum, la distribution du Higgs léger sont uniformes en η .

La pseudorapidité η est comprise entre -5 et $+5$, ce qui représente un angle non couvert de 0.8° par rapport à l'axe du faisceau.

L'architecture de CMS est constituée par un assemblage traditionnel concentrique de sous-détecteurs :

- un trajectomètre au silicium (pixels et micropistes),
- un calorimètre électromagnétique à cristaux scintillants,
- un calorimètre hadronique basé sur un échantillonnage de plaques de laiton et de scintillateurs plastiques,
- un solénoïde supraconducteur produisant une induction magnétique axiale de 4 T,
- un système de chambres à muons basé sur des chambres à dérive étalé sur 4 étages et placé entre les culasses de fer servant au retour du champ magnétique.

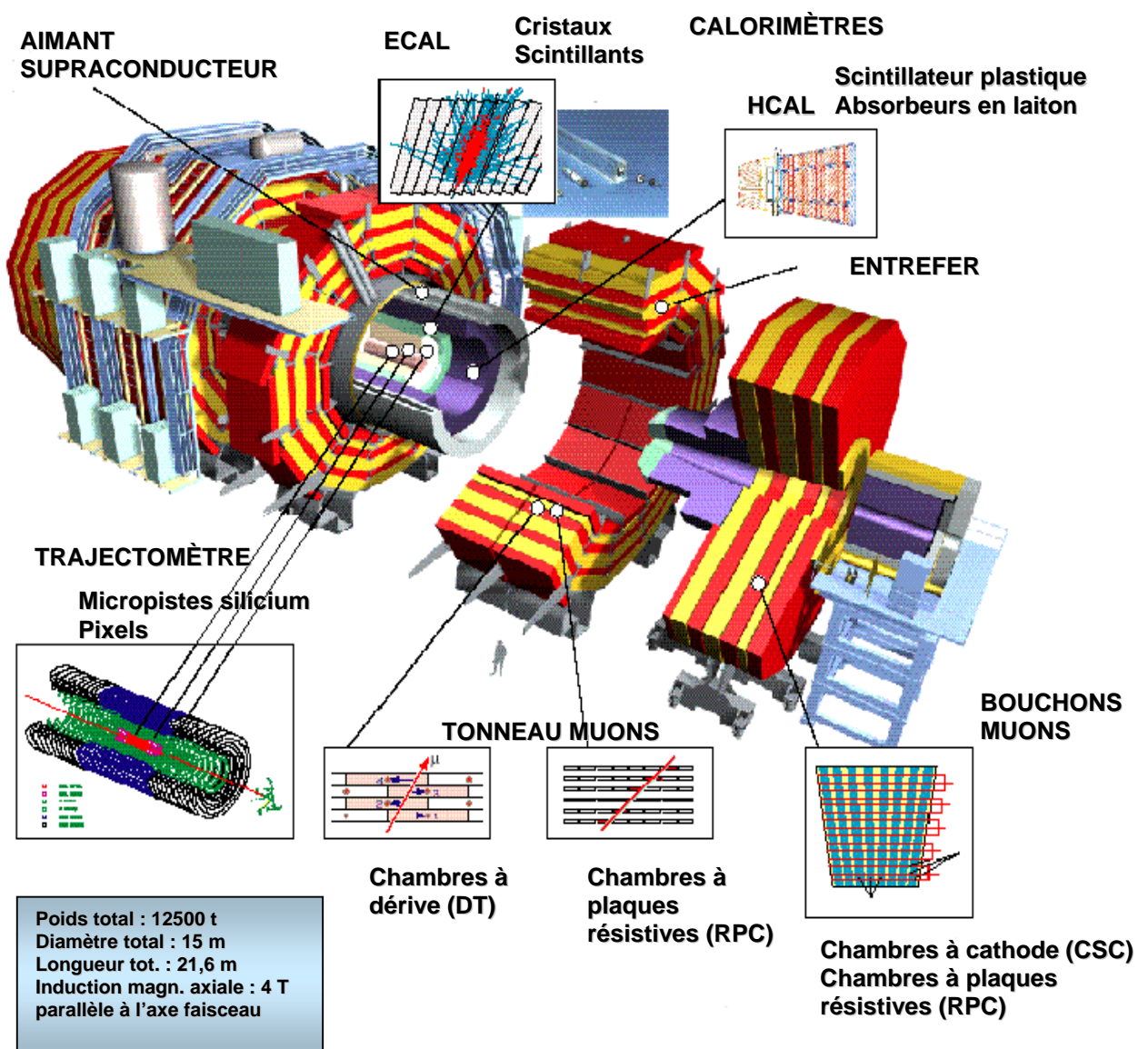


Fig. III.4 - Vue générale de CMS.

III.1.4. Le calorimètre électromagnétique.

Le principe de base de la calorimétrie est de faire interagir une particule avec un bloc de matière, dans lequel elle va, idéalement, déposer la totalité de son énergie. Ce bloc de matière, excité, retourne à son état fondamental en émettant un signal proportionnel à l'énergie initiale de la particule. La mesure correcte de ce signal permet de déterminer cette énergie.

L'interaction de particules de haute énergie avec le matériau constituant le calorimètre donne lieu à une production importante de particules secondaires qui forment une gerbe. Les processus physiques qui entrent principalement en jeu à haute énergie sont la création de paires et le rayonnement de freinage (revoir figures I.1 et I.4).

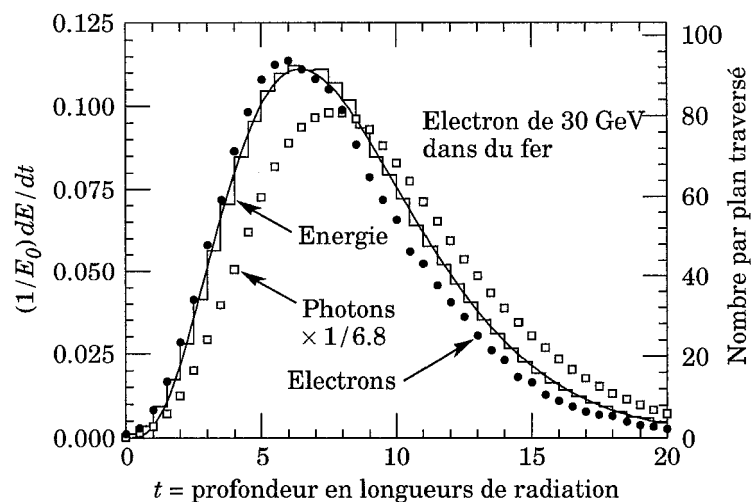


Fig. III.5 – Simulation Monte Carlo d'une gerbe créée par un électron de 30 GeV pénétrant dans du fer [14]. L'histogramme montre la fraction d'énergie déposée en fonction de la profondeur, exprimée en longueurs de radiations. La figure présente également le nombre d'électrons et de photons d'énergie supérieure à 1.5 MeV qui franchissent un plan perpendiculaire au développement de la gerbe à la profondeur t .

Le maximum de la gerbe se produit d'autant plus profondément que l'énergie de la particule initiale est grande (loi en $\log E$).

Le calorimètre électromagnétique est formé d'une partie tonneau (pour une pseudorapidité $|\eta| < 1.48$), et d'une partie bouchons (pour $1.48 < |\eta| < 3.00$).

Devant chaque bouchon est installé (jusqu'à $\eta = 2.6$) un détecteur de pied de gerbes constitué d'une alternance d'absorbeur en plomb et de détecteurs à micropistes de silicium, d'une épaisseur totale de $3 X_0$. Son rôle est de pouvoir distinguer un photon simple de deux photons très rapprochés issus de la désintégration de π^0 (ces photons sont peu séparés à cause du « boost » du π^0 vers l'avant). Cette proximité des photons est surtout vraie à grand η , d'où la présence de ce détecteur pour les bouchons seulement, les cristaux assurant la séparation des photons à faible η .

Les cristaux du calorimètre ont une forme tronc-pyramidale pour les faire quasi-pointer (à 3° près en η et en Φ , pour assurer l'hermiticité du détecteur) vers le point d'interaction (figures III.6 et III.7). Pour le tonneau, les dimensions sont 2.2 cm x 2.2 cm (en face avant ; c'est une valeur moyenne : il y a en fait 17 types de cristaux différents) x 23 cm (équivalent à $25.8 X_0$), et $3 \times 3 \times 22 \text{ cm}^3$ (soit $24.7 X_0$) pour les bouchons (il faut y ajouter les $3 X_0$ du détecteur de pied de gerbes).

Il y a 61200 cristaux dans le tonneau et 14648 cristaux dans les bouchons.

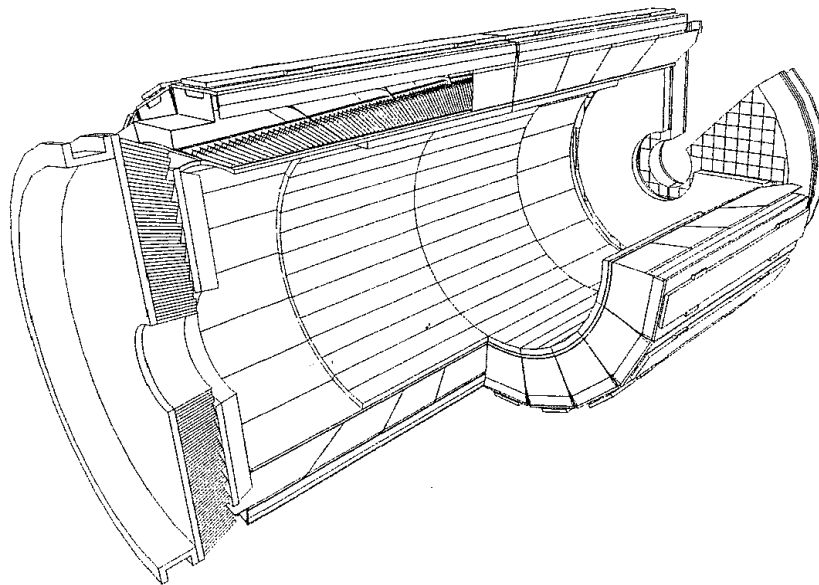


Fig. III.6 - Vue en 3 dimensions du calorimètre électromagnétique.

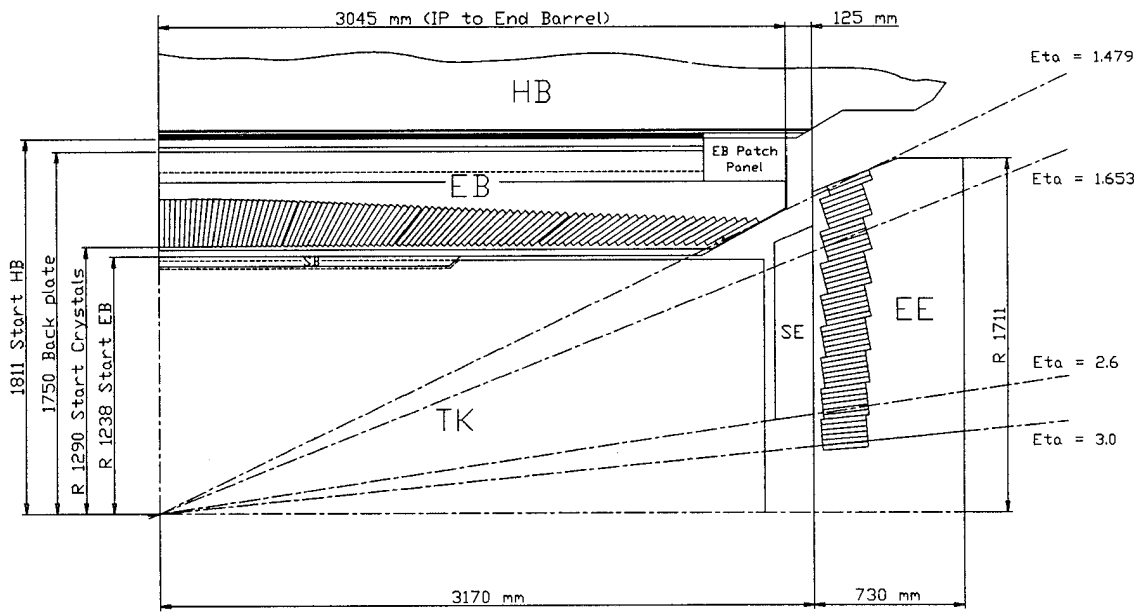


Fig. III.7 - Localisation du tonneau et des bouchons dans le détecteur CMS : EB désigne le tonneau (Barrel), EE les bouchons (Endcaps), SE le détecteur de pied de gerbes (preShower). HB désigne le tonneau du calorimètre hadronique.

La longueur des cristaux est choisie pour contenir au maximum la gerbe électromagnétique (figure III.8).

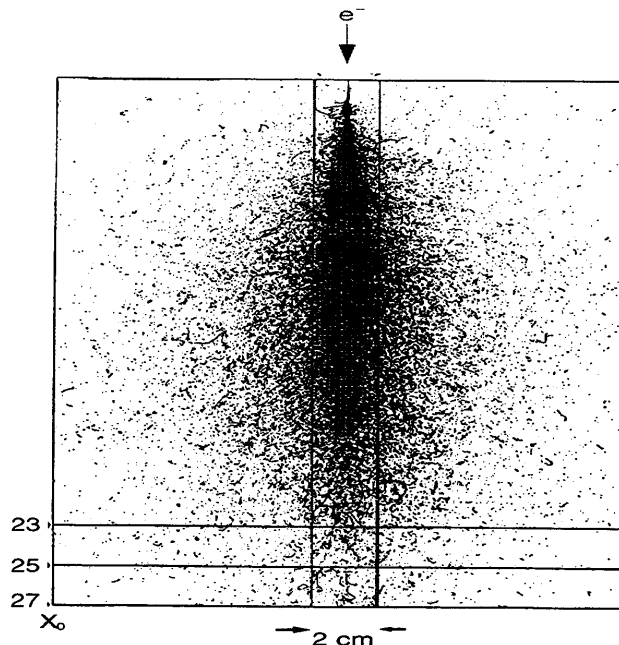


Fig. III.8 – Illustration du développement de la gerbe électromagnétique dans un cristal de $PbWO_4$ pour un électron de 50 GeV.

III.1.5. Besoins de la collaboration CMS pour ce détecteur.

Parmi les nombreux canaux de physique où le calorimètre électromagnétique doit jouer un rôle important, la désintégration du boson de Higgs en deux photons est le canal le plus contraignant (mais son potentiel de découverte l'a fait utiliser comme cadre de référence pour la construction). En effet, de par la faible largeur de désintégration de cette particule (de l'ordre de la dizaine de MeV pour une masse de boson de Higgs inférieure à 150 GeV), la résolution en masse est fixée par la résolution du calorimètre.

Dans le cas de l'émission par le boson de Higgs de deux photons d'énergie E_1 et E_2 , émis avec un angle θ , la résolution sur la masse reconstruite s'écrit :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_{E1}}{E1} \oplus \frac{\sigma_{E2}}{E2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \quad \{\text{III.1}\}$$

La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ se décompose en 3 parties : une composante photostatistique, une composante de bruit et un terme constant, ces 3 composantes s'additionnant de manière quadratique.

Le terme photostatistique : dû à la fluctuation de la gerbe (le nombre N de photons lumineux détectés et convertis en photoélectrons produits pour une particule incidente d'énergie donnée résulte d'un processus statistique) .

La fluctuation est proportionnelle à \sqrt{N} , donc à \sqrt{E} . On a $\frac{\sigma_{\text{stat}}(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$.

Rappelons que ce terme sera dégradé par la photodiode à avalanche, qui introduit une fluctuation statistique supplémentaire, celle concernant la multiplication des électrons créés à partir d'un photoélectron incident (facteur de bruit en excès).

Le terme de bruit électronique : la chaîne électronique de lecture génère un bruit gaussien.

La fluctuation est directement proportionnelle au signal généré, donc à l'énergie déposée. On a $\frac{\sigma_{\text{bruit}}(E)}{E} \propto \frac{1}{E}$.

Rappelons là aussi que ce terme sera dégradé par la photodiode à avalanche, qui introduit son bruit propre (provenant de son courant de fuite et de sa capacité).

Le terme constant : il traduit la capacité du détecteur à contenir plus ou moins bien la gerbe (fuites à l'avant et à l'arrière), il englobe les fluctuations dues aux inhomogénéités dans les cristaux (non-uniformité), les fluctuations dues aux variations de la tension d'alimentation et de la température et la précision des intercalibrations. Ce terme est proportionnel à

l'énergie, donc $\frac{\sigma_{\text{const.}}(E)}{E} \propto \text{constante}$.

La résolution en énergie s'exprime conventionnellement par

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad \{\text{III.2}\}$$

La résolution en énergie totale, telle qu'estimée par Monte Carlo dans le Technical Design Report du calorimètre électromagnétique [15] donne, pour une matrice de 5x5 cristaux, à haute luminosité (E est exprimé en GeV) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.55\% \oplus \frac{0.210 \text{ GeV}}{E} \text{ pour le tonneau (figure III.9) et}$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.55\% \oplus \frac{0.915 \text{ GeV}}{E} \text{ pour les bouchons (il faut également y}$$

ajouter de manière quadratique la dégradation due au détecteur de pied de gerbe $\left(\frac{5\%}{\sqrt{E'}}\right)$

E' est la fraction de l'énergie incidente qui est déposée dans le détecteur de pied de gerbes.

La résolution en position $\frac{\sigma_{\theta}}{\theta}$ est estimée à $\left[\frac{45 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \right]$ dans le tonneau à basse

luminosité. Cette valeur est un peu dégradée à haute luminosité car elle est liée à la détermination moins évidente du vertex de l'interaction (comme il n'y a en moyenne qu'un seul événement par collision à basse luminosité, il n'y a pas d'ambiguïté). A haute

luminosité par contre, il y a en moyenne une vingtaine d'événements par collision. Il s'agit d'identifier l'événement qui proviendrait de la désintégration du Higgs en deux photons. Il faut donc retrouver, à l'aide des traces chargées reconstruites (jets produits avec les photons), le vertex de la collision. L'analyse est plus délicate.

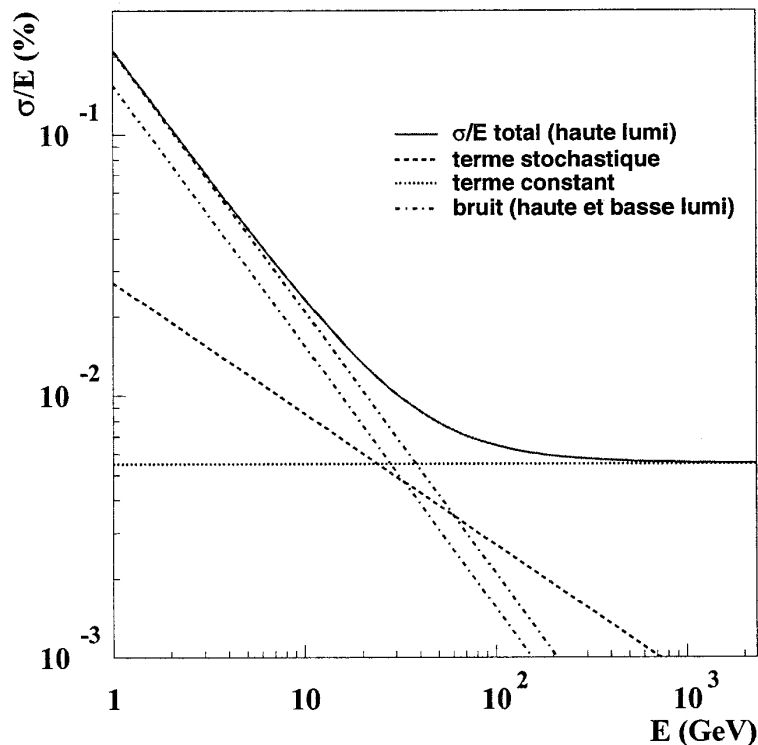


Fig. III.9 - Contribution des termes stochastique, constant et de bruit sur la résolution en énergie.

Afin d'obtenir une grande précision sur ces deux résolutions, la collaboration CMS a décidé de construire un calorimètre électromagnétique homogène à base de cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4).

Ce cristal dense possède une courte longueur de radiation (0.89 cm), et pour assurer un bon confinement de la gerbe, un faible rayon de Molière (2.2 cm). La granularité obtenue assure une bonne résolution en position et permet la distinction entre les photons γ simples et ceux issus de la désintégration du π^0 .

Néanmoins, comme le rendement lumineux du PbWO_4 est faible, la lecture doit être réalisée avec un photosenseur à gain interne, la photodiode à avalanche dans le tonneau et la phototriode (Vacuum Photo Triode, VPT) dans les bouchons, où le taux de radiation est trop important (plus de 10 kGy) pour les photodiodes à avalanche.

Ces choix influent sur la résolution en énergie :

1. La photodiode à avalanche, de par sa nature, a un impact sur la résolution en énergie.

Au terme stochastique dont l'origine est la fluctuation de la gerbe au sein du cristal vient s'ajouter (de manière quadratique) la fluctuation de la multiplication des électrons primaires au sein de la photodiode à avalanche. Cette fluctuation est d'autant plus importante que le facteur d'excès de bruit F de la photodiode est grand (revoir formule {I.3}).

Les photodiodes à avalanche contribuent également fortement à la dégradation du terme de bruit électronique par leurs caractéristiques électriques (capacité et courant de fuite).

La charge équivalente de bruit (ENC), nombre d'électrons ramené à l'entrée du préamplificateur, est constituée d'une composante série et parallèle (revoir formule {I.5}). La capacité (photodiode à avalanche + connectique en kapton + C_{in} du préamplificateur) intervient directement (et linéairement) sur la composante série, il y a donc tout intérêt à disposer de photodiodes à plus faible capacité possible avec une électronique frontale très proche, tandis que le courant de fuite influe directement sur la composante parallèle.

Au cours de la vie du LHC, à cause des irradiations (pour une luminosité intégrée de $5 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$ (10 ans)), on attend une fluence de neutrons de l'ordre de $2 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ et une dose maximale de 4 kGy dans la partie tonneau ($1.65 < |\eta| < 2.61$) ; donc ce courant va augmenter dans des proportions importantes (facteur 100) et la résolution en énergie du détecteur va inéluctablement se dégrader.

La figure III.10 [15] présente une cartographie des doses attendues dans le calorimètre électromagnétique pour une luminosité intégrée de $5 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

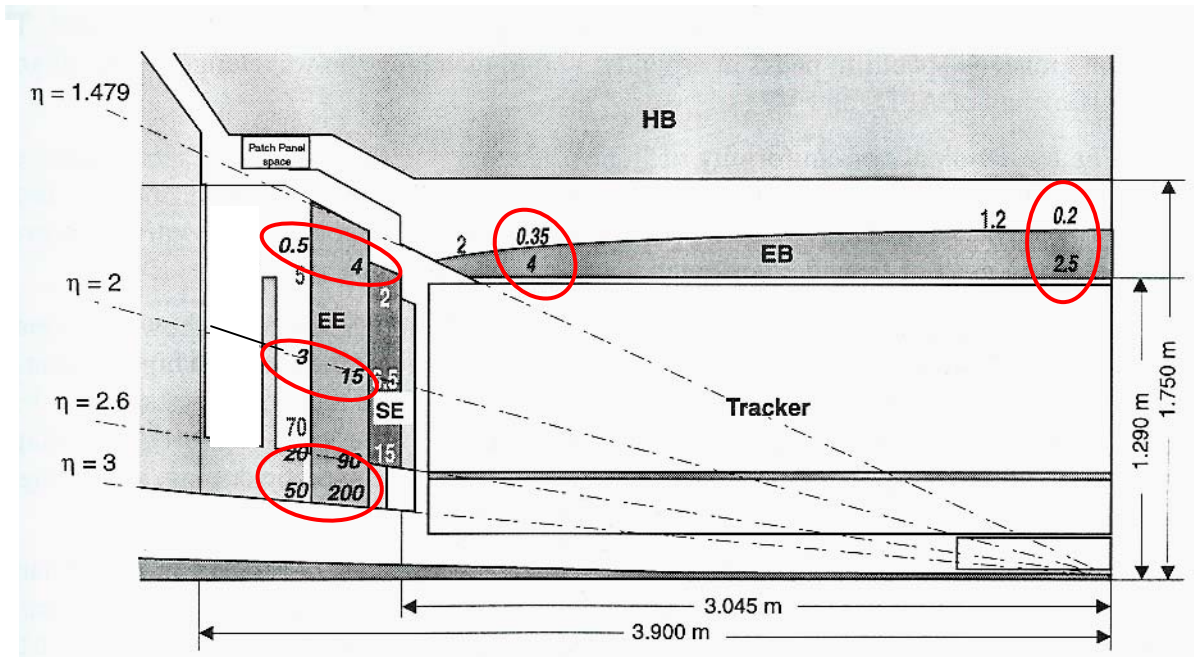


Fig. III.10 – Cartographie des doses attendues dans le détecteur après 10 années de fonctionnement à haute luminosité : les nombres cerclés de rouge sont les doses en kGy au maximum de la gerbe dans les cristaux et immédiatement derrière ceux-ci, dans le tonneau et les bouchons (EB et EE). Les autres indications sont les fluences exprimées en multiples de 10^{13} n/cm^2 dans le détecteur de pied de gerbes (SE) et derrière les cristaux.

Insistons sur la complication extrême qu'a entraînée cet environnement hostile sur tous les développements et choix technologiques du calorimètre.

Le premier impact a concerné le choix du cristal : la collaboration CMS a été contrainte de choisir un candidat peu lumineux. Cela a entraîné le choix d'un photosenseur possédant un gain interne et résistant lui aussi aux radiations. Malheureusement, et le cristal et le photosenseur étaient très sensibles à la température qu'il a dès lors fallu contrôler avec précision.

Les différents concepts électroniques d'acquisition auraient pu trouver rapidement des solutions mais malheureusement dans des technologies qui ne résistaient pas aux radiations. Il a donc fallu entièrement concevoir et réaliser les circuits en une technologie adaptée.

2. La non-uniformité longitudinale des cristaux dégrade également la résolution en énergie. Des simulations [16] ont montré l'importance de l'uniformité de la réponse du cristal dans la zone comprise entre 5 et 10 X_0 à partir de la face d'entrée du cristal. Cela

apporte a posteriori toute sa signification à l'utilisation du banc cosmique de l'Institut pour mesurer la non-uniformité des cristaux (voir chapitre I).

Un profil d'uniformité idéal a été simulé (figure III.11), ce qui a donné lieu à une méthode de dépolissage des cristaux adaptée. Si les cristaux respectent cette courbe de non-uniformité idéale, la dégradation de la résolution en énergie est minimisée.

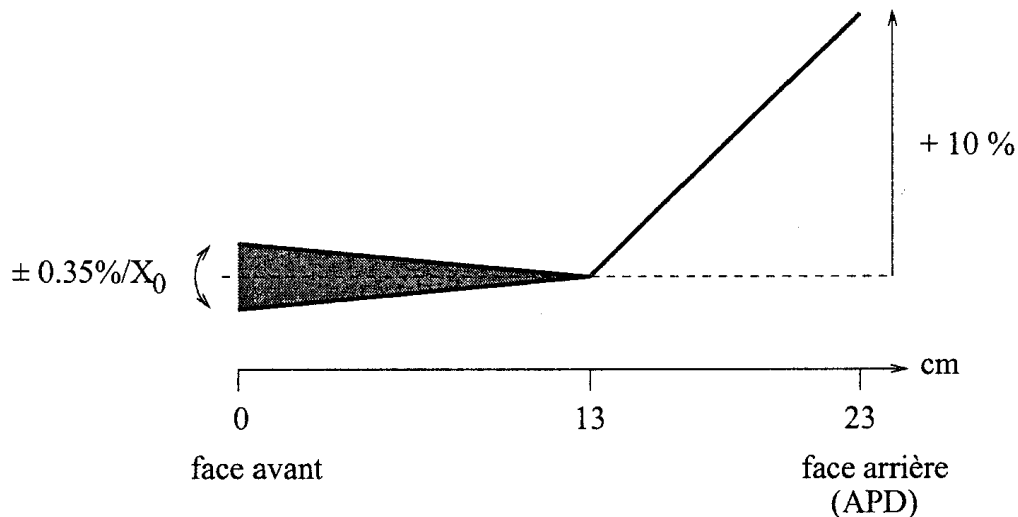


Fig. III.11 - Schéma de la courbe de taux de lumière optimal d'un cristal permettant d'obtenir une contribution de la non-uniformité longitudinale à la résolution en énergie de l'ordre de 0.3 %. La pente de la partie avant ne doit pas dépasser $\pm 0.35\%/X_0$ et la réponse, sur les 10 derniers centimètres, côté photodiode à avalanche, doit augmenter de 10 %.

Un autre paramètre va dégrader la résolution en énergie : l'empilement ; il résulte du choix de la fréquence de croisement des faisceaux (40 MHz) et du taux d'interaction.

3. L'empilement : à chaque croisement de faisceau, le grand nombre d'événements générés entraîne le dépôt de faibles quantités d'énergie sur l'ensemble du calorimètre. A haute luminosité, on considère qu'il y a une vingtaine d'interactions par croisement. La distribution d'énergie déposée dans une matrice de 5x5 cristaux est piquée sur 0.1 GeV et possède une longue queue jusqu'à 1 ou 2 GeV. Dans le tonneau, la contribution de ce bruit d'empilement est inférieure à celle du bruit de numérisation. Cette contrainte a contribué au choix de la granularité du détecteur.

Pour terminer, le tableau III.2 résume quelques performances attendues du détecteur CMS comparées à celles d'ATLAS [10], [11].

Détecteur	CMS	ATLAS
Détecteur de traces	$\sigma_{r,\phi} = 20 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 100 \mu\text{m}$ $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 1.5 \cdot 10^{-4} p_T (\text{GeV}) \oplus 0.5 \%$	$\sigma_{r,\phi} (\mu\text{m}) = 13 \oplus \frac{62}{p_T \sqrt{\sin\theta}}$ $\sigma_z (\mu\text{m}) = 39 \oplus \frac{90}{p_T \sqrt{\sin\theta}}$ $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 5 \cdot 10^{-4} p_T (\text{GeV}) \oplus 0.1 \%$
Calorimètre électromagnétique	$\frac{\sigma_E}{E} (\text{bruit soustrait}) =$ $\frac{2.7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.55\%$ $\frac{\sigma_\theta}{\theta} = \frac{45 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$	$\frac{\sigma_E}{E} (\text{bruit soustrait}) =$ $\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.7\%$ $\frac{\sigma_\theta}{\theta} = \frac{80 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$
Calorimètre hadronique	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{105\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$
Chambres à muons	$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 4.5 \sqrt{p_T} \% (p_T \text{ en TeV})$	$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 8 \% \text{ à } p_T = 1 \text{ TeV}$

Tab. III.2 - Comparatif des résolutions attendues sur les deux détecteurs génériques de LHC.

III.1.6. Calibration avec la physique.

La contribution principale au terme constant de la résolution en énergie pour le calorimètre sera celui dû à l'incertitude sur la calibration des cristaux [15].

Plusieurs voies sont envisagées avant le démarrage du faisceau :

* l'utilisation des constantes de calibration individuelles de chaque voie déterminées lors de la phase de construction dans les différents laboratoires (étalonnage des cristaux, des photosenseurs et de l'électronique). On estime que chaque voie sera calibrée avec une incertitude de 4 % [17].

* les données issues de la phase de pré-calibration en faisceau d'électrons de 50 et 120 GeV, qui ne concernera malheureusement pas toutes les voies, faute de temps. Les constantes de calibration sont alors mesurées avec une incertitude inférieure à 1% [18].

* s'il n'y a pas de faisceau en 2005 (et 2006 ?), une proposition de calibration avec les particules cosmiques est envisagée [19]. Les photodiodes à avalanche auraient un gain plus élevé (100), pour sortir clairement le signal cosmique du bruit et pour isoler la détection directe dans les photodiodes à avalanche. Deux semaines d'exposition du supermodule aux particules cosmiques seraient suffisantes pour atteindre environ 1 % de précision de calibration, tous les angles étant couverts.

Une fois l'acquisition des données démarrée, plusieurs processus vont être utilisés pour calibrer le calorimètre :

* on va jouer sur la symétrie en Φ du détecteur pour intercalibrer les voies d'un même anneau : les cristaux situés dans un même anneau seront intercalibrés en utilisant des événements à faible diffusion : événements dits de biais minimum ou des jets. On comparera avec les simulations Monte Carlo. On devrait pouvoir réaliser cela en moins de deux heures, avec une précision de 1 à 2 % [20].

* le processus $Z \rightarrow e^+ e^-$ offre la possibilité d'une calibration absolue. Malheureusement le nombre d'événements n'est pas très élevé. Mais on peut espérer une précision de l'ordre de 1 % en une journée de prise de données (à haute luminosité, le taux de production du Z est de 10 Hz, celui du W est de 100 Hz).

Finalement, la décroissance $W \rightarrow e \nu$ ou $W \rightarrow \mu \nu$ va permettre la calibration fine en utilisant le moment des électrons mesurés avec le détecteur de traces (supposé étalonné). En deux mois, on espère atteindre une calibration à 0.5 % [15].

* une proposition a également été faite d'utiliser la décroissance $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ pour calibrer les voies [21]. La particule η a une masse de 547 MeV et le rapport d'embranchement pour sa décroissance en deux photons est proche de 40 %. La reconstruction de sa masse invariante permettrait de calibrer le calorimètre électromagnétique en n'utilisant que des informations provenant du calorimètre lui-même. 48 heures seraient suffisantes pour atteindre une précision de calibration de 0.5 % à basse luminosité.

Une fois les constantes de calibration établies, elles vont varier dans le temps. Leur évolution doit absolument être suivie, sous peine de perdre complètement la bonne résolution en énergie espérée. Le suivi est assuré par le monitoring laser.

Il permet de suivre l'évolution de la transmission des cristaux en cours d'expérience et garantit ainsi la calibration du détecteur au cours du temps (voir III.3).

III.2. Expériences menées avec le fluorure de cérium.

III.2.1. Introduction.

Les meilleurs calorimètres électromagnétiques, du point de vue de la résolution, sont ceux à milieux continus (les fluctuations induites par les calorimètres à échantillonnage dégradent la résolution en énergie). Les plus performants sont constitués de cristaux scintillants : CrystalBall (NaI(Tl)), L3 (BGO),....

Pour répondre aux exigences de la calorimétrie, la collaboration CMS a fait le choix d'un milieu homogène, après avoir étudié le Shashlik (sandwich Plomb-Scintillateur [22]).

La collaboration « Crystal Clear » (R&D18) du CERN a réalisé depuis 1990 une étude systématique [23] des scintillateurs inorganiques. Des critères de densité, de présence de composantes lentes, de taux de lumière, de résistance aux radiations ont permis de restreindre le choix.

Une variante intéressante a été explorée [24] : utiliser du PbF_2 , qui est un détecteur Cherenkov. Néanmoins, la densité relativement faible, la longueur d'onde de la radiation émise dans l'ultraviolet ont rapidement conduit la collaboration vers d'autres solutions.

Deux candidats principaux répondant aux exigences du LHC (scintillation rapide vu la fréquence de croisement des faisceaux, résistance aux radiations, compacité,...) étaient en compétition dans les années 1990-1993 : le CeF_3 et le PbWO_4 .

Le tableau III.3 reprend les principales caractéristiques de ces cristaux, comparées aux cristaux standards. Il est à noter que les quantités de lumière pour les cristaux prototypes varient énormément d'un producteur à l'autre, d'un échantillon à l'autre.

Cristal scintillant	Iodure de sodium	Germanate de bismuth	Fluorure de baryum	Fluorure de cérium	Tungstate de plomb
Formule	NaI(Tl)	Bi ₄ (GeO ₄) ₃	BaF ₂	CeF ₃	PbWO ₄
Densité (g.cm ⁻³)	3.67	7.13	4.88	6.16	8.28
Longueur de radiation (cm)	2.59	1.12	2.05	1.68	0.89
Rayon de Molière (cm)	4.5	2.33	3.39	2.63	2.2
Temps de décroissance (ns)	230	300	1-700	23.4	10
Indice de réfraction	1.8	2.12	1.5	1.68	2.16
Longueur d'onde du pic (nm)	410	480	195/220	340	440/530
Quantité de lumière (photons/MeV)	40000	9000	10000/1400	1200	50
Dépendance en température (%/°C)	0.08	-1.6	0	0.14	-1.9
Hygroscopie	oui	non	non	non	non

Tab. III.3 - Comparatif de différents cristaux scintillants.

Deux remarques à propos du tableau III.3 :

1. La quantité de lumière (photons/MeV) est une mesure dont il faut bien préciser les conditions expérimentales : type de photosenseur utilisé, disposition géométrique, graisse optique utilisée, enrobage des cristaux. Sinon, les résultats peuvent varier facilement du simple au double.

2. Dépendance en température : la variation de lumière en fonction de la température dépend d'un grand nombre de facteurs. Dans le cas du CeF₃, l'augmentation de température entraîne un « détrapping » de pièges et augmente l'efficacité de scintillation. Pour le PbWO₄, lorsque la température augmente, il y a un croisement des niveaux excités avec le fondamental qui ouvre un canal de désexcitation non radiative.

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a été fortement impliqué dans la comparaison entre le CeF₃ et le PbWO₄ et la prise de décision finale [25].

III.2.2. Premiers tests en laboratoire.

Le CeF₃ présente deux bandes d'émission à 286 nm et 305 nm (résultant de la transition du plus bas niveau excité de l'ion Ce³⁺ vers le niveau fondamental 4f) . Une fraction de la bande à 286 nm est réabsorbée dans le cristal, créant un pic à 340 nm.

Un des premiers tests que l'on mène lors de la création de nouveaux cristaux scintillants est un test de transmission lumineuse. Les premiers résultats (figure III.12) étaient extrêmement variables d'un échantillon à l'autre (source : laboratoire physico-chimique des matériaux luminescents (LPCML), dans le cadre de Crystal Clear [26]).

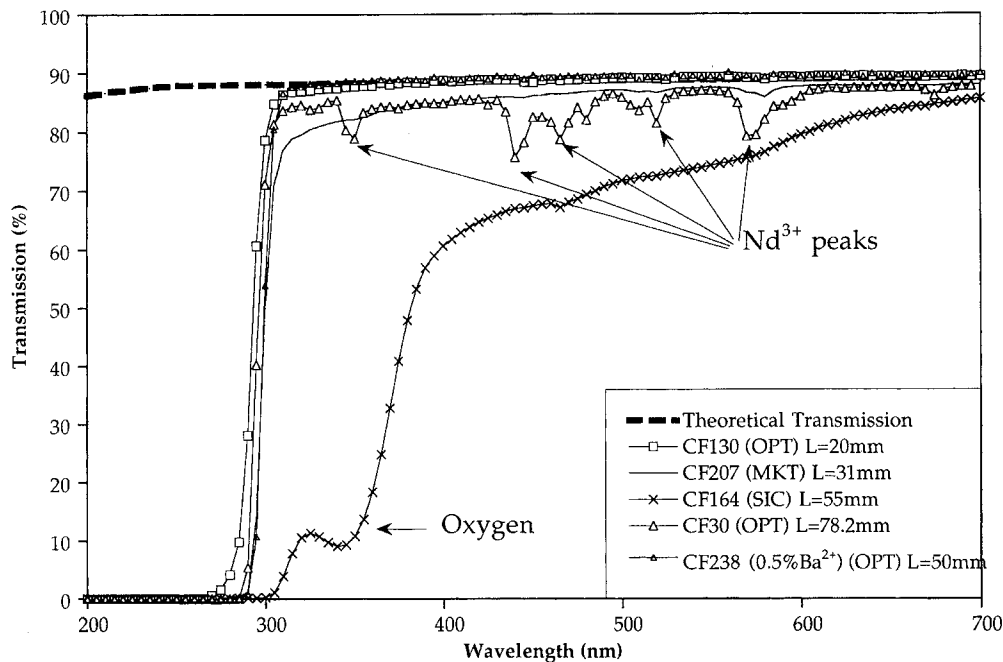


Fig. III.12 - Transmission de la lumière dans différents échantillons de CeF₃ [26].

Pour une longueur d'onde de 300 nm, la transmission optique correspond à un coefficient d'absorption de 1 m^{-1} .

Comme les cristaux étudiés sont destinés à être exploités en milieu radioactif, il faut connaître leur comportement lors d'irradiations. Les principaux effets des radiations jouent essentiellement sur les centres colorés du cristal et augmentent le coefficient d'absorption. Aucune décroissance de la transmission optique dans la région des bandes d'émission n'a pu être observée, après une irradiation avec une source gamma de 500 Gy [27] ainsi que, plus globalement, dans un environnement comparable à celui du LHC autour du réacteur Ulysse [28] : neutrons thermiques et fluence de neutrons rapides de 10^{14} neutrons/cm².

Pour notre part, en 1993, nous avons testé des échantillons de cristaux ($2 \times 2 \times 10 \text{ cm}^3$) de CeF_3 en laboratoire (voir I.2.2.) et les résultats avaient été encourageants [29] : le taux de lumière mesuré était de l'ordre de 1500 photoélectrons par MeV d'énergie déposée lorsque deux photodiodes sensibles aux ultraviolets (d'AME) avaient été couplées en parallèle. La chaîne de lecture était classique (préamplificateur de charge et amplificateur de mise en forme avec une constante de temps de $2 \mu\text{s}$). Le bruit était de 800 électrons.

III.2.3. Tests au CERN.

Dispositif expérimental.

En 1994, nous avons participé (CERN, ETH Zürich, IN2P3, CEA, Aachen, Brussels, INFN Rome, Bombay) au test d'une matrice de cristaux de fluorure de cérium en faisceaux d'électrons, de muons et de pions dans les zones X3 et H4 du CERN.

Le faisceau X3 (hall ouest, faisceau tertiaire) propose des muons, pions et électrons avec des énergies allant de 4 GeV à 50 GeV. La résolution $\frac{\Delta p}{p}$ donnée par l'optique du faisceau va de 0.5 % à 1 % selon les énergies.

Quelques mesures ont été réalisées avec le faisceau H4 du CERN (zone située dans le hall nord, faisceau secondaire produit par un faisceau de protons issus du SPS) pour atteindre des énergies en électrons de 15 GeV à 150 GeV et en muons de 225 GeV, avec une résolution $\frac{\Delta p}{p}$ de 0.1 à 0.25 %.

La matrice étudiée (figures III.13 et III.14) était constituée de 9 assemblages parallélépipédiques d'environ 25 longueurs de radiation (42 cm), construites à l'aide de cristaux provenant de différents producteurs (Optovac [USA], Shanghai Institute of Ceramics et Beijing Glass Research Institute [Chine], Crytur [République Tchèque]) [30].

Les cristaux n'étaient pas seulement hétérogènes de par leurs dimensions : le taux de lumière variait de 280 à 1800 photons/MeV (mesure réalisée avec un photomultiplicateur XP2020Q et une source de ^{137}Cs). La taille de certains cristaux allait jusqu'à $3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$. Ils étaient enveloppés dans du millipore [31] de manière à uniformiser la réponse du cristal et à améliorer la collection de lumière.

Chaque tour était constituée de deux parties (avant-arrière). Le but était de déterminer la position de la particule incidente en calculant deux barycentres indépendants. La partie

avant avait une longueur proche de 14 cm tandis que la partie arrière, plus longue (au vu de la forme de la gerbe [revoir les figures III.5 et III.8], les deux parties doivent recueillir à peu près la même quantité d'énergie), était réalisée par collage de 2 voire 3 cristaux.

De chaque côté, la lumière de scintillation était lue par une photodiode au silicium, sans fenêtre, Hamamatsu S3590-04 de 1 cm^2 de surface et $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur (deux photodiodes étaient connectées en parallèle pour les tours trop peu lumineuses).

Ces photodiodes ont une efficacité quantique de 35-40 % pour la longueur d'onde de scintillation du CeF_3 (300 nm). Le couplage optique était réalisé par une colle transparente aux ultraviolets : OKEN 6262A.

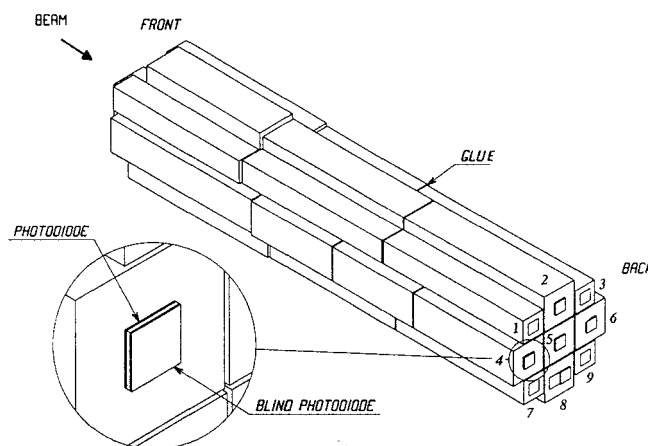


Fig. III.13 - Matrice utilisée en faisceau, résultant d'assemblages de cristaux.

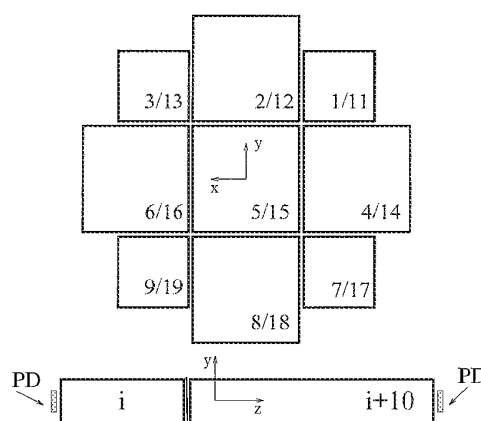


Fig. III.14 - Vue de face et de profil de cette matrice.

Les photodiodes ont été choisies en raison de leur bonne tenue au champ magnétique, leur bonne stabilité en température et en tension d'alimentation.

Nous avons d'ailleurs testé ces photodiodes (avec le préamplificateur associé) en présence d'un champ magnétique intense (induction de 3 T dans l'aimant de la ligne H2 du CERN) et nous n'avons observé aucune modification de la réponse des photodiodes [32].

Afin d'isoler les effets dus aux cristaux de ceux introduits par l'électronique, la plupart des mesures ont été réalisées avec l'électronique classique de spectrométrie bien connue (figure III.15) : préamplificateur de charge, amplificateur de mise en forme (constante de temps de 2 μ s, bien adaptée lorsque la capacité du détecteur est comprise entre 50 et 200 pF), ADC ORTEC 811 de mesure d'amplitude maximale.

Une voie plus rapide était utilisée pour l'auto-déclenchement nécessaire lors des phases de calibration par sources radioactives ou particules cosmiques. Il est à noter qu'il n'y avait aucun contrôle de température, la sensibilité du fluorure de cérium à ce paramètre ayant été jugé suffisamment faible pour être négligée.

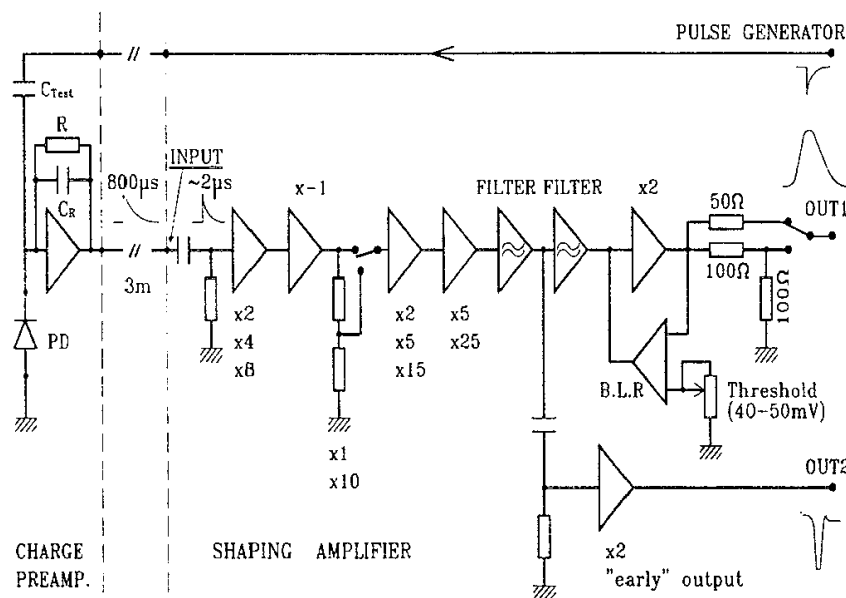


Fig. III.15 - Schéma électronique d'acquisition.

Afin d'avoir une première estimation du rapport signal/bruit dans les conditions de fonctionnement du LHC, des prototypes de préamplificateurs en courant rapides (développés à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon [33]) ont été testés à l'occasion (constante de temps de mise en forme de 25 ns, figure III.16). Ils étaient lus par des ADC en charge Lecroy 2249.

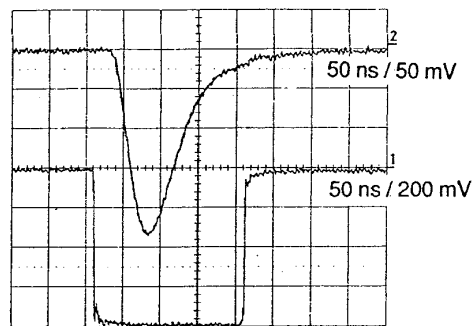


Fig. III.16 - Impulsion recueillie (électron de 50 GeV) pendant la fenêtre d'ouverture temporelle de l'ADC en charge.

Résultats obtenus.

Une calibration préalable des différentes voies a été réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsions et d'une source de ^{57}Co . Elle a été refaite après chaque période de faisceau.

Le système montrait une très bonne linéarité, grâce, notamment, pour les faibles valeurs, au dispositif de restauration de la ligne de base.

Un bruit de 2.5 MeV ($440 e^-$) a été obtenu (de nouveau avec une électronique de référence) pour les meilleurs cristaux, mais pour certaines voies, le bruit atteignait 70 MeV ($12000 e^-$).

La calibration absolue de la chaîne complète s'obtient en étudiant la réponse du cristal arrosé par un flux de muons (ou de pions de 50 GeV), particules au minimum d'ionisation, déposant une quantité d'énergie connue dans l'épaisseur connue de la photodiode. Certaines particules traversent uniquement le cristal, d'autres, le cristal et la photodiode.

Apparaissent donc 3 pics (figure III.17) dans le spectre d'énergie mesurée : le piédestal, gaussien ; le signal issu du cristal seul, un pic de Landau résultant de l'ionisation Bethe-Bloch de particules au minimum d'ionisation déposant leur énergie le long du cristal ; et le signal issu de la convolution du pic de Landau provenant du cristal et du pic de Landau provenant du dépôt direct d'énergie dans la photodiode.

La différence entre les 2 pics de Landau correspond au dépôt direct de l'énergie de la particule au minimum d'ionisation dans le silicium.

Sachant qu'il faut en moyenne 3.62 eV pour créer une paire électron-trou et connaissant l'épaisseur traversée (300 μm), connaissant également le dE/dx d'une particule au minimum d'ionisation traversant le CeF_3 : 9 MeV/cm, on peut calibrer l'axe des abscisses en électrons et en MeV. Une estimation du bruit peut aussi être obtenue (mesure de la largeur du piédestal).

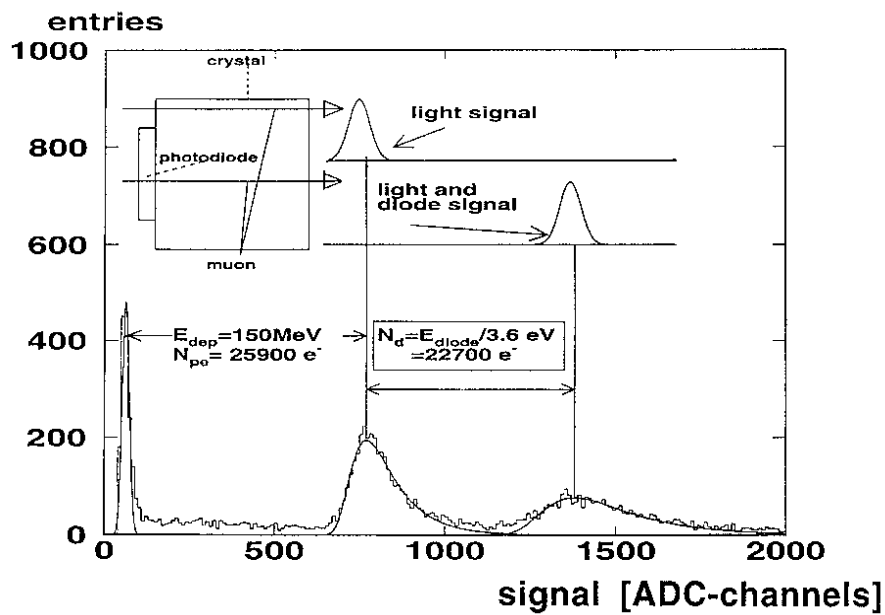


Fig. III.17 - Calibration absolue par mesure du dépôt d'énergie dans la photodiode.

L'intercalibration du cristal avant par rapport au cristal arrière d'une même tour est obtenue en mesurant la corrélation entre les énergies déposées pour des électrons incidents de 50 GeV (figure III.18).

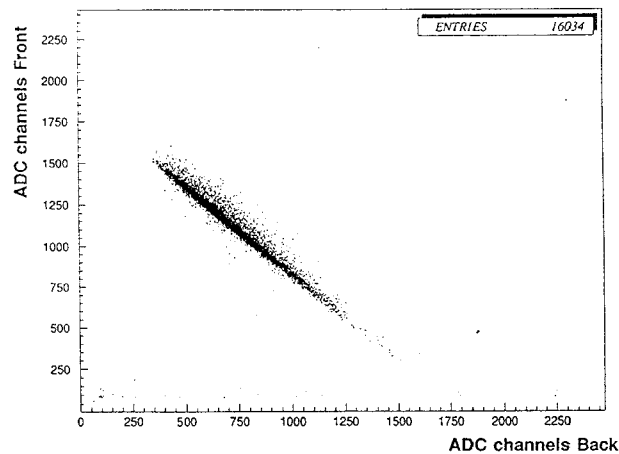


Fig. III.18 - Corrélation des énergies cristal avant - cristal arrière.

Le bruit obtenu, pour les cristaux dont le taux de lumière est le plus élevé, est de l'ordre de 2.5 MeV par voie pour l'électronique lente et 12.5 MeV pour l'électronique rapide. Ainsi, déjà à cette époque, on pouvait atteindre l'objectif de 155 MeV (pour une matrice de 5x5 cristaux) de bruit demandé pour le calorimètre final de CMS (ici, pour 2 matrices de 9 cristaux : $12.5 \times \sqrt{18} = 53$ MeV ; on peut extrapoler à 2 matrices de 25 cristaux).

Pour des électrons de 50 GeV, la résolution en énergie pour une seule tour est 1.08 ± 0.02 % avec l'électronique conventionnelle et 1.09 ± 0.02 % avec l'électronique rapide [34]. La figure III.19 illustre la similarité des spectres obtenus avec les deux types d'électronique.

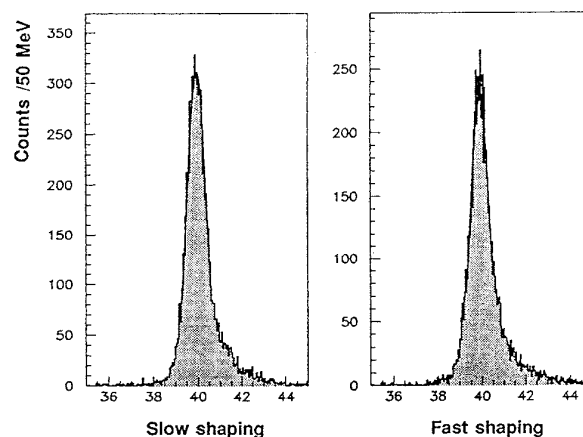


Fig. III.19 - Spectres obtenus en électronique lente ou rapide, dans les mêmes conditions de faisceau (électrons de 50 GeV).

La résolution pour une somme de 9 cristaux est proche de 0.5 % au-delà de 50 GeV, ce résultat ayant été obtenu avec de l'électronique conventionnelle et après soustraction de la contribution du faisceau [35].

La résolution en position est de 15 mrad pour des électrons de 50 GeV, cette valeur relativement élevée s'expliquant par l'hétérogénéité géométrique des cristaux.

Notons au passage que le faisceau d'électrons de X3 n'était pas très pur, de nombreux pions contaminaient le faisceau (figure III.20).

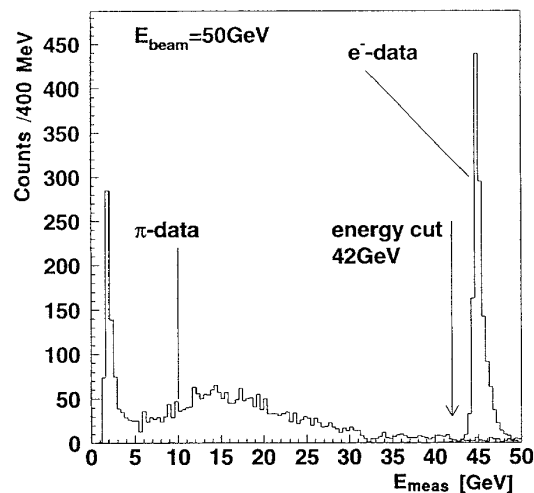


Fig. III.20 - Pollution du spectre en électrons par des pions résiduels [35].

Néanmoins, nous avons pu facilement séparer les deux familles de particules incidentes en regardant la proportion d'énergie déposée dans le cristal avant par rapport à l'énergie globale recueillie (figure III.21).

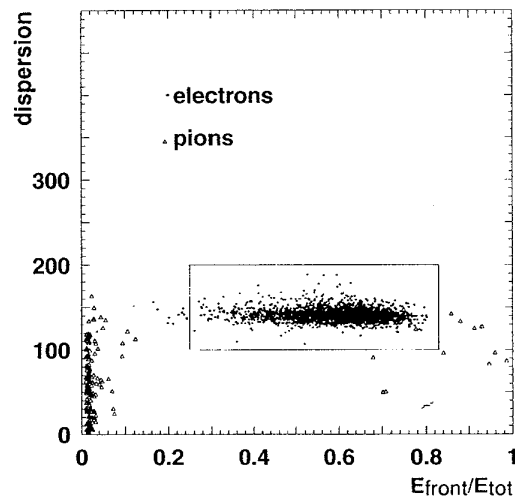


Fig. III.21 - Coupure simple permettant d'éliminer cette pollution.

La détection directe des particules dans la photodiode pose toutefois un problème car elle crée une queue importante vers les hautes énergies (figure III.22). On peut y remédier en diminuant l'épaisseur des photodiodes, en augmentant le taux de lumière des cristaux ou en augmentant le signal reçu avec des photodiodes possédant un gain interne : des photodiodes à avalanche.

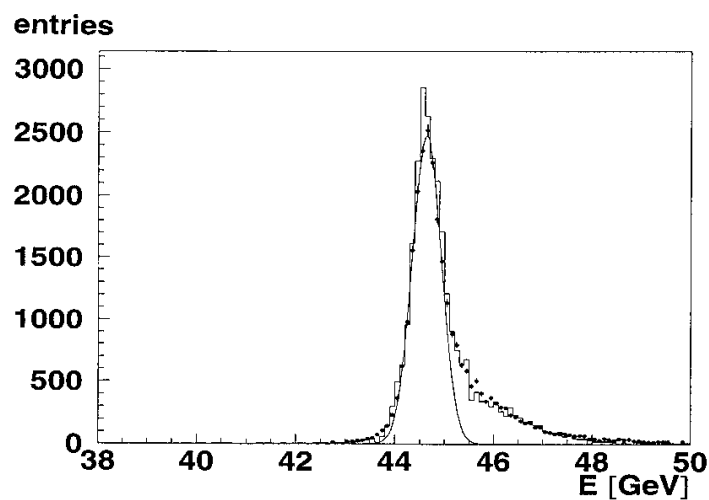


Fig. III.22 - Etalement du spectre d'énergie à cause de la détection directe dans la photodiode.

Simulation.

Pour valider et pour mieux comprendre nos résultats expérimentaux, nous avons simulé l'expérimentation réalisée en faisceau [36].

Cela a été l'occasion de développer une collaboration étroite avec le bureau d'études de l'Institut (principalement avec J.-C. Mabo). Nous avons décrit la géométrie de la matrice et des photodiodes ainsi que la position relative des cristaux dans le logiciel Euclid. Nous disposons de l'interface nécessaire (Eugénie) pour introduire cette géométrie dans le programme Géant 3.21 [37].

Cette simulation tenait compte de la non-uniformité longitudinale des cristaux (que l'on pouvait paramétrer). Les coupures inférieures sur les énergies des particules secondaires étaient fixées à 10 keV (pour les électrons et les photons), afin de mieux décrire la détection nucléaire directe dans les photodiodes. Le faisceau est décrit tel qu'il est défini par le croisement des scintillateurs de l'expérience : un faisceau de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ qui arrive perpendiculairement à la matrice de cristaux ; dans un premier temps, les cristaux sont considérés comme uniformes et le bruit électronique n'est pas ajouté.

Les particules utilisées étaient des électrons, des muons et des pions de différentes énergies (4 à 150 GeV).

Nous avons pu comparer les résolutions en énergie (figure III.23), en position, voir des effets fins de tour à tour, isoler la détection directe dans les photodiodes.

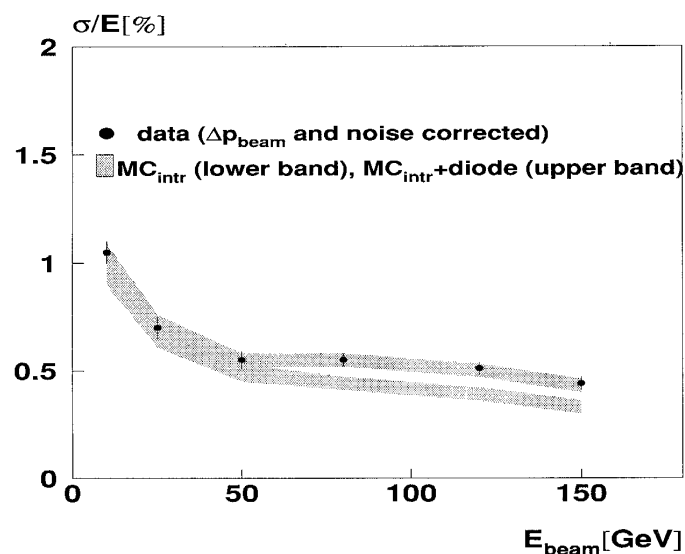


Fig. III.23 - Comparaison entre les données et la simulation pour la résolution en énergie.

Nous avons pu conclure à un bon accord entre données et simulation [38].

III.2.4. Conclusion.

Ces études portant sur le CeF_3 ont été arrêtées par la décision de la collaboration CMS d'utiliser du tungstate de plomb pour son calorimètre électromagnétique.

Néanmoins, en améliorant la qualité des cristaux de CeF_3 tant du point de vue taux de lumière que de l'homogénéité de la réponse de cristal à cristal, en améliorant les caractéristiques des photodiodes PIN (diminution de l'épaisseur et/ou développement d'une structure résistante aux radiations), la solution de cristaux de CeF_3 lus par de simples photodiodes aurait constitué un excellent calorimètre pour CMS, bien moins délicat à maîtriser et à piloter (stabilité en température, en tension d'alimentation, ...) que la solution retenue avec des cristaux de PbWO_4 lus par des photodiodes à avalanche. En outre, la lecture avant-arrière constituait une solution élégante pour obtenir une reconstruction de la trace des photons non détectés dans le trajectographe. Par contre, le nombre de voies de lecture était doublé.

Le principal inconvénient de la solution CeF_3 était l'encombrement plus important du calorimètre, ce qui augmentait la taille des détecteurs suivants, donc le coût global du détecteur. Le PbWO_4 est plus dense.

Mais d'autres critères ont également emporté la décision : multiplicité des sources d'approvisionnement, coût, stabilité de la production des cristaux à long terme, ...

III.3. Expériences menées avec le tungstate de plomb.

Spécificités du PbWO₄.

Le cristal de tungstate de plomb est produit au Bogoroditsk Technico-Chemical Plant ainsi que dans un ancien centre militaire à Apatity en Russie, aux Shanghai Institute of Ceramics et Beijing Glass Research Institute en Chine.

En radioluminescence, le spectre d'émission du PbWO₄ fait apparaître deux bandes à 440 nm et 530 nm (dues aux ions WO⁴⁺).

La scintillation est rapide : 85 % de la lumière est émise en 20 ns. Le taux de lumière est faible à température ambiante : il varie de 60 à 100 photons/MeV à 20 °C.

La dépendance en température a été mesurée entre -40 °C et 50 °C [39]. A 20 °C, le coefficient de température vaut -2%/°C (figure III.24), d'où l'impérieuse nécessité de contrôler parfaitement la température dans le calorimètre de CMS.

Ces cristaux ont été soumis à des flux intenses de photons et de neutrons (doses équivalentes à 10 années de LHC) [40]. Les mécanismes de scintillation ne sont pas affectés mais la transmission diminue à cause de la formation de centres colorés qui absorbent la lumière de scintillation. En effet, il existe dans les cristaux des défauts qui modifient le comportement du cristal : quand un électron est arraché et passe de la bande de valence à la bande de conduction, il peut être piégé dans un défaut.

Il se crée des niveaux d'énergie qui sont dans la bande interdite et qui sont à l'origine des bandes d'absorption dans le spectre visible (d'où coloration du cristal). Si la bande d'absorption se trouve dans la région d'émission du cristal, on a une perte de rendement lumineux.

Afin de limiter le nombre de défauts (dus principalement à une absence d'oxygène qui a tendance à diffuser en cours de fabrication) et par conséquent d'augmenter la résistance aux radiations (une stoechiométrie parfaite rend le cristal extrêmement résistant, mais malheureusement beaucoup moins lumineux : ce sont les impuretés qui augmentent le taux de

lumière), les cristaux sont dopés, avec par exemple du niobium ou de l'yttrium (du lanthane avait été essayé mais donnait lieu à un décalage du spectre d'émission dans le vert).

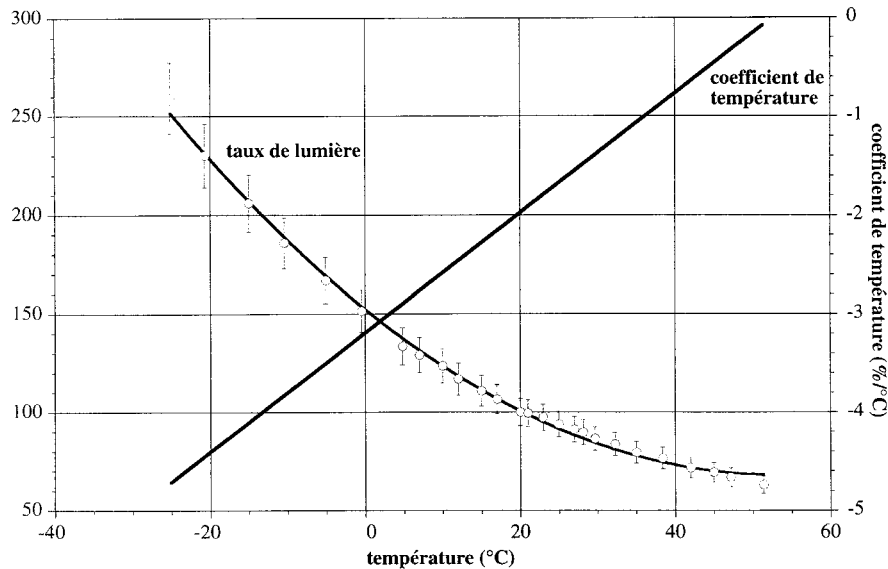


Fig. III.24. Dépendance du taux de lumière et du coefficient de température en fonction de la température [41].

III.3.1. 1995.

Premiers tests.

En 1995, nous avons testé plusieurs configurations de matrices durant 3 mois dans la zone H4 du CERN.

Les premiers essais ont été réalisés sur des cristaux hexagonaux de 2 cm de côté et 23 cm de long [41]. Le fait d'avoir pu disposer dès l'origine, de cristaux de tungstate de plomb à la taille nominale ($25 X_0$), alors que les cristaux de CeF_3 ne respectaient pas cette exigence, a constitué un argument de poids pour le choix final.

Au départ, nous nous sommes surtout intéressés à la résolution en énergie. Pour une somme de 5 cristaux, on arrivait à l'époque à $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3.79\%}{\sqrt{5}} \oplus 1.16\%$.

Ensuite, nous avons testé une matrice de 19 cristaux, trapézoïdaux cette fois (aux dimensions finales), qui était équipée de photodiodes à avalanche EG&G. Puis, une matrice de 25 cristaux trapézoïdaux a été installée avec des photodiodes à avalanche Hamamatsu [42], les 9 cristaux centraux étant équipés de deux photodiodes à avalanche chacun.

Enfin, une matrice de 49 cristaux trapézoïdaux de plus petites dimensions a été testée en commun avec le calorimètre hadronique (HCAL) [43].

Chaque cristal était entouré de tyvek.

La matrice était placée dans une boîte isolante, contrôlée en température. Des plaques de cuivre enserraient la matrice.

Un circuit d'eau circulait dans les plaques en cuivre. On a mesuré (grâce à des capteurs AD590 placés à l'avant et à l'arrière des cristaux) des fluctuations quotidiennes de 0.2 °C et 0.5 °C respectivement à l'avant et à l'arrière des cristaux, liées au cycle jour-nuit.

La lecture de la lumière était de nouveau assurée par des photodiodes à avalanche, polarisées de sorte à travailler à gain 50 (nous avons testé plusieurs lots de photodiodes à avalanche provenant des deux constructeurs : EG&G et Hamamatsu).

Le signal était envoyé à un préamplificateur bas bruit (réf. PAI-31 de l'IPNLyon) construit autour d'un JFET de haute performance (1200 électrons avec les photodiodes à avalanche EG&G [30 pF], et 6000 électrons avec les photodiodes à avalanche Hamamatsu [345 pF]), puis à un convertisseur analogique-digital Lecroy 1881 (avec fenêtre temporelle de 300 ns). Ces ADC étaient contrôlés par un système d'acquisition VME-FASTBUS.

Un système de monitoring était mis en place : des fibres optiques amenaient des impulsions lumineuses provenant de diodes électroluminescentes émettant à 660 nm.

Ces tests en faisceau nous ont donné l'occasion de poursuivre la collaboration étroite entre le bureau d'études de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et les physiciens chargés d'exploiter ces matrices en utilisant le programme de simulation Géant. Tout au long des années qui suivirent, cette collaboration s'est renforcée pour aboutir finalement à la description officielle du calorimètre électromagnétique reconnue par la collaboration CMS. A titre d'illustration, la première description de matrice de mai 1995 (figure III.25).

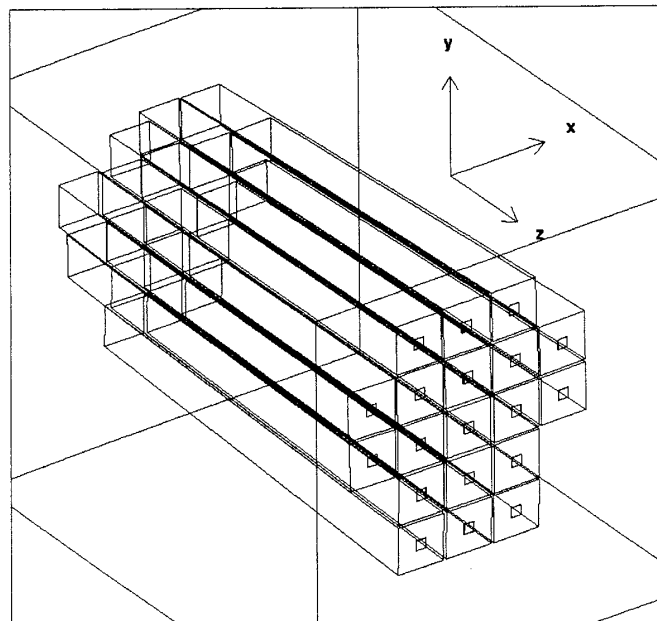


Fig. III.25 - Matrice utilisée en mai 1995.

Lorsqu'on soumet la matrice à un faisceau d'électrons ou de photons, pour une somme de 9 cristaux, la simulation donne une loi de résolution en énergie en % égale à

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.09}{\sqrt{E}} \oplus 0.16 \quad .$$

La simulation montre que 75 % de l'énergie incidente est déposée dans un cristal, pour des énergies allant de 4 GeV à 2.5 TeV (les cristaux actuels étant un peu plus larges que ceux de l'époque, le confinement de la gerbe permet d'atteindre une valeur de 80 % d'énergie récupérée dans un seul cristal). Seul le rapport entre fuites arrières et fuites latérales augmente lorsque l'énergie incidente augmente.

D'autres études tenant compte du champ magnétique ont été réalisées [44].

Si on envoie des muons, on retrouve la loi de Bethe-Bloch qui prévoit un dépôt de 300 MeV dans un cristal [45].

Une fois la matrice mise en place, la première phase des opérations consiste à calibrer les voies : des faisceaux d'électrons d'énergies croissantes sont envoyés dans chaque cristal et la réponse est enregistrée. La simulation donne la proportion d'énergie initiale déposée dans le cristal, d'après la géométrie des cristaux. On peut éventuellement normaliser les courbes enregistrées à l'énergie incidente (figure III.26).

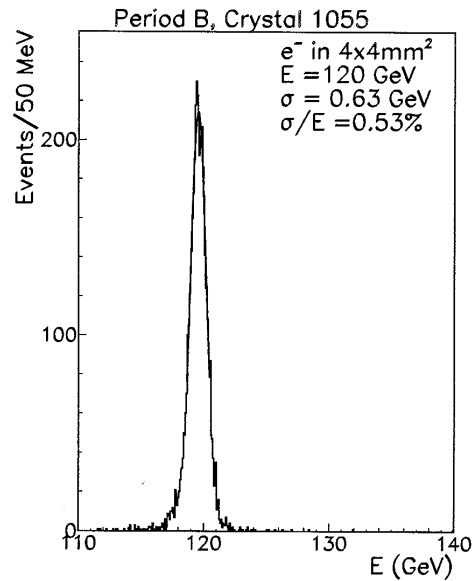


Fig. III.26 - Energie reconstruite dans une matrice de 3x3 cristaux pour des électrons de 120 GeV [46].

Ces prises de données permettent également d'établir la loi de variation de la résolution en énergie.

La figure III.27 présente les différentes courbes de résolution obtenues.

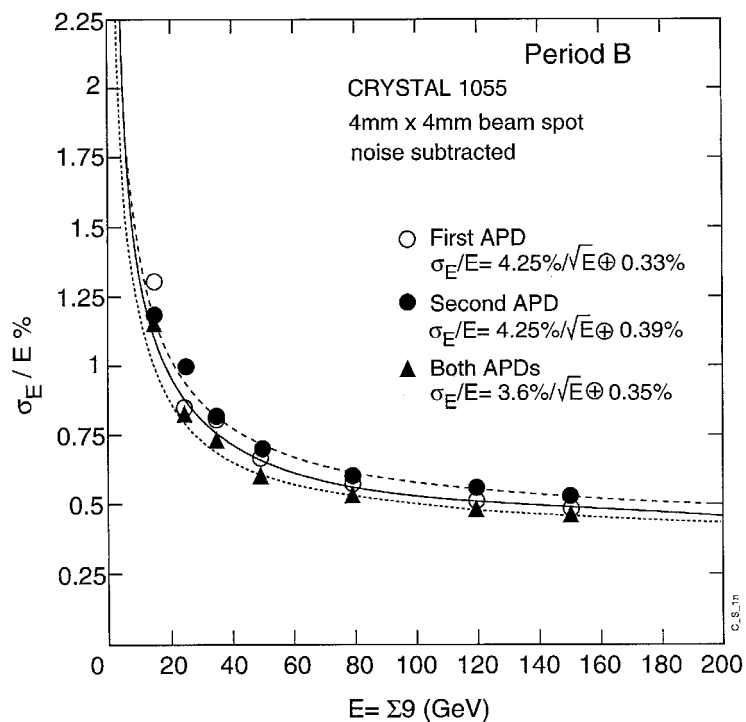


Fig. III.27 - Résolution en énergie pour une matrice 3x3 [43].

La différence entre la simulation et l'expérience provient essentiellement d'une part du facteur d'excès de bruit des photodiodes à avalanche qui influe sur le terme stochastique de la résolution en énergie, et d'autre part de la non-uniformité des cristaux qui influe sur le terme constant.

L'utilisation d'un faisceau de muons (particules au minimum d'ionisation) permet (voir l'étude équivalente en CeF_3) de remonter aux taux de lumière des cristaux et constitue une deuxième source de calibration. La figure III.28 montre la distribution géométrique des points d'impact des muons, la zone plus sombre correspondant à un dépôt d'énergie plus important.

L'exploitation de la figure III.29 permet d'étalonner la chaîne en mesurant la différence d'énergie entre les 2 pics, correspondant au dépôt d'énergie dans la seule photodiode à avalanche dont on connaît l'épaisseur.

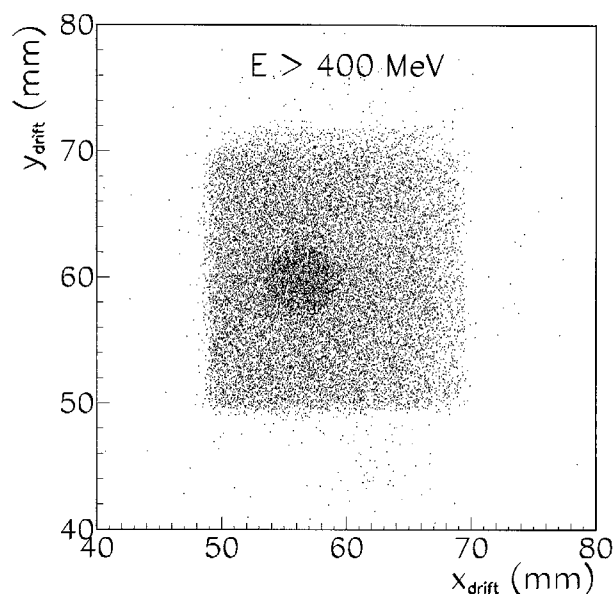


Fig. III.28 – Points d'impact dans un cristal des muons donnant un signal supérieur à 400 MeV ; la photodiode à avalanche se dessine nettement [43].

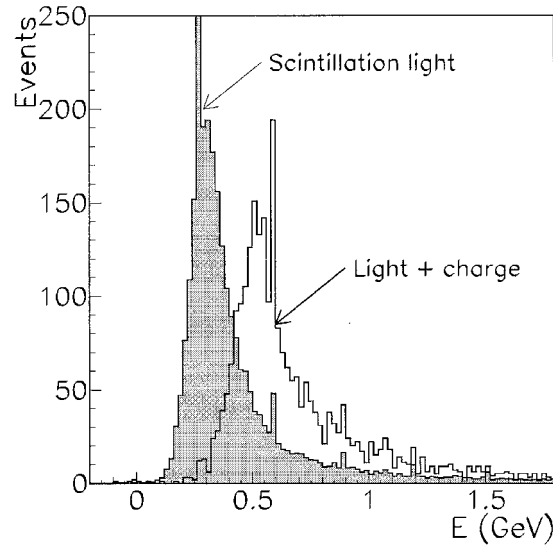


Fig. III.29 - Signaux issus de muons passant à travers le cristal uniquement ou à travers le cristal et la photodiode à avalanche [43].

Une expérimentation de non-uniformité a été menée en parallèle au Paul Scherrer Institute (PSI), à l'aide d'un faisceau de protons de basse énergie [43]. Le cristal a été arrosé latéralement et la variation de la courbe de réponse a été mesurée à l'aide d'un photomultiplicateur (figure III.30). En introduisant cette courbe dans la simulation, on montre que la non-uniformité dégrade la résolution en énergie. En phase de production, il sera donc important d'uniformiser les cristaux [47].

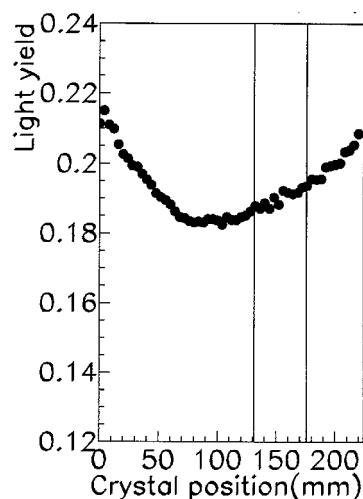


Fig. III.30 - Balayage longitudinal d'un cristal avec un faisceau de protons de 84 MeV de PSI, mettant en évidence la non-uniformité de la réponse [43].

Des tests de séparation pion/électron ont également été menés. La figure III.31 montre comment distinguer les deux particules : il suffit de comparer l'énergie reconstruite. Mais, dans l'expérience finale, comme on ne connaîtra pas l'énergie incidente, le principal critère de rejet viendra en fait du développement latéral de la gerbe qui est beaucoup plus faible dans le cas de pions de même énergie que les électrons [43]. Une autre méthode consiste à combiner les mesures du calorimètre hadronique avec celles du calorimètre électromagnétique : le pion déposera de l'énergie dans le calorimètre hadronique alors que l'électron aura déposé quasiment toute son énergie dans le calorimètre électromagnétique.

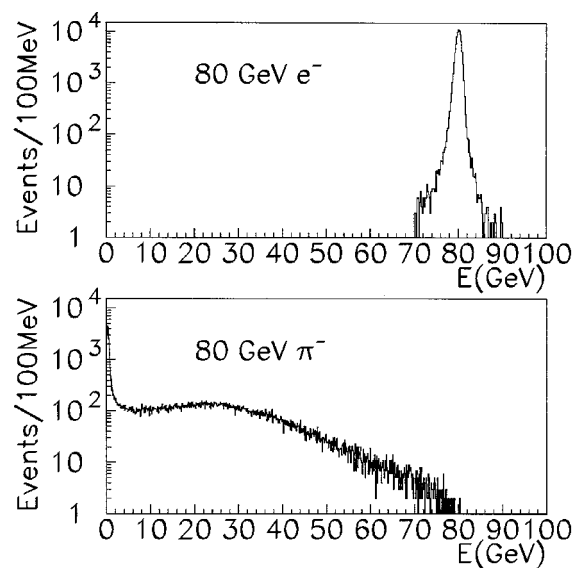


Fig. III.31 - Energie reconstruite pour des électrons et des pions [43].

La conclusion de ces premiers tests de 1995 était la faisabilité d'un calorimètre à cristaux de tungstate de plomb dont la scintillation est lue par des photodiodes à avalanche.

Une résolution de 0.6 % à 100 GeV avait été obtenue.

Les bruits mesurés sur les 9 voies de la matrice centrale de 3x3 cristaux allaient de 60 à 140 MeV.

La résolution en énergie ($\Sigma 9$) pour des électrons de 50 GeV allait de 1.2 % à 2.2 % suivant la matrice de 9 considérée.

Après les tests sur H4, nous avons procédé à des tests sur quelques cristaux dans la zone ouest du CERN : sur le faisceau X3. Nous avons procédé à des mesures de taux de lumière.

Nous avons fixé (avec de la graisse OKEN6262A), sur trois des cristaux de la matrice de H4 (2.0 x 2.3 x 23 cm³), une photodiode au silicium UV Hamamatsu S3590-01 (gain 1, 50 pF, 1 cm²). Nous avons utilisé une électronique conventionnelle (2 μs de constante de temps de mise en forme pour l'amplificateur-filtre, la lecture de l'amplitude maximale est réalisée par un ADC811 d'ORTEC).

La chaîne électronique a été étalonnée préalablement avec une source de ⁵⁷Co, un générateur d'impulsions et des atténuateurs calibrés.

Le bruit mesuré était voisin de 600 électrons.

Nous avons d'abord exposé ces cristaux à des faisceaux d'électrons de 4, 10, 25 et 50 GeV. Sachant que la fraction d'énergie déposée dans un cristal est de l'ordre de 75 % (simulation Géant), la position du pic permet de remonter au taux de lumière. On a mesuré 18, 22 et 30 photoélectrons/MeV pour une photodiode de 1 cm² de surface [45].

Ensuite nous avons exposé ces cristaux à un faisceau de pions de 50 GeV. L'énergie déposée correspond à celle de particules au minimum d'ionisation et vaut 300 MeV, vu la longueur de cristal traversée. De nouveau la position du pic nous donne la valeur du taux de lumière : 18, 20 et 25 photoélectrons/MeV pour une photodiode de 1 cm² de surface.

Avec ces particules au minimum d'ionisation, on peut de nouveau exploiter un autre effet : connaissant l'épaisseur des photodiodes PIN utilisées (300 μm), sachant [46] que 23000 paires électrons/trous sont créées par des particules au minimum d'ionisation traversant 300 μm de silicium, la distance entre le pic de lumière (particules ne traversant pas la photodiode) et le pic lumière+impact direct permet de calibrer la chaîne d'une autre façon et de mesurer le taux de lumière : nous obtenons : 19, 22 et 27 photoélectrons/MeV pour une photodiode de 1 cm² de surface [48].

La résolution en énergie (Σ9), une fois le bruit soustrait, vaut :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{6.2\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.1\%$$

Premiers tests d'électronique rapide.

Les mêmes tests ont été effectués avec un préamplificateur de courant rapide de 30 ns de temps de montée [49]. Le signal était lu par un ADC en charge ADC2249W (figure

III.32). La fenêtre temporelle d'intégration de la charge a d'abord été fixée à 150 ns puis à 200 ns, pour optimiser le bruit tout en récoltant le maximum de charges.

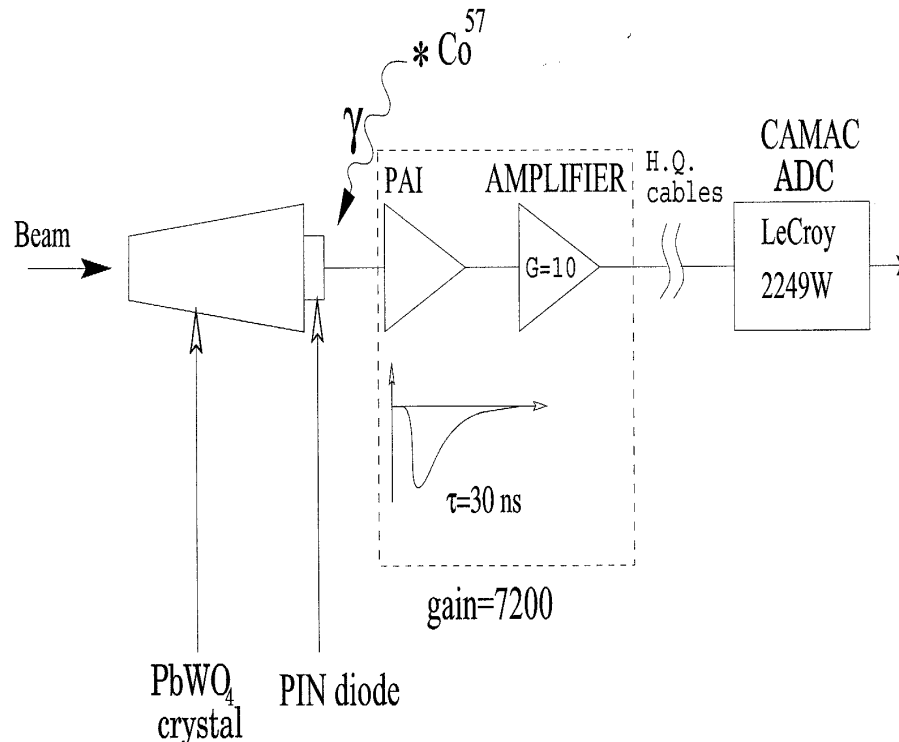


Fig. III.32 - Chaîne de lecture.

Après une calibration (figure III.33) de la chaîne électronique, moins précise que lors des tests avec l'électronique classique à cause du bruit, proche de 2000 électrons (le pic à 122 keV du ^{57}Co n'est plus résolu), nous obtenons respectivement 8, 9 et 11 photoélectrons/MeV pour 150 ns et 10, 12 et 17 photoélectrons/MeV pour 200 ns (photodiode de 1 cm² de surface) [50].

La différence avec les résultats obtenus en électronique classique fait apparaître l'existence d'une composante lente importante dans les cristaux étudiés à l'époque. Cela a été confirmé par des mesures à l'oscilloscope. La cause était une pollution au molybdène lors du processus de fabrication.

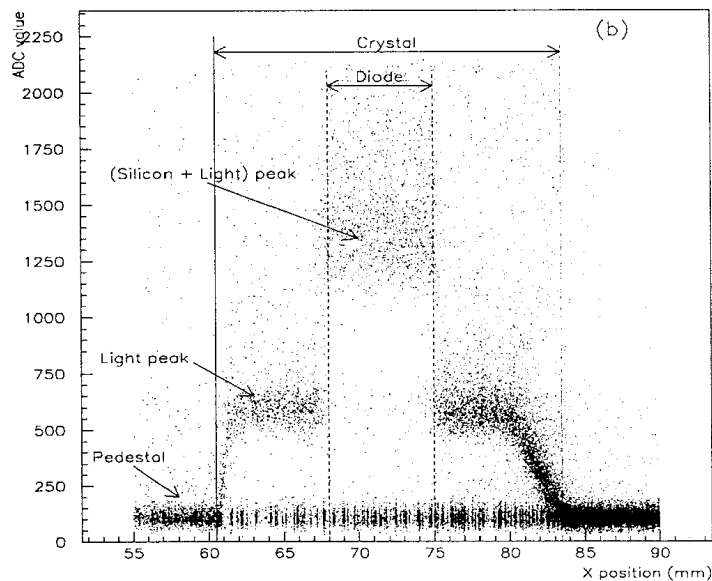


Fig. III.33 - Histogramme de la réponse obtenue à partir d'un faisceau de pions de 50 GeV.

Premières études systématiques de photodiodes à avalanche.

Ensuite, les photodiodes PIN ont été remplacées par des photodiodes à avalanche : une photodiode à avalanche EG&G, ayant une capacité de 35 pF et une surface de 0.25 cm^2 ainsi qu'une photodiode Hamamatsu à faible capacité (70 pF) et présentant une surface active de 0.2 cm^2 .

La calibration de la chaîne (MeV/canal ADC) est réalisée par la mesure du dépôt d'énergie dans le cristal en provenance d'un faisceau d'électrons, en se basant sur la simulation pour connaître la proportion de l'énergie initiale déposée. Un étalonnage purement électronique (électrons/canal ADC) est réalisé à l'aide d'un générateur d'impulsions à travers une capacité d'injection calibrée. On dispose ainsi d'une équivalence électrons versus MeV d'énergie déposée.

On a pu de la sorte procéder à différentes mesures de bruit, en fonction du gain appliqué à la photodiode à avalanche, en fonction du type d'électronique rapide (une version hybride ou une version intégrée Harris du préamplificateur de courant, une version russe de l'INR Moscow) [51].

Le bruit est mesuré en injectant une charge connue sur l'entrée « générateur

d'impulsions » du préamplificateur, en présence de la photodiode à avalanche.

La largeur du pic obtenu donne la valeur du bruit en électrons en utilisant la constante de calibration ($e^-/\text{canal ADC}$) établie préalablement et la valeur du bruit en MeV en utilisant la constante de calibration ($\text{MeV}/\text{canal ADC}$) établie en utilisant un faisceau d'énergie connue et en estimant que 80 % de l'énergie est déposée dans le cristal (simulation Monte Carlo).

La valeur de bruit obtenue est de l'ordre de 30 MeV (3000 électrons) pour un gain de photodiode à avalanche de 50 (figure III.34).

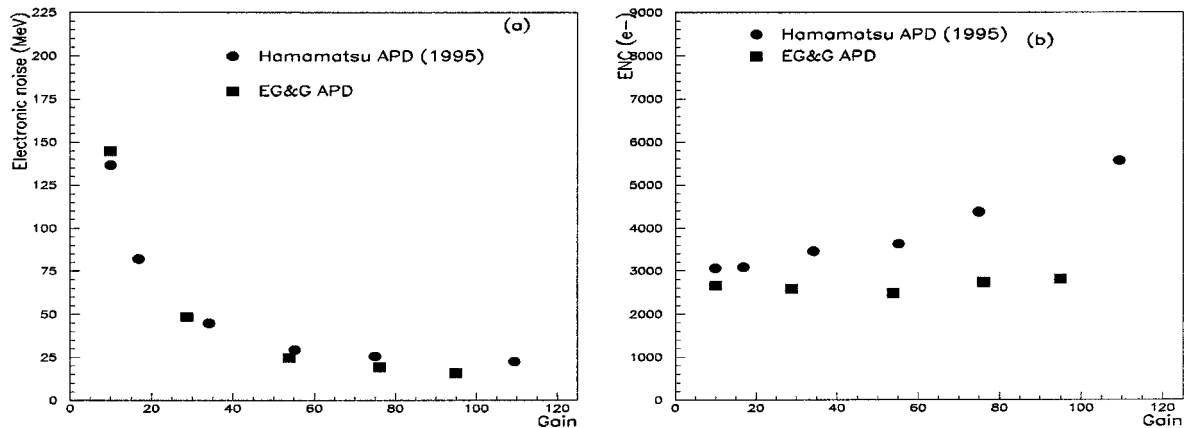


Fig. III.34 – Mesure de bruit électronique (ENC, voir définition au chapitre I) pour deux photodiodes à avalanche provenant de constructeurs différents, associées à un préamplificateur rapide (version hybride).

Des tests de mise en série de photodiodes à avalanche à forte capacité ou en parallèle de photodiodes à avalanche à faible capacité ont également été effectués, dans le but d'obtenir un système qui recueille davantage de lumière sans trop augmenter le bruit. Les résultats étaient extrêmement encourageants : l'accroissement du bruit n'était que de 20 % pour une collection de lumière doublée (figure III.35).

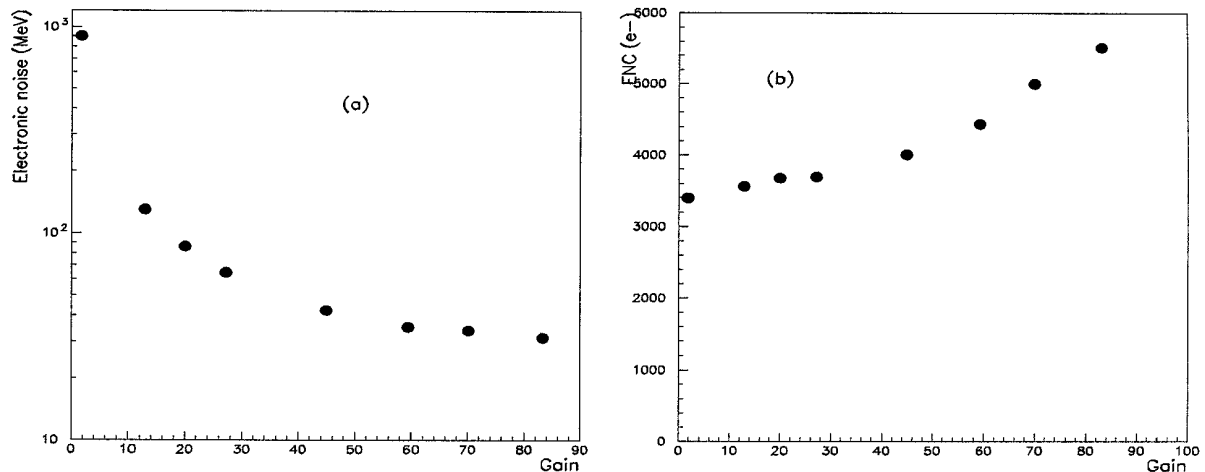


Fig. III.35 - Mesure de bruit électronique pour deux photodiodes à avalanche Hamamatsu de forte capacité mises en série, associées à un préamplificateur rapide (version hybride).

III.3.2. 1996.

En 1996 ont été testées des matrices de 36 et 49 cristaux. Par rapport à 1995, les cristaux ont été améliorés : ils sont plus homogènes, la composante lente de scintillation a été fortement réduite, les photodiodes à avalanche ont également été améliorées : facteur d'excès de bruit réduit pour les EG&G, capacité plus faible pour les Hamamatsu : on passe de 345 pF à 90 pF, l'environnement expérimental également : deux systèmes de refroidissement à eau ont été installés, le premier assure la stabilité thermique des cristaux et le deuxième refroidit directement l'électronique. Les fluctuations jour-nuit sont ramenées dans le pire des cas à 0.15 °C. Les cristaux étaient disposés comme prévus dans le détecteur final, c'est-à-dire pointant vers le vertex primaire (ici la direction du faisceau) avec un décalage d'un angle de 3° dans les deux coordonnées η et Φ .

En outre, les premiers tests avec un détecteur de pied de gerbes ont été entrepris. Ce détecteur est constitué d'absorbeurs en plomb (2 épaisseurs testées : 2.5 et 3 X_0) et de détecteurs plans en silicium de 6x6 cm² munis de 32 pistes séparées de 1.9 mm. Une mesure de résolution en énergie et en position a été menée avec succès [52]. Le rapport signal/bruit pour des particules au minimum ionisant a été mesuré égal à 3.2. Au-delà de 50 GeV, le pied de gerbe ne dégrade pas la résolution en énergie du détecteur, par contre il améliore la résolution en position, ce qui est fondamental pour la reconstruction du vertex et la distinction entre photon et π^0 [53].

Les deux objectifs principaux de ces tests de 1996 étaient l'étude de la non-uniformité longitudinale des cristaux et le suivi des dommages provoqués par les radiations.

Cette non-uniformité a été mesurée [54] en soumettant la matrice à un faisceau latéral d'électrons de 120 GeV. Comme le faisceau traversait de faux cristaux en cuivre, une simulation (figure III.36) a été nécessaire pour reproduire correctement les phénomènes observés. La comparaison avec les résultats expérimentaux a confirmé l'importance du paramètre de non-uniformité dans la dégradation de la résolution en énergie. La technique de préparation des cristaux en a tenu compte [47].

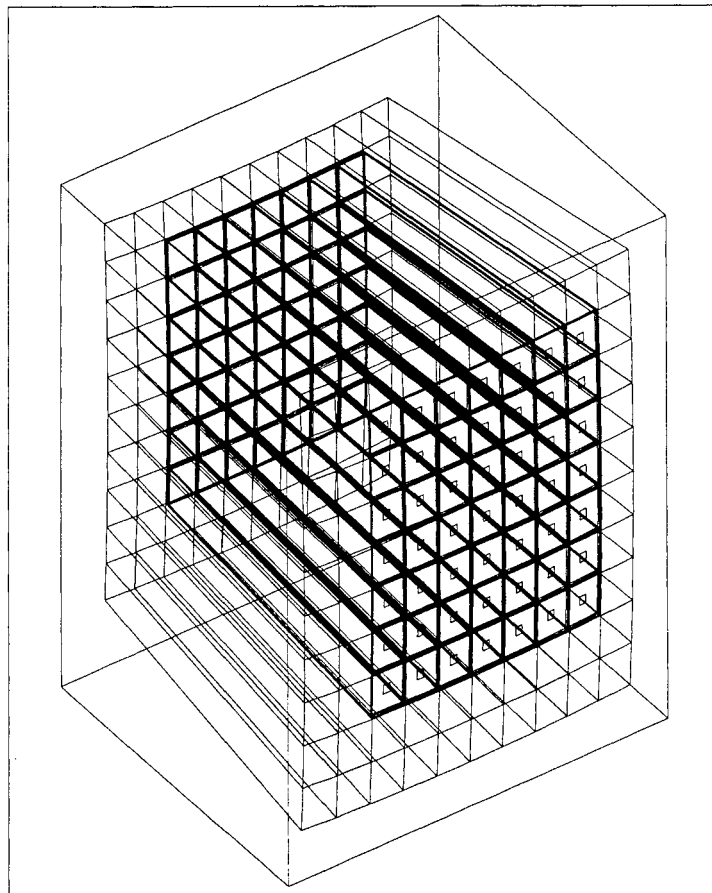


Fig. III.36 - Matrice 7x7 (telle que décrite dans la simulation) utilisée dans X3 en 1996. Les cristaux de tungstate de plomb sont en traits gras, les cristaux de cuivre, en traits fins.

Le bruit électronique a été relativement élevé (120 à 180 MeV pour une somme de 9 cristaux) dû à des problèmes de bruit capté par le système de refroidissement et véhiculé par les longs câbles (80 m) allant jusqu'à la salle d'acquisition.

La dégradation de la réponse du cristal en fonction de l'irradiation peut être suivie par la mesure de sa transmission optique : une impulsion lumineuse calibrée provenant d'un laser est injectée en face avant du cristal et traverse celui-ci pour atteindre les photodiodes collées à l'arrière. L'amplitude du signal récupéré est une image de l'évolution de la transmission du cristal et permet ainsi d'estimer l'évolution relative de la constante de calibration liée à ce cristal. C'est la base du système de monitoring du calorimètre.

Cette calibration n'est pas absolue car la lumière émise par le laser n'émet pas une longueur d'onde suffisamment courte pour exciter la scintillation du cristal. Cette méthode est comparable à celle des lampes au Xénon utilisées dans L3 pour intercalibrer les différentes voies BGO du calorimètre.

Dans L3 néanmoins, on disposait d'une calibration absolue grâce au RFQ qui envoyait des protons sur une cible au lithium située dans le calorimètre. La réaction ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ produisait des photons de basse énergie (14 MeV) qui provoquaient la scintillation du cristal de BGO. La valeur beaucoup plus élevée du bruit dans CMS ne permettrait pas une telle calibration.

Pour assurer le suivi en lumière, plusieurs dispositifs lumineux ont été utilisés (figure III.37) : lasers vert (532 nm) et rouge (676 nm), lampe au xénon avec un filtre permettant d'obtenir 4 longueurs d'onde différentes (dont 420 nm), diode électroluminescente (660 nm). Une diode PIN mesurait le flux lumineux envoyé.

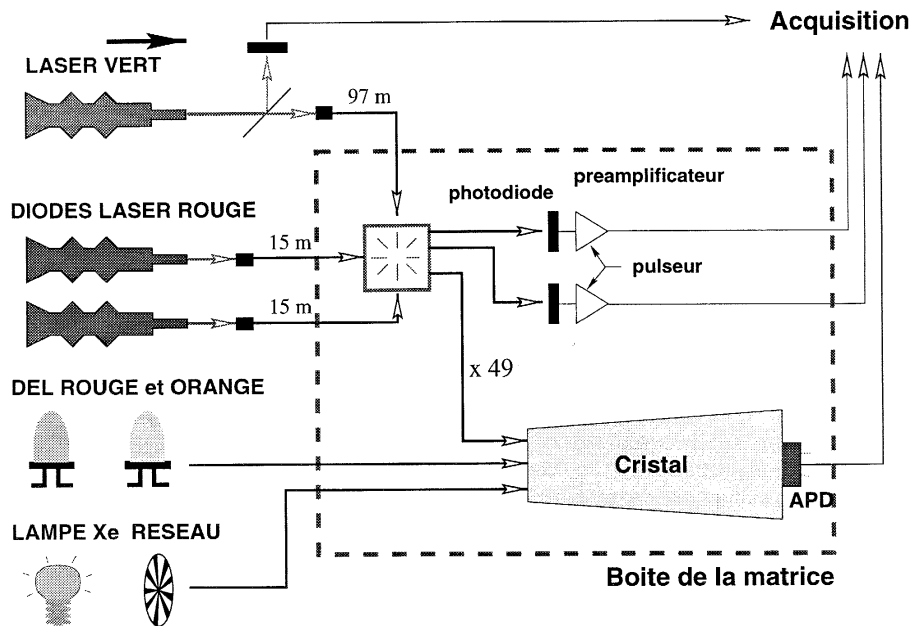


Fig. III.37 - Différents dispositifs utilisés pour mesurer l'évolution de la réponse d'un cristal au cours de l'irradiation.

La résolution en énergie obtenue en 1996 est semblable à celle obtenue en 1995 : 0.6 % à 100 GeV (figure III.38).

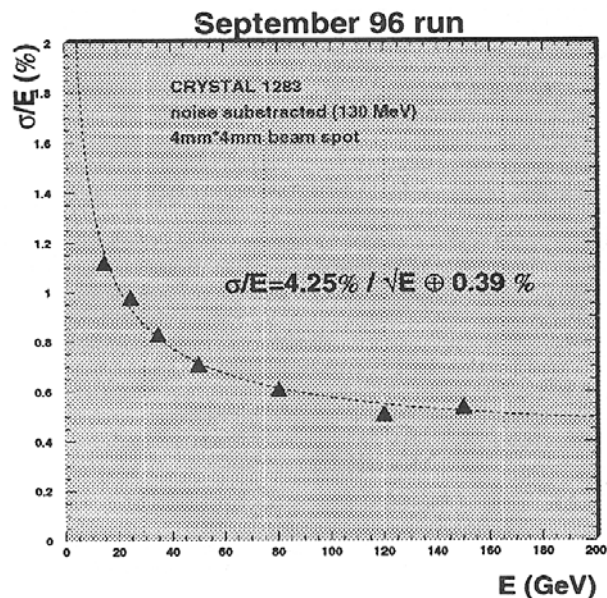


Fig. III.38 - Résolution en énergie pour une somme de 9 cristaux [55].

Plusieurs sous-matrices de 9 cristaux ont été étudiées et ont donné une résolution inférieure à 0.6 % à 100 GeV. Néanmoins l'électronique utilisée n'est pas l'électronique finale (électronique en composants discrets, non-résistante aux radiations).

Résolution en position.

Nous avons comparé les résultats de la simulation avec les tests en faisceaux (méthode barycentrique). L'accord est probant, avec une valeur de $\sigma_x = \frac{0.46 \text{ cm}}{\sqrt{E}}$ en simulation et de

$$\sigma_x = \frac{0.54 \text{ cm}}{\sqrt{E}} \text{ en faisceau.}$$

Une correction classique par courbe en S (figure III.39) a été appliquée.

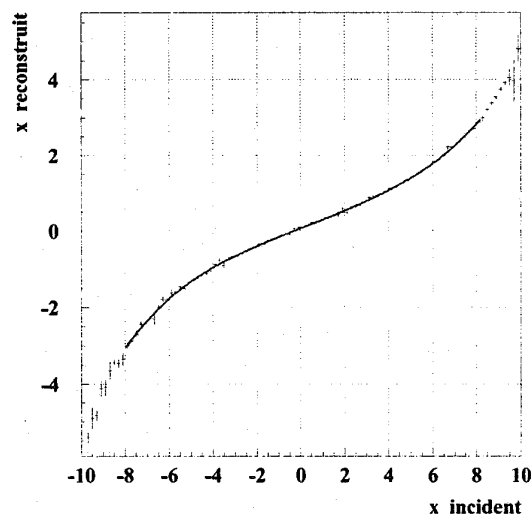


Fig. III.39 - Coordonnée reconstruite par la méthode du centre de gravité, en fonction de la position exacte d'incidence [56].

Tests d'irradiation.

La dose injectée en faisceau H4 avec des électrons de 120 GeV (17000 électrons pendant 2.4 s, toutes les 14.4 s) est de 0.25 Gy/h, dose reçue par les cristaux du tonneau (à $\eta = 1$) lorsque le LHC sera à haute luminosité.

La figure III.40 montre un exemple de décroissance de la lumière captée, observée sur trois cristaux soumis à plusieurs heures d'irradiation.

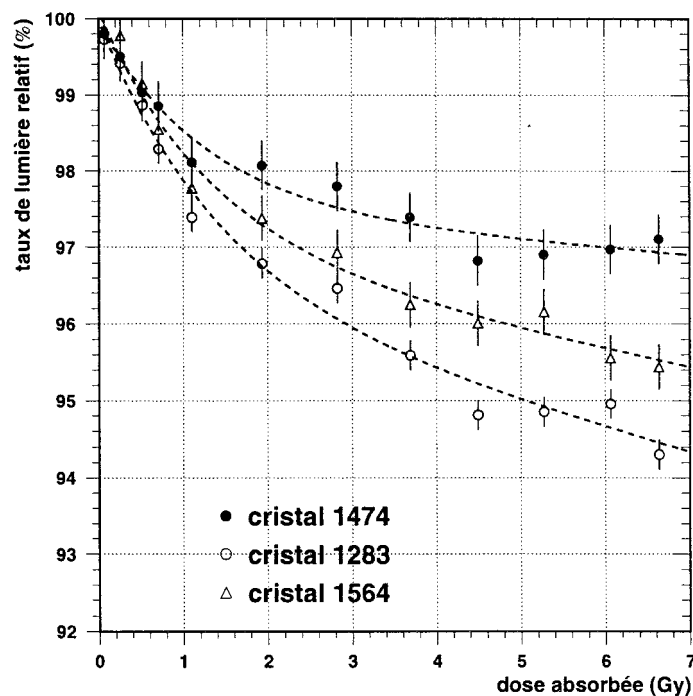


Fig. III.40 - Evolution de la courbe de réponse de trois cristaux au cours de l'irradiation [57].

Ces cristaux, en provenance du Shanghai Institute of Ceramics, ont perdu de 3 à 6 % au cours de l'irradiation. Cette perte a de nouveau été attribuée à l'apparition de centres colorés [58]. Nous avons noté qu'un paramètre important qui régit la vitesse de décroissance de cette courbe est la grandeur instantanée de la dose délivrée.

Si la dose instantanée est plus importante, le plateau marquant la saturation du phénomène est bien entendu atteint dans un laps de temps plus court, mais la loi n'est pas linéaire : il y a en quelque sorte accélération du phénomène.

Nous avons observé une récupération du cristal avec une constante de temps d'une dizaine de jours. Le cristal 1283 a été irradié une seconde fois et a donné lieu à la même perte finale (figure III.41).

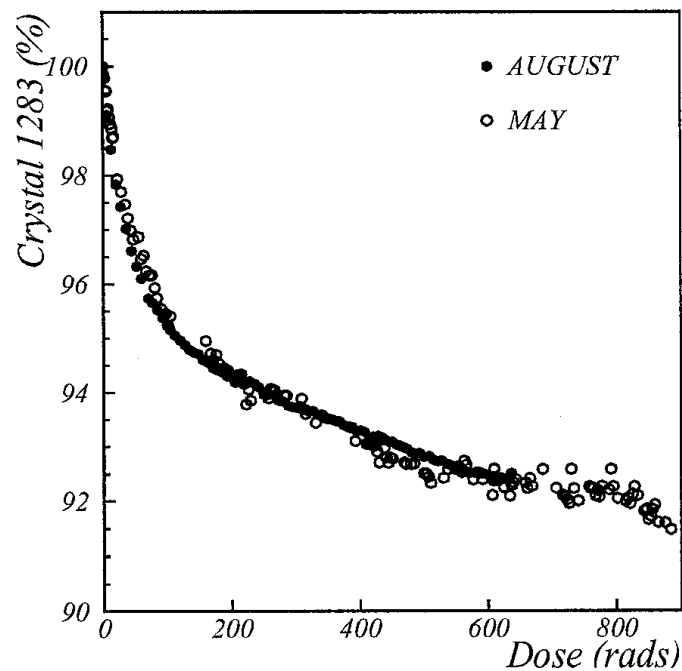


Fig. III.41 - Comparatif des deux périodes d'irradiations [57].

Un cristal provenant du Bogoroditsk Technico-Chemical Plant a perdu 20 % de son rendement lumineux avec une dose relativement faible et n'a pas semblé récupérer. Un autre cristal de la même provenance a donné un résultat très différent : 4 % de perte avec récupération. A cette époque, les constructeurs tâtonnaient encore beaucoup dans leur processus de fabrication. Un chauffage du cristal permet d'accélérer le processus de récupération (on a divisé ce temps par deux en maintenant le cristal à 25 °C).

Cette perte semble tendre vers une saturation après quelques dizaines de Gy (tous les centres colorés sont dans un état excité) et le cristal récupère ses caractéristiques initiales après quelques jours (figure III.42).

En général tous les cristaux saturent sous irradiation, par le fait que le dommage résulte du piégeage de porteurs électriques par des défauts préexistant dans le cristal. La saturation est donc liée à la densité des défauts intrinsèques.

Le point positif de ces tests d'irradiation est que la plupart des cristaux semblent récupérer en dehors des périodes d'irradiation, le point négatif est que la période de cette récupération, si elle a lieu, semble dépendre de chaque cristal, et il faut par conséquent disposer en permanence d'un système de suivi en rendement lumineux de chaque cristal en cours d'expérience. C'est à ce seul prix que la valeur de la résolution en énergie sera maintenue.

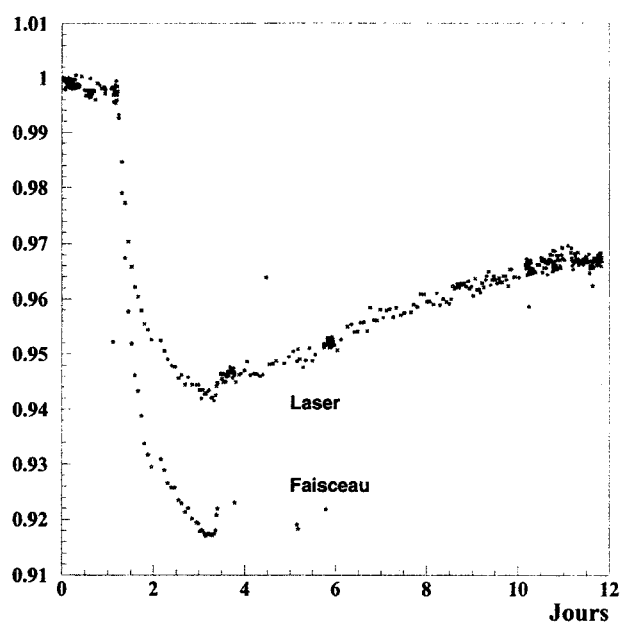


Fig. III.42 – Suivi du rendement lumineux d'un cristal de PbWO_4 soumis à une irradiation dans une première phase et récupérant par la suite [60].

Le suivi en lumière a permis de constater que celui-ci est bien meilleur aux courtes longueurs d'onde (en dessous de 550 nm), le signal de la diode rouge par exemple ne subissant quasiment aucune atténuation en cours d'irradiation.

En effet, l'irradiation du cristal provoque l'apparition d'une bande d'absorption de la lumière centrée sur 440 nm (vert) mais qui ne s'étend pas au rouge. De plus, l'irradiation ne modifie que la transmission de la lumière dans le cristal de PbWO_4 , pas le processus de scintillation.

La lumière laser injectée en face avant du cristal, vu l'angle du cône d'ouverture de la fibre et l'indice de réfraction du cristal, arrive sur les photodiodes à peu près comme le ferait la lumière provenant de la scintillation du cristal. La lumière de scintillation est émise de façon plus isotrope et subit davantage de réflexions/diffusions avant d'être captée. La perte est donc différente pour la lumière produite par les interactions avec les particules et pour la lumière laser (figures III.42 ou III.43).

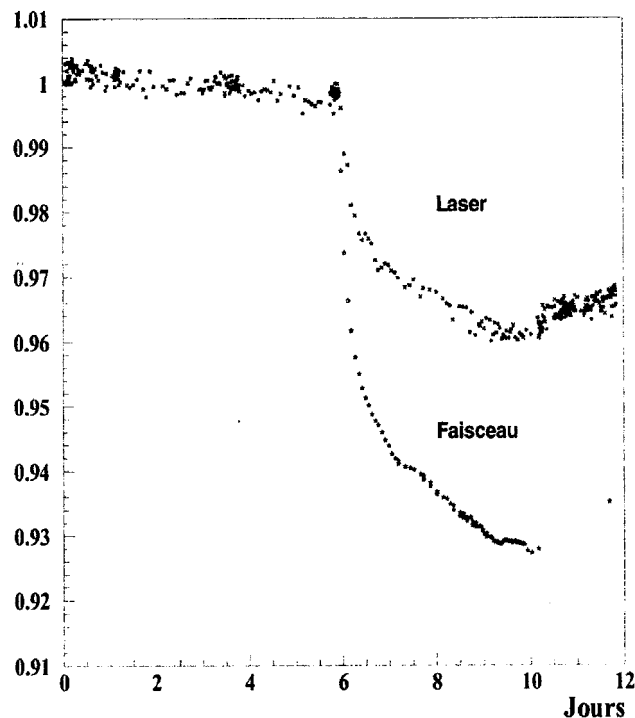


Fig. III.43 – Pertes de réponse mesurées pour le laser et pour le faisceau en fonction de la dose d'irradiation [60].

Il faut donc procéder à une intercalibration précise du rapport $R = \frac{\text{perte faisceau}}{\text{perte laser}}$: le rapport R a été mesuré variant de 1.15 à 2.50 suivant les cristaux. Le suivi correct de la température permet d'affiner cette intercalibration, car les cristaux et les photodiodes à avalanche y sont extrêmement sensibles. Néanmoins, la dispersion de cette valeur de R est préoccupante. Si cette dispersion avait été confirmée dans les années qui suivirent, il aurait fallu mesurer ce rapport pour chaque cristal.

Par la suite, un contrôle plus strict de la stœchiométrie du mélange des composants et de la croissance des cristaux, l'introduction d'éléments dopants supplémentaires (Y, Nb,...) ont stabilisé la production et rendu les cristaux plus homogènes en résistance aux radiations.

Le taux de lumière des cristaux répond au cahier des charges : supérieur à 8 photoélectrons/MeV (mesure avec un photomultiplicateur couvrant entièrement la face

arrière du cristal), et la non-uniformité a été ramenée à moins de $3.5 \%/X_0$, contribuant ainsi pour moins de 0.3% au terme constant de la résolution en énergie.

La même année ont été menés dans X3 des tests d'utilisation d'une chaîne électronique rapide. Une matrice de 3×3 cristaux équipée de photodiodes à avalanche Hamamatsu a servi de support.

Le bruit de la chaîne a été estimé en utilisant un faisceau de pions de 50 GeV (MIP sur la figure III.44). La connaissance du dE/dx du PbWO_4 (10 MeV/cm) et de l'épaisseur de la photodiode servant comme d'habitude à étalonner l'échelle en énergie ont permis de mesurer une valeur de bruit voisine de 30 MeV (6000 électrons) [55].

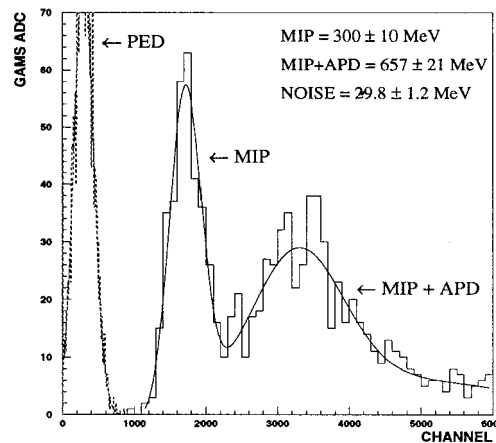


Fig. III.44 - Estimation du bruit du préamplificateur rapide [55].

Les premières formes de signal numérique ont été visualisées (figures III.45 et III.46). Une résolution (Σ_9) de 1.1% à 50 GeV a été obtenue [59].

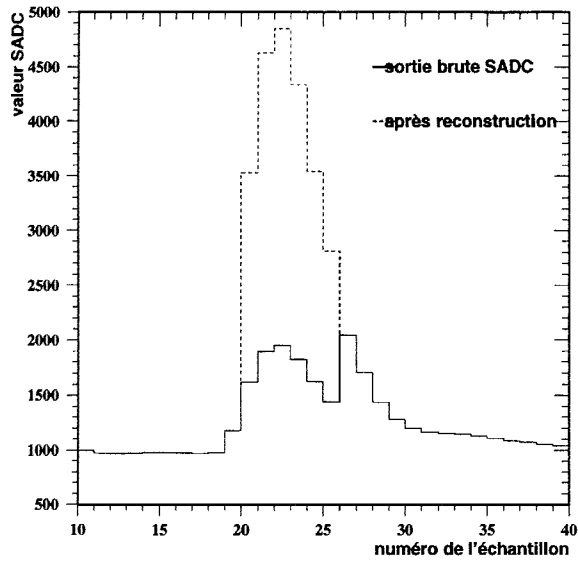


Fig. III.45 - Reconstruction d'un événement, deux gains ont été utilisés pour cette impulsion [59].

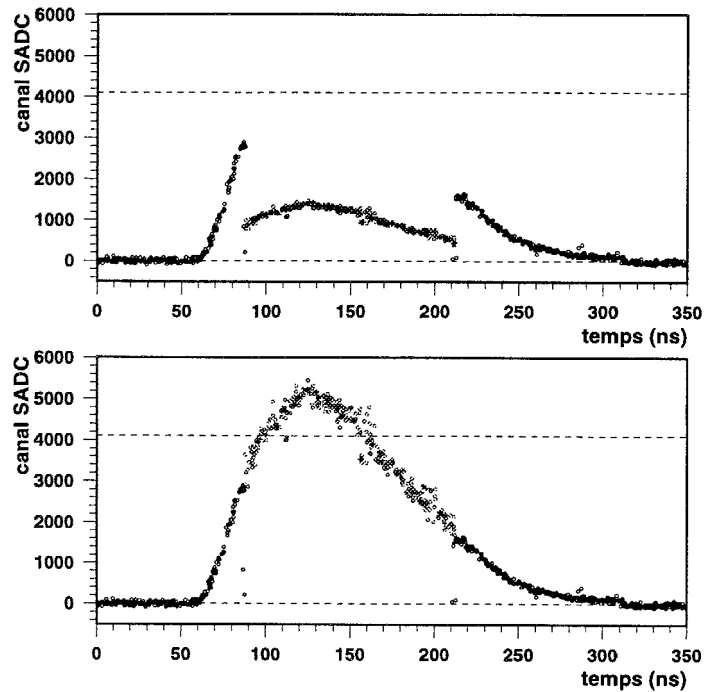


Fig. III.46 - Reconstruction d'un ensemble d'impulsions à partir des échantillons numériques [61].

Les tests effectués en 1996 ont prouvé la validité de la chaîne électronique intégrée.

III.3.3. 1997 et 1998.

Les années 1997 et 1998 ont été consacrées à construire des prototypes se rapprochant du détecteur final d'un point de vue mécanique et du point de vue refroidissement.

Le système de monitoring a évolué (choix des longueurs d'onde, amélioration des « pieuvres » de répartition de l'impulsion lumineuse entre plusieurs voies).

Le choix du producteur final des photodiodes à avalanche a été décidé : Hamamatsu.

Des tests de rapport signal/bruit sont réalisés pour savoir s'il est préférable de mettre une ou deux photodiodes à avalanche derrière chaque cristal, vu que le constructeur ne pouvait produire de photodiodes homogènes de plus grande surface. On gagnait à utiliser deux photodiodes [56].

La carte des températures prises en différents points de la matrice est dressée et leur évolution au cours du temps est mesurée. On constate que les photodiodes à avalanche n'apportent pas de chaleur. Par contre les cycles jours-nuits sont visibles : il faudra encore améliorer la stabilisation de la température.

La mécanique a progressé : la structure alvéolaire qui contient les cristaux a été finalisée en un bloc de 10 : le sous-module. Sont apparues les premières « capsules » (voir III.5). Les premiers dessins (réalisés à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon) étaient relativement compliqués, car il fallait minimiser la transmission de chaleur entre le préamplificateur et la photodiode à avalanche.

Quelques résolutions ont pu être obtenues (figure III.47) [61] : elles sont comparables à celles obtenues les années précédentes.

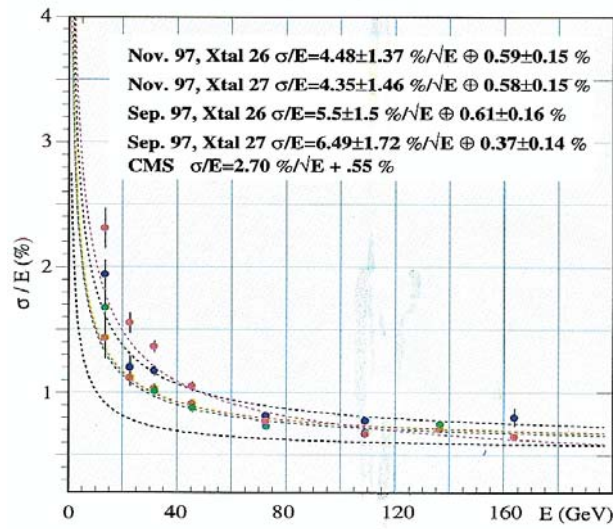


Fig. III.47 - Résolutions (sommés de 3x3 cristaux) obtenues avec le prototype 1997.

III.3.4. 1999.

Le prototype 1999 comprenait 3 sous-modules de (2x5) cristaux (figure III.48) [62].

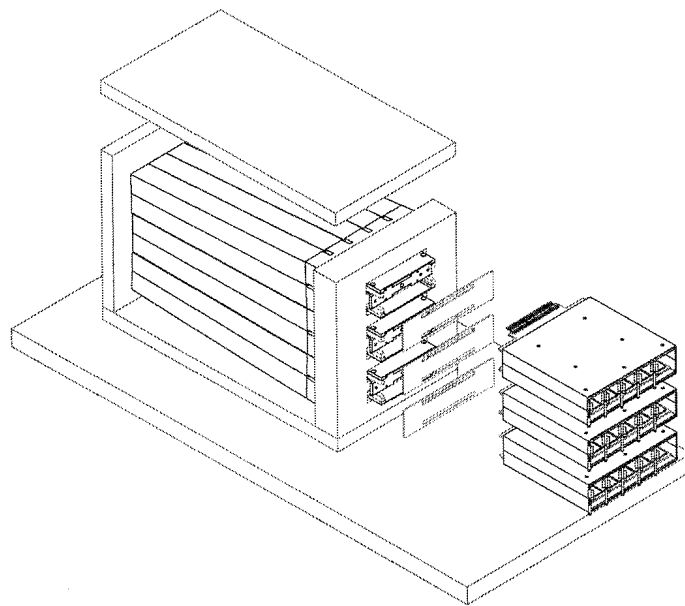


Fig. III.48 – Vue du prototype 1999.

Pour Lyon, ce test était important car il devait nous permettre de choisir la connectique à mettre entre les photodiodes à avalanche et l'électronique frontale : câble blindé ou kapton,

et si le kapton était retenu, deux constructeurs étaient présentés : Nicomatic et Avi-et-Peschard.

Les cartes électroniques étaient équipées de FPPA (circuits électroniques spécifiques développés notamment à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, voir les détails au paragraphe III.4) avec un seul gain disponible. Un ADC en charge classique assurait la numérisation.

Les tests habituels de bruit étaient menés. Le bruit corrélé était plus particulièrement observé, étant donné que l'environnement de blindage final (alvéoles, tablettes, nez de cartes) était en place. Un bruit corrélé de 12 à 17 MeV à l'intérieur des 3 sous-modules et de 8 MeV pour l'ensemble de la matrice a été mesuré, ce qui était raisonnable. Le bruit intrinsèque des cartes électroniques était un peu supérieur à 10000 électrons (36 MeV).

Aucune différence de bruit significative n'étant observée entre les sous-modules équipés de bretelles en kapton et celui équipé de câbles coaxiaux, la décision est prise d'utiliser du kapton pour la connexion entre les photodiodes et l'électronique frontale : il y a une opération de soudure en moins (fiabilité), la manipulation est plus facile. Des critères industriels et économiques feront pencher la balance en faveur du constructeur Avi-et-Peschard.

Connaissant le gain des photodiodes à avalanche et ayant calibré la voie en MeV (ou en électrons), on remonte à l'estimation du taux de lumière des cristaux, en photoélectrons/MeV. Le résultat est compatible avec celui mesuré par les collègues du CERN chargés de mesurer en laboratoire les caractéristiques des cristaux du calorimètre : 7.5 photoélectrons/MeV.

La résolution en énergie reste toujours comparable à celle des campagnes de test précédentes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.69\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.42\% \oplus \frac{0.133 \text{ GeV}}{E}.$$

La simulation a bien entendu été appliquée à cette nouvelle matrice (figure III.49) [63]. L'étude a porté plus particulièrement sur l'évolution de l'énergie recueillie en fonction de la position [64].

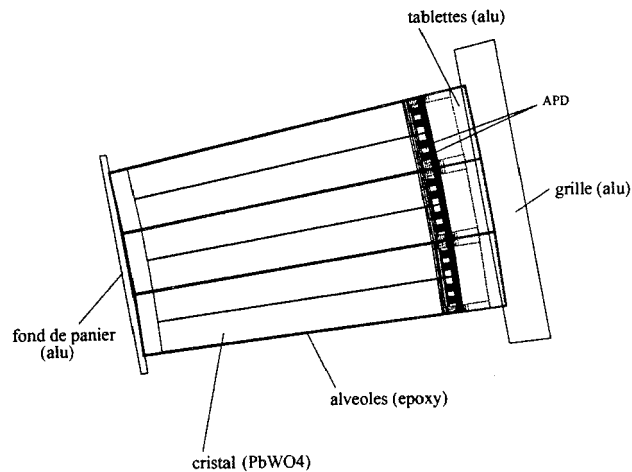


Fig. III.49 - Simulation réaliste d'un prototype de 30 cristaux (proto 99).

Une fois encore la correspondance entre données et simulations Monte Carlo a été satisfaisante (figure III.50). On a pu apprécier l'influence réelle des interstices sur la dégradation de la résolution en énergie [65]. Les interstices sont les zones du calorimètre qui ne sont pas en tungstate de plomb : interstices de 300 μm d'époxy entre les cristaux (en réalité, il y a 220 μm d'époxy et une couche d'air de 80 μm en moyenne, plus ou moins épaisse suivant les tolérances des cristaux), de 5.7 mm entre les modules (air + carbone) et de 6 mm entre les supermodules (air + aluminium).

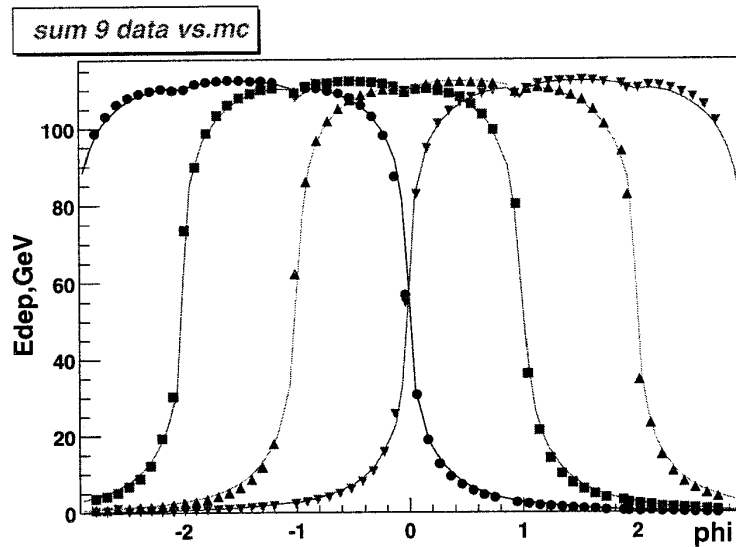


Fig. III.50 - Energie reconstruite dans des sous-matrices de 9 cristaux, en fonction de Φ (données : symboles, simulation : traits continus). La figure représente l'évolution du signal délivré par quatre cristaux lorsqu'on déplace le faisceau en Φ (degrés).

La souplesse d'utilisation du logiciel Eugénie développé par l'IN2P3 pour réaliser l'interface entre un logiciel de Conception Assistée par Ordinateur utilisé par les ingénieurs du bureau d'études et le programme de simulation utilisé par les physiciens (Géant 3) a permis de proposer rapidement aux membres de la collaboration CMS des géométries réalistes des différents prototypes de matrices utilisées en faisceau.

Nous avons proposé à la collaboration de réaliser la géométrie réaliste du tonneau du calorimètre. Ce qui fut fait : cette géométrie réaliste est à présent intégrée dans le logiciel officiel de la simulation CMS : CMSIM (écrit en Fortran).

La suite naturelle a été d'intégrer cette géométrie réaliste dans le logiciel officiel de simulation qui utilise Géant 4 (version orientée objet de Géant 3) : OSCAR [66].

III.3.5. 2000 et 2001.

Ces années ont vu la validation de plusieurs concepts concernant les alimentations haute et basse tensions, la mécanique, le refroidissement. Elles ont vu également la poursuite des développements électroniques et optoélectroniques.

Il y a eu une première phase en 2000 avec le prototype 99++, qui était le prototype 99 (30 voies) amélioré, en ce sens que l'électronique présentait une solution « finale » possible :

le FPPA connecté au convertisseur analogique - numérique 12 bits, 40 MHz, ADC9042 d'Analog Devices suivi des sérialiseurs et du lien optique [67].

En 2001, nous avons testé le premier module en faisceau : M0 (400 cristaux). Le module M0 est le deuxième module (module de type 2) du calorimètre en partant de $\eta = 0$ (revoir figure III.7). Il sera appelé M0' en 2002.

Nos efforts se sont portés notamment sur l'étude de la surveillance de la stabilité du monitoring ; en effet, au cours du temps, le laser subit des variations (température, fonctionnement propre,...) qu'il est important de suivre correctement sous peine de donner de fausses informations sur la décroissance du taux de lumière des cristaux. Trois diodes PIN simples recevaient simultanément les impulsions lumineuses. Une étude fine a permis de conclure au bon suivi de ces fluctuations [68].

Des problèmes sur l'électronique frontale (oscillations, bruit trop important) ont mis en évidence l'extrême sensibilité de cette électronique à son environnement, ce qui a été une des causes qui allaient entraîner son abandon (voir III.4).

III.3.6. 2002.

Le système de monitoring complet a été testé sur le module M0' dont 100 canaux étaient équipés avec des circuits électroniques frontaux FPPA (davantage de détails sur ces circuits en III.4).

Système de monitoring.

Dans la phase finale, il est prévu d'utiliser deux lasers avec 4 longueurs d'onde 440/495 nm et 700/800 nm.

Un système de « pieuvres » à deux niveaux (figure III.51) assurera la transmission de l'impulsion lumineuse à chaque cristal via des fibres optiques résistantes aux radiations.

Un étalonnage de la lumière issue des fibres des pieuvres est réalisé à l'aide d'une diode PIN résistante aux radiations et extrêmement stable (0.1 %).

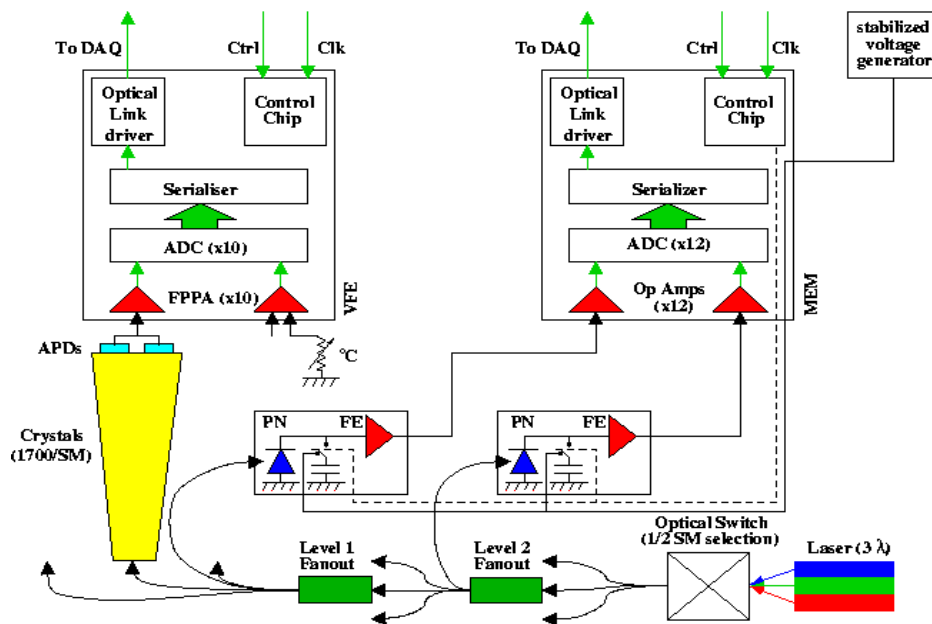


Fig. III.51 – Système de monitoring complet.

Suivi des cristaux.

Le système de monitoring étant complètement opérationnel, un des objectifs principaux des tests de 2002 était d'évaluer la dispersion du rapport $R = \frac{\text{perte faisceau}}{\text{perte laser}}$ lors de l'irradiation pour plusieurs cristaux. Ce paramètre a été mesuré pour 19 cristaux soumis à une irradiation de longue durée. Une valeur moyenne de 1.55 a été obtenue avec une dispersion de l'ordre de 6% (figure III.52), beaucoup plus stable qu'auparavant et compatible avec la contribution à la dégradation en énergie de 0.3 % [69].

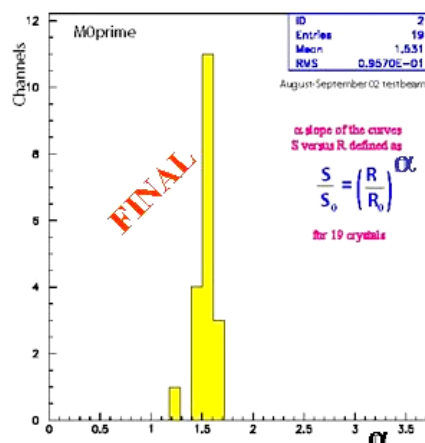


Fig. III.52 – Dispersion du paramètre α quantifiant le rapport entre les pertes mesurées pour le laser et les pertes mesurées pour le faisceau au cours d'une irradiation, pour 19 cristaux différents.

Stabilité de la température.

Le calorimètre en fonctionnement nominal va dissiper plus de 200 kW.

Comme le taux de lumière émis par le tungstate de plomb est très dépendant du paramètre température (-2 %/°C à 18 °C) ainsi que la réponse de la photodiode à avalanche (du même ordre de grandeur : -2.2 %/°C à 18 °C), la stabilité de la température doit être assurée à mieux que le dixième de degré.

C'est ce qui a été vérifié sur 2 mois de tests, grâce à des mesures prises sur le devant des cristaux, dans la capsule qui contient les photodiodes à avalanche et à proximité de l'électronique frontale (figure III.53).

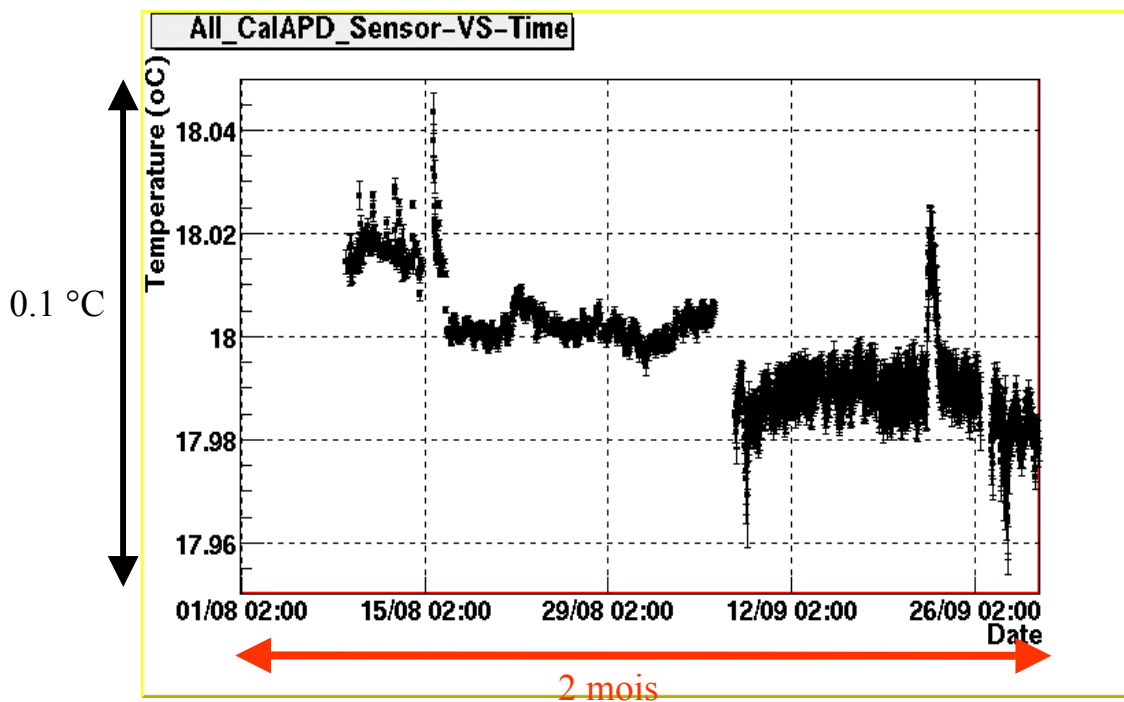


Fig. III.53 – Evolution de la température mesurée au niveau des photodiodes à avalanche sur une durée de 2 mois ; la stabilité est meilleure que le dixième de degré.

III.3.7. 2003.

Les premiers supermodules SM0 et SM1 ont été placés en faisceau. 100 voies (sur les 1700 du supermodule) étaient testées.

Pour SM0, les voies étaient équipées de circuits FPPA, le supermodule SM1 était équipé de circuits MGPA. Le but était de valider le concept du nouveau circuit électronique

frontal MGPA (voir III.4), d'en mesurer le bruit en conditions réelles d'utilisation (8000 électrons annoncés en tests de laboratoire).

Bruit.

Après traitement approprié des données [70] et [71], un bruit par voie de l'ordre de 44 MeV (9000 électrons) était obtenu avec le MGPA (figures III.54 et III.55), qui répondait ainsi parfaitement au cahier des charges fixé par la collaboration.

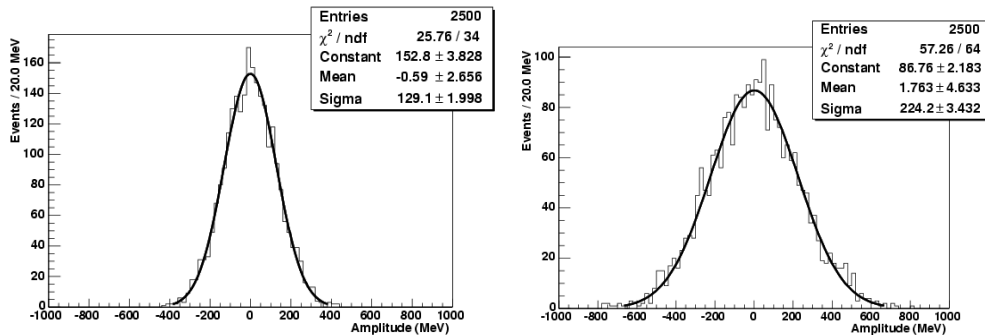


Fig. III.54 et III.55 – Bruit mesuré pour une somme de 9 cristaux (à partir des échantillons du piédestal). A droite, bruit mesuré pour une somme de 25 cristaux.

Résolution en énergie.

La résolution obtenue pour ces tests en faisceau (figure III.56) est toujours comparable avec ce qui avait été obtenu dans les premières campagnes de faisceau, mais l'électronique utilisée ici est quasi finale.

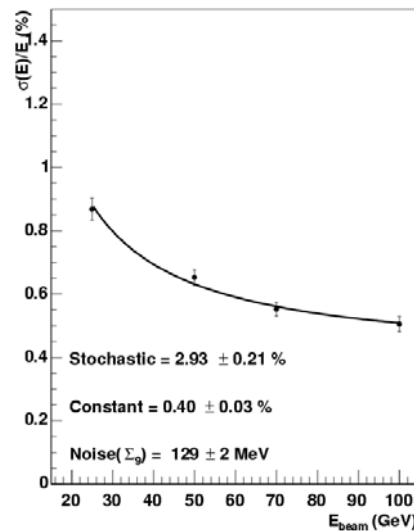


Fig. III.56 – Résolution obtenue pour une somme de 3x3 cristaux.

III.3.8. 2004.

La production des cristaux a connu de graves complications fin 2003 : le centre de production Bogoroditsk n'était plus en mesure de fournir les cristaux demandés au tarif initialement conclu. D'autres producteurs ont (re)proposé leurs cristaux. Il fallait d'abord vérifier le comportement de ceux-ci en irradiation.

C'est pourquoi des cristaux chinois (Shanghai) et en provenance d'Apatity (région de Mourmansk) ont été testés au printemps et durant l'été. Ces tests ne concernaient plus le tonneau mais les bouchons (module E0') ; les cristaux étaient donc équipés de phototriodes à vide (puis de photodiodes à avalanche, les phototriodes ayant montré un comportement instable maîtrisé par la suite).

Faute de temps, l'électronique utilisée fut la même que celle utilisée pour les photodiodes à avalanche. La capacité des photodétecteurs étant différente, le bruit était plus important, mais le but de l'expérience était surtout de suivre l'évolution de la réponse des cristaux et du système de monitoring en fonction de l'irradiation.

Les cristaux en provenance d'Apatity présentaient un profil de dégradation-récupération semblable à celui des cristaux de Bogoroditsk (même procédé de fabrication), mais perdaient davantage avant la phase de saturation (de l'ordre de 8 % au lieu de 5 %).

Les cristaux chinois (figure III.57) perdaient rapidement et récupéraient très lentement.

La cinétique de récupération est liée à la profondeur des pièges. Dans le cas du PbWO_4 cette profondeur est liée au dopage. Comme ce dopage est différent pour les cristaux russes et chinois (pour des raisons qui tiennent à la technologie de production) il ne faut pas s'étonner de voir des différences.

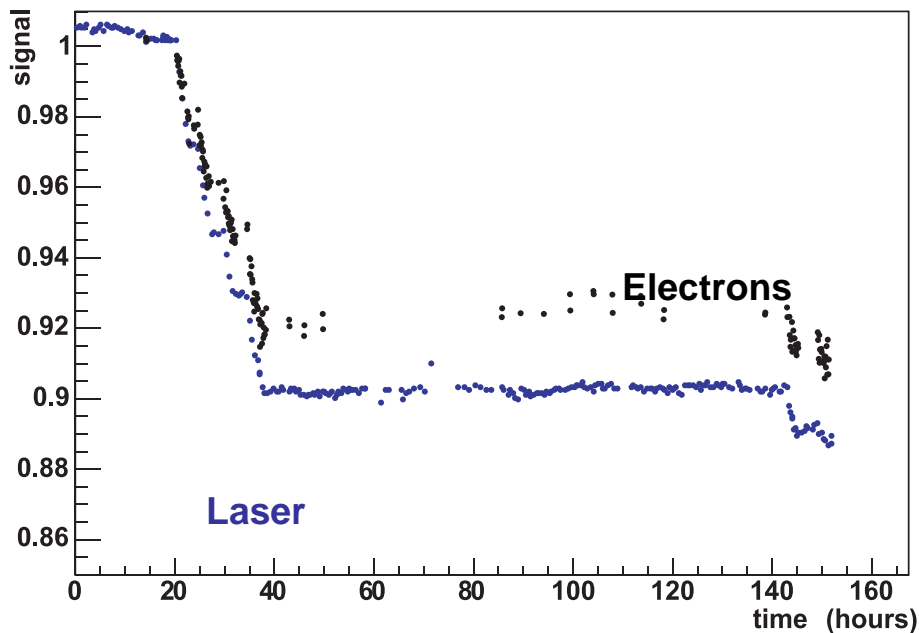


Fig. III.57 – Résultat de $E0'$: décroissance observée pour un cristal chinois (produit en janvier 2004) et suivi du laser. Il y a deux périodes d'irradiation.

Rappelons qu'un chauffage des cristaux permet d'accélérer cette récupération. Un tel chauffage pourrait être envisagé dans les périodes de repos du LHC.

En octobre-novembre 2004, le premier supermodule (SM10) entièrement instrumenté est testé avec succès en faisceau, permettant la première calibration complète d'un supermodule en faisceau. Durant cette période sont mises en œuvre les cartes électroniques hors détecteur (voir III.4.4.), également avec succès. L'assemblage des autres supermodules peut donc se poursuivre.

III.4. Electronique spécifique du calorimètre.

La chaîne de lecture des signaux issus des photodiodes à avalanche du calorimètre électromagnétique représente un défi technologique sans précédent : grande gamme dynamique : l'amplitude du signal s'étend du bruit (50 MeV environ) à plus de 2 TeV (électrons provenant de la désintégration du boson Z') : dynamique de 92 dB, rapidité (un croisement de faisceaux dans le LHC toutes les 25 ns), tenue aux radiations, consommation la plus faible possible...

En constatant les difficultés rencontrées au fil des itérations successives des circuits développés, certaines exigences du cahier des charges (la dynamique en particulier) ont été modérées, ce qui a permis d'aboutir à un produit satisfaisant.

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a été fortement impliqué dans la conception, l'élaboration, la fabrication, le suivi de toute cette électronique frontale. En voici l'historique.

III.4.1. Progression du projet.

Premiers prototypes (1995).

L'Institut a proposé différents types de préamplificateurs de courant : en technologie bipolaire, en technologie BiCMOS. En 1995, ces préamplificateurs ont été réalisés en technologie discrète et en technologie intégrée ASIC UHF1 Harris (technologie tolérante aux radiations).

Ces préamplificateurs ont été testés en laboratoire (figure III.58) pour déterminer leur charge de bruit équivalente (ENC, voir chapitre I) en fonction de la capacité présente en entrée (à l'époque, le constructeur de photodiodes à avalanche n'était pas choisi et les capacités variaient fortement).

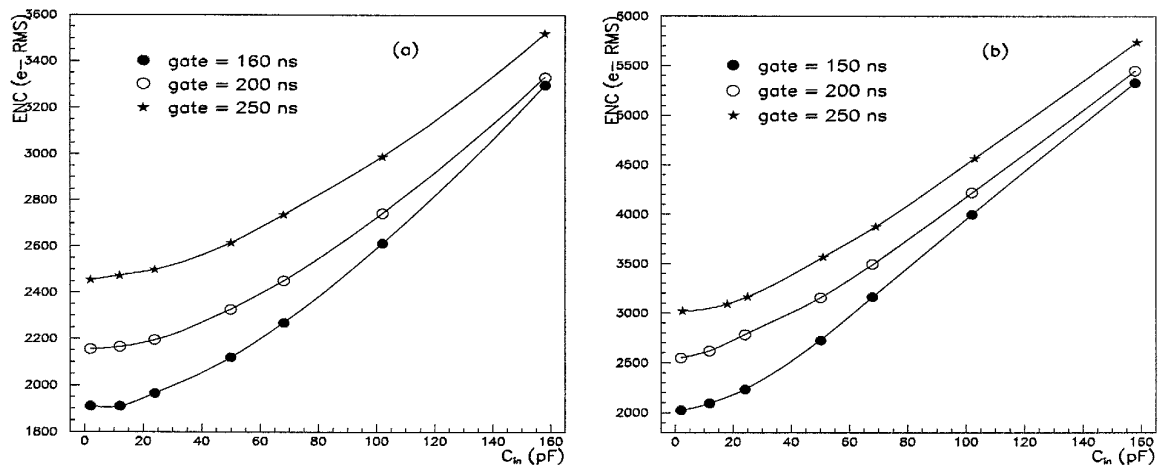


Fig. III.58 - Réponse en bruit des préamplificateurs (bipolaire à gauche, BiCMOS à droite), pour différentes fenêtres temporelles de mesure [57].

Le bruit électronique était 1.5 fois plus élevé en technologie intégrée qu'en technologie discrète (tableau III.4).

Photodiode à avalanche	EG&G	Hamamatsu
Bruit avec préamplificateur discret (e ⁻)	2540	2900
Bruit avec préamplificateur intégré (e ⁻)	3300	4300

Tab. III.4 - Bruit en électrons pour des valeurs de capacités égales à celles des deux types de la photodiode à avalanche disponibles en 1995 [57].

Ensuite nous avons testé ces électroniques en faisceau d'électrons de 4 GeV (faisceau X3 du CERN). Cela a permis de calibrer la chaîne : cristal, photodiode à avalanche, préamplificateur, amplificateur, convertisseur analogique-numérique en charges (figure III.59).

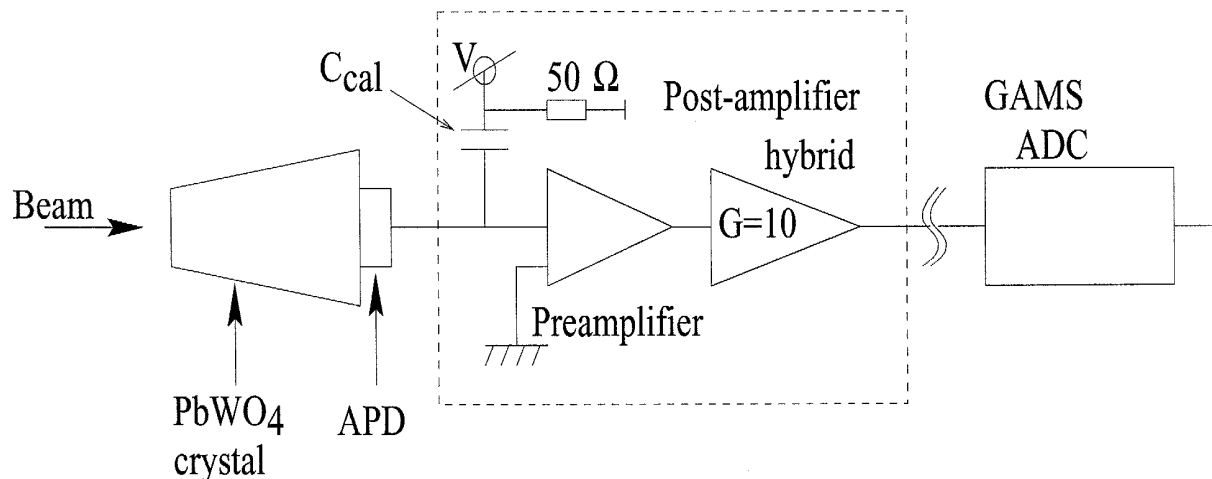


Fig. III.59 - Chaîne de mesure du bruit du préamplificateur.

Les mesures (tableau III.5) ont été réalisées à température ambiante non stabilisée, voisine de 27 °C. Comme le calorimètre de CMS sera à 18 °C, on aura une augmentation de rendement lumineux des cristaux de 20 %, ce qui réduira d'autant le bruit électronique (évalué en MeV).

Photodiode à avalanche	EG&G	Hamamatsu
Bruit avec préamplificateur discret (MeV)	27	35
Bruit avec préamplificateur intégré (MeV)	40	45

Tab. III.5 - Bruit en MeV pour des valeurs de capacités égales à celles des deux types de la photodiode à avalanche disponibles en 1995 [57].

Compresseur non linéaire.

En août 1995, nous avons testé la première chaîne électronique frontale susceptible d'être utilisée sur CMS, demandant une grande dynamique (92 dB = 16 bits utiles, donc le convertisseur doit être un ADC d'au moins 17 bits) à 40 MHz. Comme un tel convertisseur analogique-numérique rapide n'existe pas sur le marché, la nécessité d'un système de compression s'est rapidement imposée.

La chaîne que nous avons testée comportait un préamplificateur de courant en technologie BiCMOS réalisé à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, un compresseur non linéaire comportant quatre pentes [72] et un convertisseur analogique-numérique à échantillonnage rapide (40 MHz) de 10 bits (GAMS).

Nous avons préalablement calibré l'ensemble en utilisant un faisceau de 50 GeV. En particulier, nous avons relevé la fonction de transfert du compresseur (figure III.60).

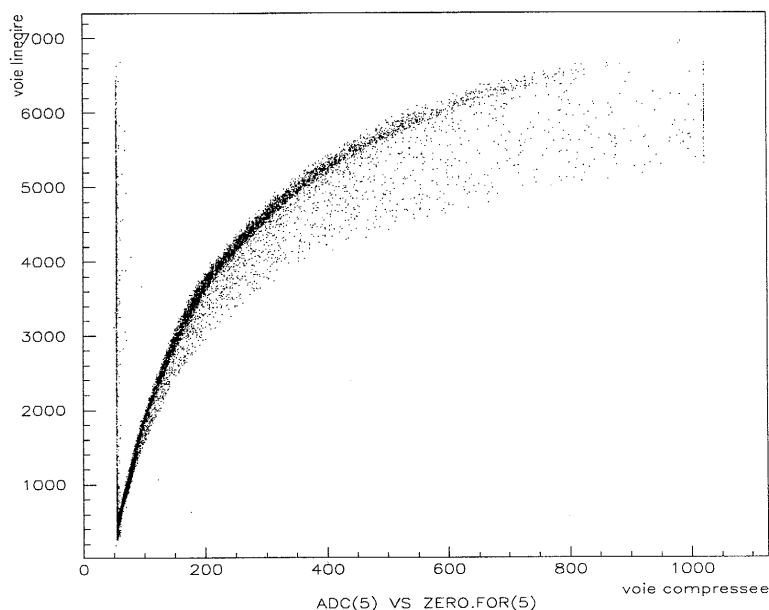


Fig. III.60 - Fonction de transfert du compresseur non-linéaire utilisé en 1995.

On note une importante dispersion sur la courbe, ce qui a une répercussion désastreuse sur la résolution en énergie (valeurs supérieures à 2 % à 50 GeV). La faisabilité de la chaîne est démontrée mais le cahier des charges de CMS n'est pas encore respecté.

La décompression du signal a posé des problèmes importants qui n'ont pas conduit à des résultats satisfaisants : la fonction de transfert du compresseur n'est pas la même en phase ascendante ou descendante de l'impulsion.

Compresseur linéaire (1996).

Les développements ultérieurs de l'électronique ont été conditionnés par le choix du meilleur convertisseur analogique-numérique de l'époque tolérant aux radiations : le convertisseur analogique-numérique (SADC) 12 bits d'Analog Devices AD9042 (technologie XFCB bipolaire), 40 MHz.

Le préamplificateur utilisé [73] possède un temps de montée de l'ordre de 40 ns et tient la gamme dynamique demandée par CMS (92 dB). Il offre deux sorties : gain 1 et gain 8.

La technologie utilisée au départ était BiCMOS AMS, non résistante aux radiations (deux versions résistantes étaient en développement : l'une en DMILL, une autre en Harris UHF-1).

En sortie du préamplificateur, on trouve le compresseur linéaire multi-pentes (Floating Point Unit, FPU sur la figure III.61). Deux amplificateurs de gain 1 et 4 sont placés à chaque sortie du préamplificateur. Une logique choisit parmi les 4 combinaisons possibles (1, 4, 8, 32) quelle est la voie qui donne le plus grand signal sans saturation. Le multi-pentes a été construit en une version 0.8 μm BiCMOS et une version 0.7 μm AsGa.

Ensuite, après numérisation par l'AD9042, les données sont transmises par fibre optique une fois sérialisées.

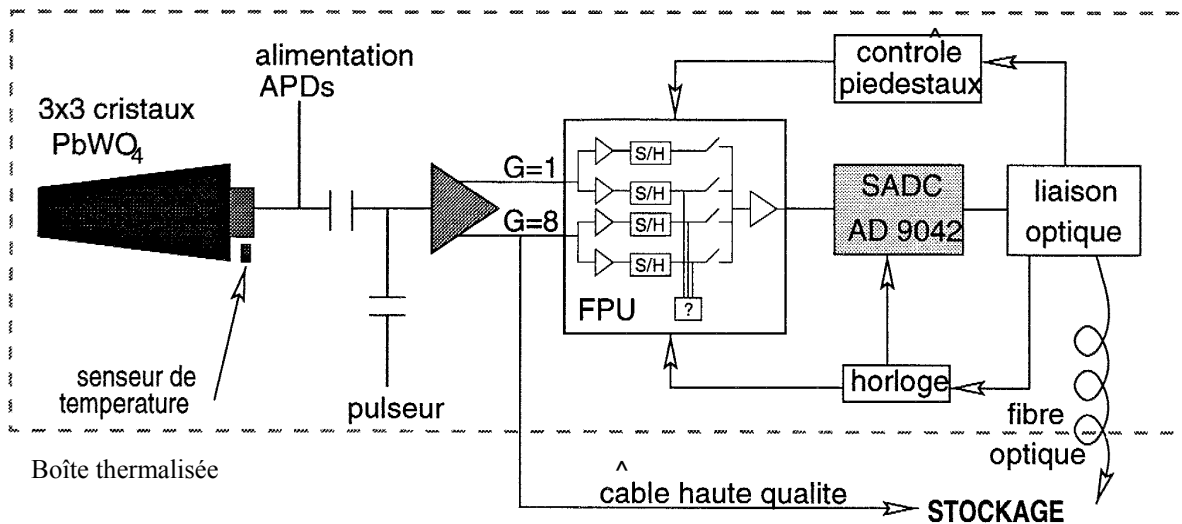


Fig. III.61 - Dispositif de test de la chaîne électronique.

Après avoir observé et soustrait une oscillation parasite (figure III.62), nous avons mesuré un bruit global (dispersion des valeurs d'un échantillon de la ligne de base) allant de 60 à 160 MeV (11000 à 30000 électrons) suivant les voies.

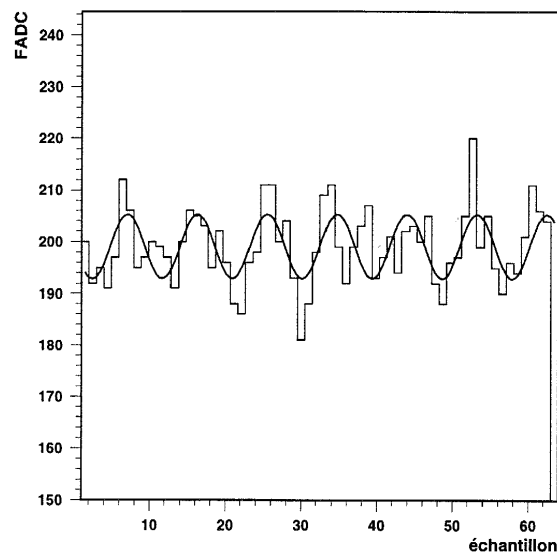


Fig. III.62 - Signal oscillant parasite.

Nous avons déterminé que le FPU contribuait pour 40 MeV de bruit électronique si c'était la version en AsGa qui était utilisée et pour 30 MeV en technologie BiCMOS.

La linéarité de la chaîne a été mesurée (à l'aide de différentes énergies de faisceau) et a donné un écart à la linéarité inférieur à 2 %.

Les intergains ont également été mesurés et ont donné des résultats proches des valeurs théoriques issues de la simulation électronique [74].

Il y a eu un débat important sur la présence ou non d'un dispositif destiné à calibrer l'électronique (figure III.63), indépendamment du cristal.

Ce dispositif étant susceptible d'apporter du bruit, étant donné qu'il était en liaison directe avec l'entrée du préamplificateur, et comme sa tenue aux radiations ne présentait pas toutes les garanties pour assurer la précision de la calibration, il a été abandonné.

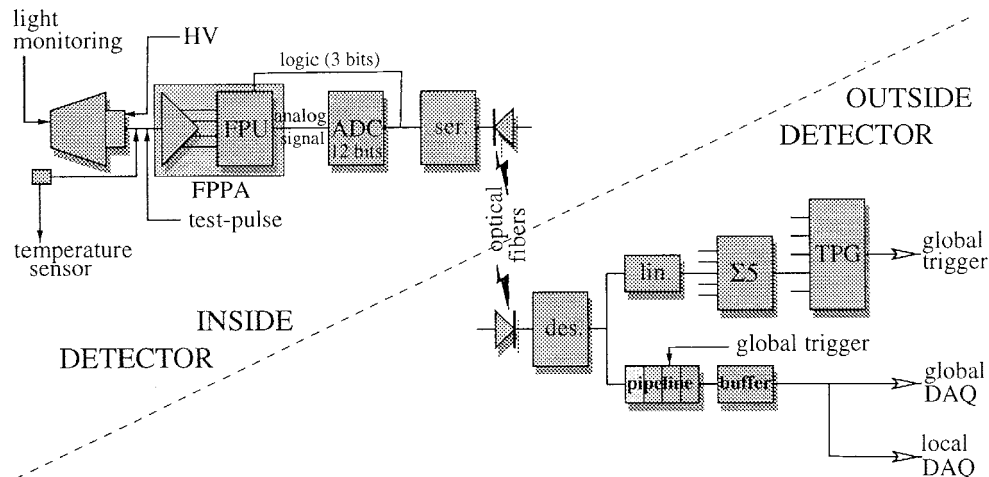


Fig. III.63 - Vue schématique de la chaîne électronique de lecture du calorimètre électromagnétique, avec l'entrée de test pour l'électronique.

FPPA (Floating Point PreAmplifier).

En novembre 1997, une première version intégrée du préamplificateur et du multiplexeur appelée FPPA était soumise : le circuit est initialement construit en technologie BiCMOS 0.8 μm de DMILL puis par la suite en technologie Harris UHF-1.

En 2000, les premiers tests en faisceau du FPPA étaient réalisés sur le proto 99++.

Malheureusement, cette première version a donné lieu à la génération d'une oscillation cohérente sur la matrice à la fréquence de 9.5 MHz. Une fois ce bruit corrélé soustrait, le bruit restait très élevé : 230 MeV par canal. Une fois l'origine de l'oscillation déterminée et attribuée au FPPA, une version améliorée (FPPA 2000) était soumise [75].

En 2001, 1500 circuits FPPA étaient reçus au laboratoire. Un premier test de tri des circuits fut réalisé [76]. Il était encourageant sur le respect du cahier des charges (hormis le bruit, 4 fois plus important que ce que donnaient les simulations) mais était inquiétant sur le rendement de la production : un tiers seulement des circuits passaient les tests de fonctionnalité. Le coût des circuits devenait problématique.

Un test laser permettant d'explorer tous les gains du circuit et d'apprécier le passage d'un gain à l'autre nous confortait sur la fonctionnalité correcte de ce circuit (figure III.64).

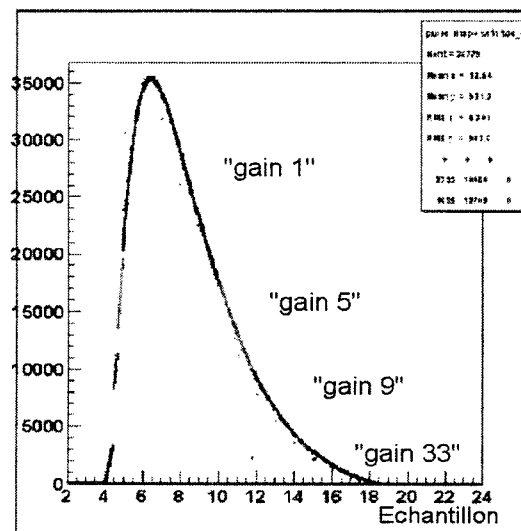


Fig. III.64 - Profil du signal laser reconstruit, avec utilisation des 4 gains [60].

Une nouvelle soumission corrigeant des effets ignorés lors de simulations électroniques précédentes et qui étaient à l'origine du bruit trop important, débouchait sur le FPPA 2001, dernière itération de ce circuit.

III.4.2. Circuit FPPA final.

Nous avons reçu 1056 puces de cette ultime version (FPPA2001) début 2003 et l'avons de nouveau testée au laboratoire [77].

Le circuit est réalisé en technologie Intersil UHF1X de Harris et possède une surface utile de 30 mm².

Le FPPA2001 réunit plusieurs fonctions électroniques (voir figure III.65) : un préamplificateur, des amplificateurs de gain, des échantillonneurs-bloqueurs, des comparateurs, des multiplexeurs, une logique de contrôle, un système de mesures lentes DC (« Slow Control »).

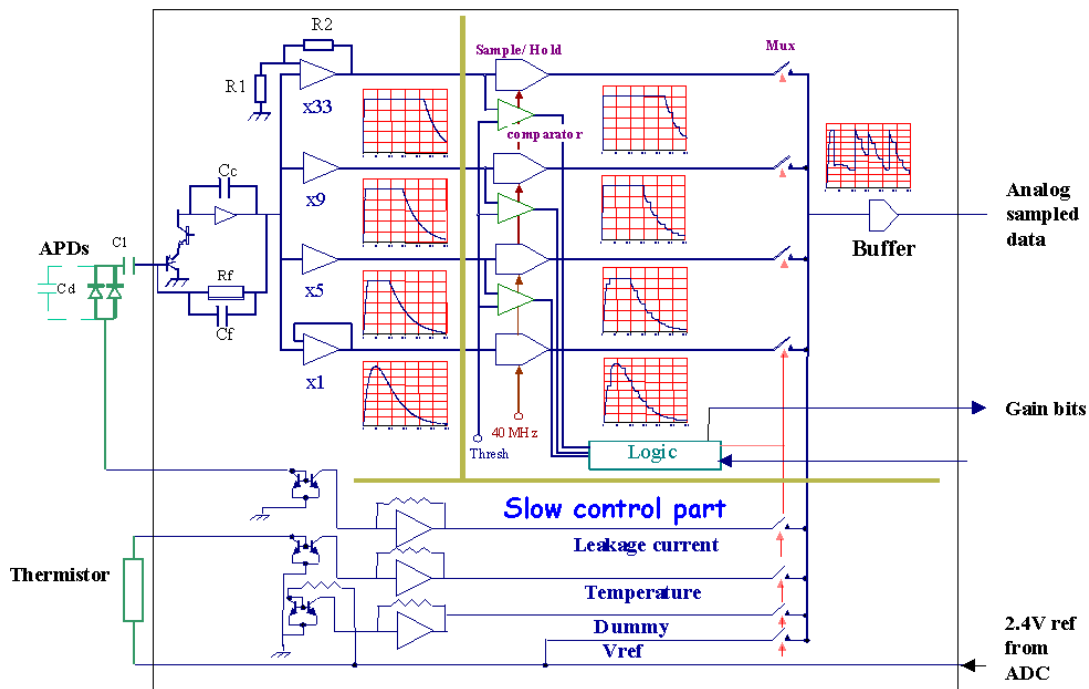


Fig. III.65 - Schéma bloc du Floating Point PreAmplifier [67].

Quelques caractéristiques techniques.

Le préamplificateur a une dynamique d'entrée de 92 dB, un niveau de bruit en sortie de 50 μV , tolère une charge maximale en entrée de 60 pC (équivalent à 1.5 TeV), possède une mise en forme du type RC-CR intégrée au préamplificateur ($RC = 40 \text{ ns}$).

Les amplificateurs de gain proposent les gains 1/5/9/33, ont une bande passante constante et identique pour les 4 gains.

L'étage de sortie est compatible avec la plage des tensions d'entrée du convertisseur analogique-numérique (AD9042) d'Analog Devices utilisé : 1.9 V – 2.9 V.

Le circuit possède des entrées pour les mesures « lentes » : le courant de fuite des photodiodes à avalanche et une entrée de température.

Tests réalisés.

Le test se déroule en deux phases : une phase de fonctionnalité du circuit qui permet d'éliminer rapidement les circuits défectueux : tests des différents modes de fonctionnement à gains libres ou forcés, les courants consommés par les alimentations digitales et analogiques, la présence des horloges en sortie (fréquence et niveaux électriques).

Si cette première phase est concluante, une phase plus complète est entreprise pour mesurer les caractéristiques du circuit.

Les paramètres mesurés sont : les variations de la ligne de base (pour estimer le

bruit), la mesure du « peaking time » (temps entre le bas de l'impulsion et son sommet [5% - 95 %]), l'amplitude du pic (notée « pic »), l'amplitude mesurée 25 ns avant le pic (notée « pic-1 »), le calcul du rapport « pic »/« pic-1 » (très important pour voir des effets dynamiques différents d'un gain à l'autre : si ce rapport varie, c'est que la façon dont monte l'impulsion dépend du gain, ce qui n'est pas tolérable), le calcul de la pente de conversion en mV/pC, le calcul de la non-linéarité, le calcul des inter-gains et des gains absolus pour différentes valeurs d'injection de charges et enfin les vérifications des paramètres de contrôle « lent » : température et courant de fuite des photodiodes à avalanche.

Résultats.

Pour les 4 injections de charges différentes (0.5 pC, 5.7 pC, 9 pC, 40 pC), nous obtenons les réseaux de courbes de la figure III.66 :

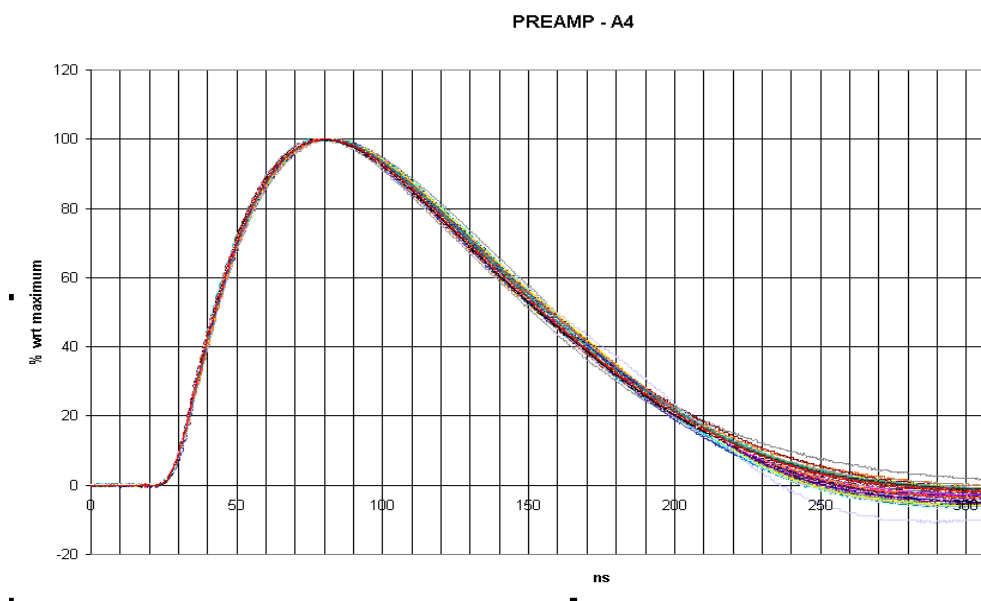


Fig. III.66 - Réponse du FPPA à une injection de charge calibrée (pour 383 circuits).

Pour le préamplificateur, le « peaking time » varie de 55.2 à 59.47 ns, suivant la charge injectée et pour les amplificateurs de gain les valeurs de ce paramètre vont de 56.3 à 63.8 ns suivant le gain et la charge injectée.

La consommation globale du circuit est un peu supérieure à 1 W.

Le bruit ramené en entrée (estimé via la largeur du piédestal) est en moyenne de 14000 électrons soit 65 MeV (avec un gain de la photodiode à avalanche de 50, un

taux de conversion de lumière de 7.5 photoélectrons/MeV et une capacité de détecteur de 200 pF). La valeur du bruit ramené en entrée est supérieure à celle de la simulation (ENC de 12500 électrons sur le gain 33), elle s'explique notamment par une valeur faible du coefficient β du transistor PNP d'entrée. La valeur typique du modèle est de 120 alors que la valeur mesurée est de 55 (ce qui est dans les tolérances de la technologie). Une simulation électronique montre que cette seule différence majore le bruit d'environ 15 %.

Le critère important pour la suite des développements et du choix de la collaboration est le nombre de bons circuits obtenus après analyse statistique des résultats de test : 383 bons circuits sur 1056, soit un rendement de 36% seulement.

III.4.3. Circuit retenu par CMS : le MGPA.

C'est ainsi qu'en juillet 2003, vu les difficultés rencontrées par le FPPA (mauvais rendement de fabrication donc coût élevé, bruit intrinsèque un peu trop important : 14000 électrons, consommation importante, lenteur de mise en oeuvre de nouvelles itérations), la décision a été prise par la collaboration CMS de privilégier l'utilisation de MGPA (MultiGain PreAmplifier) comme électronique frontale [78]. Celui-ci répond à des spécifications moins exigeantes que celles prévues initialement pour le FPPA (la dynamique est plus faible : 4 dB de moins, le temps de montée convolué avec la constante de scintillation du cristal est un plus court : 50 ns au lieu de 60 ns).

Le choix a été grandement facilité par le fait qu'un nouveau type de convertisseur analogique-numérique AD41240 [79] (le circuit renferme 4 ADC 12 bits, 40 MHz), réalisé en technologie CMOS 0.25 μm d'IBM (technologie apparue en 2000), résistant aux radiations, était apparu. Le dessin du MGPA, réalisé dans la même technologie, a été entrepris mi-2002. Cette technologie étant beaucoup utilisée dans ATLAS et CMS, donc bien connue, le développement a demandé moins de temps.

La simplicité du concept (il n'y a plus qu'une seule alimentation à 2.5 V contre 3 alimentations pour le FPPA : 5 V et 2 V analogiques, 5 V digital), le rendement de fabrication du circuit (proche de 90 % contre 36 %), le coût unitaire, la rapidité de fabrication

d'une éventuelle nouvelle version ont été autant d'arguments pour changer de solution officielle.

En outre, l'assemblage final du détecteur s'en trouve simplifié car le processus de commande et de contrôle des MGPA est identique à celui des circuits utilisés pour le détecteur de traces.

Comme la dynamique a été réduite, le MGPA (figure III.67) ne propose que 3 gains : 1, 6, 12. Chaque amplificateur est couplé à un convertisseur analogique-numérique 12 bits (dans le FPPA, il n'y a qu'un seul convertisseur analogique-numérique, seule la meilleure voie analogique est conservée, celle donnant la plus grande amplitude sans saturation).

Le bruit électronique, mesuré en laboratoire [78], est inférieur à 10000 électrons dans la voie de gain 12 (la plus critique pour la dégradation de la résolution en énergie). Cette valeur a été confirmée lors des tests faisceaux 2003 (voir III.3).

Dans le MGPA, le choix de la meilleure voie se fait en aval des convertisseurs analogiques-numériques : celui donnant la plus grande valeur numérique sans atteindre la valeur maximale.

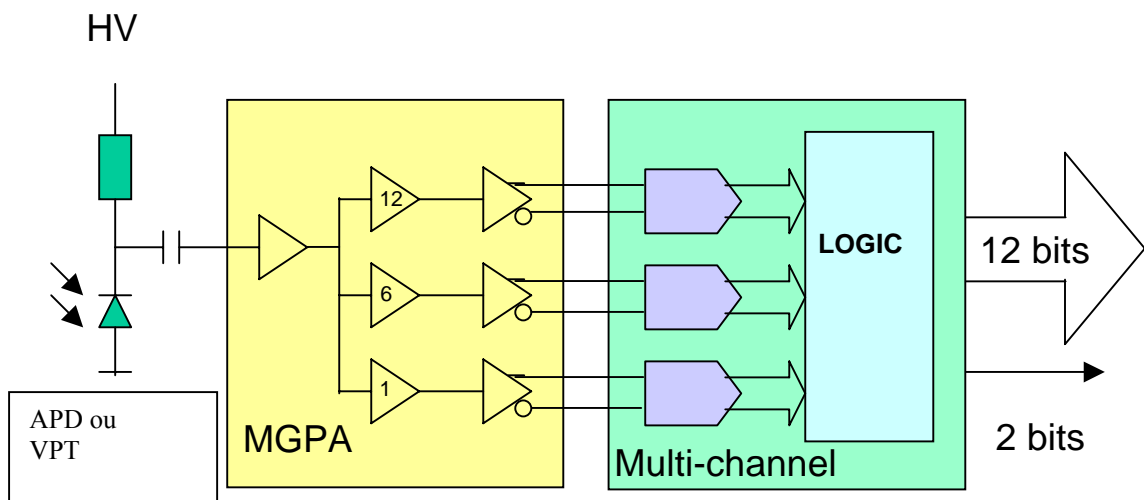


Fig. III.67 - Schéma bloc du Multi Gain PreAmplifier.

Le contrôle des paramètres lents (température, courant de fuite des photodiodes à avalanche) est réalisé par un circuit spécifique : Detector Control Unit (DCU), commun également à l'électronique du détecteur de traces.

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a assuré le contrôle qualité de la production des MGPA, en développant les tests appropriés. Un rendement supérieur à 90 % est obtenu actuellement.

III.4.4. Architecture électronique finale.

Les données numériques sont transmises au circuit FENIX de génération de primitives de déclenchement via un étage tampon également réalisé dans la technologie 0.25 μm et conçu à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Cet étage tampon (noté « buffer » sur la figure III.68) réalise une adaptation de niveau entre le convertisseur analogique-numérique AD41240 (couplé au MGPA) qui sort en mode différentiel et le circuit FENIX qui travaille en mode unipolaire 0 – 2.5 V.

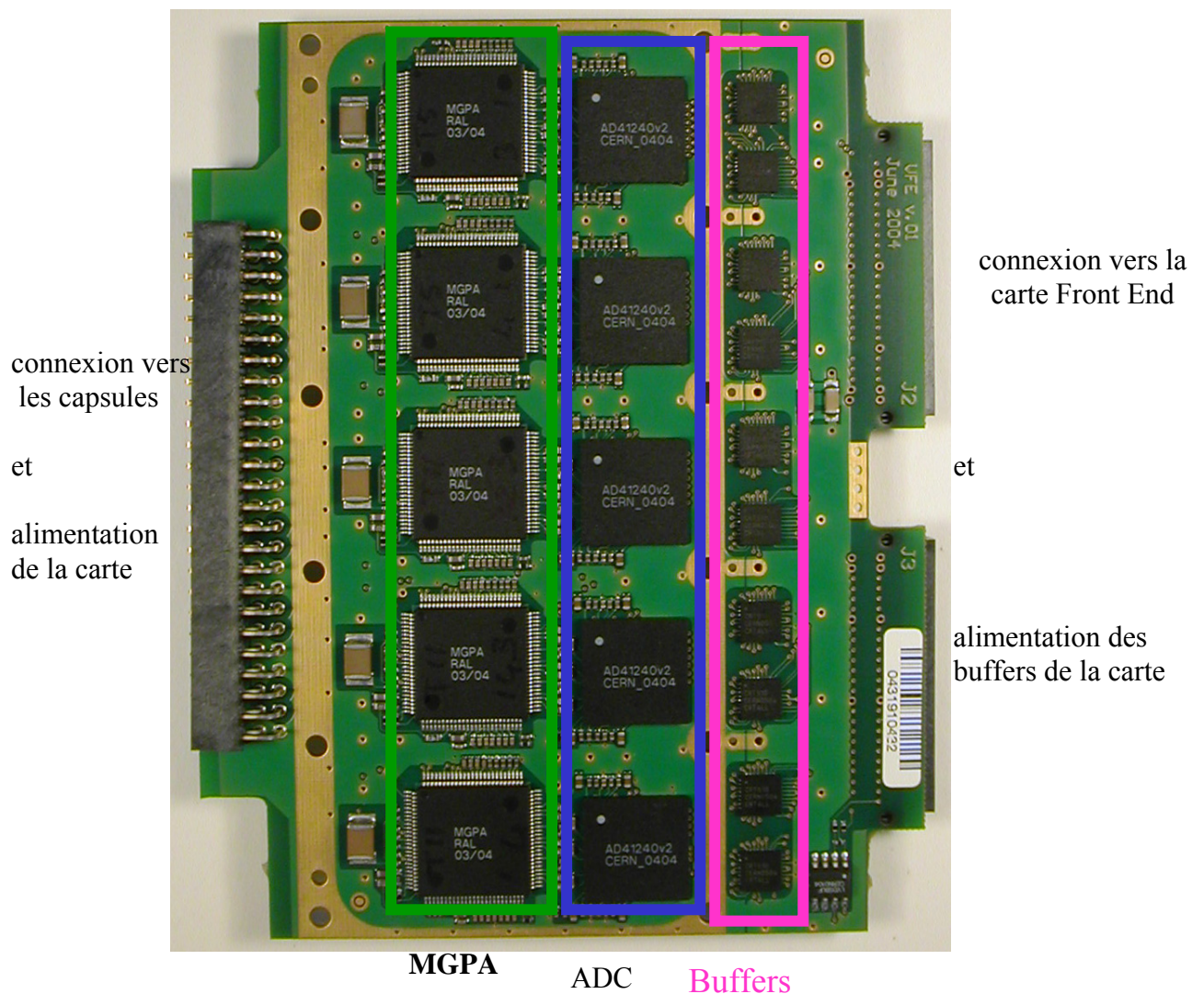


Fig. III.68 - Carte électronique frontale finale (VFE).

Circuit FENIX.

L'unité fondamentale du calorimètre électromagnétique est la tour de déclenchement, qui regroupe 25 voies.

Initialement, la somme des énergies d'une tour trigger, primitive de déclenchement de niveau 1, était réalisée dans la salle d'acquisition. Cela exigeait de transmettre à distance les 25 mots issus des 25 voies.

Le nombre de liens optiques était par conséquent élevé (25 + 1 fibre d'horloge/contrôle). Or ces liens optiques résistants aux radiations sont extrêmement coûteux.

De plus le nombre de données inutiles transmises (canaux non touchés) était considérable.

Dans la nouvelle architecture, seule cette somme d'énergie est transmise à distance. Il n'y a plus que 3 liaisons optiques au lieu de 26 : la première achemine la donnée Σ 25 à 40 MHz, pour solliciter un éventuel déclenchement de niveau I ; la deuxième achemine les données brutes s'il y a eu effectivement déclenchement de niveau I (la fréquence de déclenchement de niveau I est estimée à 100 kHz) ; la troisième liaison achemine le signal de synchronisation et les signaux de contrôle : la configuration des circuits (codes I2C,...) ainsi que l'ordre de déclenchement (absence d'un front dans le signal de synchronisation).

Cela a demandé la réalisation d'un circuit spécifique FENIX en 0.25 μm capable de réaliser cette somme et de stocker temporairement l'information (dans un pipeline), le temps que le déclenchement choisisse les événements intéressants.

Tour de déclenchement (Trigger Tower).

Pour résumer, une tour de déclenchement comprend donc :

- * 25 cristaux munis chacun d'une capsule contenant les photodiodes à avalanche, reliée à un circuit électronique MGPA,
- * 5 cartes Very Front End (figure III.69),
- * une carte Front End (FE) sur laquelle on trouve les circuits qui génèrent les primitives de trigger et stockent temporairement l'information (FENIX) et les circuits qui transforment l'information électrique en information optique (GOH),
- * une carte de distribution de l'horloge,
- * une carte qui distribue les alimentations, régulées sur place (figure III.70).

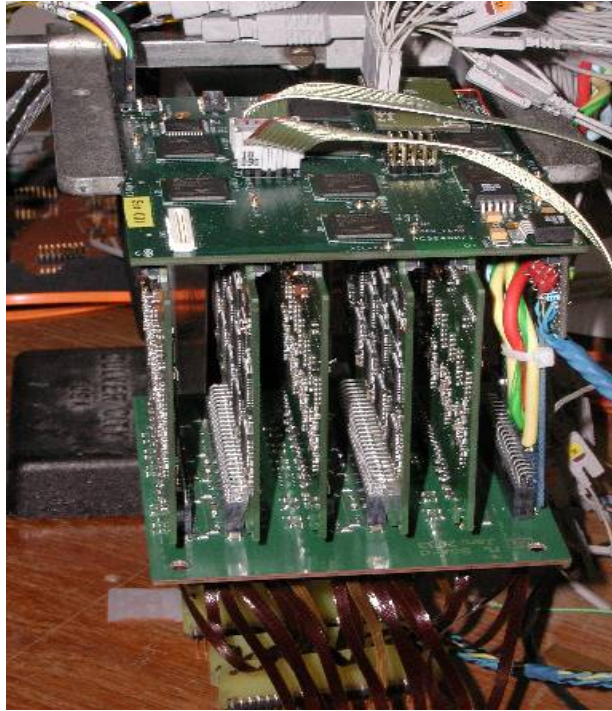


Fig. III.69 – Cinq cartes (verticales) VFE de la tour trigger plus une carte d'alimentation.

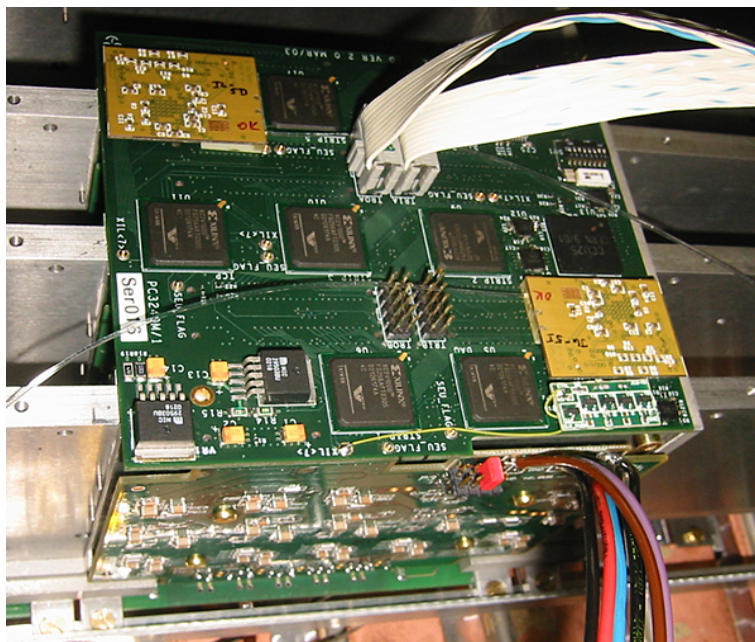


Fig. III.70 - Vue de la carte FE et de la carte d'alimentation.

Refroidissement.

Les problèmes techniques de refroidissement (figure III.71) et d'intégration de tout cet ensemble sont complexes et imposent des contraintes parfois contradictoires.

Tout l'art est de trouver un compromis entre la minimisation du bruit électronique, les exigences de tenue mécanique, la nécessité d'évacuer correctement la chaleur (chaque canal dissipe 2.5 W, et la température est fixée à 18.0 °C, à 0.1 °C près idéalement, pour un supermodule complet) en utilisant des matériaux durs aux radiations et amagnétiques.



Fig. III.71 - Détail des circuits de refroidissement.

La compétence des intervenants et le dialogue constructif entre ceux-ci a permis de construire un ensemble extrêmement performant.

Electronique hors détecteur.

L'électronique interne au détecteur (la tour de déclenchement) dialogue via 3 fibres optiques avec une électronique éloignée [80] qui comprend notamment, par supermodule, une carte CCS, une carte TCC et une carte DCC. Il y a 68 tours de déclenchement par supermodule.

La carte « Clock and Control System » (CCS) envoie les signaux d'horloge et de contrôle à la tour de déclenchement.

Chaque tour de déclenchement calcule ses primitives de déclenchement (somme sur 25 cristaux et information sur le confinement de la gerbe, ligne de 5 par ligne de 5) et les envoie à 40 MHz à la « Trigger Concentrator Card » (TCC) via une liaison optique à 800 Mbits/s.

Cette information est traitée et transmise au « Regional Calorimeter Trigger » puis au « Global Trigger » qui décide d'accepter ou non l'événement.

Si le déclenchement de niveau I répond positivement (la fréquence est estimée à 100 kHz), les données maintenues en attente dans l'électronique interne (FENIX) sont envoyées à 800 Mbits/s à la « Data Concentrator Card » (DCC) où, après vérification de l'intégrité des données et compression (suppression des zéros et lecture sélective), ces données sont envoyées à l'acquisition générale de CMS à un taux final de 200 Mbytes/s.

Notons que l'intégration de l'ensemble de l'électronique finale n'est pas encore validée et ne sera effectivement réalisée que cet automne sur un supermodule (SM10) complètement équipé. Les premiers résultats sont extrêmement encourageants.

III.5. Construction du détecteur.

L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon a pris la responsabilité de plusieurs tâches dans la construction de CMS : une responsabilité considérable dans la construction du détecteur de traces ainsi que, pour le groupe dans lequel je travaille, dans la construction du calorimètre électromagnétique : la fabrication et l'étalonnage des « capsules », le développement et le test de l'électronique frontale, la calibration des cartes destinées à accueillir cette électronique.

Pour respecter ces engagements, d'importants moyens financiers et humains ont été alloués par l'IN2P3.

Pour ma part, je me suis complètement investi dans la définition et la construction des bancs de tests, dans leur exploitation lors de la fabrication et de l'étalonnage des capsules.

Je suis aussi responsable de la gestion de la base de données locales de ces capsules et de l'acheminement correct de celles-ci vers la base de données centrale du CERN.

Durant ces trois dernières années, j'ai été responsable administratif et technique de 4 personnes (en moyenne) employées par l'IN2P3.

La production des capsules a démarré en 2001 et devrait être terminée mi-2005.

J'ai été également impliqué dans le suivi de la production de l'électronique qui a démarré avec les FPPA, se poursuit actuellement avec les MGPA, pour aboutir à la production des cartes finales Very Front End dont Lyon assurera en partie la calibration à partir de cet automne.

III.5.1. Les capsules.

En amont du laboratoire : les photodiodes à avalanche.

Le cahier des charges soumis à Hamamatsu pour la production des photodiodes à avalanche tolère une large plage de tensions d'alimentation donnant un gain 50 (300 – 450 V).

Hamamatsu ne pouvait proposer des photodiodes de plus grande surface active (à cause de problèmes de maintien d'uniformité de réponse sur toute la surface), il a donc été décidé

de coupler deux photodiodes en parallèle, pour récupérer davantage de lumière de scintillation.

Comme la sensibilité à la tension d'alimentation des photodiodes à avalanche est importante (de l'ordre de 3 %/V), il est impératif d'associer entre elles des photodiodes pour lesquelles la tension donnant le gain 50 est proche, sous peine de déséquilibrer la paire, une photodiode donnant un gain nettement plus faible ou plus élevé que l'autre ; pire, l'une d'elles peut atteindre sa tension de claquage et rendre la voie inutilisable.

Les photodiodes à avalanche sont donc mesurées, triées et groupées par tranches de 5 V (par les personnes responsables de ces photodiodes dans la collaboration CMS). Une optimisation des groupements à l'intérieur de ces tranches fournit un ensemble de paires de photodiodes à avalanche.

Fabrication des capsules.

A Lyon, nous prélevons une telle paire dans les boîtes que nous font parvenir nos collaborateurs responsables des photodiodes à avalanche et les connectons en parallèle dans une structure appelée « capsule » (figure III.72), une capsule étant prévue pour chacun des 61200 canaux du tonneau.

Une capsule sur dix est munie d'un senseur de température dur aux radiations (thermistance 100k3960dp3 étalonnée par le laboratoire Leprince-Ringuet [Ecole Polytechnique], voir figure III.73).

Les photodiodes sont placées dans des moules en plastique (en polybutylène téréphtalique) traité pour réfléchir et diffuser un maximum de lumière, même après irradiation.

Les photodiodes sont alors soudées (procédure très stricte, agréée par Hamamatsu) à des bretelles en kapton (polyimide multicouches) contenant les pistes nécessaires au transport optimal de l'information électrique (figure III.74).

Il y a 22 types de capsules, suivant les longueurs de bretelles de kapton et la présence ou non d'un senseur de température. La position géométrique (en η) de la capsule dans le détecteur conditionne cette longueur.

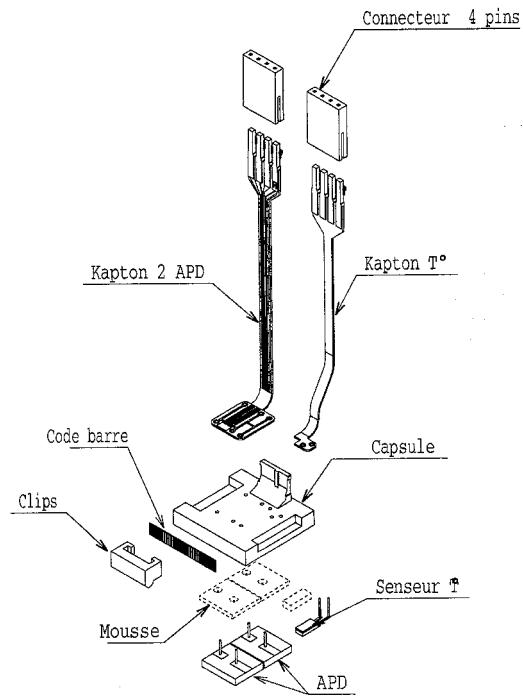


Fig. III.72 - Schéma détaillé d'une capsule (munie d'un senseur de température).

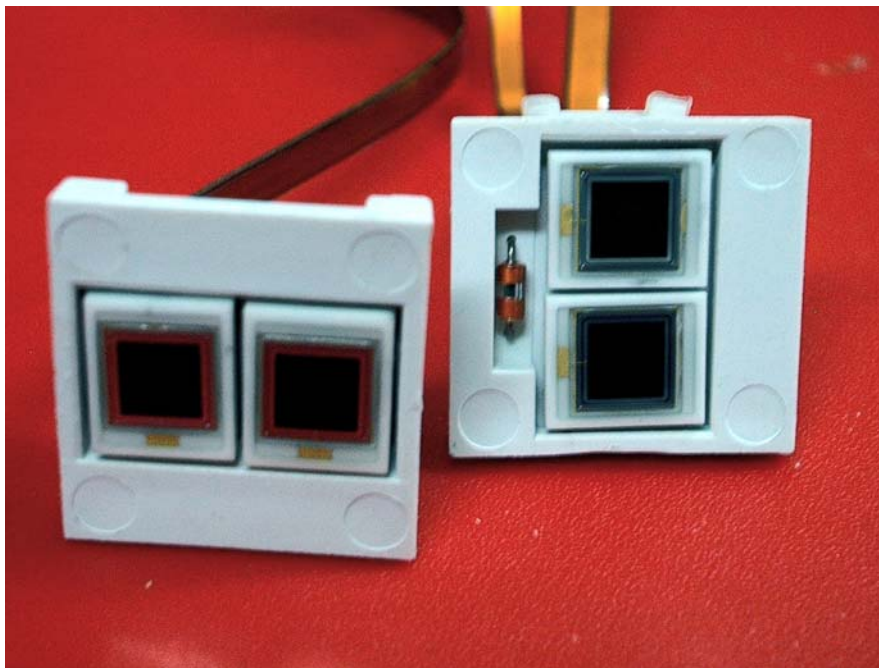


Fig. III.73 - Vue d'une capsule simple et d'une capsule munie d'un senseur de température.

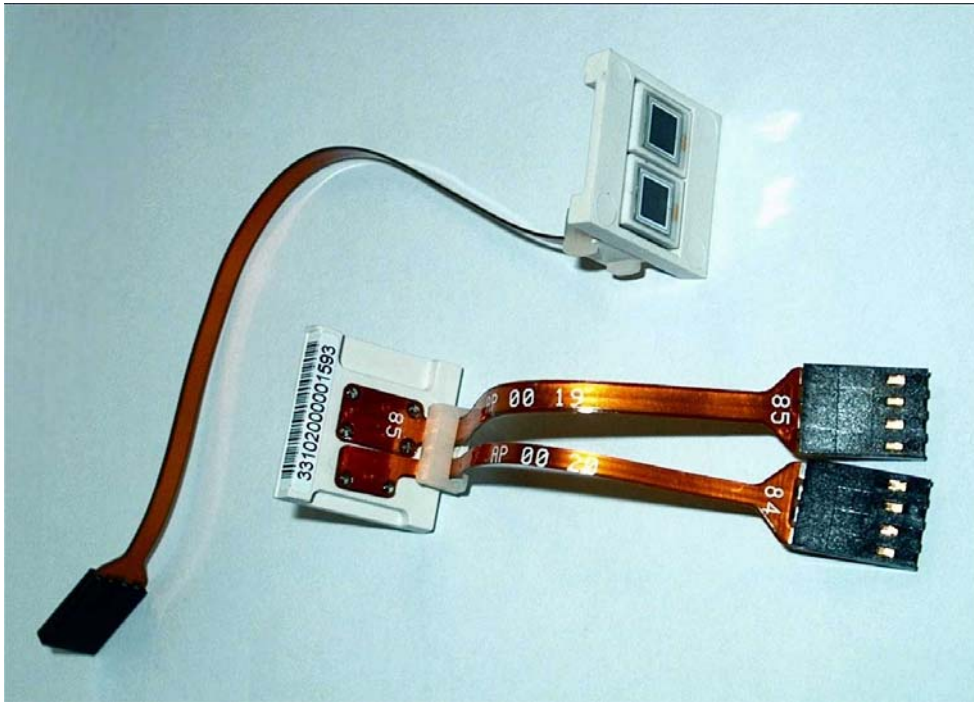


Fig. III.74 - Capsule simple (une bretelle de kapton) et capsule « température » (deux bretelles).

Les kaptons.

De nombreux tests ont été réalisés au laboratoire, d'abord pour choisir le type de connectique à utiliser entre les photodiodes et le préamplificateur électronique [81] et, une fois le choix du kapton adopté par la collaboration CMS, pour définir la meilleure géométrie de ces bretelles (tests de compatibilité électromagnétique notamment).

Le dessin de ces bretelles (figure III.75), la soumission du marché, les tests réalisés, le choix des candidats, le respect de la procédure administrative pour arriver à la rédaction précise du cahier des charges (Cahier des Clauses Techniques Particulières, C.C.T.P.) et du contrat (Cahier des Clauses Administratives Particulières, C.C.A.P.) a pris plusieurs mois. Le marché public a été passé en septembre 1999.

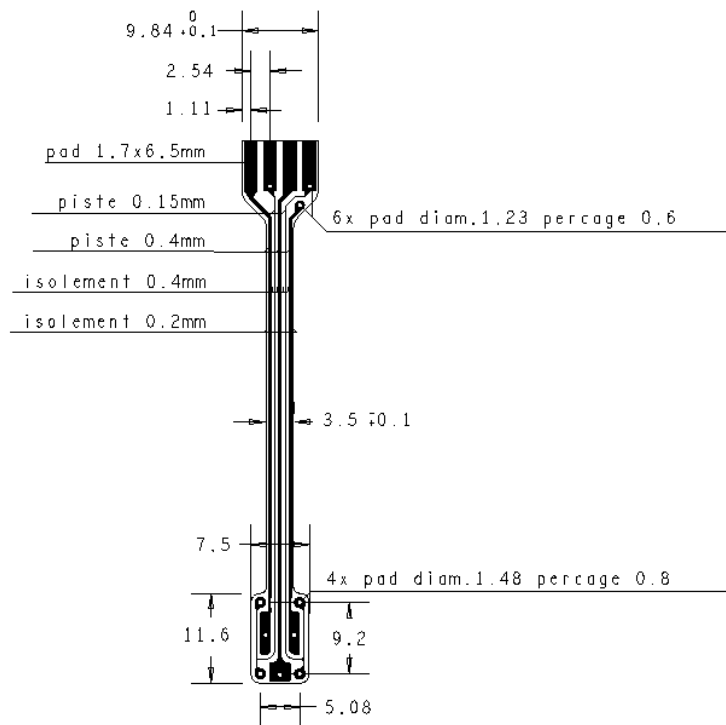


Fig. III.75 - Dimensionnement précis d'une bretelle de kapton (C.C.T.P.).

Les premiers mois de production des bretelles de kapton ont donné lieu à quelques difficultés entraînant la rédaction d'avenants au contrat. Mais finalement l'ensemble des bretelles présentant les qualités requises a été livré dans les temps.

Les bancs de test.

Avant de soumettre la capsule à un étalonnage complet (7 minutes par capsule), un premier banc [82] vérifie que les photodiodes à avalanche répondent bien à une sollicitation lumineuse (par simple effet photovoltaïque), une erreur de soudure est alors mise en évidence en cas d'absence de réponse. D'autre part, ce banc mesure la (ou les) longueur(s) des bretelles de kapton. Cela permet de détecter une erreur de choix de longueur de bretelles de kapton par le soudeur.

Une fois ce test rapide réalisé, la capsule est thermalisée durant quelques heures à 18 °C et placée sur le banc d'étalonnage (figure III.76). Ce banc ne peut réaliser de mesures si la température mesurée au niveau de la capsule est en dehors de la fourchette [17.5 °C – 18.5 °C].



Fig. III.76 - Vue du banc d'étalonnage des capsules.

Ce banc est l'aboutissement de nombreux mois de développements mécaniques, électroniques et informatiques (Labview, LabWindows) qui ont mobilisé du personnel institutionnel et m'ont permis de proposer des stages à plusieurs étudiants [81], [83], [84].

Le test se déroule en deux phases : d'abord est établie une courbe de gain en fonction de la tension d'alimentation avec une illumination en continu. La méthode est celle décrite dans le chapitre I. On mesure l'évolution du courant d'obscurité et du courant lorsque la capsule est soumise à un flux lumineux uniforme.

On vérifie que le courant d'obscurité ne dépasse pas une certaine limite, on vérifie que la tension donnant le gain 50 de la capsule ne s'éloigne pas trop de la moyenne arithmétique des tensions d'alimentation individuelles des photodiodes à avalanche. On vérifie également qu'il y a une marge de sécurité suffisante par rapport à la tension de claquage.

Ensuite, après des mesures de bruit à différentes tensions d'alimentation (donnant un gain 50, 70 et 150), la capsule est soumise à un flux d'impulsions lumineuses bleues (longueur d'onde proche de celle émise par le PbWO_4). Des paramètres dynamiques (temps

de montée, temps de descente, ...) sont alors mesurés (c'est d'ailleurs la première fois dans la construction que de tels tests dynamiques sont réalisés sur les photodiodes).

Une capsule est jugée bonne si chacun des paramètres mesurés au cours des deux phases est dans une fourchette fixée (établie préalablement par une étude statistique) [85].

Le taux de rejet des capsules est de l'ordre de 1%, essentiellement pour des problèmes de niveau de bruit trop élevé généré par les photodiodes à avalanche.

La base de données C.R.I.S.T.A.L. dans le processus de construction.

La traçabilité des capsules qui vont être utilisées dans CMS est un élément qualité indispensable. Il faut pouvoir situer n'importe quelle capsule du calorimètre, et en extraire les données d'étalonnage. Ces données prennent d'autant plus d'importance aujourd'hui que la pré-calibration in situ du calorimètre ne se fera pas pour tous les supermodules.

Lors des tests faisceaux 2002, une première comparaison [86] entre le taux de lumière des cristaux mesuré en laboratoire et le taux de lumière obtenu à partir des mesures en faisceau et des constantes d'étalonnage des capsules et des voies électroniques a présenté un écart de 4.5 % maximum. Cette valeur a été améliorée (4 %) lors des tests 2003 [17].

Il est donc impératif de conserver un fichier d'étalonnage individuel pour chaque capsule. Chaque capsule reçoit un code-barre l'identifiant individuellement.

Une base de données [87] a été développée dans ce sens : le calorimètre est composé de 2 fois 18 supermodules de 1700 voies chacun, chaque supermodule est formé de 3 modules de 400 voies et d'un module de 500 voies. Chaque module est composé de sous-modules de 10 voies, chaque voie est un ensemble [cristal-capsule]. Le moindre élément a ses caractéristiques propres et est accessible. Actuellement, l'électronique est également intégrée à cette base.

C.R.I.S.T.A.L. est plus qu'une simple base de données qui récolte un fichier de caractéristiques d'un produit. Le programme est conçu de manière à guider l'opérateur lors de la phase de construction de la capsule en lui signalant tout défaut ou toute erreur de manipulation.

Lyon a été le premier site pilote pour l'exploitation du logiciel à distance (hors CERN). J'ai adapté C.R.I.S.T.A.L. pour le site lyonnais et ai contribué à son amélioration.

Je réalise régulièrement une vérification de l'intégrité des résultats à partir de la base centrale de construction située au CERN.

Une fois validées à Lyon, les capsules sont expédiées aux centres régionaux (Rome et CERN) d'assemblage du calorimètre qui les collent sur les cristaux.

Résultats de la production des capsules.

La construction des 61200 capsules s'est étalée sur 4 années (au rythme d'environ un supermodule en un peu plus d'un mois).

Le taux de rejet des capsules est de l'ordre de 1 % (essentiellement pour des causes de bruit trop important). Rappelons que nos collaborateurs responsables des photodiodes à avalanche avaient rejeté 6 % de la production de Hamamatsu (voir I.3.4).

Cette construction a permis à des stagiaires [88], [89], [90] de se familiariser avec l'approche qualité exigée dans cette production. Une capsule est destinée à rester enfermée durant 10 ans dans le détecteur, dans un environnement hostile, donc elle doit être de qualité irréprochable lorsque nous la livrons aux centres régionaux.

Les principaux résultats de l'étalonnage sont présentés pour l'état actuel de la production : plus de 50000 capsules (figures 77 à 81).

Les données stockées dans la base de données sont corrigées pour une température de 18.0 °C. Cette correction est faible, on voit que la majorité des mesures se situe à moins de ~ 0.1 °C de la valeur nominale (figure III.77).

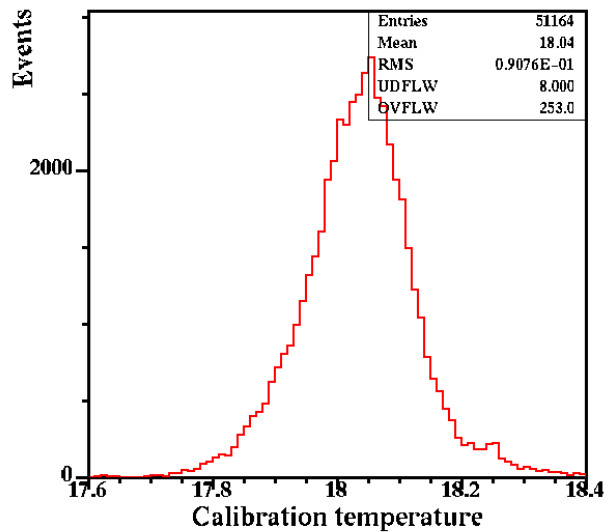


Fig. III.77 - La température moyenne des mesures.

Demeuré longtemps un mystère, l'écart systématique entre la valeur de polarisation donnant un gain 50 pour les photodiodes individuelles (mesurée chez le producteur) et pour les photodiodes soudées par paires (dans les capsules) (figure III.78) a été compris grâce aux mesures réalisées chez nous par N. Klassen et son équipe (voir I.3.3). Le cône d'éclairage différent, ponctuel chez Hamamatsu, large chez nous, explique l'écart mesuré.

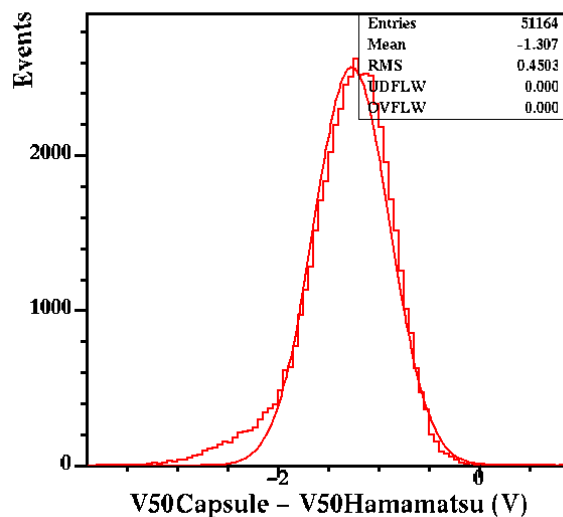


Fig. III.78 – L'écart systématique observé entre les mesures réalisées chez Hamamatsu et nos mesures.

Malgré cela, l'accord entre les mesures réalisées au Japon et à Lyon (figure III.79) est resté excellent tout au long de la production.

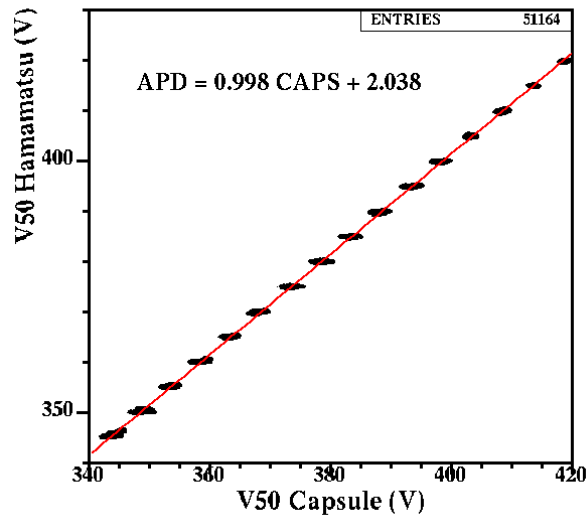


Fig. III.79 - La corrélation entre la tension d'alimentation qui donne un gain 50 pour les photodiodes à avalanche (la moyenne arithmétique de ces tensions pour les deux photodiodes composant la capsule) et la tension d'alimentation qui donne un gain 50 pour la capsule construite avec ces deux photodiodes.

Plusieurs mesures de bruit ont été réalisées à des gains différents (bruit mesuré au gain 50, figure III.80). Ce ne sont pas des mesures absolues (données en électrons) mais elles permettent de construire une population et de définir une fourchette de valeurs tolérables.

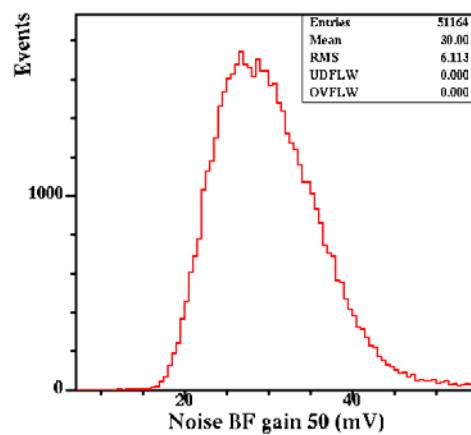


Fig. III.80 - Le bruit basse fréquence pour un gain 50.

La figure III.81 montre la distribution des temps de montée des impulsions obtenues lorsque les capsules sont soumises à des flashes lumineux. De nouveau la mesure présentée n'est pas le temps de montée absolu de la capsule car il y a convolution avec l'électronique propre du banc de test. Cette mesure permet notamment d'éliminer des capsules trop capacitives.

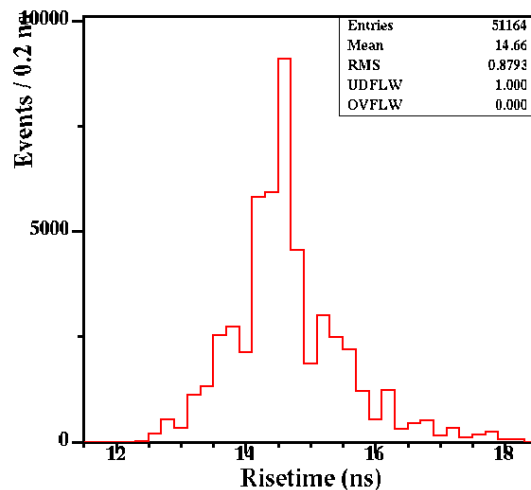


Fig. III.81 - Le temps de montée de l'impulsion délivrée par la capsule lorsqu'elle est soumise à un flash lumineux.

En aval du laboratoire.

Les capsules sont envoyées aux centres régionaux (CERN, Rome) qui collent les capsules sur les cristaux et insèrent ceux-ci dans des alvéoles (structure mécanique en aluminium/composite de fibre de verre et d'époxy) par sous-modules (figure III.82) de 2x5 cristaux ($\Phi \times \eta$).

C'est cette structure alvéolaire qui transmet tous les efforts mécaniques à l'arrière du calorimètre (l'ensemble du calorimètre pèse une centaine de tonnes).

Les ensembles cristaux-capsules sont préalablement testés par un banc mis au point à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et transféré par la suite au CERN.

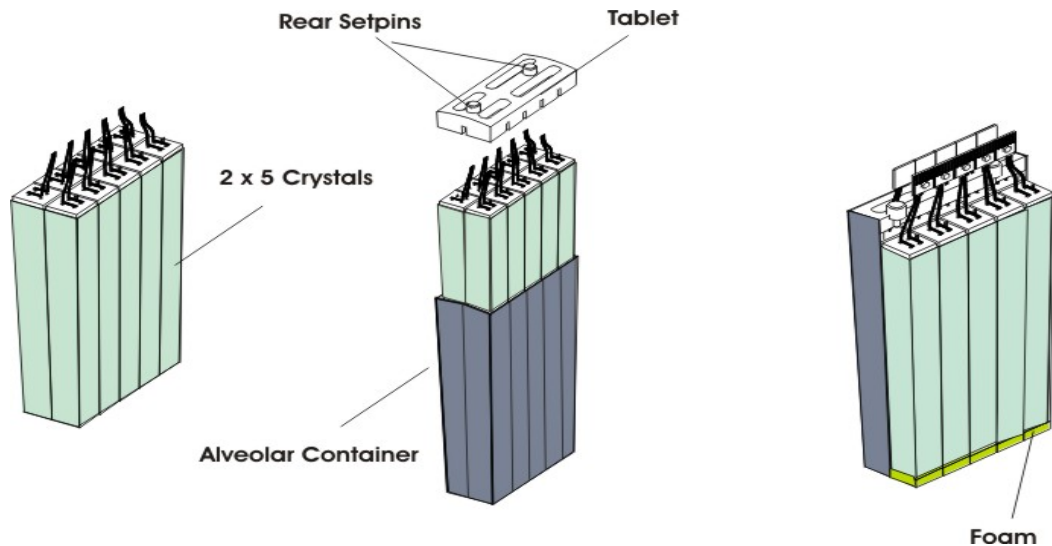


Fig. III.82 – Sous-module.

Les sous-modules sont groupés par 10x4 ($\Phi \times \eta$) ou 10x5 pour former des modules (figure III.83) de 400 ou 500 voies (suivant la position du module dans le calorimètre).

Les modules sont ensuite équipés de cartes électroniques.

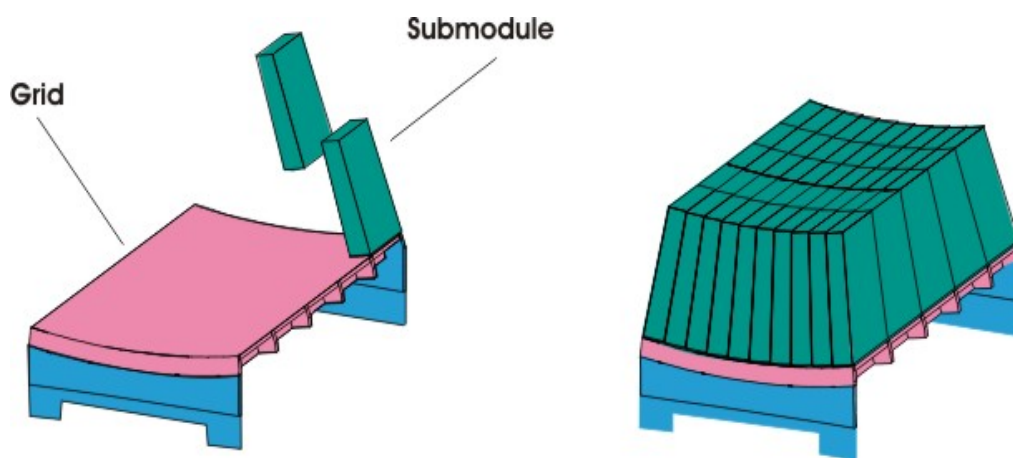


Fig. III.83 - Structure d'un module.

Enfin, sur une structure en aluminium, trois modules de 400 cristaux et un module de 500 cristaux sont assemblés pour former un supermodule (figures III.84 et III.85).

C'est via cette structure en aluminium qu'est assuré le refroidissement des cristaux.

La longueur est d'un peu plus de 3 m. 36 supermodules constituent le tonneau.

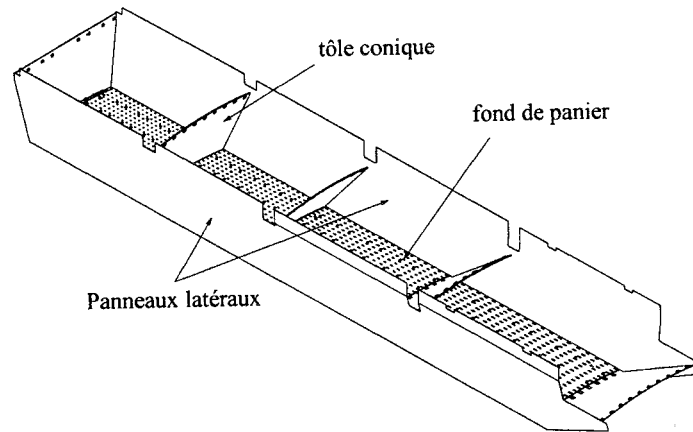


Fig. III.84 - Dessin EUCLID de la structure en aluminium d'un supermodule.

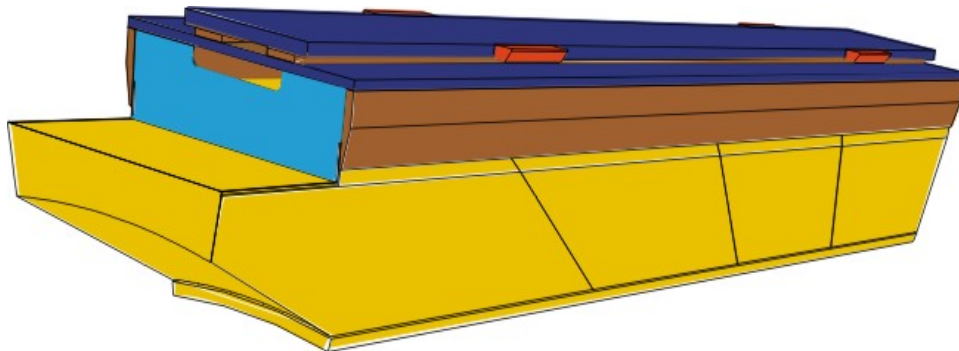


Fig. III.85 - Vue tri-dimensionnelle d'un supermodule.

III.5.2. Les puces électroniques et les cartes électroniques.

A chaque étape de la définition des puces électroniques frontales, l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, co-responsable du projet, était tenu de réaliser des tests de fonctionnalité et de vérifier l'adéquation du produit aux spécifications du cahier des charges. J'ai participé à la définition des tests et à leur exploitation même si je n'ai pas été directement impliqué dans la réalisation des bancs.

Je me contenterai donc de les décrire.

Banc de test des circuits (FPPA et) MGPA.

Les paramètres à mesurer ont été décrits au paragraphe III.4.2 : consommation, paramètres dynamiques, fonctionnalité des parties logiques, linéarité... Un objectif important

est de connaître le rendement de fabrication donc d'avoir une meilleure estimation du coût de la production des puces.

Pour tester les puces individuelles, une fois un boîtier spécialisé acquis et une carte support développée spécifiquement pour les FPPA ou les MGPA, l'équipement de laboratoire (figure III.86) comprend un générateur de charges calibré Picopulse, suivi d'un filtre Bessel pour se rapprocher de l'impulsion réelle délivrée par le tungstate de plomb, ainsi qu'un oscilloscope rapide et performant CSA 803, le pilotage de l'ensemble étant réalisé sous bus I2C par un logiciel écrit sous Labview.

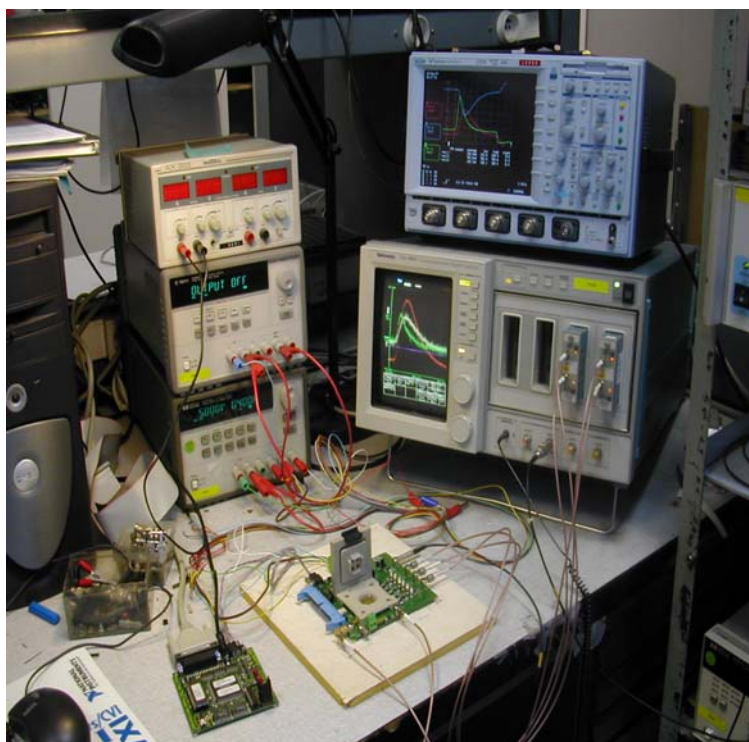


Fig. III.86 – Test des circuits frontaux FPPA et MGPA.

Le temps de mesure d'un circuit dure un peu plus de sept minutes, en phase de définition des spécifications du test des circuits, spécifications à transmettre par la suite à l'industriel qui reprendra les tests de la production. La robotisation complète du test en phase industrielle permet d'espérer tester un circuit en un peu plus de 10 secondes : test des alimentations, du bus I2C, envoi de charges calibrées pour chaque gain avec mesure du temps de montée et du temps de descente.

Les 3200 premiers MGPA ont été testés à Lyon et à Turin avec un rendement de l'ordre de 90 %. Les deux causes principales de rejet sont la puissance hors norme et une mauvaise réponse à la configuration I2C.

Banc de test des cartes VFE (électronique frontale).

Suite aux nombreux problèmes rencontrés par l'électronique frontale et aux multiples modifications de cartes qu'ils ont entraînés, les bancs de qualification de cette carte électronique ne sont entrés en action qu'en 2004.

Le laboratoire a développé un ensemble d'équipements permettant de tester et de valider le bon fonctionnement de chaque carte puis d'en mesurer précisément les différents paramètres caractéristiques.

La procédure de test se décompose en 2 phases :

* le test de vieillissement accéléré (déverminage), qui permet d'éliminer les cartes anormalement fragiles et celles présentant des défauts de jeunesse. La procédure impose que ces dernières soient mises en fonctionnement pendant une durée fixée dans des conditions environnementales fixées. Dans une phase de démarrage, nous nous proposons de les placer durant 72 heures à 60 °C, paramètres à affiner par la suite. L'Institut de Physique Nucléaire de Lyon est chargé de passer toutes les cartes VFE du calorimètre électromagnétique dans ce banc unique (actuellement uniquement les 15000 cartes du tonneau, mais probablement par la suite également les 3500 cartes des bouchons). Ce banc est prévu pour tester 300 cartes à la fois.

* l'étalonnage : des stimuli de charges calibrées sont injectés dans chaque carte sous test, les sorties sont mesurées, analysées et comparées à des limites hautes et basses, la linéarité est quantifiée, les valeurs des gains et le bruit de chaque voie également (figure III.87). Ces mesures étant plus longues et plus complexes, quatre bancs identiques ont été construits, destinés à être utilisés par Lyon, Turin, Chypre et ETH Zürich.

Toutes ces mesures alimentent la base de données C.R.I.S.T.A.L. de construction du détecteur. La connaissance des gains absolus de chaque voie électronique, couplée à la connaissance des gains des capsules et à la réponse des cristaux permettra de disposer d'une calibration initiale du détecteur.



Fig. III.87 – Carte d'étalonnage des circuits électroniques frontaux, développée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Tous ces bancs seront en pleine production à partir de 2005.

III.6. Conclusion.

Après des années de recherches et développements intensifs sur l'amélioration des caractéristiques des cristaux, des photodétecteurs et de l'électronique frontale, le plus grand calorimètre à cristaux jamais construit est en voie d'achèvement. Les nombreux tests faisceaux (au moins un prototype testé chaque année depuis 1994) auxquels j'ai participé m'ont permis d'apprécier l'évolution du détecteur depuis les premières interrogations sur la résolution en énergie jusqu'aux derniers développements sur l'intégration de l'ensemble dans le détecteur final.

Voici en résumé quelques étapes importantes de l'évolution du projet (tableau III.6), vues du côté de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

	Cristaux	Photodétecteurs	Electronique
1994	Choix du meilleur candidat pour CMS : le PbWO_4 .	Utilisation de photodiodes classiques avec le CeF_3 (IPNLyon).	Tests d'électronique rapide avec le CeF_3 (IPNLyon).
1995	Détermination du taux de lumière de cristaux de taille finale. Résolution en énergie.	Premiers tests en faisceau avec des photodiodes à avalanche.	Mesures de référence avec une électronique lente. Premiers tests avec une électronique rapide avec cristaux de PbWO_4 .
1996	Tests de la tenue aux radiations de cristaux provenant de différents producteurs.	Confirmation du choix du type de photodétecteur (conditionné par le choix du cristal).	Nécessité de compression du signal, vu l'absence sur le marché d'un ADC résistant aux radiations tenant la gamme dynamique.
1997	Reproductibilité des mesures. Etude du système de suivi en lumière.	Choix de la configuration (nombre de photosenseurs, schéma électrique).	Choix de l'ADC. Dessin du compresseur linéaire en différentes technologies. Premiers tests.

	Cristaux	Photodétecteurs	Electronique
1998	Résolution en énergie avec électronique rapide.	Choix du producteur et début d'élaboration du cahier des charges.	Premières impulsions numérisées à 40 MHz.
1999	Amélioration du produit (homogénéité de la réponse en lumière, homogénéité de la perte en cours d'irradiation).	Amélioration du produit (facteur d'excès de bruit, capacité).	Réunion dans un seul circuit du préamplificateur et du compresseur.
2000	Pré-production. Elaboration du cahier des charges.	Démarrage de la production.	Premiers tests d'une chaîne « light to light ».
2001	Choix d'un producteur principal.	Suivi de la production. Contrôle qualité.	Amélioration du produit (bruit, consommation).
2002	Production. Test d'un module.	Suivi de la production. Contrôle qualité.	Rendement de fabrication du circuit faible, entraînant le choix d'une autre solution à valider.
2003	Réexamen de la possibilité de se fournir auprès d'autres producteurs.	Suivi de la production. Contrôle qualité.	Pré-production.
2004	Redémarrage de la production russe. Autres producteurs possibles. Test d'un supermodule.	Fin de la production.	Production et intégration. Premiers tests des cartes finales.
2005	Production.	Fin de la production des capsules.	Production et intégration. Tests des cartes.

Tab. III.6 – Résumé des différentes étapes marquantes de la progression du projet calorimètre électromagnétique de CMS, pour les domaines où l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon est directement impliqué.

Je n'ai pas abordé ici les développements mécaniques et d'intégration qui ont occupé et occupent encore nos ingénieurs et techniciens. Dans ce domaine également, de nombreux compromis ont dû être trouvés pour arriver à la meilleure solution possible.

La phase de construction de CMS est en bonne voie. J'y ai beaucoup participé, délaissant quelque peu l'analyse des données et l'étude des phénomènes physiques accessibles au LHC.

Une fois que la phase de construction deviendra moins contraignante, je vais pouvoir m'intéresser à l'acquisition des données du détecteur et à leur analyse, en collaboration avec les autres membres du groupe CMS davantage concernés par la préparation de la physique. Ceux-ci sont par exemple pleinement impliqués dans la production associée de bosons de Higgs [91].

Ces études portent sur la recherche du boson de Higgs produit en association soit avec un boson de jauge (W ou Z), soit avec une paire de quarks top, et se désintégrant en deux photons. Ces canaux comportent plusieurs avantages par rapport au canal de recherche inclusif de désintégration du Higgs en deux photons. En premier lieu, la présence du lepton provenant de la désintégration du boson de jauge permet la suppression significative du bruit de fond QCD, et rend plus aisée la localisation du vertex de production du Higgs, améliorant ainsi la résolution sur sa masse.

Bibliographie.

- [1] L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961), 579.
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1961), 1264.
- [3] « Elementary particle theory », A. Salam, Almquist and Wiskell, 1968, p. 367.
- [4] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964), 132.
- [5] H.E. Haber et G. Kane, Phys. Rep. 117 (1985), 75.
- [6] « Limitations of a Standard Model Higgs Boson », K. Riesselmann (1997), hep-ph/9711456.
- [7] The LHC Study Group, Design of the LHC (Pink Book), CERN 91-03, May 1991.
- [8] « QCD Effects in Higgs Physics », M. Spira , hep-ph/9705337.
- [9] « Report of the Tevatron Higgs Working Group », M. Carena et al. , hep-ph/0010338, octobre 2000.
- [10] Technical Proposal, ATLAS, CERN/LHCC 94-43 LHCC/P2, 15 December 1994.
- [11] Technical Proposal, CMS the Compact Muon Solenoid, CERN/LHCC 94-38 LHCC/P1, 15 December 1994.
- [12] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-04 LHCC/P4, February 1998.
- [13] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, December 1995.
- [14] D.E. Groom et al., Review of Particle Physics, The European Physical Journal C15 (2000)1.
- [15] « **CMS, the electromagnetic calorimeter project, technical design report** », **CMS Collaboration, CERN/LHCC 97-33, 1997.**
- [16] « Simulation of longitudinal light collection uniformity in PbWO₄ crystals », D. Graham, C. Seez, CMS Note/96-002 (1996).
- [17] « CMS ECAL calibration strategies », P. Meridiani, Calor2004, Perugia, March 29th-April 2^d 2004, to be published.
- [18] « The ECAL precalibration in H4. Sequences of operations », CMS ECAL precalibration group, CMS IN 2001/005.
- [19] « Test of the feasibility of pre-calibrating ECAL supermodules with cosmic rays », K. Deiters et al., CMS Internal Note 2004/xxx.
- [20] « Intercalibration of ECAL crystals in Phi using symmetry of energy deposition », D. Futyan, CMS Note 2002/031.

- [21] « ECAL barrel calibration at LHC startup with $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ decays », V. Litvin et al., CMS Internal Note 2004/021.
- [22] « Design and performance of Shashlik calorimeter for CMS », P. Aspell et al., CMS TN/94-305.
- [23] « R&D proposal for the study of new fast and radiation hard scintillators for calorimetry », The Crystal Clear Collaboration, CERN/DRDC P27/91-15 (1991).
- [24] « A Cerenkov EM-calorimeter for CMS, using PbF₂ crystals », J.L. Faure, CMS TN/92-020.
- [25] « R&D for the study of new, fast and radiation hard scintillators for calorimetry at LHC/RD18 », Crystal clear collaboration status report. CERN/LHCC 96-19. LRDB Status report/RD18, February 20, 1996.
- [26] « Further results on Cerium Fluoride Crystals », by Crystal Clear Collaboration, NIM A332(1993) 373-394.
- [27] « Etude des mécanismes de scintillation et des modifications sous irradiation des propriétés du fluorure de cérium en vue de son utilisation en calorimétrie électromagnétique de haute résolution », E. Auffray, Thèse de Doctorat (1995).
- [28] « Behaviour of CeF₃ scintillator in a LHC-like environment », R. Chipaux et al., CMS TN/94-146.
- [29] « Etude du cristal de fluorure de cérium en vue d'un calorimètre électromagnétique au LHC. », rapport de stage de deuxième année de Magistère de F. Zach, juin-juillet 1992.
- [30] « **First results on large Cerium Fluoride crystals in a test beam** », **E. Auffray et al., Contribution to the MRS Spring Meeting, SAN FRANCISCO, April 4-8, 1994. CERN/EXP 94-235, March 30, 1994.**
- [31] Millipore, Filter paper 0.45 μm HAWP00010, *Millipore* SA St Quentin, France.
- [32] « **Test Beam Results of a Cerium Fluoride Crystal Matrix** », **E. Auffray et al., 4th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como (Italy), October 1994. CERN CMS TN/94-271**
- [33] « Development of high speed low noise transimpedance preamplifier in bipolar technology », M. Goyot, LYCEN 9535.
- [34] « **Test results of a CeF₃ crystal matrix** », **T. Beckers et al., conférence de Brookhaven, octobre 1994.**

- [35] « **Performance of a cerium fluoride crystal matrix measured in high-energy particle beams** », E. Auffray et al., NIM A 378 (1996) 171-178 (également CERN CMS TN/95-185).
- [36] « *Simulation d'une matrice de CeF_3* », rapport de stage Janus de N. Ghodbane, juillet-septembre 1994.
- [37] GEANT version 3.21, R. Brun et al., CERN DD/EE/83-1 (Revised), septembre 87.
- [38] « **Extensive studies on CeF_3 crystals, a good candidate for electromagnetic calorimetry at future accelerators** », E. Auffray et al., NIM A 383 (1996) 367-390 (également CERN CMS TN/96-107).
- [39] V.G. Baryshevsky et al., NIM A322 (1992) 231.
- [40] « Study of neutron damage resistance of some scintillating crystals and associated photodetectors with neutron reactor Ulysse », R. Chipaux et al., Symposium on scintillator and phosphor materials, San Francisco 1994.
- [41] « *Contribution à l'étude des cristaux de tungstate de plomb pour l'expérience CMS.* », rapport de stage de DEA de F. Martin, avril-juin 1995.
- [42] « *Recherche de la résolution en énergie d'un cristal de tungstate de plomb.* », rapport de stage Janus de V. Guetaz, septembre 1995.
- [43] « **Studies of lead tungstate crystal matrices in high energy beams for the CMS electromagnetic calorimeter at the LHC** », G. Alexeev et al., NIM A 385 (1997) 425-434.
- [44] « Monte Carlo study of a $PbWO_4$ crystal », A. Givernaud, CMS TN/96-119 (1996).
- [45] « *Contribution à l'étude des cristaux de tungstate de plomb pour l'expérience CMS.* », rapport de stage de première année de Magistère de M. Wiart, juin-juillet 1995.
- [46] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, Phys. Rev., D50 (1994) 1173.
- [47] « Development of a Uniformisation Procedure for the $PbWO_4$ Crystals of the CMS Electromagnetic Calorimeter », G. Davies et al., CMS Note-2001/004.
- [48] « **Light yield measurement of $PbWO_4$ crystals** », Y. Benhammou et al., CERN CMS TN/95-089.
- [49] « Development of high speed low noise transimpedance preamplifier in bipolar technology », M. Goyot, LYCEN 9535.
- [50] « **Preliminary light yield measurement of $PbWO_4$ crystals with fast electronics** », Y. Benhammou et al., CERN CMS TN/95-121.

- [51] « **Beam test results with fast preamplifiers associated to APD readout of PbWO₄ crystals** », Y. Benhammou et al., CERN CMS TN/95-122.
- [52] « **Beam tests of lead tungstate crystal matrices and a silicon strip pre-shower detector for the CMS electromagnetic calorimeter** », E. Auffray et al., NIM A 412 (1998) 223 2/3.
- [53] « *Overview of the CMS electromagnetic calorimeter* », J.P. Ernenwein, on behalf of CMS Collaboration, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 78 (1999) 186-191.
- [54] « Longitudinal uniformity scans of PbWO₄ crystals using 120 GeV electrons in H4 beams », D. Barney, Gavin J. Davies, CMS Note/96-006.
- [55] « *Test beam results of Lead Tungstate matrices* », Y. Benhammou, on behalf of CMS ECAL Collaboration, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 61B (1998) 493-497.
- [56] « *Contribution au dépouillement des données obtenues pour le Proto 98 au CERN.* », rapport de stage de DEA de J. Donini, septembre 1998.
- [57] « *Contribution à l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de PbWO₄ de l'expérience CMS au LHC* », Thèse de Y. Benhammou, Janvier 1997, Lycen T9719.
- [58] « *Physique des matériaux* », Y. Quéré, Editions Ellipse, Paris (1988).
- [59] « *Contribution à l'étude de la lecture des cristaux du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC* », Thèse de F. Martin, Juillet 1998, Lycen T9840.
- [60] « *Contribution à la construction et à la simulation du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC* », Thèse de J. Donini, Juillet 2002, Lycen T2002-37.
- [61] « *The CMS electromagnetic calorimeter readout* », F. Martin, on behalf of CMS Collaboration, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 78 (1999) 192-196.
- [62] « **Analysis from August 1999 beam tests of a PbWO₄ crystal matrix** », P. Depasse et al., CERN CMS TN/2000-009.
- [63] « **A realistic GEANT geometry for the ECAL** », P. Depasse et al., CERN CMS TN/2000-059.
- [64] « *Simulation pour un supermodule du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC.* », rapport de stage de Maîtrise de Physique de N. Perrin, juin-juillet 2000.
- [65] « *Simulation et évaluation des performances du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC.* », rapport de stage de DEA d'O. Ravat, avril-juin 2001.
- [66] « *A simulation of the CMS-ECAL 2002 M0- prime Test beam using OSCAR* », D. Holmes, CERN CMS IN/2003-028.

- [67] « **Front-end electronics status of CMS Electromagnetic Calorimeter** », **P. Depasse, Calor 2000, ANNECY, France, October 9-14 2000.**
- [68] « *Etude du système de monitoring pour le calorimètre électromagnétique du projet CMS.* », *rapport de stage Janus de K. Semaine, juin-juillet 2000.*
- [69] « The CMS PbWO₄ calorimeter », M. Lethuillier, CERN CMS CR/2003-042.
- [70] « Energy resolution of the CMS ECAL barrel super_*module* using MGPA electronics », R. Brunelière et G. Dewhurst, CMS RN 2004/004.
- [71] « Noise and resolution on SM1 », présentation de Marc Déjardin à Ecal Test Beam and Precalibration Meeting, le 9 décembre 2003.
- [72] « Fermi : a digital front end and readout microsystem for high resolution calorimeter », Fermi collaboration, NIM A 357 (1995) 306-317.
- [73] « CMS electromagnetic calorimeter readout », J.P. Walder, 2nd workshop on electronics for LHC experiments, Balatonfured, September 1996.
- [74] Thèse d'Habilitation à diriger des recherches de H. El Mamouni, Octobre 1996, Lycen T9648.
- [75] « *Etude et tests de photodiodes à avalanche et de circuits intégrés dans le cadre du développement du calorimètre électromagnétique de CMS pour le CERN.* », *rapport de stage de fin d'études d'IUT de J.P. Mardoyan, avril-juin 2001.*
- [76] « *Etude de prototypes de composants de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC.* », *rapport de stage de première année de Magistère de T. Brunet, juin-juillet 2001.*
- [77] « *Projet CMS-ECAL: analyse des données concernant la version 2001 du FPPA.* », *rapport de stage Janus d'E. Chabert, juin-juillet 2003.*
- [78] « The MGPA electromagnetic calorimeter readout chip for CMS », M. Raymond et al., 9th workshop on electronics for LHC experiments, Amsterdam, 29 September - 3 October 2003.
- [79] « A quad 12 bit-40 Ms/s 450mW CMOS A/D converter », ChipIdea S.A..
- [80] « CMS ECAL Off-detector electronics », R. Alemany et al., CMS CR2004/022.
- [81] « *Contribution à l'étude et au développement d'un banc de mesures de photodiodes à avalanche pour l'expérience CMS au LHC.* », *rapport de stage de 4^{ème} année d'INSA d'Y. Toumine, septembre-octobre 1997.*
- [82] « **A validation program for the CMS ECAL photodetection capsules** », **P. Depasse et al., CERN CMS TN/2000-013.**

- [83] « *Projet CMS-ECAL, programme de commande du banc de test.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de J. Simbola, mai-juin 1998.
- [84] « *Suivi de la fabrication des capsules du calorimètre électromagnétique de CMS pour le LHC.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de B. Duband, avril-juin 2000.
- [85] « **Calibration Results of CMS electromagnetic calorimeter photodetectors** », **A. Balandras et al., NIM A 504 (2003) 335-338.**
- [86] « *Relative light yield comparison between laboratory and testbeam data for CMS ECAL PbWO₄ crystals.* », F. Cavallari et al., CMS RN 2004/002.
- [87] « *C.R.I.S.T.A.L. : a data capture and production management tool for the assembly and construction of the CMS ECAL detector.* », J.M. Le Goff et al., CMS Note 1996/003.
- [88] « *Etude et tests de photodiodes à avalanche et de circuits intégrés dans le cadre du développement du calorimètre électromagnétique de CMS pour le CERN.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de J.P. Mardoyan, avril-juin 2001.
- [89] « *Projet CMS-ECAL : production de capsules.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de C. Khattignavong, juillet-août 2002.
- [90] « *Participation à la fabrication de capsules pour le détecteur de collisions entre particules. Expérimentation d'une matrice de photodiodes à avalanche.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de Y. Chanut, mai-juillet 2003.
- [91] « *The $H \rightarrow \gamma \gamma$ in associated production channel.* », O. Ravat, M. Lethuillier, Physics at TeV colliders, Les Houches, juin 2003 (en attendant la thèse d'O. Ravat, 16 décembre 2004).

**Activités en
imagerie médicale**

Dans ce quatrième chapitre, je parlerai de la valorisation possible de nos études dans un domaine tout désigné pour les utiliser : l'imagerie médicale.

La détection de photons de 511 keV issus du rayonnement β^+ venant soit de solutions injectées au patient, soit de la décroissance du ^{11}C , résidu d'ionthérapie, est un problème particulier d'imagerie médicale pour lequel nous pouvons apporter une réponse.

Une première expérience a permis de mesurer le rayonnement Cherenkov à travers des fibres par un photomultiplicateur hybride, bien adapté à des mesures précises de très faibles lumières.

Dans le cadre de la nouvelle activité du groupement Crystal Clear centrée sur la construction de microtomographes à émission de positons, nous avons caractérisé une matrice de 32 photodiodes à avalanche. Une fois bien connue, nous l'avons couplée à des cristaux de LSO et de LuAP. Nous avons caractérisé cet ensemble avec une électronique de spectroscopie. Enfin, nous avons réalisé des premières mesures avec une électronique rapide. Un développement en microélectronique devrait suivre.

IV.1. Historique.

Mes premiers contacts avec le milieu nucléaire médical local, outre le fait qu'à mon arrivée à Lyon, j'avais demandé aux responsables de cette discipline si mon profil d'ingénieur électricien avec spécialisation en sciences nucléaires les intéressait, ont eu lieu en septembre 1997, lorsque G. Galy du Centre d'Exploration et de Recherche Médicales par Emission de Positons (Cermep) nous a sollicités afin d'étudier l'effet Cherenkov dans une solution active qu'il désirait exploiter (voir IV.2.).

Fin 1999, S. Tavernier, porte-parole de la collaboration Crystal Clear, nous a consultés pour susciter le démarrage du développement d'une électronique spécifique adaptée aux matrices de photodiodes à avalanche. Nous étions d'accord étant donné que le service électronique de l'Institut menait un développement parallèle sur les photodiodes à avalanche dans le cadre de CMS.

En janvier 2000, j'ai présenté notre projet à l'IN2P3. J'ai obtenu par la suite un crédit « jeunes chercheurs » pour développer un montage expérimental de test et acquérir des matrices de photodiodes à avalanche.

Les personnes du service électronique qui avaient accepté de prendre en charge l'étude de l'électronique associée à cette matrice ayant quitté l'Institut, j'ai continué à œuvrer avec M. Goyot, me tournant davantage vers la bonne compréhension du fonctionnement de ce photodétecteur (voir IV.3.).

Depuis lors, plusieurs autres personnes de l'Institut ont considérablement développé cette nouvelle branche prometteuse dans l'optique d'une ouverture aux autres disciplines de recherche.

Actuellement, l'imagerie médicale est officiellement reconnue au laboratoire et une équipe s'est formée autour de M. Boutemeur. Sous son impulsion, le service électronique est de nouveau impliqué dans la conception et la réalisation d'une électronique spécifique aux matrices de photodiodes à avalanche.

IV.2. Rayonnement Cherenkov à travers des fibres.

Gérard Galy, responsable du service de radiopharmacie de l'hôpital cardiologique de Lyon, désirait tester une solution active contenant du ^{11}C , émetteur β^+ (511 keV).

L'extrémité de fibres optiques simples, non aluminisées, de 50 cm de longueur plongeait dans cette solution. L'idée qu'il avait eue était d'introduire une/des fibre(s) optique(s) dans les vaisseaux sanguins de patients, de récolter la lumière issue de l'annihilation des positons émis par le ^{11}C injecté en solution, afin de mesurer la vitesse d'absorption de produits pharmaceutiques, au niveau du muscle cardiaque notamment.

L'interaction des positons avec la fibre induit un rayonnement Cherenkov aux environs de 300 nm. Une partie de ces photons parcourt la fibre et vient interagir avec la photocathode d'un photomultiplicateur.

La période de décroissance du ^{11}C étant relativement courte (20.4 minutes), l'expérience doit se dérouler rapidement. Dans une première expérience, nous avons installé un photomultiplicateur de type XP2020Q à l'extrémité des fibres (efficacité quantique du photomultiplicateur de 13 % à 300 nm). Le signal est amplifié et mesuré par un ADC mesurant l'amplitude maximale de l'impulsion.

Au démarrage de nos mesures, l'activité de la source (créée à l'aide du cyclotron du Cermep) est de 14.5 mCi (l'injection de fluorodésoxyglucose ^{18}FDG chez un patient lors d'une Tomographie par Emission de Positons est de cet ordre). Nous avons testé l'avantage d'utiliser 1, 2 ou 4 fibres mises en parallèle.

En corrigeant du bruit de fond (figure IV.1) et en renormalisant par rapport à l'activité initiale, nous concluons que le signal Cherenkov produit 1.15 photoélectron (figure IV.2), ce nombre augmentant légèrement avec le nombre de fibres (1.26 pour 4 fibres). Par contre, l'augmentation du nombre de fibres accroît le temps mort de notre acquisition (estimé à 25 % pour 1 fibre, 40 % pour 4 fibres). L'efficacité (nombre de coups enregistrés/nombre de coups produits) va de 0.006 % pour 1 fibre à 0.018 % pour 4 fibres.

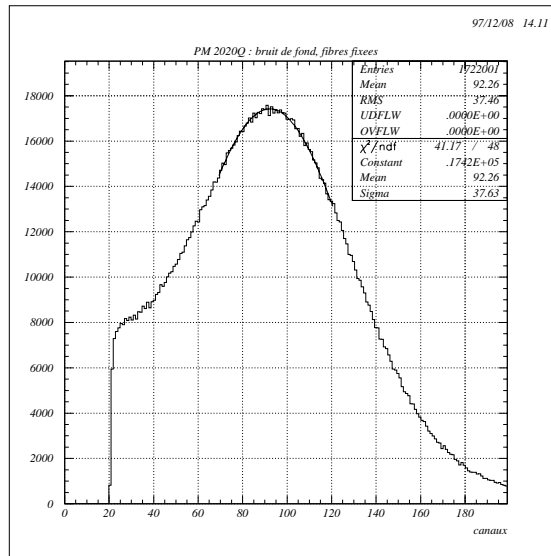


Fig. IV.1 - Spectre de bruit de fond obtenu avec le photomultiplicateur, montrant le pic du photoélectron unique.

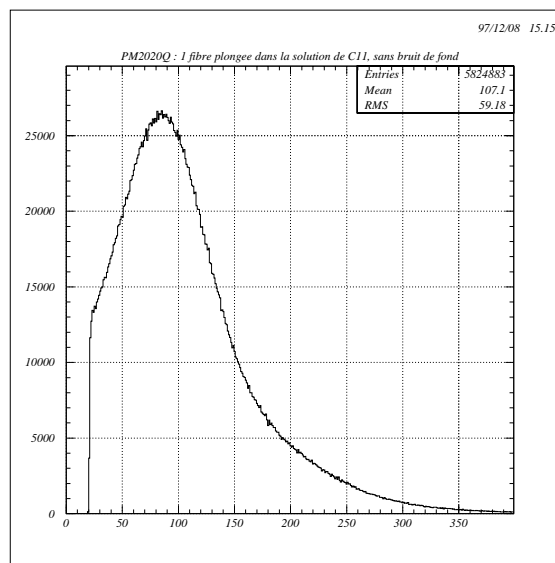


Fig. IV.2 - Spectre obtenu avec le photomultiplicateur lorsqu'une fibre scintillante est plongée dans la solution.

Ensuite nous avons testé le système avec le photomultiplicateur hybride (efficacité quantique de 20 % à 300 nm). L'activité de la source au début de nos mesures est plus faible dans ce cas : 235 μCi , dans le but de diminuer le temps mort de l'acquisition.

Le résultat que l'on peut obtenir avec le photomultiplicateur hybride est plus précis étant donné que l'on dispose d'un spectre en peigne permettant de calculer une moyenne pondérée sur plusieurs pics, distribution poissonnienne de la production d'1, 2, 3, ...10

photoélectrons (figure IV.3). Nous obtenons : 1.05 photoélectron pour 1 fibre (figure IV.4) et 1.07 photoélectron pour 20 fibres.

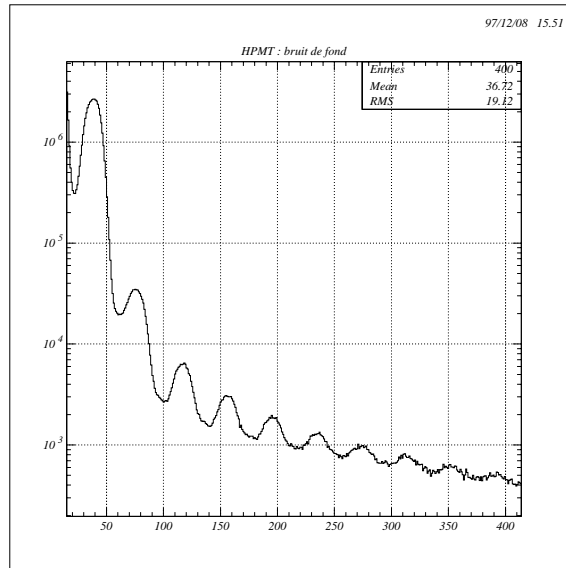


Fig. IV.3 - Spectre de bruit de fond obtenu avec le photomultiplicateur hybride, donnant un étalonnage précis de l'axe des abscisses.

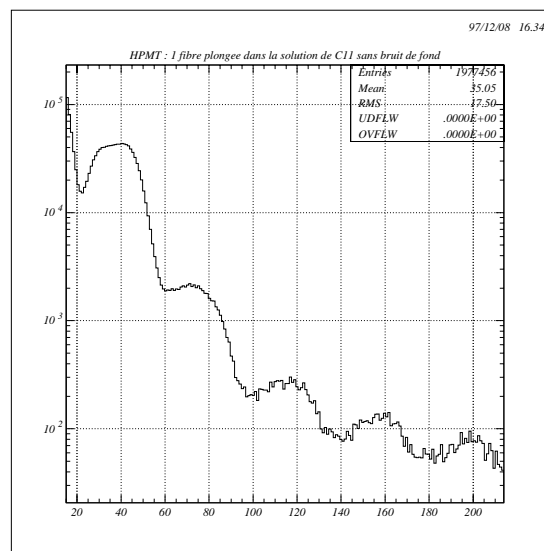


Fig. IV.4 - Spectre obtenu avec le photomultiplicateur hybride lorsqu'une fibre scintillante est plongée dans la solution, spectre corrigé du bruit de fond.

L'efficacité va de 0.02 % pour 1 fibre à 0.05 % pour 20 fibres.

Augmenter le nombre de fibres plongeant dans la solution semble a priori intéressant pour acquérir la même quantité de lumière en un temps plus court (vu la période de

décroissance du ^{11}C) mais, pour l'utilisation finale, il faudrait introduire un paquet de 20 fibres dans une veine ou une artère...

En outre, le problème de la rapidité de l'acquisition est crucial. Mais il est surmontable avec les technologies actuelles.

Un point positif est que le signal demeure détectable après plusieurs heures de décroissance de la source, ce qui est de bon augure pour une utilisation en milieu hospitalier.

Néanmoins, le faible nombre de photoélectrons récupérés, la faible valeur de l'efficacité de la mesure ainsi que la préférence donnée aux solutions non-invasives ont mis un terme à ce développement.

IV.3. Etude de matrices de photodiodes à avalanche.

IV.3.1. Contexte.

A mon arrivée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, j'ai été rapidement intégré au groupe de recherche et développement R&D18 du CERN chargé depuis 1990 d'étudier toutes les caractéristiques et propriétés de nouveaux cristaux scintillants, dans le but de les utiliser en physique des hautes énergies pour le LHC. R&D18 est également connu sous l'appellation Crystal Clear Collaboration.

Dans le cadre de cette collaboration, nous avons eu l'occasion de tester [1] plusieurs nouveaux cristaux ou plus exactement plusieurs systèmes cristaux-photodétecteurs (voir I.2.) lorsque des prototypes étaient proposés par des laboratoires (Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents) ou des fabricants (Optovac (USA), Bogoroditsk (Russie), Shanghai, Beijing (Chine), Crytur (Tchéquie), « Le verre fluoré » (France)).

En 1999, Crystal Clear s'est engagé dans une nouvelle voie : la construction de microtomographes à émission de positons (T.E.P.) destinés à des expérimentations sur le petit animal.

L'originalité du projet est de recourir à l'utilisation de nouveaux moyens de photodétection ainsi que l'utilisation de nouveaux cristaux scintillants rapides (LSO ou LuAP). Ces cristaux étant de faibles dimensions (pour avoir une bonne granularité), il faut utiliser des photosenseurs matriciels, pour limiter l'encombrement de la connectique.

L'idée de la microtomographie à émission de positons est d'injecter un produit radioactif émetteur β^+ dans le corps d'une souris (typiquement) et de suivre en temps réel la diffusion du produit dans l'animal, ceci pour plusieurs axes de recherche : oncologie, neuro-transmission, études de nouveaux traitements,...

Cela permet d'éviter de sacrifier des dizaines de sujets pour valider des protocoles médicaux de manière statistique et cela permet également de suivre l'évolution d'un produit pharmaceutique sur un être vivant.

A terme, ce projet devrait pouvoir déboucher sur l'utilisation de la tomographie à émission de positons pour localiser avec précision l'impact d'un faisceau d'ions (carbone) dans le corps humain. L'isotope ^{11}C qui est produit lors de l'interaction du faisceau avec le corps humain est émetteur de positons. Malheureusement, en bien plus faible quantité que dans le cadre de la création d'un microtomographe pour petit animal où on injecte une dose connue, ce qui augmente l'exigence de bonne sensibilité des photodétecteurs utilisés.

Deux moyens de photodétection sont étudiés à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon :

- * une première voie est basée sur l'utilisation de photomultiplicateurs multianodes, de son électronique et de l'acquisition associée,
- * la deuxième voie est l'utilisation de matrices de photodiodes à avalanche couplées à une électronique spécifique. C'est cette deuxième voie que j'ai explorée avec l'aide de M. Goyot.

En 2002 et 2003, nous avons étudié de manière systématique plusieurs caractéristiques de cette matrice de photodiodes à avalanche.

Le type testé est une matrice de 4x8 photodiodes à avalanche d'Hamamatsu [2]. La zone active de chaque photodiode à avalanche est de $1.6 \times 1.8 \text{ mm}^2$. Ces photodiodes ont les mêmes caractéristiques que celles utilisées par CMS (efficacité quantique, gain, tension de claquage, courant d'obscurité) excepté la capacité : 15 pF à tension d'utilisation nominale.

Cette matrice (figure IV.5) est composée de deux blocs indépendants de 16 photodiodes à avalanche associés dans un même boîtier. Les photodiodes à avalanche sont polarisées en inverse.

La cathode est commune aux 16 photodiodes à avalanche, chaque anode est indépendante. La matrice est montée dans une boîte blindée, étanche à la lumière.

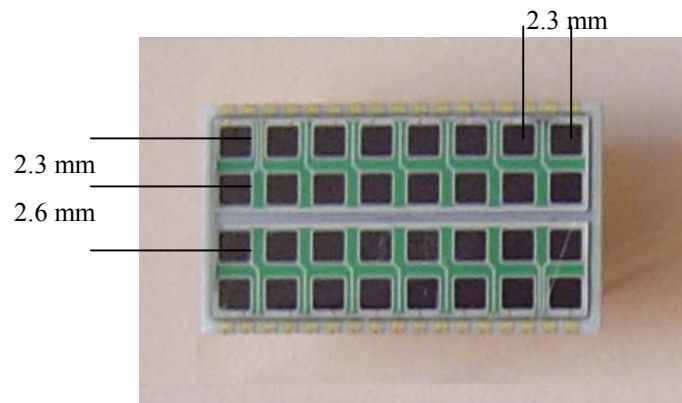


Fig. IV.5 - La matrice de 4x8 photodiodes à avalanche, vue de dessus. Les dimensions extérieures sont : 20 mm x 11 mm. Chaque zone active a une surface de 1.8 mm (dans le sens de la longueur) x 1.6 mm (dans le sens de la largeur). Les contacts électriques sont sur le côté du support céramique dans cette version (il a été demandé à Hamamatsu de prévoir une version dans laquelle tous les contacts sortent par le dessous) et sont séparés de 1.15 mm.

Comme la photodiode à avalanche est extrêmement sensible à la température et que son enrobage laisse passer l'humidité (ce qui augmente les courants de fuite entre les électrodes), nous avons mis au point une régulation Proportionnelle Intégrale Dérivée (PID) qui pilote un dispositif à effet Peltier et placé des sachets de sels dessiccateurs dans la boîte de test.

Nous avons constaté que les mesures ne sont reproductibles que dans la mesure où la température, l'humidité et la tension d'alimentation sont bien maîtrisées.

IV.3.2. Mesures statiques sur la matrice seule.

Avant de coupler la matrice aux cristaux scintillants, nous avons tenu à connaître précisément toutes ses caractéristiques électriques propres.

Capacité.

L'évolution de la capacité mesurée en fonction de la tension d'alimentation est présentée dans la figure IV.6 pour l'une des 32 photodiodes à avalanche. Le comportement est très symptomatique de l'évolution de la déplétion des zones de silicium. En dessous de 230 V (tension de coude), les photodiodes à avalanche ne sont pas indépendantes, il y a une liaison résistive d'environ 1100 Ω avec chaque cellule voisine. Ce n'est qu'au-delà de 230 V qu'elles deviennent indépendantes, parce qu'elles sont complètement déplétées, et que leur capacité individuelle atteint un plateau. La mesure a été réalisée pour les 32 photodiodes à avalanche : la valeur moyenne obtenue est de 11.3 pF avec un écart type de 0.5 pF.

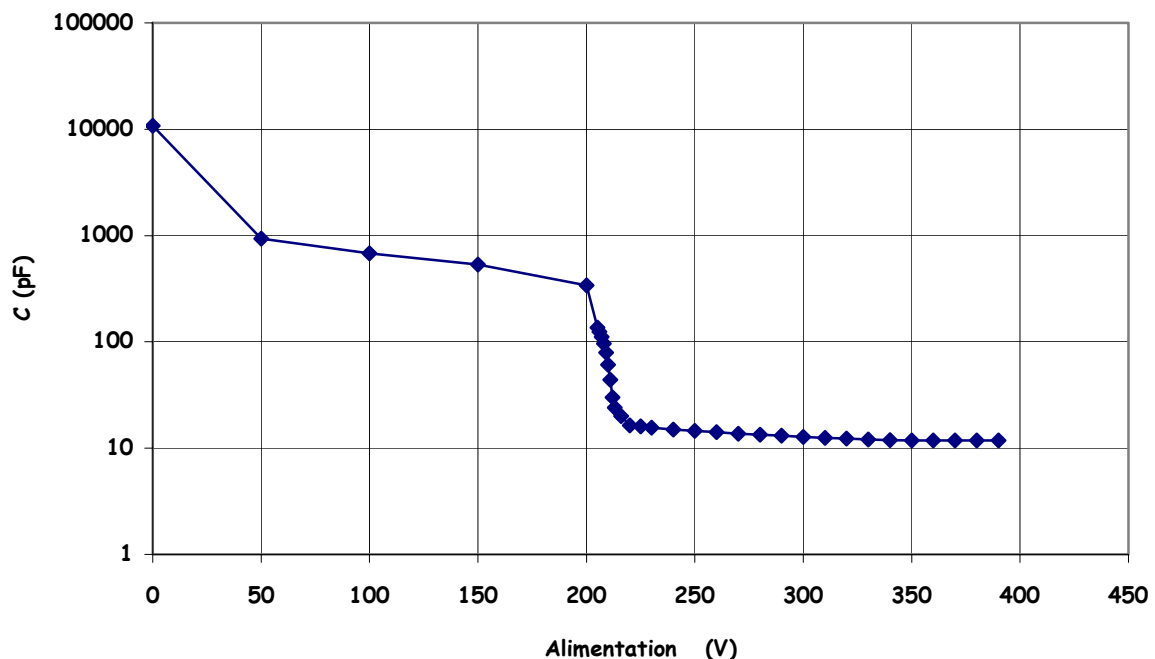


Fig. IV.6 - Evolution de la capacité mesurée en fonction de la tension appliquée, pour l'une des 32 photodiodes à avalanche.

Tension de claquage ($V_{breakdown}$).

Définie comme étant la tension pour laquelle la compliance de l'alimentation (dispositif de limitation de débit de courant) est atteinte (fixée à 10 μA dans notre cas, c'est le courant de fuite maximal toléré traversant la photodiode), elle vaut en moyenne 395 V avec un écart-type de 7 V. On note une structure liée à la géométrie de la matrice, les rangées centrales « claquent » à une tension plus faible (385 V en moyenne) que les rangées extérieures (405 V en moyenne).

Gain global d'une demi-matrice de 16 photodiodes à avalanche.

La mesure du gain se fait de façon similaire à celle utilisée pour les photodiodes à avalanche de CMS (I.3.3) : en comparant l'évolution du courant délivré par la demi-matrice en fonction de la tension appliquée, sous illumination par une lumière de plusieurs diodes bleues (lumière diffusée par un bloc de plexiglas mat, afin d'avoir une lumière à peu près homogène sur toutes les photodiodes), après avoir pris soin de soustraire le courant global

d'obscurité (I_{dark}). Le gain 1 est obtenu pour une tension inverse de quelques dizaines de volts (on calcule une moyenne sur 5 points : 40, 50, 60, 70 et 80 V).

$$\text{Gain} = \frac{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}}) \text{ tension appliquée}}{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}}) 50 \text{ V}} \quad \{\text{IV.1}\}$$

Les points expérimentaux de la figure IV.7 sont limités à 380 V, valeur pour laquelle certaines cellules de la matrice ont atteint leur tension de claquage, empêchant ainsi tout fonctionnement correct de la matrice pour une tension supérieure.

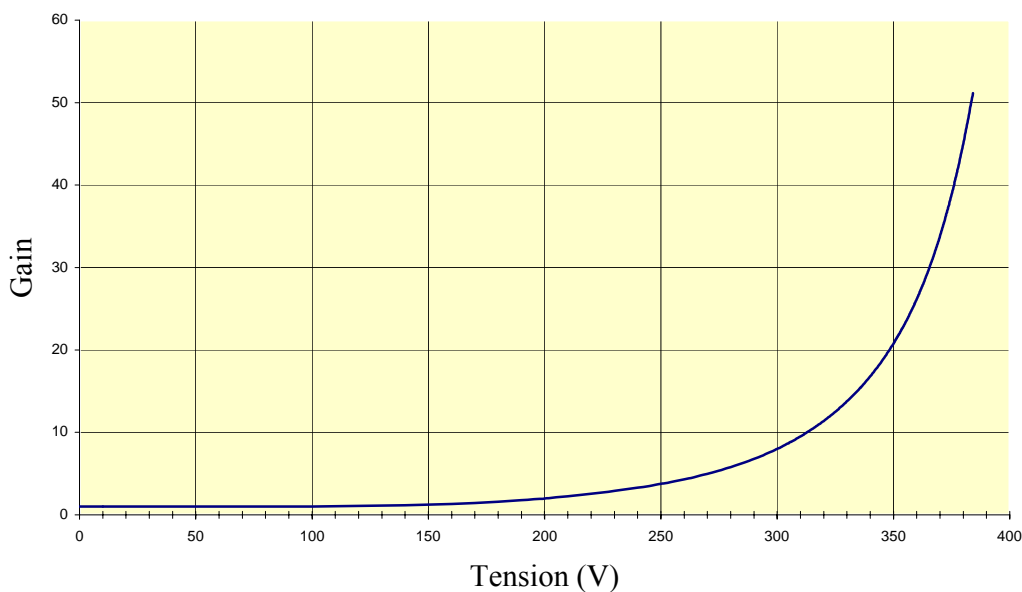


Fig. IV.7 - Courbe de gain mesurée pour une demi-matrice de 16 photodiodes à avalanches, à 23 °C.

Dispersion du gain pour une tension fixée à 370 V.

La difficulté d'établir une courbe de gain absolu pour une cellule individuelle provient de la définition du gain 1 pour cette cellule. En effet, en dessous de la tension de coude, les 16 cellules sont liées et on ne peut établir un gain de 1 que pour cet ensemble de cellules. Nous procédons donc en deux étapes : nous calculons un gain absolu entre 250 V et 50 V pour le bloc des 16 cellules et ensuite un gain entre 250 V et 370 V pour chaque cellule individuelle. La température est maintenue à 20 °C.

$$\text{Gain absolu cellule} = \text{Gain individuel } 370/250 * \text{Gain matrice } 250/50. \quad \{\text{IV.2}\}$$

Soit :

$$\text{Gain cellule} = \frac{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}})_{\text{cellule } 370 \text{ V}}}{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}})_{\text{cellule } 250 \text{ V}}} * \frac{(I_{\text{illumTOT}} - I_{\text{darkTOT}})_{250 \text{ V}}}{(I_{\text{illumTOT}} - I_{\text{darkTOT}})_{50 \text{ V}}} \quad \{\text{IV.3}\}$$

Les valeurs des gains pour une tension de 370 V sont représentées figure IV.8.

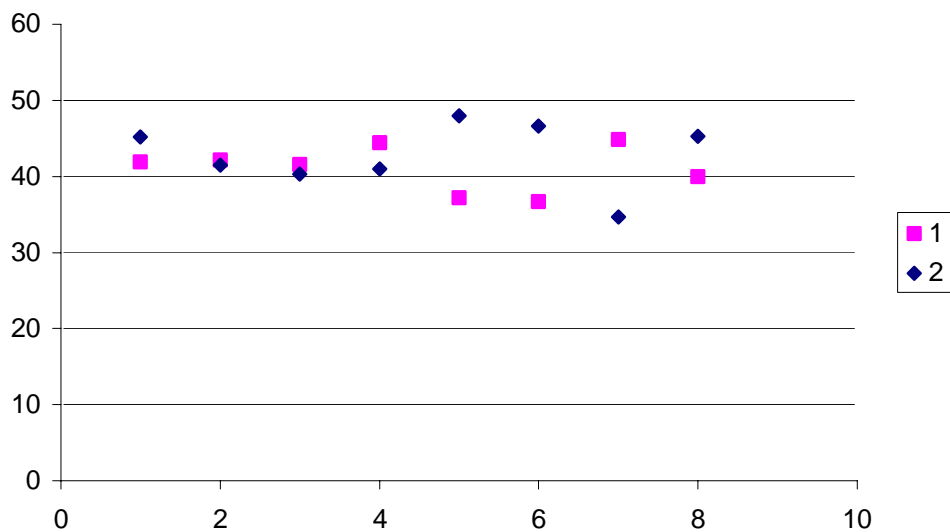


Fig. IV.8 - Valeurs de gain pour les 16 cellules (2 rangées de 8 cellules) de la demi-matrice, à 20 °C.

La valeur moyenne obtenue est : 41.9 avec un écart-type de 3.7.

Homogénéité des cellules.

Pour estimer la dispersion de cellule à cellule, le courant individuel de chaque cellule est comparé à la valeur globale du courant des 16 cellules divisé par 16. L'expérience se fait à 20 °C, sous une tension de 370 V.

$$\text{Facteur de dispersion} = \frac{(I_{\text{illum}} - I_{\text{dark}})_{\text{cellule}}}{\left[\frac{I_{\text{illumTOT}} - I_{\text{darkTOT}}}{16} \right]} \quad \{\text{IV.4}\}$$

Si on considère les 16 cellules, on obtient une valeur moyenne de 1.009, un écart-type de 0.044.

On note de nouveau une structure liée à la géométrie, qui privilégie la zone centrale. Le plus grand écart observé par rapport à la valeur 1 est de 8 %.

Influence de la température.

Le courant d'obscurité augmente avec la température. Néanmoins, le libre-parcours moyen des électrons diminue lorsque la température augmente. Donc, assez paradoxalement, le gain diminue lorsque la température augmente, ce qui se traduit par une diminution du courant d'illumination lorsque la température augmente (figure IV.9).

Le gain diminue donc lorsque la température augmente (de l'ordre de $-2.5\%/^{\circ}\text{C}$, valeur comparable à celle des photodiodes à avalanche de CMS).

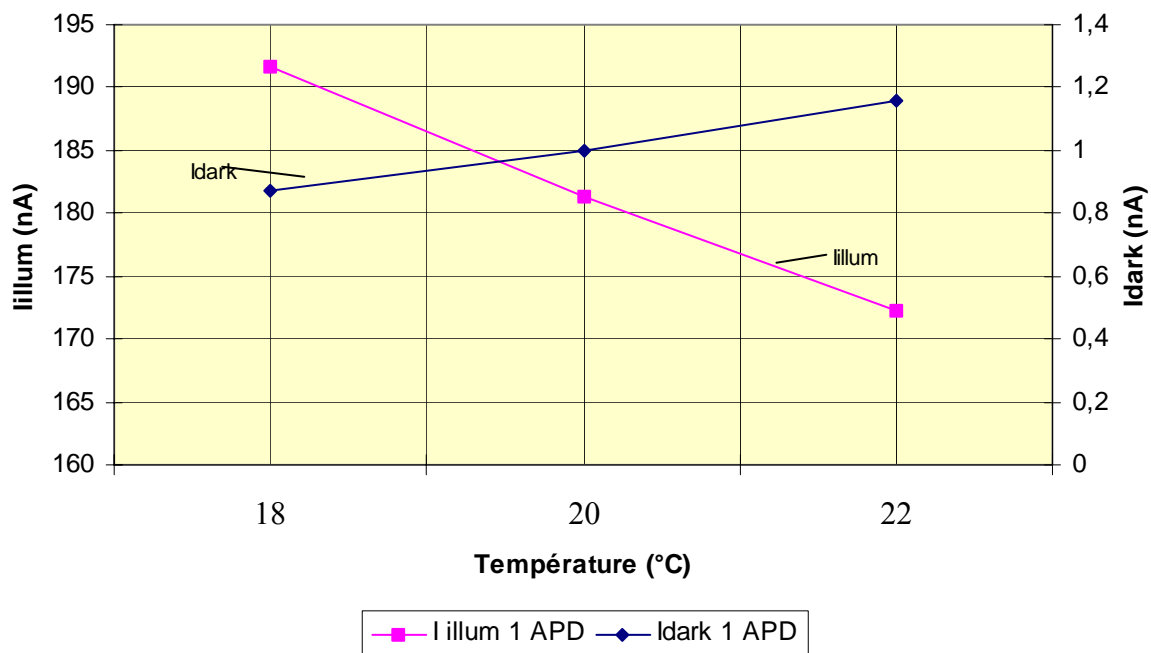


Fig. IV.9 - Evolution des courants en fonction de la température, pour une cellule. La matrice est polarisée à 370 V.

IV.3.3. Matrice utilisée dans la détection de la scintillation de cristaux.

Cristaux scintillants.

Nous utilisons 16 cristaux de LSO (Lu_2SiO_5) de $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ (soit une demi-matrice). Nous disposons également de 8 cristaux de LuAP (LuAlO_3), aux dimensions identiques. Les cristaux de LSO et de LuAP ont été achetés par la collaboration Crystal Clear à la firme CTI aux USA pour les LSO et en Arménie (A. Petrossian via le LPCML : Ch. Pedrini et Ch. Dujardin) pour les LuAP, qui sont des cristaux prototypes.

La longueur des cristaux est un peu inférieure à la longueur de radiation de ceux-ci (1.14 cm pour le LSO et 1.05 cm pour le LuAP).

Afin de collecter le maximum de lumière et limiter le couplage optique entre cristaux, nous les avons séparés (figure IV.10) entre eux par trois couches : tyvek, aluminium, tyvek (pour une épaisseur totale de 300 microns).



Fig. IV.10 - Bloc de 16 cristaux placés dans un panier de tyvek/aluminium. Chaque cristal présente une face de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Electronique.

Une électronique classique est d'abord utilisée : un préamplificateur de charges [4] est associé à un amplificateur de mise en forme (ORTEC 452). Le couplage capacitif se fait avec la cathode commune aux 16 photodiodes à avalanche (figure IV.11).

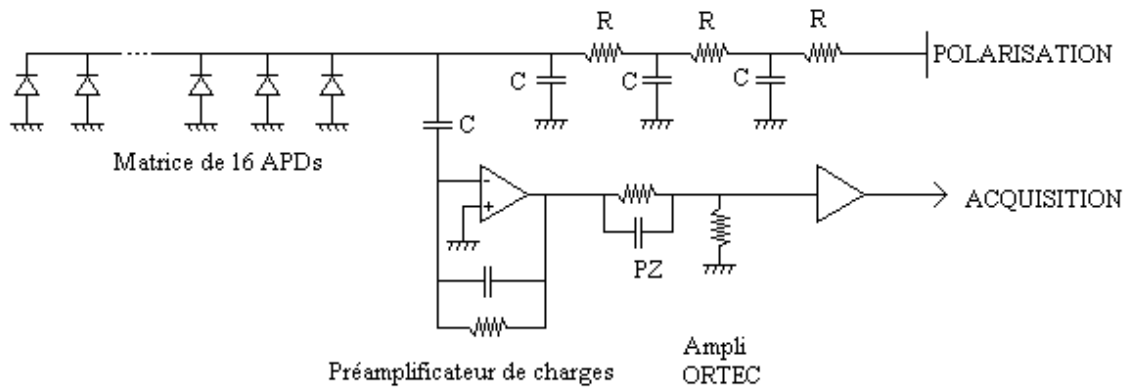


Fig. IV.11 - Schéma électronique utilisé.

On positionne des sources de ^{22}Na (γ de 511 et 1274 keV) et de ^{137}Cs (γ de 661 keV) à proximité de la matrice de cristaux et on obtient les spectres suivants (figure IV.12) [3]:

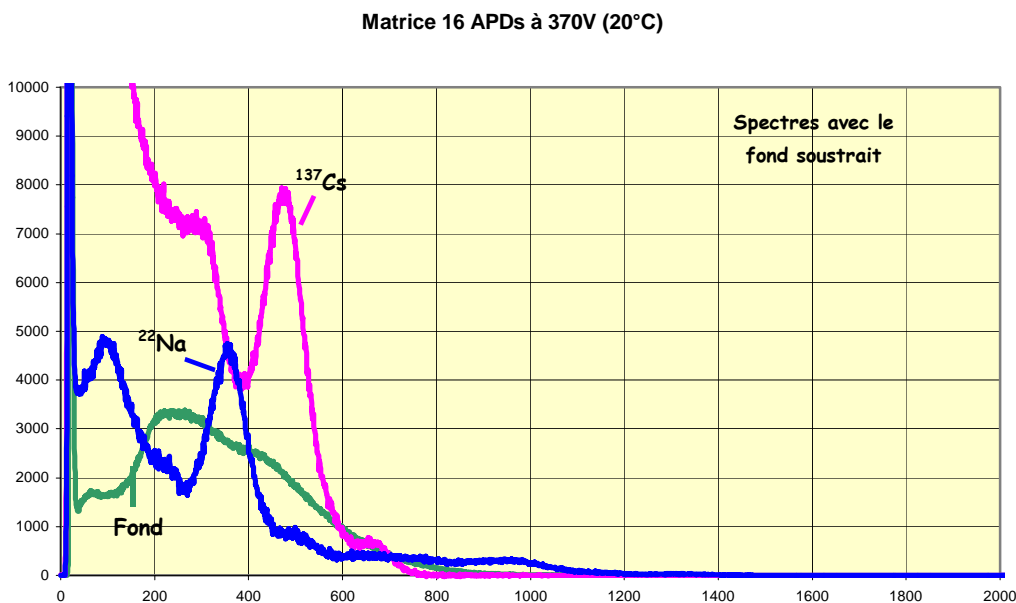


Fig. IV.12 - Exemple de spectres obtenus pour la matrice de 16 cristaux de LSO (axe des abscisses en canaux ADC).

Le rapport théorique des énergies des γ $^{137}\text{Cs} / ^{22}\text{Na}$, égal à 1.295, est obtenu avec un écart inférieur à 0.5 % pour des températures successives de 18 °C, 19 °C et 20 °C.

La résolution (ajustement gaussien du pic qui donne σ , divisé par la valeur correspondant au maximum) est de 9.0 % pour le ^{137}Cs et de 11.0 % pour le ^{22}Na (370 V, 20 °C stabilisé).

Dépendance en fonction de la tension à température constante (20 °C stabilisé).

Le rapport théorique des énergies des γ ^{137}Cs / ^{22}Na est également obtenu avec un écart inférieur à 0.5 % aux tensions respectives de 365, 370 et 375 V.

Etude de cellules individuelles.

Les charges sont à présent collectées sur l'anode d'une des cellules, les autres cellules étant reliées à la masse. Le couplage avec le préamplificateur est en mode continu.

* Résultats avec le LSO.

En tenant compte de la calibration de la chaîne électronique à l'aide de la diode PIN et de l'intercalibration des gains de l'ORTEC, nous arrivons à la conclusion que le 511 keV donne 73 000 électrons (ou qu'il faut 7 eV pour créer une paire électron-trou).

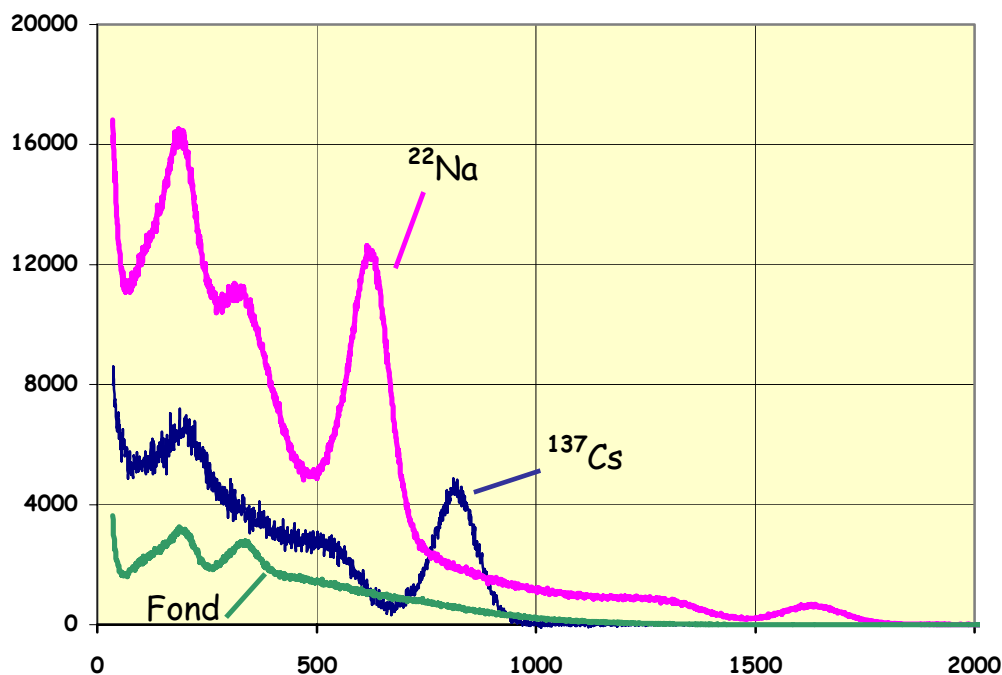


Fig. IV.13 - Spectres (fond soustrait) obtenus pour une cellule de la matrice (axe des abscisses en canaux ADC), à 370 V, la température est de 20 °C, stabilisée.

Sur la figure IV.13, pour le ^{22}Na , outre le 511 keV, le 1274 keV se détache nettement.

Dans le spectre du fond apparaissent les décroissances naturelles du Lutétium 176, constituant du LSO (Lu_2SiO_5) : émission de 307 keV, 202 keV (le pic de 88 keV est noyé dans le bruit).

La meilleure résolution obtenue est de 7.1 % pour le ^{22}Na (370 V, 20 °C). Elle peut se dégrader jusqu'à 13 % suivant la cellule considérée.

* Résultats avec le LuAP.

Les 8 cristaux centraux de LSO de la demi-matrice sont remplacés par 8 cristaux de LuAP.

Le LuAP émet à 365 nm (420 nm pour le LSO) et a un temps de décroissance plus court (11 ns ou 17 ns selon les auteurs), au lieu de 40 ns pour le LSO. La même expérience est réalisée (figure IV.14).

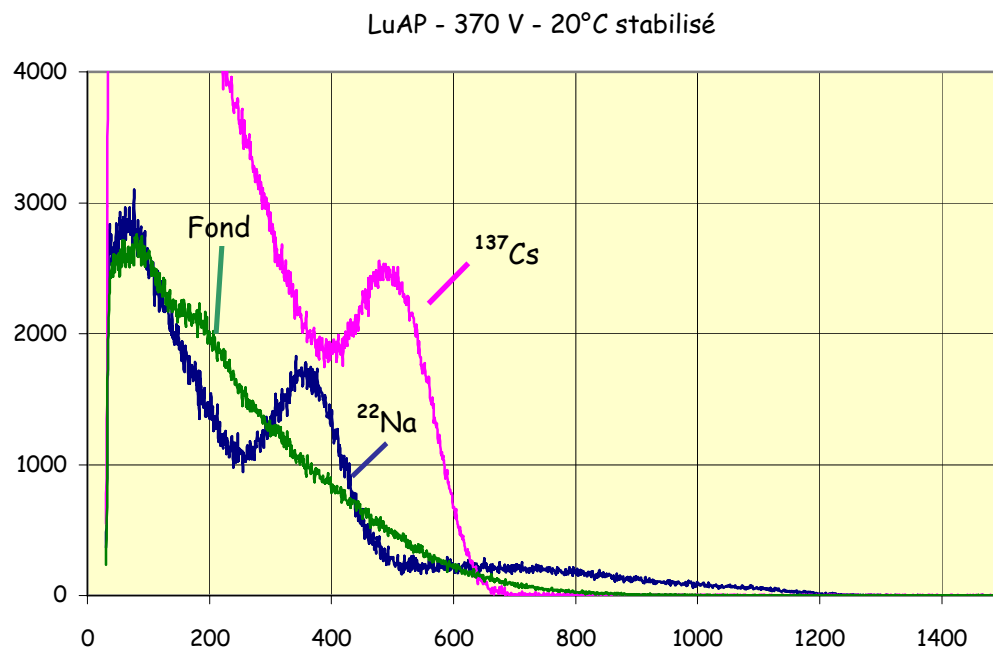


Fig. IV.14 - Spectres obtenus pour la meilleure cellule de LuAP (axe des abscisses en canaux ADC).

La résolution, supérieure à 20 %, est beaucoup moins bonne que pour le LSO.

La figure IV.15 présente la position des pics (^{22}Na) obtenus avec une cellule de LSO et une cellule de LuAP « typique ». Une calibration avec le générateur d'impulsions permet de traduire la position des pics en électrons.

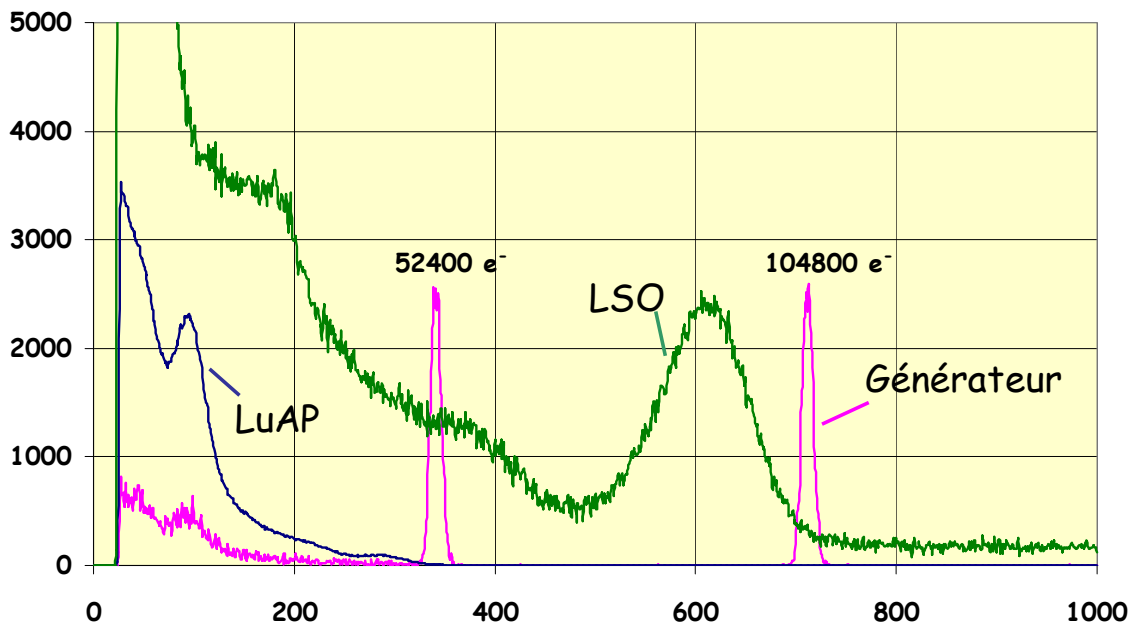


Fig. IV.15 - Comparaison LSO-LuAP pour une source de ^{22}Na (axe des abscisses en canaux ADC), 370 V, 20 °C stabilisé.

IV.3.4. Essais avec un circuit électronique rapide.

Dans un tomographe complet, il faudra être à même de traiter rapidement l'information issue des photodiodes : mesurer l'amplitude, établir des coïncidences et puis libérer le canal pour une éventuelle détection survenant juste après. Le nombre de voies à traiter simultanément est important, d'autant plus grand que l'on s'acheminera vers le tomographe humain. L'électronique classique ne peut pas convenir.

Un projet de développement d'une électronique spécialement dédiée au problème est lancé, mais dans un premier temps, nous testons l'électronique rapide dont nous disposons.

Nous utilisons un circuit développé initialement pour la physique des hautes énergies : LNCP-62 [5].

Le dispositif expérimental est toujours le même, seule change la réception des signaux issus des photodiodes à avalanche [6].

La figure IV.16 présente l'enregistrement des impulsions issues des cristaux de LuAP et de LSO.

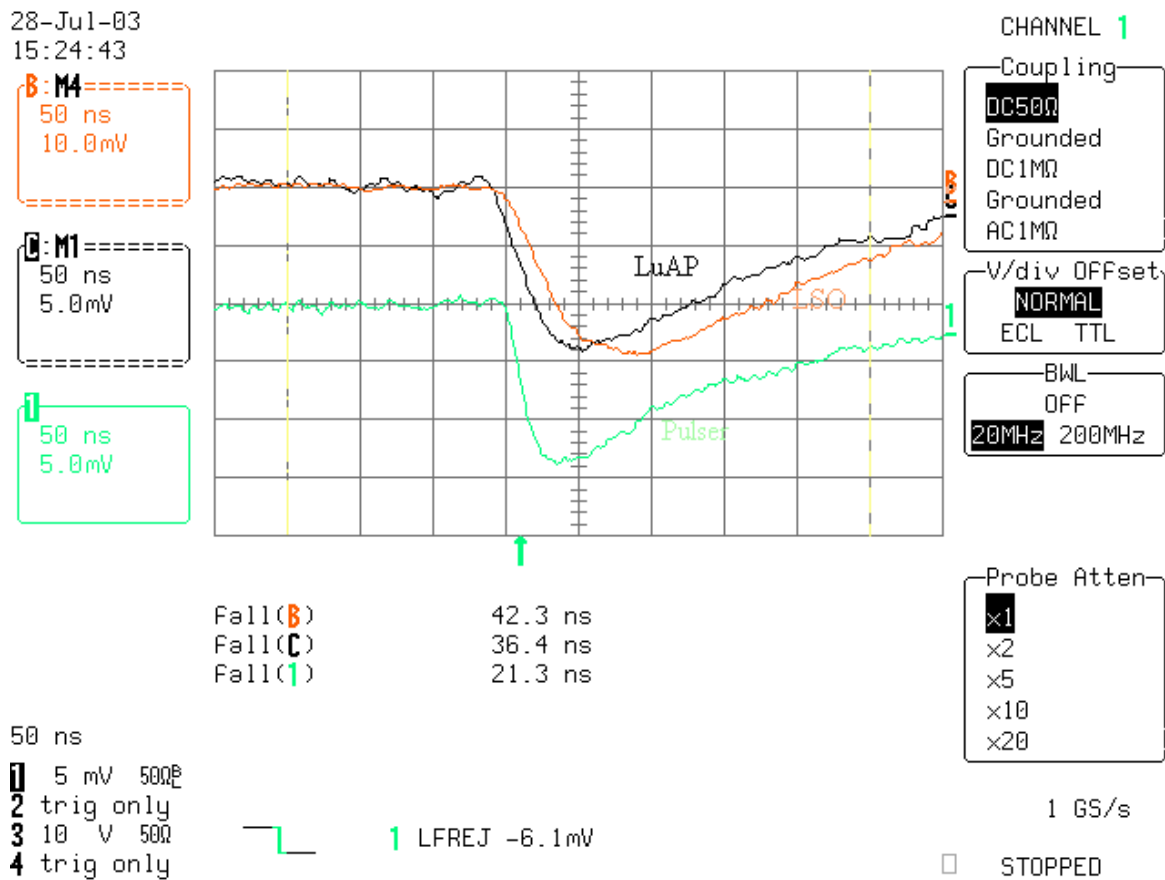


Fig. IV.16 - Signaux du générateur d'impulsions, de la scintillation du LSO et du LuAP récoltée par une photodiode à avalanche et mise en forme par le LNCP-62.

En mesurant l'amplitude des impulsions recueillies ou la surface sous-tendue par ces impulsions, on établit un spectre. Un résultat encourageant pour la suite est de constater (figure IV.17) que le spectre du ^{22}Na est bien résolu par l'électronique rapide dans le cas du LSO.

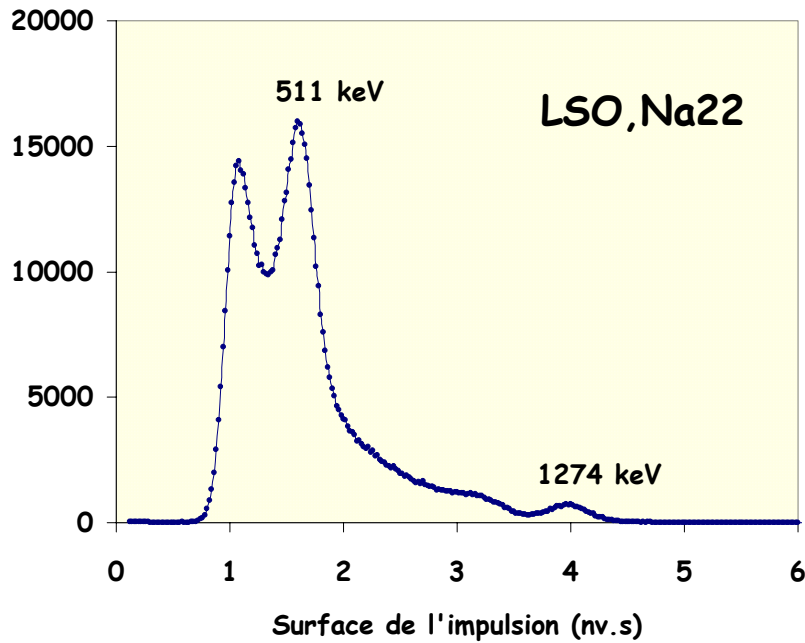


Fig. IV.17 - Spectre de l'aire des impulsions délivrée par une cellule lue avec de l'électronique rapide, 370 V, 20 °C stabilisé.

Les résultats obtenus avec le LuAP sont beaucoup moins prometteurs. Néanmoins, des améliorations sont attendues dans la fabrication de ce type de cristaux.

Le programme de développement d'une électronique spécifique au laboratoire a donc toutes les raisons d'aboutir [7]. Cette première étude avec une électronique rapide directement disponible est encourageante et motive le (re-)démarrage de ce programme.

IV.4. Conclusion.

L'activité imagerie médicale est une application concrète d'un transfert de technologie de la physique des hautes énergies vers d'autres disciplines. L'utilisation de nouveaux cristaux scintillants ou de gaz nobles à l'état liquide, l'adaptation d'une électronique rapide à ces photodétecteurs constituent une perspective d'obtention de contrats pour nos laboratoires durement éprouvés au niveau de la recherche fondamentale durant ces dernières années (réductions budgétaires et de postes).

Si l'accueil initial de nos instances a été tiède, elles encouragent à présent clairement cette ouverture. Ainsi, le Conseil Scientifique de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon du 10 février 2004 a entériné le développement de cette thématique localement, un groupe de physiciens (dont je fais partie) est formé, une ligne budgétaire est dégagée.

Le but de ce groupe est de construire un microtomographe à émission de positons pour le petit animal en utilisant des matrices de photodiodes à avalanche et des cristaux scintillants (en collaboration avec le Cernep, dans un but de recherche fondamentale pour ces médecins) et à plus long terme un tomographe à émissions de positons pour l'homme, tomographe qui serait couplé au faisceau d'ions utilisé en hadronthérapie, afin d'en mesurer l'efficacité d'impact à l'intérieur du corps humain.

Cet aspect s'intègre dans le projet ETOILE (implantation en France de la première machine de traitement des tumeurs par faisceau d'ions légers) soutenu également par l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, projet à la direction duquel participent plusieurs membres de l'Institut.

Bibliographie.

- [1] « *Mesure du taux de lumière de cristaux scintillants à l'aide d'un photomultiplicateur hybride.* », rapport de stage Janus de S. Ortiz, juin-juillet 1996.
- [2] Hamamatsu. APD Array 4x8 réf K30-F10049.
- [3] « *Participation à la fabrication de capsules pour le détecteur de collisions entre particules. Expérimentation d'une matrice de photodiodes à avalanche.* », rapport de stage de fin d'études d'IUT de Y. Chanut, mai-août 2003.
- [4] « Performances of a preamplifier-silicon photodiode readout system associated with large BGO crystal scintillators », M. Goyot et al. NIM A 263 (1988) 180-187.
- [5] M. Goyot . Workshop on Electronics for LHC experiments, Lisbon, September 1995, LYCEN 9535.
- [6] « **Étude d'une matrice de photodiodes à avalanche associée à des cristaux scintillants (LSO et LuAP)** », P. Depasse, M. Goyot, LYCEN – RI 2003-44.
- [7] « **Measurements with Hamamatsu APD matrix** », présentation de P. Depasse au 40^{ème} colloque bisannuel de la collaboration « Crystal Clear », 10-12 mars 2004, Lyon.

Conclusion

La phase de construction de CMS est en bonne voie. J'y ai (trop ?) participé, délaissant provisoirement le reste d'une activité complète de physicien qui comprend aussi l'analyse de données d'expériences en cours et la préparation à l'exploitation de la physique.

Les prochains mois seront consacrés à assurer le respect des engagements pris par l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon vis-à-vis de la collaboration CMS, tant du côté construction du calorimètre que du côté construction du détecteur de traces. Ensuite, je compte apporter mon aide à la précalibration du calorimètre électromagnétique, pour me familiariser à l'acquisition des données de CMS et à leur exploitation. Tout cela en collaboration avec les autres membres de la discipline et en gardant présent à l'esprit le souci de formation des jeunes.

Dans la phase actuelle de profonde réflexion sur l'avenir de la recherche en France, l'avenir budgétaire de notre discipline est délicat. Nos connaissances et notre savoir-faire intéressent d'autres disciplines et en particulier l'imagerie médicale, qui est friande d'améliorations sur ses détecteurs, leur électronique associée et le traitement du signal. D'ailleurs historiquement, l'utilisation d'émulsions, des rayons X, les radiothérapies sont issues de notre discipline. L'imagerie médicale est une branche d'avenir, soutenue par les pouvoirs publics, qui ne demande qu'à évoluer le plus rapidement possible pour le bien de tous. Des programmes pluridisciplinaires se mettent en place et permettent aux uns et aux autres de progresser dans leurs domaines respectifs.

Les détecteurs sont en perpétuels développements, il est impératif de suivre cette évolution en essayant de l'infléchir et de la critiquer. J'espère pouvoir par la suite attirer l'attention des étudiants sur la nécessité de maîtriser parfaitement tous les aspects de la mesure, pour avoir une confiance réfléchie dans ce qu'ils publieront.