

DD

Thesis-1997-Vanel
Swg809

THÈSE

présentée par

VANEL Jean-Charles



pour obtenir le titre de



CM-P00068813

Docteur de l'Université Joseph Fourier

(Arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et du 30 Mars 1992)

Spécialité : **PHYSIQUE**

Étude et caractérisation de Photodiodes à Avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS.

Soutenue le 30 octobre 1997 devant la Commission d'Examen

MM. F. MERCHEZ Président
M. CUZIN
B. EQUER
B. ILLE
F. MOREAU

Thesis-1997-Vanel

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes
Énergies - École Polytechnique, laboratoire de l'IN2P3.

*A mes parents
A Catherine et Dominique*

Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier Monsieur François Jacquet, directeur du laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie aussi Monsieur Pierre Matricon qui a accepté de m'accueillir dans le service d'électronique du laboratoire me permettant ainsi de réaliser dans les meilleures conditions une thèse à grande dominante instrumentale.

Je pense qu'une telle thèse ne peut être sereinement réalisée que si elle suscite un intérêt durable pour la collaboration. C'est pourquoi je tiens à remercier vivement Monsieur Jean Badier pour les nombreuses fois où il m'a permis de mettre mon travail en avant ainsi que pour la confiance qu'il a accordée à celui-ci pendant toute la durée de la thèse.

Bien que n'étant pas directement impliqué dans l'expérience CMS, Monsieur François Moreaux a accepté de diriger ces travaux de thèse. Je lui en suis très reconnaissant car j'ai alors bénéficié d'un regard extrêmement critique et constructif envers mes travaux ainsi que de nombreux conseils, quant à la rédaction du document, qui me seront encore pour longtemps très utiles.

J'adresse ma gratitude à Messieurs Marc Cuzin et Bernard Ille pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon mémoire. J'adresse également ma gratitude à Monsieur Fernand Merchez pour avoir présidé mon jury de thèse ainsi qu'à Monsieur Bernard Equer qui m'a fait l'honneur d'y participer.

Je pense que sans toi cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Ton aide de tous les instants, tant d'un point de vue intellectuel que d'un point de vue humain, m'a toujours été d'un grand secours, et j'en ai eu besoin. Pour tout cela merci à toi Akli !

J'ai eu la chance et le privilège de pouvoir travailler avec Yuri Mousienko et Laurent Moreau. Durant les innombrables heures passées ensemble, ils m'ont beaucoup apporté sans jamais compter leurs efforts et contribué ainsi à une grande partie des résultats présentés dans ce mémoire. Je tiens donc à les associer à la réussite de ce travail.

Je veux aussi remercier toute l'équipe CMS de l'Ecole Polytechnique, sans oublier Reisaburo Tanaka, qui m'a continuellement encouragé pendant ces trois années.

Merci à Laurent Buiron, David Chamont, Frédéric Fleuret et Pascal Paganini pour les nombreux moments d'évasion, au combien nécessaires, passés en leur compagnie.

Merci aussi à Marianne Coutures, Karine Kopytko, Kim Nguyen, Eric Beyer, Michel Berchet, Alain Debraine, Philippe Maritaz, Christophe Renard pour leur amitié à mon égard ainsi qu'à Ahmid Khaled pour son aide logistique.

Merci à tous.

Table des matières

Introduction	1
1 Le collisionneur LHC	5
1.1 Introduction au domaine de la physique des particules	6
1.1.1 Accélérateurs et détecteurs	6
1.1.2 Les particules et leurs interactions	7
1.2 L'accélérateur LHC	11
1.2.1 Le choix du faisceau de particules	11
1.2.2 Les différents sujets d'études prévus au LHC	15
1.3 Les expériences au LHC	18
1.3.1 Fonctions de base des détecteurs de particules	18
1.3.2 Les détecteurs au LHC	19
2 Le calorimètre électromagnétique de CMS	25
2.1 Les performances requises pour le calorimètre électromagnétique de CMS .	26
2.2 Les principes de base de la calorimétrie	27
2.2.1 Développement d'une gerbe électromagnétique	30
2.2.2 Résolution en énergie	32
2.3 Description du calorimètre électromagnétique de CMS	35
2.3.1 Choix et caractéristiques du calorimètre	35
2.3.2 Vue d'ensemble d'une tour de calorimètre	39
2.3.2.1 Les cristaux	40
2.3.2.2 Le photodétecteur	42
2.3.2.3 L'électronique de lecture (VFE)	44
2.3.2.4 Compression, numérisation et traitement du signal (FE) .	45
3 Les photodiodes à avalanche : aspect théorique	49
3.1 Caractéristiques et principes de fonctionnement des APD	50
3.1.1 Gain dans les APD : l'avalanche	52
3.1.2 Bruit dans les APD : facteur d'excès de bruit	58

TABLE DES MATIÈRES

3.1.3	Temps de réponse des APD	60
3.2	Les différentes modélisations	63
3.2.1	Une modélisation continue: théorie de Mc Intyre	63
3.2.1.1	Calcul du gain	63
3.2.1.2	Calcul de l'excess noise	64
3.2.1.3	Conclusions et conséquences pratiques	66
3.2.2	Une modélisation discrète: théorie de Van Vliet	67
3.2.2.1	Les hypothèses physiques du modèle	67
3.2.2.2	Description du modèle: les différentes statistiques	69
3.2.2.3	Résultats et conclusions	71
3.3	Les photodiodes à avalanche dans CMS	73
3.3.1	Problème dû aux particules ionisantes	73
3.3.2	Caractéristiques requises pour les APD dans CMS	77
4	Résultats de mesures de caractérisation des APD	79
4.1	Introduction	80
4.2	Mesures du gain et de l'excess noise	83
4.2.1	Méthode utilisant des sources calibrées	83
4.2.1.1	Dispositifs utilisés	83
4.2.1.2	Résultats de caractérisation de l'APD Hamamatsu de petite capacité	91
4.2.1.3	Résultats avec l'APD Hamamatsu de grande capacité	101
4.2.1.4	Résultats avec l'APD EG&G	104
4.2.2	Méthode de Webb - Mc Intyre	108
4.2.2.1	Principe de la méthode	108
4.2.2.2	Résultats	109
4.2.3	Méthode spectrale	112
4.2.3.1	Principe et dispositif expérimental	112
4.2.3.2	Résultats	115
4.2.4	Essai d'amélioration de la méthode spectrale	120
4.2.4.1	Principe de base	121
4.2.4.2	Dispositif de mesure et résultats	123
4.2.5	Conclusion	126
4.3	Mesures et analyse des courants de fuite	126
4.4	Mesures de capacité	129
4.5	Mesures d'efficacité quantique	133
4.6	Mesures de temps de réponse	135

TABLE DES MATIÈRES

4.6.1	Description et validation du dispositif de mesure	135
4.6.2	Résultats	139
4.6.3	Analyse de la composante lente pour les APD EG&G	141
4.7	Conclusion	144
5	Mise en oeuvre des APD dans le calorimètre	147
5.1	Le préamplificateur (VFE)	148
5.1.1	L'amplificateur à transrésistance en régime impulsionnel	148
5.1.2	Etude du bruit électronique	152
5.2	Problème lié au refroidissement : couplage par câble des APD	155
5.2.1	Effet sur le bruit électronique interne	155
5.2.2	Bruit d'interférence : mesures et résultats	157
	Conclusion	161
	A Les cristaux de PbWO_4	163
	B Mise en cascade d'amplificateur : formule de Friis	167
	C Compression et analyse numérique du signal	171
	D La jonction PN : caractéristiques communes aux APD	175
	E Analyse par corrélation : traitement du signal	191
	Bibliographie	195

TABLE DES MATIÈRES

Introduction

Le modèle théorique actuel qui décrit les particules et leurs interactions, donne, jusqu'à présent d'excellents résultats. Une nouvelle génération d'expériences est nécessaire pour tester ce modèle plus profondément en cherchant notamment une particule attendue : le boson de Higgs. La mise en évidence expérimentale de son existence est l'une des principales motivations pour la construction d'un nouvel accélérateur de particules au CERN, le LHC (Large Hadron Collider) qui fera entrer en collision en 2005 des faisceaux de protons avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse ; ces collisions seront réalisées sur deux sites où seront installées deux expériences, ATLAS et CMS. Cette thèse se situe dans le cadre de la préparation de l'expérience CMS.

Le canal de désintégration du boson de Higgs en deux photons γ étant l'un des plus prometteurs pour sa mise en évidence, la résolution en énergie et l'identification des photons constituent un enjeu très important dans la conception des calorimètres électromagnétiques de ces deux expériences. Pour ce faire, la collaboration CMS a décidé de construire un calorimètre électromagnétique utilisant environ 100 000 cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4), représentant en fait 100 000 détecteurs indépendants. La construction d'un tel calorimètre est complexe et nécessite durant la période de recherche et développement (R&D) des études bien spécifiques pour chaque composant de l'élément de base : le cristal, le photodétecteur et l'électronique de lecture associée (analogique et digital).

Ces études sont conditionnées par plusieurs facteurs tel que la réalisation industrielle des composants, leur coût, les spécifications techniques liées aux problèmes tels que la tenue aux radiations, le taux d'empilement, le temps mort global de lecture des événements... Pour le photodétecteur, on doit considérer en plus l'existence du fort champ magnétique ($B \simeq 4 \text{ T}$) dans lequel l'expérience CMS est plongée. Ceci a imposé très tôt pour la lecture de la lumière du cristal, l'utilisation de photodétecteurs à semi-conducteur à la place de photomultiplicateurs.

Comme le rendement lumineux des cristaux est faible, il est nécessaire que le photodétecteur possède un gain interne, ce qui exclut d'emblée l'utilisation de diodes PIN. La collaboration CMS a donc décidé en 1994 de lancer le développement d'une photodiode à

avalanche (APD¹) adaptée à son problème. Le contenu de cette thèse est relatif à toutes les études de compréhension et de caractérisation des photodiodes à avalanche prototypes pour ce calorimètre.

Pendant cette période de recherche et développement, devant se terminer fin 1997, certaines caractéristiques les plus importantes comme la surface de détection, le facteur d'excès de bruit (*excess noise*), la réponse aux particules ionisantes ainsi que la tenue aux radiations, doivent être mesurées et bien comprises pour conduire après itérations successives au choix final. L'importance du « savoir-faire » dans la conception et surtout dans la fabrication de dispositifs semi-conducteur de détection, les investissements importants qu'il faudrait engager dans le cas d'un développement complet interne à un laboratoire de recherche, ainsi que l'obligation de respecter un faible prix unitaire par APD (< 300 FFr) ont imposé de faire appel à des industriels spécialisés dans le domaine. A l'heure actuelle, et depuis 1994, seuls deux constructeurs ont passé des contrats de R&D avec le CERN afin de développer des APD dont les diverses caractéristiques convergent vers celles nécessaires à leur utilisation dans le calorimètre électromagnétique de CMS. Ces constructeurs sont, d'une part, la firme américano-canadienne EG&G et, d'autre part, la division *Solid State Detector* de la société japonaise Hamamatsu.

La première génération d'APD fournie par les deux constructeurs n'était en quelque sorte qu'une simple copie avec une plus grande surface² photosensible, de produits déjà disponible sur le marché, sans véritable modification de la structure interne. En fait, on peut dire que cette première génération a surtout permis aux constructeurs de résoudre essentiellement des problèmes concernant la fabrication de dispositifs de grande taille (homogénéité du processus sur toute la surface, occupation du *wafer* etc...). La génération suivante, grâce aux mesures et aux observations transmises par la collaboration CMS aux constructeurs, alors sensibilisés aux problèmes de l'expérience, répondait déjà beaucoup mieux à un grand nombre de critères. C'est ainsi que générations après générations des APD de plus en plus performantes ont été obtenues pour le but recherché.

De manière plus précise, cette thèse présente la mise en œuvre des méthodes de caractérisation des APD et les résultats de mesure que nous avons obtenus avec la première génération de photodétecteurs. Caractériser une APD revient principalement à mesurer les paramètres suivants :

- le gain (M),
- le facteur d'excès de bruit (F),
- l'efficacité quantique,
- la capacité,

1. De l'anglais Avalanche PhotoDiode.

2. $\sim 20 \text{ mm}^2$ ou de 25 mm^2 suivant les constructeurs, à comparer au standard de surface $\leq 1 \text{ mm}^2$.

- les courants de fuites.

A partir de ces mesures, une part importante de notre travail a consisté à modéliser l'APD testée (les industriels ne nous donnant que peu d'informations pour des raisons de confidentialité) et à suggérer des modifications de conception.

Un autre aspect important du travail effectué est lié au fait que les premières mesures effectuées par différents laboratoires de la collaboration présentaient de grandes dispersions provenant soit d'une dispersion intrinsèque des caractéristiques des APD d'un même type, soit, ce qui est beaucoup plus gênant, des différences entre les méthodes de caractérisation et d'interprétation des résultats. Un but important de notre travail a consisté, en mettant en œuvre les différentes méthodes d'investigation des APD, à unifier les interprétations des résultats permettant ainsi la comparaison des différentes APD testées par les divers laboratoires.

Nous décrivons à présent brièvement le contenu des différents chapitres de cette thèse :

- Dans le premier chapitre, après une brève introduction au domaine de la physique des particules (I.1), nous donnons les principales caractéristiques du futur accélérateur LHC (I.2). Ensuite, nous décrivons les principes de base des détecteurs utilisés dans cette discipline et présentons alors succinctement les deux expériences retenues pour fonctionner au LHC (I.3).

- Dans le deuxième chapitre nous décrivons les performances requises pour le calorimètre électromagnétique de CMS (II.1) et présentons les principes de base de cette calorimétrie (II.2). Le paragraphe (II.3) décrit l'ensemble constitué par un détecteur élémentaire du calorimètre, du cristal jusqu'à la digitisation des signaux. Cette description permet de situer l'APD à l'intérieur de la chaîne, ces caractéristiques recherchées étant très liées à cet ensemble.

- Le chapitre III est consacré à la description théorique des caractéristiques et principes de fonctionnement des APD (III.1). Nous présentons ainsi deux modélisations de calcul de leur gain et de leur facteur d'excès de bruit : une modélisation continue et une modélisation discrète (III.2). Les caractéristiques requises pour les APD devant fonctionner dans l'expérience CMS, notamment le problème des particules ionisantes, est discuté dans le dernier paragraphe (III.3) de ce chapitre.

- Le chapitre IV présente les résultats de mesures obtenus sur trois APD à partir de différentes méthodes de caractérisation. Au paragraphe (IV.2.1) nous présentons les résultats de mesures de gain et de facteur d'excès de bruit par des méthodes utilisant une lumière continue, pulsée ou un rayonnement γ monochromatique. Dans le paragraphe (IV.2.2), ces résultats sont interprétés avec la méthode de Webb - Mc Intyre. Dans le

paragraphe (IV.2.3), nous présentons les mesures de ces quantités en utilisant une méthode d'analyse spectrale. Les résultats de mesures des courants de fuites, de capacité, d'efficacité quantique et de temps de réponse sont présentés respectivement aux paragraphes IV.3, 4, 5 et 6.

- Dans ce travail de thèse nous nous sommes intéressé aussi à une étude de bruit liée à l'environnement de l'expérience CMS. Le gain des APD et le rendement lumineux des cristaux étant sensibles à la température, il est nécessaire de réduire au maximum le nombre de calories produites par le préamplificateur ou d'éloigner celui-ci avec un câble coaxial. Dans le chapitre V nous présentons les résultats de l'influence sur le bruit de l'ensemble APD + préamplificateur pour deux configurations différentes.

Chapitre 1

Le collisionneur LHC

Contenu du chapitre

1.1	Introduction au domaine de la physique des particules	6
1.1.1	Accélérateurs et détecteurs	6
1.1.2	Les particules et leurs interactions	7
1.2	L'accélérateur LHC	11
1.2.1	Le choix du faisceau de particules	11
1.2.2	Les différents sujets d'études prévus au LHC	15
1.3	Les expériences au LHC	18
1.3.1	Fonctions de base des détecteurs de particules	18
1.3.2	Les détecteurs au LHC	19

Avant de décrire les principales caractéristiques du futur collisionneur LHC¹ (proton-proton) du CERN², il est intéressant de décrire son intérêt du point de vue de la physique des hautes énergies. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons de façon simplifiée les motivations de la physique des particules et celles qui ont amené les physiciens à envisager la construction de ce nouvel accélérateur de particules. Dans la deuxième partie nous faisons une description rapide des principaux paramètres de ce nouvel instrument. Puis dans la troisième partie nous présentons les différentes options choisies par les deux futures expériences, ATLAS³ et CMS⁴, retenues pour fonctionner au LHC. Nous mettons l'accent sur l'expérience CMS puisque le travail de cette thèse s'est déroulé dans son cadre.

1. Large Hadron Collider
2. Centre Européen de Recherche Nucléaire
3. A Toroidal LHC AparatuS
4. Compact Muons Solenoide

1.1 Introduction au domaine de la physique des particules

1.1.1 Accélérateurs et détecteurs

La physique des hautes énergies est une discipline scientifique qui étudie les composants ultimes de la matière et leurs interactions. Au 19^{ème} siècle, il a été découvert que celle-ci était formée d'atomes ($\sim 10^{-10}$ m), les plus petits constituants *transportant* les propriétés chimiques des différents éléments (classification périodique des éléments de Mendeleev). Mais au début du 20^{ème} siècle les physiciens, à l'aide de nouvelles expériences, ont pu remarquer que les atomes eux-mêmes étaient constitués de particules plus élémentaires : le noyau, chargé positivement, et les électrons chargés négativement. D'autres expériences montrèrent ensuite que les noyaux étaient eux-mêmes composés de particules encore plus fondamentales, le proton et le neutron ($\sim 10^{-15}$ m). L'étude des rayons cosmiques conduisit à la découverte, entre autres, du lepton μ et méson π , des particules de courte durée de vie ($\sim \mu s$). Les faisceaux de particules réalisés en laboratoire ont permis de mettre en évidence l'existence de centaines d'autres particules de matière. La physique des hautes énergies se propose donc d'étudier ces particules sub-atomiques, principalement en mesurant leurs propriétés fondamentales (masse, charge, etc...) ainsi que leurs interactions mutuelles afin de tenter de les classifier et d'en dégager une image cohérente.

Comment observe-t-on des constituants de la matière? Pour s'en faire une image rapide, on peut se référer au « microscope » : l'objet étudié est irradié par de la lumière (des particules) et la figure de diffraction ainsi obtenue nous renseigne sur la structure de l'objet étudié. Le niveau de détails observables est alors directement fonction de la longueur d'onde de la lumière (particules) incidente(s). Ainsi on pourra observer des détails plus fins avec de la lumière bleue qu'avec de la lumière rouge, dans la mesure où la longueur d'onde de la lumière bleue est la plus courte. La longueur d'onde des particules étant inversement proportionnelle à leur énergie, il apparaît évident que plus la taille de la structure à observer est petite plus grande doit être l'énergie des particules sondes incidentes : d'où le nom de « physique des hautes énergies ». Pour progresser dans notre connaissance des constituants ultimes de la matière il est nécessaire à chaque étape de générer des faisceaux de particules de plus en plus énergiques. C'est le but des grands *accélérateurs* (voir figure 1.1 page 7).

En « microscopie traditionnelle », l'observation des échantillons irradiés se fait directement à l'œil. Dans le cas où l'irradiation est effectuée avec des particules de forte énergie il est indispensable d'utiliser des instruments adaptés de très grande taille (plusieurs mètres de long). Nous présentons pour exemple sur la figure 1.2 page 8, le schéma

1.1. INTRODUCTION AU DOMAINE DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

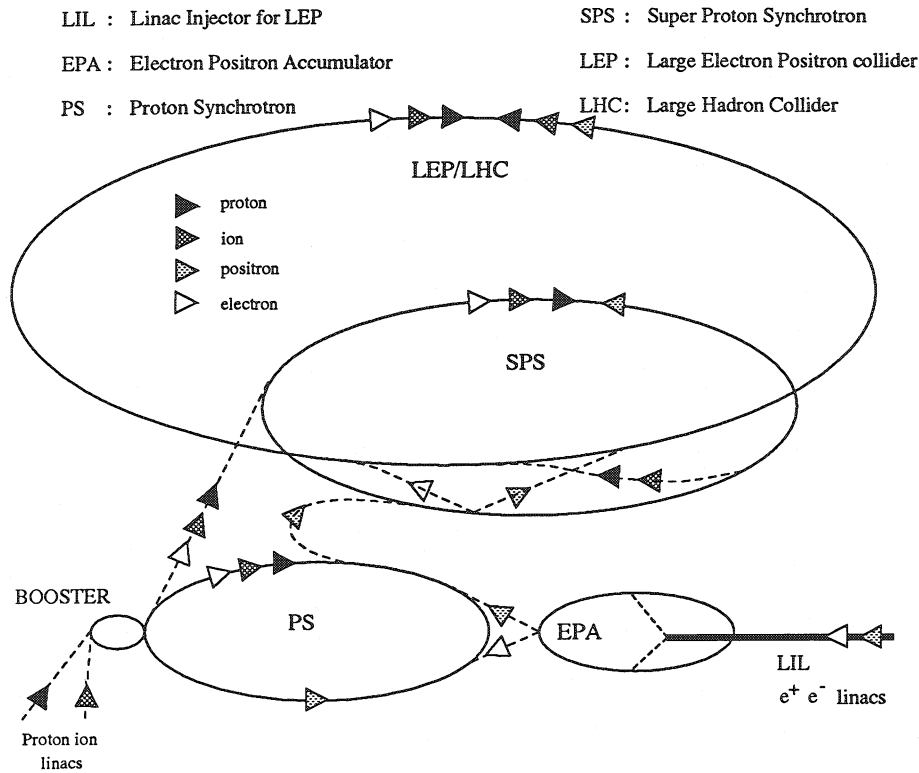
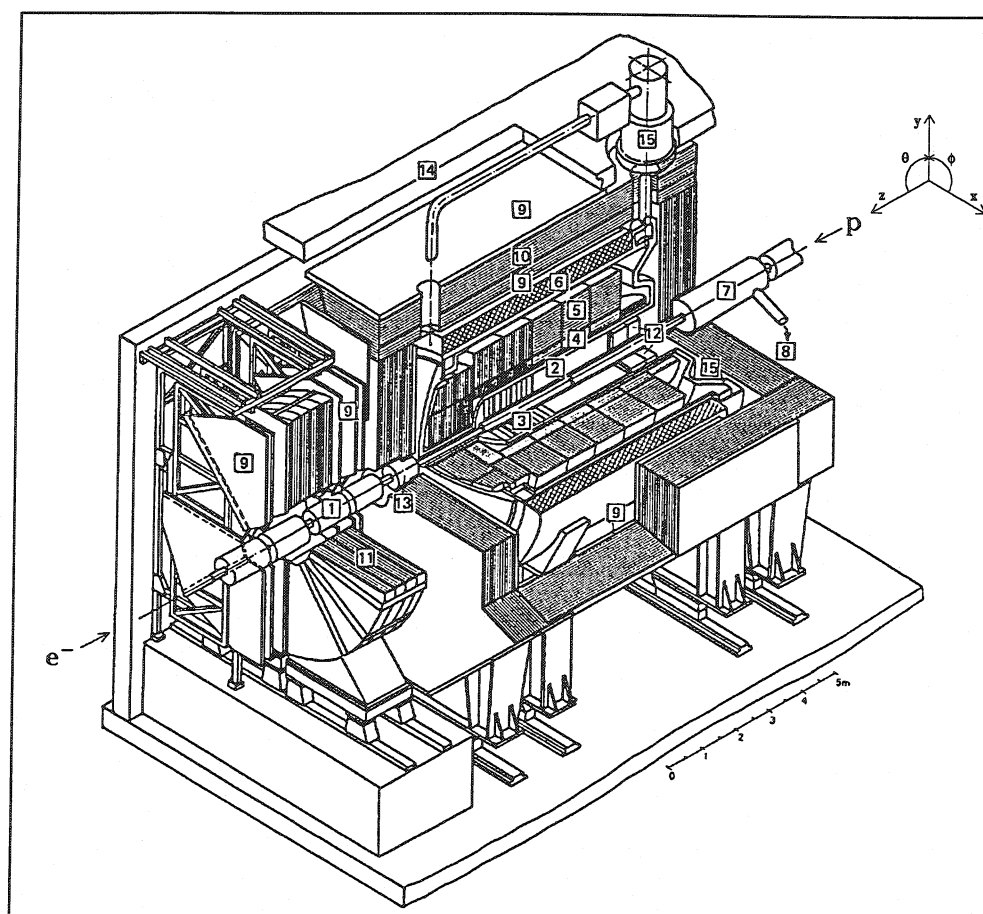


Figure 1.1 – Schéma des installations existantes du CERN. La circonférence du LEP/LHC est d'environ 27km et celle du SPS de 7km.

du détecteur de particules de l'expérience H1 située auprès du collisionneur $e-p$ HERA de Hambourg. Comme on peut le voir sur cette figure, le détecteur comprend principalement ; un détecteur central de traces [2], un calorimètre électromagnétique [4], un calorimètre hadronique [5] qui permettent principalement de mesurer l'énergie et l'impulsion des particules produites lors de la collision. Pour fixer les ordres de grandeur soulignons que ce détecteur mesure environ 10 m de long et comprend plusieurs centaines de milliers de voies d'électronique pour lire les informations des différents sous-détecteurs.

1.1.2 Les particules et leurs interactions

Le propos de la physique des particules est de fournir une description des constituants ultimes de la matière et de leurs interactions, ces dernières étant décrites comme l'échange de particules ainsi que nous le verrons ci-dessous [3, 4, 12]. Ces constituants ont tous un spin demi-entier et sont à ce titre dénommées *fermions*, car soumis à la statistique de Fermi-Dirac. On en distingue deux types : les *leptons* qui sont des particules stables (comme les électrons) et les *quarks*, qui ne se détectent pas isolés comme les premiers mais se regroupent en « paquets » pour former ce que l'on appelle les *hadrons*. Le tableau 1.1



- | | |
|-----------------------------------|---|
| 1 Beam pipe and beam magnets | 9 Muon chambers |
| 2 Central tracking device | 10 Instrumented iron yoke |
| 3 Forward tracking device | 11 Forward muon toroid |
| 4 Electromagnetic LAr calorimeter | 12 Backw. electromagn. calorimeter (BEMC) |
| 5 Hadronic LAr calorimeter | 13 PLUG calorimeter |
| 6 Superconducting coil (1.15 T) | 14 Concrete shielding |
| 7 Compensating magnet | 15 Liquid argon cryostat |
| 8 Helium supply for 7 | |

Figure 1.2 – Détecteur de particules de l'expérience H1.

page 9 regroupe l'ensemble des leptons et quarks connus à se jour que l'on peut classer en trois familles composées de quatre membres chacune (deux leptons et deux quarks). Une différence entre ces trois familles est la masse de leurs membres : le muon (μ) est une copie plus lourde de l'électron (e), et le lepton τ est lui même une copie encore plus lourde de ces deux premiers leptons. Il en va de même pour les quarks. Seule la situation des neutrinos est différente dans la mesure où l'on suppose qu'ils n'ont pas de masse, ce que

1.1. INTRODUCTION AU DOMAINE DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

à ce jour l'expérience n'a pas réussi à infirmer.

LEPTONS	symbole	charge	masse	QUARK	symbole	charge	masse
électron	e	$-e$	511 keV	up	u	$+2/3e$	5 MeV
neutrino-électron	ν_e	0	$< 15 \text{ eV}$	down	d	$-1/3e$	10 MeV
muon	μ	$-e$	106 MeV	charm	c	$+2/3e$	1.5 GeV
neutrino-muon	ν_μ	0	$< 170 \text{ keV}$	strange	s	$-1/3e$	0.2 GeV
tau	τ	$-e$	1,78 GeV	top	t	$+2/3e$	$\sim 174 \text{ GeV}$
neutrino-tau	ν_τ	0	$< 24 \text{ MeV}$	bottom	b	$-1/3e$	$\sim 5 \text{ GeV}$

Tableau 1.1 – *Fermions connus dans la Nature avec quelques-unes de leurs propriétés.* Le neutrino-tau est seulement observé de manière indirecte, l'observation du quark top est très récente [1]. La masse des quarks u , d , c et s n'est pas définie de manière évidente [2].

Il est intéressant de noter que les expériences récentes du LEP⁵ ont montrées à partir de la largeur mesurée du Z^0 produit dans les collisions e^+e^- , qu'il n'existe pas de famille lepton-quark supplémentaires. En ce sens, le tableau 1.1 contient la liste de tous les constituants fondamentaux de la matière !

Remarquons néanmoins que l'ensemble de 12 particules doit être doublé car pour chacune d'elle il existe une antiparticule (de même masse mais de charge opposée). Les antiparticules sont notées en général avec une barre au-dessus de leur symbole : $\bar{\nu}_e$, $\bar{u}$, $\bar{d}$, etc., excepté pour « l'anti-électron », le positron que l'on note e^+ .

Nous venons de voir les fermions, « briques élémentaires » qui constituent la matière qui nous entoure. L'interaction entre ces constituants se décrit par l'échange de particules dites bosons vecteurs de spin entier. A chaque type de forces de la Nature on associe un ou plusieurs bosons, à savoir (voir tableau 1.2) :

- l'interaction électromagnétique est transmise par le photon ;
- l'interaction faible est transmise par les bosons vecteurs intermédiaires W^+ , W^- et Z^0 ;
- l'interaction forte qui lie les quarks entre eux pour former les hadrons est transmise par les gluons aux nombre de 8 ;
- l'interaction gravitationnelle est supposée être transmise par le graviton qui n'a pas encore été observé.

L'ensemble des bosons connus à l'heure actuelle est donné dans le tableau 1.2. La gravitation ne joue pas un rôle très important en physique des hautes énergies, c'est pourquoi elle est ignorée dans le Modèle Standard que nous introduisons brièvement.

5. Large Electron Positron collider

boson	masse	force associée
γ (photon)	0	électromagnétique
W^+, W^-	80,2 GeV	faible
Z^0	91,2 GeV	faible
8 gluons	0	forte
G	0	gravitationnelle

Tableau 1.2 – *Bosons vecteur des quatres interactions fondamentales et leur masse associée.*

Afin de décrire les particules élémentaires avec leurs interactions, des théories ont été élaborées. La théorie de l'*Electrodynamique quantique*, qui a trouvé son achèvement dans les années 40 grâce à Feynman, Schwinger et Tomonaga, permet de décrire avec une grande précision les interactions électromagnétiques. Cette théorie a été plus tard étendue pour prendre en compte aussi les interactions faibles et former ce que l'on appelle la théorie *Electrofaible*, fondée par Weinberg, Salam et Glashow à la fin des années 60. Les interactions fortes, agissant uniquement sur les quarks et les gluons (vecteurs de l'interaction forte), sont décrites par la *Chromodynamique quantique*. Les théories des interactions électrofaibles et fortes semblent être de bons outils pour décrire la plupart des observations. Elles doivent néanmoins faire appel à un mécanisme dit de Higgs qui permet de résoudre à la fois deux problèmes :

- Faire acquérir une masse aux bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0 tout en laissant le photon non massique (on appelle ce processus *la brisure de symétrie électrofaible*).
- Rendre convergents, en fonction de l'énergie, les calculs de sections efficaces⁶ du processus de diffusion élastique de deux W ($W^+ + W^- \rightarrow W^+ + W^-$).

C'est pourquoi ce mécanisme est accepté comme une extension nécessaire aux théories d'interactions électrofaibles et fortes. La théorie électrofaible avec le formalisme de Higgs donne alors le *Modèle Standard des Interactions Electrofaibles* (ou plus brièvement le *Modèle Standard*).

Ce mécanisme correspond, en termes physiques, à une particule dite boson de Higgs dont la mise en évidence expérimentale constitue l'un des enjeux majeur des dix prochaines années en physique des particules. Bien sûr beaucoup d'expériences ont déjà tenté d'observer une résonance particulière, qui serait une signature indubitable du boson de Higgs dans les courbes de section efficace, mais sans résultat significatif. Une des premières conclusions à cette recherche négative est que le boson de Higgs doit être trop

6. La section efficace mesure la probabilité qu'un phénomène arrive par rapport à l'ensemble des phénomènes pouvant se produire. Elle mesure donc l'amplitude du phénomène physique que l'on veut mesurer.

lourd pour que les accélérateurs actuels puissent le produire. Ceci conduit à donner une limite inférieure à sa masse, qui est d'environ 65 GeV [6]. En ce qui concerne une limite supérieure, la théorie peut nous donner une indication si on suppose qu'une largeur de résonance du boson de Higgs est inférieure à sa propre masse ; pour le boson de Higgs, sa largeur de résonance étant proportionnelle à m_H^3 [7], on peut fixer une limite supérieure à m_H autour de 1 à 2 TeV.

Donc, si l'on est capable de construire un accélérateur suffisamment puissant pour créer des particules pouvant avoir des masses jusqu'à 1 TeV, il serait possible, en principe, de répondre à la question de l'existence du boson de Higgs. D'un autre côté, si la mise en évidence du boson de Higgs reste infructueuse, la théorie du Modèle Standard sans le formalisme de Higgs s'effondre pour des énergies autour de 1 TeV. C'est pourquoi, en tout état de cause, il est intéressant de pouvoir mener à bien des expériences à ces échelles d'énergies. Le collisionneur LHC est construit principalement pour la recherche du boson de Higgs, mais permettra aussi d'étudier l'interaction des constituants élémentaires dans un domaine d'énergie non encore exploré, où des découvertes inattendues peuvent survenir.

1.2 L'accélérateur LHC

1.2.1 Le choix du faisceau de particules

Pour l'investigation du Modèle Standard jusqu'à des énergies de 1 TeV, on a besoin de réaliser des collisions de particules mettant en jeu des énergies de collisions de même intensité. Pour cela, on doit utiliser des particules *chargées* et *stables* :

- chargées pour qu'une accélération électromagnétique puisse être utilisée,
- stables pour avoir suffisamment de temps pour les accélérer.

Ces deux premiers points limitent déjà les possibilités de choix aux électrons et aux protons (ainsi que leurs antiparticules respectives).

On peut distinguer deux types d'accélérateurs : les accélérateurs linéaires et les accélérateurs circulaires. Dans le premier cas les deux faisceaux de particules sont projetés l'un vers l'autre grâce à un grand nombre d'éléments accélérateurs disposés en ligne droite. L'accélération est obtenue en plongeant les particules dans des champs électriques très intenses. Mais les techniques d'accélération actuelles conduisent à de très long accélérateurs pour des énergies de l'ordre du TeV. De plus, après le croisement des deux faisceaux, moment où se produisent les collisions, ceux-ci sont perdus. L'utilisation d'accélérateurs circulaires semble donc plus adéquate. En effet, ceux-ci sont réalisés par la juxtaposition d'éléments accélérateurs et d'éléments permettant d'introduire une courbure à la trajectoire des faisceaux, le tout formant un anneau. La courbure de la trajectoire est obtenue

grâce à des champs magnétiques de forte intensité. Il est ainsi possible d'obtenir de très grandes énergies dans la mesure où le faisceau de particules passe un grand nombre de fois dans les mêmes éléments accélérateurs. De plus les faisceaux ne sont pas perdus après chaque collision. Le principal désavantage est que la courbure du faisceau introduit des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron⁷. L'énergie moyenne perdue par ce rayonnement et par révolution est donnée par [8] :

$$-\Delta E = \frac{e^2 \beta^3}{3\epsilon_0 R} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4, \quad (1.1)$$

où E est l'énergie des particules de masse m , e la charge de l'électron, $\beta = v/c$ avec v la vitesse des particules et c la célérité de la lumière, R le rayon de courbure et ϵ_0 la permittivité du vide. On remarque que le rayonnement synchrotron est proportionnel à m^{-4} , ce qui se traduit par le fait que les électrons perdent beaucoup plus d'énergie que les protons ($m_e/m_p = 544,6 \times 10^{-6}$). De ce point de vue l'utilisation d'un collisionneur circulaire électron-positron n'est pas envisageable. En effet même si l'on utilise un anneau géant de 200 km de circonférence, des électrons de 500 GeV perdraient ~ 170 GeV par révolution. L'utilisation de protons semble donc obligatoire.

La principale limitation avec les protons provient de la courbure du faisceau. En effet, la circonférence minimum de l'anneau de stockage est donnée par l'intensité du champ magnétique (réalisable) dans les aimants de courbure et par l'énergie des protons dans le faisceau. Pour obtenir une énergie d'environ 1 TeV avec des aimants supraconducteurs raisonnablement concevables aujourd'hui, l'anneau de stockage doit avoir un rayon de courbure au moins égal à celui du LEP (soit $\simeq 3,5$ km). C'est pour cette raison que le tunnel du LEP a été choisi pour accueillir le futur LHC. De plus le coût de revient dans ce cas est bien moindre que celui du développement d'un accélérateur complet, incluant le percement d'un nouveau tunnel.

Cependant, les protons ont le désavantage d'être des particules composites. Trois quarks de valence entourés d'une « mer de gluons et de quarks⁸ » les composent. Donc, lorsque deux protons se percutent il est difficile de savoir quels constituants rentrent effectivement en collision et quels constituants jouent davantage le rôle de simples spectateurs. Le problème est que le proton pris dans son intégralité possède exactement l'énergie à laquelle il a été accéléré dans l'anneau, mais que chacun de ses constituants « transportent » *a priori* une fraction inconnue de l'énergie totale⁹. Ainsi l'énergie « réelle » mise en jeu

7. Le rayonnement synchrotron est aussi souvent appelé « rayonnement de freinage » (de l'allemand « bremsstrahlung »).

8. Les quarks de valence donnent les propriétés du nucléon telles que la charge électrique, le spin, l'isospin, etc... De plus il existe des échanges d'énergie entre les quarks de valence (et ceux de la mer) qui se produisent principalement par l'échange de gluons pouvant se matérialiser en une paire de quark antiquark formant alors les quarks de la mer [9].

9. C'est ce que l'on appelle la fonction de distribution des partons.

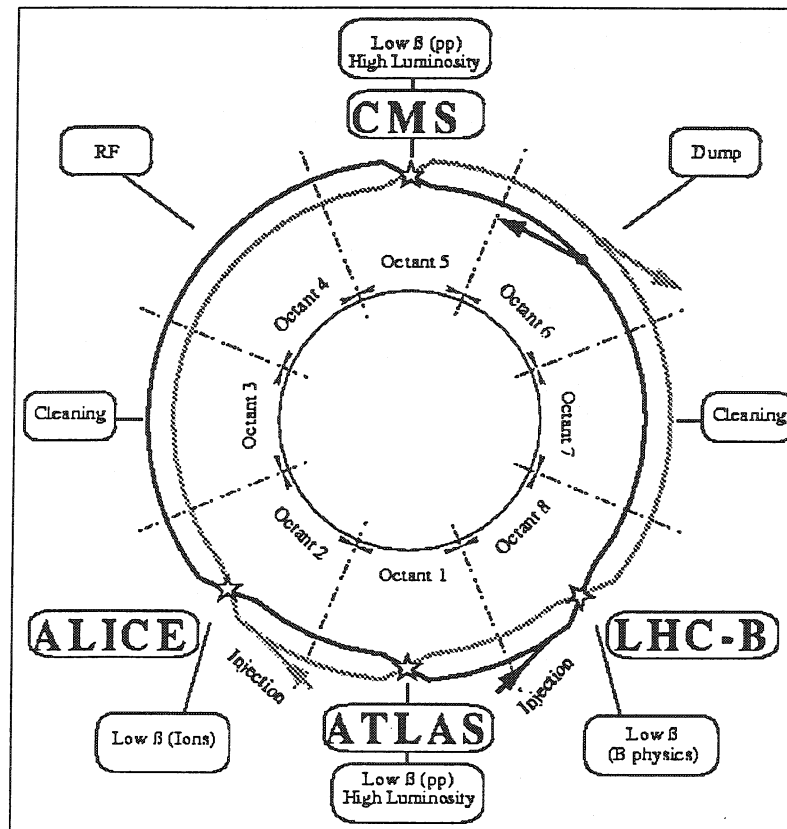


Figure 1.3 – Plan du LHC avec les expériences ATLAS et CMS. L'accélérateur devrait aussi faire entrer en collision des ions lourds : expérience ALICE.

dans le centre masse est plus faible que la somme des énergies des deux protons entrant en collision. Cela complique l'analyse des collisions proton-proton, et de plus, lors des interactions pour obtenir des transferts d'énergie de l'ordre du TeV, il faut que l'énergie du faisceau soit bien supérieure à cette valeur. Il faut aussi accepter le fait que pour chaque collision « intéressante » il y aura des millions de « petites » collisions (mettant en jeu peu d'énergie) qui occulteront les mesures. Afin d'avoir un nombre suffisant de collisions avec des transferts importants d'énergie, le taux d'interaction des faisceaux devra être important (10^9 événements par seconde).

Ce fort taux d'interaction impose une contrainte supplémentaire : les faisceaux doivent être très denses pour pouvoir obtenir un nombre d'interactions suffisamment élevé. Or seuls les protons peuvent être produits en assez grande quantité. Ceci nous empêche donc, malheureusement, de fabriquer une machine faisant entrer en collision des protons avec des anti-protons. En effet, la conception d'un tel accélérateur aurait été plus simple dans la mesure où les deux faisceaux (protons et anti-protons) pouvaient être stockés dans le même conduit et utiliser les mêmes éléments d'accélération et de courbure. Dans

notre cas les deux faisceaux constitués uniquement de protons utiliseront des conduits différents qui se confondront uniquement aux points d'interactions. (La complexité des éléments d'accélération et de courbure n'en sera que plus grande.)

En conclusion, le Large Hadron Collider (voir Figure 1.3 page 13) fera entrer en collision deux faisceaux de protons de forte intensité dans le tunnel du LEP (cf. Figure 1.1 page 5). Quelques paramètres importants du LHC sont rassemblés dans le tableau 1.3.

		Protons	Ions-Pb
Energie dans le centre de masse	TeV	14	1148
Champ magnétique dans les aimants de courbure	T	8,4	8,4
Luminosité	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{34}	2×10^{27}
Nombre de « bunches » par faisceau		2835	608
Espacement des « bunches »	m - ns	7,5 - 25	37,4 - 124,8
Nombre de particules par « bunch »		10^{11}	$9,4 \times 10^7$
Nombre de régions de collision		2	1
Paramètre Beta au point d'interaction	m	0,5	0,5
Rayon r.m.s du faisceau au point de collision	μm	16	15
Longueur r.m.s. de la région de collision	cm	5,4	5,3
Largeur r.m.s. de l'énergie σ_E/E		$1,1 \times 10^{-4}$	$1,1 \times 10^{-4}$
Angle de croisement des faisceaux	μrad	200	≤ 100
Temps de vie de la luminosité	h	10,0	6,7
Energie stockée dans le faisceau	MJ	334	4,8
Radiation synchrotron (par faisceau)	kW	3,6	

Tableau 1.3 – Caractéristiques principales du LHC [10, 11]

Chaque faisceau de protons sera constitué de plusieurs paquets en forme d'aiguilles, contenant environ 10^{11} protons, que l'on appelle des « bunches ». Les « bunches » de chaque faisceau seront focalisés les uns sur les autres en deux régions de collisions (octan 1 et 5) où se produiront environ 10^9 interactions par seconde. La luminosité $\mathcal{L}$ décrit justement le taux potentiel d'interactions des faisceaux et peut être définie comme :

$$\mathcal{L} = f \frac{N_1 N_2}{A} \quad \text{en } \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (1.2)$$

ou N_1 et N_2 sont les nombres de particules de chaque « bunches », f la fréquence de collision des « bunches » et A la section effective de recouvrement des faisceaux [12]. Compte tenu des données présentées dans le tableau 1.3, le LHC devrait atteindre une luminosité de

$\mathcal{L} = 1.5 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En pratique, il convient de prendre en compte des paramètres expérimentaux, tels que la structure inhomogène du faisceau, qui conduisent à une valeur nominale de la luminosité¹⁰ plutôt de l'ordre de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Connaissant la section efficace σ d'un processus, il est alors possible de déterminer le nombre R de réalisations de ce processus par seconde :

$$R = \mathcal{L}\sigma. \quad (1.3)$$

Ainsi, par exemple, la section efficace totale σ_{tot} des collisions proton-proton au LHC étant prévue autour de 100 mb (soit 10^{-25} cm^2) (voir Figure 1.4), et considérant une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il se produira environ 25 événements de toutes sortes à chaque croisement de bunches, c'est à dire toutes les 25 ns. Les détecteurs devront dès lors être capable d'identifier le faisceau de croisement correspondant à la production d'un événement intéressant. De l'ordre de 2000 (!) particules par croisement de « bunches » seront produites mais elles ne mettrons en jeu que de faible énergie transverse (E_T) (de quelques GeV), les événements intéressants se situant avec des énergies $E_T \geq 15 \text{ GeV}$.

1.2.2 Les différents sujets d'études prévus au LHC

Dans ce paragraphe nous ne tenterons pas de dresser une liste exhaustive de toutes les mesures de physique potentiellement réalisables au LHC, mais seulement de mettre en évidence certaines études possibles grâce à cette future machine.

En premier lieu, il convient de préciser que le LHC diffère de manière fondamentale des accélérateurs faisant entrer en collision des particules élémentaires. En effet, dans ce dernier cas l'énergie d'interaction mise en jeu dans le processus physique est parfaitement connue (et peut être modifiée à volonté), alors que dans le cas du LHC, comme nous l'avons déjà dit, seule une partie de l'énergie des protons intervient lors des interactions. De ce fait on peut dire que le LHC est plus un instrument à « découvertes » qu'un instrument permettant de réaliser des mesures précises sur un processus de désintégration plus ou moins déjà connu. Par voie de conséquence l'une des études qui pourra être réalisée avec le LHC est l'analyse des fonctions de distributions des partons, c'est-à-dire qu'il sera possible d'obtenir une meilleure compréhension sur les *quarks de valences et la mer de gluons et de quarks* qui constituent les protons.

Bien sûr l'un des objectifs le plus important du LHC reste la recherche du boson de Higgs H^0 , s'il existe. Les modèles qui prédisent son existence, comme nous l'avons vu, ne permettent pas de préciser sa masse avec assez de précision (de 80 à 1000 GeV). Seules des

10. Lors du croisement des faisceaux aux points de collision chaque proton, pris de manière individuelle subit des forces électromagnétiques très fortement non linéaires, ce qui a pour conséquence de rendre le guidage et le contrôle des faisceaux (en position et en énergie) très délicat. Cet effet sera l'une des principales limitation du LHC (beam-beam effect en anglais).

hypothèses reliant sa masse avec des processus de désintégration permettent d'orienter les recherches. Il convient de préciser qu'un boson n'est pas détectable tel quel, mais que seule la détection de particules provenant de sa désintégration permet de valider son existence :

- dans le cas où la masse du H^0 est entre 80 et 130 GeV celui-ci se désintègre principalement en une paire de quarks $b\bar{b}$. La possibilité d'utiliser cette voie de désintégration pour détecter le H^0 semble très difficile dans la mesure où la section efficace de production **directe** de paire $b\bar{b}$ lors des collisions est 10^9 à 10^{10} fois plus grande. Ainsi le signal fourni par le H^0 est complètement noyé dans ce *bruit de fond*. Dans cette gamme d'énergie le processus $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ semble mieux adapté. En effet, bien que ce type de désintégration soit rare (sa probabilité est estimée à environ 1/1000 par rapport aux autres canaux de désintégration du H^0) il peut facilement être identifié car la production de deux photons par d'autres processus¹¹ est relativement faible. A la luminosité nominale du LHC seulement une dizaine d'évènements par an sont attendus. Mais le *bruit de fond* est faible et une identification du H^0 est tout à fait concevable par ce canal [6].
- Dans la gamme d'énergie allant de 130 à 800 GeV le boson de Higgs peut être facilement identifié par la désintégration suivante (souvent appelée le « gold-plated channel »): $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ou l^+l^- signifie e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. (Dans le cas où $m_H < 2m_Z$ l'un des deux bosons Z est virtuel). La signature des quatre leptons dans l'état final peut fournir un signal suffisamment prononcé par rapport au bruit de fond (principalement dû à la création directe de deux bosons Z). Ce signal ne pourra être observé que si les détecteurs permettent d'atteindre une bonne identification des leptons ainsi qu'une mesure précise de l'impulsion de ces particules.
- Au-dessus de 800 GeV la mise en évidence du H^0 par le canal précédent devient extrêmement difficile car la section efficace de production du boson de Higgs devient très faible. A partir de cette énergie la statistique de découverte du H^0 peut être accrue si l'on ne tient pas seulement compte de la désintégration en quatre leptons, mais aussi de la désintégration en deux leptons et deux neutrinos ($H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\bar{\nu}\nu$). Les neutrinos n'étant pas « vus » par les détecteurs, seule une mesure de l'énergie manquante avec l'identification des deux leptons permet d'utiliser ce canal. (A ces très grandes énergies, un faible bruit de fond est attendu).

Le LHC ne servira pas seulement à la recherche du boson de Higgs, car il permettra aussi aux physiciens d'étudier de nombreux phénomènes déjà observés à plus basse énergie,

11. La production de deux photons γ peut être obtenue par l'annihilation de quarks ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), la fusion de gluons ($gg \rightarrow \gamma\gamma$), le *bremsstrahlung* de quarks ainsi que par les *Jets* (cf. paragraphe 1.3.1).

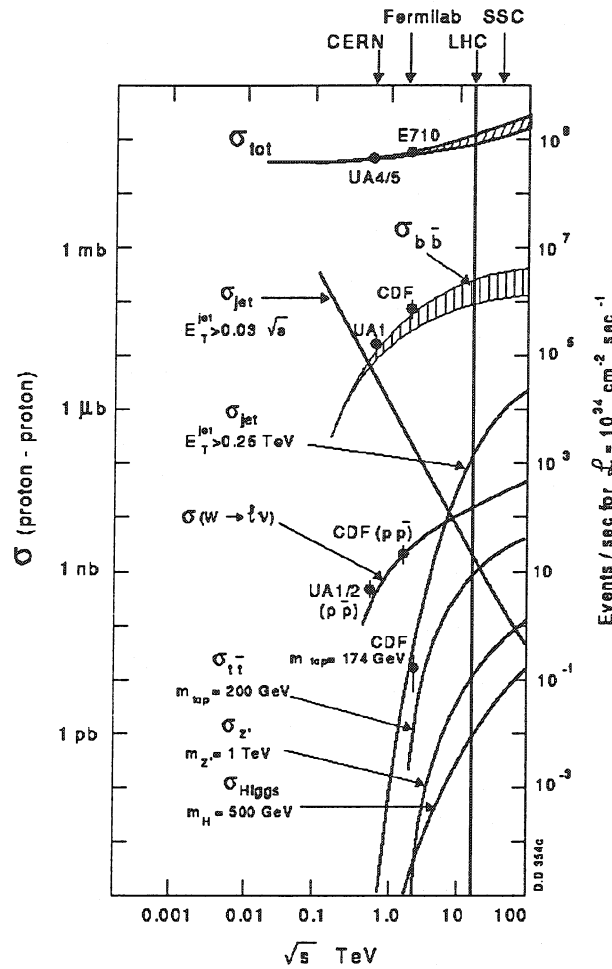


Figure 1.4 – Section efficace de certains processus caractéristiques comme la production du boson de Higgs (courbe du bas) et la section efficace totale (courbe du haut) en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour des collisions proton-proton [6].

de tester certains modèles autres que celui du Modèle Standard comme le Modèle de Supersymétrie. D'autres sujets d'étude pourront être exploités comme :

- la physique du quark **Top** : il sera produit en grand nombre, de l'ordre d'un millier par jour, sa masse pourra alors être mesurée avec une grande précision.
- La physique du quark **B** : produit en quantité mais il ne pourra en fait être étudié que lorsque la machine fonctionnera à faible luminosité (ou dans une autre configuration¹²).
- L'étude des *Jets* peut permettre aussi une mesure précise de la masse du quark

12. Le LHC sera aussi utilisé pour faire collisionner des ions lourds (expérience ALICE)

Top et révéler peut-être une sous-structure des quarks. Mais dans bien des cas ils seront gênants car ils sont considérés comme une source de bruit de fond importante, surtout dans le sens où ils peuvent être confondus avec un photon ou un électron lorsque la plus grande partie de leur énergie est emportée par une seule particule élémentaire.

Pour clore ce chapitre, la Figure 1.4 résume bien le potentiel de découverte du LHC en nous montrant les sections efficaces et les taux de production de différentes particules. Elle nous montre aussi la difficulté de découvrir des particules lourdes tel que le boson de Higgs. Il faut 10^{11} collisions pour créer un boson de Higgs (si $m_H = 500 \text{ GeV}$). Le Tableau 1.4 présente aussi quelques valeurs de sections efficaces de différents processus.

Processus	σ [mbarn]
Section efficace totale des collisions pp	80
Section efficace de production 2 <i>Jets</i> *	1.5×10^{-2}
Bruit de fond irréductible (de $\gamma\gamma$)	0.95×10^{-8}
Section efficace de production du H^0	2.8×10^{-8}
Section efficace de production du $H^0 \times \text{BR}_{(H^0 \rightarrow \gamma\gamma)}^{**}$	2.8×10^{-11}

* cf. paragraphe 1.3.1

** *BR* (Branching Ratio) est le rapport de branchement de désintégration du H^0 en deux photons gamma

Tableau 1.4 – Comparaison de plusieurs sections efficaces pour une collision pp avec une énergie de 16 TeV dans le centre de masse. La masse du H^0 est supposée égale à 100 GeV.

1.3 Les expériences au LHC

Dans ce paragraphe nous rappelons quelques fonctions de base des détecteurs, et discutons brièvement la structure générale des futures détecteurs proposés pour le LHC. Nous avons montré au paragraphe 1.1.1 un exemple de détecteurs en physique des particules. Tous ces grands instruments ont globalement la même structure. Ils se composent de sous-détecteurs de forme cylindrique qui sont imbriqués les uns dans les autres et qui sont placés de manière longitudinale autour du faisceau et centrés au point de collision. Les techniques utilisées pour réaliser les différents sous-détecteurs sont très variées et choisies en fonction de nombreux critères; temps de croisement des faisceaux, précision des mesures, coût, ...

1.3.1 Fonctions de base des détecteurs de particules

En physique des particules les expériences utilisent deux grandes familles de détecteurs: les détecteurs de position spatiale qui permettent de reconstruire la trajectoire

d'une particule tout en interférant un minimum avec celle-ci (afin de ne pas lui faire perdre trop d'énergie) et les calorimètres qui mesurent l'énergie de ces particules en les absorbant (ceux-ci seront plus abondamment décrits dans le chapitre suivant). Sur la figure 1.5 nous avons schématisé l'arrangement transversal d'un détecteur type. Comme on peut le voir sur cette figure, chaque particule possède une signature différente dans cet arrangement ; il est ainsi possible de rechercher les particules produites à la collision par l'identification de leurs produits de désintégration dans un canal donné (par exemple $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ comme nous l'avons vue au paragraphe 1.2.2).

Mentionnons de plus, qu'afin d'améliorer la détection et l'identification de ces particules chargées de désintégration pp , le détecteur interne de traces et les calorimètres sont plongés dans un fort champ magnétique qui a pour effet de courber plus ou moins leurs trajectoires en fonction de leur énergie.

Dans le cas du LHC, d'après ce que nous avons discuté au paragraphe 1.2.2, on comprend qu'une bonne identification des leptons et des photons est essentielle pour la recherche du boson de Higgs.

Soulignons que les collisions pp ne produisent pas uniquement des **particules élémentaires**, mais aussi des **Jets**. Les *Jets* se composent d'hadrons (tels que pions ou kaons), émis dans une direction. Ils sont créés à partir de quarks ou de gluons initiaux possédant une grande énergie cinétique. Après quelques désintégrations de ces hadrons (qui se réalisent très rapidement), les *Jets* contiennent alors aussi des muons, des photons et des électrons. La conséquence directe de ce phénomène est la « signature » qu'ils laissent dans les détecteurs :

- un grand nombre de traces,
- des signaux très prononcés dans les différents éléments de calorimétrie qui sont tous très proches les uns des autres.

Un point important et nouveau des détecteurs du LHC est que l'ensemble de leurs composants devra résister à de fortes irradiations (2×10^{12} neutrons/cm²/an), c'est-à-dire ne pas avoir de modification notoire de leur fonctionnement une fois irradiés et ceci pendant 10 ans. Cela impose donc une grande fiabilité de tous les éléments qui constituent les expériences, ce qui est un véritable défi.

1.3.2 Les détecteurs au LHC

A l'heure actuelle, deux expériences ont été retenues, ATLAS et CMS, pour fonctionner au LHC dans le cadre de l'étude des collisions pp . On peut dire dans un premier temps qu'elles sont conçues sur la même philosophie que celle présentée par la figure 1.5 et

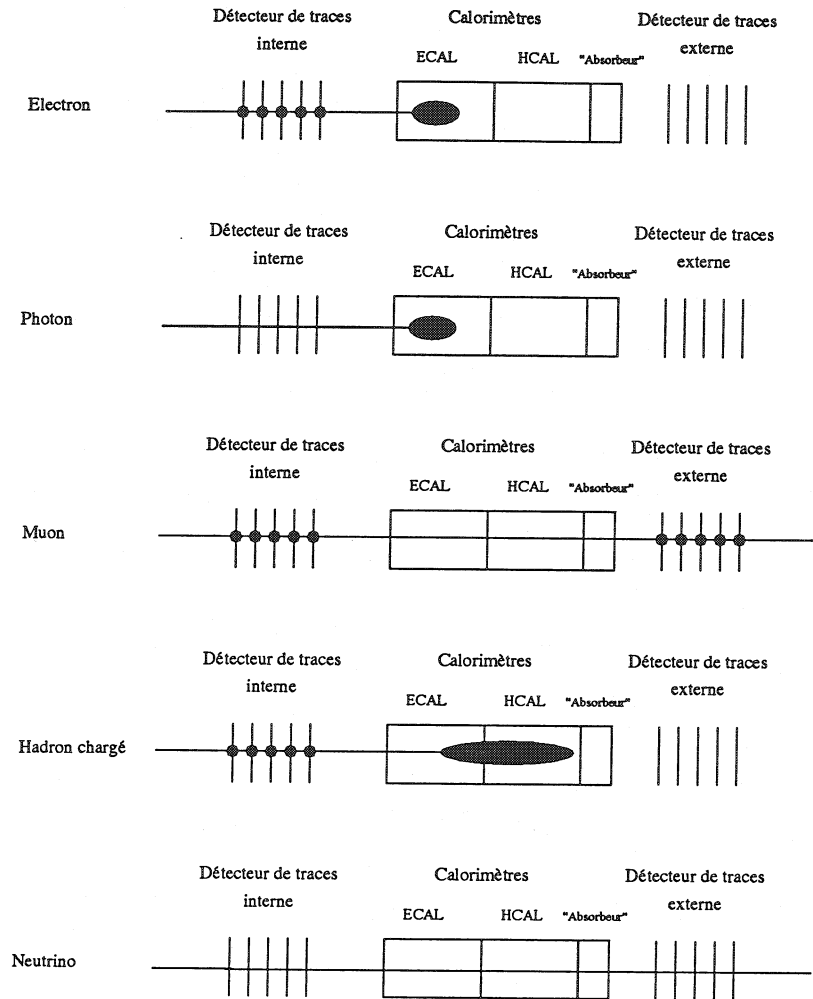


Figure 1.5 – Signature des particules les plus courantes dans le détecteur de traces interne, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et les chambres à muons (détecteur de traces externe). L'électron déclenche le détecteur de traces internes et dépose tout le reste de son énergie dans le calorimètre électromagnétique comme le photon qui lui, par contre, ne laisse pas de signal dans le détecteur de traces interne. Les hadrons laissent une trace dans le détecteur de traces interne et déposent le reste de leur énergie dans le calorimètre hadronique. Les muons sont les seules particules vues par les chambres à traces externes. Les Jets, qui sont une combinaison de particules hadroniques et électromagnétiques, activent la plupart du temps tous les détecteurs. Les neutrinos du fait de leur faible interaction avec la matière ne sont vus par aucun détecteur et sont alors responsable de l'énergie manquante.

qu'elles vont tenter d'observer à peu près les mêmes phénomènes, c'est-à-dire d'effectuer la même physique! Les deux expériences, ATLAS et CMS, sont largement décrites dans leur « *technical proposal* » respectifs [13, 14].

Une différence importante entre les deux expériences réside dans le choix de la

structure de l'aimant de courbure des trajectoires des particules chargées. Dans le cas de l'expérience ATLAS le choix s'est porté sur un aimant toroïdal (voir Figure 1.6) alors que dans le cas de CMS l'utilisation d'une bobine supraconductrice créant un champ solénoïdal a été choisi (voir Figure 1.7). L'utilisation d'une bobine permet alors de créer un champ magnétique relativement élevé, de l'ordre de 4 T, ce qui permet de concevoir un instrument compact alors que dans l'autre expérience l'ensemble du détecteur sera beaucoup plus grand.

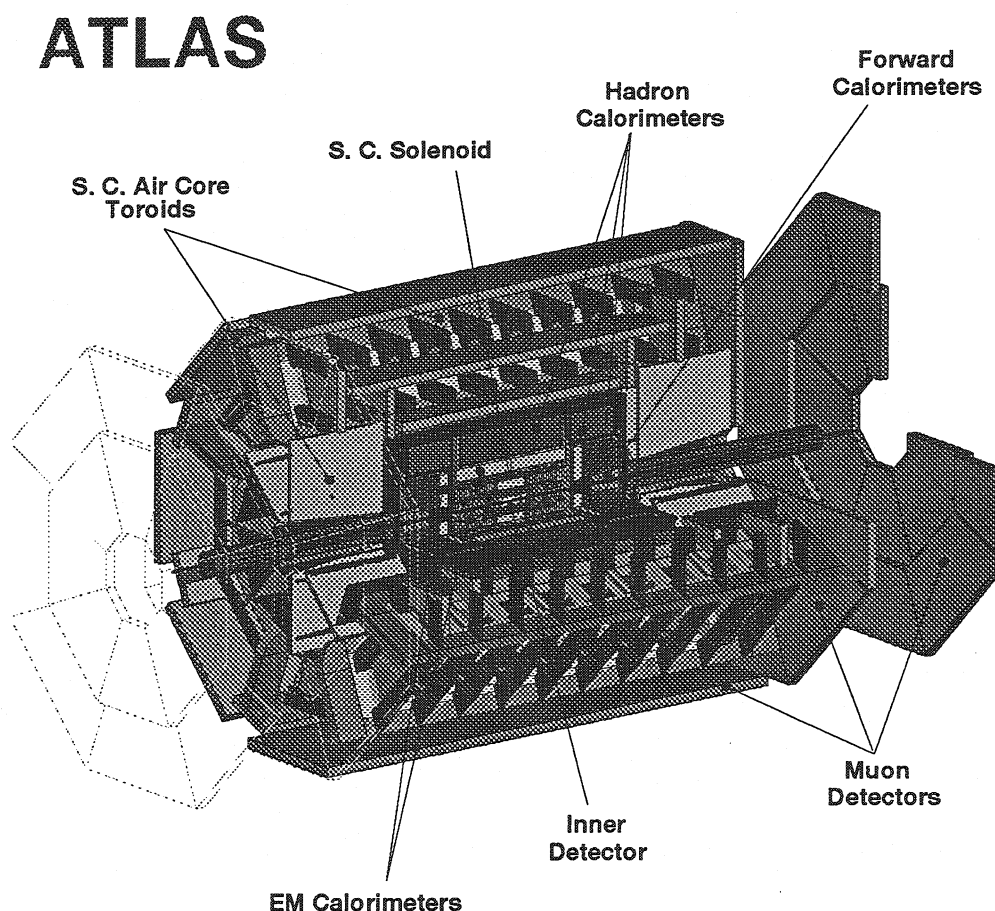


Figure 1.6 – Vue générale de l'expérience ATLAS.

La structure des détecteurs de traces internes (inner tracker) est basée sur l'utilisation de détecteurs silicium et de MSGC¹³ pour les deux expériences. Pour la calorimétrie électromagnétique l'expérience ATLAS utilisera un calorimètre à argon liquide possédant une structure en accordéon, alors que l'expérience CMS utilisera des cristaux de tungstate

13. MicroStrip Gaz Chamber.

de plomb (PbWO_4) lus par des photodiodes à avalanche. En ce qui concerne la calorimétrie hadronique là aussi les deux expériences semblent s'orienter vers la même technologie : un empilement de plaques de plastique scintillant et de plaques de cuivre ou d'acier (absorbant) est la base du calorimètre hadronique à échantillonnage. La lecture des photons produits dans les plaques de plastique scintillant se fera par des fibres « *shifteuses*¹⁴ ».

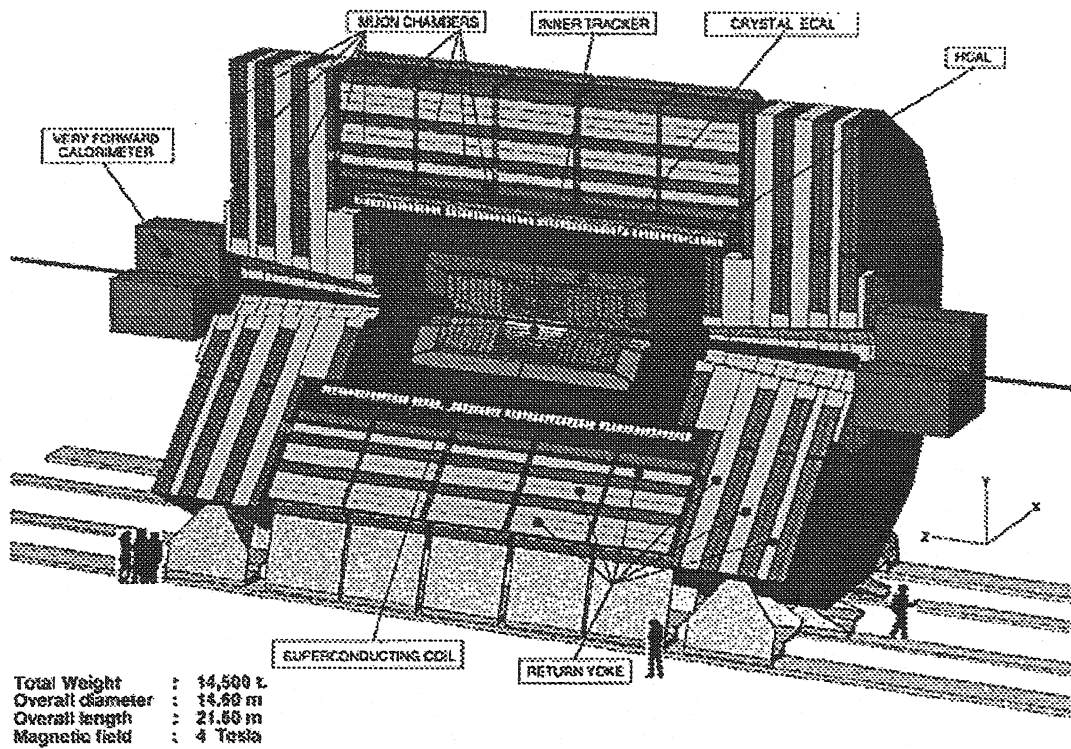


Figure 1.7 – Vue générale de l'expérience CMS.

Les résolutions spatiales et les résolutions en énergies recherchées par chacune de ces deux expériences sont du même ordre de grandeur. Les systèmes de coordonnées utilisés dans les expériences de physique des particules sont les suivants ; la direction du faisceau est celle de l'axe z , l'axe y représente la direction verticale et la direction x est telle que le repère soit orthonormé (voir Figure 1.8). Mais les positions et directions sont généralement exprimées en fonction du rayon r , de l'angle Φ et de la pseudorapidité η définis par :

- Φ est l'angle dans le plan (x, y) ,
- $r^2 = x^2 + y^2$,
- $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ (pseudorapidité),

où θ est l'angle dans le plan (r, z) . Les localisations spatiales de η sont illustrées sur la Figure 1.8. L'intérêt de ce système de coordonnées, que nous utiliserons dans les chapitres

14. Wavelength-shifting fibre (WLS fibre).

1.3. LES EXPÉRIENCES AU LHC

Expérience	ATLAS		CMS	
Calorimètre	Electromagnétique	Hadronique	Electromagnétique	Hadronique
Résolution spatiale $\Delta\eta \times \Delta\Phi$	0.025×0.025	0.1×0.1	0.0145×0.0145	0.087×0.087
Résolution en énergie (E en GeV)	$\frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$	$\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	$\frac{\sigma}{E} = \frac{2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.5\%$	$\frac{\sigma}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$

Tableau 1.5 – Résolutions spatiales et en énergie recherchées des futurs calorimètres électromagnétiques et hadroniques des expériences ATLAS et CMS [13, 14].

suivants, est que dans une collision hadron-hadron, la densité de particules dans l'état final par unité de η et unité de Φ est en moyenne constante (dans la limite des hautes énergies). Souvent la pseudorapacité est appelée rapidité (y) bien que la définition de cette dernière soit légèrement différente¹⁵ [15].

Les résolutions spatiale et en énergie des deux expériences sont données dans le Tableau 1.5 pour une valeur de η proche de 0, c'est-à-dire pour les parties centrales des calorimètres que l'on appelle souvent le « tonneau ».

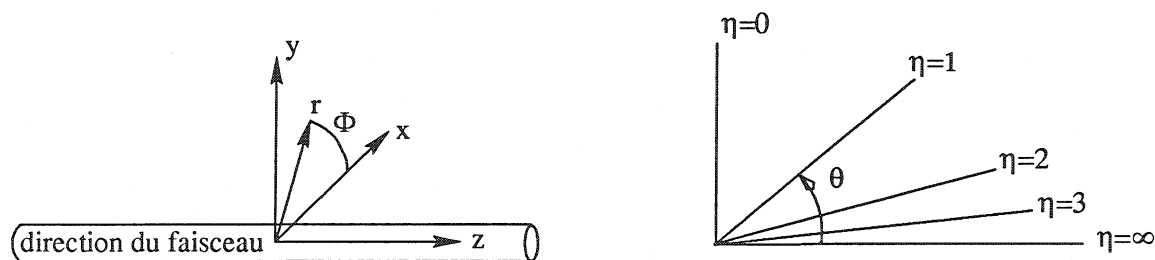


Figure 1.8 – A gauche : système de coordonnées utilisé au LHC. L'origine se situe au point d'interaction (en moyenne). La direction du faisceau est selon l'axe z . A droite quelques valeurs de η dans le plan rz .

15. Sous un « boost » dans la direction z la forme de la distribution dN/dy (y étant la rapidité) est invariante.

Chapitre 2

Le calorimètre électromagnétique de CMS

Contenu du chapitre

2.1	Les performances requises pour le calorimètre électromagnétique de CMS	26
2.2	Les principes de base de la calorimétrie	27
2.2.1	Développement d'une gerbe électromagnétique	30
2.2.2	Résolution en énergie	32
2.3	Description du calorimètre électromagnétique de CMS	35
2.3.1	Choix et caractéristiques du calorimètre	35
2.3.2	Vue d'ensemble d'une tour de calorimètre	39
2.3.2.1	Les cristaux	40
2.3.2.2	Le photodétecteur	42
2.3.2.3	L'électronique de lecture (VFE)	44
2.3.2.4	Compression, numérisation et traitement du signal (FE)	45

Nous avons vu que les canaux importants de production du boson de Higgs vont mettre en jeu des photons et $e^\pm$. La détection de ces derniers est faite par le calorimètre électromagnétique dont on comprend ainsi toute l'importance. Dans la première partie de ce chapitre, nous donnons les performances requises pour la résolution en énergie et position pour ce calorimètre. Dans le paragraphe suivant, nous rappelons les processus de bases d'interaction des photons et des $e^\pm$ dans la matière et introduisons la notion de gerbe électromagnétique et les facteurs influants sur la résolution en énergie. Dans la dernière partie, après un bref historique, nous faisons une description générale du calorimètre

électromagnétique de CMS dans sa forme actuelle. En particulier nous décrivons brièvement la chaîne électronique de lecture associée et introduisons les détecteurs à avalanches dont l'étude constitue le coeur des deux chapitres suivants.

2.1 Les performances requises pour le calorimètre électromagnétique de CMS

La mesure calorimétrique est essentielle pour la mise en évidence du boson de Higgs par le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [14, 16]. La reconstruction de la masse du boson de Higgs par ce canal de désintégration est donnée par la formule suivante :

$$m_H = [2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma})]^{1/2} , \quad (2.1)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies des deux photons et $\theta_{\gamma\gamma}$ l'angle entre eux. La résolution sur la masse est alors donnée par :

$$\frac{\sigma_{m_H}}{m_H} = \sqrt{\frac{\sigma_{E_1}^2}{E_1^2} + \frac{\sigma_{E_2}^2}{E_2^2} + \frac{\sigma_{\theta_{\gamma\gamma}}^2}{\tan^2\left(\frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2}\right)}} . \quad (2.2)$$

Donc pour obtenir une bonne résolution ($< 1\%$) sur la masse du boson de Higgs il faut que le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie et la position d'entrée des photons émis au cours de la désintégration avec une excellente résolution. Cette formule montre que la résolution en énergie et en position d'entrée influent directement la résolution de la mesure de la masse du boson de Higgs et donc que le choix du calorimètre va être très important.

Mesure en énergie :

La résolution en énergie est de manière conventionnelle paramétrisée par¹ :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (2.3)$$

ou E est l'énergie de la particule détectée, a est le terme stochastique, b le terme de bruit et c le terme constant. On cherche à obtenir des valeurs du terme stochastique a et du terme constant c de l'ordre de : $a \leq 2\%$ et $c \leq 0.5\%$. Le terme b de bruit, principalement dû à l'électronique de lecture reste négligeable comme nous le verrons au paragraphe 2.3.2. Sachant que l'énergie des photons produits lors la désintégration du boson de Higgs ($80 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$) est supérieure à 25 GeV , il est alors possible d'obtenir avec une résolution comprise entre 0.5% et 0.6% compatible avec une résolution de masse $\leq 1\%$.

1. Voir section 2.2 pour plus de détail. Le terme $\oplus$ signifie la somme quadratique : $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Mesure de position :

Pour le H^0 une résolution angulaire d'une valeur de $\sigma_{\theta,\gamma\gamma} < 40 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ est suffisante. La direction des photons sera obtenue à partir de la mesure du point d'impact d'entrée du photon dans le calorimètre et de la position du vertex². Le calorimètre est constitué d'un grand nombre de cellules indépendantes de petites sections. Les seules informations à notre disposition sont alors la position de chaque cellule et l'énergie qui y est déposée. Une méthode pour déterminer la position du point d'impact consiste à calculer le barycentre des positions du centre des cellules touchées pondérées par l'énergie mesurée dans chacune d'entre elles. Dans la mesure où la distance entre le vertex et le calorimètre est de 1.4 m [14], la mesure de la position à $\pm 5 \text{ mm}$ au niveau du calorimètre devrait être suffisante pour obtenir une résolution angulaire $\leq 5 \text{ mrad}$. Cependant, la position du vertex fournie par la machine est connue avec une incertitude de l'ordre de 5 cm r.m.s. (voir tableau 1.3). Une mesure précise de la position du vertex devra être réalisée, soit à l'aide de traces chargées appartenants à l'évènement, soit par une mesure directe de la direction des photons obtenue grâce à une granularité³ très fine du calorimètre ou encore par l'utilisation d'un « détecteur pied de gerbe⁴ ».

2.2 Les principes de base de la calorimétrie

Le principe de base de tout calorimètre⁵ est simple. Il s'agit d'un bloc de matière dans lequel la particule à détecter va interagir en déposant toute son énergie. Une partie, ou la totalité de celle-ci, est transformée en une quantité mesurable, le **signal**, qui peut être électrique, optique ou thermique mais dont l'intensité doit être proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

Le transfert d'énergie de la particule vers la matière constituant le calorimètre s'effectue par une multitude d'interactions successives. Pour des photons et des $e^\pm$ incidents, les processus physiques responsables du développement des gerbes sont le *bremsstrahlung* (émission de photons) et la *production de paires* (électron-positron) schématisés dans la figure 2.1. A leur tour, les particules secondaires donnent naissance à d'autres particules moins énergétiques par ces mêmes processus. L'ensemble de toutes ces particules ainsi créées forme alors la *gerbe électromagnétique*.

Pour des énergies suffisamment basses que nous allons définir ci-dessous d'autres

2. Position spatiale du point de collision des protons.

3. La granularité est définie par la section des tours du calorimètre.

4. Détecteur placé juste en amont du calorimètre électromagnétique permettant de mesurer avec précision le point d'entrée d'une particule sur ce dernier.

5. Pour l'élaboration de cette approche sur la calorimétrie nous nous sommes largement inspirés des références suivantes : [17], [18] et [19].

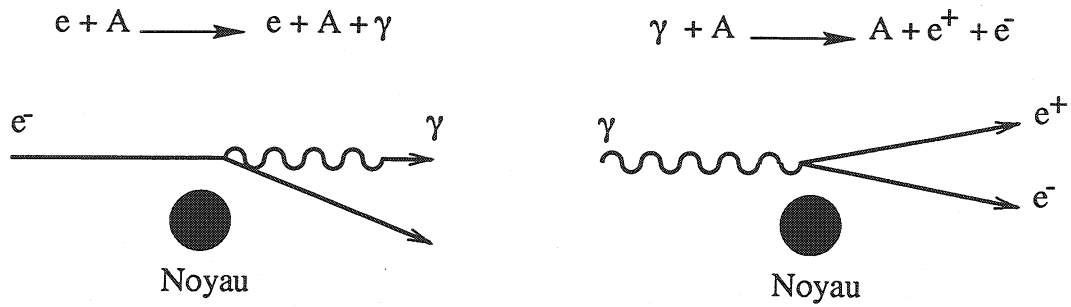


Figure 2.1 – Les processus physiques responsables du développement des gerbes électromagnétiques : le bremsstrahlung à gauche et la création de paire à droite.

phénomènes d'interaction interviennent :

- **Electrons/Positrons** : comme le montre la figure 2.2 pour des énergies inférieures à l'énergie critique E_c , les électrons et positrons perdent leur énergies par ionisation. En première approximation la perte d'énergie par bremsstrahlung est proportionnelle à l'énergie de l'électron alors que par ionisation celle-ci est inversement proportionnelle au logarithme de l'énergie. On définit l'énergie critique E_c lorsque les deux pertes sont égales. Celle-ci dépend de la densité électronique du milieu traversé et peut être exprimée par l'expression suivante :

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z}, \quad (2.4)$$

où Z est le numéro atomique du matériau traversé. Lorsque l'énergie des électrons ou des positrons de la gerbe électromagnétique devient inférieure à l'énergie critique, on voit donc qu'il n'y a plus de multiplication du nombre de particules, ce qui met fin alors au développement de la gerbe.

- **Photons** : lorsque l'énergie des photons devient inférieure à $\sim 10 \text{ MeV}$ l'effet photoélectrique et la diffusion Compton deviennent les principaux processus de perte d'énergie des photons dans la matière comme nous le montre la figure 2.3. Dans ce domaine d'énergie pour les photons il n'y a donc plus aussi de multiplication du nombre particules.

Pour finir cette introduction, il convient de préciser que pour caractériser un calorimètre électromagnétique on utilise un paramètre important qui est la longueur de radiation. L'énergie moyenne perdue par le rayonnement de freinage (pour $E > 10 \text{ MeV}$) est au premier ordre proportionnelle à l'énergie de l'électron. Ainsi l'énergie moyenne rayonnée pendant la traversée d'une épaisseur dx de matière est donnée par la relation

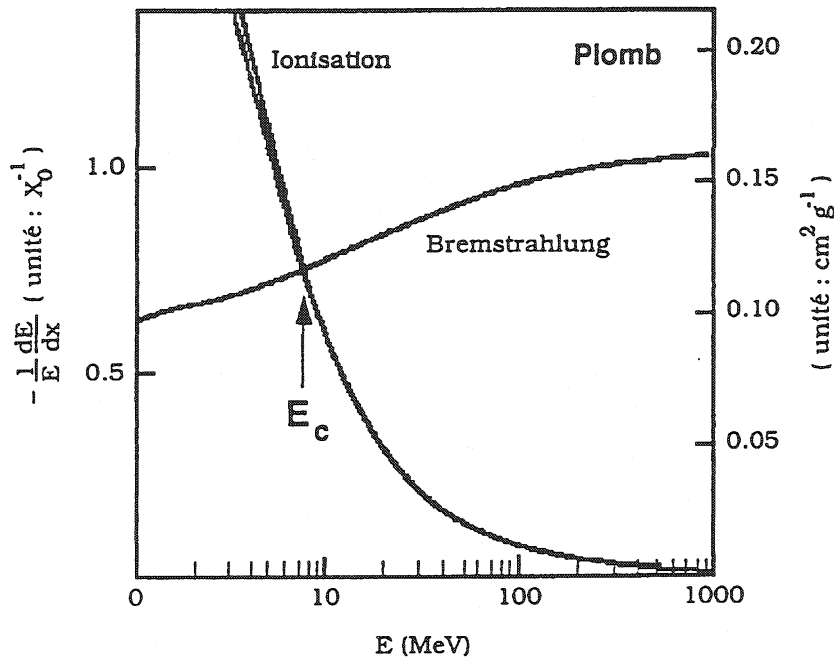


Figure 2.2 – Energie perdue par ionisation et rayonnement de freinage dans du plomb par des électrons ou des positrons en fonction de leur énergie.

suivante :

$$\left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle = \frac{E}{X_0} . \quad (2.5)$$

Dans cette relation la dépendance de l'énergie perdue en fonction de la matière constituant le calorimètre est incluse dans la quantité X_0 , homogène à une longueur, et appelée *longueur de radiation*. Cette longueur dépend du matériau traversé et peut être approchée en fonction du numéro atomique Z et de la masse atomique A par :

$$X_0 [g/cm^2] = \rho [g/cm^3] \cdot X_0 [cm] = \frac{180A}{Z^2} , \quad (2.6)$$

pour $Z \geq 10$ et ρ étant la densité du milieu⁶. On a typiquement pour le plomb $X_0 = 0.56$ cm et pour les cristaux de tungstate de plomb $X_0 = 0.89$ cm. A partir de l'équation (2.5) on peut alors calculer l'énergie moyenne perdue par bremsstrahlung en fonction de l'épaisseur de matière traversée :

$$E(x) = E_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{x}{X_0} \right) \right] , \quad (2.7)$$

6. Dans le cas où le matériau utilisé pour le calorimètre se compose de plusieurs éléments (CeF_3 , $PbWO_4$, $B_4G_3O_{12}$) une approximation de X_0 peut être obtenue par :

$$\frac{1}{X_0} = \sum_n \frac{p_j}{X_{0j}} ,$$

avec p_j la proportion en masse et X_{0j} la longueur de radiation du j^e élément.

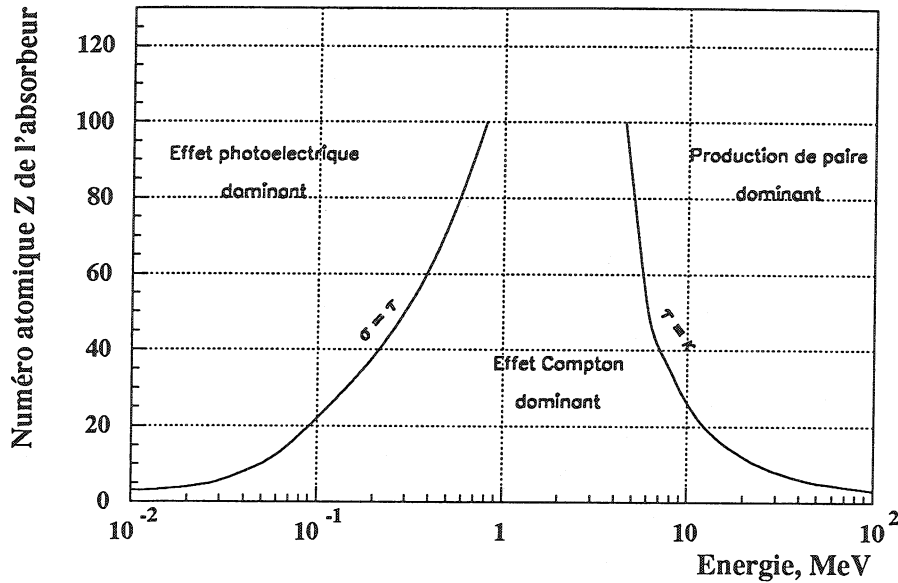


Figure 2.3 – Processus de perte d'énergie des photons dans la matière en fonction de leur énergie. σ est la section efficace de l'effet photoélectrique, τ la section efficace de l'effet Compton et κ la section efficace de la production de paire.

ou E_0 est l'énergie initiale de la particule. La longueur de radiation X_0 est donc définie comme la distance moyenne le long de laquelle un électron ou un positron perd $(1 - 1/e) = 63.2\%$ de son énergie par rayonnement de freinage.

Ce paramètre est aussi utile pour les photons. On considère que la distance moyenne alors parcourue par un photon de haute énergie avant d'être désintégré en une paire e^+/e^- est environ égale à $9/7 X_0$. Ainsi les deux processus qui gouvernent le développement de la cascade électromagnétique dépendent de X_0 qui est alors utilisé comme un paramètre d'échelle pour caractériser la taille des gerbes.

2.2.1 Développement d'une gerbe électromagnétique

La distribution en énergie d'une gerbe électromagnétique peut être paramétrisée longitudinalement et latéralement par la longueur de radiation (X_0) et le rayon de Molière (R_M). Cette gerbe électromagnétique est presque toujours contenue en totalité dans un cylindre dont la longueur est $\sim 25 X_0$ et dont le rayon est de 1 à $2 R_M$.

Développement longitudinal :

Le profil longitudinal moyen de la gerbe électromagnétique le long de l'axe z (direc-

2.2. LES PRINCIPES DE BASE DE LA CALORIMÉTRIE

tion de la particule incidente) est habituellement décrit par une loi Gamma :

$$\frac{dE}{dl} = \frac{E_0 b (bl)^{a-1} e^{-bl}}{\Gamma(a)}, \quad (2.8)$$

avec :

$l = z/X_0$ position le long de l'axe Z exprimé en unité de X_0 ,
 a et b des paramètres calculés à partir des moments de la distribution de la gerbe,
et E_0 l'énergie incidente.

Une illustration du profil longitudinal moyen d'une gerbe électromagnétique obtenu dans des cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) pour des électrons dont l'énergie varie de 0.5 à 150 GeV est donnée par la figure 2.4. On peut remarquer que la position du maximum varie de 5 à $8X_0$ pour des énergies d'électrons allant de 10 à 150 GeV. Le maximum de la distribution se situe d'après (2.8) à :

$$l_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) + C_j, \quad (2.9)$$

avec $C_j = -0.5$ lorsque la gerbe est engendrée par un électron et $C_j = +0.5$ lorsque la gerbe est engendrée par un photon. Une caractéristique importante pour un calorimètre est la profondeur nécessaire pour contenir une gerbe. D'après (2.8) et (2.9) il est possible de donner une paramétrisation de la longueur contenant en moyenne 98 % d'une gerbe électromagnétique sous la forme :

$$L_{98\%} = 2.5 l_{max} = 2.5 \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) + C_j. \quad (2.10)$$

Cette formule montre que la profondeur de la gerbe électromagnétique augmente logarithmiquement avec l'énergie de la particule incidente. On voit que toute la gerbe est contenu dans $\sim 30 X_0$. Ce qui conduit à une profondeur de détecteur de l'ordre de 30 cm.

Développement latéral :

En ce qui concerne le développement latéral de la gerbe, il est dû principalement à deux causes :

- L'émission de photons de bremsstrahlung dans un angle caractéristique $\theta_{brems} \approx P_e/m_e$, P_e étant l'impulsion de l'électron (ou du positron) après émission du photon et m_e la masse de l'électron,
- des diffusions multiples (à basse énergie) des électrons qui les écartent de l'axe de la gerbe.

Le premier processus est dominant en début de création de la gerbe alors que le second devient prépondérant après le maximum de la gerbe. De plus, lorsque les photons sont de

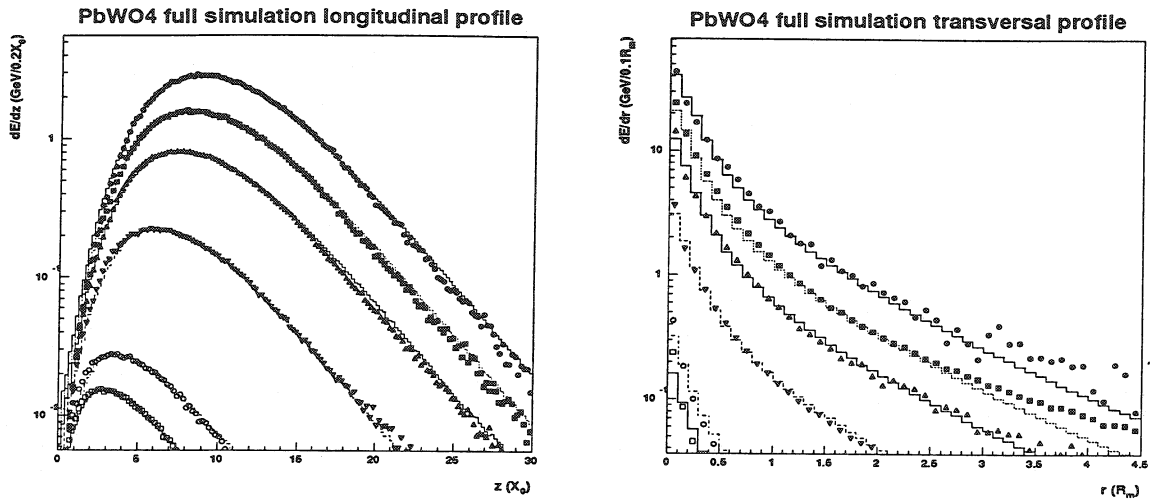


Figure 2.4 – Développement longitudinal moyen (à gauche) et transversal moyen (à droite) d'une gerbe électromagnétique dans un cristal de PbWO_4 pour des énergies de 0.5, 1, 10, 40, 80, 150 GeV obtenu à partir d'un Monte-Carlo complet (lignes) et d'une paramétrisation (symboles) [20].

faible énergie (inférieur au MeV) s'ajoute le fait que ceux-ci possèdent un libre parcours moyen (*mean free path*) relativement grand dans le matériau du détecteur.

La dimension caractéristique utilisée pour décrire ce développement latéral est le *rayon de Moliere* qui représente la déflexion moyenne d'un électron d'énergie E_c après la traversée d'une longueur de radiation. La valeur de R_M peut être estimée à partir de :

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0, \quad (2.11)$$

avec l'énergie d'échelle $E_s = 21.2 \text{ MeV}$ ($E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha}$ ou $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine). A partir des relations (2.4) et (2.6) on peut obtenir la dépendance du rayon de Moliere par rapport au numéro atomique et à la masse atomique du milieu traversé :

$$R_M [g/cm^2] = 7 \frac{A}{Z}. \quad (2.12)$$

La distribution latérale en énergie de la gerbe est caractérisée par un « cœur » relativement étroit entouré par un halo tel que :

- 90 % de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon R_M ,
- 95 % de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon $2 R_M$,
- 99 % de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon $3.5 R_M$.

2.2.2 Résolution en énergie

Les meilleures résolutions en énergie sont actuellement obtenues avec des calorimètres homogènes. Un calorimètre est dit homogène lorsque les particules sont absorbées

2.2. LES PRINCIPES DE BASE DE LA CALORIMÉTRIE

par un seul type de matériau. Par opposition, un calorimètre à échantillonnage est constitué de deux types de matériaux, un matériau absorbant et un matériau actif dans lequel l'énergie déposée est mesurée. On peut distinguer deux types de processus qui vont gouverner la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. La résolution intrinsèque (due principalement au matériau) et les effets instrumentaux (électronique de lecture, etc...).

La résolution en énergie est paramétrisée par la formule (2.3) qui contient trois termes :

- **Terme stochastique** $a/\sqrt{E}$: Pour simplifier la discussion nous considérons un calorimètre homogène qui sera la configuration du calorimètre de CMS. Plusieurs facteurs, très liés aux techniques utilisées vont définir la valeur de a . Intrinsèquement, on sait que l'énergie nécessaire pour créer un signal (photon atomique ou électron éjecté) est quantifiée. Mais, une particule peut perdre aussi de son énergie sous une forme qui ne sera pas recueillie. Ceci conduit à définir une énergie moyenne η nécessaire à fournir par quantum de signal obtenu. Par exemple dans un détecteur semi-conducteur en silicium il faut fournir en moyenne 3.6 eV par paire électron/trou alors que l'énergie de la bande interdite est de 1.12 eV. Cette énergie η inclut en fait aussi toutes les efficacités de collection entre le lieu de création du quantum du signal et l'entrée du première étage de l'électronique comme nous le verrons plus en détail au paragraphe 2.3.2. La distribution du nombre de quanta recueillis est une gaussienne de valeur moyenne N_s et de largeur $\sqrt{N_s}$ (processus poissonnien). La réponse du calorimètre à un faisceau monochromatique est donc la suivante :

$$\begin{cases} N = N_s \pm \sqrt{N_s} \\ S = N \delta S \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} S_{\text{moy}} = N_s \delta S \\ \sigma_S = \sqrt{N_s} \delta S \end{cases}$$

La résolution intrinsèque du calorimètre est alors :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} = \sqrt{\frac{\eta}{E}},$$

soit encore :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}}, \text{ avec } a = \sqrt{\eta}. \quad (2.13)$$

- **Terme constant** c : Les effets instrumentaux agissent aussi sur la résolution globale du calorimètre et se traduisent par le terme constant c . Les calorimètres étant de dimensions finies, ils ne peuvent contenir parfaitement toutes les gerbes. Les fuites longitudinales sont les plus critiques car elles sont soumises à de fortes fluctuations. Cet effet sur la résolution en énergie peut être représenté par l'expression suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)_{L=\infty} \cdot \left(1 + \frac{2f}{\sqrt{E}} \right), \quad (2.14)$$

où f représente la fraction moyenne d'énergie perdue par les fuites et E étant exprimé en GeV. La réponse du détecteur est proportionnelle à l'énergie.

La constante de calibration α peut légèrement varier dans le temps (gain fonction de la température, etc.). α peut aussi dépendre du point d'impact de la gerbe, cette variation spatiale caractérise l'*uniformité* du calorimètre. Donc si l'on considère de petites fluctuations de la constante de calibration α et de l'énergie déposée E , on obtient pour les variations du signal :

$$dS = \alpha dE + d\alpha E . \quad (2.15)$$

La résolution est donnée par la valeur moyenne du carré de cette variation soit :

$$\sigma_S^2 = \langle dS^2 \rangle = \alpha^2 \langle dE^2 \rangle + \langle d\alpha^2 \rangle E^2 + 2\alpha E \langle d\alpha dE \rangle . \quad (2.16)$$

Du fait de l'indépendance des variations de α et E on a $\langle d\alpha dE \rangle = 0$, donc d'après les équations (2.13) et (2.16) on obtient :

$$\left(\frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle d\alpha^2 \rangle}{\alpha^2} = \frac{a^2}{E} + c^2 , \quad (2.17)$$

avec a et b qui sont deux constantes indépendantes de l'énergie. Cette dernière expression peut s'écrire encore de la manière suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c . \quad (2.18)$$

Les fluctuations sur la calibration du détecteur tour par tour se traduisent donc par un *terme constant* c . A haute énergie ce terme tend à être la principale limitation des performances d'un calorimètre.

- **Terme de bruit électronique b/E :** Il convient aussi de prendre en compte le fait que la réponse du détecteur en l'absence de particule n'est pas rigoureusement nulle. Il existe un *bruit de fond* dû en général à l'électronique de lecture. Le signal alors mesuré est tel que $S = \alpha E + S_0$. Pour obtenir la réponse du détecteur à la particule il est nécessaire de soustraire la valeur moyenne $\langle S_0 \rangle$ de ce bruit (on parle en général de la soustraction du piédestal). On a alors :

$$S = \alpha E + S_0 - \langle S_0 \rangle .$$

Nous pouvons alors refaire le même calcul que précédemment en tenant compte du bruit lié à l'électronique de lecture :

$$dS = \alpha dE + d\alpha E + dS_0 .$$

d'où

$$\sigma_S^2 = \alpha^2 \langle dE^2 \rangle + \langle d\alpha^2 \rangle E^2 + \langle dS_0^2 \rangle .$$

dans la mesure où $\langle d\alpha dE \rangle = \langle dEdS_0 \rangle = \langle d\alpha dS_0 \rangle = 0$. Ce qui nous donne alors :

$$\left(\frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle d\alpha^2 \rangle}{\alpha^2} + \frac{\langle dS_0^2 \rangle}{\alpha^2 E^2} , \quad (2.19)$$

qui peut se résumer par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \oplus \frac{b}{E} \quad (2.20)$$

Nous retrouvons ainsi la résolution en énergie déjà introduite en début de chapitre (équation 2.3) avec :

- le terme a qui traduit les fluctuations de la gerbe ou d'échantillonnage,
- le terme b qui provient du bruit de l'électronique de lecture,
- le terme c qui est lié à la qualité du détecteur (calibration et uniformité).

2.3 Description du calorimètre électromagnétique de CMS

2.3.1 Choix et caractéristiques du calorimètre

Nous présentons un bref aperçu historique des études qui ont conduit aux choix actuel de CMS. En 1990, le DRDC⁷ a été fondé au CERN afin de coordonner l'ensemble des laboratoires de physique des hautes énergies du monde entier effectuant des R&D liés aux expériences ATLAS et CMS. Le rôle principal de ce comité est d'attribuer les ressources disponibles du CERN aux différents groupes de recherche proposant des R&D ainsi que de contrôler les progrès effectués par ceux-ci. C'est ainsi que plus de 30 collaborations ont vu le jour sous le drapeau du DRDC. Ces collaborations portent les noms de codes RD1, RD2, etc... Pour l'élaboration du calorimètre électromagnétique (ECAL) de l'expérience CMS, plusieurs prototypes de calorimètres ont été construits et testés. Quelques unes de leurs caractéristiques ont été résumées dans le tableau 2.1.

La collaboration RD36 a développé un calorimètre à échantillonnage pour CMS. Ce calorimètre est fabriqué à partir de tours constituées d'un empilement alterné de plaques de plomb et de plaques de plastique scintillant. Cet empilement est traversé dans le sens de sa longueur par 36 fibres optiques « shifteuses » qui récupèrent la lumière émise par les plaques de plastique scintillant. Les fibres sont alors rassemblées les unes aux autres pour être lues par des photodiodes PIN [21, 22, 23, 24]. Mais pour plusieurs raisons (notamment

7. Detector Research Development Committee.

		Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	Shashlik	CeF ₃	PbWO ₄
Densité	g/cm ³	7.83	4.3	6.16	8.28
Longueur de radiation X_0	cm	1.12	1.69	1.68	0.89
Rayon de Moliere R_M	cm	2.15	0.34	2.63	2.19
Pic d'émission	nm	480	~ 500	300-340	440-500
Temps de décroissance	ns	350	~ 20-30	~ 23	~ 10-20
Rendement lumineux	% BGO	100%	~ 20 [†] photons/MeV	55 %	~ 5 %

[†]Pour comparaison un cristal de 20×20×230 mm³ de PbWO₄ fournit environ 50 photons/MeV.

Tableau 2.1 – Principales propriétés des différents calorimètres électromagnétiques étudiés pour l'expérience CMS.

économique) le calorimètre du type Shashlik n'a pas été adopté par le DRDC. En effet il possède une longueur de radiation $X_0 = 1.69$ cm (cf. tableau 2.1) un peu trop grande au vu de l'espace disponible pour la réalisation du calorimètre électromagnétique de CMS ($25 \times X_0 = 42.3$ cm). De plus, la section des tours (47×47 mm² pour la face arrière) est aussi trop grande pour envisager une bonne séparation de traces (cruciale dans la recherche du boson de Higgs). Une solution envisagée pour répondre à ce problème est de réaliser du « multi-bundle », c'est-à-dire de rassembler en plusieurs paquets (par exemple 4) les fibres « shifteuses » à la sortie de la tour afin que chaque paquet soit lu par un photodétecteur distinct. Ainsi par un calcul de barycentre, il est possible d'obtenir une meilleure approximation de la position de la gerbe. La principale limitation à cette solution est que le nombre de photons arrivant sur chaque photodétecteur (du type jonction PIN) devient trop faible pour être correctement détecté, ce qui altère alors la résolution en énergie. L'utilisation de photodiodes à avalanche à la place des photodiodes PIN aurait pu permettre de résoudre ce problème.

Mais, dans le même temps, la collaboration RD18⁸ travaillait sur la mise au point d'un calorimètre homogène fabriqué à partir de cristaux de fluorure de cérium (CeF₃) [16]. Mais là encore, bien que ce type de cristal réponde positivement à la majorité des critères, la longueur de radiation ($X_0 = 1.68$ cm) encore trop grande et des problèmes de coût ont rejeté son utilisation pour CMS. De plus, il existe des problèmes de production quant à la quantité nécessaire pour l'ECAL de CMS.

C'est finalement vers cet autre type de cristal, le tungstate de plomb (PbWO₄) (voir paragraphe 2.3.2) que s'est porté le choix de la collaboration CMS.

La figure 2.5 présente les résolutions en énergie obtenues, en fin 1994, avec des prototypes de calorimètres précédemment évoqués. On peut remarquer que les résultats obtenus dépendent du milieu choisi mais aussi des dispositifs de lecture que nous discuterons au paragraphe 2.3.2.

8. Crystal clear collaboration.

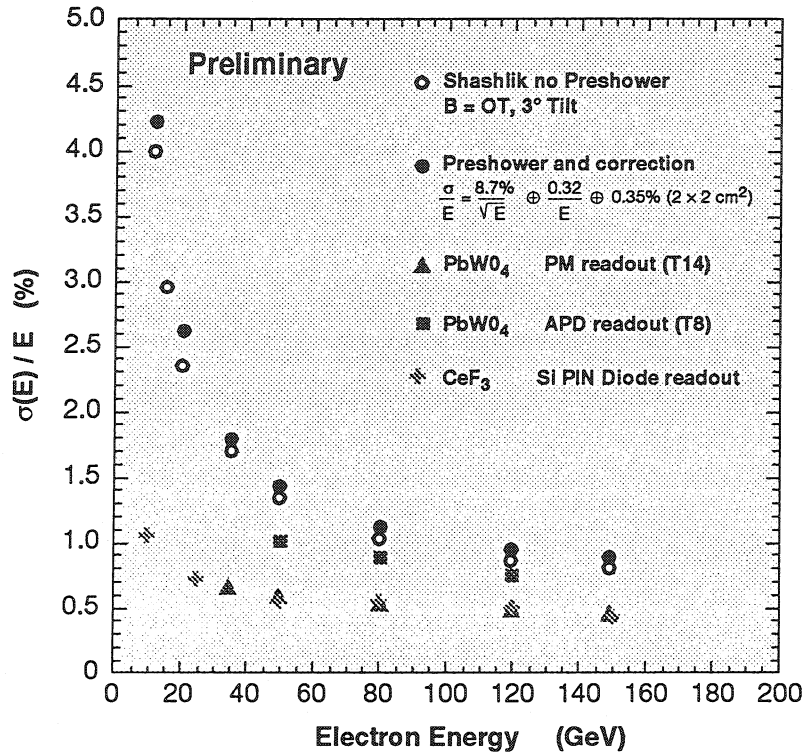


Figure 2.5 – Résolution en énergie obtenue en faisceaux test pour différents prototypes de calorimètres étudiés pour l'expérience CMS [16].

Compte tenu de ces R&D, le meilleur compromis en termes de résolutions énergétique et angulaire (voir tableau 2.2), d'acceptance (large couverture en rapidité) et de coût, a conduit à proposer un calorimètre électromagnétique homogène basé sur l'utilisation de 110000 cristaux de PbWO₄. Ceci représente une masse d'environ 110 tonnes et un volume de $\sim 13 \text{ m}^3$. La figure 2.6 nous montre une partie de la coupe en Φ du calorimètre. On peut y distinguer les cristaux placés de manière projective (c'est-à-dire que chaque cristal pointe vers la position du vertex). Le calorimètre se compose de deux sous-ensembles :

- Le tonneau ou *barrel* en anglais (repère EB sur la figure 2.6) dont la couverture en η est telle que $|\eta| \leq 1.56$. Il est composé de 432 cristaux en Φ et de 108×2 cristaux en η soit un total de 93312 cristaux. Les dimensions des cristaux sont de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour la face avant et de $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ pour la face arrière et leur longueur est de 23 cm soit $\approx 25X_0$. Tous les cristaux sont placés sur un cylindre de 1.44 m de rayon. La dynamique (en énergie) devra couvrir 5 ordres de grandeur (de 25 MeV à 2.5 TeV).
- Les bouchons ou *end-cap* en anglais (repère EF) dont la couverture est donnée par $1.65 \leq |\eta| \leq 2.61$. La taille des cristaux au nombre de 16128 dans les *end-cap* est variable. La dynamique s'étend de 50 MeV à 5 TeV (soit aussi 5 ordres de grandeur).

	« Barrel »	« End-cap »
Terme stochastique (a)	$\approx 2\%$	$\leq 5\%$
Terme de bruit (b)	$\leq 150 \text{ MeV}$	$\approx 250 \text{ MeV}$
Terme constant (c)	0.5%	0.5%
σ_θ (mrad)	$\leq 50/\sqrt{E}$	pas essentiel

Tableau 2.2 – Résolutions en énergie et en angle recherchées pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS.

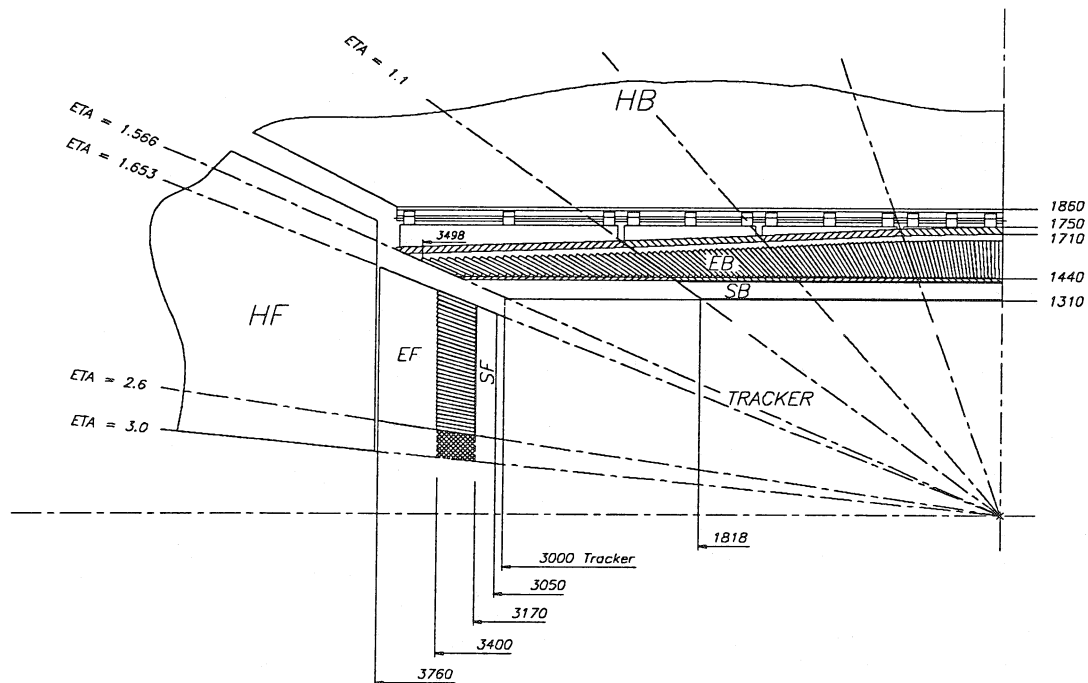


Figure 2.6 – Coupe en Φ du calorimètre électromagnétique (« end-cap » repère EF et « barrel » repère EB).

Les pertes d'acceptance géométrique sont inférieures à 13 % dans la région définie par $|\eta| \leq 2.61$. Elles sont essentiellement dues pour 8 % au crack⁹ entre le barrel et les end-cap à $|\eta| = 1.60$ (ce crack permet de faire passer les câbles de service du tracker¹⁰) et pour environ 5 % au crack provenant des zones mortes entre les cristaux.

9. Parties du calorimètre comprenant des matériaux non actifs (câbles, structures ...).

10. Détecteur de traces interne.

2.3.2 Vue d'ensemble d'une tour de calorimètre

Dans cette section nous nous intéresserons plus particulièrement au *barrel*. On peut considérer que chaque voie de lecture est constituée de deux parties. D'une part les cristaux qui convertissent l'énergie des particules en un signal lumineux (des photons) et d'autre part les photodétecteurs avec leurs électroniques associées.

Les spécifications du calorimètre imposées par la physique du LHC font que la conception des photodétecteurs et des circuits électroniques de lecture reste relativement difficile. En effet les signaux lumineux (les photons) issus des cristaux doivent être convertis en signaux électriques (analogiques) qui seront à leur tour amplifiés, mis en forme et convertis en signaux numériques et tout ceci à la fréquence de collision des croisements de faisceau soit 40 MHz. Autrement dit, la durée de l'une ou l'autre de ces opérations ne doit pas être, en toute rigueur, supérieure à 25 ns. De plus la très grande dynamique requise, de 25 MeV à 2.5 TeV qui correspond à un codage binaire sur 17 bits, impose des contraintes sévères sur l'ensemble de l'électronique de lecture. En effet la dynamique du calorimètre aux basses énergies étant justement limitée par le bruit de l'électronique de lecture, celui-ci ne devra pas être supérieur à une énergie équivalente de 25 MeV par tour.

Une tour du *barrel* du calorimètre électromagnétique est donc constituée des parties suivantes (voir figure 2.7) :

- Le cristal de PbWO_4 qui convertit l'énergie des particules en signaux lumineux (des photons).
- Un photodétecteur, en l'occurrence une photodiode à avalanche aussi appelé **APD**¹¹, qui transforme les signaux lumineux en signaux électriques. Les études et caractérisations de ces APD constituent l'essentiel des chapitre 3 et 4.
- Un circuit de préamplification et de mise en forme du signal appelé **VFE**¹².
- Un étage suivant composé d'un compresseur analogique permettant de réduire la dynamique (linéaire) du signal numérique tout en conservant une résolution suffisante, suivi d'un convertisseur analogique numérique sur 12 bits (DAC) fonctionnant à 40 MHz. Cet étage est appelé **FE**¹³.
- A la sortie du DAC, les informations digitisées sont envoyées en parallèle vers le *trigger* (électronique de déclenchement) et les systèmes de stockage de l'information (DAQ), information qui est enregistrée si l'évènement est conservé.

11. De l'anglais Avalanche PhotoDiode.

12. De l'anglais Very Front End electronic.

13. De l'anglais Front End electronic.

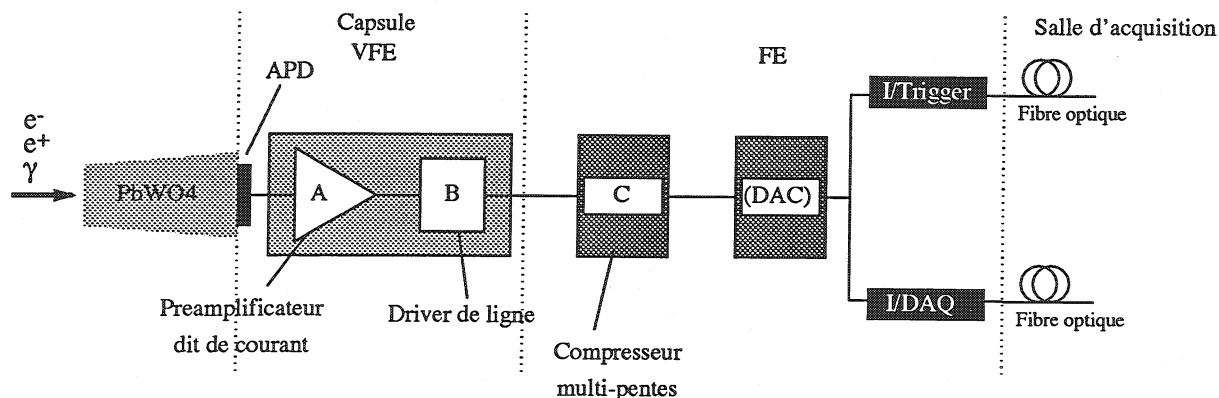


Figure 2.7 – Synoptique général d'une voie de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS.

Signalons que toute cette électronique de lecture est située à l'arrière de chaque cristal. Les signaux ainsi obtenus sortant du détecteur sont acheminés vers les pièces d'acquisition par des fibres optiques, l'information transportée par celles-ci pouvant être beaucoup plus importante que celle transportée par des cables coaxiaux ordinaires. De plus les signaux optiques transportés par des fibres sont insensibles au rayonnement électromagnétique important qui règne dans tout le détecteur.

Ce synoptique général ressemble à priori à ce qui se réalise couramment dans d'autres détecteurs. Il est néanmoins important de souligner que chaque élément a nécessité (ou nécessite encore) des études bien spécifiques pour l'expérience CMS. Nous décrivons brièvement pour chacun d'entre eux les principales caractéristiques requises.

2.3.2.1 Les cristaux

Les études, ainsi que l'intérêt porté sur des nouveaux cristaux scintillants rapides, denses et résistants aux radiations pour une utilisation en tant que détecteur de haute qualité de photons γ dans les expériences de physique des hautes énergies, n'ont fait qu'augmenter depuis une dizaine d'années [25]. Le tungstate de plomb (PbWO_4) fait justement partie de ces nouveaux cristaux.

Les cristaux de PbWO_4 , plus amplement décrit en annexe A, semblent parfaitement bien adaptés pour rentrer dans la fabrication du calorimètre compact de CMS. Sa densité élevée lui permet, en effet, d'afficher une longueur de radiation courte ainsi qu'un petit rayon de Molière (voir tableau 2.3). Leurs propriétés de scintillation sont brièvement présentées dans le tableau 2.4.

Ces cristaux de PbWO_4 possèdent un spectre de luminescence qui contient principalement deux composantes dont les rapports d'intensité et les cinétiques de décroissance

2.3. DESCRIPTION DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE CMS

Densité	g/cm ³	8.28
Longueur de radiation X_0	cm	0.89
Rayon de Moliere R_M	cm	2.19
Hygroscopie		Non
Stabilité chimique		Bonne
Indice de réfraction à $\lambda = 500$ nm		2.16
Conductivité thermique	W/°K	3300
Chaleur spécifique	J/kg.°K	440

Tableau 2.3 – *Propriétés physiques et chimiques des cristaux de $PbWO_4$.*

varient beaucoup d'un cristal à l'autre¹⁴:

- une composante « bleue » (410 - 420 nm),
- une composante « verte » (480 - 520 nm).

Remarquons que le temps de décroissance $\tau \simeq 10$ ns-20 ns est bien adapté à la fréquence de croisement des faisceaux du LHC. Deux autres propriétés sont aussi à noter du point de vue de l'instrumentation car elles vont avoir des conséquences technologiques importantes :

- Le faible rendement lumineux devra pouvoir être compensé par l'emploi d'un photodétecteur possédant un gain interne, comme nous le décrivons ci-dessous.
- La forte dépendance vis à vis de la température du rendement lumineux des cristaux nécessite de prévoir la circulation d'eau thermalisée pour évacuer les calories produites essentiellement par l'électronique, et représente une contrainte très sévère pour la réalisation du calorimètre.

Rendement lumineux, soit pour des cristaux de $20 \times 20 \times 230$ mm ³	$\sim 5\%$ BGO de 50* à 120** γ /MeV
Temps de décroissance	10 - 20 ns
Dépendance en température (à 20°C)	-1.9 %/°K
Pic d'émission	440 - 500 nm
Spectre d'émission [†] à 10 % de l'intensité du pic	360 à 570 nm

* cf. [28], ** cf. [27], [†] cf. [26]

Tableau 2.4 – *Propriétés de scintillation des cristaux de $PbWO_4$.*

Les futurs R&D sur les cristaux de $PbWO_4$ doivent aussi tenter de résoudre, d'une part, les problèmes de stabilité de production et, d'autre part, d'identifier les paramètres

14. Les constantes temps de décroissance τ_{verte} et τ_{bleue} sont différentes et dépendent surtout des quantités de dopants (elles ne sont pas que dû aux propriétés intrinsèque du $PbWO_4$).

intervenant au niveau de la compréhension des résistances aux radiations (notamment au niveau des problèmes des transparences) afin de garantir un niveau de qualité suffisant pour tous les 110 000 cristaux du calorimètre.

2.3.2.2 Le photodétecteur

L'énergie des particules absorbées dans les cristaux est convertie en un nombre de photons proportionnel à celle-ci. Il convient alors de récupérer le maximum de ces photons afin de les convertir en un signal électrique. Les photodétecteurs devront donc s'adapter au mieux aux caractéristiques de scintillation des cristaux.

Les **photomultiplicateurs** (PM), malgré leur efficacité quantique assez faible sont à priori les photodétecteurs qui sont le mieux adaptés pour effectuer la lecture des cristaux. Mais le principal défaut des PM dans l'expérience CMS reste leur trop grande sensibilité au champ magnétique. En effet le déplacement des électrons de dynode en dynode dans le tube à vide est sérieusement perturbé par le champ magnétique, ce qui se traduit par de fortes variations et une chute du gain du PM, d'où une augmentation du terme constant c (cela est équivalent à avoir de fortes variations de la constante de calibration α) critique pour l'étude des particules de fortes énergies (> 10 GeV) dans la mesure où la résolution du calorimètre pour les fortes énergies est dominée par le terme constant. Du fait que le système de calorimétrie de l'expérience CMS est plongé dans une bobine supraconductrice créant un champ magnétique solénoïdal de 4 T, il est donc impossible d'utiliser des photomultiplicateurs.

L'utilisation de photodétecteurs fabriqués à partir de matériaux semi-conducteur insensible au champ magnétique est alors la seule issue possible. En effet les dispositifs de photodétection à semi-conducteur possèdent aussi des caractéristiques qui sont en bonne adéquation avec les propriétés de luminescence des cristaux de PbWO_4 , comme la dynamique, l'efficacité quantique, les temps de réponse et la surface.

Parmi les photodétecteurs à semi-conducteur, le plus simple à utiliser est certainement la jonction **PIN** polarisée en inverse. Mais à cause du faible rendement lumineux du PbWO_4 et du bruit introduit par l'électronique d'amplification (appelé ici VFE) du courant délivré par le photodétecteur, l'utilisation de jonctions PIN est compromise car elle ne possède pas de gain ($M = 1$).

Un moyen pour réduire la composante de bruit due principalement à l'électronique VFE en terme d'énergie est d'utiliser à la place des diodes PIN des **photodiodes à avalanche** (APD) qui sont en quelque sorte identiques aux premières avec en plus un gain interne; la contribution du bruit de l'électronique b à la résolution (voir formule (2.3)) étant divisée par ce même gain M (figure 2.8) comme nous le démontrons dans

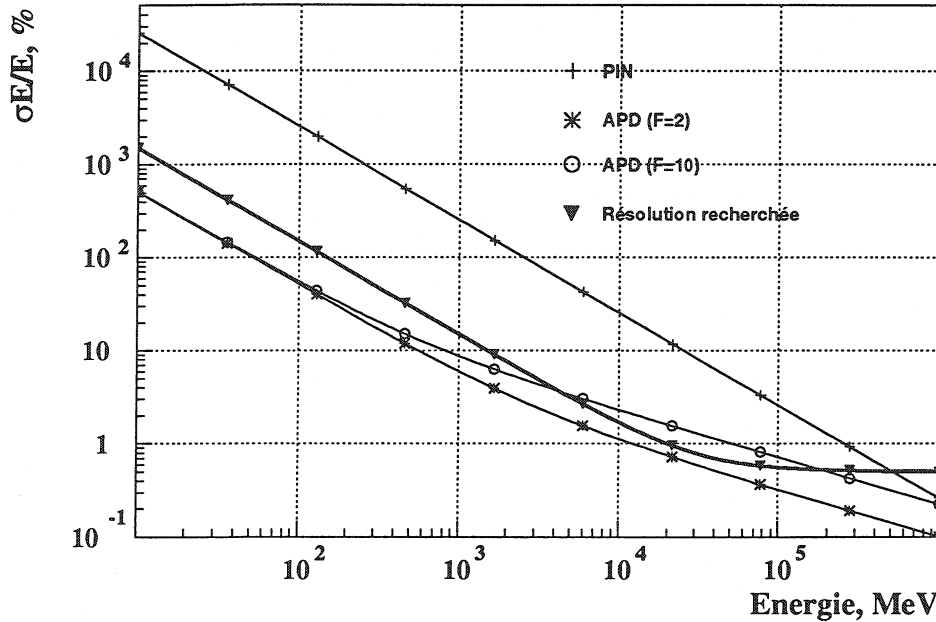


Figure 2.8 – Résolution en énergie en fonction de l'énergie déposée dans une tour (MeV) attendue avec : une diode PIN (Gain $M = 1$), une APD (Gain $M = 50$). On a supposé une efficacité du nombre de photons collectés par MeV (N_{ph}) de 2.45 et un bruit d'électronique $ENC \simeq 5000 e^-$. La résolution recherchée est obtenue à partir des paramètres donnés dans le tableau 2.2.

l'Annexe B :

$$b = \frac{ENC}{N_{\gamma} \epsilon_{APD} M},$$

où N_{γ} est le nombre de photons par MeV qui arrivent dans l'APD, et où ϵ_{APD} est l'efficacité quantique.

Il faut remarquer que les APD possèdent un bruit propre, bruit de multiplication caractérisé par l'*excess noise*¹⁵, qui dégrade le terme stochastique a ; néanmoins comme nous le montre la figure 2.8 les courbes de résolution restent en bon accord avec la résolution recherchée pour autant que l'*excess noise* ne soit pas trop important.

Le choix des photodiodes à avalanche comme photodétecteur pour « lire » les cristaux de tungstate de plomb dans l'expérience CMS vient d'être justifié par l'insensibilité de

15. L'*excess noise* d'une APD provient du fait que le processus de multiplication des porteurs de charges dans le semi-conducteur est un phénomène statistique. L'*excess noise* est défini par :

$$F = \frac{\langle m^2 \rangle}{M}$$

où $M = \langle m \rangle$ est le gain moyen et m le gain instantané.

celles-ci aux champs magnétiques et par des critères de résolution en énergie. Il nous faut ajouter à ce stade que des APD sont commercialement disponibles depuis longtemps principalement pour des applications dans le domaine des télécommunications (telle que la lecture de fibres optiques à très haute fréquence). Les caractéristiques de telles APD ne correspondent pas forcément à celles demandées pour l'expérience CMS à savoir ; (i) grande surface, (ii) *excess noise* faible, (iii) optimisation pour les longueurs d'ondes émises par les cristaux ...

Il est donc nécessaire de passer par une phase de R&D en collaboration avec des fabricants industriels potentiels qui se sont révélés être au nombre de deux : Hamamatsu au Japon et EG&G au Canada.

2.3.2.3 L'électronique de lecture (VFE)

Théoriquement, le préamplificateur (VFE) doit convertir le courant ou les charges fournies par le photodétecteur (APD) en une tension proportionnelle. Mais pratiquement on peut dire que le circuit VFE fournit un signal en tension (pouvant être envoyé sur une ligne de transmission d'impédance caractéristique de $50\ \Omega$) qui est proportionnel au courant ou à la charge fournie par l'APD soit par son amplitude maximale (on parle de *peaking detector*), soit par sa surface (on parle de *charge detector*) ou encore par les deux.

Le circuit VFE, devra aussi minimiser au mieux les contributions des différentes sources de bruit (APD, transistor de tête du préamplificateur ...) afin de ne dégrader qu'au minimum la résolution. Pour se faire, le premier étage devra fournir une charge correcte au détecteur et présenter des caractéristiques très bas bruit avec un gain suffisamment élevé pour que le bruit des étages suivants ne contribue pas de manière significative au bruit total (cf formule B.10 de Friis).

La réalisation du préamplificateur devra aussi prendre en considération d'autres paramètres tels que :

- Le temps moyen entre deux impulsions de lumière pour éviter l'empilement (*pile-up*). Ceci implique que la durée du signal de sortie du préamplificateur doit être courte (quelques dizaine de nanosecondes).
- La fréquence d'échantillonnage (voir section suivante) de l'ADC¹⁶ égale à 40 MHz. Ceci implique que le signal de sortie ne doit pas être trop rapide.
- La dynamique de 10^5 (100 dB) doit être obtenue avec une excellente linéarité (Le rapport entre le signal maximum et le bruit total sera pris comme définition de la dynamique).

16. De l'anglais Analog to Digital Converter.

2.3. DESCRIPTION DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE CMS

- Une consommation (ou puissance dissipée) inférieure à 50 mW pour éviter de faire varier la température des cristaux et des APD (cf section 2.3.2.2).
- Le taux élevé de radiations (le préamplificateur est situé juste derrière les APD) impose l'emploi de technologies durcies aux radiations pour la conception du circuit intégré.

Les différentes spécifications à atteindre par le préamplificateur (VFE) utilisé pour la lecture des APD dans l'expérience CMS sont résumées dans le tableau 2.5.

Puissance consommée	$P < 50 \text{ mW}$
Dynamique (DR)	$DR = S/N = 96 \text{ dB}$
Charge maximale à l'entrée	$Q_{max} = 32 \text{ pC}$ (si $N_{ph} = 2 \text{ photon/MeV}$ et $M = 50$)
Bruit (Noise)	$ENC \sim 5000 e^-_{rms}$
Capacité du détecteur	$C_d = 100 \text{ à } 120 \text{ pF}$
Constante de temps de mise en forme (équivalent RC-CR)	40 ns

Tableau 2.5 – Résumé des spécifications du VFE pour le calorimètre électromagnétique de CMS (barrel) [33].

2.3.2.4 Compression, numérisation et traitement du signal (FE)

Pour finir cette description d'une voie de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS, il nous faut encore préciser qu'après le préamplificateur (VFE), le signal analogique est numérisé afin, d'une part, de gérer au mieux les problèmes d'empilement et, d'autre part, de permettre la réalisation d'une logique « évoluée » pour construire le signal de déclenchement (*trigger*) de niveau 1. En effet, en ce qui concerne le *pile-up* on peut concevoir qu'il est bien plus aisé de le mettre en évidence (lorsqu'il se produit) si à chaque croisement de faisceaux on a à notre disposition plusieurs échantillons du signal plutôt qu'une seule valeur venant, par exemple, d'un ADC de charge¹⁷.

En ce qui concerne le *trigger* de premier niveau, on peut dire que celui-ci doit respecter des critères drastiques comme faire tomber le taux de déclenchement de 40 MHz (fréquence de croisement des faisceaux) à environ 100 KHz tout en étant capable de sélectionner des événements (en fonction de la physique que l'on veut réaliser) faisant intervenir des électrons, des photons ou des *jets* ainsi que des événements présentant une forte énergie transverse manquante, le tout sur une large gamme de rapidité (η) et avec une bonne efficacité [34], [35].

17. Un ADC de charge est un dispositif électronique qui fournit un signal digital proportionnel au nombre de charges qu'il a intégré sur une durée donnée.

La numérisation sera vraisemblablement réalisée avec un ADC¹⁸ 12 bits fonctionnant à 40 MHz. Or nous avons vu que la dynamique totale requiert 17 bits. Il convient donc, si l'on veut conserver cette dynamique tout en ayant une résolution convenable, de compresser de manière non linéaire le signal analogique (avant la digitisation). En effet la compression non linéaire permet d'obtenir une bonne précision pour les petits signaux et de la réduire pour les grands signaux lorsque celle-ci n'est plus utile à l'obtention de la résolution (précision relative).

Plusieurs types de compression ont été évalués tant d'un point de vue théorique pour certains que d'un point de vue pratique pour d'autres comme nous le montre la figure 2.9 (voir annexe C).

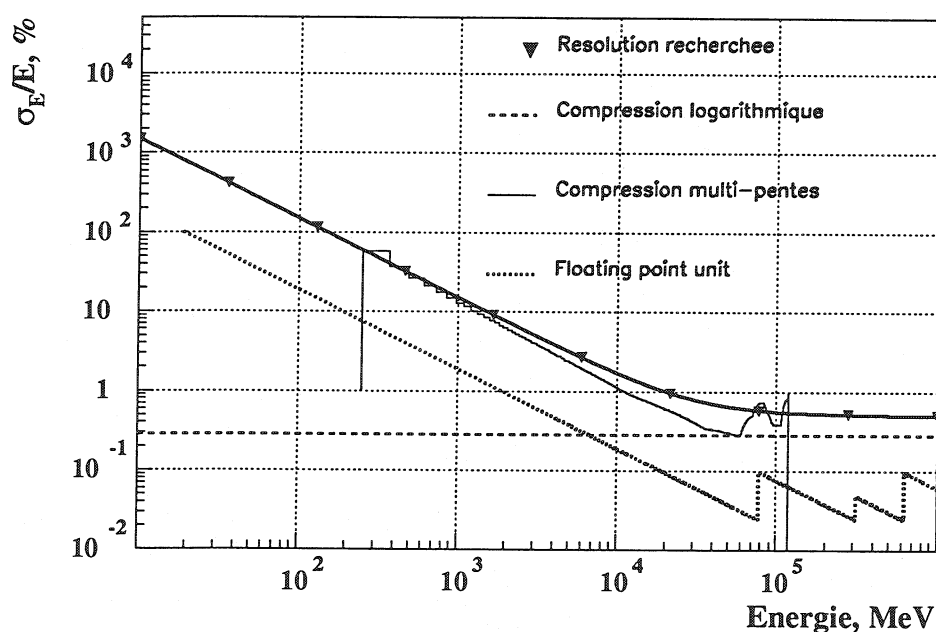


Figure 2.9 – Résolutions théoriques dues à la quantification du signal obtenues avec un ADC 12 bits et différents types de compresseurs (voir Annexe C). La courbe réalisée avec le compresseur « multi-pentes » (trait continu) a été obtenue en faisceau test en août 1996 avec un ADC 10 bits [36].

Géographiquement l'électronique FE n'est pas située comme le préamplificateur juste derrière le cristal et l'APD, mais se trouve à une dizaine de centimètres environ

18. Ici on est principalement limité par la technologie des convertisseurs analogiques numériques. Il existe des ADC qui possèdent une dynamique supérieure à 12 bits et qui fonctionnent à 40 Mhz mais leur prix est beaucoup trop important (il faut autant d'ADC que de voies de lecture soit pour le barrel ~ 93000 ADC!).

2.3. DESCRIPTION DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE CMS

du cristal et est séparée de celui-ci par un écran thermique constitué par une plaque métallique dans laquelle circule l'eau de refroidissement. Les contraintes sur la puissance, pouvant être dissipée par l'électronique FE, sont donc beaucoup moins sévères que celles imposées au VFE.

Pour être plus complet il nous faut ajouter qu'à la suite de l'ADC, des circuits numériques (mini-processeur) regroupant plusieurs voies de lecture et effectuant des algorithmes d'extraction d'une estimation de l'énergie ainsi que des algorithmes de compression des données numériques pour limiter le flux d'information à sortir du calorimètre vers les salles d'acquisition sont aussi actuellement à l'étude (voir Annexe C).

Chapitre 3

Les photodiodes à avalanche : aspect théorique

Contenu du chapitre

3.1	Caractéristiques et principes de fonctionnement des APD . .	50
3.1.1	Gain dans les APD : l'avalanche	52
3.1.2	Bruit dans les APD : facteur d'excès de bruit	58
3.1.3	Temps de réponse des APD	60
3.2	Les différentes modélisations	63
3.2.1	Une modélisation continue : théorie de Mc Intyre	63
3.2.1.1	Calcul du gain	63
3.2.1.2	Calcul de l'excess noise	64
3.2.1.3	Conclusions et conséquences pratiques	66
3.2.2	Une modélisation discrète : théorie de Van Vliet	67
3.2.2.1	Les hypothèses physiques du modèle	67
3.2.2.2	Description du modèle : les différentes statistiques . .	69
3.2.2.3	Résultats et conclusions	71
3.3	Les photodiodes à avalanche dans CMS	73
3.3.1	Problème dû aux particules ionisantes	73
3.3.2	Caractéristiques requises pour les APD dans CMS	77

Dans le chapitre précédent nous avons mis l'accent sur le rôle capital que joue le photodétecteur dans la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS. C'est pourquoi les chapitres suivants sont consacrés à l'étude détaillée de ces mêmes photodétecteurs : les APD.

Dans ce chapitre plus à vocation théorique, nous décrivons dans la première section le principe de fonctionnement des APD tout en présentant les processus physiques mis en jeu dans celles-ci. La section suivante est consacrée à la présentation de deux types de modélisations les plus fréquemment utilisées : une modélisation continue développée par Mc Intyre [56, 57, 58] et une modélisation discrète développée par Van Vliet [59, 60]. Dans la dernière partie de ce chapitre nous dressons une liste des propriétés et qualités auxquelles devront répondre les APD utilisées dans l'expérience CMS. Pour ce faire nous avons fait un parallèle avec les APD déjà développées pour les télécommunications.

3.1 Caractéristiques et principes de fonctionnement des APD

A cause du faible rendement lumineux des cristaux de PbWO_4 et du bruit de l'électronique de lecture dû essentiellement au préamplificateur (circuit VFE), nous avons vu que l'utilisation de photodiode PIN pour la lecture des photons produits par la gerbe électromagnétique n'est pas envisageable dans la mesure où le rapport signal/bruit est trop faible. Un moyen d'améliorer ce rapport est d'utiliser un photodétecteur qui possède un gain interne suffisamment grand tel que les photodiodes à avalanche (APD). En effet, bien que le bruit du photodétecteur (bruit Shottky du courant de fuite) est lui aussi multiplié par ce même gain, l'addition des autres sources de bruit situées en aval du photodétecteur (VFE, FE) est proportionnellement réduite.

Une photodiode à avalanche est un dispositif à semi-conducteur formé principalement d'une jonction PN polarisée en inverse. Sous l'action de cette polarisation une partie des zones P et N est démunie de porteurs libres formant ainsi la zone déplétée ou zone de charge d'espace dans laquelle s'établit un champ électrique pouvant atteindre de grande valeur ($> 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$). Les électrons et les trous, générés par paire lors de l'absorption de photons dont l'énergie est supérieure à celle de la bande interdite (énergie du gap $E_g = 1.12 \text{ eV}$ pour le silicium), vont se déplacer en sens inverse sous l'action du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ à une vitesse proche de la saturation lorsque $|\vec{\mathcal{E}}| \geq 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$ dans le cas du silicium. Si au cours de ce déplacement, les porteurs de charge (électrons ou trous) acquièrent grâce au champ électrique suffisamment d'énergie, ils peuvent être à l'origine de la formation d'une nouvelle paire électron/trou produite alors par une **collision ionisante** avec le réseau cristallin. L'intensité minimum du champ électrique autorisant de telles collisions est de 10^5 V.cm^{-1} toujours dans le cas du silicium. Les paires secondaires, par le même processus que l'on nomme **ionisation par impact**, peuvent à leur tour et toujours sous l'action du champ électrique, produire de nouvelles paires électron/trou. Ce phénomène d'avalanche, schématisé par la figure 3.1, permet d'obtenir une multiplication

3.1. CARACTÉRISTIQUES ET PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES APD

du nombre de porteurs libres se déplaçant dans la zone de charge d'espace et donc par la même d'obtenir un gain sur le signal électrique mesurable aux bornes du photodétecteur.

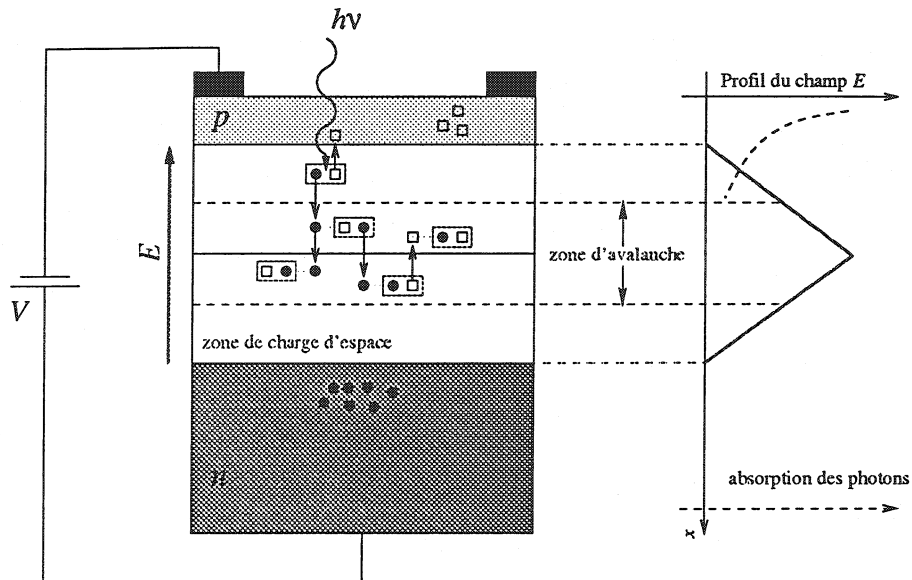


Figure 3.1 – Principe de fonctionnement simplifié d'une photodiode à avalanche (● électrons et □ trous)

En fonction du profil de dopage des matériaux de type P et N ainsi que de la tension de polarisation il est possible d'obtenir des gains importants (200 ou plus) ce qui permet aux APD d'afficher une grande sensibilité. Le signal électrique (charge ou courant) recueilli aux bornes de l'APD est donc proportionnel au nombre de photons arrivant sur celles-ci. Mais pour des tensions supérieures à la tension de *breakdown* V_{br} (dont la valeur dépend essentiellement de la structure interne et du profil de dopage de l'APD) le champ électrique $\vec{E}$ devenant trop important, le phénomène d'avalanche s'emballe pour ne s'arrêter que par la chute de la tension de polarisation de l'APD provoquée par la traversée d'un courant important dans la résistance de charge (il peut y avoir aussi un claquage du dispositif si il n'y a pas de résistance de charge de protection entraînant alors une destruction potentielle de celui-ci) (voir figure 3.2). Le signal électrique produit alors par l'APD n'est plus proportionnel au nombre de photons (le signal est même plus ou moins identique quel que soit le nombre de photons). On dit que l'APD fonctionne en mode Geiger par analogie aux détecteurs du même nom. Ce mode de fonctionnement utilisé parfois pour réaliser du comptage de photons ne sera pas décrit dans cette thèse.

D'après cette brève introduction sur le principe de fonctionnement des APD, les propriétés qui les caractérisent peuvent être comprises comme étant la somme de deux contributions : l'une étant le processus de multiplication des porteurs de charge et l'autre

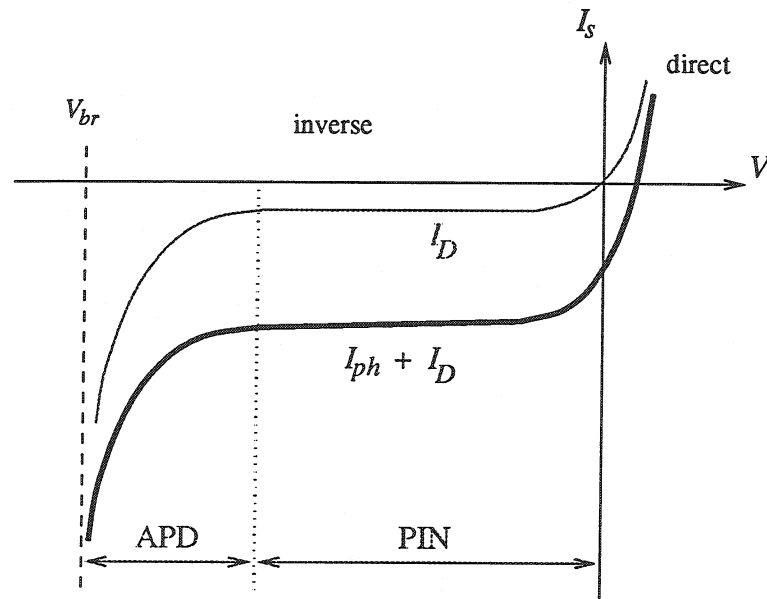


Figure 3.2 – Caractéristique courant-tension d'une jonction PN en photodétection dans l'obscurité (trait fin) et en lumière (trait gras). On peut distinguer sur ce graphique la zone de fonctionnement d'une PIN de la zone de fonctionnement d'une APD. (V_{br} : tension de breakdown ou de claquage).

étant la photodiode ou la jonction PN ordinaire. En effet l'efficacité quantique des APD peut être étudiée de la même manière que celle des photodiodes ordinaires, tandis que les temps de réponse dépendent du type de l'avalanche et donc du processus d'ionisation par impact propre aux APD. Le bruit des APD est gouverné, d'une part, par le bruit de multiplication dû aux fluctuations statistiques du processus de multiplication et, d'autre part, par les courants de fuite (bruit Shottky) qui peuvent être encore une fois étudiés de la même manière que les photodiodes ordinaires.

C'est pourquoi nous avons développé en **Annexe D** quelques caractéristiques sur les jonctions PN (photodiodes) qui sont essentielles quant à la compréhension des mécanismes intervenant dans le fonctionnement des APD.

3.1.1 Gain dans les APD : l'avalanche

Nous avons expliqué, en introduction à ce chapitre, que les électrons et les trous présents dans la zone de charge d'espace peuvent, si l'intensité du champ électrique est suffisamment importante ($|\vec{E}| > 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ pour le silicium), acquérir l'énergie nécessaire pour créer une nouvelle paire électron/trou par l'intermédiaire du processus d'ionisation par impact. Les nouveaux porteurs de charges libres (électrons et trous) peuvent à leur tour donner naissance à de nouvelles paires via le même processus (voir figure 3.1). Il se

3.1. CARACTÉRISTIQUES ET PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES APD

produit alors un phénomène d'avalanche qui se traduit par une multiplication du nombre d'électrons et de trous se déplaçant dans la zone de charge d'espace, et donc par une amplification du courant primaire dû, à l'origine, à l'absorption des photons.

L'aspect probabiliste du processus d'ionisation par impact altère les performances globales de bruit de la photodiode à avalanche. En effet, il existe de petites fluctuations aléatoires sur la distance parcourue par l'électron ou le trou entre deux collisions ionisantes provoquant alors une variation du nombre de porteurs secondaires générés par chaque porteur primaire injecté dans la zone de gain. D'où la présence d'une fluctuation aléatoire ou d'un bruit sur le signal de courant mesuré dont l'origine est le processus d'ionisation par impact.

Dans le processus d'ionisation par impact, les porteurs libres sont accélérés par un fort champ électrique jusqu'à ce que leurs énergies soient suffisantes pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction (voir figure 3.3). L'intensité du champ électrique nécessaire pour observer des ionisations par impact dépend donc en premier lieu de l'énergie E_g de la bande interdite. L'énergie minimum permettant d'observer un tel processus est appelée énergie seuil : E_s . Cette énergie seuil est très importante car elle influence fortement les coefficients d'ionisation α et β des électrons et des trous respectivement.

Ces coefficients α et β sont définis comme étant l'inverse de la distance moyenne que doit parcourir un électron ou un trou respectivement le long du champ électrique pour créer une paire électron/trou. Leurs valeurs dépendent principalement de l'intensité du champ électrique et peuvent être différentes comme dans le cas du silicium où $\alpha > \beta$. L'amplitude du gain sera donc conditionnée par les coefficients α et β qui peuvent aussi être définis¹ comme le nombre de collisions ionisantes par unité de longueur.

L'ionisation par impact peut être analysée comme un processus à trois corps : le porteur libre primaire de haute énergie produit une paire électron/trou additionnelle. Les porteurs libres finaux possèdent une énergie cinétique et un moment finis. C'est pourquoi généralement l'énergie seuil que doit acquérir le porteur primaire est supérieure à l'énergie E_g de la bande interdite.

La valeur de l'énergie seuil E_s dépend de la structure de bande du semi-conducteur. Si on considère que cette structure de bande est parabolique (approximation généralement utilisée pour le silicium) et en utilisant quelques considérations sur la conservation de l'énergie et du moment cinétique des porteurs ainsi que des considérations de minimisation de l'énergie dans l'état final, il est possible de la calculer [45]. En effet on montre dans un premier temps que les porteurs dans l'état final doivent posséder les mêmes vitesses de

1. Nous verrons aussi que, dans certain cas, α et β sont considérés comme étant les probabilités par unité de longueur qu'une ionisation par impact se produise.

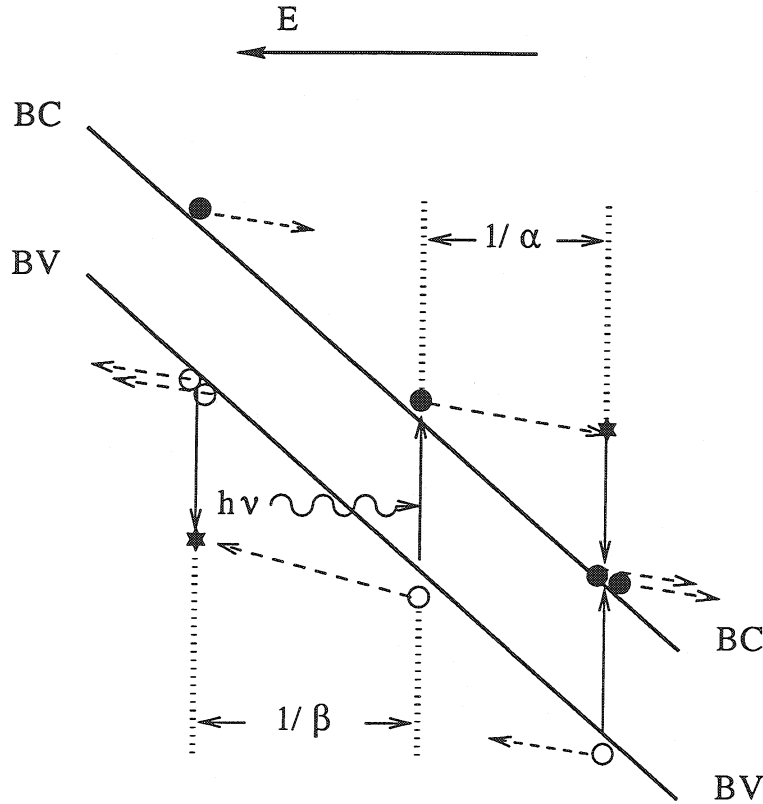


Figure 3.3 – Processus d'ionisation par impact dans la zone d'avalanche (BV = Bande de Valence, BC = Bande de Conduction et E = champ électrique).

groupe² ce qui implique alors que :

$$\begin{cases} E_{i,e} = E_g \left(1 + \frac{m_e}{2m_h}\right) \\ E_{i,h} = E_g \left(1 + \frac{m_h}{2m_e}\right) \end{cases} \quad (3.1)$$

où $E_{i,e}$ est l'énergie seuil pour une ionisation engendrée par un électron et $E_{i,h}$ celle pour une ionisation engendrée par un trou, et où m_e et m_h sont les masses effectives des électrons et des trous respectivement. Dans le cas où $m_e = m_h$ on a :

$$E_{i,e} = E_{i,h} = \frac{3}{2}E_g ,$$

et d'après les équations (3.1) on a $E_{i,e} + E_{i,h} = 3E_g$ quelles que soient les masses effectives. Ce modèle affecte donc l'énergie seuil la plus faible au porteur qui possède la plus petite masse effective.

Dans le cas du silicium en utilisant l'approximation de bande parabolique et en prenant $m_e = m_h$ on trouve $E_s \simeq 1.7 \text{ eV}$, valeur qui est observée pratiquement [47].

2. La vitesse de groupe est définie à partir de l'énergie E que possède un porteur en fonction de son vecteur d'onde k tel que : $v_g = \nabla_k E(k)/\hbar$.

3.1. CARACTÉRISTIQUES ET PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES APD

Mais comme mentionné précédemment, l'ionisation par impact qui est un processus probabiliste est aussi caractérisée par la section efficace d'ionisation par impact σ_i . Ainsi lorsqu'un porteur possède une énergie inférieure ou égale à E_s on a $\sigma_i = 0$. Par contre au-dessus de E_s , la section efficace augmente plus ou moins rapidement, selon le type de matériau semi-conducteur, avec l'énergie du porteur. Dans le cas du silicium la croissance de σ_i avec l'énergie du porteur est relativement faible comparée à celle des autres matériaux semi-conducteurs tels que le Ge ou l'AsGa. D'où une énergie effective E_{eff} d'ionisation supérieure à E_s .

Le taux d'ionisation par impact n'est pas seulement affecté par l'énergie d'ionisation mais aussi par le taux de diffusion des phonons sur les porteurs libres. La distance moyenne d'ionisation par impact (à champ constant) est influencée par les collisions sur les phonons qui imposent aux porteurs des pertes d'énergie et de moment (pertes non ionisantes). En l'absence de phonons la distance d'ionisation serait égale à $E_s/q\mathcal{E}$. Mais la diffusion des phonons avec les porteurs augmente considérablement cette distance³. En effet les diffusions avec les phonons ralentissent les porteurs qui perdent alors une grande partie de leur énergie nécessaire pour produire une nouvelle paire électron/trou. Une modélisation satisfaisante, pour le silicium en particulier, est décrite par la théorie de Shokley, Wolf et Baraff développée dans [45].

On peut retenir qu'en fonction de l'énergie des porteurs de charges le taux de diffusion avec les phonons diminue par rapport au taux d'ionisation par impact menant à une augmentation des coefficients d'ionisation α et β (donc une diminution de la distance moyenne d'ionisation). Par contre lorsque la température du semi-conducteur augmente, l'agitation thermique du réseau cristallin s'accroît, entraînant par là même une augmentation de la probabilité de diffusion des porteurs libres sur les phonons. Les pertes d'énergies enregistrées par les électrons et les trous avec le réseau en sont d'autant plus grandes entraînant alors une diminution des coefficients α et β . C'est pourquoi lorsque la température augmente, le gain des APD diminue. Bien sûr l'influence de la température sera variable avec divers paramètres de l'APD tels que l'intensité du champ électrique et la structure interne de celle-ci (profil de dopage)[49].

L'influence d'un grand nombre de paramètres (tel que l'orientation cristalline) sur les coefficients α et β rend les calculs théoriques de ceux-ci extrêmement complexes. C'est pourquoi l'utilisation de valeurs empiriques obtenues par des mesures réalisées avec des APD dédiées à cela semble encore préférable. La figure 3.4 présente donc l'évolution des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse de l'intensité du champ électrique dans le

3. A titre d'exemple dans le cas du silicium à 300°K la distance d'ionisation pour un électron serait sans l'existence de phonon de $\sim 8.4 \mu\text{m}$ alors qu'en présence de phonons elle passe à $\sim 500 \mu\text{m}$ pour un champ électrique $|\mathcal{E}| = 2 \times 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ [48].

cas du silicium à 300°K (ces mesures sont celles qui sont le plus en accord avec les mesures de bruit réalisées actuellement).

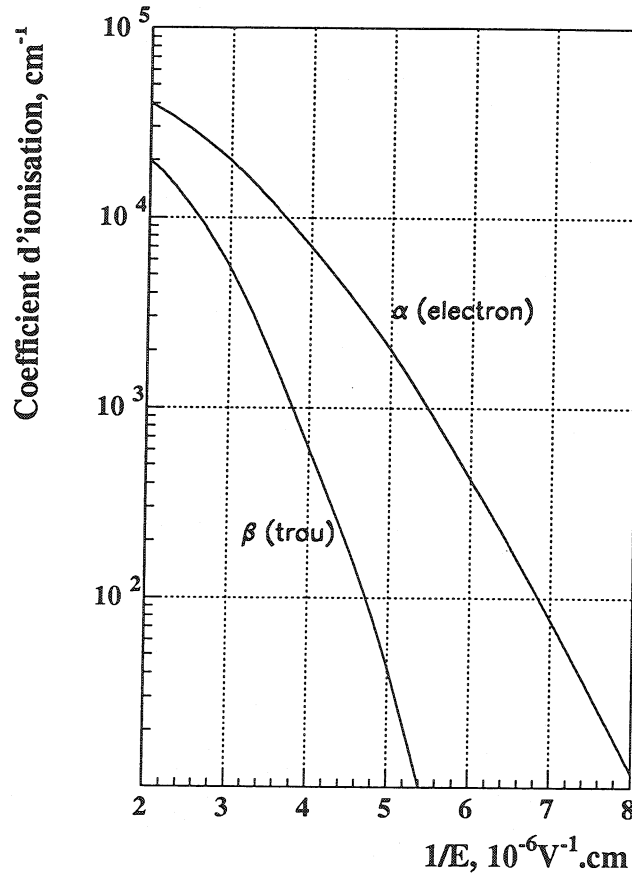


Figure 3.4 – Coefficient d'ionisation α pour les électrons et β pour les trous en fonction de l'inverse du champ électrique $|\vec{E}|$ pour le silicium à 300° K [48].

L'importante littérature sur les coefficients d'ionisation α et β dans le silicium à permis d'établir que le coefficient α est beaucoup plus grand que le coefficient β tant que $|\vec{E}| < 3 \times 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ (de un à deux ordres de grandeur environ). En conséquence, le gain M_e engendré par un électron sera beaucoup plus fort que le gain M_h engendré par un trou.

La figure 3.5 illustre la variation du gain en fonction de la position x de génération de la paire électron/trou primaire pour différentes valeurs relatives de α et β . D'après cette figure on peut aussi définir de manière plus précise les gains M_e et M_h . En effet M_e est le gain que l'on obtient lorsque la paire électron/trou est produite en une position $x \leq x_e$ et M_h est le gain que l'on obtient lorsque $x \geq x_h$ (voir figure 3.5).

Le gain de l'APD dépend de la position de création de la paire électron/trou primaire

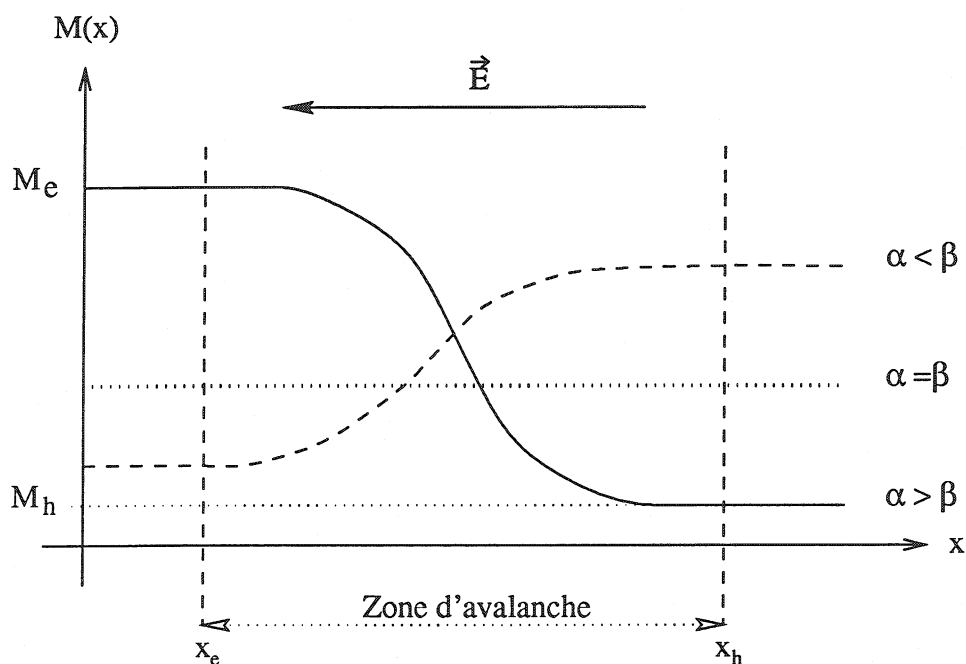


Figure 3.5 – Variation du gain en fonction de la position x de création de la paire électron/trou primaire pour différentes valeurs relatives de α et β , les coefficients d'ionisation des électrons et des trous. Dans le cas où $\alpha > \beta$ on a indiqué les gain M_e et M_h (axe des ordonnées).

dans la zone d'avalanche. Ce phénomène est important car le gain global peut alors varier en fonction de la longueur d'onde. En effet si par exemple la fenêtre d'entrée se trouve du côté P de la jonction, soit sur la gauche de la figure 3.5, les photons de courte longueur d'onde sont pratiquement tous absorbés avant x_e et les photoélectrons générés subissent tous le même gain M_e . Si la longueur d'onde des photons est plus grande une partie des photons est absorbée en $x > x_e$ où le gain est différent de M_e (dans le cas où $\alpha \neq \beta$). Il ne faut alors pas confondre cette variation du gain global en fonction de la longueur d'onde avec une variation de l'efficacité quantique de l'APD.

Dans le cas du silicium où il est possible d'obtenir $\alpha \gg \beta$, il convient d'initier l'avalanche par un électron si l'on veut obtenir le gain le plus fort. L'absence ou la quasi-absence d'ionisation par trou permet de réduire au maximum la réaction positive⁴ due à ceux-ci que l'on aurait si $\alpha = \beta$ et donc de réduire le temps de développement de l'avalanche ainsi que de réduire les variations statistiques de cette dernière.

4. En effet si un trou crée une nouvelle paire proche de $x = x_e$ (voir figure 3.5) le nouveau trou a de grandes chances de sortir de la zone de gain sans ioniser alors que le nouvel électron lui va partir de l'autre côté et créer de nouvelles paires pour ainsi relancer un « cycle d'avalanche ». On parle alors de réaction positive des trous par analogie à la réaction dans les oscillateurs.

3.1.2 Bruit dans les APD : facteur d'excès de bruit

Toute photodiode (PIN, APD) possède un bruit quantique dû aux fluctuations statistiques dans la génération du courant (courant produit par l'absorption de photons ou courant d'obscurité). Ce bruit souvent appelée *shot noise* en anglais, est caractérisé par un courant quadratique moyen dont la valeur est donnée par la formule⁵ classique de Schottky [50]:

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_{ph} + I_D) \quad \text{A}^2/\text{Hz}, \quad (3.2)$$

où I_{ph} est le photocourant et I_D le courant d'obscurité (ou courant inverse). Le courant d'obscurité est égal à la somme de deux contributions qu'il est souhaitable de minimiser au maximum (voir la description de la jonction PN en Annexe D):

- les courants de fuites de surfaces I_{DS} qui dépendent de la géométrie et du processus de fabrication du composant,
- le courant de volume I_{DV} principalement dû aux processus de génération-recombinaison thermiques de paires électron/trou (voir Annexe D sur la jonction PN).

Mais dans le cas d'une photodiode à avalanche (APD), l'ionisation par impact étant un processus statistique (voir section précédente), le gain instantané m fluctue et introduit alors un bruit en excès au bruit Schottky classique. Ce bruit propre au processus d'amplification est caractérisé par un facteur de bruit en excès F appelé *excess noise*:

$$F = \frac{\langle m^2 \rangle}{M^2} = 1 + \frac{\sigma^2}{M^2}, \quad (3.3)$$

où $M = \langle m \rangle$ est le gain moyen et où $\sigma^2 = \langle m^2 \rangle - M^2$ est la variance de la distribution des gains. L'excess noise F caractérise la qualité de l'APD en tant qu'amplificateur (voir annexe B). Un amplificateur parfait aurait un facteur $F = 1$. Pour comparaison les photomultiplicateurs (PM) qui sont de très bons amplificateurs possèdent des facteurs de bruit F d'environ 1.2 à 1.5.

Donc pour une APD, à cause du gain et de son bruit associé, le courant quadratique moyen de bruit devient:

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q \left[I_{DS} + (I_{ph} + I_{DV}) M^2 F \right] \quad \text{A}^2/\text{Hz}. \quad (3.4)$$

Dans cette dernière équation, les deux contributions de courant d'obscurité ($I_D = I_{DS} + I_{DV}$) ont été séparées dans la mesure où le courant de surface I_{DS} ne subit pas de multiplication contrairement au courant de volume I_{DV} . En fait comme nous l'avons déjà vu, le gain d'une APD dépend de la position où la paire électron/trou primaire a été générée

5. La démonstration repose sur le théorème de Carson [50] [52]

3.1. CARACTÉRISTIQUES ET PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES APD

dans la zone de gain ; il en est de même pour l'excess noise F qui est une fonction de M . Or les paires électron/trou responsables du courant de génération-recombinaison I_{DV} sont créées au hasard dans toute la zone déplétée (qui est plus large que la zone de gain), ce qui implique que le gain M et le facteur F associé à ce courant I_{DV} sont à priori différents de ceux du photocourant I_{ph} . Il est donc plus juste d'écrire le courant quadratique moyen de bruit sous la forme [51] :

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q \left[I_{DS} + I_{ph} M^2 F + I_{DV} M_{DV}^2 F_{DV} \right] , \quad (3.5)$$

avec M_{DV} le gain de courant d'obscurité de volume et F_{DV} le facteur de bruit en excès qui le caractérise.

Comme nous l'indique l'équation (3.5), l'excess noise F est égal au facteur par lequel on doit multiplier les fluctuations du signal et du courant de volume donné par le bruit Schottky idéal $2qIM^2$ pour obtenir les fluctuations réelles mesurées dans le cas de la détection de signaux continus. Mais ce facteur joue aussi un rôle dans l'analyse des performances d'une APD en détection d'impulsion lumineuse (cas du calorimètre électromagnétique de CMS). En effet dans le cas de l'amplification idéale d'une impulsion dont le nombre moyen de photoélectrons primaires est N , la résolution de la distribution des impulsions de sortie est égale à $\sqrt{1/N}$. Mais si il y a un facteur de bruit en excès cette même résolution devient alors égale à $\sqrt{F/N}$. Le passage de l'expression fréquentielle du bruit $2qIM^2F$ à l'expression de la résolution $\sqrt{F/N}$ se démontre en utilisant le théorème de Campbell [52] qui suppose que le bruit est dû à un train d'impulsion tel que $i(t) = -q \sum_{k=1}^K \delta(t - t_k)$.

L'excess noise F pour une APD est plus grand que 1 à cause des fluctuations statistiques du processus d'ionisation par impact. On doit aussi s'attendre à ce que l'excess noise F soit une fonction du gain M . Ainsi si l'on considère que l'APD est constituée de N étages amplificateurs pour les électrons (analogie avec les dynodes d'un PM), l'excess noise peut être calculé par [53] :

$$F = 1 + \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_1 m_2} + \dots + \frac{1}{m_1 \dots m_N} , \quad (3.6)$$

où m_i est le gain du i^e étage. Une APD au silicium fonctionnant avec un gain intermédiaire ($M \sim 10$), condition permettant de négliger les ionisations par trou, est équivalente à un dispositif d'amplification des électrons où chaque étage possède un gain $m = 2$. Dans ce cas d'après la formule (3.6) F tend vers 2. Donc l'excess noise d'une APD au silicium doit être égal à 1 pour $M = 1$ et augmenter à une valeur plateau proche de 2 pour les gains intermédiaires.

Mais à de plus forts gains l'ionisation par trou n'est plus négligeable. Si un trou primaire crée une nouvelle paire électron/trou, une nouvelle avalanche démarre. A cause de cette réaction positive le gain augmente entraînant alors aussi un accroissement de F .

Le facteur d'excès de bruit dépend donc aussi fortement des coefficients α et β . Les résultats que l'on peut retenir des différentes modélisations décrites ultérieurement peuvent être résumés de la manière suivante. Des faibles bruits d'avalanche sont obtenus avec des APD lorsque le rapport des coefficients d'ionisation $k = \beta/\alpha$ est soit très grand, soit très petit (en d'autres termes très différent de 1) et que le processus d'avalanche soit initié par le porteur qui possède le plus grand coefficient d'ionisation. En effet, si $\alpha = \beta$, pour chaque paire électron/trou créée par exemple par un électron, il y aura une autre paire générée par le trou se déplaçant dans la direction opposée. Cette forte réaction positive « amplifie » les fluctuations du bruit. C'est pourquoi le silicium dont le rapport k est naturellement très petit (tant que $|\vec{E}| < 3 \times 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$) est préférentiellement utilisé pour fabriquer des APD faible bruit. Dans les autres cas, il faut concevoir des structures internes d'APD (profil de dopage, utilisation de multi-couches) permettant d'augmenter ou de diminuer artificiellement le rapport $k = \beta/\alpha$.

3.1.3 Temps de réponse des APD

Le temps de réponse des APD excitées par des impulsions lumineuses provenant des cristaux dans le cadre du calorimètre électromagnétique n'est pas un critère primordial dans la mesure où le signal électrique à la sortie du circuit FE est échantillonné à 40 MHz, période relativement longue par rapport aux temps de réponse standard des APD (quelques nanosecondes). D'un autre côté, la période du *bunch crossing* étant de 25 ns, il ne faut pas que le signal à la sortie de l'APD dépasse de beaucoup cette valeur afin d'éviter au maximum les effets d'empilement d'événement dans l'APD elle-même.

Le temps de montée du signal à la sortie d'une APD est principalement gouverné par les processus physiques de création et de déplacement des charges libres à l'intérieur de l'APD, alors que le temps de descente du signal est surtout lié au type de circuit de lecture (voir au chapitre 5 la discussion sur les amplificateurs de courant et de charge). De manière générale on peut dire qu'il y a 4 constantes de temps impliquées dans la détermination du temps de réponse global de l'APD [54] [55] :

1. le temps de transit t_{tr} des porteurs dans la zone déplétée,
2. la constante de temps RC , t_{RC} (due à la capacité du détecteur et à sa résistance série ainsi qu'à la résistance de charge),
3. le temps de diffusion t_D dans les zones non déplétée,
4. le temps de développement t_a de l'avalanche.

Les trois premières constantes de temps dépendent essentiellement de la largeur W de la zone déplétée ainsi que de la position de celle-ci vis-à-vis de la fenêtre d'entrée (c'est-à-dire

3.1. CARACTÉRISTIQUES ET PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES APD

de la taille de la zone non déplétée présente entre la fenêtre d'entrée et le début de la zone de charge d'espace). La constante de temps qui limite le temps de réponse global de l'APD diffère selon le type de matériau semi-conducteur et selon la structure interne de l'APD.

Dans ce qui suit nous allons considérer une APD au silicium dont le diamètre est de 0.5 cm et dont la largeur W de la zone de charge d'espace est de $50\text{ }\mu\text{m}$. De plus on suppose que la zone de gain mesure environ $5\text{ }\mu\text{m}$ et qu'elle est située sur le bord de la zone déplétée le plus éloigné de la fenêtre d'entrée. On suppose aussi que la zone non déplétée l_0 entre la fenêtre d'entrée des photons et la zone de charge d'espace mesure environ $0.5\text{ }\mu\text{m}$.

- La constante de temps de transit t_{tr} est obtenue, connaissant la largeur W et la vitesse de saturation v_s des porteurs qui est de environ 10^7 cm.s^{-1} dans le silicium, par la formule :

$$t_{tr} = \frac{W}{v_s} .$$

Or pour l'APD considérée, la zone de gain étant, d'une part, petite par rapport à W et, d'autre part, se trouvant sur le bord de la zone de charge d'espace le plus éloigné de la fenêtre d'entrée, les trous créés par multiplications doivent parcourir encore la presque totalité de la zone déplétée. On doit donc prendre $2W/v_s$ pour calculer t_{tr} . Ce qui nous donne $t_{tr} \simeq 1\text{ ns}$.

- La constante de temps RC t_{RC} est donnée par :

$$t_{RC} = (R_S + R_L)C_{det} ,$$

où R_S est la résistance série, R_L la résistance de charge de l'amplificateur et C_{det} la capacité de la jonction (voir figure 3.6).

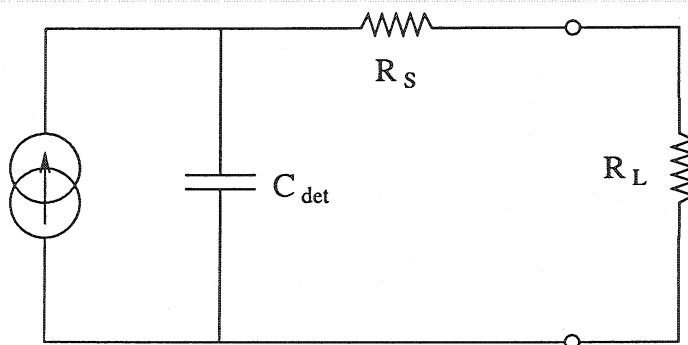


Figure 3.6 – Circuit équivalent simplifié d'une photodiode à avalanche.

La capacité de l'APD se calcule à partir de l'équation (D.15). On trouve dans notre cas $C_{det} \simeq 41$ pF. Des valeurs de résistance séries autour de 20 à 30 Ω sont typiquement obtenues pour des APD fabriquées avec un soin raisonnable. La résistance de charge R_L dépend du type de l'amplificateur utilisé, donc des besoins de l'utilisateur (bruit, vitesse, etc...). Si on prend $R_L = 50 \Omega$ et $R_S = 25 \Omega$ on obtient $t_{RC} = 3$ ns.

- Le temps de diffusion t_D dans la zone non déplétée peut être approché par la formule suivante [54] :

$$t_D = \frac{l_o^2}{2.4D} ,$$

où l_o est la dimension de la zone de diffusion et D la constante de diffusion du porteur minoritaire. Si on considère que dans notre exemple l'APD est éclairée du côté P, les porteurs minoritaires à considérer sont les électrons pour lesquels $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \simeq 0.026 \times 1500 = 39 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. On obtient alors $t_D \simeq 30$ ps ($l_o = 0.5 \mu\text{m}$).

Cette très faible valeur de la constante de temps de diffusion t_D peut être sérieusement modifiée si, d'une part, il existe du *trapping-detrapping* (porteur piégé par un défaut puis libéré) dans la zone non déplétée et, d'autre part, en fonction du *built-in field*, champ électrique dû au profil de dopage⁶ dans cette même zone. Dans le premier cas, *trapping-detrapping*, la constante de temps peut atteindre plusieurs dizaines de microsecondes (en fonction du niveau énergétique des défauts dans la bande interdite) et dans le second cas t_D peut, soit diminuer de quelques pour cent, soit augmenter en fonction de l'orientation du champ électrique.

- La constante de temps de développement de l'avalanche t_a varie en fonction du nombre de réactions positives (ionisation par trou dans le cas du silicium) et est proportionnelle au gain M telle que [54] :

$$t_a = \tau M ,$$

où τ est le temps de réponse intrinsèque qui dépend fortement du rapport $k = \beta/\alpha$ et de la constante t_{tr} tel que :

$$\tau = \gamma k t_{tr} ,$$

où γ est un nombre qui varie lentement de 1/3 à 2. Soit dans notre exemple si on prend $\gamma = 1$ et $M = 50$ on obtient $t_a = 50$ ps.

En conclusion, on peut remarquer, comme le montre notre exemple, que les constantes de temps qui sont généralement les plus limitantes du point de vue des APD aux silicium sont la constante de temps de transit et la constante de temps RC. Mais dans certain cas (voir ci-dessus) la constante de temps de diffusion peut l'emporter.

6. Le *built-in field* est donné par la relation suivante: $\mu_n \mathcal{E}_{built} = \frac{D_p}{N} \frac{dN}{dx}$

3.2 Les différentes modélisations

3.2.1 Une modélisation continue : théorie de Mc Intyre

La modélisation du processus de multiplication dans les semi-conducteurs et du bruit de multiplication caractérisé par le facteur F a donné lieu, dans le passé, à de nombreux articles. Un des plus célèbres est celui de Mc Intyre [56, 57, 58] qui propose une théorie, devenue un « classique », décrivant le processus d'ionisation par des électrons ou des trous de manière continue.

Cette approche suppose que la région où se produit le gain est très longue devant la distance moyenne nécessaire pour obtenir une ionisation, ce qui est équivalent à dire que le nombre total d'ionisations possibles est très grand de telle sorte que l'on puisse traiter le phénomène de façon continue. On suppose aussi que l'APD fonctionne en régime stationnaire. De plus si les variations du champ électrique dans la zone de gain ne sont pas trop grandes on pourra considérer que le rapport $k = \beta/\alpha$ est plus ou moins constant sur toute cette même zone.

Ce modèle est donc plus adapté à un certain type d'APD, notamment utilisé dans les applications des télécommunications, fonctionnant avec des gains relativement élevés.

3.2.1.1 Calcul du gain

Considérons une paire électron/trou initialement créée à la position x dans la zone d'avalanche de longueur w . Dans la configuration de la Figure 3.7, entraîné par le champ électrique, le trou va aller vers la droite et l'électron vers la gauche. En traversant la distance dx , l'électron va subir $\alpha(x)dx$ collisions ionisantes, alors que le trou lui va en subir $\beta(x)dx$. Les paires secondaires ainsi créées vont à leur tour commencer une nouvelle chaîne d'avalanche dont la longueur dépend de la position x de création de celles-ci. En négligeant les phénomènes de recombinaison dans la jonction et en utilisant les coefficients d'ionisation $\alpha(x)$ pour les électrons et $\beta(x)$ pour les trous, qui dépendent de la position à travers l'intensité du champ électrique, on peut écrire l'équation intégrale décrivant le gain total :

$$M(x) = 1 + \int_x^w \beta(u)M(u) du - \int_x^0 \alpha(u)M(u) du , \quad (3.7)$$

où $M(x)$ représente le nombre de paires générées à **partir d'une paire initiale créée à la position x** dans la zone d'avalanche.

Si on écrit $dM(x)/dx = [\alpha(x) - \beta(x)]M(x)$, l'expression de la dérivée de $M(x)$ représentant la variation élémentaire du nombre de paires de la position x à $x + dx$, et si on intègre avec comme condition aux limites le gain pour $x = w$ alors

$$M(x) = M(w) \exp \left\{ - \int_x^w [\alpha(u) - \beta(u)] du \right\} , \quad (3.8)$$

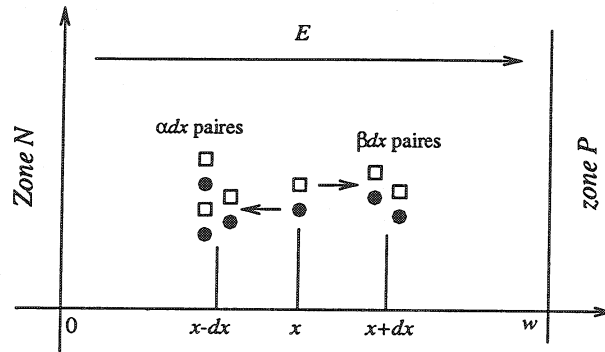


Figure 3.7 – Multiplication continue par ionisations (● électrons et □ trous) selon le modèle Mc Intyre, utilisant les coefficients d'ionisation $\alpha(x)$ et $\beta(x)$.

en injectant l'expression de $M(w)$ obtenue à partir de (3.7), on obtient l'expression du gain par avalanche selon Mc Intyre :

$$M(x) = \frac{\exp \left\{ - \int_x^w [\alpha(u) - \beta(u)] du \right\}}{1 - \int_0^w \alpha(v) \exp \left\{ - \int_v^w [\alpha(u) - \beta(u)] du \right\} dv} . \quad (3.9)$$

On peut obtenir le gain total par avalanche pour une injection d'électrons du côté P de la jonction en prenant $x = w$. De même pour une injection de trou du côté N en prenant $x = 0$.

3.2.1.2 Calcul de l'excess noise

Le bruit de multiplication dû aux fluctuations du gain instantané est calculé en supposant que le courant élémentaire dans une tranche $[x, x + dx]$ de la zone d'avalanche est de type *shot noise*, décorrélié des autres tranches. Le bruit total est donc obtenu en intégrant les bruits élémentaires de chaque tranche sur toute la zone d'avalanche. Puisque les électrons et les trous sont générés ensemble, les fluctuations de leurs nombres sont identiques, il suffit donc de calculer le bruit associé au courant de l'un d'entre eux. Pour illustrer la démarche voici quelques étapes du calcul de l'*excess noise* pour les trous⁷.

La variation du courant de trous $dI_p(x)$ dans une tranche $[x, x + dx]$ de la zone d'amplification est donnée par :

$$dI_p(x) = [\alpha(x)I_n(x) + \beta(x)I_p(x)]dx , \quad (3.10)$$

où on note $I_n(x)$ le courant d'électrons en x et $I_p(x)$ celui de trous. A ce courant élémentaire on associe le bruit de Schottky suivant :

$$\langle dI_p^2 \rangle = 2q dI_p(x) , \quad (3.11)$$

7. On se reportera aux articles de Mc Intyre [56, 57] pour plus de détails.

3.2. LES DIFFÉRENTES MODÉLISATIONS

La grandeur $\langle dI_p^2 \rangle$ peut être vue comme une source de courant de bruit généré à la position x , et par ce fait va subir une amplification comme tout courant créé en x . La contribution élémentaire de cette source de bruit de la tranche $[x, x + dx]$ au bruit total est donc :

$$\langle dI_p^2 \rangle = 2qM^2(x)dI_p(x) . \quad (3.12)$$

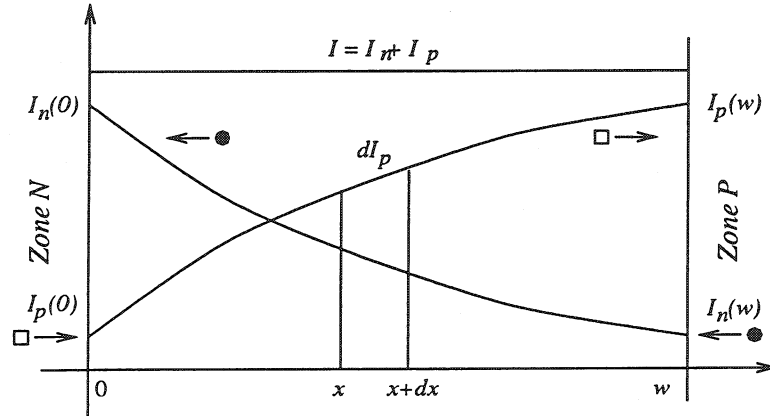


Figure 3.8 – Evolution des courants dans la zone d'avalanche (● électrons et □ trous).

Maintenant intégrons (3.12) sur la zone d'avalanche entière, avec les conditions aux limites correspondants aux bruits Schottky dus à une injection de trous en $x = 0$ et à une injection d'électrons en $x = w$ (Figures 3.8), pour obtenir le bruit total de multiplication du courant de trous :

$$\langle I_p^2 \rangle = 2q \left[I_p(0)M^2(0) + I_n(w)M^2(w) + \int_0^w \frac{dI_p(x)}{dx} M^2(x) dx \right] . \quad (3.13)$$

En intégrant par parties le dernier terme de cette expression, en utilisant la relation (3.10) donnant la valeur du courant élémentaire $dI_p(x)/dx$ et en utilisant le fait que la somme des courants de trous et d'électrons, qui constitue le courant total $I = I_n + I_p$, est constante sur toute la zone de gain en régime stationnaire, on peut obtenir l'expression suivante :

$$\langle I_p^2 \rangle = 2q \left\{ 2 \left[I_p(0)M^2(0) + I_n(w)M^2(w) \right] + I \left[2 \int_0^w \alpha(x)M^2(x) dx - M^2(w) \right] \right\} . \quad (3.14)$$

Les deux coefficients α et β sont fortement dépendants de la position à travers le champ électrique (voir figure 3.4). Cependant, si les variations de champ ne sont pas trop importantes, α et β varient grossièrement de la même manière avec celui-ci. On peut alors supposer que $\beta(x) = k\alpha(x)$ avec k indépendant de x . Cette hypothèse supplémentaire

permet de simplifier le terme sous l'intégrale dans l'expression (3.14), qui s'écrit alors en fonction du facteur constant k :

$$\langle I_p^2 \rangle = 2q \left\{ 2 \left[I_p(0)M^2(0) + I_n(w)M^2(w) \right] + \frac{I}{1-k} \left[kM^2(w) - M^2(0) \right] \right\}, \quad (3.15)$$

qu'il est possible de mettre sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \langle I_p^2 \rangle = & 2qI_p(0)M^3(0) \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M(0)-1}{M(0)} \right)^2 \right] \\ & + 2qI_n(w)M^3(w) \left[1 + (1-k) \left(\frac{M(w)-1}{M(w)} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Encore une fois, comme pour le gain (voir formule (3.12)), le bruit propre de l'APD est fortement dépendant de la position x de création des paires électron/trou initiales donc du profil d'absorption de la lumière si celui-ci pénètre dans la zone de gain.

Dans la mesure où l'on **injecte uniquement des trous** du côté N soit en $x = 0$, l'expression (3.16) peut se mettre sous la forme suivante sachant que $I_n(w) = 0$:

$$\langle I_p^2 \rangle = 2qI_p(0)F_hM_h^2 \quad \text{avec} \quad F_h = M_h \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M_h-1}{M_h} \right)^2 \right],$$

en notant $M_h = M(0)$ le gain pour les trous avec génération de la paire initiale en $x = 0$.

De même si l'on **injecte uniquement des électrons** du côté P soit en $x = w$ et sachant que $I_p(0) = 0$ l'expression (3.16) s'écrit alors comme:

$$\langle I_n^2 \rangle = 2qI_n(w)F_eM_e^2 \quad \text{avec} \quad F_e = M_e \left[1 + (1-k) \left(\frac{M_e-1}{M_e} \right)^2 \right],$$

en notant $M_e = M(w)$ le gain pour les électrons avec génération de la paire initiale en $x = w$.

L'*excess noise* ainsi obtenu par la théorie de Mc Intyre est souvent mis dans la littérature après une simple transformation sous la forme:

$$F_e = kM_e + \left(2 - \frac{1}{M_e}\right)(1-k) \quad \text{pour une injection pure d'électrons}, \quad (3.17)$$

$$F_h = kM_h - \left(2 - \frac{1}{M_h}\right)(k-1) \quad \text{pour une injection pure de trous}. \quad (3.18)$$

3.2.1.3 Conclusions et conséquences pratiques

Ces résultats sur le mécanisme d'avalanche selon Mc Intyre amènent aux conclusions suivantes:

- Le gain d'une APD et le bruit qui lui est associé varient en fonction de la position x de génération de la paire initiale (cf formules (3.12)(3.16)). Il faut donc que la lumière soit absorbée avant la zone d'amplification si l'on veut que tous les porteurs initiaux subissent le même gain.

3.2. LES DIFFÉRENTES MODÉLISATIONS

- Pour obtenir de faibles bruits, comme nous l'avons déjà dit, il faut que le rapport k soit aussi faible que possible et que l'avalanche soit initiée par une injection pure d'électrons (en ce qui concerne le silicium car $k \ll 1$).
- Pour les gains importants ($1/M \ll 2$) et si k est suffisamment petit on a $F \simeq 2 + kM$. Ce résultat est important car il est à l'origine d'une technique de caractérisation des APD largement utilisée [61]. De plus il montre que pour de grands gains ($M > 20$) la valeur de F est supérieure à 2. Il ne faut pas oublier que pour appliquer cette théorie on a supposé que la zone de gain est très grande devant $1/\alpha$.

3.2.2 Une modélisation discrète : théorie de Van Vliet

Une modélisation des phénomènes d'avalanche dans les semi-conducteurs a été développée par Van Vliet [59, 60] vers la fin des années 70. L'approche de Van Vliet est très différente de celle proposée par Mc Intyre, puisqu'elle est basée sur une description discrète du processus de multiplication. Cette théorie discrète, utilisant des relations de récurrence sur des fonctions génératrices (outils mathématiques permettant la description de processus statistiques discrets), propose de fixer un nombre N d'ionisations possibles par porteur initial (électron ou trou), et utilise toujours le paramètre k introduit par Mc Intyre.

La principale caractéristique de ce modèle est que la courbe du bruit de multiplication tracée en fonction du gain présente des sauts lorsque l'on passe d'un régime où N ionisations sont possibles à un régime où $N + 1$ ionisations sont possibles. Dans cette modélisation, pour de faibles gains, le bruit associé au processus d'avalanche est toujours plus faible que dans le modèle de Mc Intyre, qui est un cas asymptotique dans lequel $N \rightarrow +\infty$. C'est donc une alternative au modèle de Mc Intyre pour l'étude des APD fonctionnant avec de faibles gains et donc de faibles facteurs d'excès de bruit.

3.2.2.1 Les hypothèses physiques du modèle

On suppose que la zone d'avalanche a une longueur w et que le champ électrique $|\vec{\mathcal{E}}|$ possède le profil qui est représenté par la Figure 3.9 suivant l'axe des x . Pour obtenir une première ionisation, l'électron (ou le trou) initial doit acquérir une énergie cinétique égale à l'énergie efficace d'ionisation E_{eff} (cf gain dans les APD). Le champ électrique fournissant à l'électron (ou au trou) une énergie de $q\mathcal{E}(x)$ par unité de longueur, il faut que celui-ci parcourt une distance de l'ordre de $l_1 = E_{eff}/q|\mathcal{E}_1|$ pour qu'il y ait une ionisation si on décompose $\mathcal{E}(x)$ en petits éléments constants. Le caractère probabiliste du processus d'ionisation par impact est donné (dans ce modèle) par $\lambda_1 = \alpha(x)l_1 < 1$ et par $\mu_1 = \beta(x)l_1 < 1$ qui représente la probabilité que l'électron initial et, respectivement,

le trou initial, réalise une ionisation par impact lorsque l'un ou l'autre parcourt la distance l_1 .

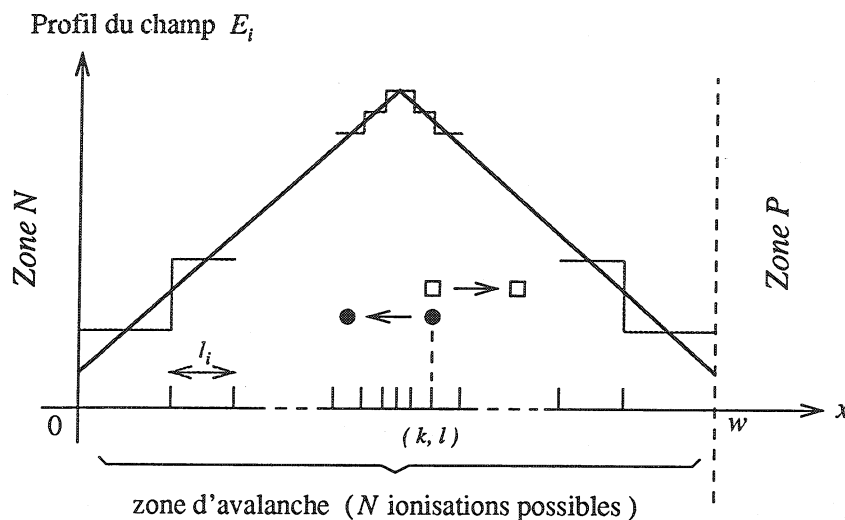


Figure 3.9 – Décomposition de la zone d'avalanche en fonction du champ électrique appliqué ($\bullet$ électrons et $\square$ trous).

On suppose dans ce qui va suivre qu'un électron (un trou) provoquant une ionisation par impact subit un « choc inélastique » et perd, par conséquent, toute son énergie cinétique et que par ionisation on ne peut créer qu'une seule paire électron/trou à la fois. De plus, même si l'électron (le trou) subit des interactions autres que ionisantes, on suppose qu'une fois la distance l_1 parcourue, il perd toute son énergie de telle manière que quoi qu'il arrive on considère que l'énergie cinétique des électrons (des trous) est nulle une fois la distance l_1 parcourue. Comme dans le cas de McIntyre, on négligera les recombinaisons électron/trou dans la zone d'avalanche.

Puisque l'énergie d'ionisation E_{eff} est identique pour les électrons et les trous, les distances d'ionisations l_i sont les mêmes pour les deux types de porteurs (en sens inverse). Pour une valeur du champ électrique donnée, une longueur finie l_i est nécessaire pour qu'une ionisation par impact soit possible. Le nombre d'ionisations possibles pour un porteur traversant la zone d'avalanche est alors lui aussi fini. On va donc découper la zone d'avalanche en N intervalles $l_i = E_{eff}/q\mathcal{E}_i$ correspondants aux N ionisations possibles avec $w = \sum_{i=1}^N l_i$.

Cela justifie l'hypothèse de base du modèle de Van Vliet qui est de fixer le nombre N d'ionisations possibles dans la zone d'avalanche, pour un gain donné. Lorsque le champ électrique $\mathcal{E}$ augmente, ce nombre N croît, entraînant ainsi avec lui une augmentation du gain par avalanche.

3.2. LES DIFFÉRENTES MODÉLISATIONS

Le lien entre les coefficients d'ionisation et les probabilités λ et μ est donné par :

$$\lambda_i = \alpha_i l_i, \mu_i = \beta_i l_i.$$

Or α_i et β_i dépendent de la position x dans la zone d'avalanche, il en est donc de même pour les probabilités λ_i et μ_i . C'est pourquoi là aussi il est plus simple d'introduire un λ moyen et un μ moyen définis comme suit :

$$\lambda = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \lambda_i, \mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mu_i,$$

qui permettent alors de définir comme dans le modèle précédemment présenté un rapport $k \equiv \mu/\lambda$ qui peut être supposé constant si les variations de $\mathcal{E}(x)$ sont faibles.

3.2.2.2 Description du modèle: les différentes statistiques

Dans l'exposé de la théorie de Van Vliet, on suppose que les porteurs initiaux sont tous des électrons. Soit n le nombre initial de porteurs arrivant pendant un intervalle de temps θ dans la zone d'avalanche, et m le nombre de paires électron/trou après multiplication. On définit alors les variables aléatoires suivantes (voir figure 3.10) :

- $N = n$ « nombre initial de porteurs », ici des électrons,
- X « nombre de paires électron/trou créées par un porteur initial », on note X_k la variable aléatoire représentant la multiplication du $k^{ième}$ porteur initial,
- $S_N = X_1 + X_2 + \dots + X_N = m$ « nombre total de paires électron/trou obtenues par multiplication de tous les porteurs initiaux ».

Dans la mesure où l'on suppose que tous les photons sont absorbés avant la zone d'amplification on peut considérer que chaque électron initial possède la même loi de probabilité pour sa variable aléatoire de multiplication. On définit alors les fonctions génératrices⁸ de chaque variable aléatoire :

$$\begin{aligned}\chi(z) &= \sum_n \mathbf{P}\{N = n\} z^n, \\ \phi(z) &= \sum_j \mathbf{P}\{X = j\} z^j, \\ \Phi(z) &= \sum_m \mathbf{P}\{S_N = m\} z^m.\end{aligned}$$

En pratique seule S_N est intéressante, puisque c'est cette variable aléatoire qui décrit ce que l'on observe physiquement, à savoir le courant en sortie de la photodiode

8. Identiques aux transformées en Z .

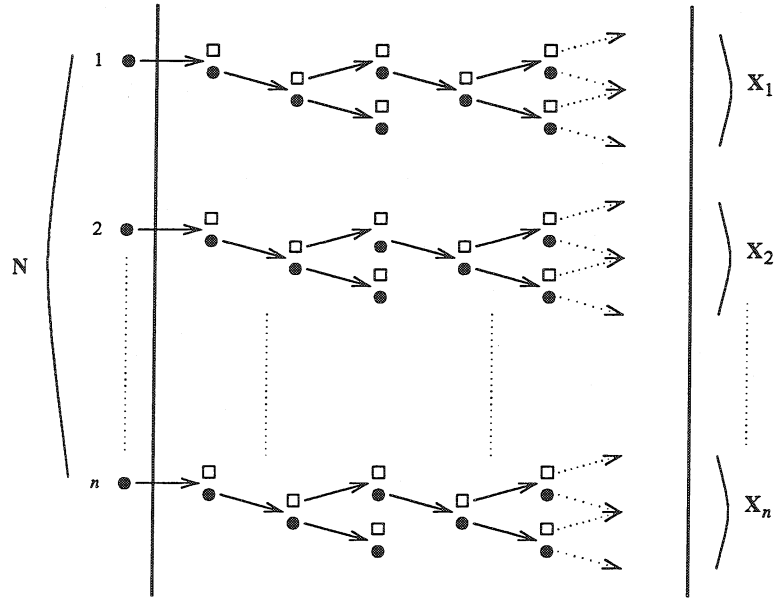


Figure 3.10 – Les différentes variables aléatoires utilisées pour décrire l'avalanche dans le modèle de Van Vliet.

à avalanche. Grâce au théorème de composition des fonctions génératrices, on déduit immédiatement que $\Phi(z) = \chi[\phi(z)]$, ce qui permet de calculer la moyenne et la variance de S_N en utilisant les deux premières dérivées de $\Phi(z)$ en $z = 1$. La moyenne de S_N est alors donnée par :

$$\langle S_N \rangle = \langle N \rangle \langle X \rangle . \quad (3.19)$$

Si on multiplie par la charge q et que l'on divise par le temps θ chaque membre de l'égalité précédente, on obtient la relation suivante de gain sur les courants :

$$\frac{q \langle S_N \rangle}{\theta} = \frac{q \langle N \rangle}{\theta} \langle X \rangle$$

$$I = M I_{pr} , \quad (3.20)$$

où I est le courant total issu de l'avalanche, I_{pr} est le courant primaire injecté dans la zone d'avalanche ($I_{pr} \equiv I_{ph}$), et $M \equiv \langle X \rangle$ le gain en courant.

D'après le théorème de Burgess l'expression de la variance de S_N est donnée par :

$$\text{var}(S_N) = \langle N \rangle \text{var}(X) + \text{var}(N) \langle X \rangle^2 , \quad (3.21)$$

De même en multipliant par q^2 et en divisant par θ^2 chaque membre de l'égalité, on obtient une relation sur les variances des courants, c'est-à-dire sur les bruits de courant :

$$\frac{q^2 \text{var}(S_N)}{\theta^2} = \frac{q^2 \text{var}(N)}{\theta^2} \langle X \rangle^2 + \frac{q \langle N \rangle}{\theta} \frac{q}{\theta} \text{var}(X) ,$$

$$\text{var}(I) = \text{var}(I_{pr}) M^2 + \frac{q}{\theta} I_{pr} \text{var}(X) . \quad (3.22)$$

3.2. LES DIFFÉRENTES MODÉLISATIONS

Ces résultats sont très intéressants car, d'une part, on voit que le gain en courant est donné par la valeur moyenne de $\mathbf{X}$, et d'autre part, que le bruit en sortie de l'APD se décompose en deux contributions : l'une relative à la statistique des porteurs injectés avec le terme $\text{var}(I_{pr})$, et l'autre relative au processus propre de multiplication avec $\text{var}(\mathbf{X})$. Il suffit d'étudier le phénomène d'avalanche pour un électron c'est-à-dire étudier la variable aléatoire $\mathbf{X}$, pour tout connaître sur les caractéristiques du courant I .

Du fait que le courant I_{pr} présente un bruit Schottky caractérisé en variance par la formule $\text{var}(I_{pr}) = 2qI_{pr}B$ où $B = 1/2\theta$ est la bande spectrale (voir le théorème de Carson [50]), l'expression (3.22) peut s'écrire alors comme :

$$\begin{aligned}\text{var}(I) &= 2qI_{pr}BM^2 + 2qI_{pr}B\text{var}(\mathbf{X}) \\ &= 2qI_{pr}BM^2 + 2qI_{pr}B[\langle \mathbf{X}^2 \rangle - \langle \mathbf{X} \rangle^2] \quad \text{avec} \quad M \equiv \langle \mathbf{X} \rangle \\ &= 2qI_{pr}B\langle \mathbf{X}^2 \rangle ,\end{aligned}$$

que l'on peut exprimer en fonction de l'*excess noise* $F = \langle \mathbf{X}^2 \rangle / \langle \mathbf{X} \rangle^2$ tel que :

$$\text{var}(I) = 2qI_{pr}BM^2F . \quad (3.23)$$

On peut donc facilement déduire l'*excess noise* de $\text{var}(\mathbf{X})$ (dont l'expression est donnée dans le tableau 3.1) par la formule suivante :

$$F = 1 + \frac{\text{var}(\mathbf{X})}{\langle \mathbf{X} \rangle^2} \quad \text{avec} \quad \langle \mathbf{X} \rangle \equiv M . \quad (3.24)$$

3.2.2.3 Résultats et conclusions

Les principaux résultats obtenus après de longs calculs⁹ sont résumés dans le tableau 3.1. Il contient les formules du gain M_N , de la variance $\text{var}(\mathbf{X}_N)$ et de l'*excess noise* F_N exprimées en fonction de N , λ et k . Dans le cas asymptotique, en passant grâce à une somme de Riemann d'un cas discret à un cas continu et en utilisant les relations avec $\lambda_i = \alpha_i l_i$ et $\mu_i = \beta_i l_i$, les expressions obtenues pour le gain M_∞ et l'*excess noise* F_∞ sont les mêmes que celles données par Mc Intyre (voir équations (3.9) et (3.17)) dans le cas d'une injection pure d'électrons.

La démarche proposée par Van Vliet pour obtenir, à partir des formules du tableau 3.1, la courbe du facteur d'excès de bruit F en fonction du gain M consiste à tracer, dans un premier temps et pour différentes valeurs de N , les courbes donnant l'évolution de la probabilité moyenne d'ionisation pour les électrons λ en fonction du gain (voir figure 3.11 à gauche). Ensuite en injectant ces courbes dans l'expression de $\text{var}(\mathbf{X}_N)$ il est possible d'obtenir un autre réseau de courbes paramétrisé en N donnant la variance de $\mathbf{X}$

9. On se reportera aux articles de Van Vliet pour voir le détail des calculs [59, 60].

Cas à N ionisations possibles ($\mu = k\lambda$)
$M_N = \frac{(1-k)(1+\lambda)^N}{(1+k\lambda)^{N+1} - k(1+\lambda)(N+1)}$
$\text{var}(\mathbf{X}_N) = \frac{M_N(M_N-1)(1-k)}{2+\lambda+k\lambda} \times \left\{ -\lambda + 2\frac{1-k\lambda^2}{1+k\lambda} \left[M_N k \frac{1+\lambda}{1-\lambda} + \frac{1}{1+\lambda} \right] \right\}$
$F_N = 1 + \frac{(M_N-1)(1-k)}{M_N(2+\lambda+k\lambda)} \times \left\{ -\lambda + 2\frac{1-k\lambda^2}{1+k\lambda} \left[M_N k \frac{1+\lambda}{1-\lambda} + \frac{1}{1+\lambda} \right] \right\}$
Cas asymptotique $N \rightarrow +\infty$ ($\mu = k\lambda$)
$M_\infty = \frac{\exp\left\{-\int_x^w [\alpha(u)-\beta(u)] du\right\}}{1-\int_0^w \alpha(v) \exp\left\{-\int_v^w [\alpha(u)-\beta(u)] du\right\} dv} \quad \text{avec} \quad \beta = k\alpha$
$\text{var}(\mathbf{X}_\infty) = M_\infty(M_\infty - 1)[kM_\infty + (1 - k)]$
$F_\infty = kM_\infty + (1 - k) \left(2 - \frac{1}{M_\infty}\right)$

Tableau 3.1 – Principaux résultats du modèle de Van Vliet

en fonction du gain (voir figure 3.11 à droite). Ces courbes atteignent des points limites (bien visibles sur la figure pour $N = 1$ et $N = 2$) qui correspondent au fait que $\lambda \rightarrow 1$, valeur pour laquelle le gain est donné par $M = 2^N$.

Bien évidemment la valeur de λ ne peut excéder l'unité. En fait lorsque la valeur de λ dépasse un certain seuil cela annonce un changement de régime, c'est-à-dire que l'on passe d'un régime à N ionisations possibles à un régime à $N + 1$ ionisations possibles. Le choix de ce seuil pour la probabilité imposant le changement du nombre d'ionisations possibles reste un point faible dans le modèle de Van Vliet qui propose de le fixer à 0.5. Il est alors possible, comme nous le montre la figure 3.12, de construire par morceaux la courbe donnant la variation de *l'excess noise* en fonction du gain à partir du réseau de courbes précédent.

D'après la courbe de la figure 3.12, lorsque l'on applique une tension de polarisation inverse à l'APD, au début le champ électrique est juste suffisant pour produire une ionisation dans la région w . On a alors $N = 1$. En augmentant celui-ci, la valeur de la probabilité λ augmente ainsi que le gain. La longueur l_1 nécessaire à cette première ionisation diminue dans le même temps jusqu'à ce que deux ionisations soient possibles dans la région w , ce qui correspond alors à une certaine valeur de λ (prise égale à 0.5 dans

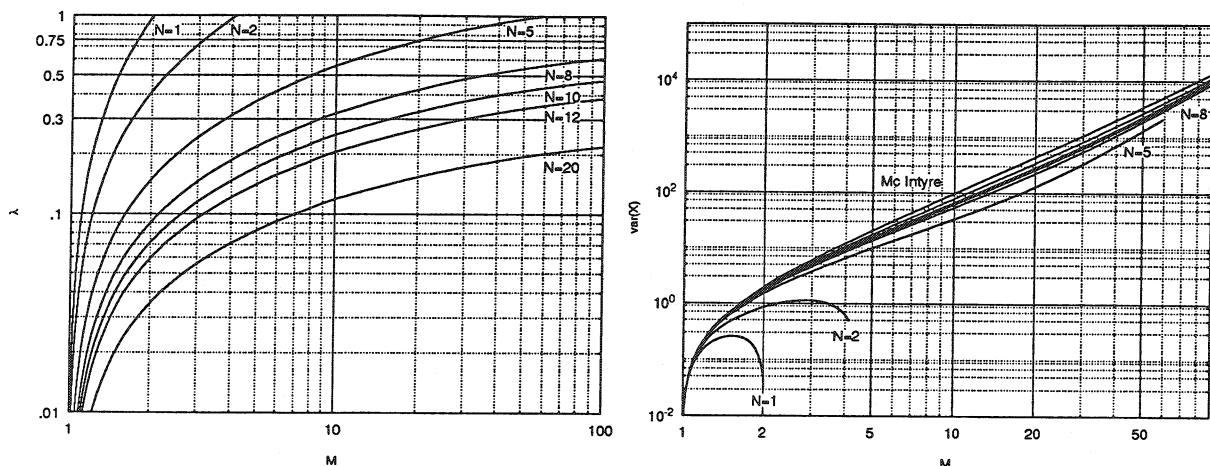


Figure 3.11 – A droite : λ en fonction de M pour $k = 0.008$. A gauche : $\text{var}(X)$ en fonction de M pour $k = 0.008$.

le cas de la figure 3.12). Lorsque deux ionisations par porteur initial sont possibles, la photodiode passe du régime où $N = 1$ au régime où $N = 2$. La valeur prise par λ est alors bien plus faible que la précédente (voir le réseau de courbes de la figures 3.11 gauche) afin que le passage de $N = 1$ à $N = 2$ n'engendre pas de discontinuité¹⁰ sur le gain avec la tension de polarisation inverse. La courbe donnant alors la variation de F en fonction du gain présente des sauts lorsqu'on passe d'un régime au suivant, sauts qui semblent avoir pu être observés expérimentalement [62]. L'intérêt « des sauts de Van Vliet » est capital dans la mesure où, si leur observation est rendue possible par des mesures de bruit, alors une calibration absolue du gain de l'APD est réalisable. Pour finir, comme nous l'avons déjà fait remarquer, si on trace le cas asymptotique correspondant à Mc Intyre le facteur d'excès de bruit F de Van Vliet est toujours plus faible.

3.3 Les photodiodes à avalanche dans CMS

3.3.1 Problème dû aux particules ionisantes

Dans le cadre de leur utilisation pour le calorimètre électromagnétique de CMS les photodiodes à avalanche doivent satisfaire à un certain nombre de contraintes qui rendent leur conception difficile. Parmi l'une d'entre elles il y a notamment la réponse aux particules ionisantes. En effet, du fait de leur position géographique, les APD sont susceptibles de se faire traverser par des particules chargées (telles que des muons ou des hadrons chargés) qui au cours de leur passage dans le silicium déposent de l'énergie

¹⁰. Autrement dit, en fonction de la valeur de λ il est possible d'obtenir des valeurs de gain identiques pour différents régimes, i.e. pour différentes valeurs de N .

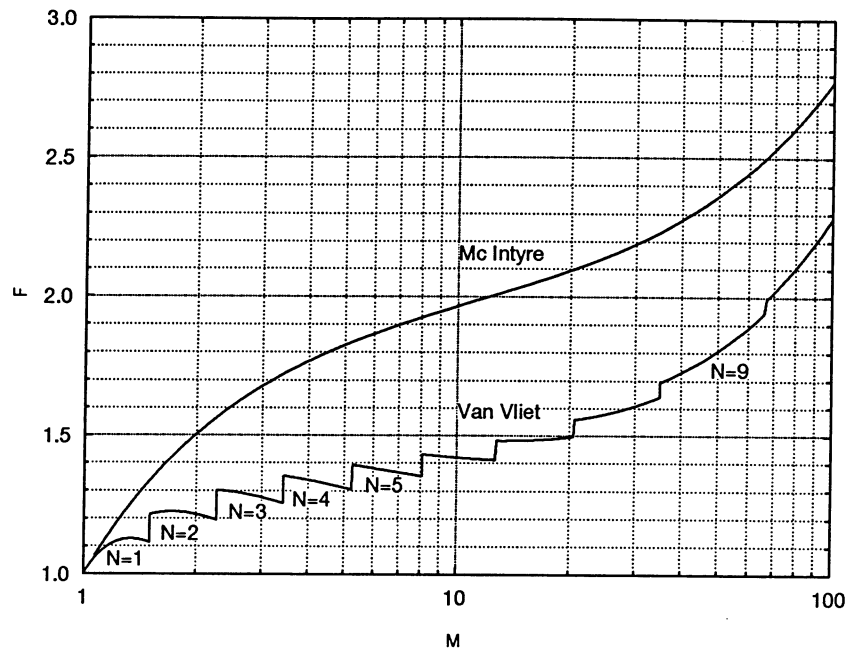


Figure 3.12 – Excess noise F en fonction du gain M pour $k = 0.008$ d'après le modèle de Van Vliet (les sauts apparaissent nettement), et comparé à Mc Intyre.

provoquant alors la création de paires électron/trou tout au long de leurs trajectoires.

Les porteurs créés dans la zone de charge d'espace de l'APD vont alors subir des gains dont les amplitudes sont fonction d'une part de la nature du porteur (électron ou trou) et d'autre part de la position de création dans la zone déplétée. En effet, considérons une APD dont le champ électrique est orienté de la droite vers la gauche lorsqu'elle est polarisée en inverse (c'est-à-dire que la région P de la jonction se situe à gauche de la région N). Les électrons produits par une particule ionisante sur la gauche de la zone de gain dans cette APD sont alors multipliés par M_e (gain pour une injection pure d'électron) alors que les trous produits sur la droite de la zone de gain sont multipliés par M_h (gain pour une injection pure de trou). Or dans le cas d'une APD au silicium on a $\beta/\alpha \ll 1$ d'où $M_h \ll M_e$ pour un même profil de champ.

Le passage d'une particule ionisante dans l'APD produit donc un signal électrique principalement dû aux électrons produits « avant la zone de gain » qui peut être confondu avec un signal dû à l'absorption de photons lumineux provenant des cristaux de PbWO_4 . A cause du faible rendement lumineux des cristaux le signal dû aux particules ionisantes peut être non négligeable comparé au signal de scintillation, ce qui perturbe alors la résolution en énergie¹¹ comme nous le montre la figure 3.13.

Cette figure nous permet de comparer l'histogramme obtenu avec des muons mono-

11. Dans les spectres en énergie, les particules ionisantes se manifestent par l'apparition d'une queue du côté des grandes énergies dans la distribution gaussienne.

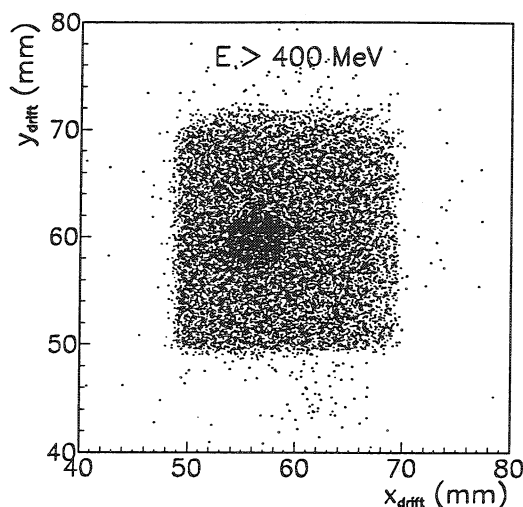


Figure 3.14 – Points d’impacts des muons donnant un signal supérieur à 400 MeV [64].

matériau) est pratiquement équivalente à une particule au minimum d’ionisation, c’est pourquoi de manière générale, lorsqu’on veut chiffrer l’influence des particules ionisantes on se sert des particules au minimum d’ionisation (MIP) comme référence. La réponse d’une APD au MIP est souvent caractérisée par la **largeur effective** d_{eff} qu’aurait une jonction PIN, traversée elle aussi par un MIP, pour produire un signal équivalent à celui de l’APD. La largeur effective est donc donnée par :

$$d_{eff} = \frac{Q_{APD}}{M} \frac{W_{PIN}}{Q_{PIN}}, \quad (3.25)$$

où Q_{APD} et Q_{PIN} sont les charges recueillies respectivement aux bornes de l’APD et de la PIN lorsqu’elles sont traversées par un MIP et où W_{PIN} est la largeur de la zone déplétée de la PIN.

D’après ce qui précède, il apparaît clairement que pour diminuer l’influence des particules ionisantes dans les APD, il faut réduire au maximum la taille de la zone déplétée et en particulier, dans le cas du silicium, la zone déplétée située avant la zone de gain (pour les électrons). Or si la largeur W de la zone de charge d’espace diminue, la capacité du photodétecteur augmente ($C_{det} \propto 1/W$) provoquant alors un accroissement du bruit de l’électronique VFE ($ENC \propto C_{det}$) qui se traduit par une détérioration de la résolution en énergie du calorimètre. Donc en voulant améliorer la résolution en réduisant l’influence des MIP on finit par la détériorer. Il faut donc prendre une largeur W de la zone de charge d’espace qui optimise la somme des deux sources de bruit (MIP et capacité) et non pas chacune d’entre elles prise séparément. On peut aussi agir sur la structure interne de l’APD en augmentant la taille de la zone de charge d’espace derrière la zone de gain (pour

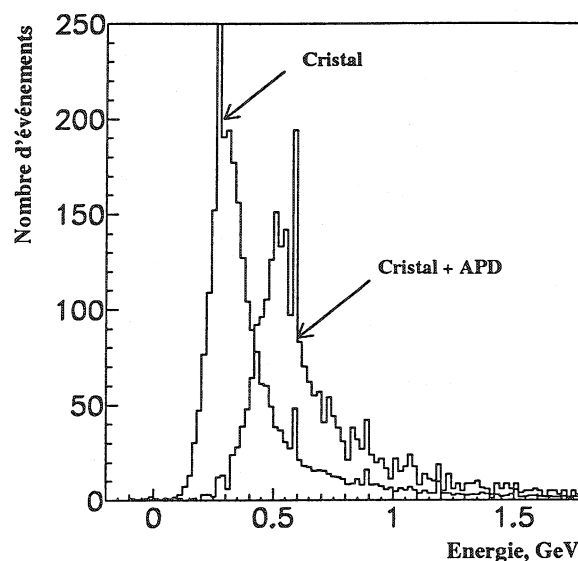


Figure 3.13 – Comparaison des histogrammes obtenus lorsque les muons passent uniquement à travers le cristal et lorsqu'ils passent à travers le cristal et l'APD [64].

énergétiques traversant un cristal avec l'histogramme que l'on obtient lorsque les mêmes muons traversent le cristal et l'APD. On remarque que dans le premier cas le maximum de la distribution est obtenu pour une énergie de 270 MeV alors que dans le second cas le maximum se situe autour de 600 MeV. Si on trace les points d'impacts des muons fournissant au système une énergie supérieure à 400 MeV en fonction de leurs positions (x_{drift} , y_{drift}), la densité de points au niveau de la surface recouverte par l'APD est alors supérieure au reste comme nous le confirme l'observation de la figure 3.13.

La quantité d'énergie déposée par unité de longueur par les particules ionisantes de fortes énergies est donnée par la formule de Bethe-Bloch [63]. En fonction de l'énergie E de la particule cette quantité dE/dx décroît très rapidement pour les faibles énergies lorsque E augmente pour passer par un minimum et ensuite remonter très lentement ; c'est la remontée dite relativiste. Il est important de noter que la valeur minimum de dE/dx est pratiquement identique pour toutes les particules de même charge, soit pour les particules « mono-ionisées » entre 1.1 et 1.3 MeV.cm².g⁻¹. Sachant que la densité du silicium est de 2.33 g.cm⁻³ et qu'une particule ionisante doit fournir en moyenne 3.6 eV pour créer une paire électron/trou, on peut calculer qu'une particule au minimum d'ionisation ou **MIP**¹² produit entre 71 et 84 paires électron/trou par micromètre de silicium traversé.

Du fait de la faible remontée relativiste, on peut considérer qu'une particule de forte énergie (> 800 MeV) du point de vue de sa perte d'énergie dans le silicium (ou un autre

12. De l'anglais Minimum Ionizing Particle.

les électrons) car dans ce cas les trous produits par la particule ionisante derrière cette zone de multiplication subissent un gain relativement faible (M_h) limitant ainsi l'intensité du signal dû aux MIP.

3.3.2 Caractéristiques requises pour les APD dans CMS

Les caractéristiques requises pour les APD devant être utilisées dans l'expérience CMS sont :

- une bonne linéarité sur une grande dynamique (10^5);
- une grande surface (au mieux égale à la section arrière des cristaux);
- une efficacité quantique élevée pour $400 \text{ nm} < \lambda < 550 \text{ nm}$ ($> 70 \%$);
- un *excess noise* faible (≤ 2 pour $M = 50$);
- un courant de fuite faible (de 0.5 à 1 nA/mm^2);
- une faible capacité ($< 15 \text{ pF/mm}^2$);
- une faible réponse au MIP ($d_{eff} < 10 \mu\text{m}$);
- une bonne stabilité du gain avec la température ($\frac{1}{M} \frac{dM}{dT} < 2 \%$ par degré);
- une bonne stabilité du gain avec la tension de polarisation ($\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} < 2 \%$ par volt);
- une grande résistance aux radiations.

Ces caractéristiques ne peuvent pas toujours être améliorées les unes indépendamment des autres, comme nous l'avons vu par exemple, avec les MIP et la capacité. D'une manière générale on peut dire que l'APD devra avoir une zone non déplétée entre la fenêtre d'entrée et la zone de charge d'espace de l'ordre de 0.5 à $1 \mu\text{m}$ pour assurer une bonne efficacité quantique pour les faibles longueurs d'onde. La zone de gain devra se trouver à 5 ou $6 \mu\text{m}$ au moins de cette même fenêtre afin d'obtenir une injection pure d'électrons. Le champ électrique dans la région de multiplication ne devra pas être trop important pour que le rapport k soit aussi faible que possible afin de limiter l'*excess noise*. Et du fait de cette faible valeur de champ, il faudra que la largeur de cette zone de multiplication soit assez grande pour assurer un gain suffisant (environ 50).

Bien sûr à l'heure actuelle de telles APD ne sont pas encore commercialement disponibles sur le marché. En effet les caractéristiques requises pour l'expérience CMS ne correspondent pas à celles développées dans le domaine des télécommunications principalement pour les liaisons optiques (voir tableau 3.2).

	Détecteur CMS (ECAL)	Télécommunications
Semi-conducteur	Silicium	GaInAsP, Ge, AsGa
Longueurs d'ondes	400 nm à 550 nm	800 nm à 1.7 μ m
Surface	20 mm ² ou plus	très petite ($\varnothing$ fibre)
Linéarité	dynamique de 10 ⁵	niveaux logiques
Gain	< 100	> 100
Facteur de bruit	$\simeq 2$	> 2
Capacité	de 30 pF à 100 pF	de 0.1 pF à 1 pF
Courant de fuite	assez faible de l'ordre de 1 nA	
Gain $\times$ Bande	20 GHz	100 GHz
Tenue aux radiations	2×10^{12} neutrons/cm ² /an	spatial?
Réponse aux MIP	faible	non
Stabilité avec la température	bonne	non
Marchés commerciaux	ponctuels	dominants
Investissement de R&D	modeste	important

Tableau 3.2 – Comparaison des caractéristiques requises par les APD en vue de leur utilisation dans l'expérience CMS ou dans le domaine des télécommunications.

Les R&D sur les APD pour les télécommunications ont été extrêmement intenses dans les années 70 et 80 (et encore actuellement). En effet le marché étant très important, surtout d'un point de vue économique, de grandes sociétés ont réalisé d'énormes investissements permettant d'améliorer la qualité de celles-ci dans des domaines propres aux télécommunications. De plus le nombre d'APD dans une ligne de transmission par fibre optique étant restreint (quelques dizaines d'unités) le prix de chacune d'entre elles peut être relativement important, d'où la possibilité d'apporter un grand soin lors de leur fabrication ainsi que lors de leur utilisation (enceinte thermalisée...). Dans le cas de CMS le marché étant, d'une part, nouveau, et d'autre part, beaucoup plus modeste (en terme économique), les investissements pour des R&D sont encore relativement faibles. De plus le nombre d'APD devant être utilisé (~ 100000) impose que le prix soit bas (< 300 FFr) obligeant les industriels à utiliser des procédés de fabrication économiques.

Chapitre 4

Résultats de mesures de caractérisation des APD

Contenu du chapitre

4.1	Introduction	80
4.2	Mesures du gain et de l'excess noise	83
4.2.1	Méthode utilisant des sources calibrées	83
4.2.1.1	Dispositifs utilisés	83
4.2.1.2	Résultats de caractérisation de l'APD Hamamatsu de petite capacité	91
4.2.1.3	Résultats avec l'APD Hamamatsu de grande capacité	101
4.2.1.4	Résultats avec l'APD EG&G	104
4.2.2	Méthode de Webb - Mc Intyre	108
4.2.2.1	Principe de la méthode	108
4.2.2.2	Résultats	109
4.2.3	Méthode spectrale	112
4.2.3.1	Principe et dispositif expérimental	112
4.2.3.2	Résultats	115
4.2.4	Essai d'amélioration de la méthode spectrale	120
4.2.4.1	Principe de base	121
4.2.4.2	Dispositif de mesure et résultats	123
4.2.5	Conclusion	126
4.3	Mesures et analyse des courants de fuite	126
4.4	Mesures de capacité	129
4.5	Mesures d'efficacité quantique	133
4.6	Mesures de temps de réponse	135

4.6.1	Description et validation du dispositif de mesure	135
4.6.2	Résultats	139
4.6.3	Analyse de la composante lente pour les APD EG&G	141
4.7	Conclusion	144

4.1 Introduction

Le développement et la fabrication des APD par des industriels, bien qu'apportant des avantages économiques incontournables ainsi que des gains en temps importants, présentent un sérieux inconvénient qui est celui de la confidentialité. En effet pour cause de confidentialité il nous a été pratiquement impossible d'obtenir des informations soit sur les concentrations de dopages, soit sur les profils de ces mêmes dopages, soit encore sur la profondeur de la jonction. Ces informations nous auraient permis dans bien des cas d'obtenir une meilleure compréhension du dispositif, en tous cas plus rapidement. En améliorant notre savoir sur ce dispositif, nous pourrions alors proposer des modifications techniques aux constructeurs d'autant plus que toutes les caractérisations et évaluations des APD sont réalisées non pas par les fabricants¹ mais par des laboratoires de la collaboration CMS: en effet les critères requis pour les APD devant fonctionner dans CMS sont, sur bien des points, différents de ceux habituellement demandés (voir tableau 3.2).

Le but principal de ce chapitre est donc de présenter différentes méthodes de caractérisation des APD. La plus grande difficulté dans ces caractérisations réside dans la mesure du gain absolu². En effet, il est extrêmement difficile de mesurer, même avec une source de lumière calibrée, le nombre de porteurs primaires créés dans l'APD lorsqu'on ne connaît pas l'efficacité quantique ϵ_{APD} de l'APD. Et inversement il est très difficile de mesurer l'efficacité quantique de l'APD lorsqu'on ne connaît pas son gain. Des techniques s'appuyant sur des modélisations théoriques (telles que la méthode de Webb - Mc Intyre [61] ou la méthode des sauts de Van Vliet [62]) offrent parfois, dans les limites de leur application des hypothèses physiques du modèle, la possibilité de mesurer le gain et l'*excess noise* sans pour autant connaître au préalable la valeur du nombre de porteurs primaires.

1. Les constructeurs ne nous fournissent généralement que peu d'informations: la tension de *breakdown*, la tension de polarisation pour un gain à priori de 50 avec la valeur de la capacité et du courant de fuite pour cette même tension.

2. Le gain absolu d'une APD est défini par le rapport $M = I_{ph}/I_{pr}$ avec $I_{ph} = I_{tot} - I_{obs}$ où I_{tot} est le courant mesuré aux bornes de l'APD lorsque qu'elle est éclairée, I_{obs} est le courant mesuré lorsque l'APD est dans d'obscurité et I_{pr} est le courant dû aux porteurs primaires (avant multiplication). On peut aussi définir le gain absolu en considérant non pas les courants mais les nombres de porteurs avant et après multiplication: $M = N_{ph}/N_{pr}$.

4.1. INTRODUCTION

Une bonne connaissance du gain absolu permet de déterminer de manière certaine l'*excess noise*, cela permet aussi d'estimer le rapport signal sur bruit de l'ensemble APD + VFE et d'analyser avec plus de finesse les courants de fuites. C'est pourquoi la première partie de ce chapitre (paragraphe 4.2) est consacrée à la présentation de différentes méthodes de mesure du gain et par conséquent de l'*excess noise*. Bien entendu de manière pratique il est indispensable d'avoir au préalable réalisé des mesures de capacité et de courant de fuite en fonction de la tension de polarisation afin d'adapter au mieux les différents dispositifs de mesure et d'acquérir un minimum de connaissances sur l'APD testée. Les mesures de capacités, de courants de fuites et d'efficacités quantiques sont justement présentées dans les parties suivantes du chapitre (paragraphe 4.3 à 4.4). Mais auparavant nous effectuons la description d'une méthode de mesure de bruit par corrélation (paragraphe 4.2.4) dans la mesure où elle donne la possibilité, d'une part, de caractériser les APD et, d'autre part, d'analyser du point de vue de leurs bruits les circuits VFE et FE dans le but de concevoir un filtrage numérique pour la compression des données et pour réaliser une estimation de l'énergie déposée dans le cristal. Nous terminons ce chapitre par des mesures de temps de réponse des APD (paragraphe 4.5) bien qu'à priori cela ne soit pas un critère fondamental des APD en ce qui concerne leur utilisation dans le calorimètre de CMS, dans la mesure où les temps de réponse des APD sont normalement suffisamment courts.

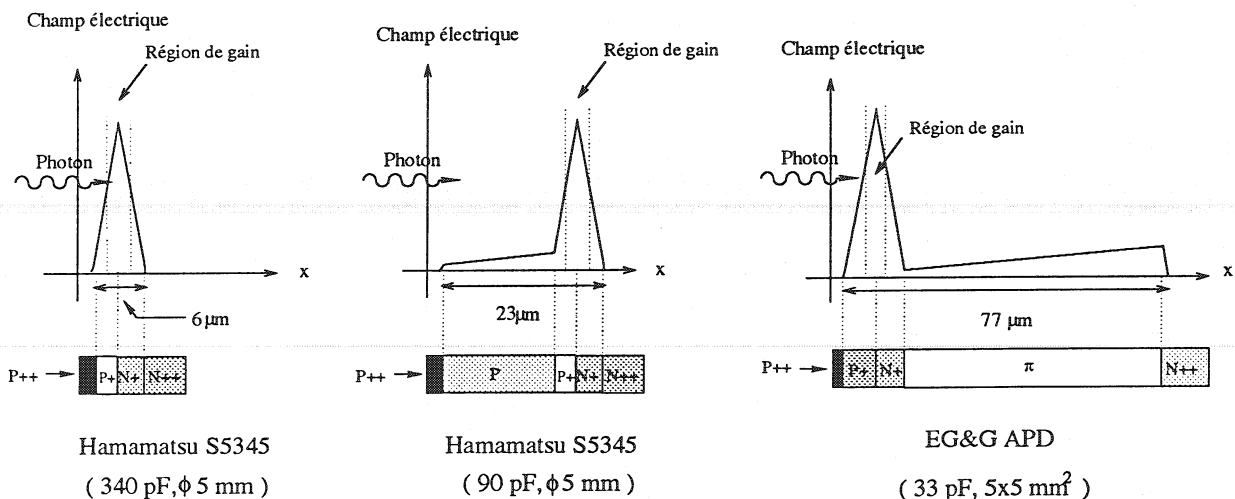


Figure 4.1 – Profil du champ électrique (présumé) et structure interne (présumée) des trois APD principalement caractérisées.

Lors de l'étude des différentes méthodes d'évaluation des APD nous avons principalement caractérisé trois types de photodiodes à avalanche dont les profils de champs

électriques présumés³ sont visibles sur la figure 4.1.

Deux des trois APD nous ont été fournies en octobre 1994 par la société Hamamatsu : une APD de petite capacité et une APD dite de grande capacité toutes deux référencées sous le même numéro de série S5345. La technique de fabrication utilisée par la firme japonaise est basée sur la croissance par épitaxie des différentes couches formant la jonction. L'APD Hamamatsu de petite capacité possède avant la zone de gain (du point de vue des électrons) une grande région déplétée de faible champ électrique qui est à l'origine d'un signal dû au MIP trop important (voir chapitre 3 et le tableau 4.4). Un moyen de réduire le « signal MIP » est de diminuer la taille de cette région. On obtient alors l'APD Hamamatsu de grande capacité.

Or si la capacité de l'APD augmente, le bruit du circuit VFE risque de devenir trop important ($ENC \propto C_{det}$, voir figure 4.5). Une solution envisageable est de placer la zone déplétée de faible champ électrique non pas devant la zone de gain (toujours du point de vue des électrons) mais derrière cette même zone. En effet, la largeur totale de la zone de charge d'espace peut être alors suffisamment grande (d'où une faible capacité) et le « signal MIP » reste relativement faible puisque les électrons créés dans cette région de faible champ électrique ne subissent pas de multiplication et que les trous eux ne subissent qu'une faible multiplication ($M_h < M_e$ pour le silicium). Cette solution est justement utilisée dans la troisième APD qui nous a été fournie par la société EG&G en janvier 1995. Le dopage des différentes couches constituant la photodiode à avalanche de type *reach-through* inversé⁴ est réalisé par implantation ionique et diffusion des divers dopants sur un substrat de type π (technique de fabrication très différente de celle employée par Hamamatsu). Il résulte de la structure complexe en $P^{++}P^+N^+\pi N^{++}$ que cette APD est constituée non pas d'une mais de trois jonctions de type PN. En effet comme nous le montre la figure 4.1, il y a une jonction PN à l'interface P^+N^+ ainsi qu'à l'interface πN^{++} et il y a une jonction NP à l'interface $N^+\pi$.

3. Nous employons ici le terme de « présumé » car les profils de champs présentés sur la figure 4.1 n'ont pas été obtenus à partir des seules informations fournies par les constructeurs mais en grande partie par déduction lors de l'analyse des différentes mesures que nous avons pu effectuer.

4. On utilise le terme « inversé » car habituellement les APD de type *reach-through* possèdent une structure en $N^+P\pi P^+$ (ou en $N^+\pi P\pi P^+$ [65]) et sont éclairées du côté N^+ avec des photons de grande longueur d'onde fréquemment utilisés dans les télécommunications ($> 1\mu m$). La grande majorité des paires électron/trou, du fait de la longueur d'onde des photons, est créée derrière la zone de multiplication qui se situe à l'interface N^+P et qui est généralement proche de la fenêtre d'entrée. On a donc bien une injection majoritaire d'électrons dans la zone d'avalanche du fait de l'orientation du champ électrique (qui est dans la direction opposée par rapport aux APD que nous avons présentées en prenant comme référence la direction des photons incidents).

4.2 Mesures du gain et de l'excess noise

L'évaluation des APD nécessite une mesure correcte de leur gain que nous avons effectué par trois méthodes différentes. De manière générale du fait de la dépendance en température du gain (voir section 3.1.2) il convient de réaliser les mesures à des températures approximativement identiques.

Un moyen simple à première vue pour estimer le gain d'une APD est de mesurer le photocourant I_{ph} en fonction de la tension de polarisation lorsque l'APD est éclairée par une source de lumière continue stable dans le temps et en température. Il convient alors de mesurer ou de connaître la valeur du courant primaire I_{pr} (avant multiplication) pour calculer le gain $M = I_{ph}/I_{pr}$. C'est ce qui est réalisé dans la première méthode (paragraphe 4.2.1) qui utilise des sources dites calibrées dans le sens où l'on mesure concrètement la valeur de I_{pr} .

La deuxième méthode s'appuie sur des mesures de bruit, utilisant le lien entre l'*excess noise* et le gain qui a été établi par la modélisation de Mc Intyre (équation (3.17) et (3.18)) pour estimer les valeurs de I_{pr} et de l'*excess noise*.

La troisième méthode, utilisée plus particulièrement dans le domaine des télécommunications propose de réaliser les mêmes estimations en se basant sur la comparaison entre les bruits fondamentaux (bruit Shottky) et le bruit de l'APD mesuré grâce à une analyse spectrale.

4.2.1 Méthode utilisant des sources calibrées

4.2.1.1 Dispositifs utilisés

Cette méthode de mesure du gain et de l'*excess noise* s'appuie sur la mesure la plus précise possible du courant primaire I_{pr} (c'est-à-dire du courant que l'on mesurerait si le gain de l'APD était égal à un) ou ce qui est équivalent, du nombre de paires électron/trou primaires N_{pr} créées dans la jonction avant multiplication. Pour ce faire nous employons différentes sources (lumière continue et pulsée et source γ) nécessitant la mise en œuvre de plusieurs dispositifs de mesures. L'excitation des APD par diverses sources nous permet alors de remonter par inter-calibration au courant I_{pr} .

Dispositif utilisant une source de lumière continue :

Ce type de mesure requière une source de lumière stable en temps et en température. De plus ne connaissant pas, à priori, la profondeur de la zone de multiplication par rapport à la fenêtre d'entrée il est important que la source de lumière soit plus ou moins monochromatique sur une large gamme de longueurs d'ondes. C'est pourquoi l'utilisation d'un monochromateur à réseau de diffraction avec une source de lumière « blanche » tel

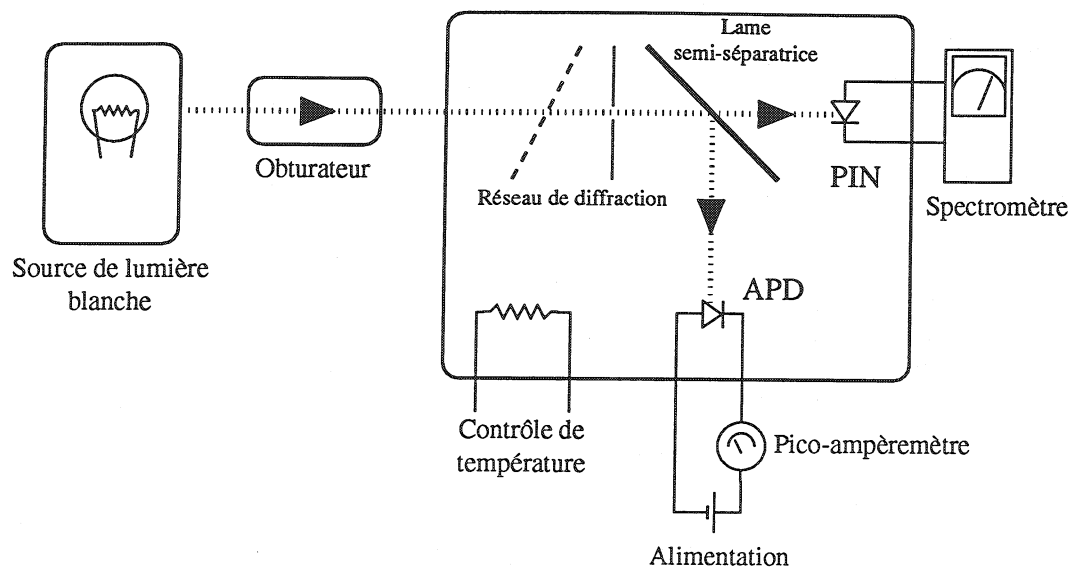


Figure 4.2 – Dispositif de caractérisation des APD en lumière continue.

que présenté sur la figures 4.2 a été choisie.

La source de lumière « blanche » est obtenue avec une lampe halogène dont le spectre s'étend de ~ 380 nm à quelques micromètres. Une stabilité d'environ $\pm 1\%$ a été mesurée sur une période de 12 heures.

La rotation du réseau de diffraction, assurée par un moteur pas à pas, permet de sélectionner avec une précision de l'ordre du nanomètre des longueurs d'ondes entre 400 nm et 700 nm avec une largeur de bande passante proche de 10 nm. La lumière sortant du réseau de diffraction est alors divisée par une lame semi-réfléchissante pour être envoyée, d'une part, sur l'APD testée, et d'autre part, sur une diode PIN⁵ utilisée comme référence après calibration. Le faisceau de lumière, avant d'atteindre l'APD ou la diode PIN passe par un diaphragme dont le diamètre est d'environ 2 mm et dont le but est de limiter la taille du faisceau qui arrive sur les photodétecteurs. En effet, il est important que tous les photons qui passent à travers le diaphragme arrivent sur la surface sensible des détecteurs pour pouvoir effectuer la calibration du dispositif de mesure.

La calibration est effectuée en positionnant la diode PIN reliée au spectrophotomètre (voir figure 4.2) en lieu et place de l'APD. La précision de l'ensemble PIN + spectrophotomètre étant de $\pm 3\%$ il est alors possible de mesurer pour les différentes longueurs d'ondes sélectionnées la puissance lumineuse reçue par le photodétecteur et ainsi de connaître le nombre de photons reçus ultérieurement par l'APD avec une précision du même ordre de

5. La courbe d'efficacité quantique de cette photodiode PIN est fournie par le constructeur avec une précision de $\pm 3\%$.

4.2. MESURES DU GAIN ET DE L'EXCESS NOISE

grandeur. Il est donc aussi possible de réaliser des mesures de réponse spectrale et donc par la suite d'efficacité quantique si le gain de l'APD est connu.

Un obturateur placé en amont du monochromateur permet de « couper » le faisceau de lumière offrant ainsi la possibilité de mesurer le courant de fuite de l'APD. De plus il évite de laisser en permanence sous éclaircissement l'APD dont la température pourrait augmenter à cause des courants plus importants qui seraient susceptibles de la traverser. Afin justement de s'assurer de la stabilité de la température, une résistance de platine (sensible à la température) est placée juste derrière l'APD.

Une autre précaution que nous avons prise lors de nos mesures consiste à connecter directement l'APD au pico-ampèremètre sans résistance de protection en série avec l'APD ; la variation de chute de tension dans cette résistance lorsque que l'obturateur passe d'une position à l'autre (fermée ou ouverte) pouvant engendrer des variations sur le gain de l'APD (surtout quand celui-ci est grand).

Dispositif utilisant des sources pulsées :

Pour réaliser des mesures sur les APD dans un environnement qui se rapproche plus de celui de leur future utilisation dans l'expérience CMS, le dispositif dont le schéma de principe est représenté par la figure 4.3 nous a aussi permis de réaliser des mesures de gain et d'*excess noise*, en utilisant des sources de lumineuses pulsées ou un rayonnement γ monochromatique. Par rapport aux mesures en lumière continue, il va être essentiel, et plus particulièrement pour les mesures d'*excess noise*, de sélectionner une électronique bas bruit.

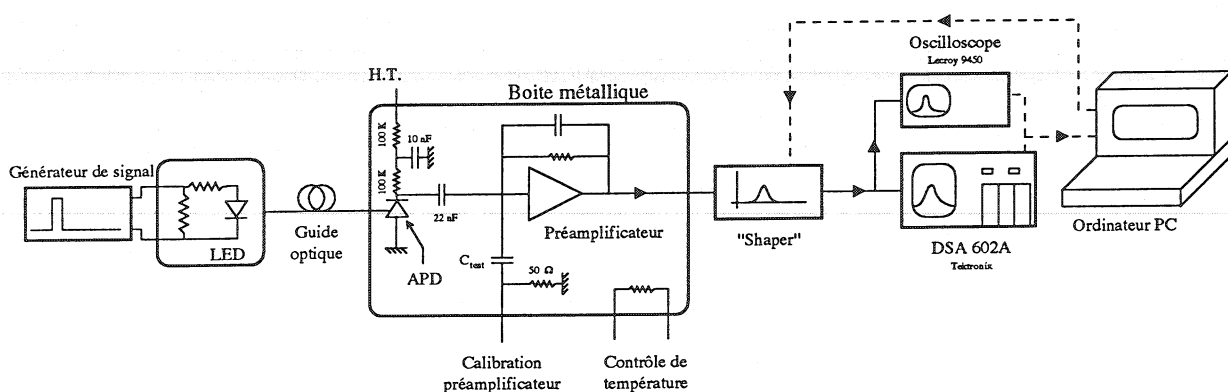


Figure 4.3 – Dispositif de caractérisation des APD avec de la lumière pulsée ou avec une source γ .

- *LED + générateur de signal*: une diode électroluminescente (LED) alimentée par un générateur d'impulsion illumine l'APD en test via un guide optique découplant (isolant

électriquement) l'ensemble LED + générateur de l'ensemble APD + préamplificateur. La résistance en série avec la LED ainsi que celle en parallèle sont utilisées pour, d'une part, limiter les effets de charges stockées dans la diode qui peuvent allonger le signal lumineux (en temps) et, d'autre part, pour tenter d'adapter au mieux la transmission entre le générateur et la LED.

La durée des impulsions lumineuses devant être courte (typiquement de 20 à 50 ns) et le nombre de photons contenus dans chacune d'entre elles suffisamment important (entre 10^4 et 10^5) pour réaliser des mesures de bruit, le générateur d'impulsion doit être capable de fournir des impulsions de courte durée et surtout de grande amplitude avec une stabilité aussi bonne que possible. Notre choix s'est porté sur un générateur du type Avtech modèle AVMRC-C possédant les caractéristiques suivantes :

- temps de montée: 3.3 ns ;
- temps de descente: 3.8 ns ;
- largeur minimum à 10 % de l'amplitude maximum: 18.7 ns ;
- amplitude maximum dans 50Ω : 21 V.

Ce générateur a aussi été choisi pour son excellente stabilité. En effet les fluctuations mesurées n'excèdent pas 0.03 %.

Nous avons utilisé principalement deux types de LED dont les caractéristiques de photoémission se rapprochent le plus possible des cristaux de PbWO_4 , soit par la durée des impulsions, soit par le spectre d'émission :

- Une LED « verte » rapide (produite en Russie) dont le pic d'émission se situe à 570 nm et dont la largeur du spectre à mi-hauteur est de 20 nm. Cette LED est aussi capable de produire des impulsions de ~ 10 ns à la ligne de base.
- Une LED « bleue » (de marque Siemens, type LB5410) dont le pic d'émission se situe à 480 nm et dont la largeur à mi- hauteur est de 75 nm. Le spectre d'émission de cette diode est donc proche de celui des cristaux, malheureusement la durée des impulsions est beaucoup trop importante, ~ 200 ns avec un temps de montée de ~ 20 ns. Afin d'être certain d'intégrer tous les porteurs primaires nous avons utilisé des temps de mise en forme (*shaping time*) supérieurs à 500 ns lorsque cette LED était utilisée.

Les fluctuations des impulsions lumineuses produites par l'ensemble LED + générateur ont été mesurées à l'aide d'une photodiode PIN de faible capacité couplée à un préamplificateur de charge bas bruit (voir ci-dessous). Les fluctuations alors enregistrées sont

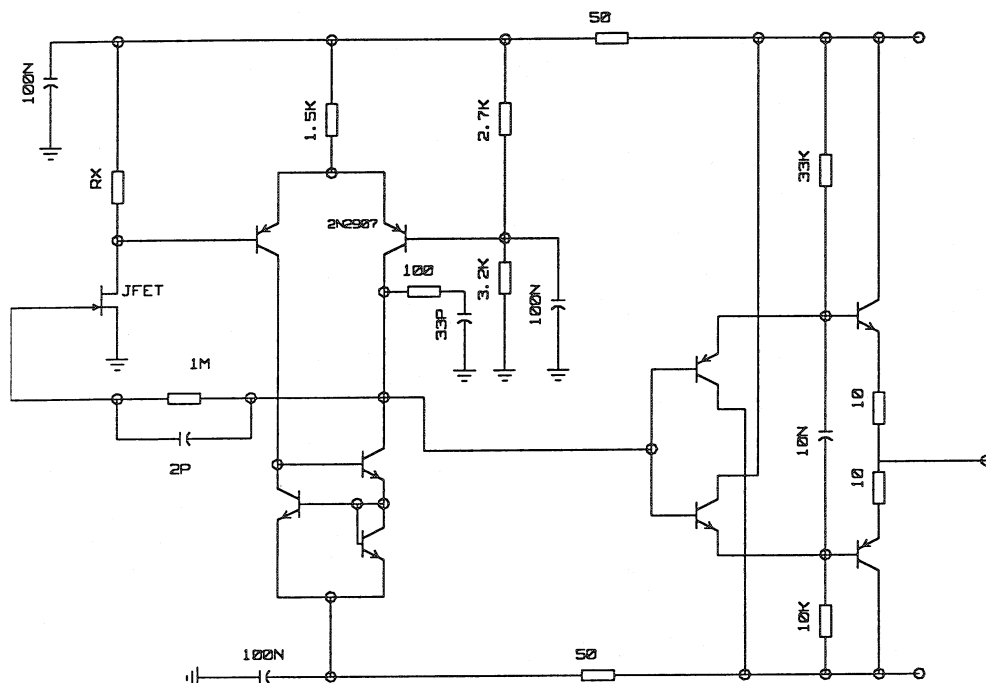


Figure 4.4 – Schéma électrique du préamplificateur de charge utilisé pour caractériser les APD en lumière pulsée ou avec des sources γ .

- *Electronique*: l'ensemble APD + préamplificateur se trouve dans une boîte métallique dans le double but de protéger le préamplificateur de charge des bruits extérieurs qu'il pourrait capter et de protéger l'APD des sources de lumière parasite. Une mesure de température est effectuée à l'intérieur de cette boîte à l'aide d'une résistance de platine. L'APD polarisée à l'aide d'une source de tension Keithley 487 via un filtre passe-bas ($R = 100\text{ k}\Omega$ et $C = 100\text{ nF}$), est reliée à travers une capacité de découplage (22 nF , voir figure 4.3) au préamplificateur de charge⁶. Le schéma électrique de ce préamplificateur est représenté par la figure 4.4.

Dans le but d’obtenir de meilleurs rapports signal sur bruit (voir ci-dessous) pour chaque APD testée, nous avons utilisé plusieurs types de transistor JFET de tête dont certaines caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.1. Ainsi le transistor NJ450L de Interfet [66], est mieux adapté aux APD de « grande » capacité alors que le transistor KP341A (Russe) [67] donne de meilleurs résultats avec les APD de faible capacité (telle que l’APD EG&G). Afin d’adapter le gain du préamplificateur en fonction des diverses mesures qu’il nous a été nécessaire de réaliser, nous avons aussi adapté la valeur de la

6. Ce préamplificateur nous à gracieusement été fourni par J. Bann.

capacité de contre-réaction du préamplificateur (entre 1 pF et 10 pF).

Type du transistor	Transconductance g_m [mS]	Capacité d'entrée C_{in} [pF]	rapport g_m/C_{in} [mS/pF]
KP341A	25	5	5
NJ450L	65	70	0.93

Tableau 4.1 – Transconductance et capacité d'entrée des transistors JFET utilisés avec le préamplificateur de charge de la figure 4.4 suivant la capacité de l'APD.

- *Shaper*: la sortie du préamplificateur de charge est envoyée sur un circuit externe de mise en forme du signal⁷ (*shaper*) qui est composé tout d'abord d'un post-amplificateur de gain en tension -100 suivi d'une batterie de 13 filtres CR-RC² de différentes constantes de temps⁸. Il est possible de sélectionner manuellement ou par programme via un bus GPIB (voir figure 4.3, trait en pointillé) l'un ces 13 filtres pour optimiser le rapport signal/bruit. L'utilisation d'un *shaper* est classique. Dans notre cas, comme nous avons différents détecteurs, ce filtre externe à 13 constantes de temps de mise en forme nous permettra de toujours obtenir la valeur optimum du rapport signal/bruit en fonction par exemple du type de LED utilisé ou encore en fonction du courant de fuite de l'APD⁹. Il convient aussi de préciser d'une part que le bruit électronique du *shaper* est suffisamment faible pour être négligé devant celui produit par l'ensemble APD + préamplificateur et d'autre part que la linéarité de l'ensemble préamplificateur + *shaper* est telle que chaque valeur mesurée est comprise entre $\pm 1\%$ de la valeur idéale (si la linéarité était parfaite) sur l'ensemble de la dynamique que nous avons utilisée.

Des mesures plus spécifiques de bruit sont réalisées avec un oscilloscope de marque Lecroy (figure 4.3). En effet celles-ci sont effectuées d'une manière semi-automatique grâce à un logiciel¹⁰ qui possède de nombreux outils d'investigation dédiés à l'analyse du bruit. Ce dispositif de mesure *Shaper* + Logiciel semble devenir un standard dans la caractérisation des préamplificateurs. La figure 4.5 montre le bruit obtenu à la sortie de l'ensemble préamplificateur + *shaper*. On obtient, pour des valeurs de capacité de détecteur comprises entre 50 et 100 pF, des bruit en charge équivalente de 1000 à 1500 électrons qu'ils convient de comparer au signal de 10^4 à 10^5 photons.

- *Acquisition*: les impulsions en provenance du *shaper* sont ensuite visualisées et

7. Ce *shaper* est développé au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay par Ch. de La Taille [68].

8. Les constantes de temps disponibles sont : 10, 15, 20, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 300, 500, 700, et 1000 ns.

9. Il est aussi possible d'utiliser volontairement des constantes de temps longues pour se mettre dans une situation où le bruit parallèle est dominant, ce qui permet alors d'avoir une idée de la variation de l'*excess noise* en fonction du gain (cf équation (3.4)).

10. Développé au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay par Ch. de La Taille [68].

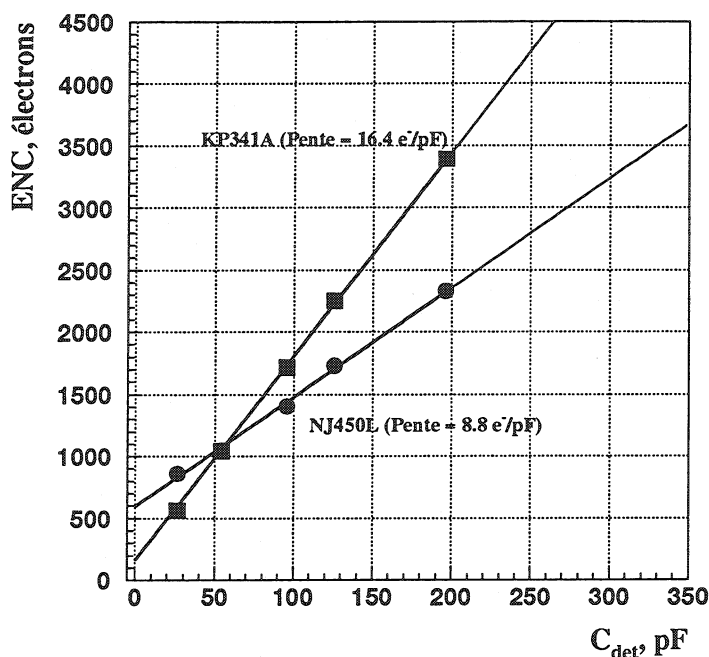


Figure 4.5 – *Equivalent Noise Charge (ENC) en fonction de la capacité du détecteur (C_{det}) mesuré avec un temps de mise en forme de 50 ns pour deux types de JFET de tête.*

analysées avec un oscilloscope du type DSA602A de chez Tektronix. Le DSA¹¹ est un oscilloscope numérique sur 8 bits rapide, 2 Giga-échantillons/seconde, qui possède de nombreuses fonctions de traitement numérique du signal (DSP) telles que : calcul de FFT, moyennage, construction d'histogramme, fonctions statistiques, calculs d'intégrales et de dérivées... (les traitements numériques sont effectués sur 16 bits). La précision obtenue, avec l'amplificateur d'entrée modèle 11A32 qui possède une bande passante de 400 MHz, est de $\pm(1\% + 0.04 \text{ div})$ et la non linéarité sur la totalité de la dynamique est inférieure à $\pm 0.1\%$. Dans certain cas, lorsque la dynamique du signal à analyser est supérieure à la dynamique totale accessible avec le plus petit calibre du DSA, il est possible d'accroître la précision absolue des mesures en amplifiant au maximum la seule partie utile du signal afin que celle-ci puisse s'étendre sur les $2^8 = 256$ canaux disponibles, la position de la ligne de base étant alors donnée par la valeur de l'*offset* fournie au DSA. Par cette méthode que nous avons fréquemment employée pour construire des histogrammes, il est possible de mesurer avec précision les variations du signal autour d'un point tout en connaissant la valeur absolue de ce point.

Le DSA offre la possibilité d'étudier les impulsions fournies par les APD soit en mesurant le maximum de celles-ci, *peaking detector*, soit en mesurant leurs surfaces, *charge*

11. De l'anglais Digital Signal Analyser.

detector (voir section 2.3.2.4). Bien que relativement lent pour l'analyse en temps réel et l'acquisition des données (de dix à quelques centaines d'Hertz suivant le type de traitement numérique) le DSA s'est avéré être un appareil d'une grande utilité dans la mesure où il s'adapte rapidement aux différents contextes expérimentaux (type de source, amplitude du signal, temps de mise en forme...). Le DSA est ensuite relié par un bus GPIB à un ordinateur PC qui offre la possibilité, sous un environnement Labview, de venir lire les données stockées dans l'oscilloscope afin de pouvoir les analyser plus finement.

- *Calibration:*

a) *Avec capacité test:* la calibration de la chaîne de mesure préamplificateur + *shaper* + DSA est réalisée avec l'aide d'une capacité test C_{test} placée à l'entrée du préamplificateur (voir figure 4.3) dans laquelle est envoyé un signal carré périodique extrêmement stable (en amplitude). Ce signal carré périodique peut être modifié en amplitude de manière très précise grâce à des atténuateurs du type Hewlett-Packard 355C et 355D. Le temps de montée du signal périodique étant très faible (< 1 ns), on peut considérer que la charge injectée Q_{inj} pratiquement instantanément dans le préamplificateur est donnée par la relation: $Q_{inj} = C_{test}V_{sq}$ où V_{sq} est l'amplitude du signal arrivant sur la capacité test. Connaissant la charge q de l'électron on peut alors déterminer le nombre N_{inj} de charges injectées:

$$N_{inj} = \frac{Q_{inj}}{q} = \frac{C_{test}V_{sq}}{q}.$$

En comparant les signaux obtenus par le biais de l'APD avec ceux obtenus par la capacité test il est alors possible de connaître la charge fournie par l'APD (après multiplication).

b) *Avec une PIN et une source γ :* alors que la valeur de V_{sq} se mesure facilement à l'aide d'un oscilloscope avec une grande précision, il en est tout autrement pour la valeur de C_{test} surtout lorsqu'elle est petite ~ 1 pF. En effet bien souvent il existe des capacités parasites (de quelques dixièmes de picofarad) qui peuvent modifier sa valeur de 10 % à 20 %. C'est pourquoi il est préférable d'utiliser des capacités de plus forte valeur lorsque cela est possible. Toutefois une solution pour mesurer C_{test} consiste à connecter au préamplificateur une photodiode PIN qui est exposée à une source γ (par exemple une source de Fe^{55}). Du fait que le nombre moyen de paires électron/trou créé dans la PIN est donné par $E_\gamma/3.62$ où E_γ est l'énergie en eV du photon γ considéré, et qu'une PIN ne possède pas de gain, la charge vue par le préamplificateur est connue et est égale à $qE_\gamma/3.62$. On peut alors déterminer la capacité test en comparant les différents signaux.

• *Source γ :* ce même dispositif (présenté par la figure 4.3) nous a aussi permis de réaliser des mesures avec des sources γ . La source γ , afin d'être collimatée repose sur une plaque métallique de 1 cm d'épaisseur en face d'un trou de ~ 1.5 mm de diamètre derrière lequel se trouve l'APD. Nous avons utilisé deux types de sources γ ; une source d' Am^{241} qui fournit des γ aux énergies suivantes : 13.9, 17.8, 21.0, 26.3, et 59.5 keV, et une source de

Fe^{55} qui fournit des γ de 5.9 keV. Lors de mesures avec des sources γ le DSA est déclenché directement par l'impulsion produite lors de l'absorption d'un γ dans l'APD.

4.2.1.2 Résultats de caractérisation de l'APD Hamamatsu de petite capacité

Mesure du gain :

Parce que dans cette méthode de caractérisation des APD les premiers résultats de mesures possèdent une grande influence sur la suite de la procédure à suivre, nous avons préféré la présenter en même temps que la caractérisation d'une APD, en l'occurrence l'APD Hamamatsu de petite capacité dont la tension de *breakdown* est de ~ 295 V.

La méthode expérimentale [69, 70] que nous avons employée est la suivante :

- Avec la lumière continue, nous mesurons une première courbe de « gain » qui peut inclure les effets de variations d'efficacité quantique (voir chapitre 3 section 3.1.1).
- Avec la source γ , nous mesurons un gain absolu que nous pouvons alors comparer à la courbe précédente pour en extraire les effets de variation d'efficacité quantique à bas gain ($M < 10$).
- Finalement, nous utilisons la lumière pulsée (qui correspond plus à un signal réel de détecteur) pour nous assurer que les résultats obtenus avec les deux précédentes méthodes sont bien compris.

Signalons tout de suite qu'avec la lumière continue, nous mesurons aussi la profondeur de la zone de gain qui est nécessaire à l'interprétation des mesures par source γ . De plus, comme nous le discutons, les mesures avec des sources γ conduisent, pour les hautes valeurs de gains ($M > 10$), à des résultats différents de ceux obtenus avec de la lumière continue. Nous donnons une explication à cet effet qui a été, au début de nos caractérisations d'APD, une source de confusion entre les résultats obtenus par les différents laboratoires de la collaboration.

• *Lumière continue*: dans un premier temps afin d'obtenir des informations sur le comportement du gain relatif (c'est-à-dire sur la variation du gain) en fonction de la tension de polarisation, il est possible en utilisant le dispositif de mesure en lumière continue (figure 4.2) de tracer la courbe du photocourant en fonction de cette même tension de polarisation. Pour ce faire il faut mesurer pour chaque valeur de tension V_p le courant de fuite I_D et le courant total I_t lorsque l'APD est sous éclairage. On obtient alors la valeur du photocourant par la relation¹²:

$$I_{ph}(V_p) = I_t(V_p) - I_D(V_p) .$$

12. Dans la mesure où les conditions de faible injection sont toujours respectées. Dans notre cas on un courant de $\sim 0.25 \mu\text{A}/\text{cm}^2$.

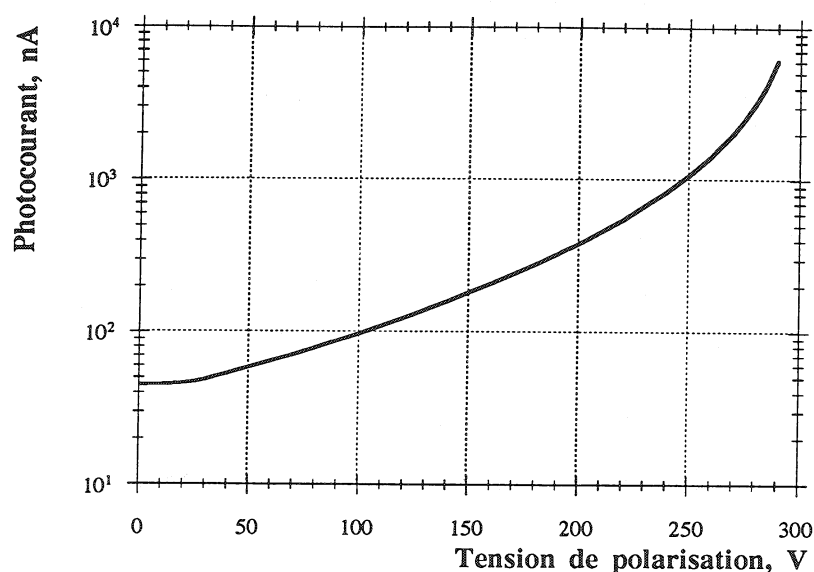


Figure 4.6 – Mesure du photocourant en lumière continue avec $\lambda = 400 \text{ nm}$ en fonction de la tension de polarisation.

La courbe ainsi obtenue avec une longueur d'onde de 400 nm est présentée par la figure 4.6. On peut remarquer sur cette courbe que pour des valeurs de V_p comprises entre 0 et 20 V qu'il n'y a pas de variation du photocourant et donc du gain. L'APD semble fonctionner comme une photodiode PIN. Néanmoins comme nous l'avons indiqué au chapitre 3, il est important d'essayer d'évaluer si il existe une variation d'efficacité quantique. Pour des tensions supérieures à 20 V le processus de multiplication semble se mettre en marche avec de l'augmentation de I_{ph} .

- *Mesure de la profondeur de la zone de gain*: à ce stade il est intéressant de refaire la même mesure avec une longueur d'onde différente. En effet l'observation des variations relatives du gain pour deux longueurs d'ondes peut nous donner l'opportunité d'estimer la profondeur de la zone de gain par rapport à la fenêtre d'entrée si le coefficient d'absorption de l'une d'entre elles est suffisamment grand pour qu'il y ait photogénération de paires électron/trou dans la zone de gain. La multiplication d'une paire créée dans la zone de gain étant plus petite que celle obtenue par une paire créée avant cette zone (voir figure 3.5 avec $\beta < \alpha$), le rapport des photocourants I_{ph2}/I_{ph1} doit diminuer avec la tension de polarisation si I_{ph1} et I_{ph2} sont les photocourants produits lorsque l'APD est éclairée par de la lumière dont les longueurs d'ondes respectives sont $\lambda_1 < \lambda_2$. Le rapport normalisé à $V_p = 10 \text{ V}$ des photocourants mesurés avec $\lambda_2 = 650 \text{ nm}$ et $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ visible sur la figure 4.7 est parfaitement constant jusqu'à $\sim 250 \text{ V}$ avant de diminuer légèrement pour atteindre 0.985 à 290 V. Cela signifie que pratiquement tous les photons d'une longueur d'onde de 650 nm sont absorbés avant la zone de gain (du point de vue des électrons) ce

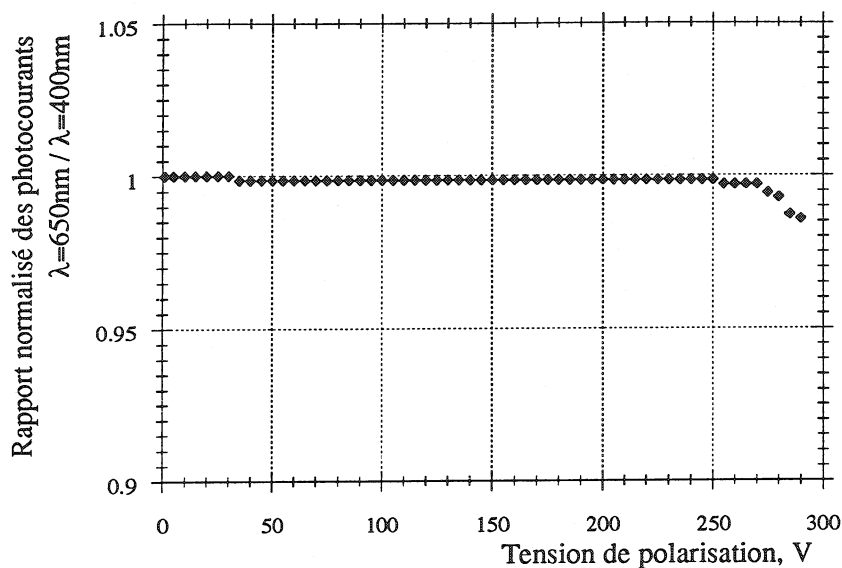


Figure 4.7 – Rapport normalisé des photocourants mesurés en lumière continue avec $\lambda = 650$ et $\lambda = 400$ en fonction de la tension de polarisation.

qui nous permet d'estimer à environ $15\mu\text{m}$ la profondeur de cette zone.

Le comportement constant du photocourant entre 0 et 20 V peut nous indiquer que, sur cette gamme de tension, le gain est égal à un. Dans ce cas une mesure du gain absolu est donnée par¹³ :

$$M(V_p) = \frac{I_{ph}(V_p)}{I(\text{"plateau"})}.$$

Mais il ne faut pas exclure la possibilité d'un faible accroissement de l'efficacité quantique pour des valeurs de V_p supérieures à 20 V qui pourrait alors modifier la valeur du gain, calculée avec l'équation précédente, pour de plus fortes tensions de polarisation. En effet pour $V_p < 20$ V l'APD Hamamatsu de petite capacité n'est pas encore complètement déplétée (voir figure 4.38 page 130). Bien qu'à priori une telle modification de l'efficacité quantique doive être visible sur la courbe de la figure 4.7 ($I_{ph2}/I_{ph1} > 1$) il convient de mesurer le gain de manière différente afin de s'en assurer.

- *Source γ* : la méthode pour mesurer le gain absolu consiste à exposer l'APD à des sources de rayonnement gamma (voir le dispositif de mesure figure 4.3). En effet une fraction des γ se convertissent en paires électron/trou devant la zone de multiplication. Il est alors possible de calculer le gain à partir de la position moyenne du pic (en nombre d'électrons) obtenue dans le spectre d'énergie déposée dans l'APD sachant que le nombre de paires électron/trou primaires est donné par l'énergie E_γ du photon gamma divisée par 3.6 eV (énergie moyenne de création d'une paire électron/trou par un rayonnement

13. En effet si $M = 1$ pour $V_p < 20$ alors $I(\text{"plateau"}) = I_{pr}$.

ionisant dans le silicium). Le gain est donc donné par :

$$M = \frac{Q_{pic} [e^-]}{\frac{E_\gamma [eV]}{3.6}},$$

où Q_{pic} est la position moyenne du pic en nombre d'électrons. La calibration de la chaîne de mesure donnant la correspondance entre les valeurs ADC et le nombre d'électrons est donc capitale pour obtenir une bonne mesure du gain avec une précision satisfaisante $\sim \pm 2\%$ (voir section précédente). La constante de temps de mise en forme du signal (au niveau du *shaper*) ainsi que le gain du préamplificateur, fixé en grande partie par la capacité de contre-réaction, doivent être ajustés afin d'optimiser au mieux le rapport signal/bruit en fonction du gain et des courants de fuite de l'APD.

Energies des γ	Absorption en %	Longueur, μm
6 keV	5 %	~ 2
	20 %	~ 6
	50 %	~ 25
20 keV	5 %	~ 50
	20 %	~ 250
	50 %	~ 800
60 keV	5 %	~ 600
	20 %	~ 2600
	50 %	~ 8500

Tableau 4.2 – *Parcours des photons γ dans le silicium pour différentes énergies [71].*

Les formes des spectres obtenus avec une source d'Am²⁴¹ et de Fe⁵⁵ sont présentées par la figure 4.8. En ce qui concerne le spectre de l'Am²⁴¹ (figure 4.8a) on distingue assez clairement le pic de 17.8 keV ainsi que celui de 59.5 keV alors que les autres pics (13.9, 21.0 et 26.3 keV) ne sont pas suffisamment bien résolus pour être utilisés. Cela est dû, d'une part, à la dynamique de seulement 256 canaux du DSA, et d'autre part, au bruit électronique relativement fort causé essentiellement par un important courant de fuite de volume existant dans cette APD (voir section 4.3 sur les mesures de courants de fuite). Il y a aussi une grande proportion de photons γ qui, comme nous le montre le tableau 4.2, se convertissent en paires électron/trou **dans** ou **après** la zone de multiplication. Ces photons γ sont alors à l'origine d'un grand nombre d'événements qui constitue l'important bruit de fond dans les spectres du fait que les gains subis par ceux-ci sont plus faibles que le gain subi par les γ qui se convertissent avant la zone de multiplication. Le bruit de fond dans les spectres, d'autant plus important vers les basses énergies, peut alors masquer certain pics et doit donc être limité en ajustant le seuil de déclenchement pour chaque valeur de tension de polarisation. En effet si celui-ci est trop élevé on ne déclenche que

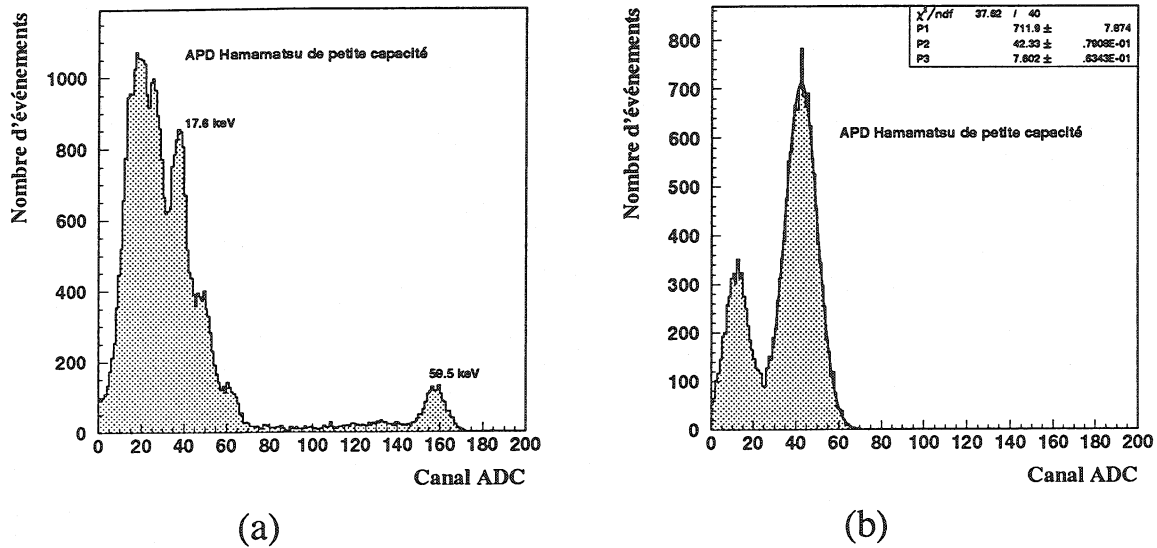


Figure 4.8 – (a) spectre obtenu avec la source d' Am^{241} et l'APD Hamamatsu de petite capacité polarisée à 170 V. (b) spectre obtenu avec la même APD polarisée à 270 V et la source de Fe^{55} .

sur de mauvais événements et s'il est trop grand on ne « voit » plus le pic dû aux photons γ comme peut nous le faire comprendre la figure 4.8b dont le pic de droite est dû aux photons γ du Fe^{55} et dont le pic de gauche est dû au bruit de fond.

• *Résultats γ* : les gains mesurés, pour de faibles valeurs ($M \leq 5$), avec les sources d' Am^{241} et de Fe^{55} coïncident à $\pm 2\%$ avec ceux mesurés avec la lumière continue (en supposant que $M = 1$ au niveau du plateau) comme nous le montre la figure 4.9, ce qui montre que notre mesure de la profondeur de la zone de gain de l'APD et notre modèle de conversion des γ sont corrects. Mais pour $M > 5$, les gains mesurés avec des sources γ sont plus petits que ceux mesurés avec la lumière continue et la différence augmente avec la tension de polarisation (sans pour autant que les courbes soient homothétiques). De plus, comme nous le montre la figure 4.10, plus l'énergie des photons γ est grande plus le gain mesuré est petit pour une même tension de polarisation de l'APD.

Ces différences entre les gains mesurés avec les sources γ et les sources de lumière sont trop importantes pour s'expliquer par des différences de température (celles-ci n'ont pas excédé $\pm 0.5^\circ$ entre les diverses mesures) ou par des variations d'efficacité quantique en fonction de la tension de polarisation. Le fait que le gain mesuré soit d'autant plus faible que l'énergie des photons γ est grande semble plutôt nous indiquer que l'on a un phénomène de saturation du processus de multiplication dû principalement à des effets d'écrantage du champ électrique (dû à la polarisation de la jonction) provoqué par les

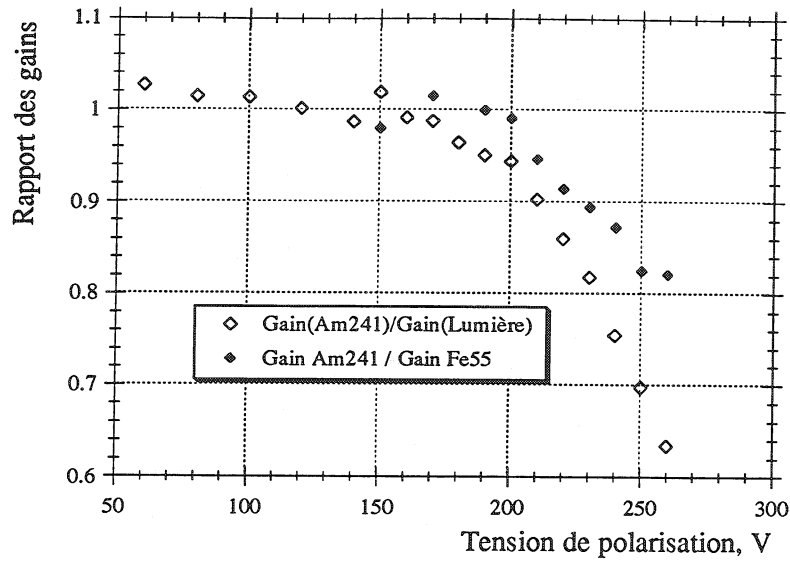


Figure 4.9 – Rapport des gains mesurés avec la lumière et la source d'Am²⁴¹ et rapport des gains mesurés avec les sources γ en fonction de la tension de polarisation.

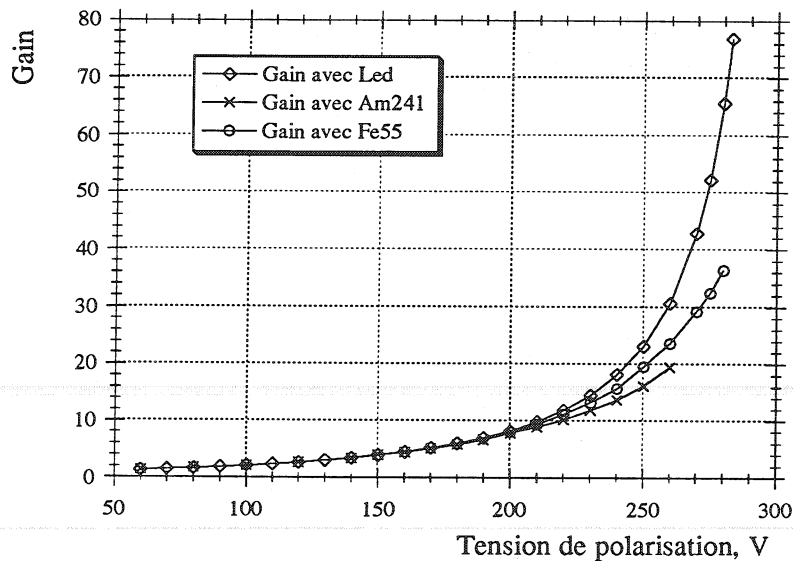


Figure 4.10 – Gain en fonction de la tension de polarisation mesuré avec différentes sources (lumière pulsée et source γ).

fortes densités¹⁴ de charge générées par les photons γ dans le semi-conducteur [72]. La mesure de gain absolu avec des sources γ doit s'effectuer pour les faibles valeurs de gain.

14. Dans le cas du Fe⁵⁵ lorsque le photon γ se convertit en paires électron/trou, la grande majorité de celles-ci se situent dans une sphère dont le rayon est d'environ $0.2\mu\text{m}$, ce qui correspond à une densité moyenne de paire $\sim 3.9 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$.

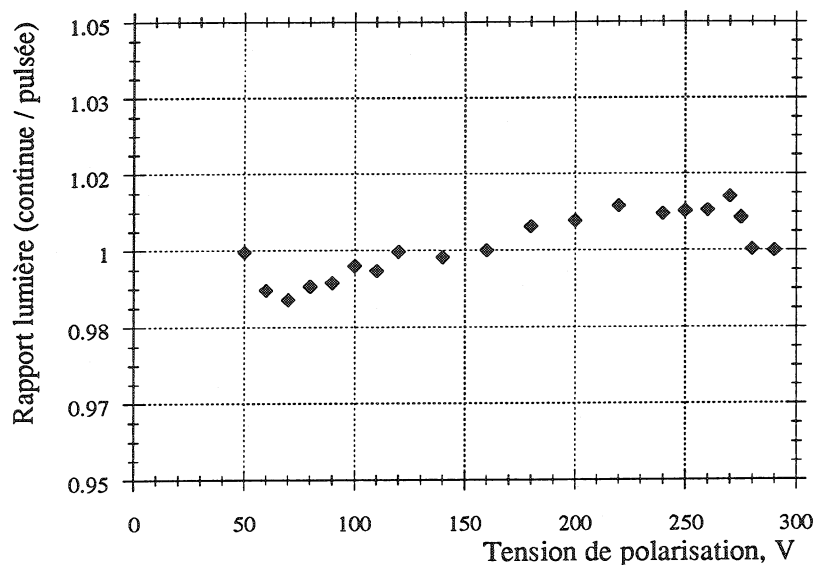


Figure 4.11 – *Rapport des gains mesurés avec de la lumière continue et de la lumière pulsée.*

Ces problèmes de saturation du processus de multiplication sont relativement peu gênant pour la lecture des cristaux de PbWO_4 dans la mesure où de telles densités de paires électron/trou ne devraient jamais être atteintes. Nous avons tout de même pu observer un tel phénomène de saturation avec de la lumière pulsée fournie par un Laser. Dans le cas de l'APD Hamamatsu de petite capacité ce n'est qu'à partir de $\sim 1.3 \times 10^9$ photons/cm² que nous avons relevé une variation significative¹⁵ du gain nominal fixé à 50 (soit une tension de polarisation de ~ 275 V, voir figure 4.10). Si on reprend les considérations faites au chapitre 2 (et annexe B), c'est-à-dire que l'APD reçoit 2.45 photons/MeV soit 12.5 photons/MeV.cm², ce n'est que pour des énergies supérieures à 100 TeV qu'apparaîtraient des problèmes de saturation du processus de multiplication.

- *Lumière pulsée*: des mesures de gain avec une telle source (voir sur la figure 4.10 la courbe intitulée « gain LED ») nous permettent de faire une comparaison avec celles obtenues en lumière continue. Comme référence pour déterminer le nombre de paires électron/trou primaires, sans pour autant connaître l'efficacité quantique de l'APD, délivrées par chaque impulsion de lumière, nous avons utilisé la valeur du obtenu gain à la même température avec la source d'Am²⁴¹ lorsque la tension de polarisation de l'APD est de 160 V ($M \simeq 4.5$). En effet le gain pour cette tension de polarisation est suffisamment faible pour que les problèmes de saturation du processus de multiplication n'interviennent pas. La figure 4.11 nous montre alors le rapport entre le gain mesuré avec la source de lumière

15. Significative dans la mesure où la variation du gain mesuré était supérieure à 2%, précision du dispositif de mesure.

continue et la source de lumière pulsée (LED). Pour une tension de polarisation supérieure à 50 V les valeurs coïncident avec une précision de l'ordre de $\pm 1.5\%$ (ces variations sont principalement dues à la précision même de la chaîne de mesure). Pour des tensions inférieures à 50 V le même rapport est largement supérieur à un du fait que la plupart des photons ne sont pas absorbés dans la zone de charge d'espace de l'APD qui est encore loin d'être complètement déplétée.

On peut donc conclure que les gains mesurés en lumière continue ou pulsée se correspondent pour autant que la tension de polarisation de l'APD soit suffisamment élevée afin que la zone de charge d'espace soit suffisamment grande. Ce sont ces valeurs de gains obtenus par cette méthode que nous utiliserons par la suite pour estimer les autres paramètres.

Mesure du facteur d'excès de bruit :

- *Principe de la méthode* : comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent l'*excess noise* F caractérise l'écart de la résolution que l'on obtient avec une APD par rapport à la résolution que l'on devrait obtenir si le comportement de toutes les sources de bruits était parfaitement poissonnien. On se propose alors de mesurer directement cet écart pour déterminer la valeur de l'*excess noise*. Pour ce faire nous utilisons le dispositif de caractérisation des APD utilisant des LED pulsées. En effet grâce à ce dispositif nous pouvons obtenir une mesure de la fluctuation totale σ_t du signal en sortie du *shaper* lorsque l'APD reçoit des impulsions de lumière via la LED. La résolution égale à σ_t/A , où A est l'amplitude du signal, est aussi d'après la section 3.1.3 et à la vue du dispositif de mesure (figure 4.3) donnée par :

$$\left(\frac{\sigma_t}{A}\right)^2 = \frac{F}{N_{pr}} + \left(\frac{\sigma_{elec}}{A}\right)^2, \quad (4.1)$$

où N_{pr} est le nombre de paires primaires produites par l'impulsion de lumière dans l'APD et où σ_{elec} représente l'ensemble des fluctuations dû au bruit de l'électronique de la chaîne de mesure (APD + préamplificateur + *shaper*) lorsque l'APD ne reçoit pas de photons. L'APD étant toujours polarisée, on mesure σ_{elec} par le biais de l'entrée de calibration du préamplificateur en s'arrangeant pour que le signal alors obtenu soit le plus proche possible de celui mesuré avec les impulsions de lumière afin de minimiser au mieux les non linéarités éventuelles. Les valeurs de σ_t , σ_{elec} et A étant directement mesurées il est possible d'après l'équation précédente de calculer l'*excess noise* si le nombre de paires primaires N_{pr} est connu. Or $N_{pr} = A/M$, il est donc nécessaire de connaître au préalable le gain M de l'APD pour déterminer l'*excess noise*.

L'équation (4.1) peut se réécrire sous la forme suivante :

$$F = N_{pr} \left[\frac{\sigma_t^2 - \sigma_{elec}^2 - \sigma_{st}^2}{A^2} \right], \quad (4.2)$$

où nous avons ajouté le terme σ_{st} qui correspond aux fluctuations provoquées par l'instabilité de la LED. En effet il ne faut pas que les variations éventuelles du nombre de photons délivrés par la LED soient prises en compte comme faisant partie intégrante de l'*excess noise*. Ce terme σ_{st} peut être négligé lorsque $\sqrt{(\sigma_t^2 - \sigma_{elec}^2)}/A \geq 1\%$ alors que $\sigma_{st}/A \simeq 0.1\%$ (voir la description du dispositif). C'est d'autant plus vrai qu'ils s'ajoutent quadratiquement. Pour ce faire la valeur de N_{pr} ne doit pas être trop grande pour que le bruit dû à la photostatistique reste supérieur à celui occasionné par les fluctuations de la LED. Mais à l'opposé il faut accroître N_{pr} pour augmenter la différence $(\sigma_t - \sigma_{elec})$ afin que la précision de mesure de F soit correcte. Il existe donc un optimum pour le nombre N_{pr} qui dans le cas de l'APD Hamamatsu de petite capacité se situe approximativement entre 10^4 et 5×10^4 . En effet la précision obtenue par cette méthode de mesure de F est donnée si on néglige σ_{st} par :

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta N_{pr}}{N_{pr}} + \frac{\Delta(\sigma_t - \sigma_{elec})}{\sigma_t - \sigma_{elec}} + \frac{\Delta(\sigma_t + \sigma_{elec})}{\sigma_t + \sigma_{elec}} + 2 \left(\frac{\Delta A}{A} \right), \quad (4.3)$$

sachant que :

$$\Delta(\sigma_t - \sigma_{elec}) = \Delta(\sigma_t + \sigma_{elec}) = \Delta\sigma_t + \Delta\sigma_{elec},$$

et que :

$$\frac{\Delta N_{pr}}{N_{pr}} \simeq 3\%, \quad \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq 1\%, \quad \frac{\Delta A}{A} \simeq 1\%.$$

Le terme $\frac{\Delta(\sigma_t + \sigma_{elec})}{(\sigma_t + \sigma_{elec})}$ est généralement négligeable devant le terme $\frac{\Delta(\sigma_t - \sigma_{elec})}{(\sigma_t - \sigma_{elec})}$ qui dépend comme nous venons de le dire du nombre N_{pr} .

Il convient de préciser que par cette méthode de mesure, seul l'*excess noise* correspondant au processus de multiplication des porteurs de charge photogénérés est mesuré. L'*excess noise* correspondant au bruit de multiplication du courant de fuite de volume (voir équation (3.5)) n'est pas pris en compte du fait que l'information qui permettrait de le calculer est portée par σ_{elec} .

- **Résultats :** nous avons alors mesuré sur une large gamme de gains (2.5 à 250) l'*excess noise* avec la LED verte et sur une plus petite gamme avec la LED bleue. Le temps de mise en forme utilisé avec la première LED était de 200 ns alors qu'avec la deuxième il était de 700 ns. Nous avons aussi bien utilisé la méthode du *peacking detector* que celle du *charge detector* pour estimer les valeurs de σ_t et de σ_{elec} . Dans les deux cas nous avons trouvé, aux incertitudes de mesures près, les mêmes valeurs pour l'*excess noise*. Les variations de température n'ont pas dépassé $\pm 0.3^\circ$ durant tout le temps de prise des

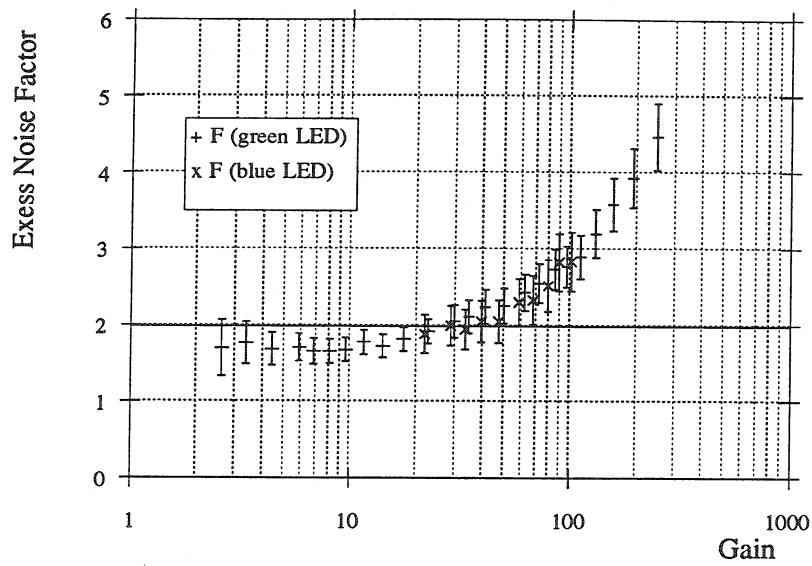


Figure 4.12 – *Excess noise F en fonction de la tension de polarisation. Les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'équation (4.3).*

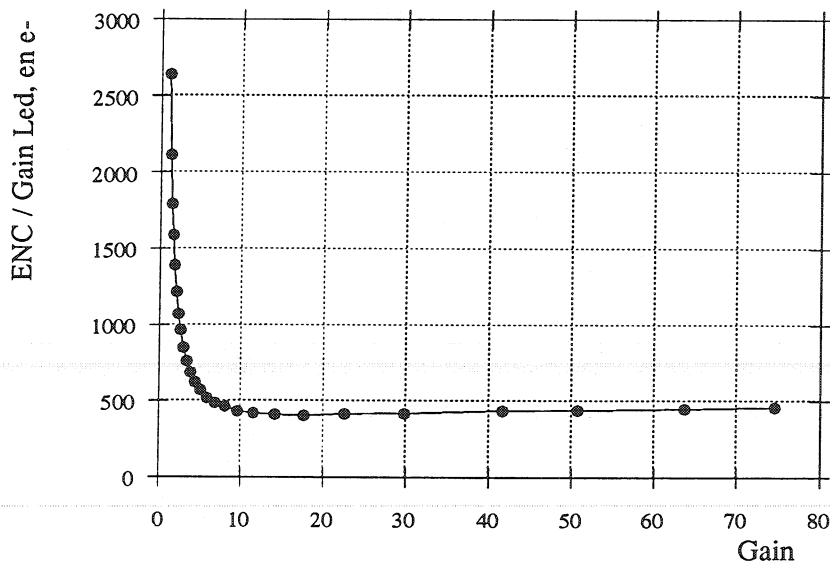


Figure 4.13 – *ENC (equivalent noise charge) rapporté à l'entrée de l'APD en fonction du gain (ENC à l'entrée du préamplificateur divisé par le gain).*

mesures. Les résultats sont présentés par la figure 4.12. Les valeurs de F mesurées avec la LED verte et celles mesurées avec la LED bleue sont tout à fait comparables ce qui est normal compte tenu de la profondeur de la jonction ($15\mu\text{m}$). En effet pour les deux types de LED on est en injection pure d'électrons dans la zone de gain.

A ce stade et du fait que l' ENC ¹⁶ se déduit de σ_{elec} , il est facile et intéressant de tracer en fonction du gain le rapport ENC/M qui représente le bruit équivalent ramené à l'entrée de l'APD en nombre de paires électron/trou primaires. La figure 4.13 nous présente une telle courbe obtenue avec un temps τ de mise en forme du signal égal à 200 ns. On remarque alors qu'il existe un gain optimum ($M \simeq 18$) pour lequel l'ensemble de la chaîne d'acquisition (APD + préamplificateur + *shaper*) est la plus performante en terme de bruit. Il faut préciser que cette valeur optimum du gain peut varier en fonction d'un grand nombre de paramètres tels que le temps de mise en forme ou le courant de fuite de l'APD (après qu'elle soit irradiée)...

4.2.1.3 Résultats avec l'APD Hamamatsu de grande capacité

Cette APD est en quelque sorte identique à l'APD Hamamatsu de petite capacité sauf que l'absence d'une zone de charge d'espace devant la zone de gain (voir figure 4.1) lui confère une grande capacité d'environ 340 pF lorsqu'elle est complètement déplétée. Sa tension de *breakdown* se situe à environ 148 V.

Comme précédemment, des mesures de photocourants en lumière continue et à différentes longueurs d'ondes permettent d'estimer sa région sensible, c'est-à-dire la région comprise entre la fenêtre d'entrée et la zone de multiplication, à environ 5 μm . Une estimation similaire s'obtient à partir des courbes de photosensibilité obtenues à différents gains présentés par la figure 4.42 page 134.

Ces mêmes mesures nous montrent que les variations de courant pour des tensions de polarisation allant de 0 à 30 V sont inférieures à 0.5 %. Sur cette gamme de tension on observe toujours le même plateau lorsqu'on utilise de la lumière pulsée. Comme pour la précédente APD on peut alors estimer que le gain de l'APD Hamamatsu de grande capacité est de un sur la gamme de tensions allant de 0 à 30 V. La courbe de gain alors obtenue en lumière continue avec une longueur d'onde de 450 nm est présentée par la figure 4.14.

Les mesures en lumière pulsée donnent les mêmes résultats avec une variation de ± 1.5 %. Il convient de faire remarquer que nous avons utilisé pour les mesures en lumière pulsée uniquement la LED bleue associée à un filtre interférométrique centré sur 470 nm. En effet, pour cause de courte région sensible ($\sim 5 \mu\text{m}$), sans ce filtre, une fraction non négligeable des photons serait absorbée dans la zone de gain, ce qui entraînerait alors une divergence entre les mesures effectuées en continu ($\lambda = 450 \text{ nm}$) et celles effectuées en pulsé.

Des réponses aux photons γ ont aussi été réalisées. Pour les gains inférieurs à 4 les valeurs de gain relevées sont identiques à 3 % près à celles obtenues avec les deux autres

16. L' ENC est le bruit équivalent en nombre d'électrons ramené à l'entrée du préamplificateur.

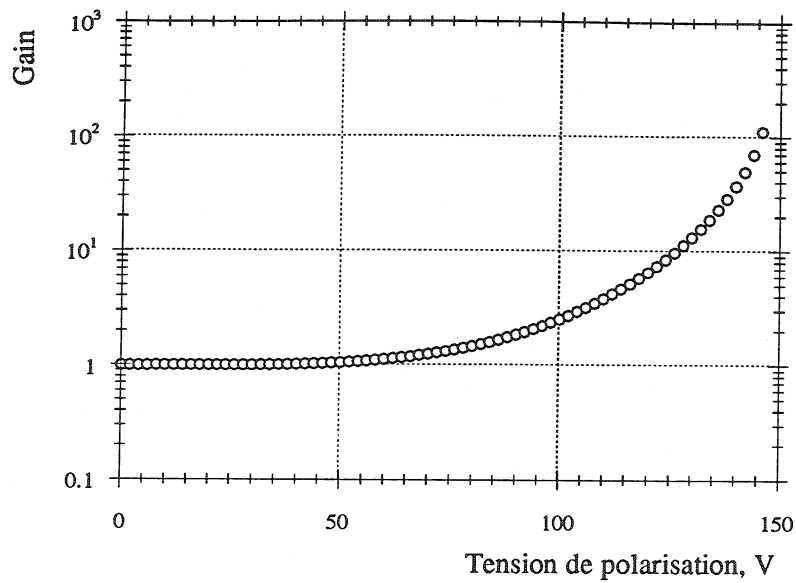


Figure 4.14 – Gain en fonction de la tension de polarisation (température = 18.5°C et $\lambda = 450 \text{ nm}$).

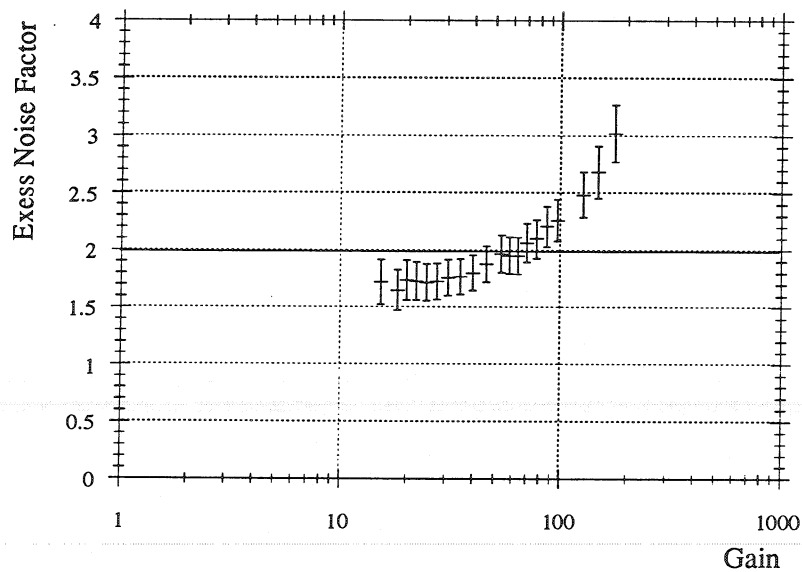


Figure 4.15 – Excess noise F en fonction de la tension de polarisation, mesurée avec la LED bleue suivie d'un filtre interférométrique centré sur 470 nm .

méthodes. Ceci semble confirmer l'hypothèse du gain un pour $V_p < 30 \text{ V}$. Pour des gains plus forts on observe aussi le phénomène de saturation du processus de multiplication. Celui-ci est plus marqué pour l'APD Hamamatsu de grande capacité que pour celle de petite capacité. Ceci est certainement dû au fait que, pour un photon γ de même énergie, la densité de porteurs arrivant dans la zone de gain est plus importante dans le cas de

4.2. MESURES DU GAIN ET DE L'EXCESS NOISE

l'APD Hamamatsu de grande capacité. En effet la distance à parcourir par les porteurs de charge pour atteindre la zone de gain étant en moyenne plus courte ($5\text{ }\mu\text{m}$ à comparer avec $15\text{ }\mu\text{m}$), la diffusion de ceux-ci dans des directions orthogonales au champ électrique est moindre.

La figure 4.15 présente les mesures d'*excess noise* toujours obtenues avec la LED bleue filtrée à 470 nm . Les variations de température durant toute la période de mesure n'ont pas dépassé 0.5° . Le temps de mise en forme du signal relativement long, 500 ns , a été utilisé pour prendre en compte la longue queue en temps de cette LED. A cause du petit nombre de photons fournis par la LED en impulsionnel et de la forte capacité de l'APD (bruit électronique fort, voir les courbes de la figures 4.5), il n'a pas été possible de mesurer par cette méthode des valeurs de F pour des gains inférieurs à ~ 15 .

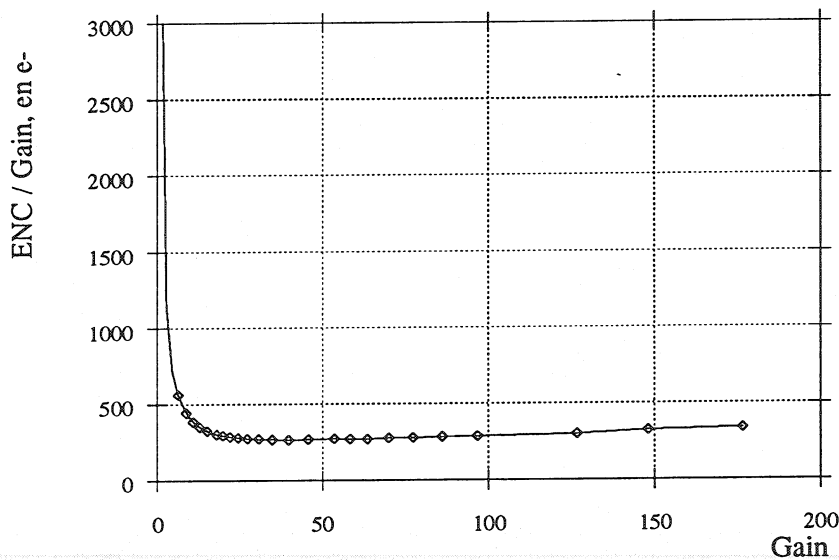


Figure 4.16 – ENC/M en fonction du gain, $\tau = 500\text{ ns}$.

Bien que la constante de temps τ de mise en forme du signal soit plus grande que celle utilisée pour effectuer les mesures sur l'autre APD Hamamatsu, le bruit ramené à l'entrée de l'APD, ENC/M présenté par la figure 4.16, est plus petit. Ceci est dû au fait que le courant de volume de cette APD est plus faible. En effet même pour les grandes valeurs de τ le bruit série est négligeable devant le bruit parallèle ce qui permet d'écrire que :

$$ENC^2 \propto (I_{DS} + I_{DV}M^2F^2)\tau ,$$

où I_{DS} et I_{DV} sont respectivement les courants de fuites de surface et de volume.

4.2.1.4 Résultats avec l'APD EG&G

La procédure suivie pour déterminer le gain en fonction de la tension de polarisation pour cette APD est toujours la même. L'étude comparative des photocourants mesurés en lumière continue nous a permis de mettre en évidence une toute petite région sensible : $\sim 2 \mu\text{m}$. Il convient alors de prendre toutes les précautions utiles pour éviter de générer des paires électron/trou dans la zone de gain comme nous le confirme l'observation des courbes de photosensibilités mesurées à différents gains (voir figure 4.43 page 134).

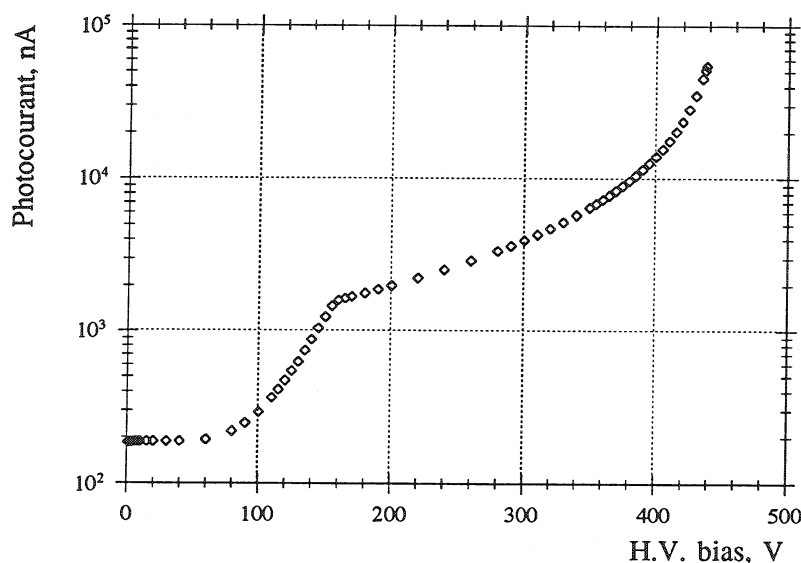


Figure 4.17 – Mesure du photocourant en lumière continue en fonction de la tension de polarisation pour l'APD EG&G ($\lambda = 450 \text{ nm}$).

La courbe du photocourant en fonction de V_p obtenue avec $\lambda = 450 \text{ nm}$ présentée par la figure 4.17 met en évidence trois régions :

- De 0 à 40 V : le photocourant ne varie que très peu avec V_p . Cette petite variation $\sim 2\%$ nous empêche tout de même de prendre une décision quant à la valeur du gain dans cette région. En effet il doit y avoir des variations de l'efficacité quantique.
- De 40 à 160 V : Il y a une croissance rapide de I_{ph} avec V_p signifiant une réelle mise en place du processus d'avalanche. Puis à 160 V, tension pour laquelle l'APD atteint sa déplétion complète, il y a un arrêt brutal de cette croissance. Une explication plus détaillée de ce phénomène est réalisée dans la section 4.5 de ce même chapitre (mesure de capacité).
- De 160 V à la tension de *breakdown* ($\sim 438 \text{ V}$) : le processus d'avalanche se « remet en marche » avec un photocourant qui augmente de manière exponentielle avec la

tension V_p .

Ce comportement est typique des APD de type *reach-through* [54, 61, 65].

A la vue des résultats précédents, pour la calibration du gain absolu de cette APD, on est obligé d'utiliser une source γ dont l'énergie des photons doit être suffisamment faible afin qu'une partie non négligeable de ceux-ci se convertissent en paires électron/trou dans les seuls $2\mu\text{m}$ de région sensible avant la zone de gain. En effet si l'énergie des γ dépasse 10 keV la très grande majorité se convertit¹⁷ dans ou après la zone de gain, ce qui se traduit alors par l'absence de pic bien marqué dans le spectre. On a donc utilisé la source de Fe^{55} (5.9 KeV).

Aussi bien avec la source de lumière pulsée qu'avec la source de Fe^{55} nous n'avons pas pu observer de signaux pour des tensions inférieures à 160 V (c'est-à-dire tant que l'APD n'est pas complètement déplétée). Par contre de 160 à 200 V nous avons pu établir une correspondance entre les diverses méthodes de mesures qui nous a permis alors d'établir la relation suivante pour les mesures de photocourant en lumière continue :

$$M = \frac{I_{ph}(V_p)}{I_{ph}(78\text{ V})}.$$

Les gains mesurés¹⁸ pour $V_p < 78\text{ V}$ sont donc inférieurs à un.

Pour des tensions de polarisation supérieures à 200 V le phénomène de saturation du processus d'avalanche commence à se faire trop ressentir pour établir une bonne correspondance avec les mesures en continu ou en lumière pulsée. De plus à partir de 300 V, comme le montre la figure 4.18, on peut distinguer deux pics sur le spectre bien que la source de Fe^{55} soit monoénergétique. Cette caractéristique peu ordinaire est certainement due au fait que certains photons γ sont absorbés dans la partie non déplétée de la zone P^{++} contrairement aux autres photons γ . En effet, les paires produites dans la zone non déplétée étant beaucoup plus soumises aux processus de recombinaison¹⁹, le nombre de porteurs qui arrivent dans la zone de multiplication est plus faible engendrant alors un pic de plus faible énergie. Cette hypothèse se confirme, d'une part, au regard de l'efficacité quantique qui décroît rapidement pour les photons de courte longueur d'onde (voir figure 4.44) et, d'autre part, par l'analyse des temps de réponse de cette APD (voir section 4.7). De plus pour être sûr que cet effet n'est pas provoqué par une non-uniformité du gain en surface, nous avons réalisé des spectres en différents points avec une source collimatée (diamètre de 0.5 mm).

17. Le volume où sont créés les paires primaires est aussi trop grand ce qui fait que des porteurs de charges sont produits aussi bien dans la zone de gain qu'à l'extérieur.

18. Si on avait considéré que $M = 1$ pour $V_p < 40\text{ V}$, on aurait surestimé le gain d'environ 8 à 9 %.

19. Processus plus important à priori pour cette APD que pour les APD Hamamatsu du fait de la technologie de fabrication : l'implantation ionique.

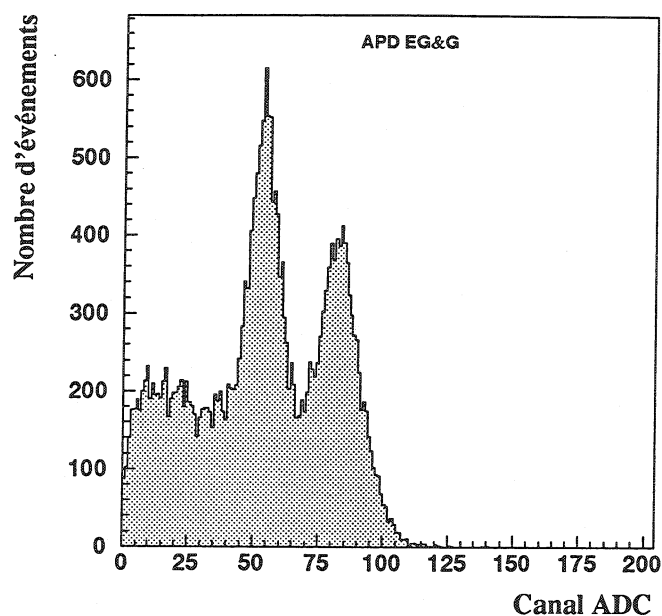


Figure 4.18 – Spectre obtenu avec la source de Fe^{55} et l'APD EG&G polarisée à 300 V.

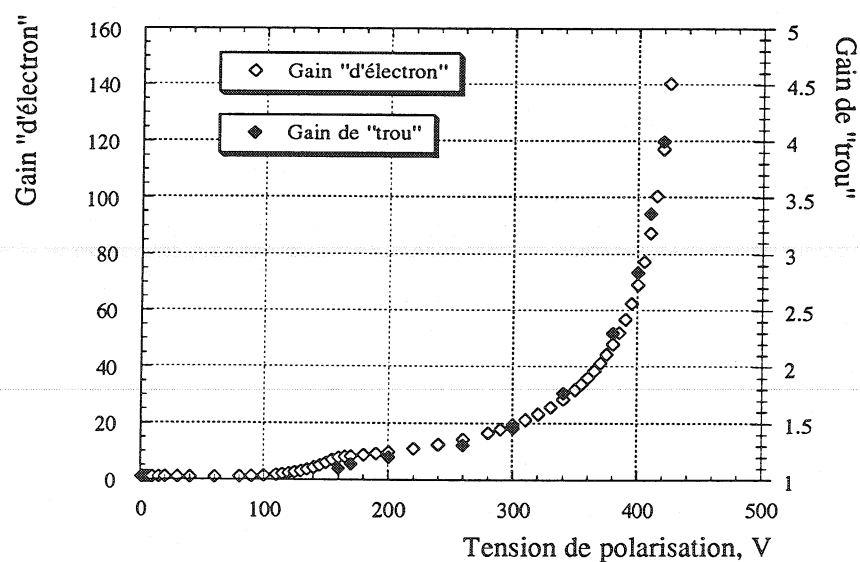


Figure 4.19 – Gain en fonction de la tension de polarisation. Le gain « d'électrons » est mesuré avec une source de lumière continue alors que le gain de « trou » est mesuré avec la source d' Am^{241} (γ de 59.5 keV).

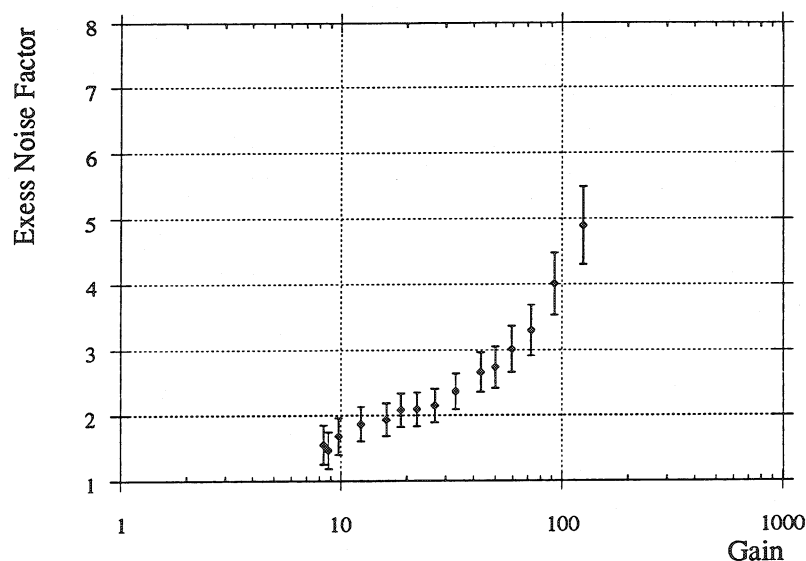


Figure 4.20 – *Excess noise en fonction du gain pour l'APD EG&G ($\tau = 700$ ns et $\lambda = 480$ nm).*

Une caractéristique intéressante de cette APD est qu'elle nous offre la possibilité de mesurer le « gain de trou ». En effet par leurs petites tailles la région sensible et la zone de gain sont pratiquement transparentes aux photons γ de 59.5 keV de l'Am²⁴¹ qui sont alors absorbés principalement dans la zone de conduction relativement large ($\sim 70 \mu\text{m}$), située à l'arrière de l'APD. Les trous produits dans cette région sont alors par conduction ramenés vers la zone de gain pour être « amplifiés ». Les gains par électrons et par trous sont présentés sur la figure 4.19. On peut remarquer que pour un gain d'électrons de 50 on a un gain de trous de 2.5 ce qui d'une part augmente malheureusement le signal des MIP et, d'autre part, est à l'origine d'un *excess noise* certainement supérieur à celui des APD Hamamatsu.

C'est effectivement ce que l'on peut apercevoir sur la figure 4.20 qui présente l'*excess noise* en fonction du gain. Pour $M = 50$ on a $F \simeq 2.7$ contre ~ 2.0 et ~ 2.3 pour les APD Hamamatsu de petite et de grande capacité respectivement. Les mesures d'*excess noise* ont été réalisées avec la LED bleue suivie d'un filtre interférométrique centré sur 480 nm et un temps de mise en forme du signal (*shaper*) de 700 ns. Le temps de mise en forme du signal est relativement long pour prendre en compte le fait que la LED bleue fournit un signal avec une queue d'environ 500 ns mais aussi à cause du temps de réponse de l'APD qui semble être constitué d'une composante lente (voir section 4.7). Pour des gains supérieurs à 120 le comportement très instable de cette APD ne nous a pas permis de réaliser des mesures convenables.

La figure 4.21 nous montre le bruit en électron ramené à l'entrée de l'APD en fonction

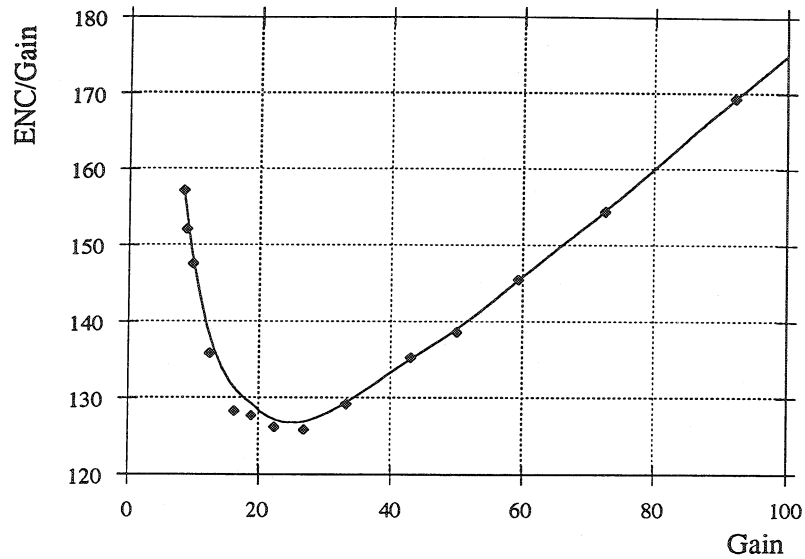


Figure 4.21 – ENC divisé par le gain en fonction du gain pour l'APD EG&G ($\tau = 700$ ns).

du gain. Comme pour les deux autres APD déjà présentées, on remarque qu'il existe un gain optimum (~ 30) pour lequel on a ENC/M qui est minimum. De plus cette valeur minimum est de plusieurs fois plus petite que celle obtenue avec les APD Hamamatsu. Ceci est principalement dû au fait que le courant de fuite est très faible (notamment le courant de volume).

4.2.2 Méthode de Webb - Mc Intyre

4.2.2.1 Principe de la méthode

Cette méthode proposée par P.P. Webb [61] est basée sur l'approche théorique de R.J. Mc Intyre. D'après cette théorie développée dans le chapitre précédent (section 3.2.1) et dans le cas d'une injection pure d'électrons dans la zone d'avalanche, le gain M est relié à l'*excess noise* F par l'équation suivante :

$$F = kM + (1 - k) \left(2 - \frac{1}{M} \right), \quad (4.4)$$

où, on le rappelle, $k = \beta/\alpha$. Dans le cas où k est petit et $M > 10$, cette équation peut être approchée par :

$$F \approx 2 + kM. \quad (4.5)$$

4.2. MESURES DU GAIN ET DE L'EXCESS NOISE

En remplaçant alors F par son expression approchée, l'équation (4.1) (précédemment utilisée pour calculer F) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\sigma_i^2 - \sigma_{elec}^2}{A^2} = \frac{1}{N_{pr}} (2 + kM) . \quad (4.6)$$

Or $M = N_{ph}/N_{pr}$ d'où :

$$\frac{\sigma_i^2 - \sigma_{elec}^2}{A^2} = \frac{2}{N_{pr}} + \frac{k}{N_{pr}^2} N_{ph} . \quad (4.7)$$

La courbe donnant la variation du membre de gauche de l'équation ci-dessus en fonction N_{ph} , nombre de charges collectées à la sortie de l'APD, est donc une droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à $2/N_{pr}$ et dont la pente est égale à k/N_{pr}^2 .

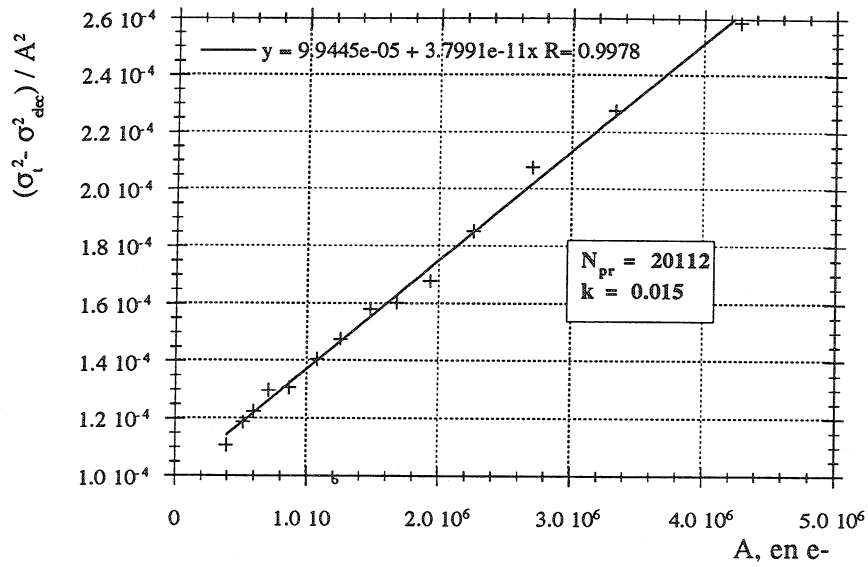
Les termes $(\sigma_i^2 - \sigma_{elec}^2)/A^2$ et N_{ph} étant directement accessibles par notre dispositif de mesure, on peut alors déduire par extrapolation la valeur de N_{pr} (donc du gain), comme nous le montre la figure 4.22a, en ajustant une droite par les points de mesures obtenus pour $M > 10$. Par la suite on peut déduire la valeur de k donc celle de F via l'équation (4.4). Il n'est donc pas nécessaire de connaître auparavant la valeur de N_{pr} .

4.2.2.2 Résultats

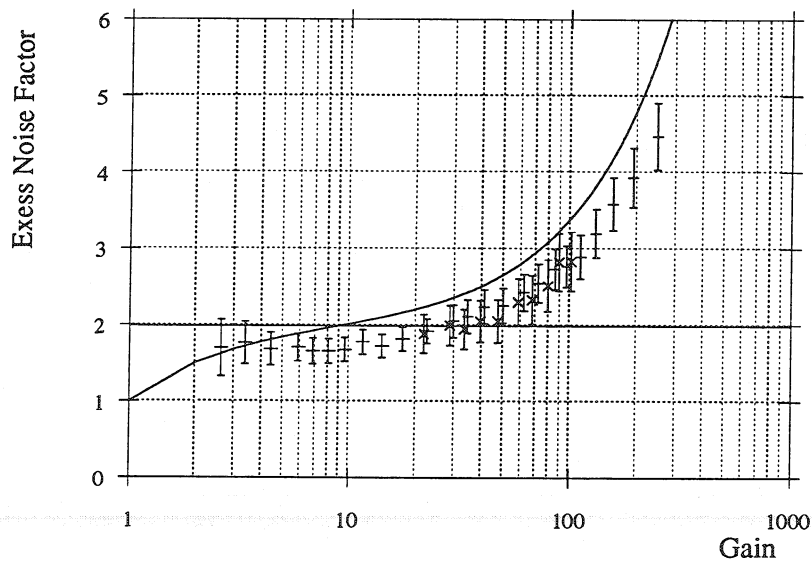
En ce qui concerne l'APD Hamamatsu de petite capacité, on construit avec nos anciennes mesures la courbe dite de « Webb ». On obtient alors des points qui sont bien situés sur une droite (voir figure 4.22a, excellent coefficient de corrélation) dans la mesure où $M > 17$. Pour les gains plus petits que 17 les points (non placés sur la figure) sont clairement situés en dehors de la droite. On trouve alors que $N_{pr} \simeq 20112e^-$ contre les $\sim 17270e^-$ que nous avons avec l'autre méthode, soit une surestimation de 16 %. Il s'ensuit que le gain calculé par la méthode de Webb - Mc Intyre est plus petit. Cette sous-estimation de M se traduit alors directement par une surestimation de l'*excess noise* comme nous le montre la figure 4.22b.

Les différences enregistrées avec les deux autres APD testées sont encore plus grandes. En effet on obtient pour l'APD Hamamatsu de grande capacité une surestimation de 30 % et une surestimation de 25 % pour l'APD EG&G. Les *excess noise* alors calculés sont comme nous le montre les figures 4.23 et 4.24 surestimés dans les mêmes proportions.

Il n'y a donc pas d'accord possible entre les valeurs obtenues par la méthode utilisant des sources dites « calibrées » et avec la méthode de Webb - Mc Intyre. Il est tout de même possible en ce qui concerne les deux APD Hamamatsu d'ajuster les points ($F = f(M)$) obtenus par la première méthode avec l'équation (4.4) lorsqu'on utilise des valeurs de k plus petites que celles déterminées par la méthode de Webb - Mc Intyre. Ce désaccord avec la théorie de Mc Intyre était prévisible dans la mesure où cette théorie est asymptotique : elle ne s'applique que pour des gains élevés produits par des APD dont la zone de



(a)



(b)

Figure 4.22 – APD Hamamatsu de petite capacité : (a) Courbe de « Webb » avec son ajustement par une droite. (b) Excess noise en fonction du gain obtenu par la méthode de Webb - McIntyre (trait plein) comparé aux valeurs précédentes.

multiplication est large. La théorie de Van Vliet, plus adaptable à nos types d'APD, est en meilleur accord. Mais la précision de nos mesures étant trop faible on ne peut observer les « sauts de Van Vliet » qui nous donneraient l'occasion de réaliser une calibration du gain.

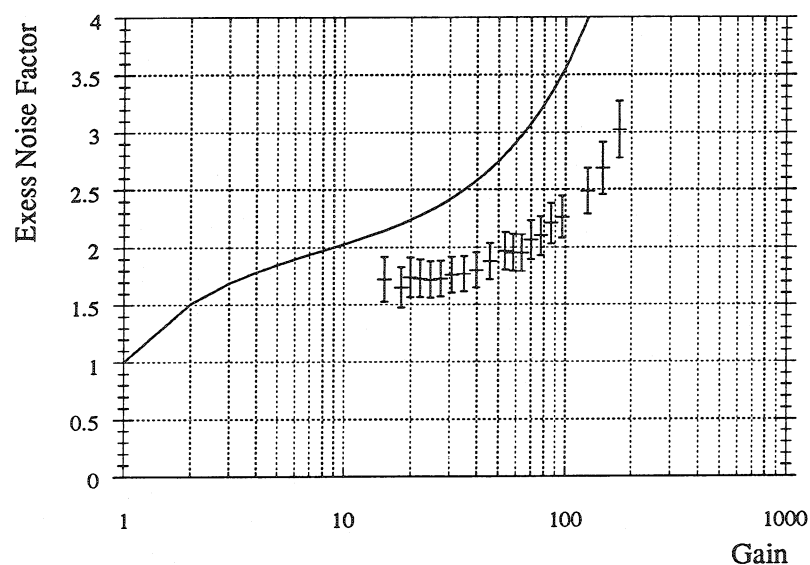


Figure 4.23 – APD Hamamatsu de grande capacité *Excess noise en fonction du gain obtenu par la méthode de Webb - Mc Intyre (trait plein) comparé aux valeurs précédentes.*

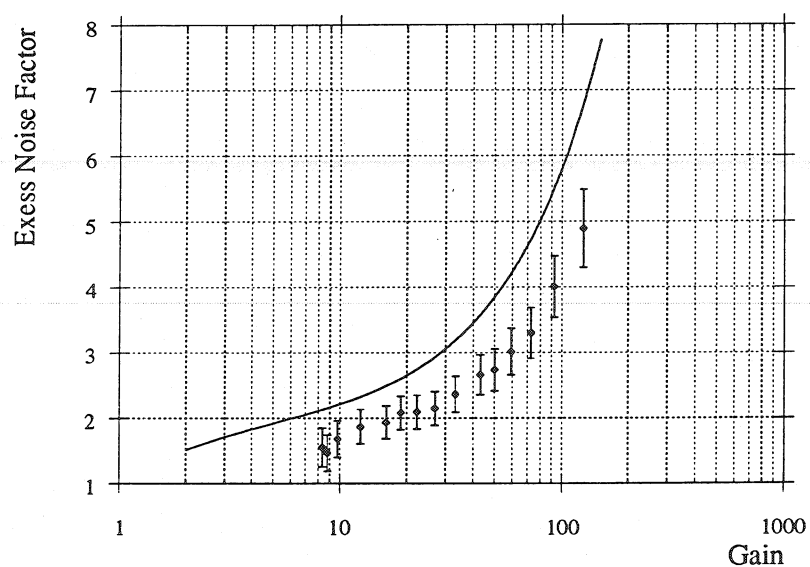


Figure 4.24 – APD EG&G *Excess noise en fonction du gain obtenu par la méthode de Webb - Mc Intyre (trait plein) comparé aux valeurs précédentes.*

4.2.3 Méthode spectrale

Alors que la caractérisation des APD par la méthode précédemment décrite, dite méthode directe, utilise uniquement des mesures de photocourants (ou de charges) la méthode proposée ci-après, plus fréquemment utilisée dans le domaine des télécommunications, est basée sur l'analyse des densités spectrales de bruit obtenues en sortie de l'APD [73].

Avec l'avènement depuis le début des années 80 de spectromètres digitaux possédant des algorithmes de FFT²⁰ [65, 74], l'utilisation après leurs mises en œuvre de ce type de méthodes est assez simple et surtout, ce qui est important, assez rapide comparé à la méthode dite directe par exemple. C'est pourquoi ce dispositif de caractérisation pourra être retenu pour la conception du banc de test prévu pour la réception des 100000 APD. De plus, dans certains cas, cette méthode, comme celle de Webb - Mc Intyre, offre la possibilité de déterminer le courant primaire [75, 76].

4.2.3.1 Principe et dispositif expérimental

• *Principe*: la densité spectrale de bruit $S_{I_{ph}}$ dû au photocourant généré par une photodiode PIN est donnée (voir équation (3.2)) par :

$$S_{I_{ph}}(f) = 2qI_{ph} \quad \text{A}^2/\text{Hz} , \quad (4.8)$$

où f est la fréquence. Dans le cas d'une photodiode à avalanche on a :

$$S_i(f) = 2qI_{pr}M^2F \quad \text{A}^2/\text{Hz} . \quad (4.9)$$

Si il n'y avait pas de bruit de multiplication ($F = 1$) on aurait :

$$S_i(f) = 2qI_{pr}M^2 . \quad (4.10)$$

En prenant en compte le fait que $M = I_{ph}/I_{pr}$ l'équation (4.10) peut se réécrire en terme de photocourant comme suit :

$$S_i(f) = \frac{2q}{I_{pr}} I_{ph}^2 . \quad (4.11)$$

Donc d'après l'équation (4.11) si on trace dans un graphique le logarithme de $S_i(f)$ en fonction du logarithme de I_{ph} on obtient une droite de pente égale à 2. Dans le cas de la jonction PIN cette pente, d'après (4.8), est égale à 1. Si en plus on prend en compte l'*excess noise*, comme F est une fonction²¹ de M , la pente de la droite est alors supérieure

20. De l'anglais Fast Fourier Transform.

21. Bien souvent on peut expérimentalement approcher F par M^x où x est nombre réel positif. L'expression (4.10) peut alors s'écrire :

$$S_i(f) = 2qI_{pr}M^{2+x} .$$

Ce qui signifie que la pente de la droite obtenue en coordonnées logarithmiques est de $2 + x$.

4.2. MESURES DU GAIN ET DE L'EXCESS NOISE

à 2. On a ainsi l'opportunité de pouvoir estimer rapidement F ; si la pente est proche de 2 on peut en conclure que F est petit alors que si la pente est bien au-dessus de 2, F est grand. De plus, ce qui est remarquable, lorsque la pente de la droite est supérieure ou égale à 2, cela signifie que les porteurs de charge sont soumis à multiplication (sinon la pente serait de 1).

La densité spectrale de bruit que l'on mesure à la sortie de l'amplificateur de courant²² ramenée à l'entrée de celui-ci est donnée par :

$$S(f) = \underbrace{2qI_{pr}M^2F + \underbrace{\left[2q(I_{DS} + I_{DV}M_{DV}^2F_{DV})\right]}_{\text{sans lumière}}}_{\text{avec lumière}} + i_{noise}^2, \quad (4.12)$$

où i_{noise}^2 est la densité spectrale de bruit du préamplificateur, M_{DV} et F_{DV} le gain et l'*excess noise* du courant de fuite de volume respectivement. La densité spectrale de bruit due au photocourant est donc obtenue par le calcul de la différence entre le bruit total mesuré lorsque l'APD est éclairée et le bruit mesuré lorsqu'elle n'est pas éclairée. On suppose de manière implicite que les bruits de photocourant d'une part et de courant de fuite d'autre part ne sont pas corrélés.

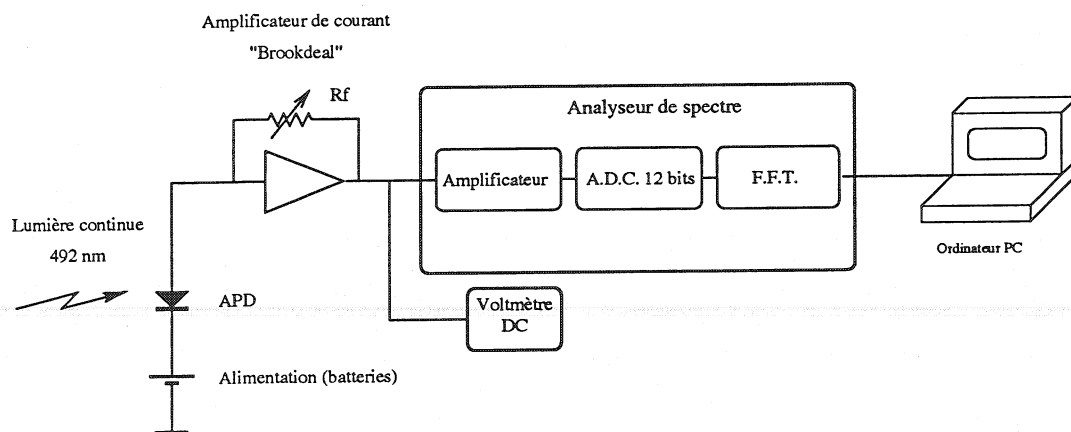


Figure 4.25 – Dispositif de caractérisation des APD par des méthodes spectrales en lumière continue.

• *Description du banc de mesure* : pour réaliser ce type de mesure il convient d'écarter toutes les sources externes de bruit comme le montre le dispositif de mesure²³ présenté par la figure 4.25 où afin d'éviter de capter des bruits en provenance du secteur (50 Hz), on a préféré polariser l'APD avec un jeu de batteries plutôt qu'avec une source alimentée

22. Pour autant que l'on « travaille » dans sa bande passante

23. Le dispositif de mesure que nous avons utilisé est situé au CEM (Centre d'Électronique de Montpellier). Il a gracieusement été mis à notre disposition par Messieurs R. Alabedra et B. Orsal.

par le secteur. L'ensemble du dispositif de mesure est en plus placé dans une cage de Faraday.

L'APD est ensuite directement connectée (pas de capacité de découplage puisqu'on travaille en continu) à un amplificateur de courant (contre-réaction résistive) de type Brookdeal possédant des gains de 10^8 , 10^6 et 10^4 V/A avec une bande passante de 1 kHz au gain maximum. Le signal de tension à la sortie de l'amplificateur est envoyé dans un analyseur de spectre digital (Anristu MS 430A, DC-10 MHz). Cet analyseur de spectre utilise un convertisseur analogique/numérique de 12 bits et calcule la transformée de Fourier du signal au moyen d'un algorithme FFT. Afin d'accroître la précision des mesures de densité spectrale un moyennage de 256 spectres est réalisé par l'appareil. La densité spectrale de bruit est alors obtenue en A^2/Hz à l'aide d'un ordinateur PC qui vient lire les données du spectromètre. Le signal de tension est aussi envoyé sur un voltmètre (DC) dans le but de mesurer la composante continue du signal qui est proportionnelle au courant délivré par l'APD.

La source de lumière continue est fournie par une lampe halogène à filament de tungstène de même type que celle employée dans notre dispositif de mesure en lumière continue. Durant les mesures, il n'y avait pas de contrôle de température mais l'ensemble de la pièce était climatisée à $21^\circ C$ ce qui assurait une bonne stabilité de la température après un temps de « mise en chauffe » des appareils.

Du fait de la petite bande passante de l'amplificateur de courant, les mesures sont réalisées à des fréquences allant de 500 Hz à 100 kHz (suivant le gain). Dans bien des cas cette partie du spectre est riche d'informations quant à la qualité et la fiabilité de l'APD. En effet dans la gamme de fréquence DC-100 kHz on peut observer des phénomènes caractéristiques de bruit en $1/f$ ou de bruit *pop-corn* ou encore de bruit de génération recombinaison [77].

- *Bruit du banc de mesure*: la fonction de transfert de l'amplificateur de courant (donnée par $V_{out}/I_{in} \simeq R_f$ dans la bande passante) est en fait une fonction du second ordre qui peut présenter un pic de résonance dans sa réponse en fréquence. Mais pour une valeur de capacité de détecteur C_{det} et une valeur de résistance de contre-réaction R_f (qui fixe le gain en courant), il est possible d'ajuster une capacité de contre-réaction C_f pour que la réponse fréquentielle soit une réponse plate du type Butterworth. De plus, avant de réaliser des mesures, il convient de s'assurer que la densité spectrale de bruit i_{noise}^2 de l'amplificateur (voir équation (4.12)) ne soit pas trop grande devant celle due au détecteur (que l'on veut mesurer). La densité spectrale de bruit en A^2/Hz d'un tel amplificateur est donné par [81]:

$$i_{noise}^2 = \frac{4kT}{R_f} + i_{np}^2 + e_{ns}^2 \left[(2\pi f)^2 (C_{det} + C_a + C_f)^2 + \frac{1}{R_f^2} \right]. \quad (4.13)$$

4.2. MESURES DU GAIN ET DE L'EXCESS NOISE

où i_{np}^2 et e_{ns}^2 sont le bruit parallèle et le bruit série de l'amplificateur respectivement et C_a sa capacité d'entrée. Typiquement on a $i_{np}^2 = 2.25 \times 10^{-30} \text{ A}^2/\text{Hz}$ et $e_{ns}^2 = 64 \times 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$. Avec une APD on a, si I_{det} est le courant délivré par celle-ci, $2qI_{det} \gg i_{np}^2$ et $C_{det} + C_a + C_f \simeq C_{det}$. A une fréquence de 1 kHz, si $R_f = 10^7 \Omega$ et $C_{det} = 30 \text{ pF}$, les valeurs de chaque terme de l'équation précédente sont tels que :

$$i_{noise}^2 = \underbrace{\frac{4kT}{R_f}}_{1.66 \times 10^{-27}} + \underbrace{i_{np}^2}_{2.25 \times 10^{-30}} + \underbrace{e_{ns}^2 \left[(2\pi f)^2 (C_{det} + C_a + C_f)^2 + \frac{1}{R_f^2} \right]}_{2.9 \times 10^{-30}}. \quad (4.14)$$

$R_f [\Omega]$	$4kT/R_f [\text{A}^2/\text{Hz}]$	Courant de fuite équivalent pour le détecteur
10^4	1.66×10^{-24}	$5 \mu\text{A}$
10^6	1.66×10^{-26}	50 nA
10^8	1.66×10^{-28}	0.5 nA

Tableau 4.3 – Densité spectrale de bruit de R_f et courant de fuite équivalent (dans le cas d'une photodiode).

Le terme prédominant est donc celui dû à la résistance de contre-réaction R_f . Tous les autres termes sont négligeables.

Du point de vue du bruit, la résistance R_f agit comme si la photodiode possédait un courant de fuite supplémentaire I_{eq} dont l'amplitude serait donnée par la relation $2qI_{eq} = 4kT/R_f$ (voir tableau 4.3).

Du fait que le bruit de la résistance R_f peut ne pas être négligeable devant celui de l'APD, il conviendra de le soustraire au cours des mesures.

4.2.3.2 Résultats

APD Hamamatsu de petite capacité :

La figure 4.26 nous présente la densité spectrale de bruit du courant de fuite pour l'APD Hamamatsu de petite capacité. On distingue clairement les deux modes de fonctionnement de l'APD : sans gain (point sur la droite $2qi$) et avec gain (point sur une droite de pente 2.10). Les premiers points, probablement à cause du bruit en $1/f$ produits par le dispositif de mesure, ne sont pas bien ajustés par la droite $2qi$.

La pente de 2.10, très proche de 2, que l'on obtient lorsque le courant d'obscurité est amplifié, signifie que l'*excess noise* F_{DV} (associé au courant de fuite de volume) est faible, ce qui est une bonne chose compte tenu du fait que le courant de fuite de cette APD est élevé. Les points qui ne sont pas bien ajustés par la droite de pente 2.10 correspondent à un changement de calibre de l'amplificateur de courant (10^8 à 10^6 V/A).

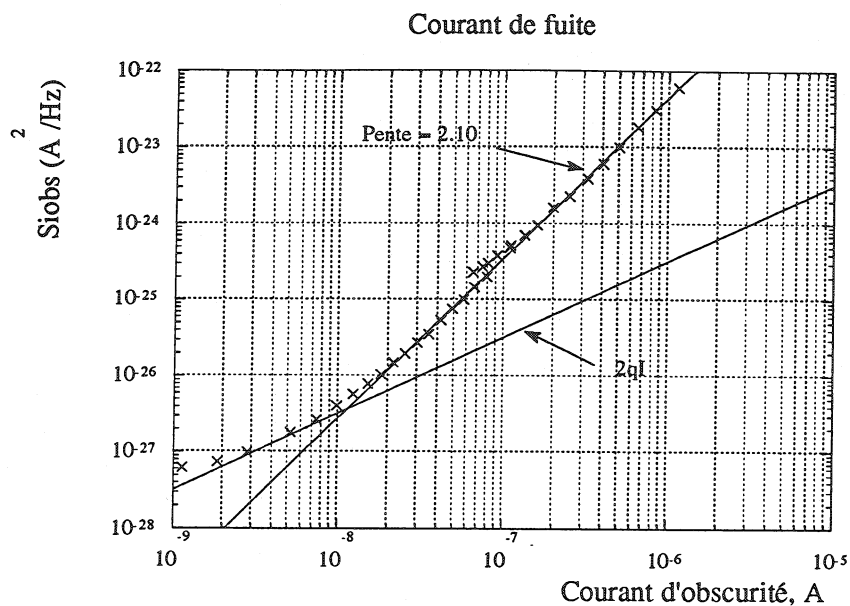


Figure 4.26 – Densité spectrale de bruit du courant de fuite de l'APD Hamamatsu de petite capacité.

La densité spectrale de bruit du photocourant est présentée par la figure 4.27. De la même manière, l'ensemble des points peuvent être ajustés par une droite de pente 2.08. Nous n'avons pas pu atteindre la région de non multiplication (pente de 1 : droite $2qi$) au cours de nos mesures à cause d'une limitation basse de la tension de polarisation de l'APD à 10.2 V (limitation intrinsèque au dispositif). Le premier point sur la figure 4.27 correspond donc à cette tension de polarisation, tension pour laquelle le processus de multiplication semble déjà avoir débuté (pente ≥ 2). Lors de nos mesures en lumière continue nous avons estimé que le processus de multiplication ne débutait qu'à partir de 20 V.

Pour calculer le gain et l'*excess noise* il nous faut connaître le courant primaire. Une solution proposée avec cette méthode d'analyse spectrale pour déterminer I_{pr} consiste à prendre la valeur du photocourant que l'on obtient à l'intersection des deux droites (droite $2qi$ et droite de pente ≥ 2). Si on procède d'une telle manière on obtient alors des gains qui sont de $\sim 40\%$ supérieurs à ceux que nous avons estimés avec la méthode directe. De plus dans ce cas, même avec une tension de polarisation nulle, on obtient des gains supérieurs à un.

Cette différence se répercute aussi sur l'*excess noise*. C'est pourquoi, afin de comparer les méthodes au niveau de la simple détermination de l'*excess noise*, nous avons préféré utiliser la calibration du gain réalisée avec la méthode directe pour déterminer I_{pr} .

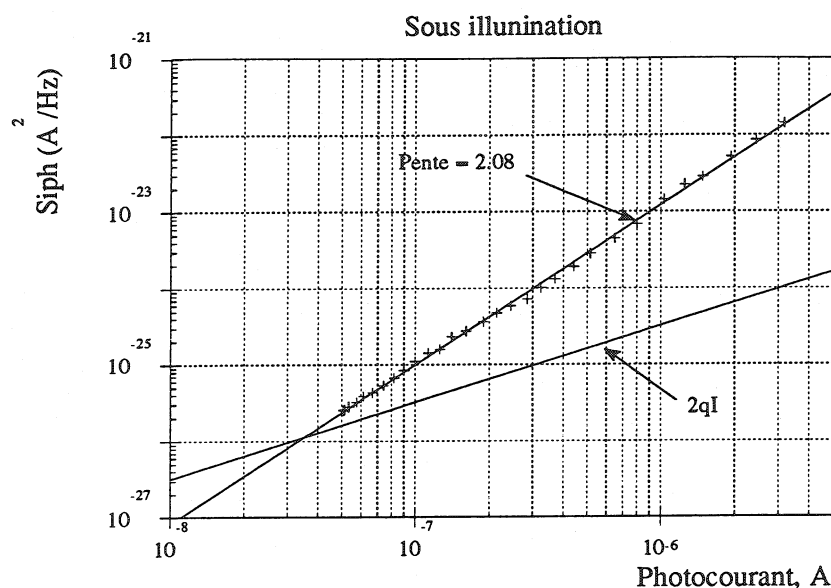


Figure 4.27 – Densité spectrale de bruit du photocourant de l'APD Hamamatsu de petite capacité.

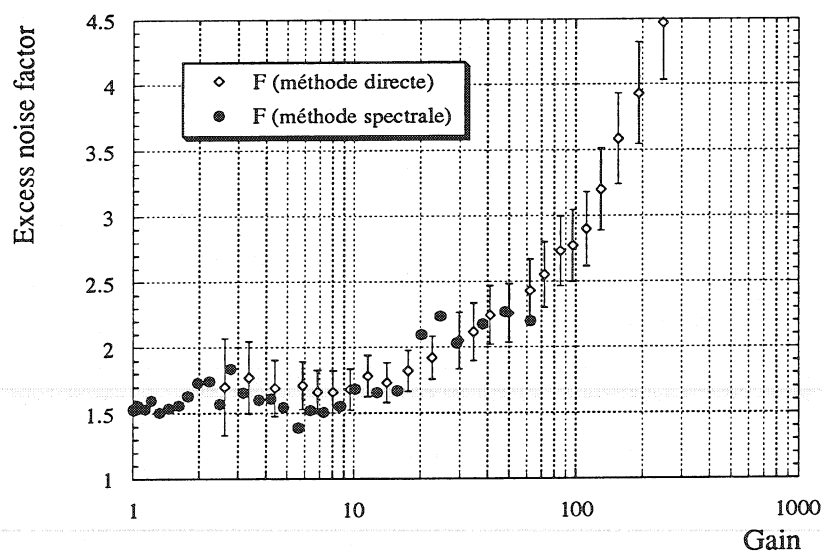


Figure 4.28 – APD Hamamatsu de petite capacité : excess noise obtenu par la méthode spectrale en comparaison avec les valeurs obtenues avec la méthode directe.

Dans ce cas, une fois la valeur de I_{pr} connue, on calcule l'excess noise par :

$$F = \frac{S_{I_{ph}}}{2qI_{pr}M^2} = \frac{S_{I_{ph}}}{2q\frac{I_{ph}^2}{I_{pr}}}.$$

Les résultats sont présentés sur la figure 4.28. On peut observer un bon accord entre les deux méthodes (pour autant bien sûr que l'on utilise la même calibration du gain).

L'avantage de la méthode spectrale est son meilleur rapport signal/bruit qui nous permet d'effectuer des mesures pour de plus faibles courants donc de plus faibles gains (on a pu par exemple estimer F_{DV}). On peut remarquer dans le cas de cette APD que pour $M = 1$ on a $F \simeq 1.5$ alors qu'on s'attendrait plutôt à avoir $F = 1$. Ceci peut, peut-être, s'expliquer par le fait que pour des faibles tensions de polarisation ($V_p < 10\text{ V}$) une très petite minorité de porteurs subissent tout de même une multiplication (minorité trop faible pour être décelée dans une augmentation du photocourant).

APD EG&G :

La figure 4.29 nous montre la densité spectrale de bruit de l'APD EG&G. Comme pour l'APD Hamamatsu on distingue aisément les deux modes de fonctionnement : le bruit en $2qI$ (pas d'amplification) est une droite de pente 15.4 (amplification du courant de volume). La forte pente que l'on obtient nous laisse alors présumer que l'*excess noise* F_{DV} (associée au courant de volume) est grand. Une telle valeur est due au fait que l'on est en présence d'une amplification de trous qui sont générés dans la zone π de cette APD (voir figure 4.1). La forte tension de polarisation (285 V) pour laquelle on commence à obtenir des points sur cette droite nous le confirme. En effet le processus de multiplication par trous commence pour des tensions de polarisation supérieures à celles nécessaires au processus de multiplication par électrons.

Bien que cette APD soit dominée par le courant de surface I_{DS} (voir section 4.4) dont le bruit est donné par $2qI_{DS}$, la densité spectrale de bruit total augmente violemment avec cette multiplication de trous (courant de volume, $2qi_{DV}M_{DV}^2F_{DV}$). C'est pourquoi le rapport signal/bruit pour de faible niveau de lumière pourra être fortement détérioré pour des tensions $V_p > 285\text{ V}$ (cet effet sera d'autant plus marqué après irradiation de l'APD du fait que I_{DV} augmente).

L'APD EG&G est du type *reach-through* inversé. Le *reach-through* (équivalent à la déplétion totale) est atteint à une tension de 160 V qui correspond au point C de la figure 4.30 qui présente la densité spectrale de bruit du photocourant. Pour des tensions supérieures, région CD, on obtient des points qui sont alignés sur une droite de pente égale à 2.37. Ce qui est légèrement supérieur à l'APD Hamamatsu. La région CD est bien sûr la zone d'utilisation de cette APD.

Par contre, pour des tensions inférieures à 160 V, l'APD peut être considérée comme un dispositif fonctionnant avec trois jonctions PN en séries (voir figures 4.41). La densité spectrale de bruit alors obtenue dans cette région AB est même inférieure au bruit Schottky ($2qI_{ph}$). On rappelle que pour les mêmes valeurs de tensions de polarisation il nous avait été impossible d'observer un signal en impulsionnel. Il y a là certainement un lien entre les deux phénomènes observés. On peut par exemple envisager que le système

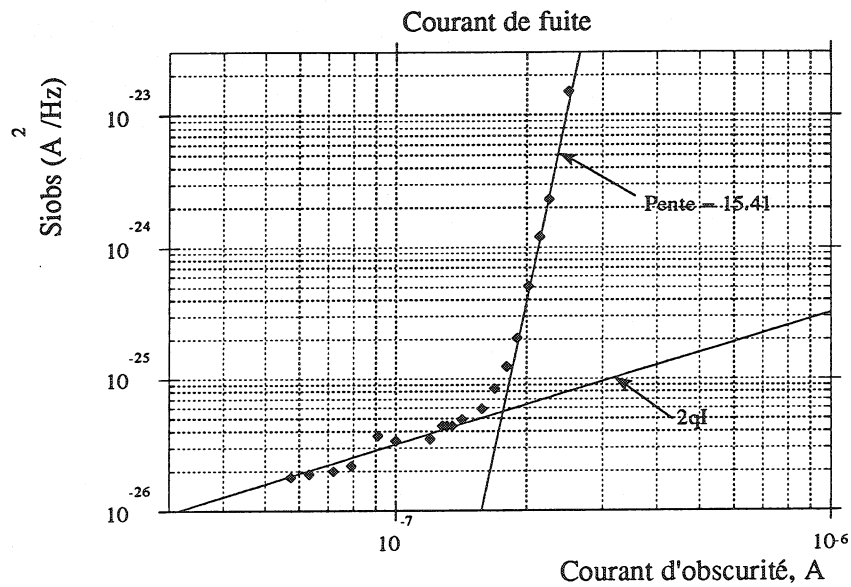


Figure 4.29 – Densité spectrale de bruit du courant de fuite de l'APD EG&G.

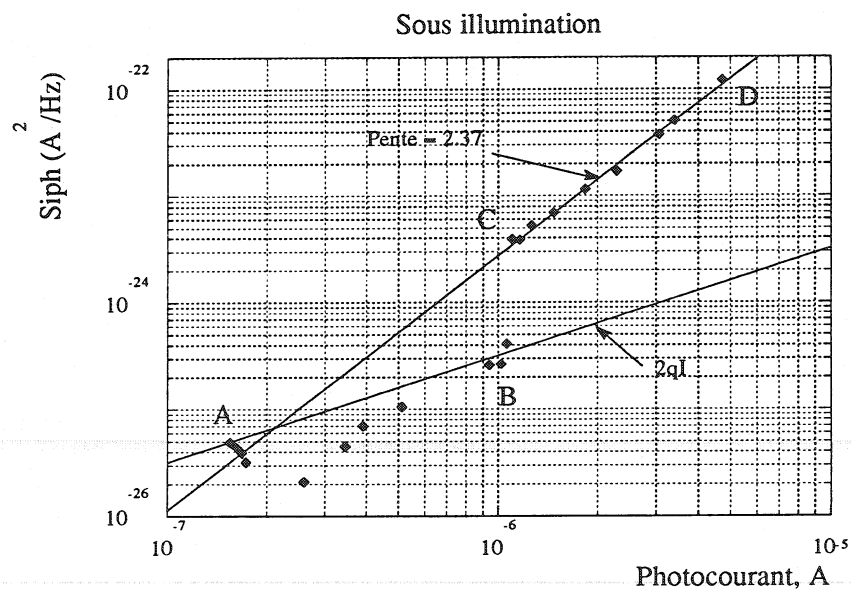


Figure 4.30 – Densité spectrale de bruit du photocourant de l'APD EG&G.

de trois diodes en série agit comme un filtre passe-bas. La transition entre le point B et le point C s'effectue sur quelques dixièmes de volt autour de 160 V.

La forme complexe de la courbe de la densité spectrale de bruit du photocourant ne nous permet pas d'effectuer dans de bonnes conditions une estimation du courant I_{pr} par la méthode de l'intersection des deux droites. Comme pour l'APD précédente on utilise alors la calibration du gain réalisée avec la méthode directe. Les résultats obtenus alors

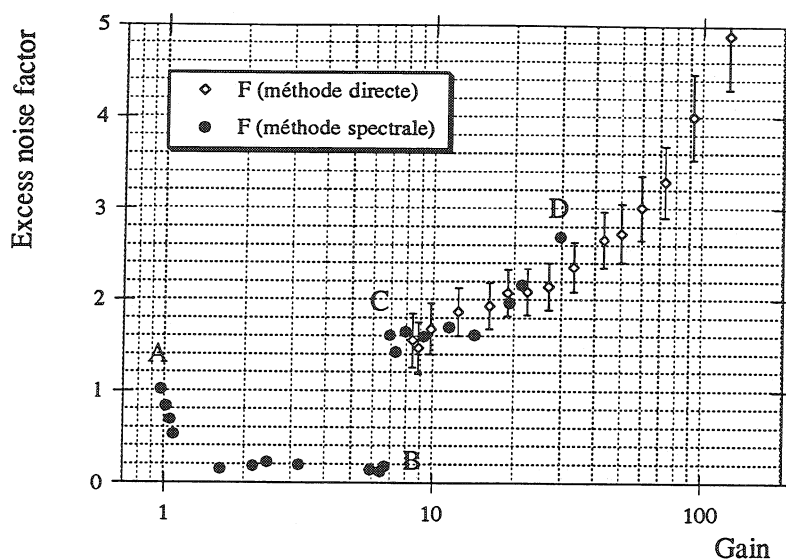


Figure 4.31 – APD EG&G : *excess noise* obtenu par la méthode spectrale en comparaison avec les valeurs obtenues avec la méthode directe.

pour l'*excess noise* sont en bon accord avec ceux obtenus par la méthode directe comme nous le montre la figure 4.31. De plus grâce à la méthode spectrale on peut avoir une mesure de F pour les faibles gains. On remarque que l'*excess noise* est même inférieur à un dans la région AB. La valeur de F est légèrement plus grande pour cette APD que pour les deux autres.

4.2.4 Essai d'amélioration de la méthode spectrale

La méthode basée sur l'analyse de la densité spectrale de bruit, bien que plus sensible que la méthode directe, ne permet pas d'observer les *sauts de Van Vliet* (s'ils existent). La principale cause de cette limitation est le bruit de l'amplificateur de courant (plus précisément le bruit dû à la résistance R_F de contre-réaction). Une possibilité pour augmenter la sensibilité consiste à réduire le bruit provenant de l'électronique par des méthodes de corrélation.

Cette méthode d'analyse par corrélation nous permet aussi d'étudier la fonction d'intercorrélation du bruit de l'électronique qui sera utilisée dans la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS. Ce type de caractérisation est très utile pour la mise au point de dispositif de filtrage numérique (compression du signal et reconstruction de l'énergie déposée dans un cristal). C'est pourquoi, bien que n'ayant pas de résultat de caractérisation d'APD à proprement parler, nous développons ici cette méthode d'analyse du bruit.

4.2.4.1 Principe de base

Le principe de la méthode de corrélation est relativement simple, et doit permettre de s'affranchir au maximum du bruit de l'électronique qui est généralement associé au bruit de la photodiode à avalanche, en utilisant deux amplificateurs de lecture comme nous le montre la figure 4.32. Soit deux signaux stationnaires²⁴ $s_1(t)$ et $s_2(t)$, leur fonction d'intercorrélation s'écrit²⁵ :

$$C_{s_1 s_2}(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T s_1(t) s_2(t - \tau) dt . \quad (4.15)$$

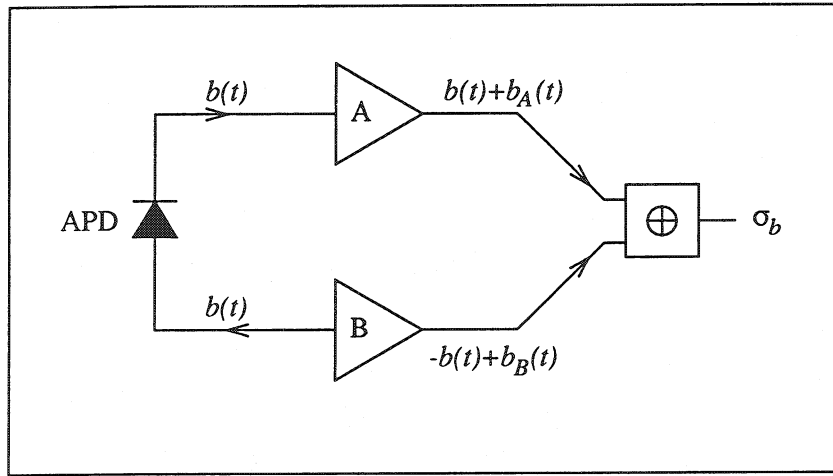


Figure 4.32 – Principe de la mesure de bruit par corrélation.

Soit $b(t)$ le bruit propre de la photodiode à avalanche, $b_A(t)$ le bruit de l'amplificateur A, et $b_B(t)$ le bruit de l'amplificateur B. On suppose ces trois bruits stationnaires et mutuellement indépendants. D'après la figure 4.32, sur une voie de mesure, on a le mélange du bruit de l'APD avec celui de l'amplificateur A, et sur l'autre voie, le mélange du bruit de l'APD (plus exactement son opposé en signe) avec le bruit de l'amplificateur B. Le calcul de l'intercorrélation des signaux issus de ces deux voies de mesures est alors :

$$\begin{aligned} (b + b_A) \oplus (-b + b_B) &= -(b \oplus b) - \underbrace{(b \oplus b_A)}_0 + \underbrace{(b \oplus b_B)}_0 + \underbrace{(b_A \oplus b_B)}_0 \\ &= -(b \oplus b) , \end{aligned}$$

24. Signaux dont les propriétés statistiques sont les mêmes au cours du temps

25. Dans la suite la fonction d'intercorrélation de deux signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ sera toujours notée $C_{s_1 s_2}(\tau)$, alors que l'opération d'intercorrélation sera notée $\oplus$. Les deux notations seront utilisées suivant la commodité et l'information à mettre en évidence, en sachant que $C_{s_1 s_2}(\tau) = s_1(t) \oplus s_2(t)$. Parfois même lorsque aucune confusion ne sera possible on omettra la variable temps t dans les termes à droite de l'égalité.

$(b_A \oplus b_B) = 0$ car les deux bruits associés aux amplificateurs sont indépendants, donc non corrélés. Il en est de même pour le bruit de l'APD et ceux des deux amplificateurs, $(b \oplus b_A) = 0$ et $(b \oplus b_B) = 0$. Le résultat ainsi obtenu est donc $-C_{bb}(\tau)$, où $C_{bb}(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation du bruit $b(t)$ de l'APD.

Propriétés de $C_{bb}(\tau)$: La fonction d'autocorrélation $C_{bb}(\tau)$ possède un certain nombre de propriétés [78]. La plus intéressante dans notre cas est que pour $\tau = 0$ on a :

$$C_{bb}(0) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T b^2(t) dt . \quad (4.16)$$

C'est-à-dire que $C_{bb}(\tau)$ est égale à la valeur quadratique moyenne du bruit $b(t)$. On obtient donc directement une information sur la variance σ_b^2 du bruit de l'APD pour autant que les signaux soient centrés (c'est-à-dire que leur valeur moyenne est nulle).

Ce que l'on mesure au bout d'une observation de durée T finie n'est en fait pas la véritable fonction d'intercorrélation (4.15) mais une estimation de cette fonction. Le fait que l'on calcule une valeur moyenne sur une durée limitée amène des erreurs d'estimation. Dans la pratique, on prendra T suffisamment grand pour ne pas modifier les propriétés statistiques des bruits, et, si cela est possible, on réduira les erreurs d'estimation par des moyennages de fonctions de corrélation pour corriger les mesures.

Aspect fréquentiel : Une information très intéressante sur le bruit de l'APD pourra aussi être obtenue en prenant la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation. En effet, la relation de Wiener-Kinchine établit que la transformée de Fourier²⁶ de la fonction d'autocorrélation $C_{bb}(\tau)$ n'est rien d'autre que la densité spectrale de puissance du bruit $b(t)$ [78] :

$$S_{bb}(f) = \text{TF}\{C_{bb}(\tau)\} . \quad (4.17)$$

En effet, comme le produit de convolution, le produit d'intercorrélation multiplie dans l'espace de Fourier les spectres des signaux temporels, à la différence près que l'un des spectres est conjugué :

$$\text{TF}\{s_1(t) \oplus s_2(t)\} = S_1(f) S_2^*(f) . \quad (4.18)$$

Dans le cas particulier où les deux signaux sont identiques, le terme de droite de l'égalité (4.18) n'est autre que $|S(f)|^2$, que l'on note $S_{ss}(f)$ et qui est égale à la densité spectrale de puissance du signal S .

Dans le domaine des fréquences, on peut encore citer le théorème de Parseval qui exprime le fait que l'énergie totale d'un signal ne dépend pas de la représentation choisie,

26. Notée **TF**. Les transformées de Fourier des signaux temporels sont notées en majuscules.

en temps ou en fréquence :

$$C_{ss}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{ss}(f) df . \quad (4.19)$$

Les méthodes de corrélation présentent donc un avantage certain par rapport aux méthodes classiques d'histogramme (telles que la méthode dite directe précédemment utilisée), puisqu'elles sont beaucoup plus riches au niveau de l'information disponible²⁷ tout en s'affranchissant des bruits autres que celui de la photodiode en test.

Pour pouvoir appliquer correctement cette méthode de mesure, l'APD ne doit surtout pas coupler les deux amplificateurs. Il faut que $b_A(t)$ et $b_B(t)$ restent indépendants. C'est pour cela que la photodiode est positionnée de la sorte entre les deux amplificateurs (voir figure 4.32), car des tests expérimentaux ont montré un fort couplage entre ceux-ci si le bruit de l'APD était divisé en deux pour être envoyé ensuite sur les deux voies. Dans la configuration choisie, les bruits de sorties sont anticorrélés, ce qui n'a pas d'importance, et le couplage entre les amplificateurs est minimisé car l'APD se comporte comme une forte résistance.

En fait, les deux amplificateurs ne font pas que rajouter leurs bruits propres au signal de bruit de l'APD. Ils possèdent tous deux une fonction d'appareil, caractérisée par leur réponse impulsionnelle $h(t)$, dont une analyse de l'influence sur la fonction d'intercorrélation est donnée en Annexe E. On montre, notamment, qu'il est possible d'obtenir la fonction d'autocorrélation du préamplificateur, ce qui permet d'apporter un plus dans l'élaboration d'un système numérique performant pour la compression des données (voir chapitre 2).

4.2.4.2 Dispositif de mesure et résultats

L'élaboration d'un tel dispositif de mesure n'est donc pas seulement utile pour l'analyse des APD mais peut être aussi utile pour caractériser toute la chaîne de lecture des cristaux (jusqu'au ADC). C'est donc aussi dans cette perspective que nous avons développé au laboratoire ce dispositif de mesure.

• *Description du banc de mesure*: le montage dans sa phase actuelle est schématisé sur la figure 4.33. Il est suffisamment modulaire pour permettre l'évaluation de différentes solutions possibles favorables à une amélioration de la sensibilité de la méthode. Les problèmes de blindage aux perturbations électromagnétiques sont au premier plan comme dans le dispositif de mesure par analyse spectrale. Le choix d'un appareil de mesure pour la saisie des signaux est aussi très important, car celui-ci doit posséder une grande sensibilité

²⁷. Il est possible de détecter d'éventuels signaux parasites par une structure particulière (notamment périodique) de la fonction de corrélation.

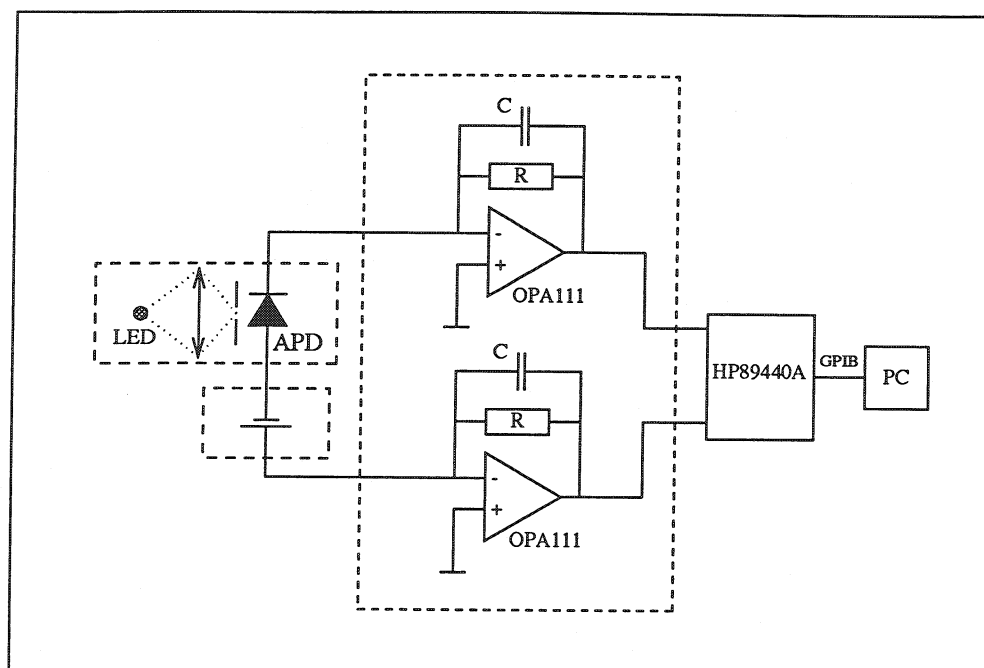


Figure 4.33 – Dispositif expérimental de mesure par corrélation.

sur deux voies totalement indépendantes²⁸. Le DSA, déjà présenté, ne convient pas pour ce type de mesure. La diaphonie entre ces voies est trop importante et, du fait de l'absence de filtre anti-repliement, le spectre obtenu ne correspond pas à celui attendu. Nous avons alors utilisé un autre appareil qui est le Vector Signal Analyser 89440A de chez Hewlett Packard. Cet appareil dédié à l'analyse spectrale ne présente pas les inconvénients du DSA. De plus il possède un convertisseur analogique/numérique sur 16 bits, ce qui lui confère une grande précision. La valeur maximale de sa fonction d'intercorrélation est évaluée à $4 \times 10^{-12} \text{ V}^2$, contre $6 \times 10^{-10} \text{ V}^2$ pour le DSA Tektronix.

La « lecture » du HP 89440 est réalisée avec un PC sous un environnement LabView et avec l'aide d'un bus GPIB. La fonction d'intercorrélation est obtenue par un moyennage sur 10 courbes.

- *Résultats*: la figure 4.34 nous présente le résultat que l'on obtient avec une diode PIN traversée par un courant de 3.2 nA. La forme de la fonction d'intercorrélation est due essentiellement à la fonction de transfert du second ordre des amplificateurs de courant (voir figure E.3). Nous avons pu aussi établir une bonne correspondance entre la valeur de $C_{bb}(0)$ et la valeur du bruit. Avec une résistance de contre-réaction de $10 \text{ M}\Omega$ le seuil de bruit alors mesurable est de $6.4 \times 10^{-28} \text{ A}^2/\text{Hz}$. Un seuil plus petit peut être atteint

²⁸. L'indépendance des voies, i.e. fonction d'intercorrélation, est caractérisée par un paramètre appelé la diaphonie ou *cross talk* en anglais.

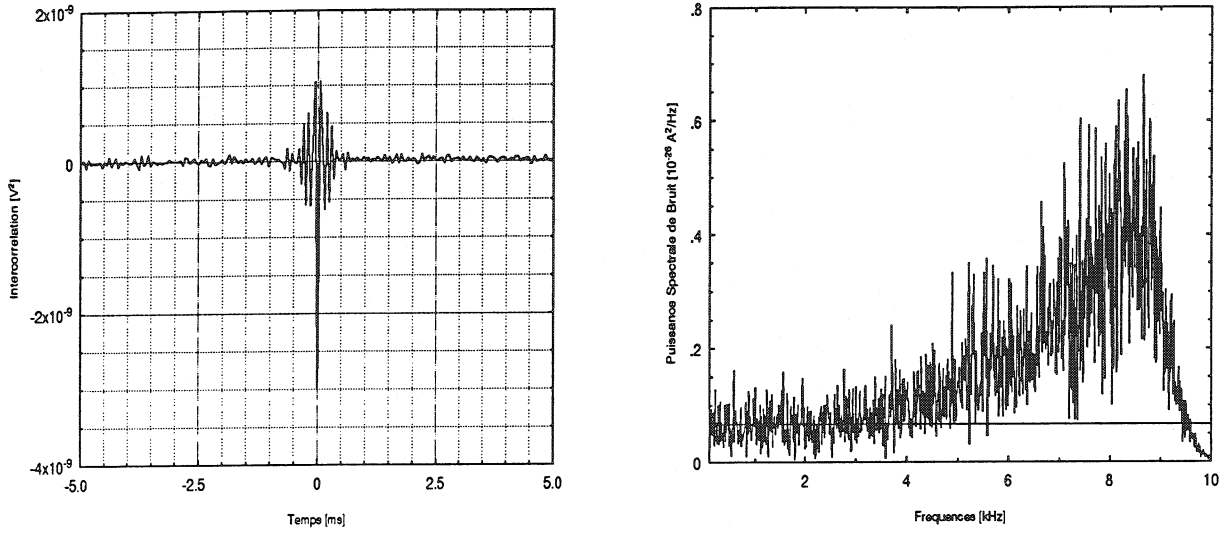


Figure 4.34 – *A gauche : Mesure de la fonction d'intercorrélation obtenue avec le HP 89440A et une diode PIN ($I_{ph} = 3.2 \text{ nA}$). A droite : FFT de la fonction d'intercorrélation, le niveau de bruit est mesuré en début de spectre (droite horizontale).*

avec une valeur de résistance de contre-réaction plus grande.

Actuellement on est principalement limité par un mode commun. En effet lorsque la diode est remplacée par une simple capacité (donc pas de courant) on peut tout de même observer un pic en $C(0)$. Une explication à ce mode commun serait la présence d'une force électromotrice induite dans le circuit par un environnement magnétique bruyant en champ lointain. Le circuit électronique, tel qu'il est, forme une boucle fermée (spire) délimitant alors une surface S . Si cette spire est plongée dans un champ magnétique $\vec{B}$, il y a création d'une force électromotrice d'induction V_B répartie sur la spire et dont la valeur est donnée par :

$$V_B(t) = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} dS . \quad (4.20)$$

Si la boucle ne change pas de forme et si le champ magnétique est le même d'un point à l'autre de la surface alors $V_B(t) = -B'(t) \cos(\theta) S$, où $B'(t)$ représente la dérivée temporelle du bruit magnétique et θ l'angle avec la normale $\vec{n}$ à la surface. Cette force électromotrice équivalente $V_B(t)$ va être convertie en bruit de courant à l'entrée des deux amplificateurs par l'impédance de la capacité tel que :

$$i_B(t) = -B'(t) \cos(\theta) S \times jC\omega . \quad (4.21)$$

La fonction d'intercorrélation en sortie s'écrit alors :

$$C(\tau) = -\cos^2(\theta) S^2 C^2 \omega^2 R^2 \times \underbrace{B'(t) \oplus B'(t)}_{C^{ste} \times \delta(\tau)} . \quad (4.22)$$

Il y a donc théoriquement une variation du mode commun avec le carré de la capacité C en série dans la boucle que nous avons pu observer expérimentalement. De plus la variation avec la surface S aussi observée expérimentalement semble confirmer cette explication.

Cette variation du mode commun avec la capacité est très gênante pour réaliser des mesures de bruit sur les APD aux faibles gains du fait que ces dernières ne sont pas complètement déplétées. Il est alors nécessaire d'effectuer une correction de la valeur mesurée en fonction de la capacité du détecteur. Cette correction nous fait alors perdre beaucoup trop de précision ce qui réduit la sensibilité de la méthode. En pratique, le seul moyen d'éliminer ce mode commun est de réduire la surface du montage et plus radicalement de changer d'environnement.

4.2.5 Conclusion

En premier lieu, comme on a pu s'en rendre compte, la méthode d'analyse spectrale du point de vue de la détermination de l'*excess noise* est tout à fait comparable à la méthode utilisant des sources calibrées, dite méthode directe. Elle possède en plus l'avantage d'être beaucoup plus rapide (une fois le dispositif de mesure mis en place) ce qui permet d'amoindrir très sensiblement les problèmes liés aux fluctuations éventuelles de température. La méthode spectrale, beaucoup plus sensible que la méthode directe pour les faibles gains, permet en plus de vérifier la qualité et dans une certaine mesure la fiabilité du dispositif semi-conducteur par une simple observation de la forme du spectre entre 0 et 100 kHz. Par contre elle ne nous a pas permis de mesurer le gain des APD.

La méthode de Webb - Mc Intyre ne donne pas de bon résultats avec les APD que nous devons caractériser pour l'expérience CMS. Ceci s'explique par le fait que les APD possèdent des largeurs de zone de gain relativement petites (quelques μm) et sont utilisées avec de petits gains (~ 50), alors que le modèle théorique de Mc Intyre suppose au départ que la zone de gain est grande ainsi que le gain.

La méthode de corrélation, développée pour réaliser des mesures plus précises d'*excess noise* dans le but de voir les « sauts de Van Vliet », n'a pas donné entière satisfaction. En effet un bruit de mode commun, dû essentiellement à des problèmes d'interférence électromagnétique, a limité la précisions des mesures. Cette méthode peut toutefois être encore améliorée en limitant ces interférences.

4.3 Mesures et analyse des courants de fuite

Alors que le bruit de multiplication agit principalement sur le terme stochastique a de la résolution globale du calorimètre électromagnétique, cf. équation (2.3), le courant de fuite des APD détériore le terme de bruit b de cette même équation. C'est donc aussi un

4.3. MESURES ET ANALYSE DES COURANTS DE FUITE

des paramètres important pour le choix de l'APD qu'il convient d'étudier avec soin. Les mesures de courant de fuite sont réalisées avec le dispositif de mesure en lumière continue (décrit à la section 4.2.1.1, voir figure 4.2) lorsque l'obturateur est fermé.

Comme nous l'avons déjà dit le courant de fuite des APD est dû à la contribution de deux composantes qui sont le courant de surface I_{DS} et le courant de volume I_{DV} . Le courant de fuite I_D est alors donné par :

$$I_D = I_{DS} + I_{DV}M.$$

Le courant de surface est en première approximation proportionnel à la tension de polarisation V_p de l'APD, tandis que le courant de volume est proportionnel à la largeur W de la zone de charge d'espace. La largeur W est elle même proportionnelle à V_p^x avec $1/3 < x < 1/2$ en fonction des profils de dopage des différentes zones (voir annexe D).

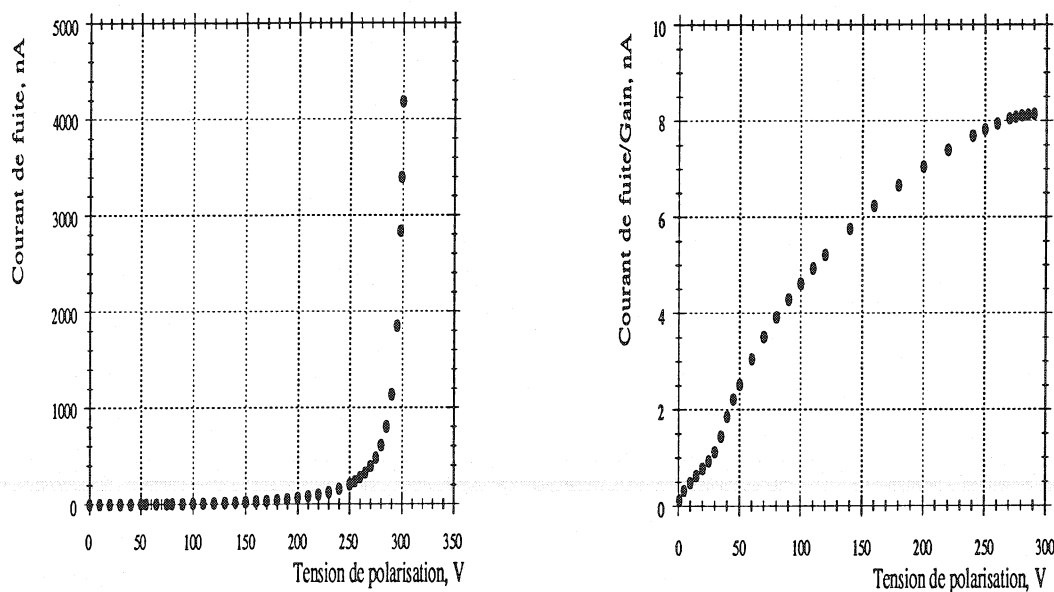


Figure 4.35 – A gauche : courant de fuite de l'APD Hamamatsu de petite capacité en fonction de la tension de polarisation. A droite : courant de fuite divisé par le gain en fonction de la tension de polarisation.

La figure 4.35 présente le courant de fuite total de l'APD Hamamatsu de petite capacité en fonction de V_p . D'après la forme de la courbe, le courant de fuite n'est pas proportionnel à V_p ce qui laisse supposer que cette APD est dominée par le courant de volume (en tous cas $I_{DV}M > I_{DS}$). Sur la même figure on peut aussi observer la variation de courant de fuite divisé par le gain de l'APD en fonction de V_p . Cette courbe confirme alors la supposition précédente. En effet on peut remarquer que pour V_p compris entre 40

et 250 V le courant de fuite divisé par le gain est plus ou moins proportionnel à $\sqrt{V_p}$. On a donc $I_D/M \simeq I_{DV}$, ce qui signifie que, lorsque l'APD est complètement déplétée, on doit avoir le courant de fuite divisé par gain qui est constant en fonction de V_p .

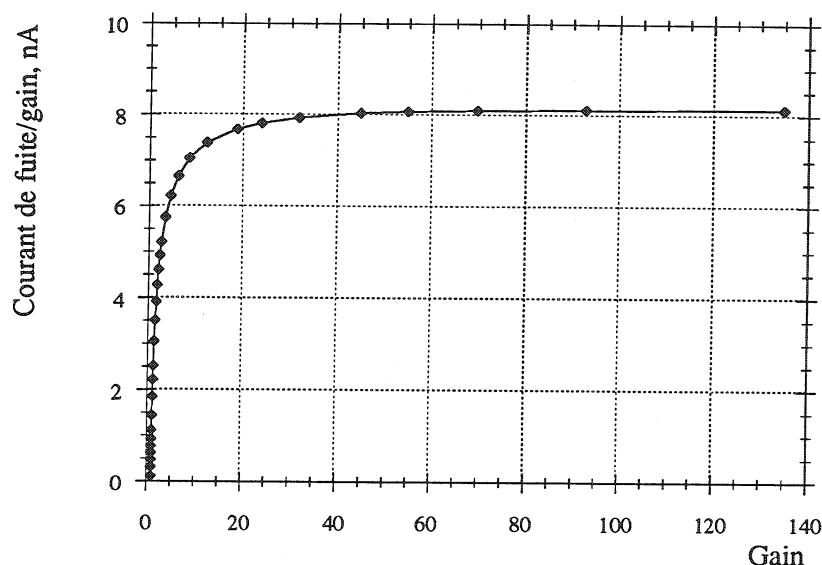


Figure 4.36 – Courant de fuite de l'APD Hamamatsu de petite capacité divisé par le gain en fonction du gain.

La figure 4.36 qui nous présente le courant de fuite de l'APD Hamamatsu de petite capacité divisé par le gain en fonction du gain, nous montre justement ce comportement constant de I_D/M pour des gains supérieurs à 40. La valeur de I_{DV} peut être estimée²⁹ à environ 8 nA lorsque l'APD est complètement déplétée. Cette forte valeur du courant de volume est d'ailleurs responsable de la forte augmentation de l'ENC pour les grands gains (cf figure 4.13).

Dans le cas de l'APD Hamamatsu de grande capacité il est possible d'effectuer exactement la même étude. On montre alors là aussi que le courant de fuite est dominé par le courant de volume. Pour les forts gains on observe bien un comportement constant de I_D/M . On estime alors la valeur de I_{DV} à environ 0.8 nA. Cette valeur est donc dix fois plus petite que celle déterminée pour l'autre APD Hamamatsu. Ceci n'est pas seulement dû au fait que la zone de charge d'espace de cette APD est plus petite que celle de l'APD Hamamatsu de petite capacité. En effet dans ce cas le courant de volume³⁰ devrait être seulement plus petit d'un facteur 4.

29. Le gain du courant de volume n'est pas forcément identique au gain des photo-électrons ($M_{DV} \neq M$), c'est pourquoi I_D/M n'est pas forcément une représentation exacte du courant de volume I_{DV} .

30. La société Hamamatsu nous a confié qu'il y a eu des problèmes lors de la fabrication des APD Hamamatsu de petite capacité entraînant des courants de fuite de volume plus importants.

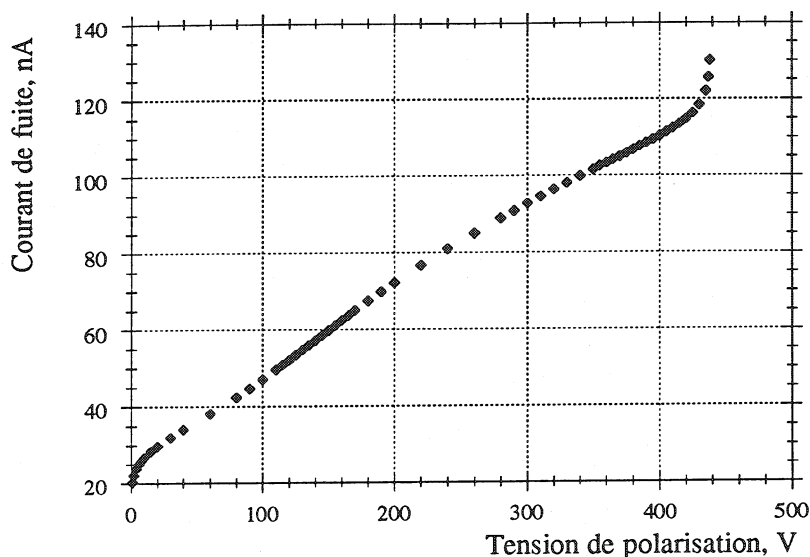


Figure 4.37 – Courant de fuite de l'APD EG&G en fonction de la tension de polarisation.

En ce qui concerne l'APD EG&G, la figure 4.37 nous montre que le courant de fuite total est plus ou moins proportionnel à la tension de polarisation. De plus le rapport I_D/M ne présente pas un comportement constant pour les grands gains. Cela signifie alors que cette APD est plutôt dominée par son courant de surface. Pour des tensions proches du *breakdown* on peut remarquer une forte augmentation du courant de fuite qui est certainement due au fait que le courant de volume multiplié par le gain commence à devenir plus grand que le courant de surface.

4.4 Mesures de capacité

Pour réaliser les mesures de capacité nous avons utilisé un pont automatique de chez Hewlett Packard (*automatic capacitance bridge 4270A*). Cet appareil permet d'effectuer des mesures sur une large gamme de capacités (1 pF à 1.2 nF) à une fréquence de 1 MHz avec une précision de l'ordre de $\pm 1\%$. La source de tension interne au HP 4270A permet de polariser les APD jusqu'à 200 V. Une autre méthode pour mesurer la capacité des APD consiste à utiliser la variation du gain d'un amplificateur de charge en fonction de la capacité d'entrée. Ces variations sont tout d'abord mesurées avec un jeu de capacités connues. La capacité de l'APD est ensuite déterminée par comparaison. Les deux méthodes donnent alors les mêmes résultats. Nous avons tout de même utilisé de manière préférentielle le HP 4270A du fait de sa rapidité et de sa précision plus grandes.

La capacité est aussi un paramètre important pour les APD devant être utilisées dans le calorimètre électromagnétique. En effet plus la capacité de la photodiode est

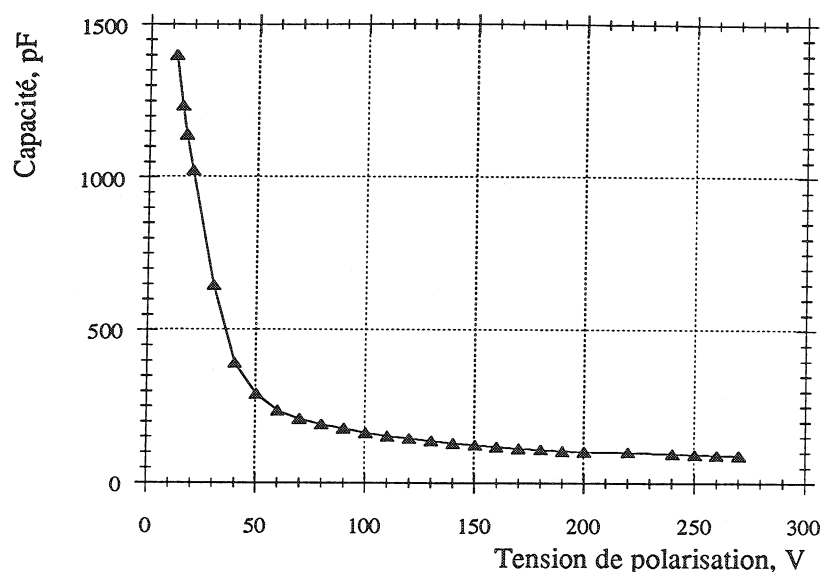


Figure 4.38 – Capacité de l'APD Hamamatsu de petite capacité en fonction de la tension de polarisation.

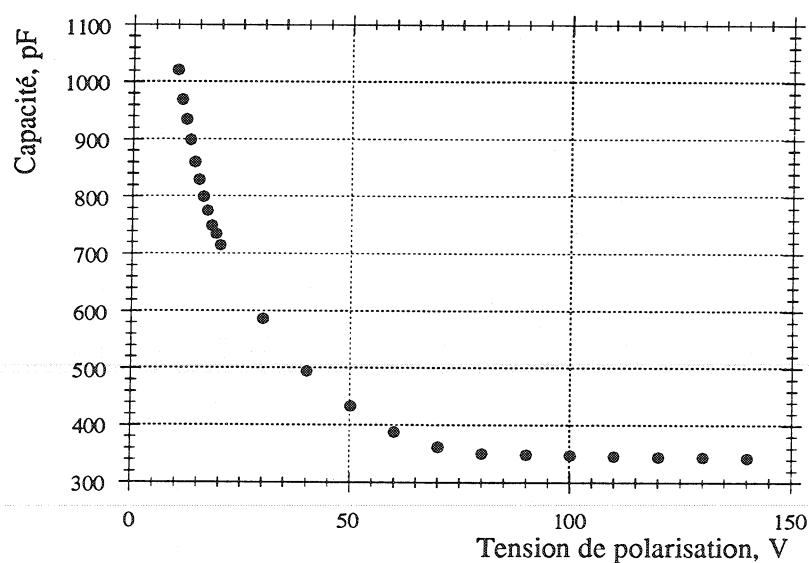


Figure 4.39 – Capacité de l'APD Hamamatsu de grande capacité en fonction de la tension de polarisation.

grande, plus le bruit (ENC) est grand. De plus comme nous l'avons déjà fait remarquer la capacité nous permet de remonter à la largeur de la zone déplétée (c.f. équation (D.15)). Par contre l'étude de la variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation ($d(1/c^2)/dV_p$) ne nous apporte que peu d'informations dans la mesure où il n'y a pas de

4.4. MESURES DE CAPACITÉ

dissymétrie suffisamment marquée entre les différentes zones de dopage³¹.

Les figures 4.38 et 4.39 nous montrent la variation de la capacité des APD Hamamatsu de petite et de grande capacité en fonction de la tension de polarisation. On peut remarquer que dans le cas de l'APD Hamamatsu de petite capacité il n'est pas possible d'observer la déplétion totale du dispositif avant la tension de *breakdown*. Cela permet de supposer que les contacts ohmiques N^{++} et P^{++} aux extrémités de l'APD possèdent des concentrations de dopage qui ne sont que légèrement supérieures à celles des zone P et N de la jonction. Dans le cas de l'APD Hamamatsu de grande capacité on observe la déplétion totale du dispositif lorsque $V_p = 80$ V, on a alors $C_{det} = 340$ pF ce qui correspond à une largeur de zone de charge d'espace de $6\text{ }\mu\text{m}$.

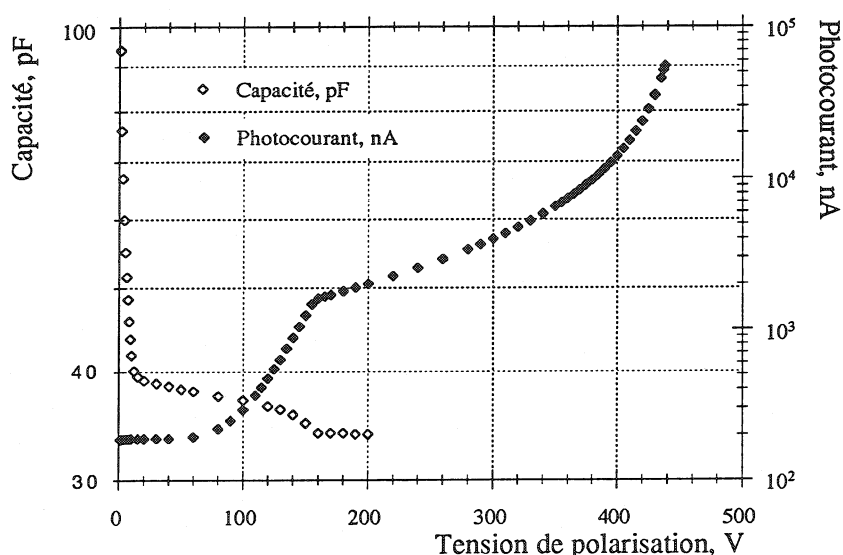


Figure 4.40 – Capacité et variation du photocourant pour l'APD EG&G en fonction de la tension de polarisation.

Pour l'APD EG&G la forme de la courbe est plus compliquée comme nous le montre la figure 4.40 où, du fait de leur forte corrélation, nous avons aussi fait apparaître la variation du photocourant (mesurée en lumière continue) et celle de la capacité.

Nous ne connaissons pas exactement la structure interne de cette APD, mais elle est très probablement peu différente de celle présentée par la figures 4.41. Le profil du champ électrique obtenu pour diverses tensions de polarisation aussi représenté sur la figures 4.41 nous permet d'appréhender de façon qualitative le comportement de cette APD³².

En effet, entre 0 et 10 V, la zone π est la première déplétée du fait de son faible

31. Lorsque cela est tout de même possible on obtient uniquement des concentrations dopages relatives pour des zones qui n'ont qu'un intérêt limité.

32. De manière plus générale celui des APD de type *reach-through*.

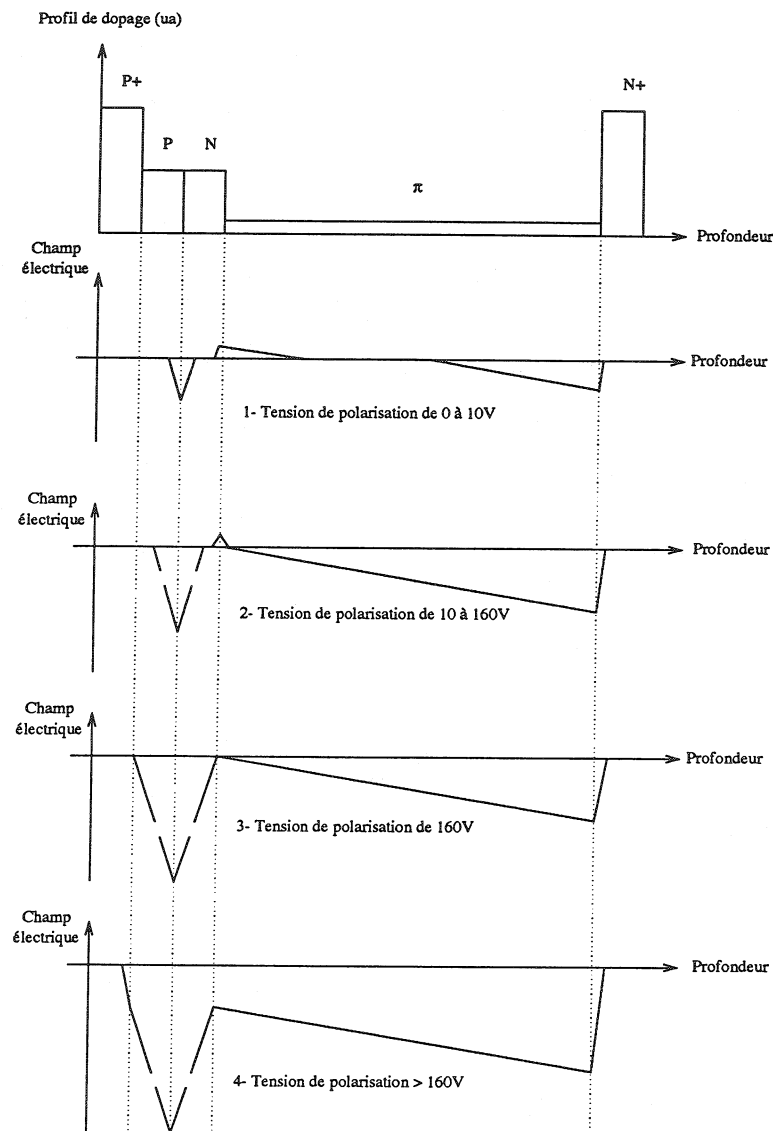


Figure 4.41 – Profil de dopage et profil du champs électrique pour différentes tensions de polarisation dans le cas de l'APD EG&G.

dopage. On observe alors une décroissance rapide de la capacité (en fonction de la tension de polarisation). La jonction PN commence elle aussi à se dépléter (voir figures 4.41). De 10 à 160 V, la couche π étant complètement déplétée, le champ électrique dans cette région ne change pas. D'un autre coté la jonction PN est de plus en plus déplétée. La vitesse de déplétion (avec V_p) est par contre plus petite que dans le cas de la zone π du fait du plus fort dopage des zones P et N et le champ électrique au niveau de la jonction PN augmente plus ou moins proportionnellement avec V_p . C'est ainsi que la capacité de l'APD décroît plus lentement et que la dérivée du photocourant par rapport à la tension de polarisation augmente continuellement. A 160 V la jonction PN est à son tour complètement désertée.

Le dispositif est d'ailleurs lui même totalement déplété (couches P, N, π) sa capacité est alors de ~ 34 pF ce qui correspond à une largeur W de $\sim 77 \mu\text{m}$. Au-dessus de 160 V, lorsque la tension appliquée augmente, la zone de charge d'espace ne peut pas s'agrandir (les zone N^+ et P^+ sont effectivement très fortement dopées) et la capacité de l'APD reste constante. La tension ajoutée se répartit alors sur toute la zone de charge d'espace ce qui se traduit par une augmentation uniforme du champ électrique sur toute la zone déplétée (d'où une décroissance momentanée de la dérivée du photocourant par rapport à V_p). Le profil du champ reste identique. C'est la zone d'utilisation normale du photodétecteur.

4.5 Mesures d'efficacité quantique

Les mesures d'efficacité quantique³³ sont réalisées avec le dispositif de mesure en lumière continue. En effet au cours de la description de ce dispositif de mesure (voir section 4.2.1.1) nous avons attiré l'attention sur le fait que la PIN de référence reçoit le même nombre de photons que l'APD lors de la calibration du dispositif. Connaissant alors la puissance lumineuse reçue par l'APD pour chaque longueur d'onde il est possible en mesurant le photocourant d'estimer la photosensibilité du dispositif et par la suite son efficacité quantique³⁴. La précision des mesures dépend alors pratiquement de la calibration de la photodiode PIN qui est donnée par le constructeur à $\pm 3\%$.

Dans le cas qui nous intéresse les APD doivent posséder une efficacité quantique qui soit adaptée au mieux au spectre de luminescence des cristaux de PbWO_4 (cf Annexe A figure A.1). Pour les photons de petites longueurs d'onde l'efficacité quantique est restreinte par la largeur de la zone non déplétée (fenêtre d'entrée des photons) alors que pour les photons de plus grandes longueurs d'onde elle est généralement limitée par l'énergie de la bande interdite E_g .

Pour les photons de grandes longueurs d'onde on peut aussi observer une réduction du gain si la zone d'amplification est peu profonde par rapport à la fenêtre d'entrée comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre 3 section 3.1.1 (voir la figure 3.5). Le nombre de paires électron/trou primaires créées par l'absorption des photons est pourtant le toujours le même. C'est pourquoi l'efficacité quantique est, elle aussi, toujours la même. Les figures 4.42 et 4.43 qui présentent les courbes de photosensibilité **normalisées par le gain mesuré à $\lambda = 450$ nm** pour l'APD Hamamatsu de grande capacité et l'APD

33. L'efficacité quantique est définie en annexe D : équation (D.23).

34. On passe de la photosensibilité à l'efficacité quantique par la relation :

$$QE = \text{photosensibilité} \times \frac{hc}{q\lambda}.$$

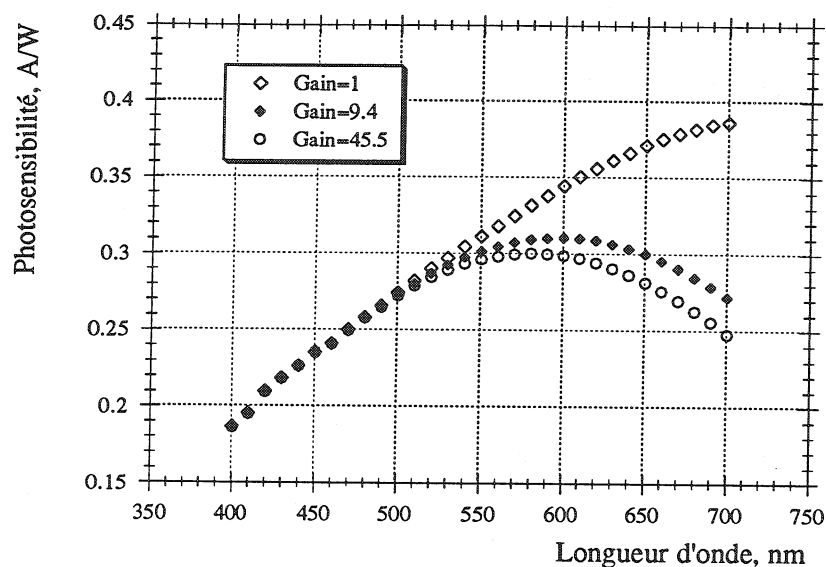


Figure 4.42 – Courbes de photosensibilité de l'APD Hamamatsu de grande capacité pour diverses valeurs de gain mesurées avec $\lambda = 450 \text{ nm}$.

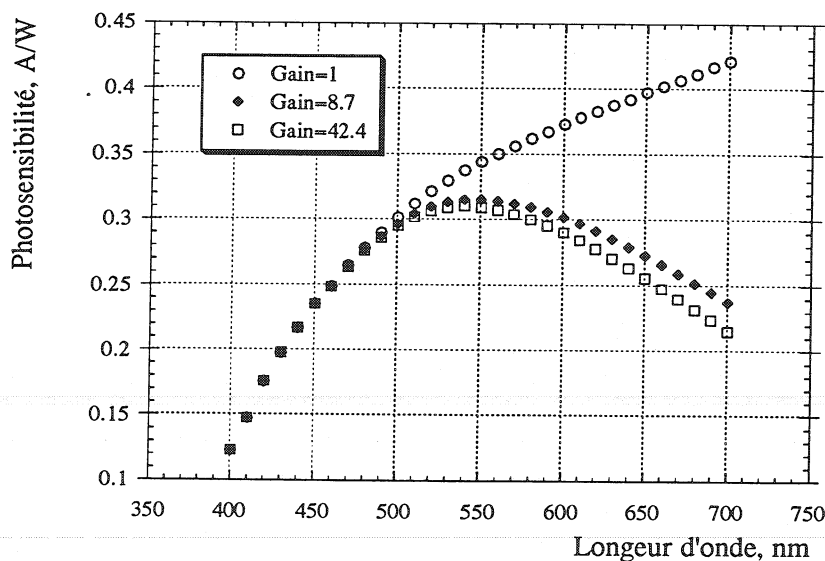


Figure 4.43 – Courbes de photosensibilité de l'APD EG&G pour diverses valeurs de gain mesurées avec $\lambda = 450 \text{ nm}$.

EG&G illustrent justement ces propos. La baisse de la photosensibilité normalisée pour les grandes longueurs d'onde et pour les forts gains n'est pas due à une baisse de l'efficacité quantique mais à une diminution du gain.

Le calcul de l'efficacité quantique est alors réalisé à partir de la courbe de photosensibilité obtenue lorsque que le gain est égale à un. La figure 4.44 nous présente les résultats

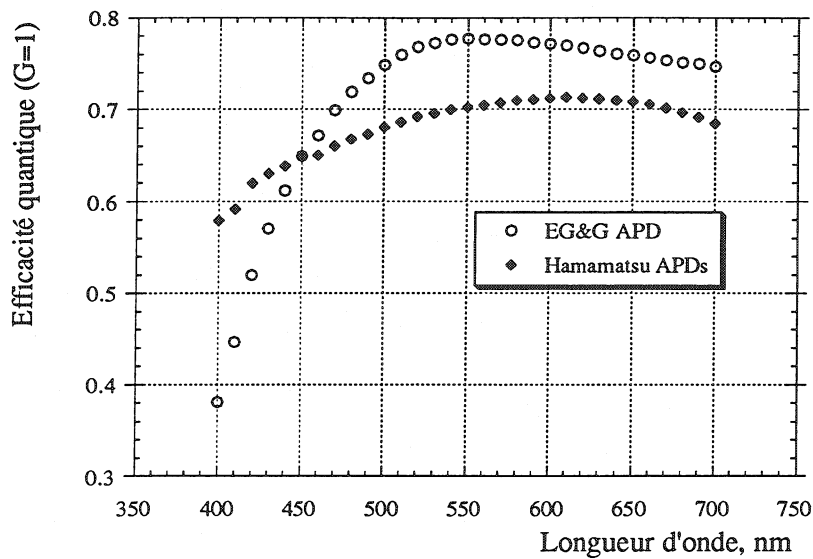


Figure 4.44 – Efficacité quantique des APD Hamamatsu et EG&G.

obtenus. En ce qui concerne les deux APD Hamamatsu les valeurs sont identiques. L'efficacité quantique de l'APD EG&G est légèrement supérieure à celles des APD japonaises. Il convient de préciser que ces dernières possèdent une couche anti-reflet de SiO_2 adaptée normalement pour la lecture des cristaux de PbWO_4 à travers une graisse optique d'indice approprié, alors que les APD EG&G fournies ne possèdent pas cette couche anti-reflet. Enfin au regard des spectres de luminescence des cristaux on peut dire que les efficacités quantiques présentées par les APD des deux constructeurs sont tout à fait convenables.

4.6 Mesures de temps de réponse

4.6.1 Description et validation du dispositif de mesure

Le temps de réponse des APD n'est pas un critère de choix prépondérant pour leurs utilisations dans le calorimètre électromagnétique de CMS dans la mesure où celui-ci est généralement suffisamment court (~ 10 ns, voir section 3.1.4). Pourtant des mesures effectuées au RAL³⁵ semblaient montrer que l'ensemble des APD présentaient des constantes de temps de réponse autour de la micro-seconde et que certaines d'entre elles, notamment les APD EG&G, pouvaient présenter des constantes encore plus grandes. De tels temps de réponse ne sont bien évidemment pas admissibles dans une expérience où le *bunch crossing* est de 25 ns.

C'est à la suite de ces mesures que nous avons aussi développé un dispositif de

35. Rutherford Appleton Laboratory.

mesure de temps de réponse des APD. Pour ce faire il est nécessaire d'utiliser une source de lumière qui fournit des impulsions suffisamment rapides afin d'être certain de mesurer le temps de réponse de l'APD et non pas la durée de l'impulsion lumineuse elle-même. Dans le but de vérifier que le dispositif de mesure permet de réaliser de bonnes évaluations de temps de réponse, nous avons testé deux sources de lumière : un Laser à colorant et une LED.

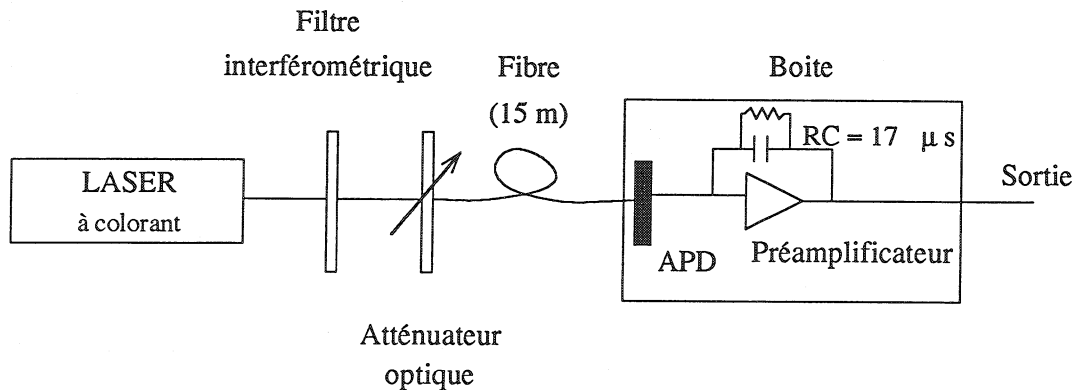


Figure 4.45 – Dispositif de mesure des temps de réponse des APD avec un LASER pulsé à colorant.

- *Description du banc de mesure*: on peut distinguer sur la figure 4.45 le schéma de principe du dispositif de mesure utilisant le Laser à azote (modèle VSL-337 de chez LSI). La longueur d'onde de sortie du Laser d'environ 330 nm peut être déplacée vers les grandes longueurs d'onde (les plus basses énergies) avec des colorants. Pour augmenter la précision de la longueur d'onde ainsi obtenue on utilise aussi des filtres interférométriques dont la bande passante est d'environ 10 nm. Le taux maximum des impulsions est de 20 Hz et l'énergie délivrée par impulsion (avec $\lambda = 330$ nm) est de 100 μ J avec une stabilité de 5 %. Pour éviter de saturer le préamplificateur de charge, le signal optique est réduit par des atténuateurs optiques³⁶ (filtres gris). L'impulsion lumineuse est enfin injectée dans une fibre optique de 15 m, ce qui permet de retarder le signal optique pour ne pas être gêné par la décharge du Laser qui provoque de grosses perturbations électromagnétiques. La largeur de l'impulsion, mesurée avec un PM rapide (modèle R1635-02 d'un diamètre de 10 mm de chez Hamamatsu), est alors de 6 ns sur la ligne de base. L'APD, polarisée telle que son gain soit d'environ 50, est connectée à un préamplificateur de charge (déjà décrit en section 4.2.1.1, cf figure 4.4) dont la constante de temps τ_{amp} , due à la contre-réaction

36. Certains verres utilisés dans la fabrication des atténuateurs optiques peuvent, lorsqu'ils sont éclairés par des UV (tel que les 330 nm de notre Laser à azote), donner lieu à de la fluorescence avec des constantes de temps relativement longues. Il faut donc y prendre garde lors des mesures de temps de réponse des APD.

4.6. MESURES DE TEMPS DE RÉPONSE

RC, est égale à $17\ \mu\text{s}$. Cette valeur a été mesurée sur le signal de sortie du préamplificateur lorsqu'on injecte dans son entrée test une impulsion électrique rapide. Ce signal est aussi utilisé comme référence pour étudier les signaux obtenus avec les différentes APD.

La sortie de l'amplificateur de charge est ensuite directement connectée au DSA³⁷ (pas de *shaper*). Afin d'accroître la précision des mesures une moyenne sur 256 courbes est réalisée à l'aide du DSA. En effet le bruit de multiplication de l'APD et les petites variations du signal optique délivrés par le Laser ne permettent pas de réaliser des mesures de temps de réponse précises sur un seul signal.

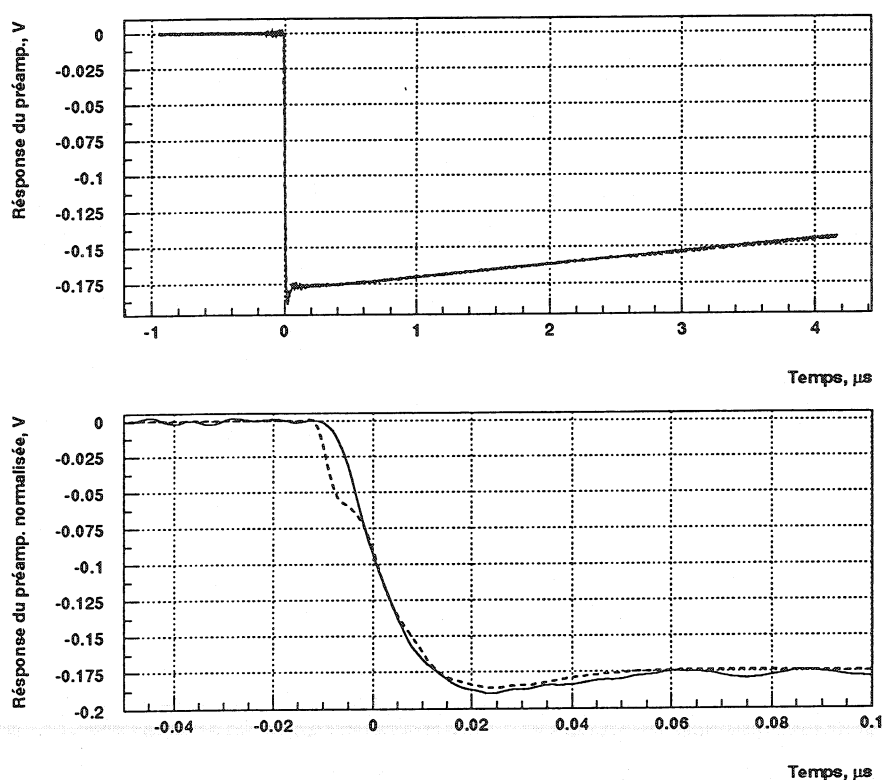


Figure 4.46 – Trait plein : réponse de l'APD Hamamatsu de grande capacité à une impulsion fournie par le Laser ($\lambda_{\text{pic}} = 500\ \text{nm}$). Trait en pointillés : signal de test électrique.

• *Validation du banc de mesure*: la figure 4.46 nous montre sur le graphique du haut les réponses que l'on obtient, d'une part, avec le test électronique (trait en pointillés) et, d'autre part, avec l'APD Hamamatsu de grande capacité éclairée par le Laser avec $\lambda = 500\ \text{nm}$ (trait plein). Le graphique du bas nous présente les mêmes réponses qui sont normalisées en amplitude par le point le plus à droite. On suppose de manière implicite que toutes les charges ont été collectées à ce moment. Les réponses obtenues avec le test électronique et avec l'APD sont alors tout à fait comparables. Cela signifie que le temps

37. Digital Signal Analyser de chez Tektronix.

de réponse de l'APD est inférieur ou égale au temps de montée du préamplificateur. Il n'y a donc apparemment pas de problème de temps réponse pour l'APD Hamamatsu de grande capacité.

Lorsqu'on utilise une LED comme source de lumière, celle-ci est directement placée devant l'APD. La LED, qui est alimentée par un signal carré d'une amplitude de 20 V et d'une largeur de 19 ns à 10 % de la ligne de base, fournit des photons dont le spectre est centré sur 555 nm.

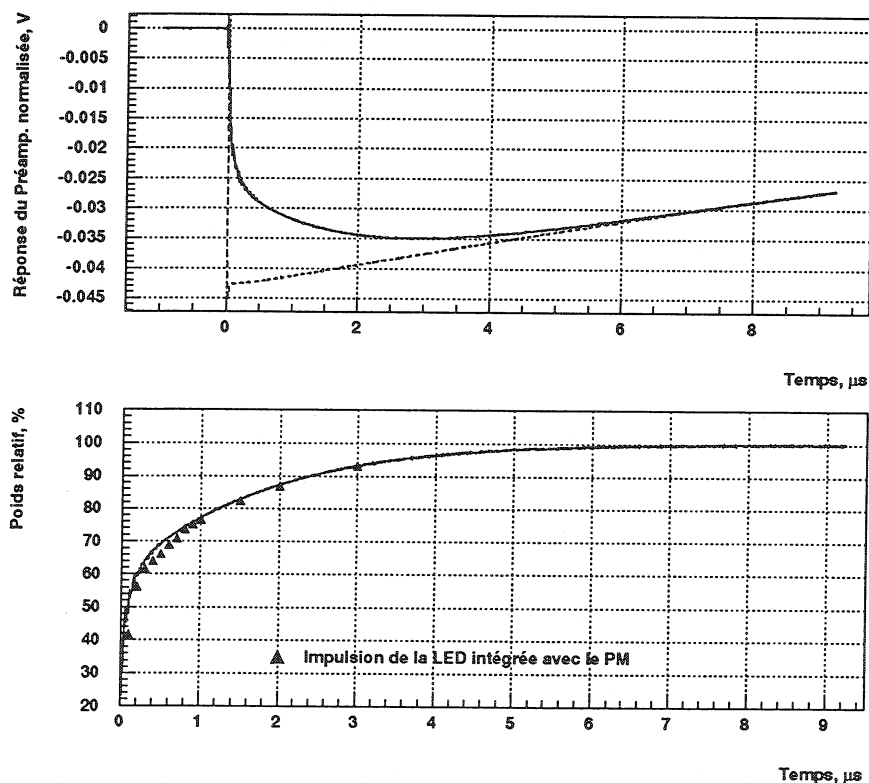


Figure 4.47 – Réponse de l'APD Hamamatsu de grande capacité à une impulsion fournie par la LED ($\lambda_{pic} = 555 \text{ nm}$).

Sur le graphique du haut de la figure 4.47 on a représenté les courbes normalisées des réponses obtenues avec le test électrique (trait en pointillés) et avec l'APD Hamamatsu de grande capacité (trait plein). Le temps de réponse de l'APD, supérieur à la micro-seconde, est beaucoup plus long que précédemment. Sur le graphique du bas de la même figure on a représenté le poids relatif de la réponse de l'APD qui est calculé de la manière suivante :

$$APD(t) \times \frac{100}{Elec(t)}, \quad (4.23)$$

où $APD(t)$ et $Elec(t)$ sont les réponses normalisées obtenues avec l'APD et le test électrique respectivement.

4.6. MESURES DE TEMPS DE RÉPONSE

Nous avons alors analysé l'impulsion lumineuse de la LED avec le PM rapide (précédemment décrit) relié à un ADC de charge (Lecroy 2249A - 12 voies) dont nous avons fait varier la durée de la porte d'intégration de 50 ns à 3 μ s. Si on normalise le dernier point (à 3 μ s) avec le poids relatif de la réponse de l'APD obtenue au même moment, alors on observe que les autres valeurs sont parfaitement ajustées avec la courbe de réponse de l'APD (voir les petits triangles sur la figure 4.47). Cela signifie donc que le temps de réponse mesuré lorsque l'APD est éclairée par la LED est dû à cette dernière et non pas à l'APD elle-même. La LED possède une très longue queue en temps qui représente environ 60 % du signal.

Les mesures de temps de réponse des APD avec des LED doivent donc être réalisées avec de grandes précautions. Il est nécessaire de vérifier que la LED ne possède pas de queue en temps. Pour ce faire la simple visualisation de l'impulsion lumineuse n'est pas suffisante dans la mesure où la plupart des LED possèdent une composante lente (plusieurs μ s) qui peut représenter plus de 10 % du signal et une composante rapide (inférieure à 100 ns) qui représente entre 80 et 90 % du signal³⁸. Les mesures des temps de réponse des APD doivent alors tenir compte de cette composante lente.

Dans les mesures de temps de réponse qui vont suivre nous avons utilisé uniquement le Laser car, comme nous l'a montré la réponse obtenue avec l'APD Hamamatsu de grande capacité, la durée de l'impulsion lumineuse de celui-ci est négligeable devant le temps de montée du préamplificateur.

4.6.2 Résultats

APD Hamamatsu :

En ce qui concerne les APD Hamamatsu nous avons réalisé des mesures à différentes longueurs d'onde et nous n'avons jamais pu observer de problème au niveau des temps de réponse, sauf peut être lorsque la longueur d'onde utilisée était de 330 nm. En effet, dans ce dernier cas, une fraction très faible des charges (< 5 %) est collectée avec constante de temps d'environ 50 à 100 ns. Une étude plus précise nous a permis d'établir que cela était dû à des phénomènes de fluorescence de la fibre optique pour cette longueur d'onde. Des mesures effectuées sur les mêmes APD après irradiation au Co⁶⁰ ou avec des neutrons (10^{12} n/cm²) nous ont conduit aux mêmes résultats. On peut donc en conclure qu'il n'y a pas de problème en ce qui concerne les temps de réponses pour les APD Hamamatsu³⁹.

38. Le rapport des amplitudes des deux composantes est donc d'environ de 1/100 si on prend 10 % avec 1 μ s et 90 % avec 100 ns.

39. Les problèmes de temps de réponse rencontrés au RAL avec des APD du même type sont très certainement dus au fait que leur dispositif de mesure utilise des LED qui peuvent comme nous l'avons montré posséder une composante lente responsable alors de la réponse obtenue à la sortie du préamplificateur.

APD EG&G :

Toutes les APD EG&G que nous avons testées au laboratoire présentent des temps de réponses dont les constantes de temps peuvent être de plusieurs micro-secondes comme nous le montre la figure 4.48. De plus celles-ci sont très variables d'une APD à l'autre.

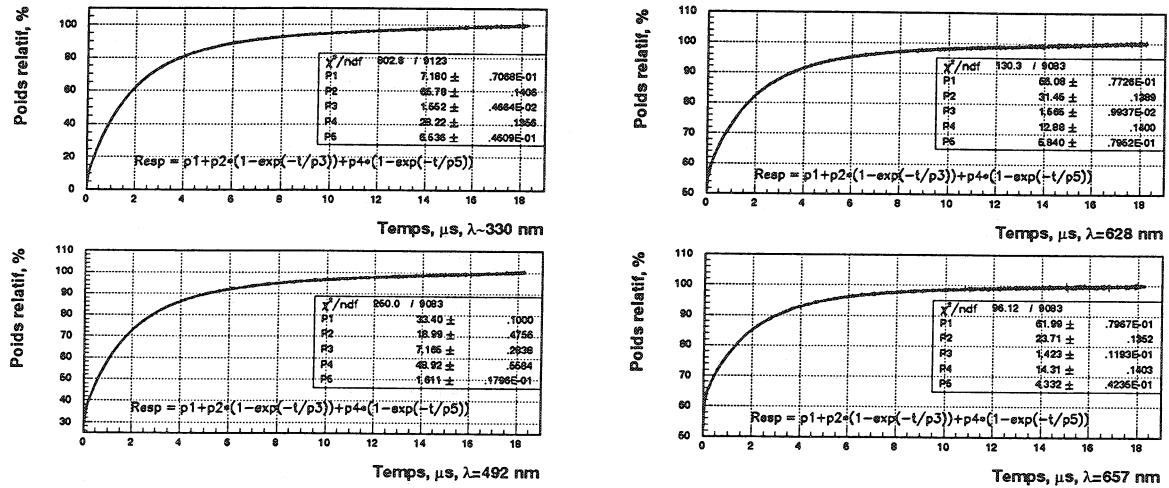


Figure 4.48 – Poids relatif des réponses d'une APD EG&G (n° 148, type 1995) éclairée par le Laser avec différentes longueurs d'onde (330, 492, 628 et 657 nm). La normalisation des réponses est effectuée avec l'équation (4.23) et les différentes courbes sont ajustées par l'équation (4.24).

D'après la figure 4.48, on peut remarquer qu'il est possible de supposer qu'une partie des charges est collectée quasiment instantanément (quelques dizaines de nano-secondes) formant alors la composante rapide et que le reste des charges est collecté avec une constante de temps de quelques micro-secondes formant alors la composante lente. Par exemple avec $\lambda = 628$ nm, la composante rapide représente 56 % de la totalité du signal. Pratiquement cette valeur est obtenue en ajustant la courbe du poids relatif de la réponse de l'APD avec l'équation suivante :

$$\text{Poids relatif}(t) = p_1 + p_2 \left[1 - e^{(-t/p_3)} \right] + p_4 \left[1 - e^{(-t/p_5)} \right], \quad (4.24)$$

qui contient deux composantes lentes⁴⁰ et où p_1 , p_2 et p_4 sont respectivement les poids de la composante rapide et des deux composantes lentes et où p_3 et p_5 sont les constantes de temps des deux composantes lentes⁴¹.

40. Si on utilise qu'une seule composante lente le résultat de l'ajustage est nettement moins bon.

41. Si le temps de réponse τ_{APD} de l'APD est petit devant la constante de temps $\tau_{amp} = 17 \mu s$ de l'amplificateur de charge les paramètres p_3 et p_5 peuvent être alors considérés comme étant ceux de l'APD directement. Par contre dans le cas contraire il convient d'effectuer une correction. En effet le signal de sortie $Out(t)$ du préamplificateur est donné par :

$$Out(t) = Imp_{APD}(t) * H_{amp}(t), \quad (4.25)$$

4.6.3 Analyse de la composante lente pour les APD EG&G

On peut remarquer dans le cas des APD EG&G que, plus la longueur d'onde des photons incidents est grande, plus le poids de la composante rapide est élevé. Il semble donc que la composante lente soit due aux photons qui sont absorbés dans la zone non déplétée du côté de la fenêtre d'entrée de l'APD. En effet la longueur d'absorption des photons augmente avec la longueur d'onde (voir figure D.5).

Le déplacement des paires électron/trou créées dans cette région s'effectue essentiellement par diffusion des porteurs (voir chapitre 3 section 3.1.1). De rapides calculs [39] de temps de diffusions de ces porteurs dans la zone non déplétée nous montrent que ces mêmes temps de diffusions ne sont pas à l'origine de la composante lente (les valeurs sont autour de quelques ns). Deux autres hypothèses ont alors été proposées pour expliquer cette composante lente.

La première consiste à supposer que lors de l'implantation ionique des dopants dans la zone P^{++} il y a eu la création d'un grand nombre de pièges (niveau d'énergie intermédiaire entre la bande de conduction et la bande de valence) qui favorisent alors des mécanismes de « piégeage - dépiégeage » des porteurs de charge, les constantes de temps de tels mécanismes pouvant être effectivement de quelques μs .

Dans un premier temps afin de tenter de vérifier cette hypothèse nous avons essayé d'observer une variation du temps de réponse de l'APD lorsque celle-ci est éclairée,

où $Imp_{APD}(t)$ est le signal délivré par l'APD et où $H_{amp}(t)$ est la réponse impulsionnelle du préamplificateur de charge. On suppose que la réponse impulsionnelle de l'amplificateur est telle que $H_{amp}(t) = Ae^{-t/\tau_{amp}}$ (où A est un facteur de proportionnalité). Le temps de montée du signal de l'APD étant négligeable (quelques dizaines de nanosecondes) on peut aussi supposer que $Imp_{APD}(t) = Be^{-t/\tau_{amp}}$ (où B est un facteur de proportionnalité). D'après l'équation (4.25) si on calcul la transformée de Laplace de $Out(t)$ on obtient :

$$\mathcal{L}[Out(t)] = AB \left(\frac{1}{p + \frac{1}{\tau_{amp}}} \frac{1}{p + \frac{1}{\tau_{APD}}} \right), \quad (4.26)$$

qui peut se mettre aussi sous la forme :

$$\mathcal{L}[Out(t)] = \frac{AB}{\frac{1}{\tau_{APD}} - \frac{1}{\tau_{amp}}} \left(\frac{1}{p + \frac{1}{\tau_{amp}}} - \frac{1}{p + \frac{1}{\tau_{APD}}} \right). \quad (4.27)$$

Le poids relatif calculé comme défini par l'équation (4.23) est alors obtenu en prenant la transformée inverse de Laplace de l'équation (4.27) et en divisant le résultat par $H_{amp}(t)$, ce qui nous donne :

$$\text{Poids relatif}(t) \propto \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_{APD}} - \frac{1}{\tau_{amp}}\right)t} \right]. \quad (4.28)$$

Les constantes de temps de réponse des différentes composantes lentes de l'APD sont donc calculées à partir des paramètres p_3 et p_5 de la manière suivante :

$$\tau_{APD_1} = \frac{p_3 \tau_{amp}}{p_3 + \tau_{amp}} \text{ et } \tau_{APD_2} = \frac{p_5 \tau_{amp}}{p_5 + \tau_{amp}}.$$

soit avec de petites impulsions de lumière (qui contiennent peu de photons), soit avec de grandes impulsions de lumière. En effet on peut penser que, si la concentration de pièges n'est pas trop importante, lorsque l'APD est éclairée avec les grandes impulsions de lumière, la proportion de porteurs piégés est moindre que si elle est éclairée avec les petites impulsions. Mais nous n'avons alors rien remarqué de significatif pour la dynamique utilisée. Toujours dans le but de provoquer le même genre d'effet nous avons rajouté sur les impulsions un niveau continu de lumière afin de « remplir » les pièges. Là aussi nous n'avons pas obtenu de résultat nous permettant de conclure quant à l'hypothèse précédente.

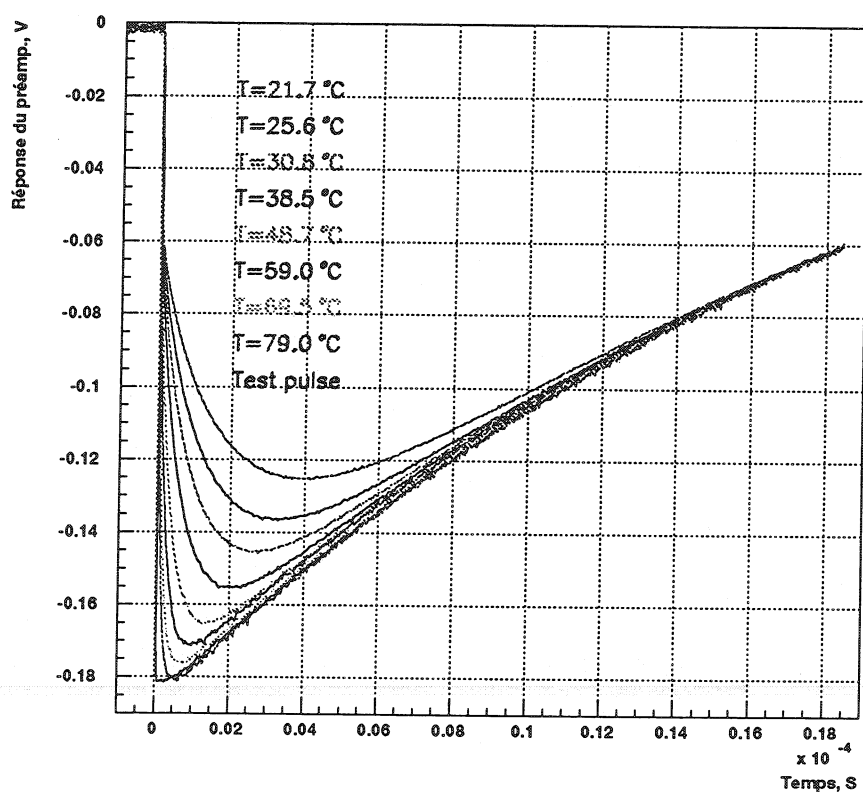


Figure 4.49 – Réponses obtenues à la sortie du préamplificateur de charge pour différentes valeurs de température de l'APD. Les différentes courbes sont normalisées avec la réponse obtenue avec le signal de test électrique.

Seule une observation d'une diminution du temps réponse de l'APD lorsque la température augmente va dans le sens de cette hypothèse (comme nous le montre la figure 4.49) sans pouvoir pour autant la confirmer de manière certaine. A partir des mesures de la figure 4.49 nous avons tenté de déterminer l'énergie d'activation⁴² des pièges. Les résultats sont eux aussi peu concluants, probablement à cause du fait qu'il doit y avoir plusieurs

42. Le temps moyen de dépiégeage τ_D est fortement lié à la température et est caractérisé par la relation

4.6. MESURES DE TEMPS DE RÉPONSE

niveaux énergétiques de pièges (ce qui semble compatible avec le fait que nous avons dû utiliser deux constantes de temps pour ajuster la courbe de réponse).

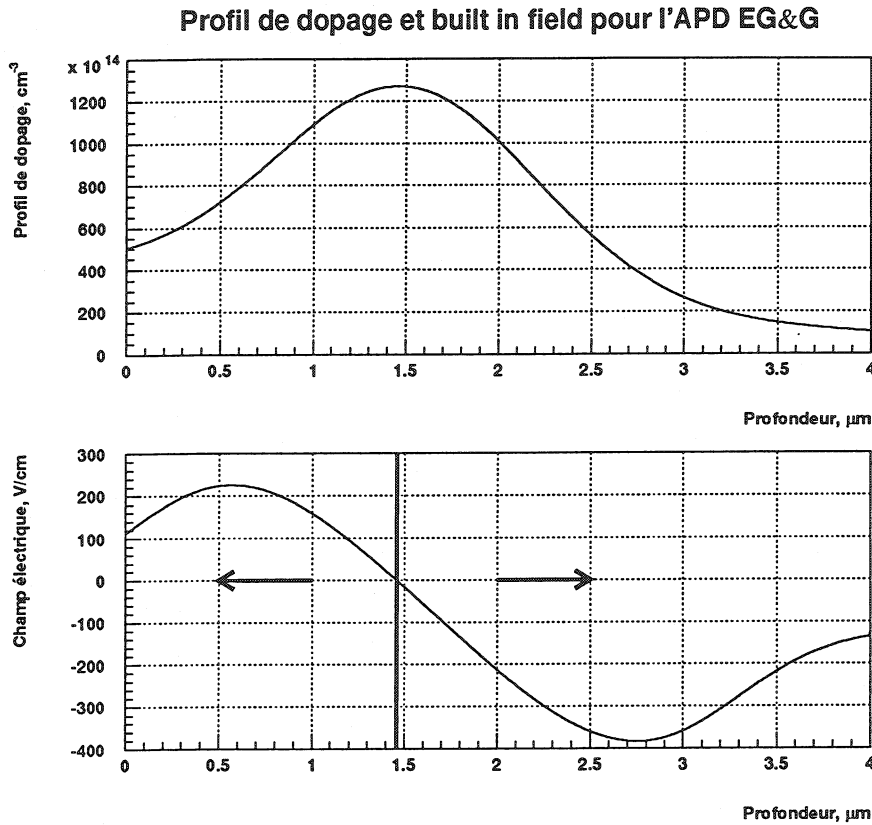


Figure 4.50 – *En haut : profil de dopage possible dans la zone non déplétée (côté fenêtre d'entrée). En bas : built in field du au profile de dopage. Les flèches indiquent le sens d'entraînement des électrons par le built in field.*

La deuxième hypothèse est basée sur la possible existence d'un champ électrique dans la zone non déplétée de l'APD du côté de la fenêtre d'entrée des photons dont l'action irait à l'encontre de la diffusion des électrons vers la zone de charge d'espace. L'existence d'un tel champ est rendu possible par la présence d'un profil de dopage non uniforme. En effet l'intensité de ce type de champs électriques, appelés *built in field*, est proportionnel à la dérivée du profil de dopage N_a comme nous le montre l'équation suivante :

$$\mathcal{E}(x) = \frac{KT}{q} \frac{1}{N_a} \frac{dN_a}{dx}, \quad (4.29)$$

suivante :

$$\tau_D = C \exp \left(\frac{-E_\tau}{KT} \right),$$

où C est une constante, E_τ l'énergie d'activation, K la constante de Boltzmann et T la température absolue.

où K est la constante de Boltzmann, T la température absolue et q la charge de l'électron. Si dN_a/dx est négatif alors le champ électrique est lui aussi négatif, ce qui accélère le processus de diffusion des électrons⁴³ (de la fenêtre d'entrée vers la zone de charge d'espace). Dans le cas inverse, c'est-à-dire que dN_a/dx est positif, le processus de diffusion est ralenti par le *built in field* ce qui peut alors rallonger le temps de réponse de l'APD.

Le dopage de la zone P^{++} des APD EG&G réalisé par implantation ionique autorise, dans le cas où l'énergie d'implantation est grande, que le profil de dopage soit tel que celui présenté par la figure 4.50 (graphique du haut) [40]. Pour un tel profil de dopage nous avons calculé le *built in field* qui est représenté sur le graphique du bas de la figure 4.50. On peut remarquer alors que le champ électrique est positif pour une profondeur allant jusqu'à $\sim 1.5 \mu\text{m}$ et que sa valeur maximum dépasse les 200 V/cm. Cela peut alors expliquer les temps de réponse relativement long que l'on a mesuré pour les APD EG&G. Une telle hypothèse est aussi en accord avec la diminution du temps de réponse de l'APD lorsque la température augmente dans la mesure où, pour de telles concentrations de dopage, on observe dans le cas du silicium une diminution de la mobilité des électrons lors d'une augmentation de la température.

Nous avons fait part de ces résultats au constructeur qui depuis semble avoir modifié certains paramètres du processus de fabrication des APD afin que les temps de réponse de celles-ci soient beaucoup plus courts.

4.7 Conclusion

Les résultats de mesure des trois APD que nous avons principalement testées sont résumés dans le tableau 4.4. Aucune des ces trois APD possède l'ensemble des caractéristiques recherchées (voir APD idéale dans le tableau) pour envisager leur utilisation dans le calorimètre de CMS. Il convient de rappeler que ces trois photodiodes sont la première génération d'APD fournie par les constructeurs.

APD	Efficacité quantique (%) 500 (400) nm	Excess Noise (M=50)	Temperature $\frac{dM}{dT} \frac{1}{M}$ (%) (M=50)	Tension $\frac{dM}{dV} \frac{1}{M}$ (%) (M=50)	Réponse au MIP (MeV)	Temps de réponse (ns)
Hamamatsu (90 pF)	65 (58) %	~ 2.3	2.5	~ 5	~ 520	< 5
Hamamatsu (340 pF)	65 (58) %	~ 2.0	2.2	~ 16	~ 145	< 5
EG&G (35 pF)	73 (37) %	~ 2.7	3.6	~ 1.4	~ 210	> 400
APD idéale (≤ 50 pF)	80	~ 2	~ 2	$\sim 2-3$	~ 150	< 5

Tableau 4.4 – Résumé des mesures sur les trois APD.

43. Cette technique est d'ailleurs souvent utilisée pour réduire le temps de transit des porteurs de charge dans la base des transistors bipolaires afin d'augmenter leur fréquence de coupure [39].

4.7. CONCLUSION

Pour l'APD Hamamatsu de petite capacité, la réponse au MIP est trop importante et doit pouvoir être améliorée en réduisant la longueur de la région déplétée présente devant la zone de gain, tout en augmentant celle située derrière cette même zone afin de ne pas trop accroître sa capacité.

La variation du gain en fonction de la tension ainsi que la valeur de la capacité de la deuxième APD Hamamatsu sont trop élevées. Une diminution de la concentration de dopage des zones P^+ et N^+ avec une augmentation de la largeur de la zone de charge d'espace pourrait améliorer ces caractéristiques.

Pour l'APD EG&G, à part le problème du temps de réponse beaucoup trop grand, on peut noter un *excess noise* un peu élevé. Celui-ci pourrait être réduit en diminuant légèrement la valeur du champ électrique dans la zone de gain et en augmentant sa largeur. On obtiendrait par ces modifications une diminution de la réponse au MIP (gain de trou plus faible).

Chapitre 5

Mise en oeuvre des APD dans le calorimètre

Contenu du chapitre

5.1	Le préamplificateur (VFE)	148
5.1.1	L'amplificateur à transrésistance en régime impulsionnel	148
5.1.2	Etude du bruit électronique	152
5.2	Problème lié au refroidissement : couplage par câble des APD	155
5.2.1	Effet sur le bruit électronique interne	155
5.2.2	Bruit d'interférence : mesures et résultats	157

Dans le chapitre précédent, les caractérisations d'APD ont été faites avec une électronique (preamplificateur) dont le bruit propre a pu être minimisé au mieux. En effet, pour ces tests, il n'y a pas de contraintes particulières quant à la dissipation, à la rapidité, au volume et au choix des technologies. Nous avons pu utiliser des préamplificateurs de charge tels qu'ils sont couramment employés en spectrométrie nucléaire.

Dans la première partie de ce chapitre nous montrons que dans la mise en oeuvre de la chaîne de lecture des cristaux, les contraintes très importantes sur l'électronique VFE (voir paragraphe 2.3.2.3), notamment la dissipation, la dynamique et les problèmes d'empilement, ont conduit à utiliser un préamplificateur à transrésistance. Toujours dans cette première partie nous donnons le schéma électrique de base d'un tel préamplificateur, ce qui nous permet ensuite de présenter une étude du bruit attendu grâce à l'utilisation des simulateurs Spice (simulateur numérique) et Sapwin (simulateur formel [88]).

Comme nous l'avons déjà évoqué, la nécessité de très bien stabiliser les APD et les cristaux en température pose de délicats problèmes d'évacuation des calories générées par

l'électronique VFE. Une solution envisageable pour pallier ces problèmes est d'éloigner de quelques centimètres (~ 5 à 10 cm) l'électronique VFE. Pour ce faire l'APD doit être relié au préamplificateur avec un câble coaxial. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous évaluons alors, dans un premier temps et par une analyse théorique, les effets de ce câble quant au bruit électronique interne, puis, dans un deuxième temps et par des mesures de CEM¹ nous comparons les bruits d'interférences (bruits captés) obtenus avec une APD couplée à son électronique avec ou sans câble. Signalons que si cette solution est utilisée, il est possible de desserrer les contraintes sur la dissipation et de faire un filtrage analogique pour améliorer le rapport signal/bruit.

5.1 Le préamplificateur (VFE)

5.1.1 L'amplificateur à transrésistance en régime impulsionnel

Le préamplificateur doit convertir le courant fourni par l'APD en une tension proportionnelle. On ne peut pas réaliser cette opération en venant simplement charger le détecteur avec une résistance de grande valeur car celui-ci n'est pas une simple source de courant (au sens électronique du terme). Il faut tenir compte du fait que les APD sont des photodétecteurs capacitifs, c'est à dire que, dans leur schéma électrique équivalent, vient en parallèle de la source de courant, la capacité C_D du détecteur. Cette capacité $C_D \sim 100$ pF se décharge dans la résistance d'entrée du préamplificateur, avec une constante de temps égale à $R_{in}C_D$, où R_{in} est la résistance d'entrée du préamplificateur. Si R_{in} est grande alors la constante de temps devient beaucoup trop longue surtout si l'on veut éviter les phénomènes d'empilement².

Il faut donc, au contraire, charger le photodétecteur avec un circuit actif (pour obtenir du gain) de faible impédance d'entrée. En théorie il faudrait même réaliser un court-circuit. En effet, si l'on veut être sensible au courant fourni par le détecteur, il faut que la constante de temps $R_{in}C_D$ soit beaucoup plus petite que celle du temps de collection des charges dans la zone déplétée. Ainsi la capacité du détecteur se décharge plus vite qu'elle ne se charge par le processus de collection. Le courant arrivant alors à l'entrée du préamplificateur est égal au signal de courant dû au déplacement des porteurs de charges (e^- et trous) dans le photodétecteur. Dans le cas contraire, c'est-à-dire $R_{in}C_D$ supérieur au temps de collection, les charges induites vont être momentanément stockées dans la capacité C_D et être converties en une tension égale à Q/C_D (Q étant la charge fournie par l'APD), tension qui sera alors amplifiée par le préamplificateur. On devrait

1. Compatibilité ElectroMagnétique.

2. La capacité du détecteur n'est pas encore déchargée alors qu'un autre événement se produit dans le même cristal.

5.1. LE PRÉAMPLIFICATEUR (VFE)

alors parler d'amplificateur de tension [79].

De manière générale, les préamplificateurs situés en aval des photodétecteurs à semi-conducteur adoptent à peu près tous la même topologie. Celle-ci est présentée par la figure 5.1 [80] [81].

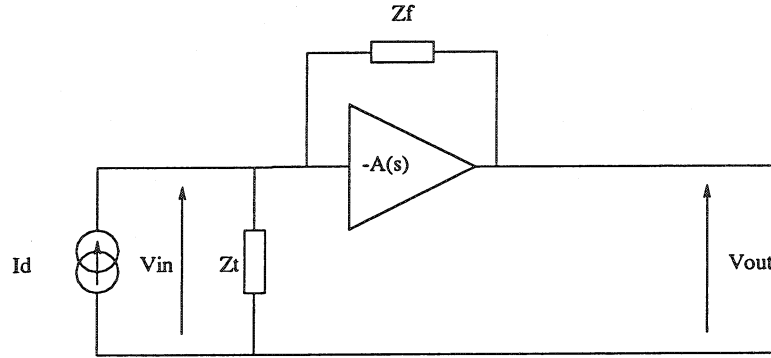


Figure 5.1 – Topologie du préamplificateur. $A(s) = \frac{A_0}{1+\tau s}$ avec $s \equiv jw$ variable de Laplace.

D'après le schéma de la figure 5.1 on peut écrire :

$$\begin{cases} I_D = I_t + I_f \\ V_{in} = Z_t I_t \\ V_{out} = -A(s) V_{in} \\ V_{out} - V_{in} = -Z_f I_f \end{cases} \Rightarrow \boxed{\frac{V_{out}}{I_D} = \frac{-Z_f}{1 + \frac{Z_f + Z_t}{A(s)Z_t}}} \quad (5.1)$$

où $s \equiv jw$. On peut remarquer que si $A(s)Z_t \ll (Z_f + Z_t)$, ce qui est vrai pour les fréquences basses, alors on a $V_{out} = -I_D Z_f$.

La contre-réaction Z_f est constituée par une résistance R_f en parallèle avec une capacité C_f ce qui conduit à distinguer couramment deux types de préamplificateurs :

- **Le préamplificateur de charge** : contre-réaction capacitive ($R_f = +\infty$).

Théoriquement l'amplificateur de charge est un quadripôle dont la transimpédance présente un pôle d'intégration en 0. Concrètement on choisit une valeur de R_f de façon à ce que les pulsations du signal délivrées par le détecteur soient très supérieures à $1/R_f C_f$, d'où :

$$\frac{V_{out}}{I_D} = \frac{R_f}{1 + sR_f C_f} \simeq \frac{1}{sC_f},$$

d'où en fonction du temps :

$$V_{out}(t) \propto \int_0^t I_D(x) dx.$$

- **Le préamplificateur de courant** : contre-réaction résistive ($C_f = 0$ pF).

Dans ce cas on choisit R_f et C_f de façon à ce que $sR_f C_f \ll 1$ pour les pulsations

du signal délivrées par le détecteur, d'où :

$$\frac{V_{out}}{I_D} = \frac{R_f}{1 + sR_fC_f} \simeq R_f .$$

En fonction du temps on a alors, tant que la fréquence de coupure n'est pas atteinte :

$$V_{out}(t) = R_f I_D(t).$$

La solution actuellement retenue pour lire les APD dans le calorimètre électromagnétique de CMS se situe entre ces deux configurations limites de préamplificateur.

Le préamplificateur de courant permet de répondre au problème de l'empilement mais les temps de collection des photodétecteurs à semi-conducteur étant de quelques nanosecondes (ou moins), la constante de temps $R_{in}C_D$ doit être de l'ordre de 100 ps si l'on veut réaliser une amplification de courant. Si on prend une valeur typique de 100 pF pour la capacité C_D , la résistance d'entrée du préamplificateur doit être inférieure à 1 Ω . Or à l'heure actuelle, il n'existe pas de composants électroniques permettant d'atteindre de si faibles valeurs de résistance d'entrée à haute fréquence (> 10 MHz).

Du point de vue du bruit électronique, la contre-réaction capacitive est la meilleure car le bruit parallèle de la résistance de contre-réaction R_f qui s'écrit $4KT/R_f$ (en A^2/Hz) détériore le rapport signal/bruit. De plus on utilise, à la suite du préamplificateur de charge, un étage de mise en forme, couramment appelé le *shaper*, permettant d'optimiser le rapport signal/bruit total de l'ensemble Détecteur + préamplificateur + *shaper* [82, 83].

Dans notre cas, l'optimisation du bruit électronique de l'ensemble APD + préamplificateur de charge avec mise en forme n'est pas très avantageuse car la valeur optimum de la constante τ_{sh} de temps de mise en forme est de quelques nanosecondes (pour cause de bruit parallèle dominant provenant du courant de fuite de l'APD). Mais la fréquence d'échantillonnage de l'ADC, qui a été choisie égale à 40 MHz, impose d'utiliser une valeur de τ_{sh} plus grande (40 ns, cf tableau 2.5 page 45) si l'on veut que le signal soit composé de plusieurs échantillons (~ 10) en vue d'un traitement numérique ultérieur. De plus pour des taux de comptage importants, la capacité C_f ne se déchargeant pas assez vite, le préamplificateur perd de la dynamique qui est un des paramètres très importants à respecter. Cette dynamique pourrait être récupérée en partie par une augmentation de la tension de polarisation du préamplificateur. Mais ceci implique une augmentation de la puissance dissipée ce qui compliquerait les problèmes de refroidissement du calorimètre.

Un moyen de décharger³ plus rapidement la capacité C_f est de mettre en parallèle à celle-ci une résistance R_f dont la valeur est suffisamment petite. La figure 5.2 montre la

3. On peut aussi décharger périodiquement la capacité de contre-réaction par des systèmes électroniques ou optoélectroniques. Mais dans ce cas le préamplificateur présente des temps morts lors de la décharge tout à fait rédhibitoires pour une telle application.

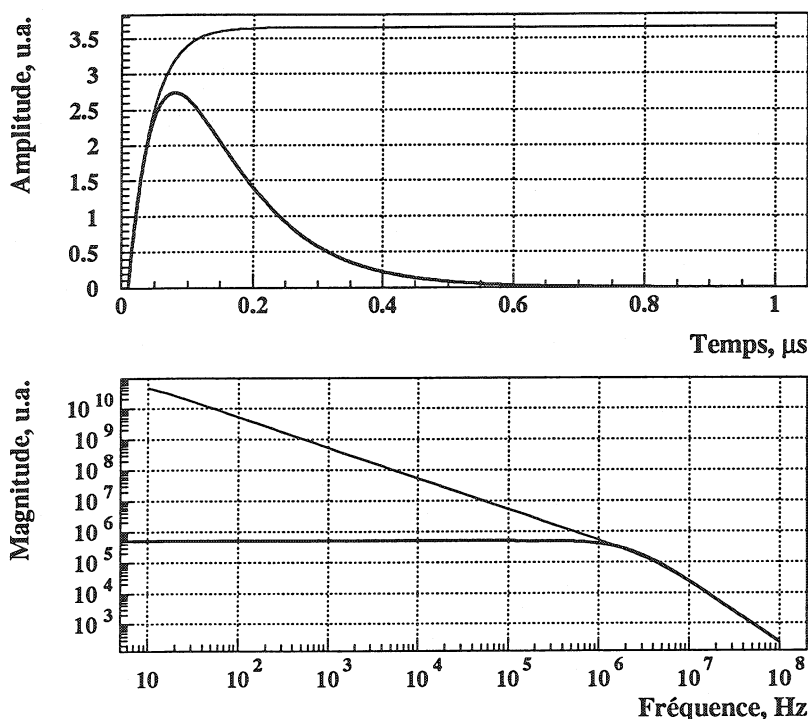


Figure 5.2 – Réponse impulsionnelle (courbe du haut) et fonction de transfert (courbe du bas) du préamplificateur pour $R_f = 500 \text{ k}\Omega$ et $C_f = 0.3 \text{ pF}$ (en trait gras) et pour $R_f = +\infty$ et $C_f = 0.3 \text{ pF}$ (en trait fin). De plus on a pris $A_0 = 10^5$, $\tau = 10 \mu\text{s}$ et $C_D = 100 \text{ pF}$.

forme temporelle recherchée du signal (trait gras). Pour obtenir cette forme nous avons simulé la réponse de l'amplificateur en cherchant à optimiser les valeurs de R_f et C_f telles que la réponse impulsionnelle en $te^{-\alpha t}$ du circuit présente les bonnes caractéristiques en temps. Du fait que le signal lumineux fourni par le cristal est très rapide ($\sim 10 \text{ ns}$) on peut considérer que ce signal est pratiquement équivalent à une impulsion de Dirac. Le signal obtenu à la sortie du préamplificateur est donc très proche de la réponse impulsionnelle. Cette réponse est bien différente de celle fournie par un préamplificateur de charge (voir figure 5.2 trait fin).

Notons que, du point de vue des désavantages, en plus d'un bruit globalement plus important, le préamplificateur à transrésistance utilisé en régime impulsionnel fournit un signal qui dépend de certains paramètres du détecteur, comme la capacité C_D , le temps de décroissance de l'impulsion lumineuse... Cette dépendance devra alors être prise en compte dans le traitement numérique du signal.

5.1.2 Etude du bruit électronique

Pour estimer le bruit électronique (ENC^4) du préamplificateur nous présentons tout d'abord le schéma électrique utilisé (voir figure 5.3) pour en déterminer les principales sources de bruit. Les préamplificateurs transrésistance (tout comme les préamplificateurs de charge) sont très souvent basés sur une structure *cascade* qui minimise l'effet Miller et permet d'obtenir de grandes bandes passantes. Le rôle de l'amplificateur suiveur (en général un « émetteur suiveur ») est de fournir la puissance pour envoyer le signal sur une impédance adaptée par exemple [85].

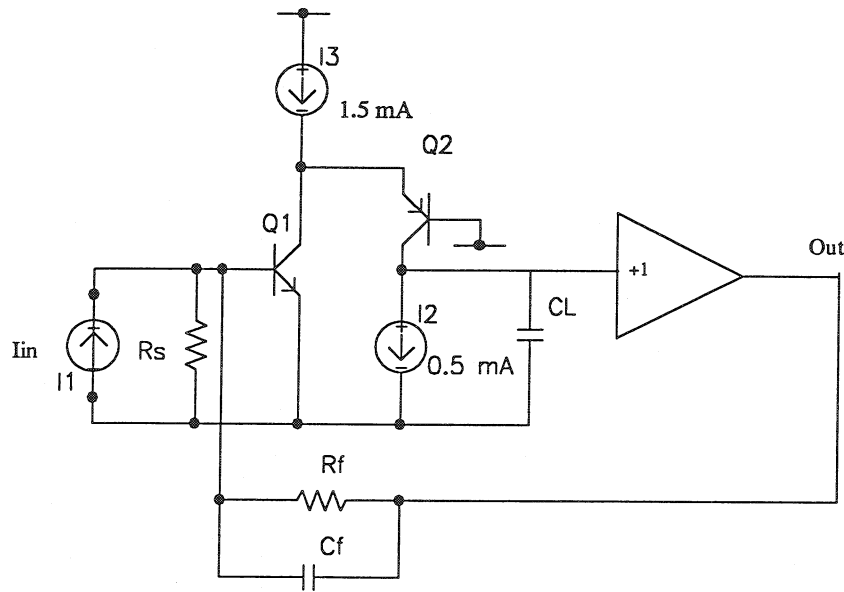


Figure 5.3 – Schéma électrique simplifié du préamplificateur basé sur un montage cascade.

Le bruit d'un tel circuit est principalement dû au transistor de tête. De plus on montre que ce même bruit peut être décrit par deux sources de bruit équivalentes que l'on place devant le préamplificateur considéré alors comme non bruyant [80]. Ces sources de bruit sont [86] :

– le bruit série e_n qui est donné par :

$$e_n = \sqrt{4KT r_b + \frac{2qI_c}{g_m^2}}. \quad (5.2)$$

Sachant que $g_m = qI_c/KT$ on a :

$$e_n = \sqrt{4KTR_{eq}}, \text{ avec } R_{eq} = r_b + \frac{1}{2g_m}, \quad (5.3)$$

4. De l'anglais Equivalent Noise Charge.

5.1. LE PRÉAMPLIFICATEUR (VFE)

où r_b est la résistance série du transistor et g_m sa transconductance.

- le bruit parallèle i_b qui est donné par :

$$i_b = \sqrt{2q \frac{I_c}{\beta(w)}}, \quad (5.4)$$

où β est le gain en courant du transistor ($I_c = \beta I_b$). Remarquons que le bruit de la résistance de contre-réaction n'est pas pris en compte ici.

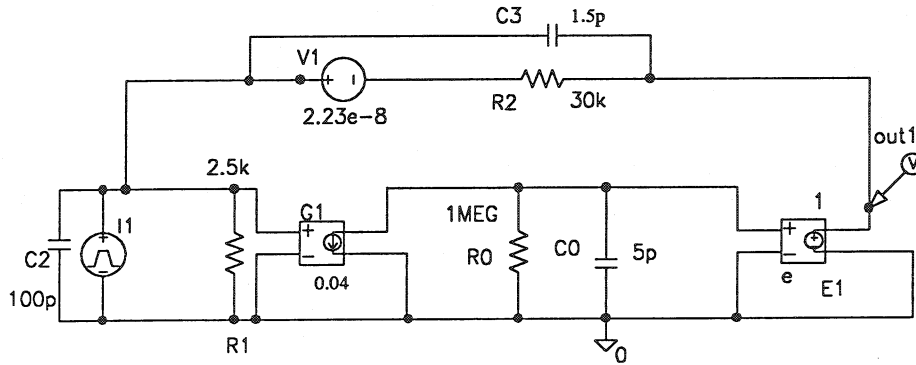


Figure 5.4 – Schéma équivalent utilisé pour les simulations avec Spice. On a aussi représenté la source équivalente de bruit de la contre-réaction R_f (source V1).

Pour évaluer alors le bruit total de l'ensemble APD + préamplificateur on réalise plusieurs simulations en utilisant le schéma équivalent présenté par la figure 5.4 et en prenant les valeurs typiques suivantes [86] :

- On choisit un courant $I_c = 1$ mA (fixé par la polarisation).
- Le gain en courant $\beta = 100$.
- On a $g_m = \frac{qI_c}{kT}$ d'où $g_m = \frac{10^{-3}}{25 \times 10^{-3}} = 40$ mS.
- La résistance r_π du schéma hybride est donnée par $r_\pi = \frac{\beta}{g_m} = 2.5$ K Ω .
- La capacité c_π (capacité de diffusion et de jonction) du schéma hybride est très petite devant la capacité $C_D = 100$ pF de l'APD et est négligée.
- On prend une résistance de contre-réaction $R_f = 30$ K Ω et une capacité de contre-réaction $C_f = 1.5$ pF.
- On prend pour C_0 (capacité d'entrée du suiveur ~ 1 pF plus une petite capacité rajoutée) une valeur de 5 pF et pour R_0 une valeur de 1 M Ω (voir figure 5.4).

Le bruit d'un préamplificateur est habituellement exprimé en charge équivalente de bruit (ENC). Cela correspond à l'amplitude d'un échelon de charges qui, appliqué à l'entrée du circuit, produirait une impulsion de sortie dont l'amplitude maximale serait égale à la tension *rms* du bruit de sortie. Pour estimer le bruit ENC il nous faut alors dans un premier temps calculer le gain du montage. Pour ce faire on génère une impulsion de courant à l'entrée du circuit (source I1 sur la figure 5.4) d'environ 10 ns à la base et qui représente 2.2 pC. En effectuant une simulation en régime transitoire, on obtient en sortie (out1) l'impulsion délivrée par le préamplificateur. On relève alors la valeur de l'amplitude maximale (*peaking detector*) qui est de 1.08 V. Le gain est alors de $1.08/2.2 = 0.49$ V/pC (soit $78 \text{ mV}/10^6 \text{ e}^-$).

Ensuite on place, les uns après les autres, dans le schéma équivalent chaque source de bruit supposée blanche (pour simplifier) et on obtient, avec une simulation en fréquence, la densité spectrale de bruit $S_B(f)$ (en $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$) en sortie. Le bruit V_B en volt en sortie du préamplificateur est alors donné par :

$$V_B = \sqrt{\int_0^{+\infty} S_B^2(f) df}.$$

On obtient pour chaque source de bruit les résultats suivants :

- **Le bruit de la résistance R_f** peut être simulé par une source de tension équivalente dont l'amplitude est donnée par $\sqrt{4KTR_f} = 2.23 \times 10^{-8} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$, et qui est placée en série avec R_f comme on peut le voir sur la figure 5.4 (source V1). On trouve alors un bruit en sortie de $52 \mu\text{V}$, soit en ENC :

$$\frac{10^{-12} \times 52 \times 10^{-6}}{0.49 \times 1.6 \times 10^{-19}} = 662 \text{ électrons}.$$

- **Le bruit série du transistor (e_n)** est obtenu d'après la formule (5.3) avec $R_{eq} = r_b + 1/2g_m = 10 + 1/(2 \times 0.04) = 22.5 \Omega$. La résistance série $r_b = 10 \Omega$ est celle d'un bon transistor. On a alors $e_n = 6.10 \times 10^{-10} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ce qui nous donne en sortie un bruit de $220 \mu\text{V}$, soit environ **2800 électrons**.
- **Le bruit de la résistance série R_S de l'APD** ($\sqrt{4KTR_S}$) étant du même type que le bruit série du transistor, est aussi d'environ **2800 électrons** si on considère que $R_S \simeq 22.5 \Omega$.
- **Le bruit parallèle** est dû, d'une part, au bruit parallèle du transistor $i_b = \sqrt{2qI_c/\beta} = 1.79 \times 10^{-12} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$ et, d'autre part, au bruit du courant de fuite i_{APD} de l'APD tel que $i_{APD} = \sqrt{2qI_{mesur}MF} = 1.26 \times 10^{-12} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$ si $I_{mesur} = 50 \text{ nA}$, $M = 50$ et $F = 2$. On a alors $i_{total} = \sqrt{i_b^2 + i_{APD}^2} = 2.19 \times 10^{-12} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$ qui nous donne après simulation un bruit en ENC d'environ **1935 électrons**.

5.2. PROBLÈME LIÉ AU REFROIDISSEMENT : COUPLAGE PAR CÂBLE DES APD

Le bruit total du préamplificateur est donné par la somme quadratique de toutes ces composantes. On obtient :

$$\begin{aligned} ENC_{total} &= \sqrt{\underbrace{662^2}_{R_f} + \underbrace{2800^2}_{e_n} + \underbrace{2800^2}_{R_S} + \underbrace{1935^2}_{i_b+i_{APD}}} \\ &= 4457 \text{ électrons .} \end{aligned}$$

Des mesures de bruit réalisées au laboratoire sur des préamplificateurs⁵ prévus pour fonctionner dans l'expérience CMS nous ont fourni des résultats tout à fait comparables (~ 5000 électrons).

5.2 Problème lié au refroidissement : couplage par câble des APD

Nous avons déjà fait remarquer dans les chapitres précédents que le rendement lumineux des cristaux aussi bien que le gain des APD sont sensibles aux variations de température. Ces effets se traduiront sur le terme constant de la résolution en énergie ; il convient de stabiliser leurs températures à $\pm 0.1^\circ \text{C}$ pour les rendre négligeables. Pour ce faire il faut évacuer les calories produites par le VFE en faisant circuler de l'eau thermalisée. Des tests effectués sur des prototypes de calorimètres ont montré que cela est possible mais que les coûts de fabrication sont alors très importants (complexité de la mécanique, nécessité d'utiliser deux circuits de refroidissement).

Un moyen pour simplifier cette mécanique est de réduire le nombre des calories qui sont produites près des APD et des cristaux. Bien que d'un point de vue purement électronique il soit préférable de positionner l'APD à côté de son préamplificateur, une solution envisagée est d'éloigner ce dernier de $\sim 5 \text{ cm}$ à l'aide d'un câble coaxial. L'ajout d'un câble (même coaxial) entre l'APD et le préamplificateur va provoquer une augmentation du bruit de l'ensemble qu'il convient d'estimer afin de pouvoir valider un tel choix. Pour ce faire nous avons effectué différents tests préliminaires sur un prototype de calorimètre (dit « proto '97' »).

5.2.1 Effet sur le bruit électronique interne

Avant toutes choses il est nécessaire de vérifier que la réponse en temps et en amplitude du signal obtenu à la sortie du préamplificateur n'est pas trop altérée par le câble et que le bruit électronique interne de l'ensemble APD + câble + préamplificateur reste du même ordre de grandeur que celui précédemment calculé (section 5.1).

5. Ces préamplificateurs ont été gracieusement mis à notre disposition par l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Pour ce faire nous avons réalisé des simulations numériques (avec Spice) en ajoutant dans le schéma équivalent les divers éléments caractérisant le câble. En effet, d'un point de vue électronique, un câble coaxial parfaitement blindé peut être simulé par une capacité et une inductance équivalentes, comme nous le montre la figure 5.5. Il faudrait, pour être plus proche de la réalité, ajouter aussi une résistance en série avec l'inductance. Mais du fait de sa très faible valeur ($\sim 0.1 \Omega$), celle-ci peut être négligée dans notre cas.

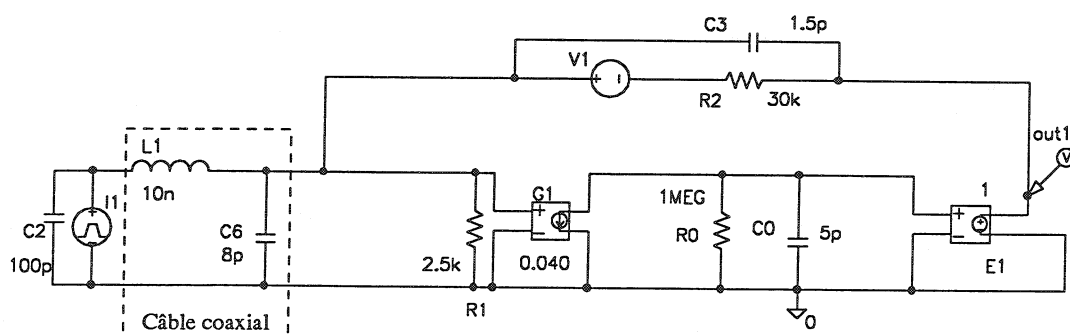


Figure 5.5 – Schéma équivalent utilisé pour les simulations avec Spice. Le câble est simulé par l'inductance et la capacité qui ont été rajoutées entre l'APD et le préamplificateur.

La capacité d'un câble coaxial est donnée par unité de longueur par [87] :

$$\frac{C}{l} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)},$$

où ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement la constante diélectrique du vide et la constante diélectrique relative et où r_1 et r_2 sont les rayons intérieur et extérieur de l'isolant. Si on prend $r_2/r_1 = 2$ et $\epsilon_r = 2$ on obtient pour un câble de 5 cm une capacité $C_{cable} = 8$ pF. De même la self-inductance est donnée par unité de longueur par la relation :

$$\frac{L}{l} = \frac{\mu_0\mu_r}{2\pi} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right),$$

où μ_0 et μ_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative. Dans le cas où $\mu_r = 1$ on obtient pour un câble de 5 cm une inductance $L_{cable} = 10$ nH. On peut remarquer que, si la valeur de la capacité est trop importante, il est possible de la faire réduire en utilisant un câble dont le rapport r_2/r_1 est plus grand.

Dans un premier temps, avec les valeurs précédemment calculées et avec une simulation numérique en régime transitoire, on montre que le signal obtenu à la sortie du préamplificateur est tout à fait comparable avec celui que l'on avait obtenu avec le même montage sans le câble. Ceci est en partie dû au fait que, pour les fréquences sur lesquelles se trouve le signal, la self inductance du câble compense plus ou moins bien en fonction

5.2. PROBLÈME LIÉ AU REFROIDISSEMENT : COUPLAGE PAR CÂBLE DES APD

de cette même fréquence la capacité du câble. Ensuite, toujours avec le schéma de la figure 5.5, nous avons refait les simulations de bruit électronique faites auparavant sans câble. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.1. Nous trouvons un bruit électronique total de **4536 électrons**, soit une augmentation de $\sim 1.8\%$.

Source de bruit	Bruit ENC [e^-]	
	sans câble	avec câble
Résistance R_f	662	649
Bruit série du transistor (e_n)	2800	2928
Résistance série de l'APD	2800	2800
Bruit parallèle i_b et i_{APD}	1935	1935

Tableau 5.1 – Résultats des simulations de bruit avec et sans câble.

Par cette analyse théorique, nous avons donc montré, du point de vue du signal obtenu à la sortie du préamplificateur d'une part et du bruit de l'électronique interne d'autre part, que l'ajout d'un câble coaxial de 5 cm n'est pas gênant.

5.2.2 Bruit d'interférence : mesures et résultats

Le bruit supplémentaire que l'on peut obtenir à la sortie du préamplificateur lorsqu'on rajoute un câble n'est pas seulement dû au bruit de l'électronique interne mais il est aussi dû aux interférences électromagnétiques qui peuvent être captées. En effet l'ensemble du calorimètre est plongé dans un environnement électromagnétique complexe, provoqué par le rayonnement des nombreux systèmes électroniques (détecteur de trace, convertisseur numérique...). Le câble rajouté entre l'APD et le préamplificateur peut alors jouer le rôle d'antenne et ainsi ramener un bruit additionnel à la sortie de l'électronique de lecture des cristaux.

Une analyse théorique de ce phénomène est très difficile à réaliser. La structure mécanique compliquée du calorimètre⁶ peut aussi bien jouer le rôle d'antenne que d'écran vis à vis des ondes électromagnétique. De plus, actuellement, nous ne connaissons pas la densité spectrale de ce qui sera rayonné. C'est pourquoi nous avons préféré effectuer des mesures sur un prototype de calorimètre (« proto '97' ») [91].

Pour ce faire nous avons utilisé un prototype de 36 tours placé dans le dispositif de mesure présenté par la figure 5.6 employé pour des test de CEM⁷ par la société Prâna⁸ :

- Le prototype du calorimètre de 6×6 tours est constitué de la structure alvéolaire

6. Notamment la structure alvéolaire de maintien des cristaux.

7. Compatibilité ÉlectroMagnétique.

8. Prâna Recherche & Développement, ZAC des Ulis 91959.

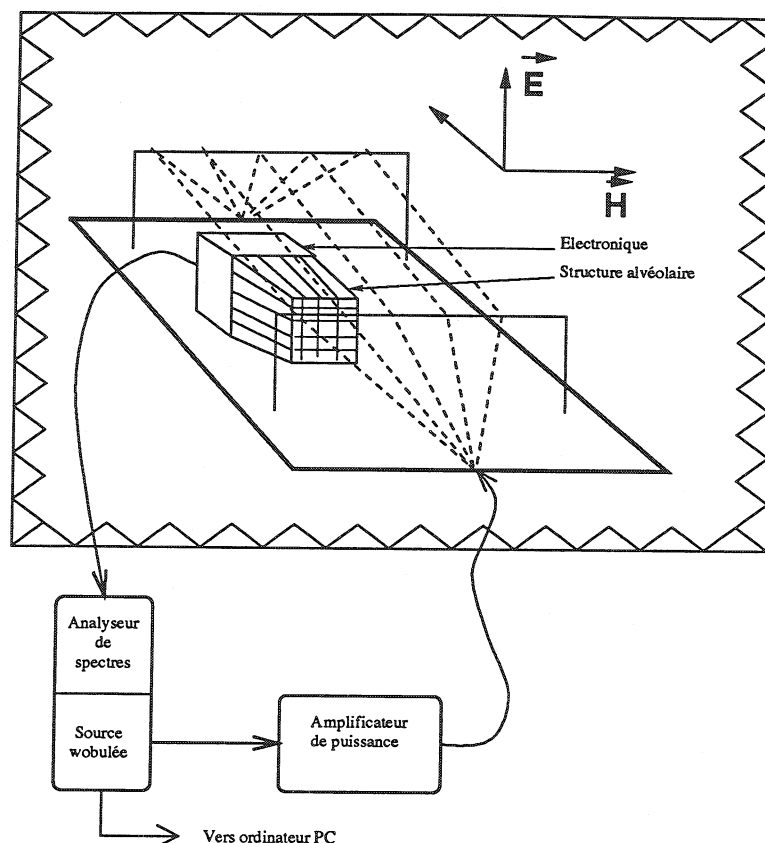


Figure 5.6 – Montage expérimental pour les mesures d'interférence électromagnétique. L'ensemble du dispositif TEM est dans une cage de Faraday qui est aussi une chambre anéchoïque.

(mécanique de maintien des cristaux) et de toute l'électronique de lecture (APD, préamplificateurs). Durant les tests cette électronique est alimentée.

- Le dispositif de mesure est constitué d'un analyseur de spectre qui fournit aussi un signal sinusoïdal dont la fréquence croît linéairement avec le temps de 100 kHz à 500 MHz (source dite « wobulée »). Ce signal est ensuite envoyé, après amplification, sur une antenne TEM⁹ (traits pointillés) qui génère alors une onde électromagnétique telle que présenté par la figure. On place dans le TEM le prototype du calorimètre. Une voie de lecture est alors ramenée sur l'analyseur de spectre qui est synchronisé avec la source wobulée. L'ensemble du dispositif TEM est placé dans une chambre anéchoïque qui fait aussi effet de cage de Faraday, afin, d'une part, d'éviter de capter des ondes extérieures et, d'autre part, d'éviter que les ondes électromagnétiques produites par le TEM soient réfléchies sur les parois internes de

9. Transverse ElectroMagnétique.

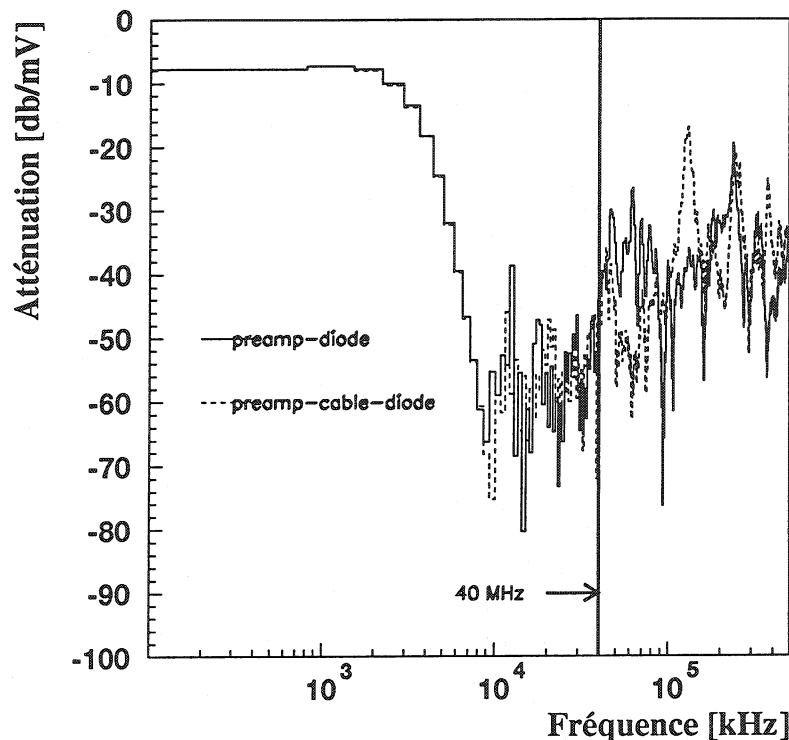


Figure 5.7 – Mesures des interférences électromagnétiques captées par l'ensemble du prototype lorsque l'APD est reliée ou non avec un câble au préamplificateur.

l'enceinte.

La limite haute de 500 MHz du dispositif expérimental peut être considérée comme suffisante. En effet cela représente pour les signaux numériques échantillonnés à 40 Mhz une analyse jusqu'au douzième harmonique et pour les signaux analogiques des temps de montée légèrement inférieurs à la nanoseconde (sachant que pour un temps de montée de 1 ns il faut une bande passante de ~ 350 MHz). Il convient de préciser, pour finir cette brève description, qu'avec ce montage nous effectuons des mesures relatives qui nous permettent, par comparaison, de savoir si une configuration du prototype est meilleure qu'une autre.

Pour tester l'influence du câble entre l'APD et le préamplificateur nous avons utilisé un prototype de calorimètre que nous avons, au cours de divers tests de sensibilité aux ondes électromagnétiques, préalablement optimisé au niveau des interconnexions des masses. Les résultats obtenus, lorsque l'APD est placée à l'intérieur de la structure alvéolaire, sont présentés sur la figure 5.7. Les spectres obtenus avec ou sans câble sont alors tout à fait comparables sur toute la bande de fréquence analysée, sauf entre 100 et 150 MHz où le signal capté avec le câble est plus important. Ces résultats tendraient

donc à prouver que dans cette situation l'ajout d'un câble n'est pas gênant quant au bruit capté.

Il convient de remarquer sur la figure 5.7 que, pour les fréquences allant de 100 kHz à environ 2 MHz, les signaux mesurés sont parfaitement identiques et relativement grands. On peut préciser d'ailleurs que pour ces mêmes fréquences on obtient aussi les mêmes mesures quelle que soit la présence ou la position des divers éléments (APD, câble, préamplificateur). Ceci tend donc à prouver que cela est dû au câble qui mène les signaux du prototype vers l'analyseur de spectre placé à l'extérieur de la chambre anéchoïque. On peut en effet montrer [89, 90] qu'un câble coaxial possède une fréquence de coupure en dessous de laquelle il devient très sensible aux perturbations extérieures lorsque celui-ci est relié à la masse par ses deux extrémités (ce qui est notre cas pour des raisons de dispositif expérimental). Ceci est dû au fait que, pour les basses fréquences, le retour du courant se fait plutôt par la masse que par le blindage. La surface de la boucle sensible au rayonnement électromagnétique est alors bien plus grande que celle obtenue lorsque le retour du courant se fait par le blindage, ce qui est le cas pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure du câble. Dans notre cas cette fréquence de coupure serait située autour de 1.5 à 2 MHz, ce qui est relativement élevé par rapport aux fréquences de coupure des câbles standard type RG58-C (2 kHz).

Précisons que le câble de 5 cm qui reli l'APD au préamplificateur n'est pas connecté à la masse par ces deux extrémités. Il n'est donc pas soumis au problème précédent. Par contre il peut être sensible aux courants de masse aux grandes fréquences par couplage capacitif. Or ce type de mesure, ne nous permet pas d'estimer l'importance des courants de masse qui peuvent aussi perturber le signal de sortie du préamplificateur. Mais des mesures de capacité de couplage relativement faible entre les APD et les alvéoles nous permettent de supposer que les effets de ces courants de masse hautes fréquences seront faibles.

L'ensemble des résultats préliminaires fournis par notre étude (estimation du bruit électronique interne, bruit capté) sont donc très encourageants quant à la solution qui consiste à éloigner le préamplificateur de l'APD avec un câble coaxial d'environ 5 cm. Elle permet aussi de fixer un schéma de connection de masse à l'intérieur du calorimètre. Il reste maintenant réaliser d'autres mesures sur les prochaines évolutions de prototype de calorimètre afin de confirmer ces premiers résultats.

Conclusion

Dans cette thèse nous avons présenté des résultats de mesures obtenus avec une première génération d'APD à grande surface photosensible, fournies par deux fabricants industriels, Hamamatsu et EG&G. Nous avons montré que celles-ci ne possédaient pas toutes les caractéristiques recherchées en vue de leur utilisation dans le calorimètre électromagnétique de CMS. L'interprétation de nos résultats a néanmoins conduit à inférer la structure intime de ces APD et suggérer ainsi aux constructeurs des modifications de conception qui ont été prises en compte dans les processus de fabrications ultérieures. Ainsi les générations suivantes ont pu être améliorées et s'approchent maintenant (Octobre 1997) de la photodiode idéale pour CMS. La réponse aux particules ionisantes des APD Hamamatsu a été réduite tout en conservant une petite valeur de capacité (< 120 pF); quant à celles fabriquées par EG&G leur temps de réponse ainsi que leur *excess noise* a été réduit à des valeurs convenables (< 5 ns et ~ 2.2 respectivement).

La caractérisation des APD a nécessité la mise en œuvre de différentes méthodes. En particulier, pour la mesure du gain et de l'*excess noise*, nous avons montré qu'il était nécessaire de réaliser une calibration absolue à l'aide d'une source γ pour interpréter correctement les résultats de mesure par analyse spectrale. Cette procédure a aussi rendu possible, au sein de la collaboration CMS, une interprétation commune des résultats obtenus par les divers laboratoires participant à ces caractérisations. De plus le savoir-faire acquis lors de ces tests « laboratoire » a permis d'acquérir une expérience quant à l'utilisation des APD dans un environnement de tests en faisceau, approchant ainsi des futures conditions réelles (comportement des APD en fonction de divers paramètres extérieurs tels que la température, la tension de polarisation, leur insertion dans la chaîne de lecture des cristaux...).

L'investigation des différentes méthodes de caractérisation des APD doit conduire la collaboration à concevoir un banc test très automatisé¹⁰ pour le contrôle des performances des 100000 APD avant leur installation sur les cristaux. Au regard des différentes méthodes que nous avons mises en œuvre, nous concluons que la plus efficace pour ce contrôle de qualité est la méthode spectrale en lumière continue. L'emploi d'une source continue de lumière est en effet la plus simple et l'analyse spectrale permet d'obtenir le plus grand nombre d'informations dans un temps relativement court ($\sim 2 - 3$ mn/APD).

10. Le temps imparti pour contrôler chaque APD est essentiel. En effet, 1 mn de test représente pour la totalité des APD environ une année de travail en jours ouvrables.

CONCLUSION

Annexe A

Les cristaux de PbWO_4

Le PbWO_4 est un cristal biréfringent appartenant au groupe d'espace $I4\bar{a}$ et possédant une maille tétragonale. Il est obtenu à partir d'un mélange stœchiométrique d'oxyde de plomb (PbO) et d'oxyde de tungstène (WO_3) à une température de 1123°C . Il n'y a pas de transition de phase durant le refroidissement. A l'heure actuelle deux techniques de croissance sont utilisées pour les produire : la méthode Czokralski (en Russie) et la méthode Bridgman (en Chine).

L'abondance des matières premières et le point de fusion relativement bas sont des facteurs importants dans les coûts de production qui doivent rester suffisamment faibles au vu des quantités (13 m^3) et du nombre de cristaux (110000) nécessaires. Il faut aussi s'assurer que la production mondiale est capable de répondre à une telle demande sur une période relativement courte devant s'étaler sur quelques années (2 à 4 ans).

Les propriétés de scintillation ont été présentées brièvement dans le tableau 2.4. Une des premières qualités des cristaux de PbWO_4 est la faible valeur de leur constante de temps de décroissance des signaux lumineux. Celle-ci varie de 10 à 30 ns pour une émission qui correspond à 90 % de la totalité du signal. Il y a donc un bon accord avec le *bunch crossing* du LHC (25 ns). Mais cette valeur est à relier au très faible rendement lumineux¹ des cristaux de PbWO_4 , de 50 à 100 photons/MeV. En effet, afin de réduire la durée des désexcitations radiatives (émission de photons), la plus grande partie des électrons du cristal, excités lors de l'absorption d'une particule, revient dans l'état initial par des processus de désexcitation non radiatifs dont les constantes de temps sont, à la température ambiante, très courtes par rapport aux constantes de temps des désexcitations radiatives. On parle dans ce cas de *quenching thermique*. La réduction de la durée des désexcitations radiatives par *quenching thermique* a deux conséquences technologiques importantes en

1. Les mesures de rendement lumineux (ou *Light yield* en anglais) donnent souvent des résultats contradictoires. Cela vient du fait qu'il existe de grandes variations entre les échantillons et des différences entre les méthodes utilisées pour évaluer celui-ci [30] [31].

ce qui concerne le détecteur :

- Une forte dépendance en température du rendement lumineux, $\sim -1.9\%/^{\circ}\text{K}$ d'où la nécessité de prévoir des circuits de refroidissement (par circulation d'eau thermalisée) pour évacuer les calories produites essentiellement par l'électronique qui se voit dès lors imposer une contrainte supplémentaire du point de vue de la puissance qu'elle pourra dissiper. Il y aura aussi un système de suivi de la température des cristaux afin de corriger la constante de calibration du calorimètre en fonction de son évolution. Une thermalisation autour de 19°C est prévue à $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$.
- Les photodétecteurs placés à l'arrière des cristaux devront pouvoir « compenser » le faible rendement lumineux.

Tous ces processus de désexcitation, radiatifs ou non, dépendent principalement du taux d'impuretés et de défauts qui existent dans le cristal, donc des conditions de croissance et du degré de pureté des matières premières employées qui sont à l'heure actuelle mal maîtrisés d'où une relative dispersion des constantes de temps de décroissance (decay time), des rendements lumineux (light yield) et du spectre de luminescence d'un échantillon à l'autre comme nous le montre la figure A.1.

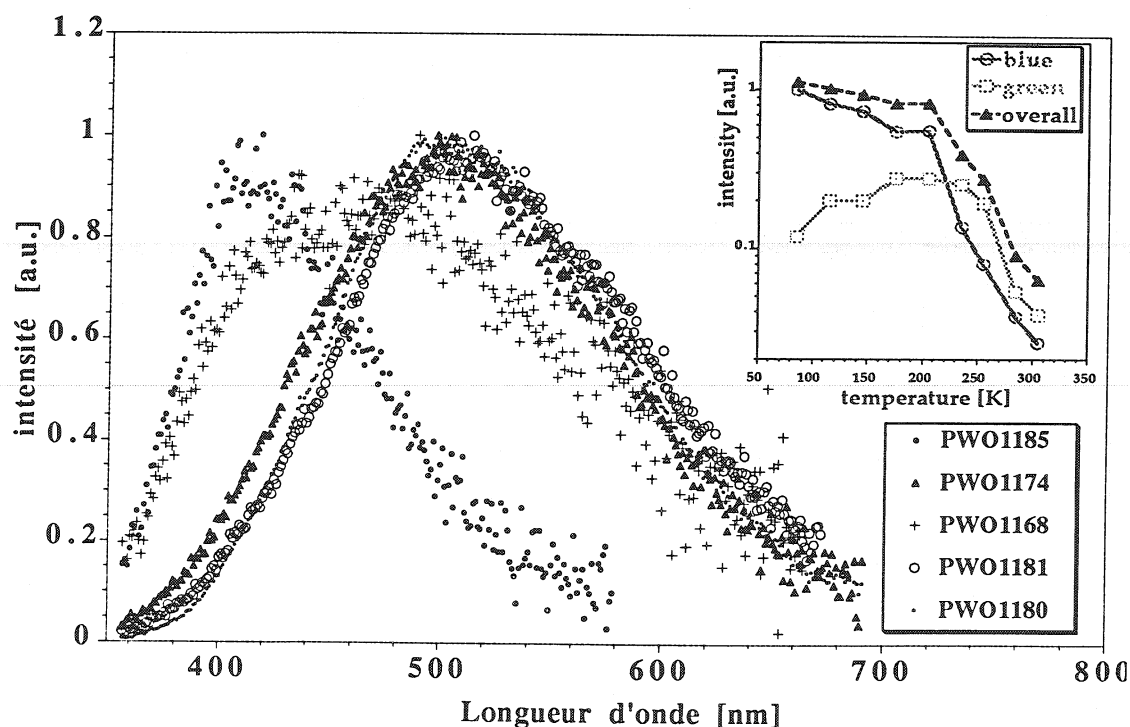


Figure A.1 – Spectres d'émissions de différents cristaux de PbWO_4 excités par des rayons X à la température ambiante [29].

Les cristaux de PbWO_4 possèdent un spectre de luminescence composé principalement de deux composantes :

- une composante « bleue » (410 - 420 nm),
- une composante « verte » (480 - 520 nm).

Le rapport des intensités de ces deux composantes aussi bien que leur cinétique de décroissance varie sur une large gamme en fonction des conditions de croissance, des traitements thermiques fait après celle-ci et des dopages (principalement réalisé avec du nobium, Nb).

En ce qui concerne la résistance aux radiations, il faut que les cristaux de PbWO_4 supportent des flux de neutrons de $\sim 2 \times 10^{12} / \text{cm}^2 / \text{an}$ et des doses de l'ordre de 100 krad/an. Au stade actuel des R&D malheureusement aucun des cristaux testés ne semble suffisamment résistant. En effet des tests de tenue aux radiations sous des faisceaux d'électrons de fortes intensités et de fortes énergies ont révélé des pertes significatives de lumière pour des doses faibles de l'ordre de 100 rad. Des études plus précises ont montré que ces pertes sont dues à une absorption optique induite (transparence des cristaux réduite pour certaines longueurs d'ondes) et que les processus de scintillation ne sont pas affectés. De plus, à la température ambiante après irradiation, il y a un phénomène de recouvrement des propriétés optiques initiales qui peut être décrit par la somme de deux exponentielles dont les constantes de temps sont typiquement de l'ordre de 40 heures et 50 jours.

Annexe B

Mise en cascade d'amplificateur : formule de Friis

Les amplificateurs ont toujours un bruit propre exprimé en nombre d'électrons équivalent à l'entrée de l'amplificateur. On parle alors souvent d' ENC ¹. On a typiquement pour ce genre d'application des $ENC \simeq 5000 e^-$ (ceci dépend bien sûr d'un grand nombre de paramètres tels que le bruit du transistor de tête, la capacité du détecteur, les courants de fuites...). Dans le cas de l'utilisation d'une diode PIN la composante de bruit b/E de l'équation (2.20) est alors donnée par :

$$\frac{b}{E} = \frac{ENC}{\epsilon_{PIN} N_\gamma(E)}, \quad (B.1)$$

où ϵ_{PIN} est l'efficacité quantique de la diode PIN et $N_\gamma(E)$ le nombre de photons arrivant sur la surface active de la jonction en fonction de l'énergie absorbée dans le cristal. On a $N_\gamma(E)$ qui est donné par :

$$N_\gamma(E) = E LY \frac{S_{PIN}}{S_{cristal}}, \quad E \text{ en MeV}, \quad (B.2)$$

où LY est le rendement lumineux en photons/MeV des cristaux, S_{PIN} la surface active de la jonction et $S_{cristal}$ la section arrière des cristaux. Ici on suppose de manière implicite que la distribution du nombre de photons sortant par unité de surface au niveau de la section arrière du cristal est uniforme (dans le cas contraire le rapport des surfaces dans l'expression (B.2) ne serait pas correct). Si on prend $LY = 50$ photons/MeV (cf tableau 2.4) et un diamètre de 5 mm pour la jonction PIN l'équation précédente s'écrit alors :

$$N_\gamma(E) = 2.45E, \quad E \text{ en MeV}. \quad (B.3)$$

La composante stochastique ($a/\sqrt{E}$) est donnée par la photostatistique du photodétecteur qui est régie par une loi de Poisson telle que :

$$\frac{a}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{PIN} N_\gamma(E)}}. \quad (B.4)$$

1. De l'anglais Equivalent Noise Charge.

D'après les équations (B.1) à (B.4) on obtient, si on néglige le terme constant c , l'expression suivante de la résolution :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{1}{2.45E\epsilon_{PIN}}} \oplus \frac{ENC}{2.45E\epsilon_{PIN}}, \quad E \text{ en MeV.} \quad (\text{B.5})$$

Cette expression de la résolution en énergie ne prend pas en compte la statistique de luminescence des cristaux de PbWO_4 (c'est à dire la statistique de développement de la gerbe électromagnétique). Son seul but est de montrer l'influence de la jonction PIN sur la résolution globale. En prenant $\epsilon_{PIN} = 80\%$ et un $ENC = 5000 e^-$ on obtient pour un tel photodétecteur la courbe présentée sur la figure 2.8. Cette courbe nous montre alors la résolution en énergie optimum que l'on pourrait obtenir avec une diode PIN. On remarque que celle-ci est nettement supérieure à la résolution recherchée qui est également représentée sur cette même figure. Dans la gamme d'énergie présentée (10 MeV à 1 TeV) la résolution est dominée par la composante de bruit « électronique » ($ENC/2.45E\epsilon_{PIN}$), la composante stochastique étant largement négligeable.

Un moyen pour réduire la composante de bruit due principalement à l'électronique VFE est d'utiliser à la place des diodes PIN des photodiodes à avalanche (APD) qui sont en quelque sorte identiques aux premières avec en plus un gain interne. En effet dans ce cas la contribution du bruit de l'électronique est divisée par ce gain (dans la mesure où on se place à l'entrée du photodétecteur) de manière à ce que la composante de bruit soit donnée par :

$$\frac{b}{E} = \frac{ENC}{2.45E\epsilon_{APD}M} = \frac{1}{M} \left(\frac{b}{E} \right)_{PIN}, \quad (\text{B.6})$$

si $\epsilon_{APD} = \epsilon_{PIN}$ et $ENC = 5000 e^-$.

où ϵ_{APD} et M sont respectivement l'efficacité quantique et le gain de l'APD.

Or, bien sûr, comme tout amplificateur, les APD possèdent aussi leur propre bruit qui est ici un bruit de multiplication. Celui-ci est caractérisé par l'*excess noise* F qui intervient alors dans l'expression de la composante stochastique comme :

$$\frac{a}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{F}{\epsilon_{APD}N_\gamma(E)}}. \quad (\text{B.7})$$

Donc avec une APD l'expression de la résolution, toujours en négligeant le terme constant, est d'après (B.6) et (B.7) :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{2.45E\epsilon_{APD}}} \oplus \frac{ENC}{2.45E\epsilon_{APD}M}, \quad E \text{ en MeV.} \quad (\text{B.8})$$

Sur la figure 2.8 on a représenté pour deux valeurs d'*excess noise* différentes ($F = 2$ et $F = 10$) les courbes de résolution qui sont cette fois-ci en bon accord avec la résolution recherchée pour autant que l'*excess noise* ne soit pas trop important.

Il convient de préciser que l'APD prise toute seule n'améliore pas le rapport signal sur bruit que l'on pourrait obtenir avec une jonction PIN, l'*excess noise* dégradant justement ce rapport. Ici, on a simplement utilisé la mise en cascade de plusieurs amplificateurs (au sens large du terme) qui, dans certain cas, permet d'améliorer la résolution globale.

En effet tout amplificateur (électronique, APD) peut être quantitativement caractérisé au niveau de son bruit par le **facteur de bruit** F_B défini comme le rapport entre le signal/bruit en entrée et le signal/bruit en sortie :

$$F_B = \frac{S_i/B_i}{S_o/B_o} . \quad (\text{B.9})$$

Un amplificateur parfait aurait un facteur de bruit F_B égal à un, tandis que plus ce facteur est grand plus l'amplificateur est mauvais (du point de vue de son bruit). On montre aisément que lorsqu'on utilise n amplificateurs en cascade, le facteur de bruit global de toute la chaîne est donné par la formule de Friis [32] tel que :

$$F_{B_g} = F_{B_1} + \frac{F_{B_2} - 1}{G_1} + \frac{F_{B_3} - 1}{G_1 G_2} + \dots = F_{B_1} + \sum_{i=2}^n \frac{F_{B_i} - 1}{\prod_{j=1}^{i-1} G_j} , \quad (\text{B.10})$$

où F_{B_i} et G_i sont respectivement le facteur de bruit et le gain du i^{e} amplificateur. On remarque, d'après cette formule, que c'est le premier amplificateur de la chaîne qui joue le rôle le plus important pour autant qu'il possède un gain suffisamment élevé. C'est sur cet amplificateur qu'il convient donc d'apporter la plus grande attention pour essayer de minimiser le facteur de bruit global de la chaîne. Toujours d'après la formule de Friis, il est préférable, dans la mesure du possible, de placer l'amplificateur possédant le plus petit facteur de bruit en tête de la chaîne d'amplification.

Dans notre cas, on a deux amplificateurs en cascade (l'APD et l'amplificateur de courant ou de charge). D'après (B.10), l'expression du facteur de bruit global est donc la suivante :

$$F_{B_g} = F_{B_{APD}} + \frac{F_{B_{ampli}} - 1}{M} , \quad (\text{B.11})$$

où $F_{B_{APD}}$ et $F_{B_{ampli}}$ sont les facteurs de bruit de l'APD et de l'amplificateur respectivement. La valeur de $F_{B_{APD}}$ est d'après (B.9) :

$$F_{B_{APD}} = \frac{N_\gamma / \sqrt{N_\gamma}}{M N_\gamma / M \sqrt{N_\gamma F}} = \sqrt{F} . \quad (\text{B.12})$$

La valeur de $F_{B_{APD}}$ est donc directement liée à celle de l'*excess noise*. De plus celle-ci est constante avec l'amplitude du signal N_γ . Ceci vient du fait que le bruit de l'APD est un bruit « multiplicatif² ».

2. On peut aussi exprimer le bruit de l'APD comme un bruit additif (comparable à l'*ENC* de l'am-

Pour l'amplificateur de courant ou de charge on a :

$$F_{B_{ampli}} = \frac{N_\gamma / \sqrt{N_\gamma}}{G_{ampli} N_\gamma / (G_{ampli}^2 ENC^2 + G_{ampli}^2 N_\gamma)^{1/2}} = \sqrt{\left(1 + \frac{ENC^2}{N_\gamma}\right)}. \quad (B.13)$$

$F_{B_{ampli}}$ varie avec l'amplitude du signal N_γ , ceci est dû au fait que le bruit de l'amplificateur est un bruit additif. Si l'on reprend les valeurs numériques précédemment utilisées on obtient pour $E = 10 \text{ MeV}$ $F_{B_{ampli}} \simeq 1010$ et pour $E = 1 \text{ TeV}$, $F_{B_{ampli}} \simeq 3.3$. Il apparait donc de manière évidente que l'APD possède un facteur de bruit bien meilleur que celui de l'amplificateur de courant sur la gamme dynamique utile. L'avantage des APD par rapport aux diodes PIN est aussi clairement visible. En effet, $F_{B_{PIN}} = 1$ et la PIN ne possède pas de gain, d'où l'expression de facteur de bruit global suivante :

$$F_{B_g} = F_{B_{PIN}} + F_{B_{ampli}} - 1 = F_{B_{ampli}},$$

ce qui est très supérieur au facteur de bruit global obtenu par l'équation (B.11) compte tenu des valeurs de $F_{B_{ampli}}$.

plificateur de charge) que l'on pourrait appeler $ENPh$ (Equivalent Noise Photons) et qui serait défini par :

$$G\sqrt{N_\gamma F} = G\sqrt{N_\gamma} \oplus G ENPh.$$

d'où :

$$ENPh = \sqrt{N_\gamma (F - 1)} = \sqrt{N_\gamma (F_{B_{APD}}^2 - 1)}.$$

On peut remarquer que sous cette forme l'ENPh varie en fonction de l'amplitude du signal N_γ (alors que l'ENC est constant).

Annexe C

Compression et analyse numérique du signal

Avant toutes choses, il convient de s'assurer que l'ensemble compresseur + ADC ne détériore pas la résolution déjà acquise par les étages précédents. On peut considérer que cela est vrai (ou du moins que la résolution due à la quantification est négligeable) si celle-ci est inférieure à la résolution du signal d'entrée.

Bien sûr cette résolution de quantification dépend du type de compression non linéaire que l'on va utiliser. La compression la plus communément utilisée dans le domaine des télécommunications et venant des théories du transport de l'information, est la compression dite logarithmique. Ce type de compression a l'avantage de répartir la dynamique de l'ADC de telle sorte que la résolution soit constante. Elle permet aussi de définir le nombre de bits minimum que doit posséder l'ADC pour que la résolution soit (sur toute sa dynamique) inférieure à une valeur donnée comme par exemple, dans le cas qui nous intéresse, à la valeur du terme constant c . La compression logarithmique peut s'écrire dans notre cas comme :

$$N_{ADC} = \gamma \ln \left(\frac{E}{E_{min}} \right), \quad (C.1)$$

où N_{ADC} est la valeur décimale obtenue en sortie de l'ADC, E_{min} l'énergie minimum que l'on souhaite mesurer (25 MeV) et γ une constante de calibration qui peut être calculée sachant que pour $E = 2.5$ TeV on a $N_{ADC} = 2^{12} = 4096$. On montre alors d'après (C.1) que la résolution de quantification est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_Q}{\gamma}, \quad (C.2)$$

où E_Q est l'erreur de quantification que l'on considère.

Il existe à ce niveau des différences d'interprétation sur la valeur à prendre pour E_Q . En effet, au regard des diverses notes techniques ayant attrait à la numérisation du signal analogique, la valeur donnée à E_Q est soit de $LSB/2^1$ ou soit de $LSB/\sqrt{12}$. Cela vient

1. Last Significant Bit : valeur du pas (ici en énergie) entre deux échantillons contigus.

du fait qu'entre deux échantillons distants de 1 *LSB* on suppose toujours une distribution uniforme des amplitudes. Dans ce cas particulier on peut définir une erreur maximum de $\pm LSB/2$. Si la distribution était gaussienne cela n'aurait bien sûr aucun sens. C'est une métrique commode pour ce cas particulier mais on ne peut pas l'utiliser simplement pour la combiner avec des erreurs suivant d'autres lois, d'où l'intérêt d'utiliser l'écart type qui est égale à $LSB/\sqrt{12}$ (toujours dans ce cas précis). Finalement dans l'étude qui suit nous prendrons, dans tous les cas, $E_Q = 1 LSB$ afin de pouvoir comparer les effets des différents modes de compression tout en gardant une marge de sécurité².

Dans le cas de l'utilisation d'un compresseur logarithmique suivi d'un ADC 12 bits, tel que présenté précédemment, on obtient alors d'après (C.2) une résolution de quantification constante en fonction de l'énergie $\Delta E/E = 0.28\%$ comme nous le montre la figure 2.9 page 46.

Mais les difficultés de conception, ayant pour cause la grande dynamique du signal d'entrée et le bruit trop important que pourrait apporter un tels dispositif, ont favorisé l'étude d'autres compresseurs tel que le « compresseur multi-pentes » dont le principe est évoqué par la figure C.1. La résolution obtenue avec un tel compresseur et un ADC 10 bits (ainsi qu'avec des cristaux de $PbWO_4$ et des APD EG&G) en faisceau test en août 1996 est présenté sur la figure 2.9 [36]. On peut remarquer sur cette courbe que la résolution se détériore brutalement en certains points qui correspondent en fait au changement de régime du compresseur. Ceci est lié à la décompression du signal numérique qui est entachée d'une grande incertitude produite pour une bonne part par le bruit du signal analogique lui même lors de la compression.

Un moyen de palier à tous ces problèmes de bruit rajoutés lors de la décompression du signal est d'utiliser une compression dite « multi-gain ». Dans ce cas le signal de sortie du préamplificateur, comme nous le montre la figure C.2, subit en parallèle quatre amplifications dont les gains sont respectivement 1, 4, 8 et 32. Le signal de sortie de chaque amplificateur est alors envoyé sur des comparateurs permettant de générer un signal logique codé sur 2 bits (quatre gains) afin de choisir le gain optimum à appliquer au signal (en fonction de l'amplitude de celui-ci) qui sera alors envoyé sur l'ADC.

Le « compresseur multi-gain » (ou *floating point unit*) fournit donc des données numériques codées sur 14 bits; 12 bits provenant de l'ADC plus 2 bits de codage pour le gain³. La compression du signal est donc moins performante (en terme de nombre de bits)

2. En fait le terme à ajouter quadratiquement à la résolution du signal analogique pour cause de compression et de quantification est fonction de la distribution du signal d'entrée. Mais dans la mesure où l'on cherche à ce que la résolution de quantification soit bien meilleure que celle du signal d'entrée, on pourra négliger celle-ci par la suite.

3. On peut remarquer que la valeur 32 est codée en binaire sur 5 bits que l'on peut rajouter au 12 bits de l'ADC ce qui nous donne bien les 17 bits de dynamique requise.

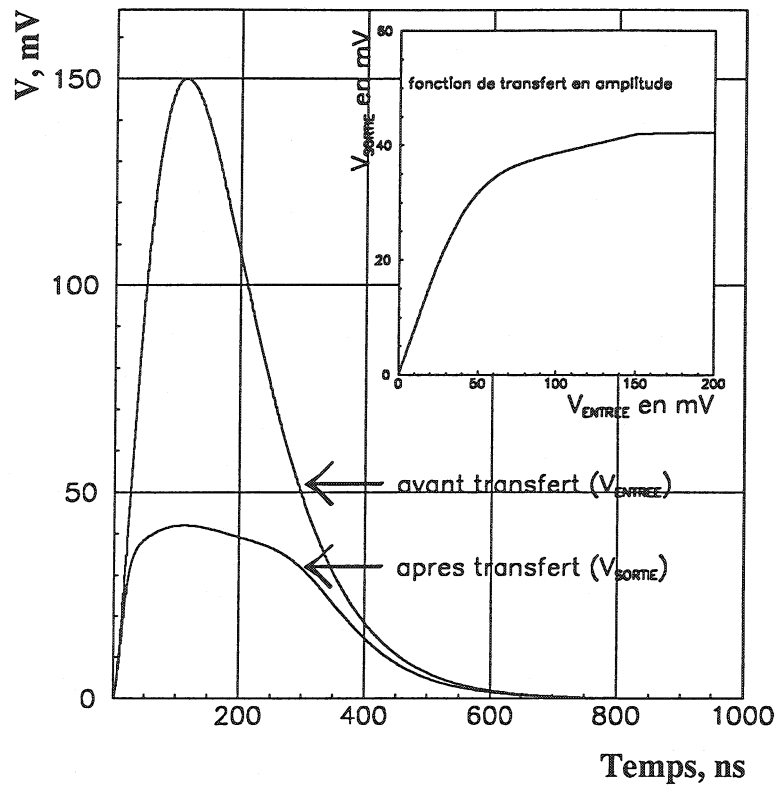


Figure C.1 – Exemple de compression analogique non linéaire obtenue avec un « compresseur multi-pentes » dont la fonction de transfert en amplitude (en haut à droite) possède 3 régimes [36].

que celle obtenue par les deux solutions précédentes, mais cette méthode a l'avantage de poser beaucoup moins de problèmes lors de la décompression du signal dans la mesure où l'on connaît avec certitude pour chaque échantillon la valeur du gain utilisée (il n'est pas nécessaire de construire une *look up table* associant à chaque valeur de l'ADC un coefficient de décompression). La résolution de quantification que l'on obtient avec le « compresseur multi-gain » également présentée sur la figure 2.9 nous montre bien que celle-ci est meilleure que celle recherchée. Il convient de préciser que pour construire cette courbe on a supposé que les changements de gain sont réalisés lorsque l'ADC arrive à saturation. De plus l'ensemble compresseur + ADC a été étalonné de telle manière que lorsque $N_{ADC} = 2^{12}$ avec le gain 1 cela correspond à une énergie de 2.5 TeV. De ce fait avec le gain 32 on a 1 *LSB* qui représente ~ 19 MeV en énergie. C'est donc, à l'heure actuelle, vers cette dernière solution que semble s'orienter la collaboration CMS [33].

L'estimation de l'énergie déposée dans le cristal est proportionnelle à l'amplitude maximum du signal fourni par le préamplificateur, c'est donc une estimation de cette amplitude qu'il faut réaliser à partir du signal échantillonné. Pour se faire il est proposé

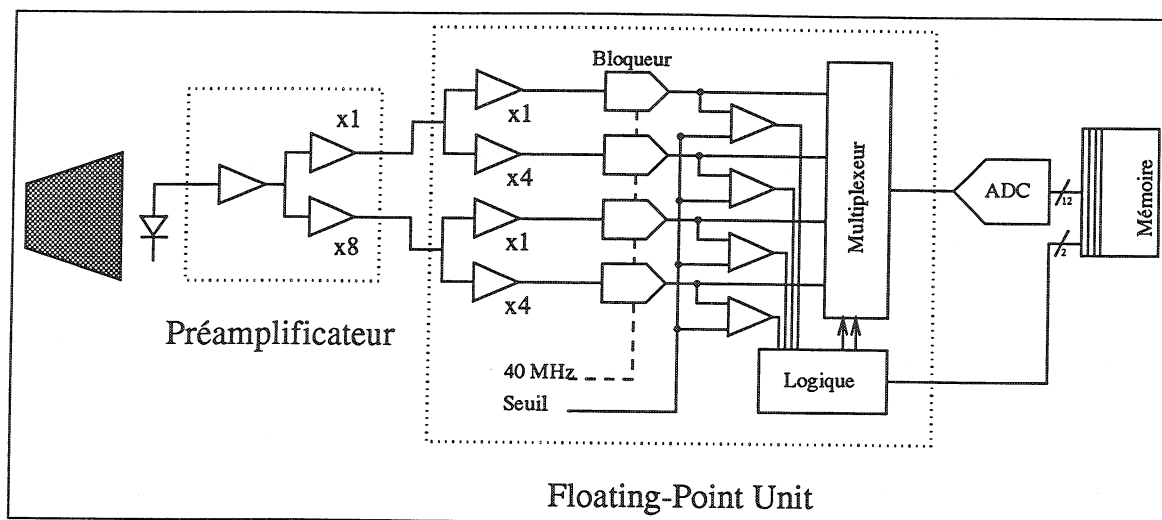


Figure C.2 – Synoptique du compresseur « multi-gain » [33].

d'utiliser des filtres digitaux à réponse impulsionnelle finie (FIR) [37] ou encore des filtres digitaux non linéaires plus sophistiqués construits à partir de ces mêmes filtres [38]. Une des principales sources d'erreur est le *jitter* en temps que peuvent présenter les échantillons par rapport à l'horloge de synchronisation fournie par l'accélérateur⁴ à cause de la dépendance en phase de la sortie des filtres. Cette erreur est d'autant plus prédominante que les signaux sont de grandes amplitudes car le bruit électronique devient alors négligeable.

La compression des données numériques est elle aussi importante dans la mesure où le flux de données pouvant sortir du calorimètre électromagnétique est limité à environ 60 kbytes. Or si l'on considère que pour chaque voie de lecture il y a 12 échantillons de 3 bytes cela correspond pour 100000 voies à environ 3.6 Mbytes. Il faut donc diminuer par un facteur 60 le nombre de byte. Pour se faire il est possible de réaliser une coupure physique, c'est-à-dire qu'à chaque événement seule une partie « intéressante » des cristaux est lue. On peut envisager de gagner avec cette coupure un facteur 10 environ. Le facteur 6 restant à gagner devra être obtenu par des méthodes de compression des données. Celles-ci peuvent être basées sur une connaissance à priori de la forme des impulsions ou dérivées de méthodes déjà existantes (compression de la parole ou de l'image...).

4. Il est prévu que la numérisation de chaque voie de lecture soit synchronisée avec l'horloge du LHC de telle manière que l'un des échantillons soit obtenu lorsque le signal analogique passe par son maximum. Pour se faire il faut donc prévoir des retards sur la distribution de l'horloge aux ADC dont les durées seront fonction de η , prenant ainsi en compte les différents temps de vol. Mais du fait de l'incertitude importante sur la position exacte du vertex (cf. tableau 1.3) il est aisé de comprendre que celle-ci se traduit par du *jitter*.

Annexe D

La jonction PN : caractéristiques communes aux APD

Le but de cette annexe n'est pas de réaliser une étude¹ détaillée de la jonction PN mais de mettre en avant les caractéristiques principales de tels dispositifs dans le cadre de la photodétection. En effet la capacité du détecteur, le profil du champ électrique ainsi que les courants de fuite qui sont propres à la jonction PN possèdent des liens très étroits avec les performances des APD (gain, bruit).

Formation de la jonction PN :

Une jonction PN est obtenue par la mise en contact d'un semi-conducteur de type P et d'un semi-conducteur de type N. Nous rappelons simplement qu'un semi-conducteur de type P est obtenu en dopant le matériau intrinsèque avec des atomes accepteurs (tel que le phosphore dans le cas du silicium) conduisant à une forte concentration p de trous libres et à un niveau de Fermi E_f proche de la bande de valence, alors qu'un semi-conducteur de type N est obtenu en dopant le semi-conducteur intrinsèque avec des atomes donneurs (tel que le bore dans le cas du silicium) conduisant à une forte concentration n d'électrons libres et à un niveau de Fermi E_f proche de la bande conduction (voir figure D.1a).

Le fort gradient de concentration des porteurs de charges libres au niveau de la jonction est à l'origine de la diffusion de ces mêmes porteurs. Ainsi les trous de la zone P diffusent vers la zone N laissant alors les ions accepteurs fixes de la zone P (proche de la jonction) non compensés. Inversement les électrons de la zone N diffusent vers la zone P laissant alors les ions donneurs fixes de la zone N (proche de la jonction) non compensés. Il en résulte qu'une zone de charge d'espace négative se forme du côté P de la jonction et qu'une zone de charge d'espace positive se forme du côté N. Les charges d'espace sont alors à l'origine d'un champ électrique orienté positivement de N vers P qui s'oppose à la

1. Il existe un grand nombre d'ouvrages traitant de manière très complète les semi-conducteurs ainsi que les jonctions PN tels que [39], [40], [41]...

diffusion des porteurs de charge (voir figure D.1b).

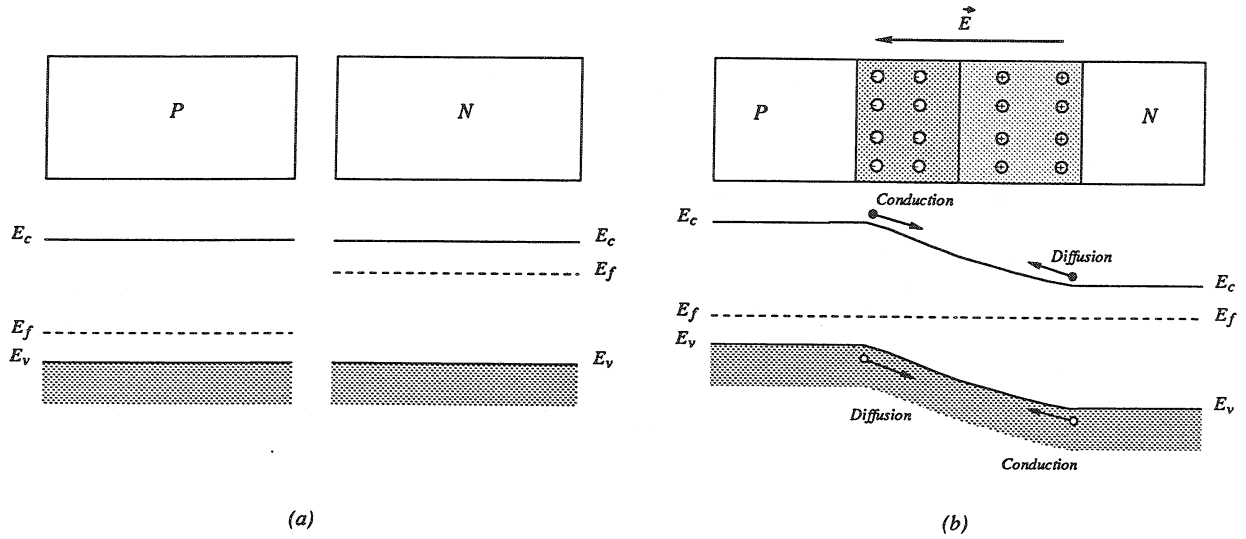


Figure D.1 – (a) Semi-conducteur de type P et N avant la formation de la jonction. (b) Jonction PN à l'équilibre thermique: structure des bandes d'énergie et champ électrique $\vec{E}$ dans la zone de charge d'espace.

On obtient donc à l'équilibre thermique un état stable qui se traduit par le fait que les densités de courant de trou J_p et d'électron J_n au niveau de la jonction sont nulles. La région du côté P dépourvue de trou avec la région du côté N dépourvue d'électron forment ce que l'on appelle la zone de charge d'espace ou la zone déplétée.

Densité de courant et niveau de Fermi à l'équilibre:

La densité de courant de trous est donnée par la somme de deux contributions qui sont, d'une part, le courant de conduction dû à la présence d'un champ électrique, et d'autre part, le courant de diffusion dû à la présence d'un gradient de concentration. Dans un cas à une dimension où x représente la position dans la jonction, l'expression de la densité de courant J_p est donnée par:

$$\begin{aligned} J_p &= J_p(\text{conduction}) + J_p(\text{diffusion}) \\ &= q\mu_p p \mathcal{E} - qD_p \frac{dp}{dx} \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

où $q = -1.6 \times 10^{-19}$ C est la charge de l'électron, μ_p la mobilité des trous et D_p le coefficient de diffusion des trous.

On a une relation similaire pour le courant d'électrons J_n qui est:

$$\begin{aligned} J_n &= J_n(\text{conduction}) + J_n(\text{diffusion}) \\ &= q\mu_n n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

où μ_n et D_n sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons.

En utilisant les relations d'Einstein

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \text{ et } D_n = \frac{kT}{q} \mu_n ,$$

où $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann et T la température en °K, et en exprimant les concentrations de porteurs en fonction du niveau de Fermi E_f tel que :

$$n = n_i e^{(E_f - E_i)/(kT)} , \quad (\text{D.3})$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_f)/(kT)} , \quad (\text{D.4})$$

où n_i est la densité intrinsèque de porteurs ($n_i \sim 1.18 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour le Si à 300 °K) et E_i est l'énergie au milieu de la bande de conduction, on montre que les équations (D.1) et (D.2) peuvent s'écrire² [40] :

$$J_p = \mu_p p \frac{dE_f}{dx} ,$$

$$J_n = \mu_n n \frac{dE_f}{dx} ,$$

Or à l'équilibre thermique on a vu que $J_p = J_n = 0$, ce qui implique alors que $dE_f/dx = 0$ donc que E_f doit être constant tout au long de la jonction (voir figure D.1b).

Potentiel interne (jonction abrupte) :

Nous allons maintenant considérer une jonction abrupte dans laquelle les zones P et N sont uniformément dopées à des concentrations N_A et N_D respectivement (voir figure D.2a).

Du fait de la présence des zones de charges d'espace non nulles il s'établit une différence de potentiel entre les deux extrémités de la zone déplétée que l'on nomme le potentiel interne, ou en anglais le *built-in potential*, donné par la relation suivante (voir figure D.2b) :

$$V_{bi} = - \int_{-x_p}^{x_n} \mathcal{E}(x) dx = \psi_n - \psi_p , \quad (\text{D.5})$$

où x_p et x_n sont représentés sur la figure D.2 et où ψ_p et ψ_n sont les potentiels électrostatiques dus à la distribution des charges en x_p et x_n respectivement. Le potentiel électrostatique $\psi(x)$ est relié à la distribution des charges dans la jonction par l'équation de Poisson telle que :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = - \frac{d\mathcal{E}}{dx} = - \frac{\rho_s}{\epsilon_0 \epsilon_S} = - \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_S} (N_D - N_A + p - n) , \quad (\text{D.6})$$

2. On utilise aussi le fait que $\mathcal{E}(x) = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx}$.

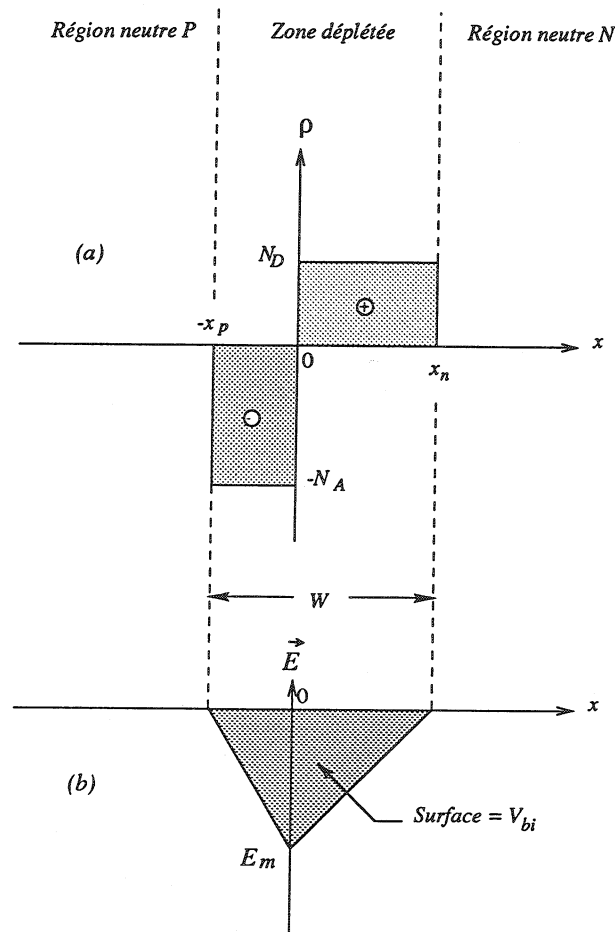


Figure D.2 – (a) Distribution de la charge d'espace dans la zone de déplétion à l'équilibre thermique pour une jonction PN abrupte. (b) Distribution du champ électrique correspondant. L'origine est prise à l'intersection des axes.

où ρ_s est la densité de charge, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} \text{ F.cm}^{-1}$ et ϵ_s la permittivité relative du matériau semi-conducteur qui est de 11.9 pour le silicium. Pour écrire l'équation (D.6) nous avons supposé que tous les atomes donneurs et accepteurs sont ionisés, ce qui à 300°K (température ambiante) est une bonne approximation. En effet l'énergie d'agitation thermique est suffisamment importante pour ioniser tous les atomes dopants.

Les potentiels électrostatiques ψ_p et ψ_n sont définis à partir du niveau de Fermi et du niveau intrinsèque E_i tels que :

$$\begin{cases} \psi_p = -\frac{1}{q} (E_i - E_f) \text{ dans la région P} \\ \psi_n = -\frac{1}{q} (E_i - E_f) \text{ dans la région N} \end{cases} \quad (\text{D.7})$$

Pour calculer ψ_p et ψ_n en fonction des paramètres des différents types de semi-conducteur, on considère que dans la **région P neutre** (c'est-à-dire en dehors de la zone de charge

d'espace) on a $p = N_A$ et $N_A \gg N_D$ tandis que dans la région N neutre on a $n = N_D$ et $N_D \gg N_A$. On obtient alors d'après les équations (D.3), (D.4) et (D.7):

$$\begin{cases} \psi_p = \frac{-kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \text{ dans la région P} \\ \psi_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \text{ dans la région N} \end{cases} \quad (\text{D.8})$$

La valeur du potentiel interne V_{bi} (built-in potential) est alors donnée à l'équilibre thermique et dans le cas d'une **jonction abrupte** par :

$$V_{bi} = \psi_n - \psi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} . \quad (\text{D.9})$$

Largeur de la zone de charge d'espace et capacité (jonction abrupte) :

Dans le cas de l'utilisation d'une jonction PN (ou de ses dérivés tels que les PIN ou les APD) il est important d'avoir une zone déplétée suffisamment large pour que la capacité du détecteur ne soit pas trop grande et pour que les paires électron/trou produites lors de l'absorption de photons dans la zone de charge d'espace soient collectées (ou plus précisément mises en mouvement) grâce au champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ avant leurs recombinaisons.

Pour la jonction abrupte déjà considérée la largeur de la zone de charge d'espace est donnée par $x_p + x_n$ (voir figure D.2). D'après la distribution de la charge d'espace représentée sur la figure D.2a et l'équation (D.6) on peut écrire que dans la zone déplétée on a :

$$\begin{cases} \frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{+qN_A}{\epsilon_0\epsilon_S} \text{ pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ \frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{-qN_D}{\epsilon_0\epsilon_S} \text{ pour } 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{D.10})$$

Or la neutralité de la charge d'espace sur l'ensemble de la jonction (système isolé) implique que la charge d'espace négative par unité de surface de la zone P déplétée soit égale à la charge d'espace positive par unité de surface de la zone N déplétée. Ce qui se traduit par :

$$N_D x_n = N_A x_p \quad (\text{D.11})$$

Le champ électrique représenté sur la figure D.2b est obtenu en intégrant les équations (D.10) :

$$\begin{cases} \mathcal{E}(x) = -\frac{d\psi}{dx} = \frac{-qN_A(x+x_p)}{\epsilon_0\epsilon_S} \text{ pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ \mathcal{E}(x) = -\frac{d\psi}{dx} = \frac{qN_D(x-x_n)}{\epsilon_0\epsilon_S} \text{ pour } 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{D.12})$$

La valeur maximum $\mathcal{E}_m$ du champ électrique est obtenue en $x = 0$:

$$\mathcal{E}_m = \frac{qN_D x_n}{\epsilon_0\epsilon_S} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon_0\epsilon_S} . \quad (\text{D.13})$$

ANNEXE D. LA JONCTION PN : CARACTÉRISTIQUES COMMUNES AUX APD

D'après l'équation (D.5) que l'on combine avec les équations (D.10) à (D.13) on obtient alors la largeur totale W de la zone de charge d'espace :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_S}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}} \quad (D.14)$$

Connaissant la largeur de la zone de charge d'espace on peut alors calculer la capacité de la jonction dite capacité de déplétion. En effet par unité de surface on peut écrire :

$$C \equiv \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{W \frac{dQ}{\varepsilon_0 \varepsilon_S}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_S}{W} .$$

Donc la capacité C_{det} de la jonction PN (ou du photodétecteur) est donnée par la relation suivante :

$$C_{det} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_S S}{W} . \quad (D.15)$$

où S est la surface de la jonction (ou du photodétecteur).

Polarisation de la jonction (abrupte) :

Lorsqu'une tension extérieure positive V_R est appliquée à la zone N par rapport à la zone P, *polarisation dite en inverse*, la variation totale du potentiel électrostatique V_T augmente d'autant. Ainsi la différence de potentiel entre la zone N et P est donnée par :

$$V_T = V_{bi} + V_R .$$

Il en résulte que la largeur de la zone de charge d'espace s'étend sur les cotés P et N entraînant par la même une augmentation du champ électrique $\vec{E}$. La largeur de la zone de charge d'espace est obtenue dans ce cas en remplaçant V_{bi} dans l'équation (D.14) par $V_{bi} + V_R$, soit :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_S}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} + V_R)} . \quad (D.16)$$

Ainsi la largeur W de la zone de charge d'espace augmente proportionnellement à la racine carrée de la tension de polarisation inverse dans le cas d'une jonction abrupte. On observe aussi une diminution de la capacité de la jonction :

$$C_{det} \propto \frac{1}{V_R^{1/2}} . \quad (D.17)$$

En polarisation directe, c'est-à-dire lorsque l'on applique une tension V_F négative à la zone N par rapport à la zone P, des considérations analogues aux précédentes peuvent être faites. On remplace le terme V_{bi} par $V_{bi} + V_F$. Or V_F étant négatif, la variation totale du potentiel électrostatique V_T à travers la jonction est plus petite qu'à l'équilibre, ce qui

entraîne alors un rétrécissement de la zone de charge d'espace, une diminution du champ électrique et une augmentation de la capacité C_{det} . De plus, dans ce cas, des courants très importants traversent la jonction (courants de plusieurs ordres de grandeurs plus importants que les courants inverses).

D'après les considérations précédentes, il apparait donc clairement que les jonctions PN pour la photodétection (ou la détection de particules ionisantes) doivent être utilisées en polarisation inverse pour les raisons suivantes :

- large zone déplétée d'où faible capacité,
- possibilité d'obtenir de forts champs électriques (important pour le processus d'ionisation par impact dans les APD),
- faible courant de fuite ou d'obscurité.

Jonction linéaire graduelle :

Alors que l'approximation de la jonction abrupte (considérée jusqu'à présent) fournit une description adéquate pour des jonctions diffusées peu profondes ou obtenues par épitaxie, au contraire, dans le cas de diffusions profondes, il convient d'utiliser une autre approximation appelée approximation de la jonction linéaire graduelle.

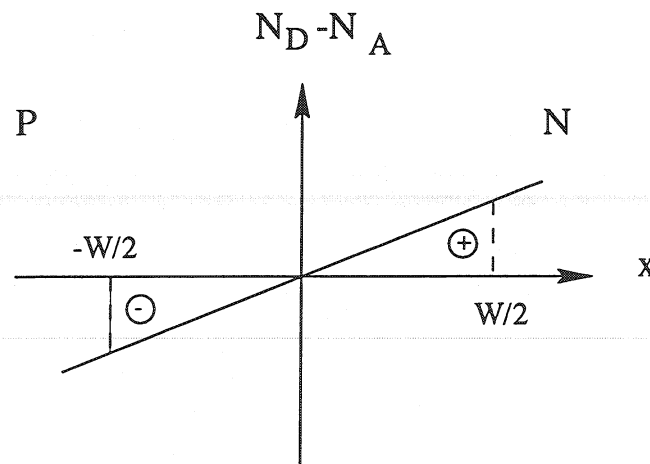


Figure D.3 – Distribution de la charge d'espace dans une jonction linéaire graduelle.

La figure D.3 présente la distribution de la charge d'espace dans une jonction linéaire graduelle. D'après cette figure on peut écrire que :

$$N_D - N_A = ax ,$$

a étant la pente de la droite. L'équation de Poisson dans la zone de charge d'espace s'écrit alors :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{-q}{\epsilon_0\epsilon_S} ax .$$

Comme pour la jonction abrupte on peut calculer la largeur W de la zone de charge d'espace en fonction de V_R , la tension de polarisation en inverse. On obtient :

$$W = \left[\frac{12\epsilon_0\epsilon_S(V_{bi} + V_R)}{qa} \right]^{1/3} , \quad (D.18)$$

avec

$$V_{bi} = \frac{2}{3} \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{a^3 \epsilon_0 \epsilon_S kT / q}{8qn_i^3} \right) . \quad (D.19)$$

Le champ électrique maximum obtenu en $x = 0$ est égal à :

$$\mathcal{E}_m = \frac{qaW^3}{12\epsilon_0\epsilon_S} . \quad (D.20)$$

On remarque que pour la jonction linéaire graduelle la valeur de W augmente linéairement avec la racine cubique de V_R (contre la racine carrée pour la jonction abrupte). La capacité (toujours donnée par la formule (D.15)) diminue donc linéairement avec $V_R^{1/3}$.

Dans la pratique la plupart des jonctions PN se situent entre ces deux types de structures.

Signalons que l'étude de la variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation inverse V_R peut donner des indications sur le profil de dopage de la jonction surtout lorsqu'il existe une dissymétrie forte entre les concentrations de dopage des zones P et N. En effet si l'on considère une jonction PN^+ , c'est-à-dire que la zone N est très fortement dopée devant la zone P dont le profil de dopage $N_A(x)$ est quelconque, la variation de la largeur de la zone de charge d'espace en fonction de V_R n'est due pratiquement qu'à la variation de la largeur de la zone déplétée dans la région P d'où :

$$N_A(W) \propto \frac{1}{d(1/c^2)/dV_R} . \quad (D.21)$$

Jonction PIN et zones faiblement dopées :

La valeur du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ dans la zone de charge d'espace n'est pas du tout homogène aussi bien dans le cas des jonctions PN abruptes (voir figure D.2) que dans le cas des jonctions linéaires graduelles (profil de champ électrique parabolique). C'est pourquoi dans un grand nombre de cas il est intéressant d'ajouter, entre les régions P et N, une zone I dite intrinsèque (non dopée) ou une zone π (très faible dopage P) ou encore une zone ν (très faible dopage N). Cela permet, comme nous le montre la figure D.4, d'obtenir des champs électriques homogènes ou pratiquement homogènes sur des grandes

dimensions (plusieurs dizaines de micromètres) mais aussi d'augmenter la taille de la zone de charge d'espace sans avoir besoin d'appliquer une tension de polarisation inverse trop importante. En effet, du fait de la très faible concentration en impuretés de la zone I, π ou ν celle-ci se déplète très rapidement (avec la polarisation) par rapport aux zones P et N (conservation de la neutralité électrique, cf. équation (D.11)).

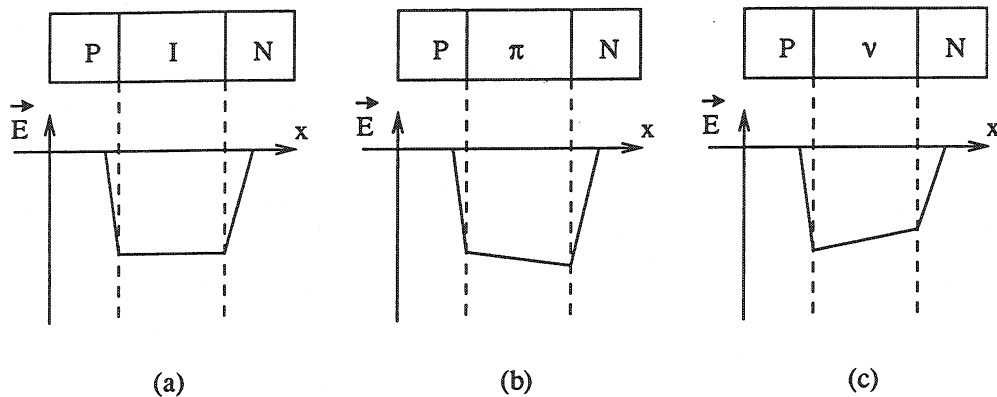


Figure D.4 – Profil du champ électrique dans une jonction (a) PIN, (b) P π N et (c) P ν N.

Ce que l'on peut retenir des zones I, π et ν , c'est qu'elles permettent, dans la mesure du possible et en fonction des divers besoins, de « façonner » des profils de champs, des largeurs de zones déplétées ainsi que des courbures de bandes (*staircase APD* [45]).

Efficacité quantique :

Afin d'améliorer l'efficacité quantique pour les photons de courte longueur d'onde (grande énergie) il est nécessaire de réduire au maximum la taille de la zone P (ou N) faisant office de fenêtre d'entrée. En effet le coefficient d'absorption de ceux-ci diminuant avec la longueur d'onde (voir figure D.5) le nombre de paires électron/trou créées dans la zone neutre avant la zone de charge d'espace, augmente lorsque la longueur d'onde des photons diminue. Le déplacement des porteurs de charges dans cette zone ne s'effectuant que par diffusion (absence de champ électrique) vers la zone déplétée, les paires électron/trou sont beaucoup plus sujettes au mécanisme de recombinaison que lorsqu'il existe un champ électrique. Ce mécanisme de recombinaison provoquant une réduction du nombre de porteurs libres entraîne une diminution du signal électrique mesurable, d'où l'intérêt de réduire au maximum cette zone neutre.

Pour les grandes longueurs d'ondes l'efficacité quantique est limitée par l'énergie E_g de la bande interdite (1.12 eV pour le Si) du semi-conducteur. Ainsi pour qu'une paire électron/trou soit générée optiquement il faut que la longueur d'onde du photon soit

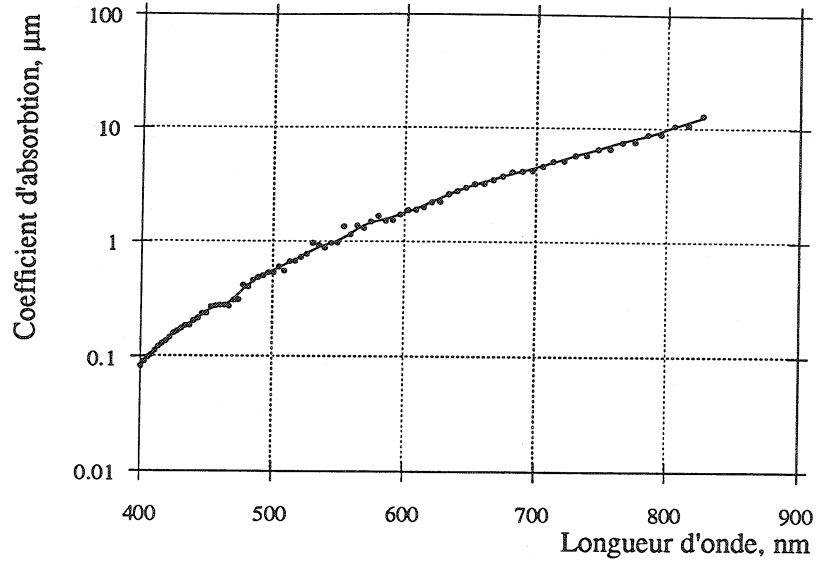


Figure D.5 – Coefficient d'absorption de la lumière en fonction de la longueur d'onde dans le silicium [42, 43].

inférieure à λ_c avec³:

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

où $h = 6.62 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Plank et $c = 2.998 \times 10^8$ m.s⁻¹ la célérité de la lumière dans le vide. Pour le silicium on a $\lambda_c = 1.1 \mu\text{m}$.

Le taux de génération de paires électron/trou se fait suivant une loi exponentielle qui est de la forme :

$$G(x) = \frac{P}{h\nu} a e^{-ax}, \quad (\text{D.22})$$

où $P/h\nu$ représente le nombre de photons incidents et a le coefficient d'absorption de la lumière donné pour le silicium par la figure D.5. L'efficacité quantique est alors donnée par :

$$\varepsilon_Q = \frac{I_{ph}/q}{P/h\nu}, \quad (\text{D.23})$$

où I_{ph} est le photocourant **primaire**⁴ généré dans le circuit extérieur.

De plus, pour obtenir une bonne efficacité quantique, il convient de s'assurer que la fraction de photons réfléchis à la surface du semi-conducteur soit la plus petite possible. La transmission entre le cristal de PbWO₄ et le silicium de l'APD peut être parfaite pour

3. On utilise en général : $\lambda_c [\mu\text{m}] = \frac{1.241}{E_g [\text{eV}]}$

4. Ici on insiste sur le terme primaire car, dans le cas des APD, ce photocourant primaire est généralement multiplié par le gain M d'où la difficulté de mesurer correctement ε_Q .

une longueur d'onde donnée si l'on dépose une couche antireflet [46] dont l'indice optique est donné par :

$$n_1 = \sqrt{(n_0 n_2)} , \quad (\text{D.24})$$

et dont l'épaisseur δ est :

$$\delta = \frac{\lambda}{4n_1} , \quad (\text{D.25})$$

où n_0 et n_2 sont respectivement les indices du cristal et du silicium.

Dans notre cas on a $n_0 = 2.16$ pour $\lambda = 500 \text{ nm}$ et $n_2 = 3.6$ d'où un indice de réfraction de la couche antireflet qui doit être proche de 2.8. Les couches antireflets compatibles avec la technologie silicium sont généralement fabriquées à partir du SiO_2 d'indice optique égal à 1.46 ou du Si_3N_4 d'indice optique égal à 2.05.

Les courants de fuites :

La figure 3.2 (en début de chapitre) présente la caractéristique courant-tension d'une jonction PIN (ou PN) ainsi que celle d'une APD quand V_R devient suffisamment grand. Dans le cas d'une jonction idéale⁵ cette caractéristique est donnée par l'équation de Shockley ([40] p.91) :

$$J = J_S (e^{qV/kT} - 1) , \quad (\text{D.26})$$

où V est la tension de polarisation prise positive lorsque la jonction est passante (en direct). L'équation (D.26) prévoit donc une densité de courant inverse, paramètre essentiel pour les détecteurs, qui tend vers une valeur $-J_S$ (densité de courant de saturation) indépendante de la polarisation. Pour une jonction idéale ce courant inverse dit de **diffusion** est dû aux porteurs minoritaires issus des zones neutres qui atteignent par diffusion la zone déplétée et qui sont alors entraînés par le champ électrique. On obtient J_S à partir des équations de diffusions [40] :

$$J_S = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} , \quad (\text{D.27})$$

où p_{n0} et n_{p0} sont les concentrations de porteurs minoritaires dans les zones N et P respectivement et où L_p et L_n sont les longueurs de diffusion des trous et des électrons respectivement.

Une analyse plus détaillée nous montrerait que le courant inverse est en fait dû à la somme de deux contributions dans le cas d'une jonction réelle : le courant inverse de diffusion précédemment décrit et le **courant de génération dans la zone de charge**

5. La jonction idéale est une jonction abrupte prise dans les conditions de faible injection (c'est-à-dire que les densités de porteurs minoritaires injectées sont petites devant les densités de porteurs majoritaires) et pour laquelle ni les courants de génération, ni les courants de recombinaison existent dans la zone déplétée (i.e. les courants de trous et d'électrons dans la zone de charge d'espace sont constants).

d'espace. Cette dernière contribution dépend de τ_0 , la durée de vie effective à l'intérieur de la zone de charge d'espace, telle que :

$$J_{gn} = \frac{qn_i W}{2\tau_0} . \quad (D.28)$$

Le courant de génération est donc proportionnel à la largeur W de la zone de charge d'espace soit à $\sqrt{V}$ dans le cas d'une jonction abrupte. La valeur de τ_0 est de l'ordre de 1 ms pour le silicium. Cette grande valeur de la durée de vie effective est à relier au fait que le silicium est un semi-conducteur à « gap indirect ». Il convient aussi de préciser que cette valeur est liée à la concentration N_t de défauts (pièges) existant dans le semi-conducteur. Les imperfections dans le semi-conducteur peuvent en effet rompre la périodicité parfaite du réseau cristallin et introduire dans la bande interdite des niveaux d'énergies comparables à ceux des atomes accepteurs ou donneurs. Ces niveaux d'énergies agissent alors comme des « relais » au cours des transitions des électrons et des trous entre les bandes de valence et de conduction. Parce que la probabilité de transition dépend de la distance entre ces niveaux et la limite des bandes, les imperfections peuvent rendre ces transitions plus probables et, par conséquent, avoir une influence importante sur la durée de vie effective dans le semi-conducteur. On montre alors [41] que plus la distance entre ces niveaux d'énergies et la limite des bandes est petite, plus le taux de génération est faible (le taux de génération est à son maximum lorsque les niveaux d'énergies des défauts sont égaux au niveau intrinsèque E_i) et plus la valeur de τ_0 est sensible à la température.

Lorsqu'une jonction est irradiée (avec des neutrons par exemple) la concentration de défauts N_t augmente dans le semi-conducteur entraînant alors un accroissement du taux de génération. C'est pourquoi l'on observe une augmentation du courant inverse et une sensibilité accrue à la température lorsque les jonctions sont soumises à de fortes irradiations comme dans le calorimètre électromagnétique de CMS. Cette augmentation du courant inverse sera une des principales raisons de l'augmentation du bruit de l'électronique de lecture et donc de la diminution de la résolution en énergie du calorimètre dans le temps. Il faudra donc s'assurer que les APD utilisées pourront bien répondre à ce critère sur l'ensemble du temps d'exploitation de l'expérience.

On peut montrer que le courant de diffusion J_S est proportionnel⁶ à n_i^2 alors que d'après (D.28) le courant de génération J_{gn} est proportionnel à n_i . C'est pourquoi en fonction de la valeur de n_i , donc de la température le courant inverse sera dominé soit par J_S soit par J_{gn} . Ainsi dans le cas d'une jonction P⁺N au silicium à la température ambiante sachant que $n_i \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et en prenant $W = 10^{-3} \text{ cm}$, $\tau_0 \cong \tau_p$, $L_p \sim 10^{-2} \text{ cm}$

6. En effet on a $\frac{D_p}{L_p} p_{n0} = \frac{L_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}$ et $\frac{D_n}{L_n} n_{p0} = \frac{L_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A}$ où τ_p et τ_n sont les durées de vie effectives dans les zones P et N respectivement.

et $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ on a

$$J_{gn} \propto \frac{n_i W}{2\tau_0} = \frac{10^{10} \times 10^{-3}}{2 \times \tau_0} = \frac{5 \times 10^6}{\tau_0},$$

et

$$J_S \propto \frac{n_i^2 L_p}{N_D \tau_p} = \frac{10^{20} \times 10^{-2}}{10^{14} \times \tau_p} = \frac{10^4}{\tau_p}.$$

A la température ambiante, le courant inverse des jonctions PN au silicium est donc dominé par le courant de génération produit dans la zone de charge d'espace. La tendance s'inverse à partir d'environ 175° C où effectivement le courant inverse est constant quelque soit la largeur de la zone de charge d'espace en fonction de la tension de polarisation inverse V_R (avec $V_R \gg 3kT/q$ et en l'absence de gain par ionisation par impact).

La variation du courant inverse en fonction de la température pour une diode au silicium proche de l'ambiante est donc donnée par la variation du courant de génération. Or si les centres recombinants (pièges dans la bande interdite) sont proches de E_i , τ_0 est pratiquement indépendant de la température. On doit donc s'attendre à ce que le courant de génération ait le même comportement en fonction de la température que la concentration intrinsèque n_i qui augmente rapidement avec la température. On peut en effet considérer que n_i à des températures proches de l'ambiante double tous les 11° C pour le silicium.

Jusqu'à présent nous n'avons parlé que du courant de volume. Mais le courant de fuite au niveau des jonctions possède deux origines : le courant de volume I_b proportionnel à J_{gn} dans le cas d'une diode en silicium et le courant de surface I_s résultant des courants circulant sur le pourtour de la jonction (essentiellement liés aux problèmes de fabrication et de technologie). Le courant de surface peut être au premier ordre considéré comme ohmique, c'est-à-dire proportionnel à V_R la tension de polarisation inverse.

Formation du signal [44] :

L'absorption des photons dans le matériau semi-conducteur se traduit par la création d'une certaine quantité de paires électron/trou. Celles qui sont créées dans les zones dépourvues de champ électrique diffusent dans la zone de charge d'espace ou se recombinent. Les paires générées dans la zone de charge d'espace dérivent dans le champ électrique et peuvent soit atteindre les électrodes, soit se recombiner. **Le mouvement des charges induit** l'apparition de charges sur les électrodes. Il y a donc un signal induit même si les charges n'atteignent jamais les électrodes. Le terme de « charge collectée » est donc trompeur ! Les charges fixes en volume (dopant) dans les semi-conducteurs n'ont pas un rôle différent des charges des électrodes.

Supposons que l'on crée une paire électron/trou à $t = 0$, au point d'abscisse z d'un détecteur dont les électrodes forment un condensateur plan (voir figure D.6) que l'on a

préalablement chargé au potentiel V .

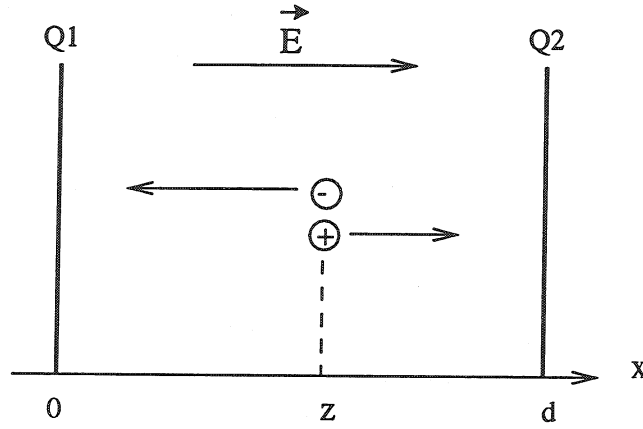


Figure D.6 – Signal induit par une paire électron/trou dans une jonction.

On rappelle tout d'abord que si l'on extrait une charge $+q$ d'une électrode dans un tel condensateur pour l'amener en z , elle induit sur les plaques du condensateur en court-circuit des charges $Q_1 = -qz/d$ et $Q_2 = -q(d-z)/d$. On en déduit alors que le déplacement dz de la charge produit une variation de la charge induite sur les électrodes telle que :

$$dQ_1 = -q \frac{dz}{d} = -dQ_2 . \quad (D.29)$$

Tout se passe comme si une charge $q dz/d$ passait d'une électrode à l'autre. On en déduit aussi que si le déplacement de la charge s'effectue à la vitesse v , il induit un courant $i(t)$ dans le circuit extérieur tel que⁷ :

$$i(t) = q \frac{v}{d} .$$

Dans le cas d'une paire électron/trou créée en z , les déplacements de l'électron et du trou vont donc induire deux courants de même signe (les charges et les vitesses étant de signe opposé) ayant des intensités différentes dans la mesure où les mobilités des électrons et des trous sont différentes. Si le semi-conducteur est un intrinsèque parfait, le champ électrique est uniforme et est tel que $\mathcal{E}_z = v/d$. Les courants de trous et d'électrons sont alors donnés par :

$$\begin{cases} i_p(t) = q\mu_p \mathcal{E}_z / d = qv_p / d & \text{pour } 0 < t < (d-z)/v_p \\ i_n(t) = -q(-\mu_n \mathcal{E}_z) / d = qv_n / d & \text{pour } 0 < t < z/v_n . \end{cases} \quad (D.30)$$

D'autre part d'après (D.29) on montre que la charge totale induite par le déplacement du trou jusqu'à l'électrode est égale à $-q(d-z)/d$ et que celle induite par le déplacement de

7. On retrouve aussi ce résultat en utilisant le théorème de Ramo [50].

l'électron est $-qz/d$. La somme des deux est donc égale à $-q$. La « collecte » d'une paire électron/trou fournit donc une charge $-q$ (et non $-2q$). On retrouve le même résultat en intégrant sur le temps les équations (D.30). La forme du courant induit $i(t)$ est liée au profil du champ électrique mais la charge induite ne dépend que du chemin parcouru par les charges et non de la distribution du potentiel électrique dans le détecteur.

ANNEXE D. LA JONCTION PN: CARACTÉRISTIQUES COMMUNES AUX APD

Annexe E

Analyse par corrélation : traitement du signal

Les deux amplificateurs possèdent une fonction d'appareil qui est caractérisée par leur réponse impulsionnelle $h(t)$. On se propose d'analyser l'influence de celles-ci sur la fonction d'intercorrélation.

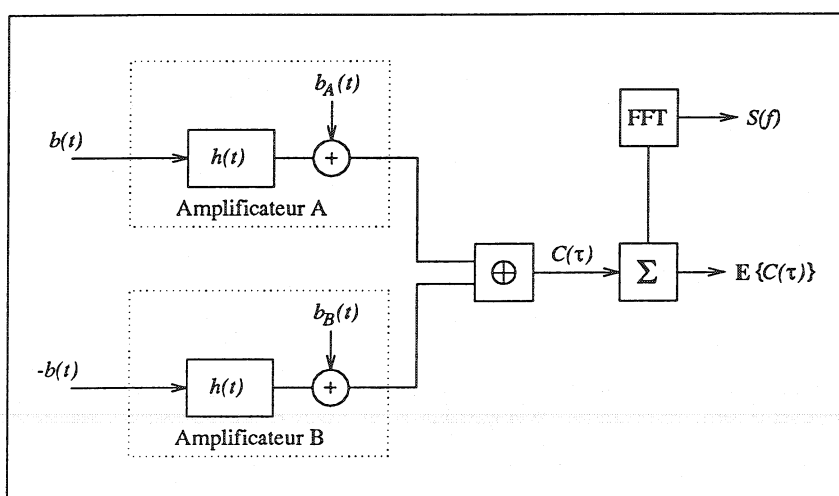


Figure E.1 – Influence des amplificateurs dans la mesure par corrélation.

Pour ce faire, on adopte la modélisation de la Figure E.1. Sur une voie de mesure, on a alors la convolution (notée $\star$) du bruit $b(t)$ par la réponse impulsionnelle $h(t)$, plus le bruit propre de l'amplificateur, et de même sur l'autre voie. La fonction d'intercorrélation $C(\tau)$ des signaux en sortie des deux amplificateurs est donc donnée par :

$$C(\tau) = [b(t) \star h(t) + b_A(t)] \oplus [-b(t) \star h(t) + b_B(t)] . \quad (\text{E.1})$$

On peut développer cette expression pour séparer tous les termes et utiliser, d'une part,

les propriétés entre le produit de convolution et le produit d'intercorrélation (qui se démontrent facilement en passant dans l'espace de Fourier avec (4.18)) :

$$\begin{aligned} C(\tau) &= -(b \star h) \oplus (b \star h) - (b \star h) \oplus b_A + (b \star h) \oplus b_B + (b_A \oplus b_B) \\ &= - \underbrace{(b \oplus b) \star (h \oplus h)}_{C_{bb}(\tau)} - \underbrace{(b \oplus b_A) \star h}_0 + \underbrace{(b \oplus b_B) \star h}_0 + \underbrace{(b_A \oplus b_B)}_0, \end{aligned}$$

et, d'autre part, le fait que les différentes sources de bruit sont non corrélées ($(b \oplus b_A) = 0$, $(b \oplus b_B) = 0$ et $(b_A \oplus b_B) = 0$) pour obtenir l'expression suivante :

$$C(\tau) = C_{bb}(\tau) \star C_{hh}(\tau). \quad (\text{E.2})$$

Le produit d'intercorrélation des deux voies de mesure est donc égal au produit de convolution de la fonction d'autocorrélation du bruit de la photodiode par la fonction d'intercorrélation des fonctions de transfert des amplificateurs. Si les deux amplificateurs n'ont pas la même fonction de transfert, il suffit de remplacer $C_{hh}(\tau)$ par $C_{h_1 h_2}(\tau)$.

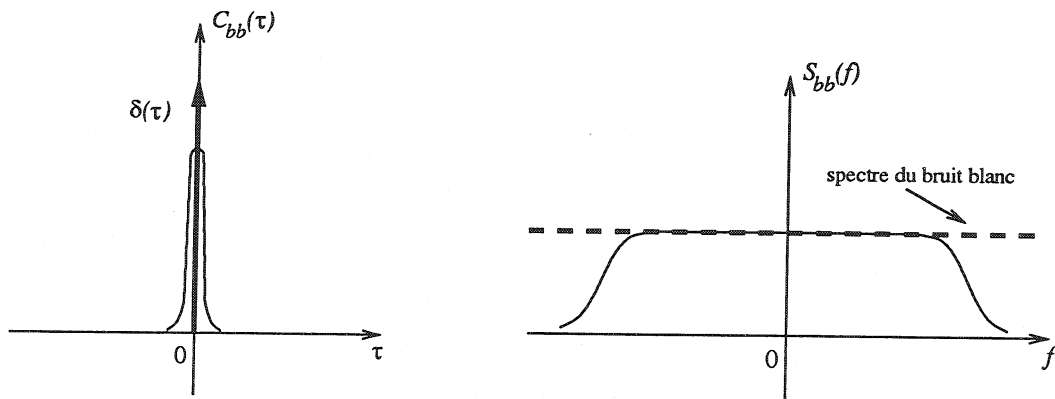


Figure E.2 – Fonction d'autocorrélation « réelle » et spectre en puissance « réelle » du bruit de l'APD, comparés au bruit blanc « théorique » (en gras).

Le bruit issu de la photodiode à avalanche est théoriquement un bruit blanc. La fonction de corrélation $C_{bb}(\tau)$ d'un tel bruit est une impulsion de Dirac $\delta(\tau)$. Pratiquement un tel bruit n'existe pas car il existe toujours une fréquence de coupure. Par exemple, pour l'APD, elle est donnée essentiellement par le temps de transit des porteurs dans la zone déplétée qui est relativement court mais fini. Par la suite lorsque que la puissance spectrale d'un bruit sera quasiment constante sur la bande passante utile expérimentalement on parlera tout de même de bruit blanc. La fonction d'autocorrélation d'un bruit pratiquement blanc intégrée sur un temps fini T n'est donc pas une impulsion de Dirac, mais une courbe centrée à l'origine, très étroite à l'échelle des temps considérée, et dont

l'amplitude est donnée par l'énergie du bruit pris sur le temps T comme nous le montre la figure E.2. Il s'en suit que le produit de convolution (E.2) prend la forme :

$$C(\tau) = \left(\frac{1}{T} \int_0^T b^2(t) dt \right) C_{hh}(\tau). \quad (\text{E.3})$$

Ce résultat est classiquement utilisé dans l'identification de systèmes inconnus. Les amplificateurs de courant utilisés dans notre dispositif de mesure peuvent être assimilés à des systèmes du second ordre. Il est donc facile suivant la position des pôles dans le plan de Nyquist de prévoir la forme de la fonction $C_{hh}(\tau)$ comme le montre la figure E.3.

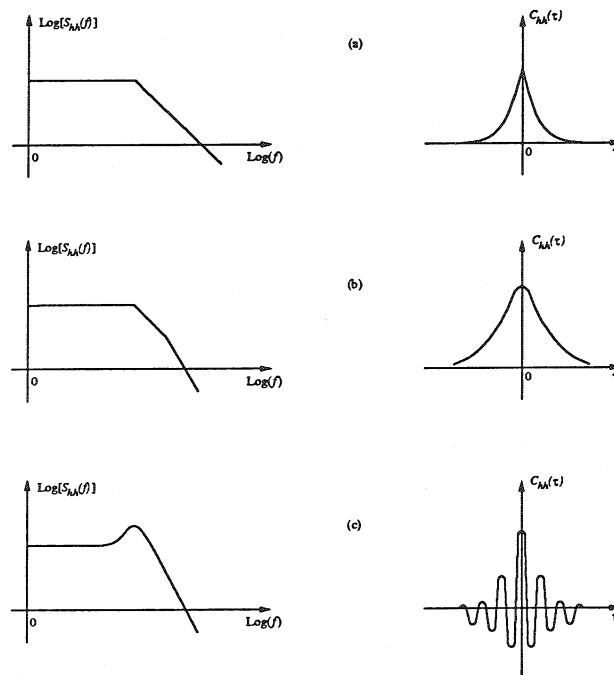


Figure E.3 – Spectres en puissance et fonctions d'autocorrélations de différents systèmes : (a) du premier ordre, (b) du second ordre avec deux pôles réels distincts, (c) du second ordre avec deux pôles complexes conjugués.

La transformée de Fourier de l'équation (E.2) est donnée par :

$$S(f) = S_{bb}(f) S_{hh}(f), \quad (\text{E.4})$$

avec :

$$S_{bb}(f) = 2q\{I_{DS} + (I_{ph} + I_{DV})M^2 F\}, \quad (\text{E.5})$$

et où le terme $S_{hh}(f)$ représente le module carré de la fonction de transfert des amplificateurs (dont la forme est caractéristique d'une fonction du second ordre).

Cette méthode d'analyse permet donc d'étudier le bruit des APD avec une sensibilité accrue par rapport aux autres systèmes d'analyse déjà présentés. Le temps d'intégration

fini et la présence de $C_{hh}(\tau)$ n'ont guère d'importance dans la mesure où la fonction d'intercorrélation $C(\tau)$ est normalement proportionnelle à la variance de l'APD. Il suffit en effet d'étalonner le dispositif avec une diode PIN, par exemple, dont on connaît parfaitement la variance pour obtenir les facteurs correctifs qui tiennent compte notamment du terme $C_{hh}(0)$.

On peut aussi, comme démontré ci-dessus, obtenir la fonction d'autocorrélation de l'amplificateur. La connaissance de cette fonction permet d'une part d'apporter un plus dans l'investigation du bruit de l'amplificateur (pseudo-période et valeur en $C_{hh}(0)$ peuvent renseigner sur les pôles et la présence de bruit en $1/f$ par exemple) et d'autre part semble être indispensable à l'élaboration d'un système numérique performant pour la compression des données.

Bibliographie

L'ensemble des références CERN sont disponible par WWW à l'adresse suivante :

<http://cmsdoc.cern.ch/documents.html>

- [1] F. Abe et al., *Evidence for the top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$* , FERMILAB-PUB-94/097-E.
- [2] Particle Data Group, *Review of particle properties*, Phys. Rev. D45, S1, 1992.
- [3] J. Scmitz, *The microstrip gas counter and its application in the ATLAS inner tracker*, Thèse de doctorat, Aout 1994.
- [4] H. Georgi, *Une théorie unifiée des particules élémentaires et des interactions*, Pour la science p. 68, juin 1981.
- [5] Collaboration LEP, CERN-PPE/93-157.
- [6] D. Denegri, *The Higgs Hunter's guide*, Addison-Wesley, 1990.
- [7] F. Dawson et al., *Standard model physics at the LHC (pp collision)*, CERN-PPE/90-181, Décembre 1990.
- [8] E Persico et al., *Principles of particle accelerators*, Ed. W. A. Benjamin, 1968.
- [9] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and lepton : an introductory course in modern particle physics*, Ed. John Wiley & Sons, 1984.
- [10] Collaboration L.H.C., *The large hadron collider accelerator project*, CERN/AC/93-03 (LHC), Novembre 1993.
- [11] K. M. Potter, *The large hadron collider (LHC) project of CERN*, LHC Project Report 36 (Papier présenté à ICHEP96), Juillet 1996.
- [12] R. C. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Ed. Cambridge University Press, 1986.

- [13] Collaboration ATLAS, *ATLAS technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC 94-43 LHCC/P2, Décembre 1994.
- [14] Collaboration CMS, *The Compact Muon Solenoid technical proposal*, CERN/LHCC 94-38 LHCC/P1, Décembre 1994.
- [15] *Physical Review D, particles and fields*, published by the american society, août 1994.
- [16] H. Hillemanns, *Investigation of a CeF_3 crystal matrix as a prototype for an electromagnetic calorimeter in experiments at the future LHC collider*, thèse de doctorat, Aachen (Allemagne), Novembre 1995.
- [17] C.W. Fabjan et R. Wigmans, *Energy measurment of elementary particles*, CERN-EP/89-64, Mai 1989.
- [18] C.W. Fabjan, *Detectors for elementary particle physics*, CERN-EP/94-61, Mars 1994.
- [19] S. Tisserant, *Les détecteurs de particules : la calorimétrie*, cours de formation permanente CNRS-IN2P3, La Londe Les Maures, Mai 1995.
- [20] C. Charlot, *Electromagnetic shower parametrization in CMSIM*, X-LPNHE/95-05 & CMS TN/94-312, 28 Mars 1995.
- [21] RD36 Collaboration (P. Aspell et al.), *A shashlik + preshower detector as electromagnetic calorimeter for LHC*, CERN-DRDC-94-47, Janvier 1995.
- [22] RD36 Collaboration (P. Aspell et al.), *Design and performance of shashlik calorimeter for CMS*, CMS-TN/94-305, Janvier 1995.
- [23] RD36 Collaboration (P. Aspell et al.), *Energy and spatial resolution of shashlik calorimeter and silicon preshower detector*, Nucl. Instrum. Meth. A376:17-28, 1996.
- [24] RD36 Collaboration (P. Aspell et al.), *Beam test results of shashlik calorimeter in high magnetic field*, Nucl. Instrum. Meth. A376:361-367, 1996.
- [25] M. Kobayashi, M. Ishii, Y. Usuki et H. Yahagi, *Scintillation characteristics of $PbWO_4$ single crystals at room temperature*, Nucl. Instr. and Meth. A333 p.429, 1993.
- [26] O.V. Buyanov et al., *A first electromagnetic calorimeter prototype of $PbWO_4$ crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A349 p.62, 1994.

- [27] G.A. Alexeev et al., *Beam test results of a PbWO₄ crystal calorimeter prototype*, Nucl. Instr. and Meth. A364 p.307, 1995.
- [28] The CMS ECAL collaboration, *A crystal calorimeter for CMS*, CMS TN/95-007, Janvier 1995.
- [29] M. Nikl et al., *Slow components in the photoluminescence and scintillation decays of PbWO₄ single crystals*, CMS TN/95-187, Décembre 1995.
- [30] Y. Benhammou, P. Depasse, H. El Mamouni, B. Ille, P. Lebrun, F. Martin, Y. Musienko, D. Si Mohand, *Light yield measurement of PbWO₄ crystals*, CMS TN/95-089, Juillet 1995.
- [31] Q. Ingram, D. Renker, *Light yield of PbWO₄ measured with Hadrons, Electrons and Gammas*, CMS IN/97-002, 23 Décembre 1996.
- [32] C.D. Motchenbacher, F.C. Fitchen, *Low-noise electronic design*, John wiley & sons, New York, 1973.
- [33] J.P. Walder, *High dynamic range and low power very front end preamplifier for CMS calorimetry*, Proceeding of the first conference on new development in photodetection, NIM A-387, p.266-269, 1997.
 et
Circuit intégré spécifique analogique d'amplification et de mise en forme de signaux issus d'un détecteur de type photodiode, en technologie C.M.O.S, Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers.
- [34] CMS Calorimeter trigger group, *Preliminary specifications of baseline trigger algorithms*, CMS-TN/96-10, Février 1996.
- [35] R. Nóbrega, J. Varela, *The CMS electron/photon trigger Simulation study with CM-SIM data*, CMS-TN/96-21, Février 1996.
- [36] L. Buiron, *Etudes des couplages trlinéaires anormaux des bosons Z et γ auprès de l'expérience CMS au LHC*, Thèse de doctorat en cours au LPNHE-X (Université de Strasbourg).
- [37] P.W. Cattaneo, *Optimum FIR filter for sampled signals in presence of jitter*, NIM A 373, p. 93-96, 1996.
- [38] S.J. Inkinen, J.Niittylahti, *Trainable FIR-order statistic hybrid filters*, à paraître dans IEEE Trans. Circuits and Systems.

BIBLIOGRAPHIE

- [39] S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices (2nd edition)*, John Wiley & Sons, New-York, 1981.
- [40] S.M. Sze, *Semiconductor devices: Physics and Technology*, John Wiley & Sons, New-York, 1985.
- [41] A.S. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, John Wiley & Sons, New-York, 1967.
- [42] *Handbook of optical constants of solids*, Vol.1 Ed. E.D. Palik, Academic Press, 1985.
- [43] *Properties of silicon*, emis data reviews serie n°4, INSPEC publication, 1988.
- [44] B. Equer, *Les détecteurs à semiconducteurs: du cristal aux couche mince*, Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules, École Joliot Curie de Physique Nucléaire, édition de physique, Septembre 1988.
- [45] F. Capasso, *Physics of avalanche photodiodes*, Semiconductors and semimetals, Vol.22, Part.D, p.1-172, AT&T Bell laboratories, Academic press, 1985.
- [46] M. Born et E. Wolf *Principle of optics*, Pergamon Press.
- [47] E.O. Kane, Phys. Rev. **159**,624. 1967.
- [48] C.A. Lee, R.A. Logan, R.L. Batdorf, J.J. Keimack et W. Wiegmann, Phys. Rev. **134**, A761. 1964.
- [49] J. Gower, *Optical communication systems*, Chapitre 13, Prentice-Hall International Series in Optoelectronics, 1984.
- [50] A. van der Ziel, *Noise in solid state devices and circuits*, New York: Wiley, 1986.
- [51] *Noise characteristics of Advanced Photonix avalanche photodiodes*, Advanced Photonix, Inc., Décembre 1991.
- [52] M.J. Buckingham, *Noise in electronic devices and systems*, Ellis horwood series, John Wiley & Sons, 1983.
- [53] W. Shockley, J.R. Pierce, *A theory of noise for electron multipliers*, Proceedings of the IRE Vol 26, pp. 321-332, 1938.
- [54] T. Kaneda, *Silicon and germanium avalanche photodiodes*, Semiconductors and semimetals, Vol.22, Part.D, p.247-328, AT&T Bell laboratories, Academic press, 1985.

BIBLIOGRAPHIE

- [55] *Reponse time characteristics of advanced photonix avalanche photodiodes*, Note d'application API/TIME/0792/A Advanced Photonix, Inc., Juillet 1992.
- [56] R.J. Mc Intyre, *Multiplication noise in uniform avalanche diodes*, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-13, No.1, 1966.
- [57] R. J. Mc Intyre, *The distribution of gain in uniformly multiplying avalanche photodiodes: theory*, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-19, No.6, 1972.
- [58] P.P. Webb, R.J. Mc Intyre, J. Conradi, *Properties of avalanche photodiode*, RCA Review, Vol.35, Juin 1974.
- [59] K. M. Van Vliet, L. M. Rucker, *Theory of carrier multiplication and noise in avalanche devices-Part I: one-carrier processes*, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-26, No.5, 1979.
- [60] K. M. Van Vliet, A. Friedmann, L. M. Rucker, *Theory of carrier multiplication and noise in avalanche devices-Part II: two-carrier processes*, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-26, No.5, 1979.
- [61] P.P. Webb, *An intrinsic method for the gain and k factor characterisation of silicon avalanche photodiodes*, EG&G Optoelectronics Canada, VEO-TR-94-012, 1994.
- [62] J. Gong, K. M. Van Vliet, *Noise measurements on photo avalanche diodes*, Sixth International Conference on Noise in Physical Systems, Proceeding of a conference held at the National bureau of Standarts Guithersburg, MD, April 6-10, 1981.
- [63] W.R. Leo, *Technics for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, 1987.
- [64] CMS ECAL group, *CMS lead tungstate ECAL: test beam results 1995*, Report to the CMS referees, CMS-TN/96-04, Février 1996.
- [65] C. Maille, *Modélisation à l'obscurité et sous éclaircissement des photodétecteurs à avalanche $N^+ \pi P \pi P^+$ au silicium*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, Juillet 1980.
- [66] V. Radeka, S. Rescia, *Monolithic preamplifier employing epitaxial n-channel JFETs*, NIM A326 77-108, 1993.
- [67] E.Gushin et al., *Fast low-noise hybrid amplifier for the cms calorimetry*, CERN-CMS TN/93-108, 1993.

- [68] C. de La Taille, *Automated system for equivalent noise charge measurements from 10 ns to 10 μ s*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 32, p. 449-459, 1993.
- [69] A. Karar, Y. Musienko, R. Tanaka, J. C. Vanel, *Investigation of avalanche photodiodes for EM calorimeter at LHC*, CMS-TN/95-095, 1995.
- [70] A. Karar et al., *Investigation of avalanche photodiodes for EM calorimeter at LHC*, Talk given at 1st Workshop on Electronics for LHC Experiment, Lisbon, Portugal, X-LPNHE/95-10 et CMS TN/95-135, Septembre 1995.
- [71] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John wiley & sons, New York, 1979.
- [72] C. Carrier, R. Lecomte, *Recent results in scintillation with silicon avalanche photodiodes*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. 37, No.2, 1990.
- [73] A. Karar, R. Tanaka, J. C. Vanel, *APD's excess noise measurements using spectral analysis (FFT)*, Nucl. Instr. and Meth. A387 p.205-210, 1997.
- [74] B. Orsal, *Analyse numérique des spectres basses fréquences*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, Juillet 1982.
- [75] R. Alabedra, C. Maille, D. Ratsira et G. Lecoy, *Utilisation des mesures de bruit pour la détermination du photocourant primaire dans les photodiodes à avalanche $N^+ \pi P \pi P^+$ au silicium*, Rev. Phys. Appl., p.1201, Juillet 1980.
- [76] B. Orsal, M. Decker, R. Alabedra, *Chaîne numérique d'analyse spectrale basse fréquence (1 KHz-100 KHz) pour la caractérisation des composants opto-électroniques d'extrémité*, Opto. n° 16, Octobre 1983.
- [77] *Noise in physical systems*, Proceedings of the fifth international conference on noise, Springer-Verlag, p. 13-24, Mars 1978.
- [78] J. Max, *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, 4^e édition, Paris: Masson, 1987.
- [79] H. Spieler, *Fast timing methods for semiconductor detectors*, IEEE Tran. on Nuclear Science, Vol. NS-29, No. 3, Juin 1982.
- [80] C. de La Taille, *Electronique très bas bruit pour détecteur à liquide organométallique*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Décembre 1989.
- [81] M. Abraham, *Design of butterworth-type transimpedance preamplifier*, IEEE Tran. on Circuits and System, No. 6, p. 375-382, Juin 1982.

BIBLIOGRAPHIE

- [82] E. Gatti, P.F. Manfredi, *Processing the signals from solid state detectors in elementary particle physics*, La Rivista Del Nuovo Cimento Della Società Italiana di Fisica, 1986.
- [83] J.J. Samueli, J. Pigneret, A. Sarazin, *Instrumentation électronique en physique nucléaire (mesures de temps et d'énergie)*, ed. Masson & Cie, 1968.
- [84] J.Ch. Vanel, *Minimisation du bruit dans des préamplificateurs de charge pour la lecture de matrices de photodiode PIN*, Rapport de DEA (MPE), Grenoble, Juin 1993.
- [85] Z.Y. Chang et W.M.C. Sansen, *Low-noise wide-bande amplifiers in bipolar and CMOS technologies*, Kluwer Academic Publishers, 1991.
- [86] P.R. Gray et R.G. Meyer, *Analysis and design of analog integrated circuits*, John Wiley & Sons, Troisième édition, 1993.
- [87] C.S. Walker, *Capacitance, inductance and crosstalk analysis*, Artech House, 1990.
- [88] L.P. Huelsman, *Symbolic analysis - A tool for teaching undergraduate circuit theory*, IEEE Trans. On Education, Vol. 39, No. 2, Mai 1996.
- [89] A. Givord, *Câblage des masses et des écrans dans les centres du réseau national des télécommunications*, Ann. Télécommun., 39,n° 5-6, 1984.
- [90] H.W. Ott, *Noise reduction techniques in electronic systems*, John Willey & Sons, 1976.
- [91] J. Badier, H. Hillemanns, A. Karar, J.Ch. Vanel, *Test measurements on thermal, electrical and optical properties of the CMS/ECAL-Prototype setup*, CMS NOTE 1997-076, Septembre 1997.

Résumé

Dans le futur calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS (LHC au CERN), la lumière scintillante des cristaux de tungstate de plomb sera lue par des photodiodes à avalanche (APD). Cette thèse présente les résultats de mesure de caractérisation obtenus avec une première génération d'APD de grande surface ($> 20 \text{ mm}^2$) fournies par deux fabricants : Hamamatsu et EG&G. Les paramètres mesurés sont : le gain, le facteur d'excès de bruit, l'efficacité quantique, la capacité, les courants de fuites et la réponse aux particules ionisantes. La mesure du gain et du facteur d'excès de bruit a été réalisée en utilisant trois méthodes : sources calibrées, Webb - Mc Intyre et analyse spectrale. Les résultats ont montré qu'aucun photodétecteur de cette première génération ne possédait toutes les caractéristiques recherchées. L'analyse des résultats obtenus a permis aux constructeurs de modifier leur processus de fabrication en améliorant ainsi les générations suivantes.

Ce travail présente une étude complémentaire de bruit, réalisée sur l'ensemble APD + préamplificateur placé suivant différentes configurations dans un prototype de calorimètre. Les résultats obtenus conduisent à proposer une solution optimisant à la fois les problèmes de bruit, de refroidissement et de coût.

Mots-clés : Photodiode à avalanche, calorimètre électromagnétique, expérience CMS, LHC.

Abstract

In the future electromagnetic calorimeter of the CMS experiment (LHC at CERN), the scintillating light from the lead tungstate crystals will be read by avalanche photodiodes (APD). This thesis brings up the measurement results of characterisation obtained with the first generation of large area APD ($> 20 \text{ mm}^2$) which was built by two manufacturers : Hamamatsu and EG&G. The measured parameters are : gain, excess noise factor, quantum efficiency, leakage current and minimum ionizing particles response. Gain and excess noise factor measurement were done by three methods : calibrated sources, Webb - Mc Intyre method and spectral analysis. The results show that none photodetector of this first generation fulfill all the requirements. Analysis of the results has been taken into account by the two manufacturers in order to modify their APD processing and to improve the quality of next generations.

This work brings up also a complementary study of noise generated by the APD and preamplifier when they are installed in two different configurations in a calorimeter prototype. From the results, an optimum configuration is proposed in terms of noise, cooling and cost.

Keywords : Avalanche photodiode, electromagnetic calorimeter, CMS experiment, LHC.