

SOMMAIRE

| | |
|---|----|
| REMERCIEMENTS | 1 |
| INTRODUCTION GENERALE | 1 |
| CHAPITRE 1 : LA PHOTODETECTION AUJOURD'HUI | 7 |
| INTRODUCTION | 8 |
| 1.1 NOTIONS PHOTOMETRIQUES | 9 |
| 1.2 LES DETECTEURS | 11 |
| 1.2.1 <i>Les PMT</i> | 11 |
| 1.2.1.1 La photocathode | 12 |
| 1.2.1.2 Le système électro-optique d'entrée | 13 |
| 1.2.1.3 Le multiplicateur d'électrons | 13 |
| 1.2.1.4 L'anode | 14 |
| 1.2.2 <i>L'APD-Geiger</i> | 15 |
| 1.2.3 <i>Les SiPM</i> | 17 |
| 1.2.4 <i>Le marché mondial de PMT et d'APD-Geiger</i> | 18 |
| 1.2.4.1 Les fabricants de PMT | 19 |
| 1.2.4.2 Les fabricants d'APD-Geiger | 19 |
| 1.3 LE TRAITEMENT DE DONNEES | 22 |
| 1.3.1 <i>L'électronique de PMT</i> | 22 |
| 1.3.2 <i>L'électronique de lecture de capteurs et d'APD classiques</i> | 24 |
| 1.3.3 <i>L'électronique d'APD-Geiger</i> | 25 |
| 1.3.4 <i>L'électronique de SiPM</i> | 27 |
| 1.4 LE SYSTEME D'IMAGERIE | 28 |
| 1.4.1 <i>Situation du problème d'imagerie</i> | 29 |
| 1.4.2 <i>Historique de l'imagerie : CCD et CMOS</i> | 29 |
| 1.4.2.1 Les CCD | 29 |
| 1.4.2.2 Les CMOS | 30 |
| 1.4.3 <i>Vers une nouvelle imagerie : imagerie APD-Geiger</i> | 34 |
| 1.4.3.1 Imagerie classique pour l'APD-Geiger | 35 |
| CONCLUSION | 38 |
| CHAPITRE 2 : LES MODELISATIONS | 39 |
| INTRODUCTION | 40 |
| 2.1 LES PARAMETRES DU MODELE | 41 |
| 2.1.1 <i>La tension d'avalanche</i> | 41 |
| 2.1.2 <i>Le courant d'obscurité</i> | 42 |
| 2.1.3 <i>Le gain</i> | 42 |
| 2.1.4 <i>L'efficacité quantique</i> | 42 |
| 2.1.5 <i>Le temps mort</i> | 43 |
| 2.2 INTRODUCTION A LA DETECTION DES PHOTONS | 44 |
| 2.3 MODELISATIONS ELECTRIQUE ET PHYSIQUE DE LA DETECTION GEIGER | 45 |
| 2.3.1 <i>Nouveau modèle physique</i> | 46 |
| 2.3.2 <i>Résolution du système d'équations</i> | 47 |
| 2.3.3 <i>Simulation des modèles</i> | 48 |
| 2.3.4 <i>Études de la variation de v et i en fonction de R_q</i> | 49 |
| 2.3.5 <i>Etudes du gain G</i> | 50 |
| 2.4 ETUDES DE DIVERS TYPES DE BRUITS | 51 |
| 2.4.1 <i>Le bruit thermique d'une APD-Geiger</i> | 51 |
| 2.4.2 <i>La coïncidence entre les APD-Geiger</i> | 53 |
| CONCLUSION | 57 |
| CHAPITRE 3 : LA FABRICATION DES COMPOSANTS | 59 |
| INTRODUCTION | 60 |

| | | |
|--|---|------------|
| 3.1 | DEFINITION DU PROCEDE DE FABRICATION | 61 |
| 3.1.1 | <i>Recherche d'une option technologique</i> | 61 |
| 3.1.2 | <i>Les procédés technologiques simulés</i> | 68 |
| 3.1.2.1 | Choix des plaquettes du Silicium | 68 |
| 3.1.2.2 | Choix des paramètres électriques et intégration dans les simulations | 70 |
| 3.1.2.3 | Les procédés simulés | 70 |
| 3.1.3 | <i>Le premier procédé réalisé</i> | 72 |
| 3.1.3.1 | Représentation de la première structure | 72 |
| 3.1.3.2 | Caractéristiques électriques du procédé | 74 |
| 3.1.3.3 | Caractéristiques optiques du procédé | 74 |
| 3.1.4 | <i>Premiers résultats et discussion</i> | 75 |
| 3.1.5 | <i>Conception des résistances en polysilicium</i> | 77 |
| 3.2 | CONDUITE DU PROCEDE DE FABRICATION | 79 |
| 3.2.1 | <i>La structure technologique finale</i> | 79 |
| 3.2.2 | <i>Le procédé technologique</i> | 80 |
| 3.2.3 | <i>Les étapes technologiques</i> | 81 |
| 3.2.4 | <i>Les tests et les contrôles</i> | 82 |
| 3.2.5 | <i>Les premiers résultats</i> | 86 |
| 3.2.6 | <i>Dispositifs et assemblage</i> | 87 |
| CONCLUSION | | 89 |
| CHAPITRE 4 : CARACTERISATIONS STATIQUES ET DYNAMIQUES | | 91 |
| INTRODUCTION | | 92 |
| 4.1 | LES CARACTERISATIONS STATIQUES DES DETECTEURS UNITAIRES | 93 |
| 4.1.1 | <i>Les caractéristiques statiques I(V) des différentes jonctions, dans le noir</i> | 93 |
| 4.1.2 | <i>Vérification de la conformité des tensions de claquage aux objectifs de conception</i> | 93 |
| 4.1.3 | <i>Influence des dimensions sur le courant de fuite</i> | 94 |
| 4.1.4 | <i>Homogénéité de la tension de claquage sur le substrat</i> | 97 |
| 4.1.5 | <i>Les Résistances en polysilicium</i> | 98 |
| 4.1.6 | <i>Influence de la température</i> | 100 |
| 4.1.7 | <i>Mesure des capacités des jonctions</i> | 104 |
| 4.1.8 | <i>Comparaison des caractéristiques statiques avec les données de la littérature</i> | 106 |
| 4.2 | LES CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES DES DETECTEURS UNITAIRES | 109 |
| 4.2.1 | <i>Les caractéristiques dynamiques V(t)</i> | 109 |
| 4.2.2 | <i>Les caractéristiques du bruit thermique en mode Geiger</i> | 112 |
| 4.2.2.1 | Le bruit thermique | 112 |
| 4.2.2.2 | La dispersion du bruit thermique | 113 |
| 4.2.3 | <i>Caractérisation en lumière</i> | 114 |
| 4.2.4 | <i>La réponse spectrale</i> | 118 |
| 4.2.5 | <i>Le gain obtenu</i> | 118 |
| 4.2.6 | <i>La coïncidence entre les APD</i> | 119 |
| 4.2.7 | <i>Comparaison des caractéristiques dynamiques avec les données de la littérature</i> | 120 |
| 4.3 | LE FONCTIONNEMENT MATRICIEL | 122 |
| 4.3.1 | <i>L'homogénéité des dispositifs</i> | 122 |
| 4.3.2 | <i>Les caractéristiques des SiPMs</i> | 122 |
| CONCLUSION | | 124 |
| CHAPITRE 5 : LES APPLICATIONS | | 125 |
| INTRODUCTION | | 126 |
| 5.1 | LES APPLICATIONS DE LA DETECTION CLASSIQUE : APPLICATIONS COURANTES DES PHOTOMULTIPLICATEURS | 127 |
| 5.1.1 | <i>Les applications astrophysiques actuelles à PMT</i> | 128 |
| 5.1.2 | <i>Les applications en Biologie moléculaire</i> | 129 |
| 5.2 | LES APPLICATIONS ENVISAGEABLES GRACE A LA TECHNOLOGIE GEIGER | 130 |
| 5.2.1 | <i>En Biologie : Expérience de retour de fluorescence après photo aveuglement (FRAP)-Détection à haute sensibilité d'intensités de fluorescence</i> | 130 |
| 5.2.2 | <i>Les applications médicales : EXPLODERM</i> | 131 |

| | | |
|---|--|------------|
| 5.2.3 | <i>Applications en astrophysique THE : CHERPIC (Astronomie CHERenkov au PIC du Midi)</i> | 136 |
| 5.2.3.1 | Mesure du rayonnement cosmique au Pic du Midi..... | 136 |
| 5.2.3.2 | CHERPIC : Mesure en astrophysique des très hautes énergies (de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV) | 137 |
| 5.2.3.3 | Vers un CTA-Geiger : CHERPIC..... | 138 |
| 5.3 | PERSPECTIVES SUR LES IMAGEURS | 143 |
| CONCLUSION | | 145 |
| CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES | | 147 |
| BIBLIOGRAPHIE | | 151 |
| ANNEXE.A | | 157 |
| ANNEXE.B | | 165 |
| ANNEXE.C | | 181 |
| LISTE DE PUBLICATIONS ET CONFERENCES | | 195 |

TABLE DES FIGURES

| | |
|--|----|
| Figure 0-1 : A gauche: Victor Hess avant son vol en ballon, pendant lequel il observa une augmentation de l'intensité des rayons cosmiques avec l'altitude. A droite, son ballon. | 2 |
| Figure 0-2 : Hans Geiger, l'inventeur de système de comptage Geiger. | 3 |
| Figure 0-3: Charles Darwin. | 5 |
| Figure 1-1 : Le spectre électromagnétique (le spectre visible correspond aux couleurs en bas du schéma). | 11 |
| Figure 1-2: la structure complète d'un PMT. | 12 |
| Figure 1-3 : exemple d'un système d'entrée électro-optique large. | 13 |
| Figure 1-4 : la partie « multiplicateur d'électrons » d'un PMT. | 14 |
| Figure 1-5 : Diode à jonction P-N. | 15 |
| Figure 1-6 : symbole de la diode. | 15 |
| Figure 1-7 : la structure d'une APD-Geiger représentée par une jonction PN. | 17 |
| Figure 1-8 : un SiPM avec la cathode (cadre interne) et l'anode (cadre externe). | 18 |
| Figure 1-9 : les PMT d'Hamamatsu (à gauche) et Photonis (à droite). | 19 |
| Figure 1-10 : des échantillons de photodéTECTeurs Hamamatsu (APD-Geiger, SiPM, ...). | 20 |
| Figure 1-11 : les SPMMicro, SPMMini et SPMArray successivement. | 21 |
| Figure 1-12 : le module PDM de chez MPD. | 21 |
| Figure 1-13 : l'électronique utilisée pour mesurer le Dark Count Rate d'un PMT. | 23 |
| Figure 1-14 : la chaîne de détection et d'acquisition de signal. | 23 |
| Figure 1-15 : la chaîne de traitement analogique et numérique d'un capteur. | 24 |
| Figure 1-16 : l'utilisation d'une APD dans une chaîne de mesure. | 24 |
| Figure 1-17 : le circuit électronique simple d'une APD-Geiger. | 25 |
| Figure 1-18 : les différents types de circuits : (a) Quenching passif (b) Quenching actif (c) Recharge actif (d) Quenching and Recharge actifs. | 26 |
| Figure 1-19 : le circuit de Recharge active avec les autres fonctions possibles. | 26 |
| Figure 1-20 : le circuit du « Quenching » actif présenté par Zappa. | 26 |
| Figure 1-21 : le modèle complet iAQC de F. Zappa. | 27 |
| Figure 1-22 : circuit électronique de traitement et comptage d'une APD-Geiger. | 27 |
| Figure 1-23 : à gauche, une représentation électrique d'un SiPM. A droite, une photo d'un SiPM. | 28 |
| Figure 1-24 : génération, collection et transport des charges dans un CCD. | 30 |
| Figure 1-25 : représentation de deux types de CCD, pleine trame (à gauche) et interligne (à droite). | 30 |
| Figure 1-26 : mode de lecture d'une matrice CMOS en technologie APS. | 31 |
| Figure 1-27 : le spectre d'émission de la quantité de lumière en fonction des différentes scènes pour les CCD et les EMCCD (65). | 33 |
| Figure 1-28 : à gauche, une représentation d'un seul pixel avec son électronique. A droite, vue complète de la carte PCB comportant les 5 pixels. | 34 |
| Figure 1-29 : circuit de lecture de la matrice à pixels. | 36 |
| Figure 1-30 : l'architecture du système proposé. | 37 |
| Figure 2-1 : modèle électrique utilisé pour la détection du photon. | 45 |
| Figure 2-2 : modèle physique proposé, en série avec la résistance R_q | 46 |
| Figure 2-3 : déclenchement des voies 1 et 2 et mesure des coïncidences entre les voies 1 et 2. | 53 |
| Figure 2-4 : acquisition du signal, mesure de la fréquence d'une photodiode. | 54 |
| Figure 2-5 : probabilité d'apparition du bruit simplifié. | 54 |
| Figure 3-1 : le premier dispositif protégé par MESA. | 61 |
| Figure 3-2 : structure de la photodiode avec anneau de garde. | 62 |
| Figure 3-3 : les dispositifs avec anneaux de garde. | 62 |
| Figure 3-4 : structure technologique d'un SiPM définie par G. Barbarino. | 64 |
| Figure 3-5 : la structure présentée par R.J. McIntyre. | 64 |
| Figure 3-6 : la structure de Kindt, la première réalisation technologique en Geiger. | 65 |
| Figure 3-7 : la structure proposée par Sciacca avec une technologie compatible CMOS. | 65 |
| Figure 3-8 : la structure n°1 de Zappa pour un maximum d'efficacité quantique. | 66 |
| Figure 3-9 : la structure n°2 pour un temps de réponse rapide. | 66 |
| Figure 3-10 : la structure de Petasacca où sont représentées les différentes couches et les tranchées. | 67 |
| Figure 3-11 : la structure technologique présentée par Hamamatsu. | 67 |
| Figure 3-12 : la structure technologique proposée par SensL. | 68 |
| Figure 3-13 : cartographie de la durée de vie sur une plaquette vierge. | 69 |

| | |
|---|-----|
| Figure 3-14 : cartographie de la résistivité sur une plaquette vierge..... | 69 |
| Figure 3-15 : le procédé P/N avec les anneaux de garde..... | 70 |
| Figure 3-16 : la structure N+/P sur le substrat type N..... | 71 |
| Figure 3-17 : la première structure retenue du procédé..... | 73 |
| Figure 3-18 : vue de la structure complète (diode + polysilicium)..... | 78 |
| Figure 3-19 : la structure technologique finale..... | 79 |
| Figure 3-20 : cartographie de la durée de vie après implantation Bore1..... | 84 |
| Figure 3-21 : cartographie de la durée de vie après le deuxième recuit..... | 85 |
| Figure 3-22 : présentation des cinq puces sur le substrat avec les différentes zones de test..... | 88 |
| Figure 4-1 : les résistances de plusieurs carrés sur le substrat..... | 98 |
| Figure 4-2 : une photodiode avec sa résistance de Quenching intégrée..... | 100 |
| Figure 4-3 : une photodiode sans résistance de Quenching..... | 100 |
| Figure 4-4 : mesure de la constante diélectrique le l'oxyde ϵ_{SiO_2} | 104 |
| Figure 4-5 : deux photodiodes de $12\mu m$ et $30\mu m$ de côté, avec et sans résistance..... | 105 |
| Figure 4-6 : photographie d'un MPPC du fabricant Hamamatsu S10362-11-100..... | 108 |
| Figure 4-7 : Le montage utilisé pour la visualisation des caractéristiques dynamiques..... | 109 |
| Figure 4-8 : méthodes utilisées pour le comptage des impulsions Geiger..... | 112 |
| Figure 4-9 : la chaîne de mesure utilisée pour calibrer le flux de lumière..... | 115 |
| Figure 4-10 : montage électrique utilisé pour faire la coïncidence, et résultats obtenus..... | 119 |
| Figure 4-11 : photo d'un imageur composé de $8x8 = 64$ SiPM avec un SiPM de 100 cellules..... | 122 |
| Figure 4-12 : caractéristiques dynamiques de nos SiPM (8*8 photodiodes) avec le bruit de lecture et 1PE..... | 123 |
| Figure 5-1 : HPMT: PM hybride dont le multiplicateur est fait à partir d'un scintillateur suivi d'un PM. HPD (hybride photodiode) utilise une diode au silicium comme structure multiplicatrice. HAPD utilise une APD (avalanche photodiode) pour multiplicateur..... | 129 |
| Figure 5-2 : Le FRAP..... | 130 |
| Figure 5-3 : le circuit utilisé pour les APD-Geiger..... | 133 |
| Figure 5-4 : le système complet de lecture et traitement des données..... | 133 |
| Figure 5-5 : aperçu d'une manip pour la détection des photons..... | 134 |
| Figure 5-6 : la sensibilité suivant les domaines de détection..... | 135 |
| Figure 5-7 : Profondeur d'atmosphère traversée par les gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux de 0, 60 et 90° . Une atmosphère équivaut à peu près à 1000 g.cm^{-2} | 137 |
| Figure 5-8 : Remplacement d'un PM par un SiPM..... | 138 |
| Figure 5-9 : comparaison entre le spectre d'un PM (à gauche) et celui d'un SiPM (à droite)..... | 141 |
| Figure 5-10 : aperçu des dispositifs réalisés..... | 142 |
| Figure 5-11 : le détecteur « imageur Geiger à haute densité de pixels » : 1 ^{er} version..... | 143 |
| Figure 5-12 : le détecteur imageur Geiger à haute densité de pixels : 2 ^{ème} version..... | 144 |

TABLE DES GRAPHIQUES

| | |
|---|-----|
| Graphique 1-1 : caractéristique $I(V)$ complète de la diode..... | 15 |
| Graphique 1-2 : les courbes de sensibilité de différentes CCD..... | 33 |
| Graphique 2-1 : caractéristique $I(V)$ d'une APD, montrant le régime Geiger..... | 41 |
| Graphique 2-2 : le gain en fonction de la tension à deux températures différentes..... | 42 |
| Graphique 2-3 : l'efficacité quantique à différentes tensions de polarisation au delà de l'avalanche..... | 43 |
| Graphique 2-4 : courbe du courant i en fonction de la tension v (diode claque à Vbr). | 44 |
| Graphique 2-5 : allure de la tension v et du courant i en fonction du temps. | 48 |
| Graphique 2-6 : la tension et le courant en fonction du temps par une modélisation mixte du composant. | 49 |
| Graphique 2-7 : courbes de variation de $v(t)$ à plusieurs R_q | 49 |
| Graphique 2-8 : courbe de variation du Gain à plusieurs R_q | 50 |
| Graphique 2-9 : variation du gain G en fonction de la polarisation V_e à $R_q=100k\Omega$ | 50 |
| Graphique 2-10 : le gain G en fonction de V_e , à gauche (SensL) et à droite (Hamamatsu)..... | 51 |
| Graphique 2-11 : l'histogramme donnant la probabilité d'apparition de bruit thermique dans une APD-Geiger..... | 52 |
| Graphique 2-12 : la probabilité d'apparition du bruit normalisée à 1. | 52 |
| Graphique 2-13 : signal V_1 obtenu en sortie des comparateurs..... | 53 |
| Graphique 3-1 : les différentes caractéristiques $I(V)$ | 63 |
| Graphique 3-2 : comptage des impulsions thermiques expérimentales, pour 4 photodiodes de différents diamètres. | 63 |
| Graphique 3-3 : les profils de dopage de deux jonctions P et N | 71 |
| Graphique 3-4 : le profil de dopage de la structure $N+/P$ | 72 |
| Graphique 3-5 : le profil de dopage de 4 couches constituant la diode à réaliser. | 73 |
| Graphique 3-6 : caractéristique $I(V)$ de la première structure simulée. | 74 |
| Graphique 3-7 : caractéristique $I(V)$ d'une diode du premier procédé. | 75 |
| Graphique 3-8 : les deux profils de dopage simulé (en noir) et mesuré (en bleu). | 76 |
| Graphique 3-9 : les deux profils de la zone P , simulé (en noir) et mesuré (en bleu). | 76 |
| Graphique 3-10 : les différents profils de dopage de la structure finale. | 80 |
| Graphique 3-11 : première caractéristique $I(V)$ d'une diode unique. | 87 |
| Graphique 4-1 : caractéristique statique de photodiode. | 93 |
| Graphique 4-2 : caractéristiques statiques pour différentes tailles de photodiodes..... | 94 |
| Graphique 4-3 : courant de fuite des photodiodes en fonction du périmètre. | 95 |
| Graphique 4-4 : courant de fuite des photodiodes en fonction de la surface. | 95 |
| Graphique 4-5 : courant de fuite (dans le noir) de nos dispositifs par unité de surface. | 96 |
| Graphique 4-6 : caractéristique statique $I(V)$ des photodiodes « test d'homogénéité ». | 97 |
| Graphique 4-7 : test des résistances ($\sim 50 k\Omega/\square$) en polysilicium. | 98 |
| Graphique 4-8 : le modèle de la résistivité en fonction du dopage. | 99 |
| Graphique 4-9 : le modèle de la résistance R_\square en fonction du dopage..... | 99 |
| Graphique 4-10 : mesure de la caractéristique statique d'un ensemble de photodiode..... | 101 |
| Graphique 4-11 : évolution du courant d'un SiPM de 484 photodiodes avec la température. | 102 |
| Graphique 4-12 : évolution de la tension de claquage d'un SiPM de 484 photodiodes avec la température. | 103 |
| Graphique 4-13 : résultat en fréquence du capacimètre..... | 104 |
| Graphique 4-14 : variation de la capacité des photodiodes expérimentale. | 105 |
| Graphique 4-15 : caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de SensL (Irlande) 3640 micro-cells, area $(3*3) mm^2$ | 106 |
| Graphique 4-16 : caractéristiques courant-tension des photodiodes d'ITC-irst (Italie) de $40\mu m$ | 106 |
| Graphique 4-17 : caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de ITC-irst (Italie) 625 micro-cells de $40 \times 40 \mu m$, area $1mm^2$ | 107 |
| Graphique 4-18 : évolution de la tension de claquage en fonction de la température pour les 3 SiPM Hamamatsu. | 108 |
| Graphique 4-19 : caractéristiques courant-tension des résistances seules et d'une matrice de photodiodes+résistance (SiPM) dans le sens passant d'ITC-irst (Italie). | 108 |
| Graphique 4-20 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 13,4V. | 110 |
| Graphique 4-21 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 14,6V. | 110 |
| Graphique 4-22 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 15V. | 110 |
| Graphique 4-23 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 16V. | 111 |
| Graphique 4-24 : les variations de l'amplitude de l'impulsion Geiger dans le noir. | 111 |

| | |
|--|-----|
| <i>Graphique 4-25 : le comptage des impulsions thermiques expérimentales pour une photodiode de 40µm de côté.</i> | 113 |
| <i>Graphique 4-26 : mesure expérimentale de la dispersion du bruit thermique.</i> | 113 |
| <i>Graphique 4-27 : probabilités d'apparition des événements thermiques pour 4 polarisations différentes calculées avec les résultats du Graphique 4-26.</i> | 114 |
| <i>Graphique 4-28 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Violette.</i> | 115 |
| <i>Graphique 4-29 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Bleue.</i> | 116 |
| <i>Graphique 4-30 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Verte.</i> | 116 |
| <i>Graphique 4-31 : la sensibilité à la longueur d'onde Verte aux faibles flux lumineux.</i> | 117 |
| <i>Graphique 4-32 : zoom sur la partie principale montrant la sensibilité aux faibles flux.</i> | 117 |
| <i>Graphique 4-33 : la réponse spectrale d'une APD-Geiger de 40µm de côté.</i> | 118 |
| <i>Graphique 4-34 : le gain de nos photodiodes en mode Geiger à 20°C.</i> | 119 |
| <i>Graphique 4-35 : le gain expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.</i> | 120 |
| <i>Graphique 4-36 : les courbes dynamiques temporelles en sortie du SiPM (à gauche) et la distribution des impulsions sur une charge de 50 ohms, avec 1 canal = 1mV (à droite) Vpol=71,0V.</i> | 120 |
| <i>Graphique 4-37 : présentation du gain des dispositifs CPTA.</i> | 121 |
| <i>Graphique 4-38 : le déclenchement thermique expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.</i> | 121 |
| <i>Graphique 4-39 : le déclenchement thermique expérimental des photodiodes de SensL.</i> | 121 |
| <i>Graphique 5-1 : Flash de lumière enregistré par le système.</i> | 137 |

TABLE DES EQUATIONS

| | |
|---|-----|
| Équation 1-1 : la luminance en fonction du flux émis par une source..... | 9 |
| Équation 1-2 : le flux lumineux reçu par un récepteur quelconque..... | 9 |
| Équation 1-3 : l'éclairement d'un point quelconque. | 9 |
| Équation 1-4 : l'intensité d'un flux quelconque. | 9 |
| Équation 1-5 : la quantité de lumière reçue par un objet..... | 9 |
| Équation 1-6 : la sensibilité spectrale d'un objet..... | 10 |
| Équation 1-7 : la grandeur photométrique énergétique. | 10 |
| Équation 2-1 : équation du gain d'une APD-Geiger. | 42 |
| Équation 2-2 : l'efficacité quantique globale. | 43 |
| Équation 2-3 : la fréquence maximale d'impulsions dans une APD-Geiger..... | 43 |
| Équation 2-4 : le temps mort d'une APD-Geiger. | 43 |
| Équation 2-5 : le facteur de multiplication pour une APD classique. | 44 |
| Équation 2-6 : le facteur de multiplication pour une APD-Geiger. | 44 |
| Équation 2-7 : l'accroissement de porteurs de charges dans une jonction PN..... | 45 |
| Équation 2-8 : le courant généré dans l'APD-Geiger. | 45 |
| Équation 2-9 : équation de deux phénomènes produits dans une APD-Geiger..... | 45 |
| Équation 2-10 : l'équation du courant circulant dans la zone de charge d'espace. | 46 |
| Équation 2-11 : la tension de l'APD-Geiger dans le circuit électrique du modèle..... | 46 |
| Équation 2-12 : l'équation de la tension aux bornes de l'APD-Geiger..... | 46 |
| Équation 2-13 : équation du courant avec la variable j | 47 |
| Équation 2-14 : équation de la tension avec la variable j | 47 |
| Équation 2-15 : la loi de la dérivé pour la tension v | 47 |
| Équation 2-16 : la loi de la dérivé pour le courant i | 47 |
| Équation 2-17 : équation finale du courant i | 48 |
| Équation 2-18 : équation finale de la tension v | 48 |
| Équation 2-19 : le gain d'une APD-Geiger. | 50 |
| Équation 2-20 : la probabilité unique d'un signal. | 54 |
| Équation 2-21 : la probabilité dans une équation générale. | 54 |
| Équation 2-22 : la probabilité avec 3 APD-Geiger. | 54 |
| Équation 2-23 : la langueur de la coïncidence triple. | 55 |
| Équation 2-24 : la probabilité de coïncidence triple. | 55 |
| Équation 2-25 : la variable temporelle cherchée..... | 55 |
| Équation 2-26 : la période correspondante au temps maximum. | 55 |
| Équation 2-27 : la fréquence de la coïncidence triple..... | 55 |
| Équation 3-1 : la résistivité d'un barreau de silicium. | 77 |
| Équation 3-2 : la résistance d'un barreau de polysilicium. | 77 |
| Équation 3-3 : la résistance par carré. | 78 |
| Équation 4-1 : le courant de fuite total dans une photodiode. | 94 |
| Équation 4-2 : courant de fuite de volume. | 96 |
| Équation 4-3 : courant de fuite de surface. | 96 |
| Équation 4-4 : calcul de la capacité du plot métallique de $200\mu\text{m}$ de coté. | 105 |
| Équation 4-5 : la permittivité de l'oxyde. | 105 |

TABLE DES TABLEAUX

| | |
|--|-----|
| <i>Tableau 1-1 : récapitulatif des principales unités radiométriques et photométriques.</i> | 10 |
| <i>Tableau 1-2 : comparaison entre les deux principales sociétés produisant les PMT.</i> | 19 |
| <i>Tableau 1-3 : présentation des trois types de SiPM Hamamatsu.</i> | 20 |
| <i>Tableau 1-4 : comparaison entre les APD, APD-Geiger, SiPM et PMT.</i> | 22 |
| <i>Tableau 1-5 : récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD.</i> | 32 |
| <i>Tableau 1-6 : comparaison entre les deux technologies CCD et APS (CMOS).</i> | 34 |
| <i>Tableau 2-1 : comparaison entre la fréquence du bruit mesurée et calculée pour 2, 3, 4 et 5 APD-Geiger.</i> | 55 |
| <i>Tableau 3-1 : les étapes de recuit pour les trois implantations.</i> | 75 |
| <i>Tableau 3-2 : les paramètres du cahier de charge.</i> | 80 |
| <i>Tableau 3-3 : le procédé de fabrication proposé.</i> | 82 |
| <i>Tableau 3-4 : les mesures effectuées et les appareils utilisés en salle blanche.</i> | 82 |
| <i>Tableau 3-5 : tableau récapitulatif des échantillons Témoin à utiliser durant le Procédé.</i> | 83 |
| <i>Tableau 3-6 : suivi des épaisseurs SiO₂ et polysilicium.</i> | 85 |
| <i>Tableau 4-1 : Les tensions de claquage théorique et mesurées sur les caractéristiques électriques.</i> | 93 |
| <i>Tableau 4-2 : courant de fuite pour des photodiodes carrées de différentes tailles.</i> | 94 |
| <i>Tableau 4-3 : évolution du courant de fuite et de la tension de claquage en fonction de T.</i> | 102 |
| <i>Tableau 4-4 : tableau des capacités à 12V.</i> | 106 |
| <i>Tableau 4-5 : tableau de comparaison : tension de claquage.</i> | 107 |
| <i>Tableau 4-6 : tableau de calibrage du flux lumineux des quatre longueurs d'onde.</i> | 115 |
| <i>Tableau 4-7 : les valeurs utilisées pour la sensibilité aux faibles flux lumineux.</i> | 117 |
| <i>Tableau 5-1 : les domaines d'utilisations des compteurs de photons.</i> | 128 |
| <i>Tableau 5-2 : Tableau récapitulatif des coïncidences attendues et obtenu dans le noir.</i> | 136 |

INTRODUCTION GENERALE

La thématique du travail décrit dans ce mémoire est *la photodétection*, mais comme le disait Mr le Baron de Coubertin, nous voulons l'étudier *citius, altius, et fortius*. Le vecteur de nos informations est le *photon visible*, avec une longueur d'onde comprise entre 0,4 et 0,8 μm . Non seulement, nous voulons détecter la présence de ces photons, mais nous voulons aussi les organiser en images. Notre œil est en soi un détecteur très sensible, capable d'imagerie, mais relativement peu rapide. Si l'on vise à être plus performant, et réaliser des détections quasi ultimes, il nous faudra compter des photons individuellement avec une précision spatiale et temporelle la meilleure possible. C'est cette démarche vers la conception et la fabrication d'un photodétecteur ayant des performances avancées qui est présentée dans ce mémoire, et qui constituera la base de notre cahier des charges.

Mais avant d'aborder les concepts et les technologies, une petite mise au point s'impose, ainsi qu'un historique. En effet, l'essentiel du travail décrit dans ce mémoire concerne le domaine de la micro-électronique. Or cette thèse est inscrite dans l'Ecole Doctorale « Sciences de l'Univers et de l'Environnement ». Cette affiliation, s'explique en effet par l'histoire de notre projet « **SPAD** (Single Photon Avalanche Detector) ». L'application principalement visée dès départ était la détection des rayons gamma cosmiques de très haute énergie (THE). On sait aujourd'hui que lorsqu'un de ces photons cosmiques THE arrive dans la haute atmosphère (vers une vingtaine de kilomètres), il va interagir avec les noyaux atmosphériques, et donner naissance à des cascades électromagnétiques photons/électrons. L'énergie étant très élevée au départ, les particules secondaires vont se propager à une vitesse proche de celle de la lumière. Mais cette propagation se faisant dans un air d'indice supérieur à 1 (et croissant), les particules vont « dépasser » les photons dans l'air (vitesse c/n). Cette onde de choc lumineuse, comparable à un BANG supersonique, se traduit par une émission lumineuse très brève qui accompagne le développement de la gerbe. Ce cône de lumière, à ces énergies, se traduit au sol par un flash lumineux de quelques nanosecondes, et d'une extension d'une centaine de mètres. Ce phénomène d'électrodynamique relativiste a été étudié par le physicien russe CERENKOV, qui lui a donné son nom; notons que celui-ci étant d'origine cyrillique, on trouve en français indifféremment les orthographies Cerenkov, Cherenkov, Tcherenkov.

Le rayonnement cosmique est aujourd'hui assez bien connu, et fait l'objet de nombreuses publications et livres (par exemple (1), (2)). On trouvera en **Annexe A** un bref résumé des connaissances actuelles sur le rayonnement cosmique, ainsi que sur le processus Cerenkov, et sur le développement des gerbes atmosphériques.

L'annexe B, quant à elle, donnera le résultat du travail de plusieurs stagiaires de Master (3), (4), (5), qui, dans le cadre d'une étude de faisabilité faite pour le télescope T60 du Pic du Midi, ont déterminé les divers paramètres permettant de d'estimer les flux attendus pour ce site:

- Flux des photons THE.
- Eléments de calcul de la lumière Cerenkov produite.
- Niveau du bruit de fond optique local « cette obscure clarté qui tombe des étoiles ».

Des références bibliographiques complémentaires sont incorporées dans les annexes.

D'un point de vue expérimental, l'astronomie Cerenkov remonte à une trentaine d'années. Pour mesurer ces flashes de très faibles luminosités, la méthode retenue consiste à associer un miroir parabolique de grande taille, pour concentrer les photons, et un plan de détection comprenant des centaines de photomultiplicateurs pour réaliser une image sommaire du flash. La quantité de

lumière recueillie donne des informations sur l'énergie de la gerbe, et la géométrie permet de remonter à la direction d'arrivée dans le ciel.

L'intérêt porté par le CESR à cette astronomie THE est l'aboutissement d'une initiative qui a démarré il y a une dizaine d'années. A cette époque, le CESR participait déjà aux expériences de détection des rayons gamma à très haute énergie sur le site de Thémis, dans les Pyrénées Orientales (CAT et CELESTE (6), (7), (8)), mais le besoin de détecteurs plus performants en termes d'imagerie se faisait déjà sentir.

Ces rayons gamma que nous cherchions avec cette première génération de détecteurs, constituent une partie du rayonnement cosmique qui baigne l'environnement terrestre. Ce rayonnement est le flux de noyaux atomiques et de particules de haute énergie (c'est-à-dire relativistes) qui circulent dans le vide interstellaire. On désigne également aujourd'hui les « **rayons cosmiques** » sous le nom d'Astroparticules. Certaines de ces particules, de sources solaires, galactiques ou extragalactiques peuvent nous traverser, interférer avec l'ADN, traverser la roche et les bâtiments et profondément pénétrer le sol et le sous-sol planétaire. L'étude du rayonnement cosmique a commencé au début du XX^e siècle avec les travaux de Victor Hess.

En 1912, le physicien autrichien Victor Franz Hess mesure le taux d'ionisation en fonction de l'altitude avec un électromètre à feuille d'or embarqué dans un ballon. L'ionisation décroît jusqu'à 700m, puis croît au-delà. Il y a peu de différences entre le jour et la nuit. Hess en conclut à l'origine cosmique (c'est-à-dire en dehors du système solaire) de ce rayonnement (9). Ces résultats sont confirmés par Robert Millikan qui travaille à l'aide de ballons sondes. Hess pense également que ces rayons sont électriquement neutres. Cette affirmation est démentie dès 1928 où l'on montre que l'essentiel du rayonnement atteignant la surface de la Terre est constitué de particules chargées. Millikan suppose alors que ces dernières résultent de l'interaction entre les rayons neutres de l'espace (rayonnement gamma) et les molécules de l'atmosphère. Arthur Compton démontre que le rayonnement est en fait variable suivant la latitude où il est mesuré (plus faible à l'équateur qu'aux pôles) du fait de l'influence du champ magnétique terrestre, prouvant par cela même qu'il s'agit de particules chargées.

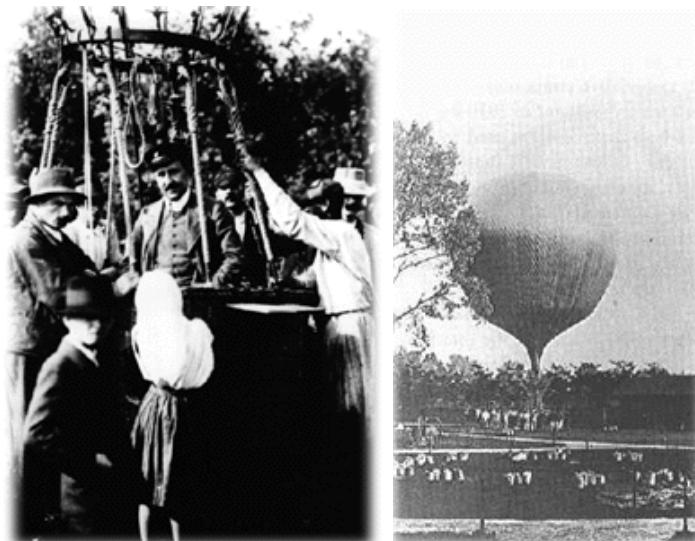


Figure 0-1 : A gauche: Victor Hess avant son vol en ballon, pendant lequel il observa une augmentation de l'intensité des rayons cosmiques avec l'altitude. A droite, son ballon.

C'est donc en premier lieu à Victor Hess, pour cette découverte, qu'est dédié le présent travail. Nous verrons rapidement une deuxième raison à ce choix. En effet, sur le site de Thémis dont nous parlions ci-dessus, plusieurs télescopes étaient opérationnels, utilisés pour la détection du rayonnement Cerenkov émis par les particules de haute énergie dans l'atmosphère. En effet, et

heureusement, la technologie a évolué depuis l'époque de Victor Hess, et la détection des gerbes engendrées par les rayons cosmiques est aujourd'hui réalisée à l'aide de caméras composées de plusieurs centaines de photomultiplicateurs, associées à de grands miroirs concentrateurs, comme nous l'avons dit ci-dessus. L'expérience acquise à cette époque nous a permis de participer de manière active à l'expérience de la génération suivante, qui a justement reçu le nom de HESS (aussi acronyme de High Energy Stereoscopic System), installée sur un site approprié en Namibie (10). Les résultats de l'expérience HESS sont aujourd'hui unanimement reconnus, nous n'en citerons que quelques-uns, (11), (12), (13).

L'utilisation de photomultiplicateurs semblait à cette époque (années 90) une évidence, car aucun autre détecteur n'avait une sensibilité et un temps de réponse suffisants. Il y a environ six ans, l'idée a donc émergé de rechercher un composant qui aurait des caractéristiques équivalentes au photomultiplicateur, sans avoir les inconvénients de celui-ci, c'est-à-dire une masse non négligeable, une sensibilité au champ magnétique, la nécessité d'utiliser des tensions élevées, etc. C'est ainsi qu'après de nombreuses discussions, a été mise en place une collaboration entre le LAAS et le CESR. Un cahier des charges en six étapes (de l'étude de la faisabilité jusqu'à l'extension aux contraintes du domaine spatial) fut mis au point, l'objectif final de ce projet ambitieux étant de pouvoir développer un télescope Cerenkov complet utilisant cette nouvelle technologie à base de semi-conducteur silicium, fonctionnant en mode **Geiger**. Les photodétecteurs que nous avons développés font partie de la famille des photodiodes à avalanche, c'est-à-dire que leur gain peut devenir très grand, et que leur fonctionnement est quasiment en tout-ou-rien. Avant d'être utilisé en physique du solide, le mode Geiger a d'abord été utilisé dans les tubes à gaz, par Hans Geiger, presque à l'époque où Hess menait ses explorations en ballon. C'est donc à ce deuxième personnage qu'est aussi dédié ce travail (14).

Physicien nucléaire Hans Geiger, dont le nom est connu du monde entier pour son invention d'un instrument de mesure de la radioactivité connu comme le compteur Geiger, est né Johannes Wilhelm Geiger de Neustadt-une-der-Haardt, en Allemagne, le 30 septembre, 1882. En 1911, avec Rutherford, il développe un compteur à gaz composé d'une enveloppe scellée et d'une électrode interne. Le passage d'une radiation crée, par effet d'avalanche, et si la tension est suffisamment élevée, une impulsion de courant dans le circuit. Le comptage de ces impulsions permet de caractériser la quantité de particules ionisantes présentes.



Figure 0-2 : Hans Geiger, l'inventeur de système de comptage Geiger.

Ces compteurs ont été utilisés dès les années 1925, pour la détection des rayons cosmiques et la recherche de minéraux radioactifs.

Travaillant à l'Université de Kiel en 1928, Geiger a amélioré le compteur Geiger avec son collègue physicien Walther Müller. Ils ont ainsi amélioré la sensibilité de leur instrument, ses performances

et sa fiabilité. La nouvelle version a été surnommée le compteur Geiger-Müller et aujourd’hui les deux hommes partagent le crédit pour avoir créé un outil qui est toujours utilisé, en version évidemment améliorée, dans les laboratoires du monde entier. Ces dernières années, les compteurs Geiger ont été remplacés pour certaines applications par des outils plus complexes, mais toujours sur le principe d’un état saturé. Aujourd’hui, cet effet garde son nom, bien qu’il s’agisse de conduction dans les solides.

Nous avons donc choisi la voie de l’effet Geiger dans les solides, car ce phénomène d’avalanche permet d’obtenir des gains très importants, autorisant la réalisation de « photomultiplicateurs solides », ouvrant la voie à des télescopes Cerenkov « tout silicium » à haut potentiel d’intégration.

Cette perspective de développement était en effet pour l’époque, ambitieuse et hasardeuse, comme on le verra dans le premier chapitre, qui présentera un état de l’art de la photodétection aujourd’hui : qu’y a-t-il sur le marché mondial aujourd’hui, et avec quelles applications potentielles ? En effet, il existait bien divers types de détecteurs à semi-conducteur, mais aucun n’avait les caractéristiques suffisantes. Par ailleurs diverses études au niveau international avaient commencé, permettant d’envisager, avec confiance, le développement de tels composants.

Le projet a donc démarré, soutenu par l’entreprise MICROTEC, et avec l’aide de la Centrale de Technologie du LAAS-CNRS. Ceci a permis le financement d’une première bourse CIFRE (Denis PELLION), puis un soutien financier par le Conseil Régional Midi-Pyrénées. Malgré de nombreuses difficultés technologiques, cette première phase du projet a abouti à la soutenance d’une thèse le 8 décembre 2008 (15), montrant une bonne uniformité de la production. Mais quelques problèmes quant à de la sensibilité lumineuse sont apparus dans la phase de caractérisation. Mais pour assurer la continuité de travaux futurs, les mêmes acteurs avaient prévu la présente deuxième thèse sur ce sujet. Outre la conception d’un modèle amélioré du détecteur, l’accent a été mis ici sur le potentiel du développement d’une imagerie Geiger.

Nous vivons à l’ère du tout numérique, et le moindre appareil photo ou téléphone portable nous permet, pour un prix très modique -une centaine d’euros-, de réaliser des images d’une dizaine de mégapixels en quelques dizaines de millisecondes. La barre est donc placée haut, et les constructeurs sont nombreux sur le marché. Diverses questions philosophiques se sont donc posées avant d’aborder ce travail :

- quel intérêt à refaire ce qui existe presque déjà ?
- quelles applications pourraient en bénéficier ?
- comment aborder ce problème ?

Ces questions font donc l’objet du premier chapitre. Nous passerons en revue l’existant, de la simple photorésistance au SiPM le plus évolué, en passant par le CCD et le tube photomultiplicateur. Ces divers termes seront explicités dans ce chapitre. Nous y verrons aussi pourquoi la technologie qui nous a paru la plus prometteuse était celle de la mise en œuvre de détecteurs solides mettant à profit l’effet d’avalanche Geiger dans le silicium. Et puisqu’il est question de photons, les unités photométriques seront présentées. Comment sinon pourrait-on comparer les composants de notre production avec le marché international ?

Le chapitre deux du mémoire décrit le travail d’analyse mené sur les procédés déjà développés au sein de la collaboration LAAS-CESR, afin de définir et simuler de manière extensive un nouveau procédé.

Le chapitre trois décrit ce nouveau modèle de composants à base de photodiodes à avalanche fonctionnant en mode Geiger. Divers modèles géométriques sont présentés, selon l’utilisation qui en sera faite. Une comparaison avec la production au niveau mondial montrera pourquoi on peut espérer atteindre un niveau technologique équivalent, voire meilleur. L’argument fort ici est la

diminution du comptage d'obscurité, qui grève les performances des composants commerciaux actuels.

Le chapitre quatre décrit l'ensemble des caractérisations qui ont été menées. La comparaison avec la production internationale permet de valider le concept initial.

Le chapitre cinq, enfin, est consacré aux applications de la technologie Geiger. La première, l'objectif astronomique, a été au cœur de la mise en place de la collaboration LAAS-CESR. Le projet qui concrétise cet objectif a été nommé CHERPic, pour désigner un démonstrateur de télescope CHERenkov devant être installé au PIC du Midi. Une fois ce concept validé, on pourrait envisager de l'utiliser dans le cadre du projet CTA (Cerenkov Telescope Array).

Mais dès le début, il avait déjà été envisagé d'étendre le champ d'application de ces détecteurs au maximum. Il nous est apparu que le domaine du biomédical était potentiellement très prometteur. Mais cela implique une maîtrise d'une imagerie ultrafine et ultrasensible : c'est le Graal de l'imagerie. Nous y étudions un modèle d'imageur Geiger. Un tel imageur sera-t-il susceptible à terme de détrôner l'imagerie CCD sur tous les plans ? Le projet associé, nommé EXPLODERM (EXPLoration Optique fine en DERMatologie) a été labellisé par le Pôle de compétitivité Cancer-bio-santé, et fait actuellement l'objet d'une demande de financement au FUI. L'aspect valorisation et transfert de technologie a donc accompagné ce travail dès son début.

Ce passage aux applications dans le monde du Vivant nous amène à parler d'un troisième « parrain » de ce mémoire, faisant en quelque sorte la liaison entre ce travail de micro-technologie et l'influence des Rayons Cosmiques sur la Vie: Charles Darwin !

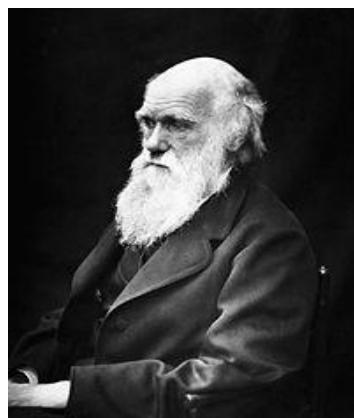


Figure 0-3: Charles Darwin.

Notre troisième personnage sera donc Charles Darwin. Mais que vient donc faire ici l'auteur de *l'Origine des espèces* ?

Charles Robert Darwin (12 février 1809-19 avril 1882) est un naturaliste anglais dont les travaux sur l'évolution des espèces vivantes ont révolutionné la biologie. Célèbre au sein de la communauté scientifique de son époque pour son travail sur le terrain et ses recherches en géologie, il a formulé l'hypothèse selon laquelle toutes les espèces vivantes ont évolué au cours du temps à partir d'un seul ou quelques ancêtres communs grâce au processus connu sous le nom de « sélection naturelle ».

Si cette théorie a été à peu près globalement acceptée (bien que des réticences existent encore chez les « créationnistes », la manière dont se fait cette évolution reste encore floue. Si la biologie moléculaire nous dit aujourd'hui qu'il y a des erreurs dans la recopie de séquences d'ADN, il peut y avoir à cela deux raisons :

- cette erreur est purement fortuite, et d'origine biomoléculaire

- la cassure du brin d'ADN a été provoquée par le passage d'une particule ionisante énergétique, autrement dit induite par un rayon cosmique : nous serions donc tous des enfants des rayons cosmiques !

Cette assertion n'est pas gratuite. En effet, elle a été démontrée de manière assez simple (16). Diverses cultures issues de mêmes souches ont été placées dans deux environnements, le premier étant un laboratoire toulousain de l'UPS, le second étant installé assez profondément dans une grotte ariégeoise. Au bout d'un certain nombre de générations, on a constaté des mutations dans l'échantillon toulousain, comme on le voit dans tous les laboratoires de biologie. Mais dans l'échantillon ariégeois, il n'y en a quasiment pas eu, l'évolution semblant s'être arrêtée. En fait, la couverture rocheuse a bloqué l'arrivée des rayons cosmiques jusqu'aux échantillons biologiques. Ce sont ces observations qui ont d'ailleurs permis l'essor de la médecine spatiale, et qui ont montré le danger potentiel des vols stratosphériques humains, a fortiori dans l'espace. Donc oui, Darwin a toute sa place dans ce monde des rayons cosmiques, et le travail présenté dans ce mémoire est donc très transversal !

On peut conclure cette introduction en résumant l'objectif de ce travail, sous forme d'un cahier des charges:

- Développer un photodétecteur solide ayant une très grande sensibilité, présentant un comptage d'obscurité minimal, et un fort potentiel d'intégration en systèmes d'imagerie.
- Caractériser intensivement les détecteurs produits
- Comparer les performances obtenues avec celles des photomultiplicateurs.

La conclusion du mémoire tentera de montrer si « le PM est mort », ou s'il peut encore vivre tranquille !

Chapitre 1 : **LA PHOTODETECTION AUJOURD'HUI**

Introduction

La lumière est la portion visible du rayonnement électromagnétique qui couvre un domaine extrêmement large. Ces ondes électromagnétiques se déplacent dans le vide à la vitesse de la lumière : $c = 299792 \text{ km/s}$. Elles diffèrent les unes des autres selon leurs longueurs d'onde et donc l'énergie qu'elles transportent.

On sait que la lumière peut être considérée soit comme un phénomène ondulatoire, soit constituée de particules élémentaires de masse nulle, les photons. Pour le premier cas, on emploie la longueur d'onde pour caractériser les différents rayonnements visibles. Celui ci s'étend de 380nm à 780nm. En dessous c'est l'ultra violet, au-dessus c'est l'infrarouge. Pour le second cas, les travaux de Planck et Einstein ont conduit à admettre que l'énergie transportée par la lumière est quantifiée. Chaque photon porte une énergie $E = h\nu$, h étant la constante de Planck et ν la fréquence.

Le comportement de la lumière a été décrit par Newton, puis par les équations de Maxwell, et aujourd'hui par les lois de l'électrodynamique quantique.

Les deux caractères corpusculaire et ondulatoire sont mis en évidence dans la région du visible du spectre électromagnétique. D'une part parce qu'il possède une énergie suffisante pour exciter les phénomènes photoélectriques et photochimiques. D'autre part les longueurs d'ondes sont assez grandes pour pouvoir observer des phénomènes d'interférences et de diffractions.

On rappellera quelques notions de base sur les rayonnements surtout dans le visible. Ces notions sont importantes quand il s'agit de caractériser certains aspects d'un photodétecteur comme l'efficacité quantique, la réponse spectrale etc.

Qui dit photodétecteur dit interaction rayonnement matière. C'est la lumière qui est responsable du phénomène de la photodétection. Il nous semble alors nécessaire de rappeler sommairement le vocabulaire utilisé pour cette grandeur optique avant de passer aux photodétecteurs.

Le premier paragraphe est donc consacré à un aperçu sur la mesure de la lumière et les principales unités. On établira ensuite une liste de photodétecteurs actuels existant sur le marché, leurs champs d'application. Finalement, une partie est orientée vers l'imagerie Geiger avec un rappel sur l'imagerie existant actuellement et une étude sur les différentes caractéristiques sera établie.

1.1 Notions photométriques

L'explication des notions de la photométrie est liée aux différents paramètres qui sont essentiels quand on parle de la lumière comme, la luminance, l'éclairement, l'intensité etc.

1. La luminance (L) :

On appelle luminance, au niveau du récepteur, la densité spectrale du rayonnement émis par S dans la région de Ω et dans la direction de θ . C'est le flux lumineux par stéradian par mètre carré exprimé en $\text{w.m}^{-2}.\text{sr}$, F est le flux reçu au niveaux du récepteur.

Équation 1-1 : la luminance en fonction du flux émis par une source.

Il est remarqué que :

- La luminance au niveau du récepteur est égale à la luminance au niveau de la source s'il n'y a ni perte ni gain au cours de la propagation entre source et récepteur.
- On ne peut parler de luminance que si on se trouve dans une situation d'incohérence spatiale (principe d'Huygens (17)). C'est à dire d'une façon très simplifiée que les dimensions du récepteur sont très supérieures à la longueur d'onde émise par la source.

On peut déterminer ainsi réciproquement le flux (exprimé en lumen : lm) tel que le récepteur reçoit, par la relation :

Équation 1-2 : le flux lumineux reçu par un récepteur quelconque.

2. L'éclairement (E) :

En un point donné, il est défini par le rapport entre le flux reçu et l'aire réceptrice, il est exprimé en lux (lx). C'est la densité, par unité de surface, de la lumière qui arrive sur une surface.

Équation 1-3 : l'éclairement d'un point quelconque.

3. L'intensité (I) :

L'intensité d'une source est le rapport entre le flux sortant de la source et l'angle solide (le flux débité par la source dans une direction donnée par unité d'angle solide), elle est exprimée en candela (cd) :

Équation 1-4 : l'intensité d'un flux quelconque.

4. La quantité de lumière (Q) :

La quantité de lumière (Q) est l'intégrale du flux pendant un intervalle de temps:

Équation 1-5 : la quantité de lumière reçue par un objet.

On peut définir un rayonnement par sa grandeur photométrique, c'est à dire par rapport à la perception visuelle. Il s'agit d'apprécier comment les lumières sont perçues visuellement. Il est non seulement nécessaire de connaître l'efficacité visuelle des divers rayonnements, mais le comportement visuel humain pour élaborer une photométrie visuelle. L'application de la photométrie englobe les domaines d'éclairage, de la couleur etc. (18), (19). Vu la complexité du comportement visuel, on cherche à idéaliser ce comportement par deux hypothèses simplificatrices qui sont :

- Les observateurs humains peuvent être représentés par un observateur moyen, dit observateur de référence photométrique.
- Cet observateur moyen possède une sensibilité spectrale constante, fonction linéaire des grandeurs radiométriques dans le domaine d'observation photonique.

Équation 1-6 : la sensibilité spectrale d'un objet.

Si l'Équation 1-6 représente la sensibilité spectrale de l'observateur de référence photonique (luminance moyenne du champ voisine de 10cd.m^{-2}), alors toute grandeur photométrique énergétique spectrique (par rapport au spectre) possède un équivalent visuel par la relation :

Équation 1-7 : la grandeur photométrique énergétique.

Où $K(\lambda)$ s'appelle l'efficacité lumineuse spectrale du rayonnement, K_m est l'efficacité lumineuse maximale et qui vaut 683 lumens par watt (20).

$V(\lambda)$ est l'efficacité lumineuse relative spectrale du rayonnement, dont le maximum est situé pour la longueur d'onde de 555nm. Cette fonction permet de définir d'une façon moins arbitraire ce qu'est le visible, quoique les limites de la longueur d'onde visible dépendent des conditions d'observations et de l'intensité de la lumière. Les limites extrêmes du rayonnement visible sont de 360 à 830 nm. Mais pour les limites d'usage colorimétriques (relative à la couleur), les limites adoptées vont de 380 à 780 nm.

Le tableau ci-dessous (Tableau 1-1) résume les principales unités de mesures radiométriques, photométriques et photoniques (en nombre de photons) (21).

| Définition | Unités | | |
|--------------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|--|
| | Energétique | Lumineuse | Photonique |
| Flux | watt, w (J.s^{-1}) | lumen, lm (cd.sr) | photon/s s^{-1} |
| Intensité | w.sr^{-1} | candela (cd) | $\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ |
| Luminance | $\text{w.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ | cd.m^{-2} | $\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ |
| ECLAIREMENT d'une surface réceptrice | w.m^{-2} | lux | $\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ |
| EXISTENCE d'une surface émettrice | | (lm.m^{-2}) | |
| Exposition | J.m^{-2} | lux.s | m^{-2} |
| Quantité de lumière | J | lum.s | nombre de photons |

Tableau 1-1 : récapitulatif des principales unités radiométriques et photométriques.

Ainsi le spectre de visible s'étend d'une longueur d'onde de 380nm jusqu'au 780nm. Le début du spectre commence par l'UV passant par le bleu, le vert, le jaune, le rouge avant d'arriver au début de l'IR à la fin du spectre. Le spectre de la lumière visible forme une zone très petite dans toute la gamme spectrale des ondes électromagnétiques (22). La représentation du spectre total ainsi que le spectre de la lumière visible est donnée sur la Figure 1-1.

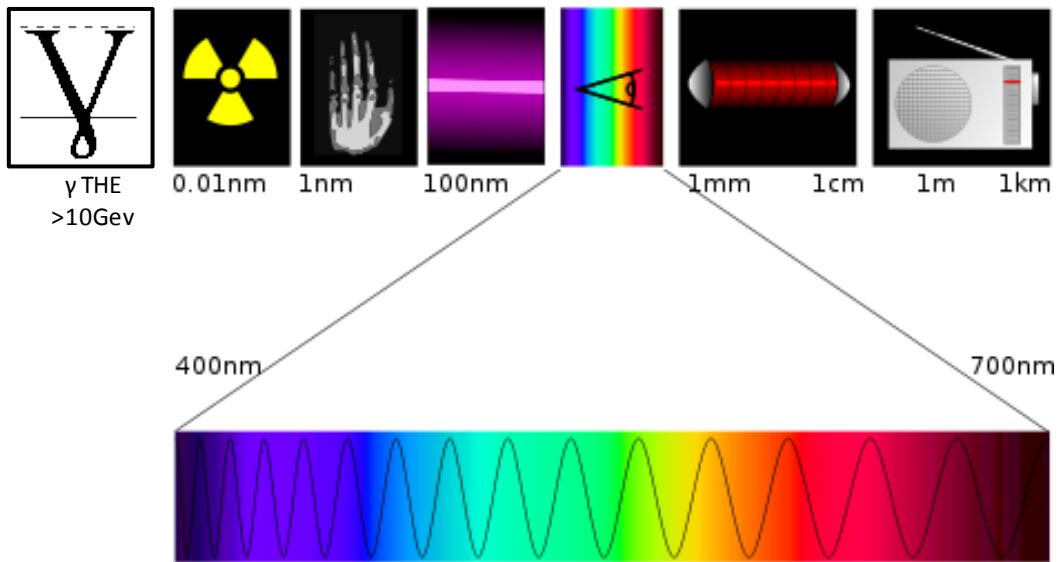


Figure 1-1 : Le spectre électromagnétique (le spectre visible correspond aux couleurs en bas du schéma).

Dans cette thèse, outre la lumière visible, nous serons également concernés par la partie énergétique du spectre, les γ THE ($>10\text{GeV}$).

1.2 Les détecteurs

Le choix d'un photodétecteur sera dicté par divers paramètres, le plus important étant sans doute sa sensibilité. Nous passerons en revue les divers types de détecteurs courants, mais nous nous attarderons sur ceux plus particulièrement dédiés aux flux les plus faibles. En effet, une évolution majeure s'est dessinée ces dernières années. Alors que depuis une trentaine d'années, le tube à vide (photomultiplicateur) dominait, on voit apparaître des composants à l'état solide, sous forme de photodiodes à avalanche utilisées en mode Geiger (APD-Geiger). L'utilisation de ces composants en remplacement des PMT est l'objet de nombreuses études, dont celle-ci. Ce concept reste à valider dans les diverses applications potentielles. Le PMT a été conçu dans les années 50 (23). En parallèle des PMT, d'autres types de détecteurs sont aussi utilisés pour la photodétection : ce sont les CCD, les CMOS et les EMCCD. Ces technologies ont débuté dans les années 70, et ont permis progressivement de réaliser des systèmes d'imagerie de plus en plus performante, avec des sensibilités et des résolutions croissantes. Ce sont des matrices de pixels, mais à bas niveaux de lumière, on retrouve les problèmes de bruit ainsi que de vitesse. Les contraintes sur ces paramètres sont liées aux applications visées.

Les détails technologiques des CCD et CMOS sont donnés plus loin dans ce chapitre (cf. paragraphe 1.4.2).

1.2.1 Les PMT

Il y a quelques années à peine, un seul détecteur du flux lumineux de très faible intensité existait sur le marché mondial comme étant un détecteur utilisé dans tous les instruments pour la détection de rayonnements cosmiques. Le PMT fait partie de détecteur à tube qui utilise le principe de l'amplification de la quantité des électrons par de dynodes installées dans sa partie intérieure (24). Un photomultiplicateur est constitué d'une photocathode qui convertit un signal lumineux en une charge électrique amplifiée par une succession de dynodes. La Figure 1-2 présente les éléments essentiels d'un PMT comportant :

- Une photocathode qui convertit le flux lumineux en flux d'électrons par effet photoélectrique;
- Un système électro-optique d'entrée qui concentre et accélère le flux d'électrons;
- Un multiplicateur d'électrons, comprenant une série d'électrodes à émission secondaire (dynodes), et enfin
- Une anode qui recueille le flux d'électrons à partir du coefficient multiplicateur et fournit le signal de sortie.

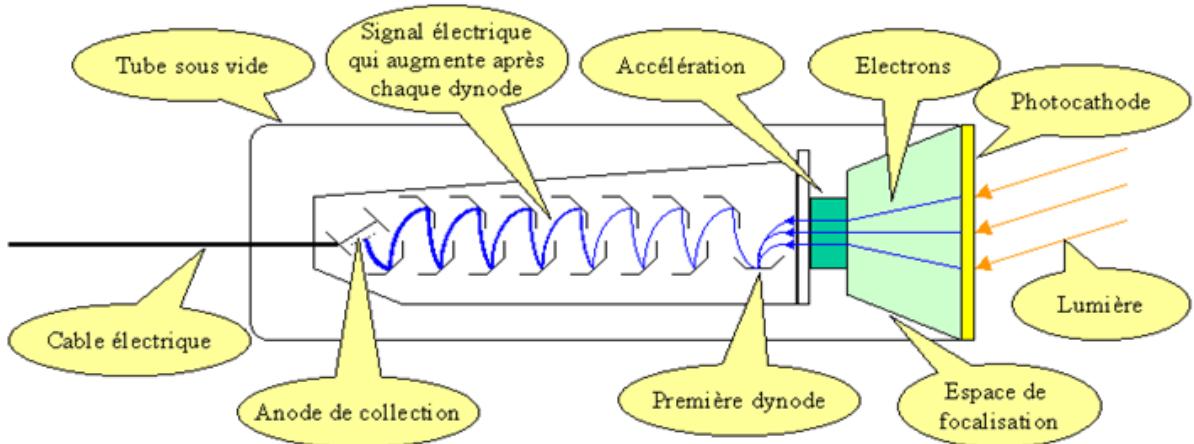


Figure 1-2: la structure complète d'un PMT.

La Figure 1-2 montre la structure d'un PMT avec la surface réceptrice de photons et la sortie donnant un signal électrique en fonction de photons reçus par effet photoélectrique.

Les deux phénomènes fondamentaux pour le fonctionnement d'un photomultiplicateur sont la photoémission et l'émission secondaire. La photoémission est due à une fraction des photons incidents qui donnent toute leur énergie aux électrons en servitude de la matière photocathode, en donnant certains d'entre eux suffisamment d'énergie pour s'échapper (25). Ce processus se répète de dynode à dynode jusqu'à l'anode, où les électrons sont finalement perçus. Ce processus est montré sur la Figure 1-2 où on peut remarquer les 4 parties constituant la structure d'un PMT.

1.2.1.1 La photocathode

Les cathodes normalement utilisées dans les photomultiplicateurs sont constituées d'un semi-conducteur photoémissif déposé. Il existe deux types principaux:

- Les cathodes semi-transparents : Les cathodes les plus largement utilisées, elles sont déposées à l'intérieur de la fenêtre d'entrée; les électrons sont émis à partir du côté opposé à la lumière incidente. La cathode peut être de diamètre important (de dix à quelques centaines de millimètres) et la fenêtre sur laquelle elle est déposée peut être plate ou ronde.
- Les cathodes opaques : elles sont déposées sur une électrode de métal à l'intérieur du tube. Les électrons sont émis à partir du côté éclairé. La région est généralement limitée à quelques centimètres carrés en raison de la taille des électrodes de focalisation.

Le matériau de la fenêtre d'entrée limite la sensibilité spectrale dans la région de courte longueur d'onde. Dans certaines applications, les fenêtres utilisées avec les cathodes semi-transparentes sont givrées pour réduire la réflexion.

1.2.1.2 Le système électro-optique d'entrée

Le but du système d'électro-optique d'entrée est de concentrer tous les photoélectrons sur la zone utile de la première dynode. Si la photocathode est opaque, elle fait partie de la structure de l'électrode interne et le système d'entrée peut être simple. Toutefois, s'il s'agit d'une semi-transparente déposée sur la fenêtre d'entrée, et surtout si elle est grande, le système est plus compliqué et peut incorporer une ou plusieurs électrodes de focalisation supplémentaires.

La Figure 1-3 présente la configuration d'un système électro-optique d'entrée d'un PMT.

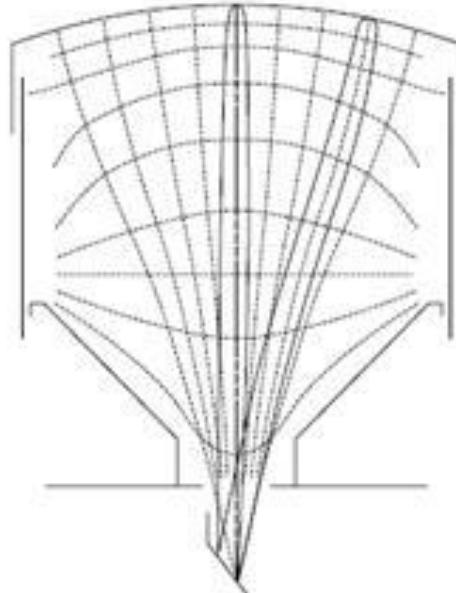


Figure 1-3 : exemple d'un système d'entrée électro-optique large.

Le système d'entrée doit satisfaire à deux exigences principales:

- Ce système doit être en mesure de concentrer le nombre maximum d'électrons sur la première dynode indépendamment de leur vitesse initiale et peu importe où sur la photocathode ils sont absorbés. Le rapport entre le nombre d'électrons atteignant la surface utile de la première dynode et le nombre total d'électrons émis par la cathode est appelée l'efficacité de collection, elle varie avec la longueur d'onde.
- Le temps de transit des électrons entre la cathode et la première dynode doit être, autant que possible, indépendamment de leur vitesse initiale et le point d'origine. Ceci est particulièrement important dans les photomultiplicateurs rapides, et ils ont donc des systèmes d'entrée plus complexes.

1.2.1.3 Le multiplicateur d'électrons

Les dynodes qui consistent en multiplicateur d'électrons sont arrangées de telle sorte que, le champ électrique entre elles, incite les électrons émis par chaque dynode à frapper l'autre avec une énergie de quelques centaines d'électrons-volts. À la suite de l'émission secondaire, le nombre d'électrons croît de dynode à dynode, en donnant la multiplication nécessaire (26). Cependant, ce n'est pas tous les électrons émis par une dynode qui peuvent atteindre la suivante. Chaque espace inter-dynode du multiplicateur est caractérisé par une efficacité de collection.

La structure du multiplicateur est le plus souvent itérative, toutes les dynodes (sauf, parfois, la première ou les deux premières et la dernière) étant identiques. En raison de la forte courbure de la trajectoire des électrons y entrent, le premier espace inter-dynode forme un accouplement critique entre le système électro-optique d'entrée et la partie itérative du multiplicateur. Pour cette raison,

une tension plus élevée est souvent appliquée entre les deux ou trois premières dynodes qu'entre les autres.

La Figure 1-4 montre la partie qui sert à la multiplication des électrons dans un PMT.

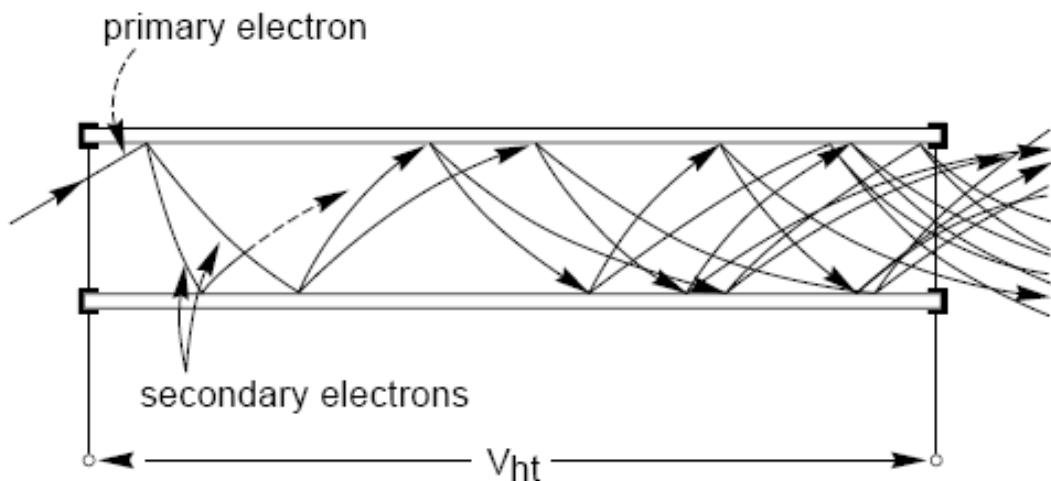


Figure 1-4 : la partie « multiplicateur d'électrons » d'un PMT.

Le gain de chaque étage fluctue autour d'une moyenne statistique. La même chose se produit aussi pour le gain global M du multiplicateur, qui est défini en fonction d'une valeur moyenne M et une probabilité de distribution. Les fluctuations de gain peuvent être réduites par:

- L'augmentation du coefficient d'émission secondaire.
- L'amélioration de l'uniformité du coefficient de l'émission secondaire.
- L'égalisation de l'efficacité de collection entre les étages.

Le temps transitoire d'électron entre la première dynode et l'anode varie également, pour les mêmes raisons que dans le système d'entrée:

- Variations de la vitesse initiale de l'électron.
- Variations dans la trajectoire des électrons.

Les facteurs importants qui régissent le gain et le temps de réponse des multiplicateurs sont les matériaux, la géométrie des dynodes et la haute tension appliquée. Le choix du matériau et de la géométrie permet d'optimiser la bande spatiale de sensibilité et la vitesse.

Les matériaux avec des coefficients d'émission secondaire satisfaisant sont, soit isolateurs ou semi-conducteurs. Pour la structure des dynodes, des matériaux comme AgMg, CuBe et NiAl sont utilisés. Les métaux alcalins utilisés dans la formation de la photocathode servent également à réduire l'affinité électronique des surfaces de la dynode. Certains matériaux photoémissifs (en particulier SbCs3) sont également de bons émetteurs secondaires et peuvent être déposés et traités de la même manière pour les deux photocathodes et dynodes.

1.2.1.4 L'anode

Le signal de sortie est recueilli sur la dernière dynode (sa sortie est appelée haut gain) ou sur l'anode (sortie bas gain). Le rapport d'amplification dynode/anode est fonction de la chaîne de polarisation. Ainsi pour un évènement de très faible amplitude (nombre de photons très réduits) une meilleure résolution est obtenue sur la dernière dynode ; En revanche lorsqu'un très grand nombre de photon est observé, le canal de haut gain (dynode) se trouve alors saturé, et une meilleure observation du signal est alors réalisée sur l'anode (24).

1.2.2 L'APD-Geiger

Au début des années 90, un nouveau concept, permettant la détection de très faible flux lumineux est né, basé sur un principe de microélectronique élémentaire. L'idée était de pouvoir utiliser la jonction PN, qui est une structure classique inventée dans les années 50, comme un bon photodéTECTeur de la lumière et surtout pour de faibles flux lumineux.

La diode à jonction PN peut être représentée sur la Figure 1-5.

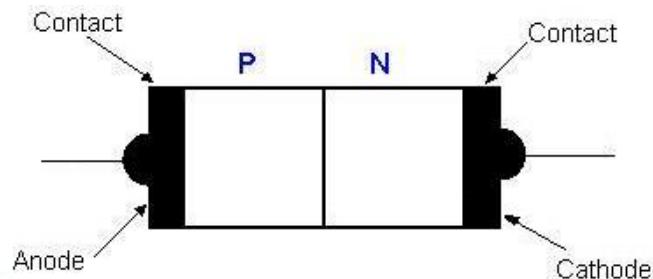


Figure 1-5 : Diode à jonction P-N.

La Figure 1-6 représente le symbole de cette diode comme on la rencontre dans les schémas d'électronique.

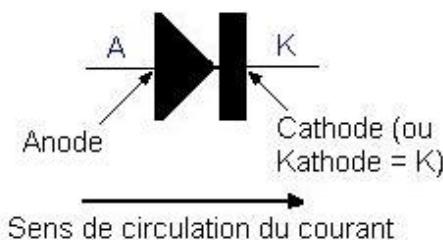
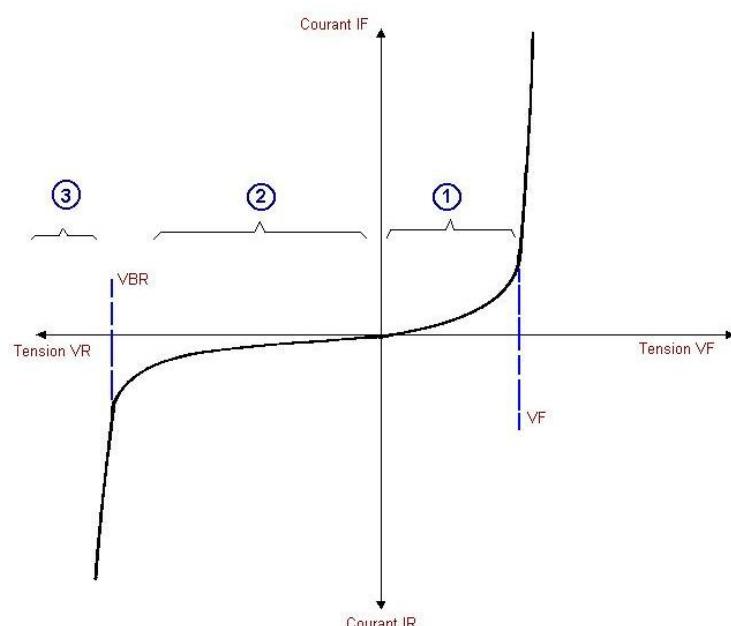


Figure 1-6 : symbole de la diode.

Une structure à jonction PN est définie par une caractéristique $I(V)$, sur laquelle on distingue plusieurs zones ou plus précisément modes de fonctionnement (27). Le Graphique 1-1 montre les différentes zones de fonctionnement d'une jonction PN en polarisations directe et inverse.



Graphique 1-1 : caractéristique $I(V)$ complète de la diode.

Généralement, on trouve deux types de polarisations dans une jonction PN :

- La polarisation directe : elle permet de faire fonctionner la diode en direct ainsi : la jonction est polarisée avec une tension positive suivant la jonction. Dans ce mode de fonctionnement, une tension de seuil V_F (Graphique 1-1) définit le basculement de la diode du sens bloqué au sens passant. La diode peut se comporter dans ce cas comme un interrupteur de commande qui laisserait passer le courant à travers elle en fonction de la tension appliquée à ses bornes.
- La polarisation inverse : dans ce mode de polarisation, la tension appliquée aux bornes de la diode (cathode/anode) est négative. La caractéristique en inverse est définie par un courant de fuite I_{DC} qui est théoriquement très faible (de l'ordre de quelques pA) et une tension relativement élevée qu'on appelle Tension d'avalanche ou Tension de claquage ou V_{br} (Breakdown Voltage en anglais). Cette tension sépare deux modes de fonctionnement dans le cas de la polarisation inverse. Ce sont donc, le mode normal (continu) limité par V_{br} , et le mode d'avalanche défini par V_{br} (Graphique 1-1).

Parmi les deux modes de polarisation ainsi cités, c'est la polarisation inverse qui nous intéresse et qui peut être exploitée pour la photodétection. L'utilisation de la structure PN en inverse pour la détection de la lumière est connue depuis plusieurs années en polarisation inverse. Le fonctionnement étant limité à une tension aux alentours de la tension d'avalanche (28). Ces genres de diodes sont appelées alors les APD classiques.

Les APD classiques existaient comme étant des détecteurs de la lumière mais insuffisants pour les faibles intensités lumineuses à cause de leurs limitations technologiques (faible gain, fort bruit etc.) (29). Le nouveau détecteur appelé APD-Geiger est, d'après son nom, une photodiode à avalanche (Avalanche PhotoDiode en anglais) pour APD et polarisée au delà de sa tension d'avalanche (ou tension de claquage V_{br}) pour le mode de fonctionnement. Ce mode de polarisation s'appelle le mode Geiger (relatif au M. Hans Geiger pour ses travaux sur le comptage des rayonnements nucléaires), d'où la nomination APD-Geiger. Ce nouveau mode de fonctionnement introduit aux caractéristiques $I(V)$ de la diode a fait l'objet des différentes études d'exploration (30), (31), (32) aux cours de toutes ces années écoulées depuis sa découverte. Les travaux principaux ont été menés sur la meilleure structuration technologique pour avoir un fonctionnement optimal dans le mode Geiger de la jonction PN.

La qualité de cette structure se révèle dans l'aptitude de produire l'effet Geiger au niveau de la jonction PN de l'APD sans claquer la jonction en périphérie et en restant capable d'avoir le maximum de gain au niveau de fonctionnement électrique (33). On peut définir dans ce cas, le facteur de multiplication qui explique l'établissement du régime Geiger dans le cas de la photodétection sensible de la lumière : M . Ce facteur est une fonction de la tension de polarisation appliquée à la jonction PN (V_P) et la tension qui limite le fonctionnement Geiger (V_G).

Le plus intéressant dans le cas de la polarisation inverse est le mode de fonctionnement d'au delà de l'avalanche. Ce mode qui s'appelle le mode Geiger, permet alors la sur-polarisation de la jonction en dessus de sa tension V_{br} , en la protégeant par une grande résistance contrôlant ainsi le retour du mode Geiger en mode normal de la diode (34).

La structure technologique d'une APD-Geiger à jonction PN, est présentée sur la Figure 1-7.

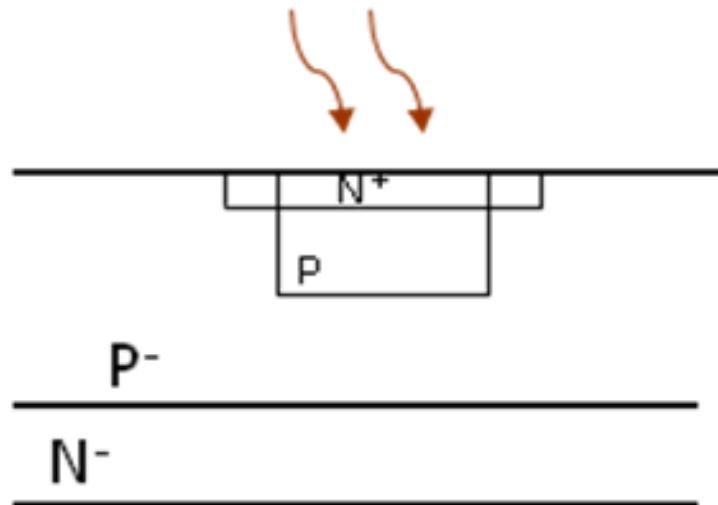


Figure 1-7 : la structure d'une APD-Geiger représentée par une jonction PN.

La zone sensible à la lumière est donc la couche N^+ mise en jonction avec la couche P. le phénomène d'avalanche se produit entre ces deux couches par la création d'une paire électron/trou suite à l'absorption d'un photon, définissant ainsi la multiplication des porteurs de charges donnant suite à un signal électrique (une impulsion) à la sortie de la diode aux bornes de la résistance de lecture (35).

1.2.3 Les SiPM

Un SiPM est une matrice de photodiodes uniques (APD-Geiger) représentant les pixels de cette matrice. La répartition de ces pixels est conçue d'une façon à attribuer à chaque pixel sa résistance de « Quenching » R_q . La connexion entre les pixels se fait d'une manière unique, cela veut dire que toutes les photodiodes sont reliées entre elles par le métal. Une seule connexion de la cathode est ainsi définie, permettant donc la polarisation de tous les pixels uniformément. L'anode est prise, dans ce cas, par la région P, une région commune entre toutes les photodiodes.

Pourquoi fait-on alors des SiPM puisque cela ne représente qu'un seul pixel ? La réponse à cette question est simple. Il s'agit d'une configuration particulière inventée au début des années 90s (36). Le but était de réaliser un dispositif qui a une taille plus importante (1mm^2) qu'une diode unique ($\sim 25.10^{-4}\text{mm}^2$) mais n'ayant pas une surface uniforme de 1mm^2 . L'idée est d'éviter une augmentation du bruit thermique généré, sachant que le bruit n'augmente pas linéairement avec la surface mais plutôt d'une manière exponentielle, empêchant ainsi la réalisation d'une diode avec telle surface. L'inconvénient se trouve certes dans la surface de détection qui n'est pas à 100%. En général, dans les SiPM, la surface active varie entre 30% et 80% suivant la forme et la taille des pixels (37).

Une représentation d'un SiPM est donnée sur la Figure 1-8.

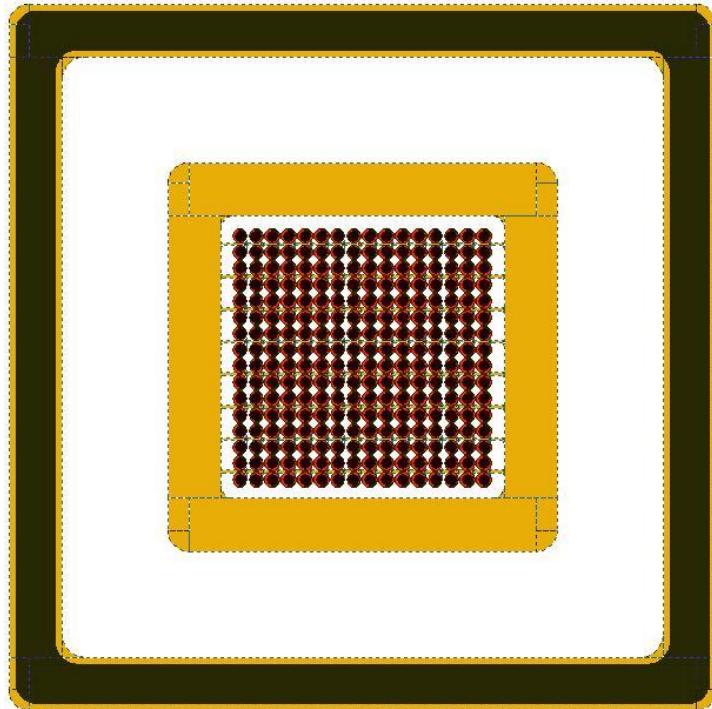


Figure 1-8 : un SiPM avec la cathode (cadre interne) et l'anode (cadre externe).

La structure complète d'un SiPM se base alors sur la réalisation d'une simple APD-Geiger et les contraintes exigeant leur fonctionnement côté à côté. Les défauts reliés à ces contraintes qui apparaissent dans le cas d'un SiPM peuvent avoir deux natures différentes (38):

- La nature optique : c'est le cas où les photons émis par une source lumineuse qui sont absorbés par différentes diodes peuvent perturber les diodes voisines. Un photon absorbé par une diode peut affecter par incidence optique une diode à côté. Ce phénomène s'appelle alors « Cross talk Optique ».
- La nature électrique : les photons ainsi absorbés par les diodes vont créer alors une avalanche et c'est ainsi que les défauts électriques apparaissent en affectant les diodes voisines par les électrons qui s'échappent vers leurs jonctions polarisées. Ce phénomène s'appelle « Cross talk Electrique ».

Pour éviter ce genre de problème, on peut éloigner les diodes l'une de l'autre (pour éviter les deux types de phénomènes). Dans ce cas, l'inconvénient est la diminution de la surface de détection (augmentation de l'espace mort entre les diodes). Pour éviter le « Cross talk électrique », on réalise des « tranchés » entre les diodes pour effectuer une séparation complète. La difficulté se trouve dans la complexité pendant la conception et la fabrication.

1.2.4 Le marché mondial de PMT et d'APD-Geiger

La fabrication et la commercialisation de PMT continue, mais il ne reste guère qu'un seul fabricant, HAMAMATSU. D'un autre côté, le marché mondial de fabricants de détecteurs APD-Geiger montre une croissance rapide. Les quelques dernières années ont montré une évolution remarquable de la recherche scientifique, le développement et la fabrication industrielle de ce type de détecteurs. On voit bien actuellement que le domaine d'activité de la fabrication est limité aux photodiodes uniques (mono pixels) (39) et aux SiPMs qui sont des matrices d'APDs (40), mais ne présentent pas un système complet d'imagerie. Il est clair qu'un détecteur de type APD-Geiger pourrait avoir un avenir prometteur dans le domaine de l'imagerie. Le défi réel de fabrication se résume dans le

développement de l'imagerie où tous les pixels de la matrice seraient adressables séparément pour pouvoir reconstituer une « vraie » image.

Nous présentons les principaux fabricants de PMT et des APD-Geiger.

1.2.4.1 Les fabricants de PMT

Les fabricants de PMT dans le monde sont nombreux mais les deux principaux jusqu'en 2008 sont Hamamatsu (41) et Photonis (42). La société Photonis a arrêté toute fabrication de PMT mais reste une société de vente des PMT. Elle continue à développer quelques autres produits comme les galettes à micro-canaux pour les militaires et les intensificateurs des images pour la vision de nuit (43). A partir de 2009, le seul fabricant potentiel de PMT est Hamamatsu qui continue à commercialiser ce type de photodéTECTeur pour fournir aux projets déjà en cours.

Ci-contre, sont présentées quelques photos de PMT de chez Photonis et Hamamatsu.



Figure 1-9 : les PMT d'Hamamatsu (à gauche) et Photonis (à droite).

Les PMT chez Hamamatsu (Figure 1-9 à gauche) représentent une gamme de tailles allant de 13mm à 127mm avec des formes circulaires, carrées et hexagonales. Chez Photonis (Figure 1-9 à droite), on trouve des PMT avec des tailles allant de 13mm à 300mm et plusieurs formes sont aussi disponibles comme les carrées, rondes et hémisphériques.

Le tableau suivant montre la répartition du marché de PMT dans le monde avant l'arrêt de fabrication de PMT chez Photonis.

| Les Fabricants | Hamamatsu | Photonis | Autres compagnies |
|--|-----------|----------|-------------------|
| % d'occupation de vente de PMT sur le marché mondial | 70 | 25 | 5 |

Tableau 1-2 : comparaison entre les deux principales sociétés produisant les PMT.

Notons que, cette répartition est extraite de l'année 2002 jusqu'en 2006. L'arrêt de fabrication de PMT chez la société Photonis a entraîné l'occupation de la société Hamamatsu à plus que 90% du marché mondial de PMT. La possibilité qu'offre Hamamatsu par la fabrication en même temps aussi de SiPM pour la photodéTECTION Geiger fait de cette compagnie le Leader mondial dans le domaine de la photodéTECTION Geiger de faible flux lumineux.

1.2.4.2 Les fabricants d'APD-Geiger

Le leader mondial de fabrication des APD-Geiger est donc actuellement la société HAMAMATSU qui fabrique à la fois des PMT et des APD-Geiger (y compris les SiPM), elle est installée au Japon (44). Sur la figure suivante, sont présentés quelques échantillons de photodiodes et de SiPM Hamamatsu dont les tailles qu'on peut trouver pour les SiPM par exemple sont de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Des barrettes de SiPM sont aussi commercialisées par cette société. Le concept est simple, on regroupe quelques SiPM côte à côte pour former une petite matrice ou aussi une ligne de SiPM.



Figure 1-10 : des échantillons de photodétecteurs Hamamatsu (APD-Geiger, SiPM, ...).

Concernant la fabrication de SiPM qui se présente sous différents formats, on trouve généralement 3 produits qui correspondent à 3 tailles différentes de chaque pixel.

Le SiPM_25 correspond à 1600 pixels en forme carrée de $25\mu\text{m}$ de coté chacun. Tandis que le SiPM_50 contient 400 pixels de $50\mu\text{m}$ de coté chacun. Le dernier (SiPM_100) a 100 pixels et $100\mu\text{m}$ de coté pour chaque pixel. Les tailles totales augmentent avec les tailles de chaque pixel et le bruit aussi.

| | Symbol | SiPM_25 | SiPM_50 | SiPM_100 |
|--|-----------------|-----------------------|-----------------------|-------------------------|
| Nombre de cellules | | $40 * 40 = 1600$ | $20 * 20 = 400$ | $10 * 10 = 100$ |
| Taille des photodiodes | | $25 * 25 \mu\text{m}$ | $50 * 50 \mu\text{m}$ | $100 * 100 \mu\text{m}$ |
| Surface de detection | | $1,3 \text{ mm}^2$ | $1,6 \text{ mm}^2$ | $3,2 \text{ mm}^2$ |
| Surface active | (%) | 30,8 | 61,5 | 78,5 |
| Surface active de detection reel | | 1 mm^2 | 1 mm^2 | 1 mm^2 |
| Bruit thermique | DCR (kHz) | 100 | 270 | 400 |
| éffacité quantique | λ_p (%) | 70 à 80 | 70 à 80 | 70 à 80 |
| Gamme de longeur d'onde | λ (nm) | 270 à 900 | 270 à 900 | 270 à 900 |
| éffacité quantique * Surface active en % | PDE (%) | 25 | 50 | 65 |

Tableau 1-3 : présentation des trois types de SiPM Hamamatsu.

Une autre société qui travaille dans le domaine Geiger s'appelle SensL, elle est installée en Irlande (45). La production principale de SensL est basée sur les SiPM. On trouve les SPMMicro, SPMMini et d'autres SPM couplés en matrice pour former une sorte d'un imageur en 4x4 (46).

Les tailles disponibles et commercialisées par cette société sont en fonction de chaque produit. Pour le SPMMicro, on trouve deux tailles différentes, la forme circulaire en 1mm de diamètre et la forme carrée en $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Le SPMMini est valable en forme circulaire avec 1mm de diamètre et $3 \times 3 \text{ mm}^2$ aussi. Les SPMArray (2&4) sont de 4x4 pixels mais la différence est au niveau de la taille de pixels. Pour le SPMArray2, la taille de chaque pixel est $3.17 \times 3.17 \text{ mm}^2$ en forme carrée et la surface totale est $22.5 \times 13.6 \text{ mm}^2$. Dans le SPMArray4, chaque pixel fait $3.16 \times 3.16 \text{ mm}^2$ et la surface totale fait $15.8 \times 15.3 \text{ mm}^2$.

Quelques photos de ces SiPM sont représentées sur la figure suivante (Figure 1-11).



Figure 1-11 : les SPMMicro, SPMMini et SPMArray successivement.

D'autres fabricants sont présents aussi au niveau international. On peut citer MPD (société italienne) (47) qui fabrique essentiellement de photodiodes à avalanche en mono-pixel avec le système complet de comptage et de refroidissement et une intégration du système de « Quenching » fait en circuit actif. Le circuit de « Quenching » actif est connu dans le domaine Geiger mais le circuit passif avec une seule résistance de « Quenching » en série avec l'APD-Geiger est le plus utilisé généralement. Le boîtier complet comporte une carte FPGA pour le traitement de tous les signaux.

La Figure 1-12 montre le boîtier PDM (Photon Détection Module) fabriqué chez MPD.



Figure 1-12 : le module PDM de chez MPD.

On trouve également, en Suisse, Idquantique (48) et aux USA, Princeton Lightwave's (49). Ces deux sociétés sont spécialisées dans le domaine de détection dans l'infrarouge. Ce domaine est peu intéressant pour nos applications et ne sera pas traité ici.

Ci-après (Tableau 1-4), on montre une comparaison entre les différents détecteurs utilisés dans tous les domaines de la photodétection lumineuse.

| | APD classique | APD-Geiger | SiPM | PM |
|----------------------------|-------------------------|--------------------|------------------|---------------------------------|
| Prix | (50 à 100) € | (50 à 100) € | (80 à 100) € | (150 à 500) € |
| Volume | Boîtier TO-39 | Boîtier TO-39 | Boîtier TO-39 | de 100 à 10 000 cm ³ |
| résistance | très peu fragile | très peu fragile | très peu fragile | fragile |
| Champ magnétique | non perturbé | non perturbé | non perturbé | perturbé |
| Résolution temporelle | non sensible à 1 photon | 50 à 200 ps | 50 à 200 ps | 1 ns |
| efficacité quantique | de 50 à 80% | de 50 à 80% | de 50 à 80% | 25% |
| surface active | 100% | 100% | de 25 à 80 % | 100% |
| Bruit à 20°C | 1pA à plusieurs nA | de 100 à 20 000 Hz | 100 kHz à 1 MHz | |
| surface de détection | 200 µm à plusieurs mm | de 10 µm à 200µm | 1mm ² | |
| Détection du photon unique | non | oui | oui | oui |

Tableau 1-4 : comparaison entre les APD, APD-Geiger, SiPM et PMT.

Le Tableau 1-4 montre donc les avantages et les inconvénients des divers photodéTECTeurs, anciens et récents. On notera que le seul produit fiabilisé aujourd’hui reste le PMT, avec ses limitations en termes de résolution spatiale. Le SiPM est une alternative innovante prometteuse, mais il reste encore à le faire passer, pour une utilisation à grande échelle, du statut de R&D à celui de produit reconnu industriellement. Son potentiel d’intégration, et donc d’imagerie, est sans doute son principal atout.

1.3 Le traitement de données

Tout détecteur nécessite un système électronique de lecture en aval. Cette électronique est adaptée aux signaux délivrés par le détecteur (temps de montée, charge, amplitude, etc....) et au cahier de charges (consommation, gamme de fréquence, dynamique, etc....).

Le système électronique adapté à un détecteur doit avoir les meilleures caractéristiques possibles pour un traitement efficace (50). La propreté de lecture des signaux d’un détecteur très sensible et rapide est liée directement à l’utilisation d’un circuit électrique de lecture avec la meilleure précision possible de composants et le minimum de bruit (51).

Avant d’expliquer l’électronique de traitement de détecteurs type APD-Geiger, un exemple d’électronique de lecture de PMT.

1.3.1 L’électronique de PMT

Depuis l’utilisation de PMT dans le domaine de la photodétection de faibles flux lumineux, plusieurs électroniques de commande ont été développées. Le traitement de données peut jouer plusieurs rôles selon l’analyse qu’on veut effectuer sur les données acquises par le détecteur. L’analyse primaire de données comporte une mise en forme, une amplification si besoin du signal détecté selon que ce signal a une amplitude suffisante ou pas. L’amplification du signal dans ce dernier cas est obligatoire pour pouvoir tenir compte d’un tel signal. Le système d’amplification est généralement basé sur des amplificateurs et des comparateurs.

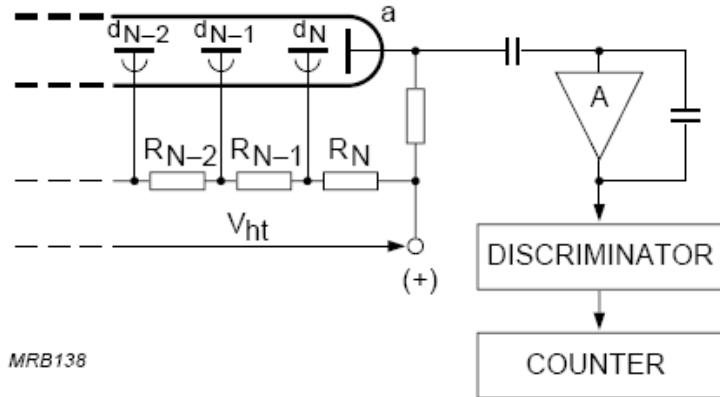


Figure 1-13 : l'électronique utilisée pour mesurer le Dark Count Rate d'un PMT.

Dans un PMT, on utilise une chaîne de résistances reliées aux dynodes par des connexions spéciales. Ces résistances ont l'intérêt de pouvoir mesurer à chaque dynode la tension et le gain correspondant. La polarisation du PMT se fait sur le point positif et à travers une résistance prévue à cet effet et qui servira par la suite à mesurer le signal de sortie issu de la chaîne complète des dynodes et les résistances associées. Ce mécanisme permet donc le contrôle à chaque pont de résistances de vérifier l'amplitude du signal et le gain obtenu. Le signal mesuré est reçu ensuite dans une chaîne d'amplification, de filtrage et de comptage.

Après avoir amplifié le signal de sortie, un « discriminateur » est utilisé pour filtrer le bruit comme le montre la Figure 1-13. Le comptage se fait à l'aide des compteurs classiques, une carte FPGA ou avec un ASIC si le système est très compliqué et les mesures à effectuer sont nombreuses.

La chaîne de la détection jusqu'à la lecture et le comptage de photons peut être représentée sur la figure suivante (Figure 1-14).

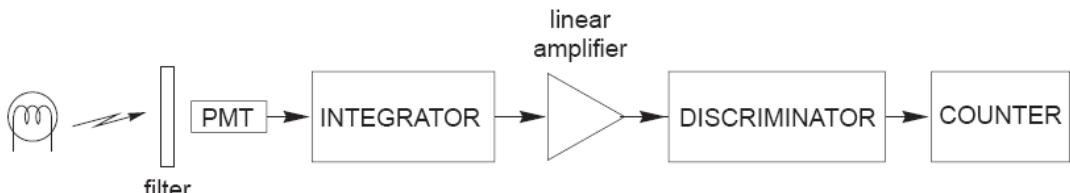


Figure 1-14 : la chaîne de détection et d'acquisition de signal.

Un autre système de lecture et de comptage peut être utilisé aussi pour détecter les photons sans avoir besoin de filtrage de bruit. Ce système consiste à exposer deux PMT côte à côte, à une source lumineuse émettant des impulsions. Les signaux de deux sorties de PMT subissent donc une chaîne de traitement, d'amplification et de discrimination avant d'être traité au bloc de coïncidence qui élimine la plupart des impulsions fortuites c.à.d. celles qui ne sont pas détectées en même temps. C'est le cas de la coïncidence double.

Les photons qui sont émis par une source lumineuse en même temps et qui passent tous la chaîne du traitement électrique, vont ensuite être détectés par le système de coïncidence. Dans le cas d'une coïncidence entre deux PMT (coïncidence double), la probabilité d'avoir une coïncidence entre deux impulsions thermiques (bruit) reste importante. Tandis que, le système de coïncidence entre plusieurs PMT (coïncidence triple, quadruple ou cinq) entraîne une élimination quasi totale du bruit. L'inconvénient dans un tel cas, est la réduction de la sensibilité.

1.3.2 L'électronique de lecture de capteurs et d'APD classiques

Les capteurs utilisés depuis bien longtemps dans tous les domaines de la détection lumineuse ont toujours vu une amélioration technologique permettant une utilisation conviviale. L'intégration de toute sorte de capteur a nécessairement eu besoin d'un traitement analogique et/ou numérique selon le domaine et les besoins.

La structure de base d'une chaîne de mesure comprend au minimum quatre étages (52) :

- Un capteur sensible aux variations d'une grandeur physique et qui, à partir de ces variations, délivre un signal électrique.
- Un conditionneur de signal dont le rôle principal est l'amplification du signal délivré par le capteur pour lui donner un niveau compatible avec l'unité de numérisation; cet étage peut parfois intégrer un filtre qui réduit les perturbations présentes sur le signal.
- Une unité de numérisation qui va échantillonner le signal à intervalles réguliers et affecter un nombre (image de la tension) à chaque point d'échantillonnage.
- L'unité de traitement informatique peut exploiter les mesures qui sont maintenant une suite de nombres (enregistrement, affichage de courbes, traitements Mathématiques, transmissions des données ...).

Ces différents étages sont représentés sur la Figure 1-15.

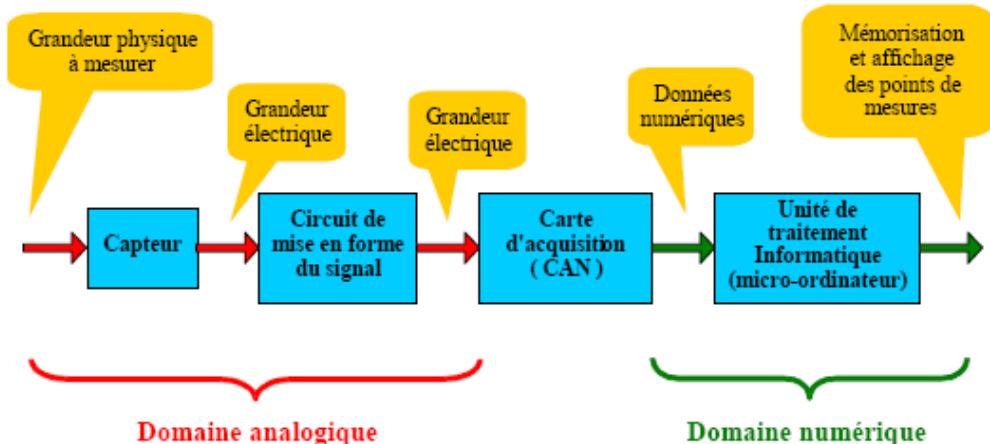


Figure 1-15 : la chaîne de traitement analogique et numérique d'un capteur.

Pour une APD classique, le système de traitement est bien évidemment le même étant donné que l'APD est un capteur lumineux. La chaîne numérique permet alors la visualisation de données sous forme d'images ou de courbes.

L'utilisation d'une APD dans un domaine de détection requiert généralement une chaîne de traitement semblable à celle représentée sur la Figure 1-15.

La Figure 1-16 montre les deux objets nécessaires pour une acquisition de données. La chaîne de traitement est placée donc en aval du récepteur (détecteur APD).

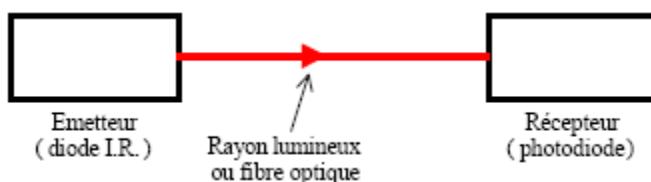


Figure 1-16 : l'utilisation d'une APD dans une chaîne de mesure.

D'autres types de détecteurs peuvent être utilisés aussi dans cette configuration. Nous allons voir dans le paragraphe suivant, le cas de l'électronique de traitement du détecteur exploré lors de l'étude de cette thèse (les APD Geiger).

1.3.3 L'électronique d'APD-Geiger

Le système de traitement électronique de dispositifs à APD-Geiger, n'est pas très différent de celui de PMT en gardant le même concept de traitement de détecteurs cités ci-dessus. La configuration électronique d'une APD-Geiger peut être représentée sur la Figure 1-17.

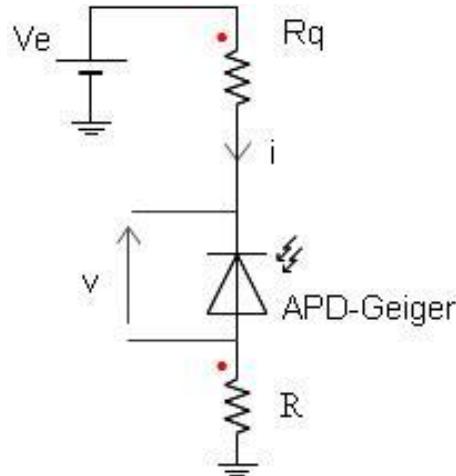


Figure 1-17 : le circuit électronique simple d'une APD-Geiger.

Dans ce circuit, on distingue la présence de deux résistances. La résistance R_q représente la résistance de « Quenching ». Elle sert à protéger la diode quand elle est polarisée au delà de sa tension d'avalanche. On note que dans le cas d'utilisation d'une résistance de « Quenching » en série avec l'APD-Geiger, le circuit de polarisation de la diode est appelé circuit à Quenching passif. La résistance R sert à la lecture du signal à ses bornes, elle a une valeur petite mais dépend aussi de la polarisation V_e appliquée à la diode. Le rôle de cette petite résistance R est de mesurer le niveau électrique du signal détecté à ses bornes, et elle peut être utilisée sans avoir besoin d'un amplificateur. Par contre, l'utilisation d'un comparateur est indispensable pour éliminer le bruit électronique de lecture et détecter à partir d'un seuil fixé par le comparateur, les signaux qui sont d'origines photoniques ou thermiques.

Les circuits électriques utilisés pour le traitement de données des dispositifs à APD-Geiger sont de deux parties principales :

- Les circuits passifs : dans ce type de circuit, l'élément qui protège le détecteur est une résistance avec une valeur importante (de l'ordre de $100\text{K}\Omega$). Cette résistance est appelée résistance de « Quenching » (Figure 1-18 - a). Son rôle est la protection du capteur de la surtension quand ce dernier est polarisé au delà de sa tension d'avalanche (fonctionnement en mode Geiger).
- Les circuits actifs : les circuits de commande actifs sont plus sophistiqués par rapport aux circuits passifs (53). Leur but est de pouvoir contrôler le déclenchement de détecteur et de diminuer son temps mort. Le paramètre « temps mort » définit le temps à partir duquel le détecteur est à nouveau opérationnel après une détection. Les circuits présentés par W.J. Kindt (54) montrent la possibilité d'utiliser des transistors MOS pour effectuer ce contrôle, qui est à la fois une fonction « Quenching » et « Recharge ».

➤ Sur la Figure 1-18 est présentée une série de circuits passifs et actifs.

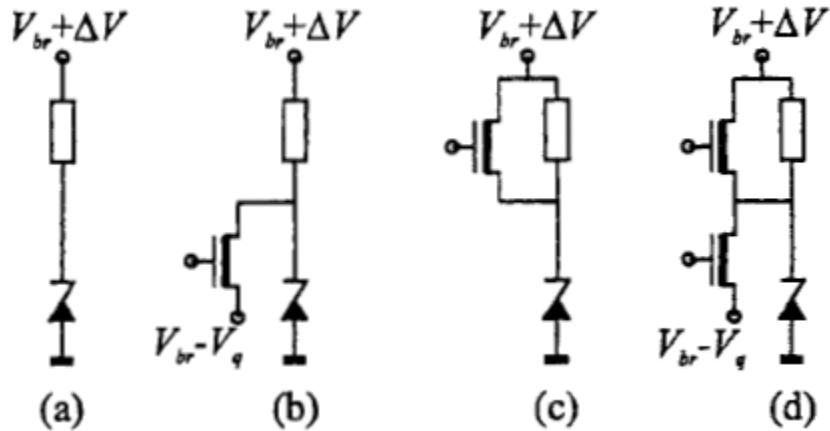


Figure 1-18 : les différents types de circuits : (a) Quenching passif (b) Quenching actif (c) Recharge actif (d) Quenching and Recharge actifs.

- Un autre circuit de Recharge proposé par W.J. Kindt peut être présenté sur la Figure 1-19 où le comparateur et le trigger sont intégrés aussi sur le même circuit.

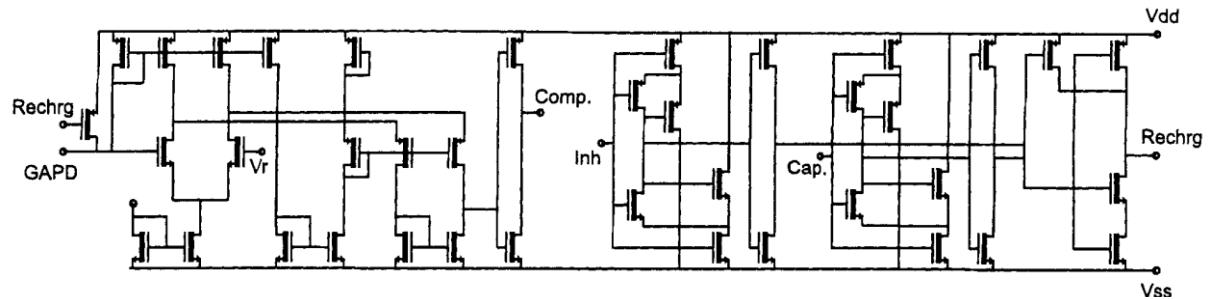


Figure 1-19 : le circuit de Recharge active avec les autres fonctions possibles.

- Les circuits montrés par F. Zappa (55) présentent un modèle complet du « Quenching » actif intégré sur la même puce avec le détecteur Geiger. Ce circuit est présenté sur la Figure 1-20.

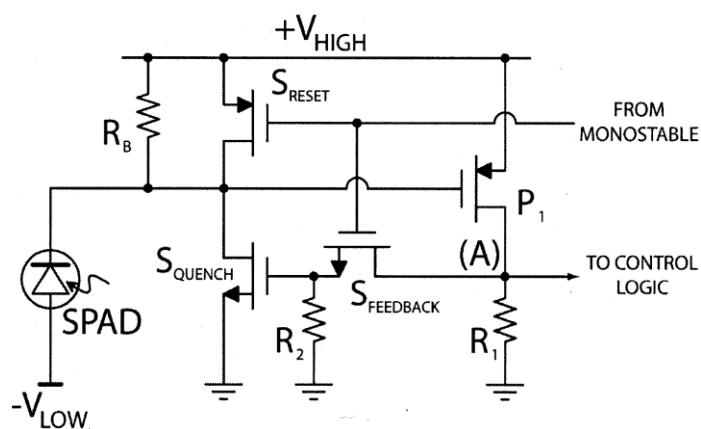


Figure 1-20 : le circuit du « Quenching » actif présenté par Zappa.

- Une vue du circuit complet (détecteur avec le circuit de commande) est représentée sur la Figure 1-21.

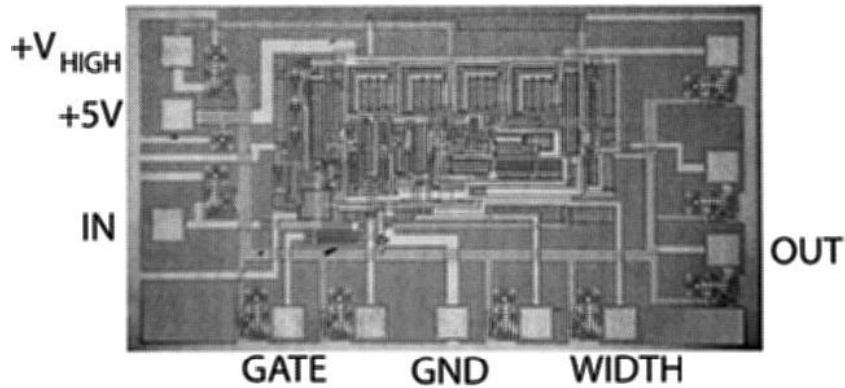


Figure 1-21 : le modèle complet iAQC de F. Zappa.

La chaîne de traitement de données doit comporter alors un circuit de commande (passif ou actif) et des étages d'amplification, de comparaison et de comptage.

Une représentation d'un circuit électronique de lecture classique d'une APD-Geiger est montrée sur la Figure 1-22.

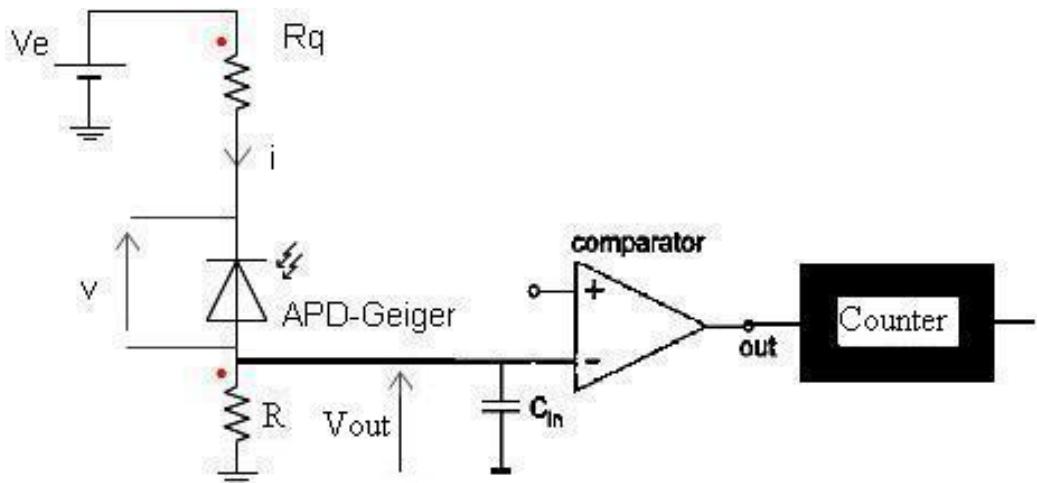


Figure 1-22 : circuit électronique de traitement et comptage d'une APD-Geiger.

Le circuit utilisé précédemment n'est valable que pour le traitement de signaux d'une ou quelques APD-Geiger. La complexité du système de détection entraîne forcément le changement du système de lecture. L'utilisation d'un seul comparateur pour plusieurs APD-Geiger ou un SiPM ne sera plus valable, la solution dans ce cas s'oriente vers l'intégration complète du système de lecture et de traitement avec la matrice de photodéTECTeurs. La notion de comptage reste toujours valable mais une carte FPGA est certainement exigée dans le genre de matrice d'APD-Geiger avec plusieurs centaines ou milliers de pixels.

1.3.4 L'électronique de SiPM

Un SiPM est une matrice d'APD-Geiger où tous les pixels sont polarisés à travers les résistances de « Quenching » intégrées dans la matrice chacune en série avec sa diode (cf. paragraphe 1.2.3). Une représentation d'un SiPM sur la Figure 1-23 donne une idée sur le fonctionnement de ce type de détecteurs et pour la compréhension du système de lecture utilisé.

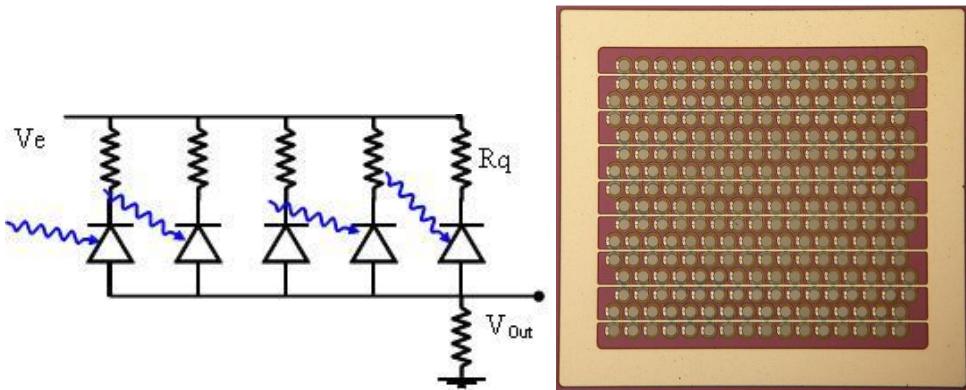


Figure 1-23 : à gauche, une représentation électrique d'un SiPM. A droite, une photo d'un SiPM.

La lecture d'un SiPM se fait donc, aux bornes d'une résistance de lecture R d'une valeur de $50\ \Omega$. La tension lue aux bornes de cette résistance donne une information sur non seulement l'impulsion provenant d'une APD-Geiger mais de toutes les APD-Geiger constituant la matrice. L'amplitude du signal détecté est la seule référence pour savoir la quantité de photons détectés avec la probabilité d'avoir des impulsions thermiques en même temps que celles photoniques.

L'évolution vers une électronique simple, rapide et miniature pour le traitement de données dans les SiPM servira dans les travaux actuels de l'imagerie Geiger (56). Ce domaine qui n'est pas encore complètement exploité à cause de la complexité du système électronique présenté indispensable pour le traitement rapide et efficace et qui est prévu pour une matrice contenant des milliers et peut être des millions de pixels.

Dans le paragraphe suivant, on va aborder le point de l'imagerie, en faisant un historique sur l'imagerie classique, le CCD, le CMOS, l'APS etc.

Une étude de l'imagerie Geiger durant cette thèse a été faite pour montrer l'importance de tous les travaux effectués jusqu'à maintenant et pour présenter tous les points essentiels à traiter dans le domaine de l'imagerie pour la photodétection Geiger. L'évolution de ce domaine est contrainte visiblement de l'utilisation d'un système de lecture innovant et de traitement d'image rapide et efficace pour pouvoir mettre en place un système complet de photodétecteurs et de traitement électronique de données.

Le lancement de fabrication d'une nouvelle technologie capable de suivre l'imagerie rapide est lié directement à l'électronique utilisée avec ces détecteurs. Une intégration complète de deux systèmes concernés (détecteurs + électroniques) reste la meilleure solution existante d'après sa propreté thermique offrant la possibilité d'une utilisation compacte du système.

1.4 Le système d'imagerie

Comme expliqué précédemment, le domaine de la photodétection Geiger est en phase de développement avancé après plusieurs années d'études, de recherches et de conceptions.

La course d'aujourd'hui se dirige vers la mise au point de matrices d'APD-Geiger avec plusieurs milliers de pixels. Le but de cette réalisation se trouve dans un système d'imagerie capable, du point de vue électronique, de traiter tous les signaux envoyés par tous les pixels et qui correspondent aux photons reçus.

Dans le cadre de cette thèse, une étude bien détaillée sur un système d'imagerie compatible avec une matrice de pixels constituée des APD-Geiger, a été faite et plusieurs choix ont été élaborés. Il

nous a paru dans un premier temps que le système classique de traitement de données ne peut pas être une solution optimale. La raison est simple, la rapidité du système est très limitée.

Nous allons expliquer par la suite les différentes technologies existantes actuellement et les possibilités envisageables, avec les avantages et les inconvénients de chacune.

1.4.1 Situation du problème d'imagerie

On assiste depuis quelques années à l'émergence d'une technique nouvelle de comptage de photons par des détecteurs à jonction polarisés en avalanche, en zone de très forte multiplication (de 10^7 à 10^8). Le LAAS-CNRS et le CESR, en collaboration avec la société MICROTEC ont mis au point un procédé de réalisation de ces détecteurs particulièrement adaptés à la réalisation d'imageurs : détecteurs silicium à basse tension, réalisés en matrice (10^4 pixels/cm²), ayant une très grande homogénéité de performance et d'excellentes caractéristiques I(V). L'objectif principal est de concevoir et de réaliser un imageur multi-usages à la fois très sensible et très rapide. L'idée donc, est de concevoir un nouveau prototype faisant la connectique fine avec les détecteurs et le traitement électroniques des signaux à la fois. Ce système doit s'adapter aux besoins de la matrice de détecteurs.

La première étude faite a consisté en la possibilité d'utilisation d'un système de transfert classique en lignes/colonnes (comme dans les CCD ou CMOS). Le système peut certainement être utilisé pour ce genre de détecteurs. La problématique se présente quand la quantité de pixels devient très grande. Dans ce cas, le système devient très lent et l'intérêt devient moins important. Des nouvelles techniques étudiées pendant cette thèse sont détaillées au chapitre 5.

1.4.2 Historique de l'imagerie : CCD et CMOS

Au cours de l'évolution vers l'imagerie et depuis l'utilisation de système de détecteurs à base du Silicium pour visualiser des images et effectuer l'acquisition de données, plusieurs procédés ont été adaptés. Historiquement, le système classique pour faire de l'imagerie se base sur le concept de CCD (Charge Coupled Device en anglais), le système de transfert de charge, en français. Mais il y a aussi le système CMOS qui n'est pas très différent de CCD mais a un autre mécanisme de fonctionnement.

1.4.2.1 Les CCD

Dans ce concept, le CCD est un dispositif qui assure en même temps les fonctions de conversion photoélectrique, d'accumulation de charge électrique du signal et de transmission de la charge du signal. Lorsqu'une charge est créée dans un pixel, elle est maintenue dans le substrat grâce au potentiel appliqué sur la grille (colonne) de lecture (57). Après un temps d'intégration fixe, les charges de tous les pixels d'une même colonne sont transférées simultanément vers le convertisseur Analogique Numérique. Le mouvement des puits de potentiels est donné par un jeu d'horloges décalées (58).

Ci-dessous, une représentation (Figure 1-24) qui montre le principe de fonctionnement d'un CCD débutant par la génération et la collection des charges dans les puits de potentiel (première étape). Le transport des charges se fait dans une deuxième étape par un jeu de potentiel appliqué sur les différentes grilles.

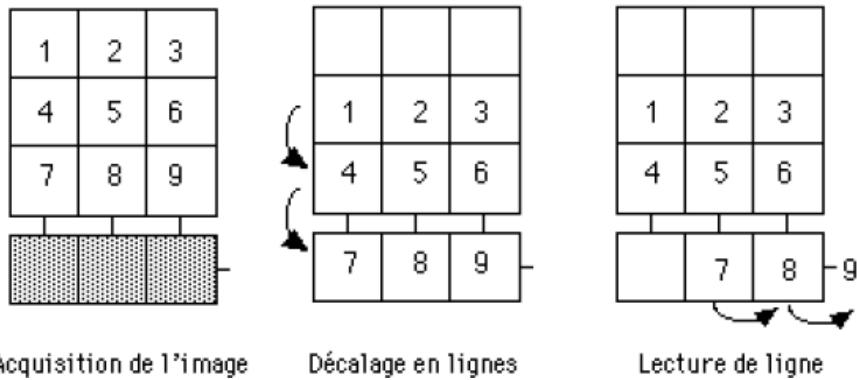


Figure 1-24 : génération, collection et transport des charges dans un CCD.

Après l'apparition de CCD, des études d'améliorations, d'évolution et d'adaptation ont été effectuées, permettant une insertion efficace et professionnelle de ce système dans tous les domaines de détection et d'acquisition de données.

On trouve plusieurs types de CCD comme : le CCD pleine trame, le CCD à interligne, etc.

La différence entre ces différents types ne situe pas dans le fonctionnement mais dans l'architecture. Par exemple, dans le cas de CCD pleine trame, le facteur de remplissage est de 100% puisque le transfert de charges se fait en même temps d'une ligne à une autre sans avoir besoin de cases pour les registres. Ceci n'est pas le cas pour le CCD à interligne où le facteur de remplissage est loin de 100%. La compensation se trouve alors dans le fonctionnement de dispositif avec plus de qualité et moins de perte.

Sur la Figure 1-25, une représentation de deux types expliqués ci-dessus.

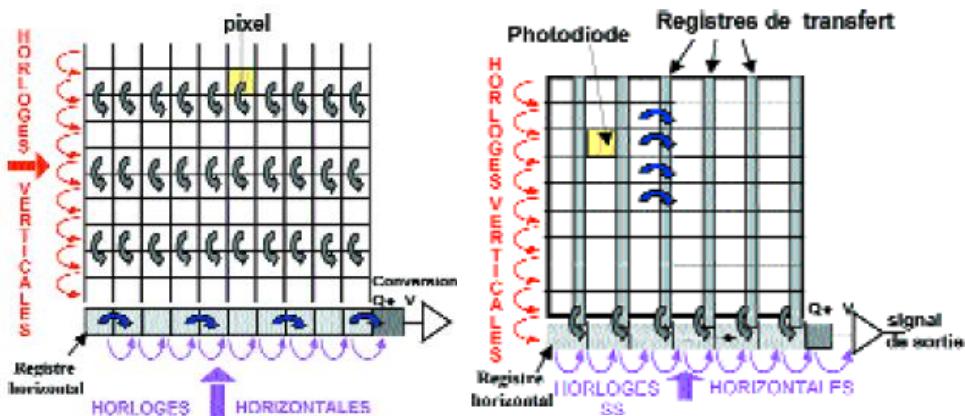


Figure 1-25 : représentation de deux types de CCD, pleine trame (à gauche) et interligne (à droite).

1.4.2.2 Les CMOS

Dans le cas de CMOS, la détection du signal des capteurs repose sur le même principe que les CCD : on crée sous la surface du silicium une région appauvrie en porteurs libres, dans lequel se trouve un champ électrostatique interne (59). La lumière incidente apporte dans cette zone l'énergie suffisante pour permettre le passage d'un électron dans sa bande de conduction ($EG > 1.12\text{eV}$ pour le silicium). La paire électron-trou ainsi créée est alors séparée par le champ électrique interne, ce qui produit un courant que l'on appellera 'courant photonique'.

La différence entre les capteurs CMOS et les CCD repose sur la manière de conduire ce courant d'un pixel à un autre, jusqu'à l'électronique chargée de l'amplifier. Dans les CCD, la région appauvrie est créée par une grille en polysilicium polarisée qui repousse les charges libres du

substrat. La profondeur de la zone de charge d'espace ainsi formée peut être contrôlée par la tension appliquée sur la grille. De cette manière, les charges sont déplacées d'un pixel vers le pixel voisin en créant des puits de potentiel successifs.

La méthode de lecture des capteurs d'image CMOS repose sur la transmission du signal par des lignes de métal parcourant la matrice, selon le principe des mémoires (60). L'information est directement recueillie par l'électronique sans transiter par d'autres pixels, ce qui fait que cette technologie ne subit pas les inconvénients des CCD où les informations sont transférées par des électrons et non par une tension, ce qui risque toujours d'avoir plus de perte (bruit).

Sur la Figure 1-26, une représentation de mode de fonctionnement de capteurs CMOS.

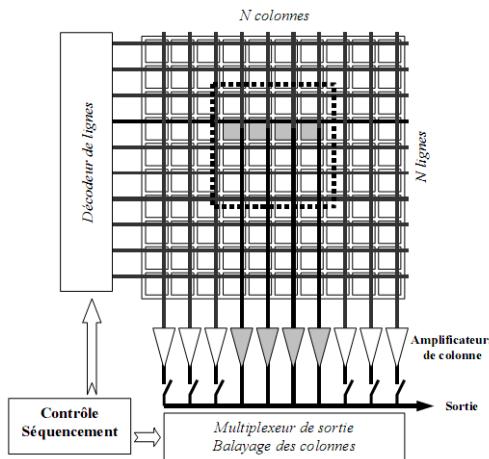


Figure 1-26 : mode de lecture d'une matrice CMOS en technologie APS.

Dans la technologie CMOS, on trouve aussi plusieurs types et modèles. Le plus important, ce qu'on appelle l'APS (pour Active Pixel Sensor en anglais) ou capteurs à pixel actif en français (61).

Dans le cas d'APS, des transistors présents dans chaque pixel commandent l'intégration de la lumière, sélectionnent le pixel, et amplifient le signal avant de le transmettre dans les colonnes. C'est la présence des amplificateurs au niveau de chaque pixel, qui donne l'appellation pixel actif à cette technologie. Ceci rend le fonctionnement de la matrice beaucoup plus important que le CCD où les signaux ne sont pas faciles à contrôler.

La différence entre le CCD et l'APS se situe principalement au niveau du coût, la vitesse de lecture (résolution), le facteur de remplissage, l'intégration de l'électronique, le bruit etc.

Même si le paramètre du coût ne joue pas un rôle scientifique pour faire la différence technologique entre les composants et les différents types de fabrication, mais ce paramètre reste le plus important pour beaucoup d'industriels qui le considèrent comme un facteur primordial avant de se lancer dans tout projet. La différence très importante de coût entre le CCD et l'APS est due à la technologie utilisée pour la fabrication. Dans l'APS, on utilise une technologie standard compatible avec le procédé CMOS, chose qui n'est pas possible en technologie CCD (62).

La vitesse de lecture est le paramètre le plus important au niveau technologique. Le capteur qui possède la vitesse de lecture la plus rapide est considéré comme le seul à pouvoir continuer et gagner sa place dans le marché mondial et parmi des différentes applications dans la recherche scientifique. Néanmoins la complexité qui peut y avoir et le coût important, l'amélioration de ce paramètre est considérée dans certains cas comme une cible de fabrication. Ceci est lié directement aux applications visées par ce capteur (63).

La vitesse de lecture ou la résolution dans les matrices APS est liée directement au taux de transfert de charge. Ce dernier varie exponentiellement avec le temps de transfert.

L'intégration électronique fait partie de paramètres technologiques qui participent à l'avancement rapide de la technologie et la possibilité à long terme à développer de nouveaux types de circuits électroniques et à la communication rapide et facile entre les dispositifs.

Les matrices à capteur APS offrent une gamme des fonctions élaborées telles que le contrôle de lecture, le fenêtrage, la conversion analogique-numérique etc.

Avec l'intégration d'une électronique de traitement, de multiplexage et d'amplification de signaux dans les matrices APS, le facteur de remplissage est devenu un inconvénient par rapport aux matrices CCD. Dans ces dernières, le facteur de remplissage est proche de 100%, tandis que dans les matrices APS, ce facteur baisse jusqu'à 30-40% (64).

L'ajout des transistors dans les matrices APS, où le fonctionnement de remise à zéro du signal après chaque acquisition nécessite avec le multiplexage et l'amplification qui requièrent une électronique rajoutée, fait augmenter le facteur du bruit. Ce facteur se trouve moins important dans le CCD en raison de non existence d'une électronique compliquée.

Le CCD a occupé donc pendant des longues années le domaine de l'imagerie classique par transfert de charge. La technologie CMOS qui est arrivée bien après le CCD ne peut pas être considérée comme remplaçante de la technologie CCD. Le changement de CCD au CMOS ne peut pas être intégral. Beaucoup de domaine d'applications nécessite l'utilisation de la technologie CCD et les avantages offerts par le CMOS sont surtout dans les fonctionnalités comme les connexions multiples mais des inconvénients sont aussi présents dans le CMOS l'empêchant d'être le seul composant utilisé pour l'imagerie.

Un tableau récapitulatif et comparatif entre les principaux avantages et inconvénients entre les CCD et les CMOS est présenté sur le Tableau 1-5.

| Critères Capteurs | Principaux avantages | Principaux inconvénients |
|-------------------|---|---|
| CMOS | <ul style="list-style-type: none"> -Possibilité d'adresser individuellement les pixels et de ne lire que certaines zones de la matrice -Compacité (électronique et capteur sur le même composant) -Faible consommation, autonomie -Coût (pour des applications courantes) | <ul style="list-style-type: none"> -Bruit -Peu sensible à faible luminosité |
| CCD | <ul style="list-style-type: none"> -Qualité d'images élevée -Bruit très faible -Haute sensibilité | <ul style="list-style-type: none"> -Saturation du capteur aux fortes luminosités -Pas de possibilité de fenêtrage |

Tableau 1-5 : récapitulatif des principaux avantages et inconvénients de CMOS et CCD.

La sensibilité du capteur CCD et ses différentes variétés (EMCCD et ICCD) peut être exprimée, soit en termes de photons/s, soit en termes de S/N (rapport Signal/Bruit). La quantité de photons qu'un capteur puisse détecter nous donne la possibilité de son utilisation dans les applications où l'émission de la quantité de lumière (photons/s) est un facteur fondamental.

La Figure 1-27 donne le spectre d'émission des photons en fonction de la scène correspondante.

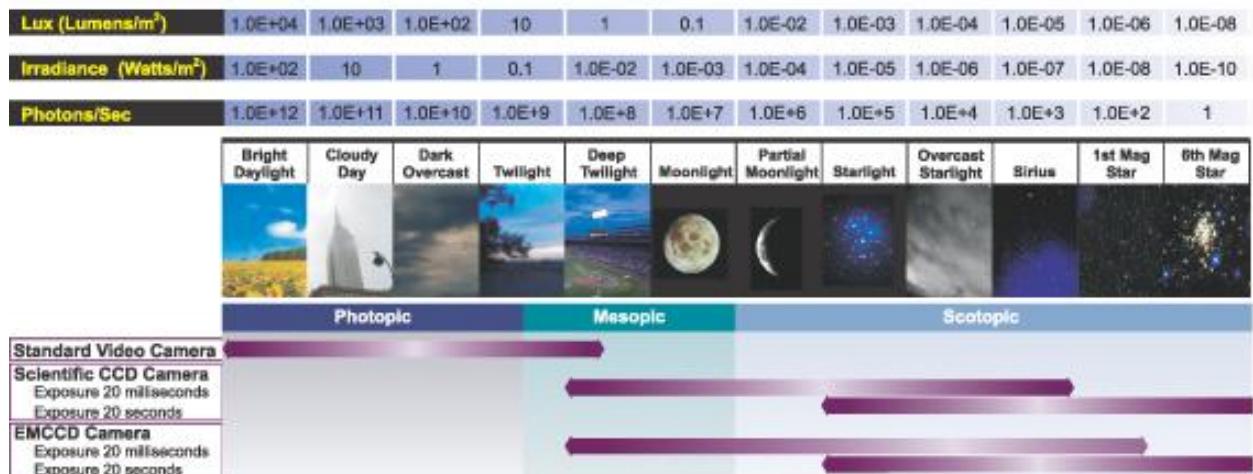
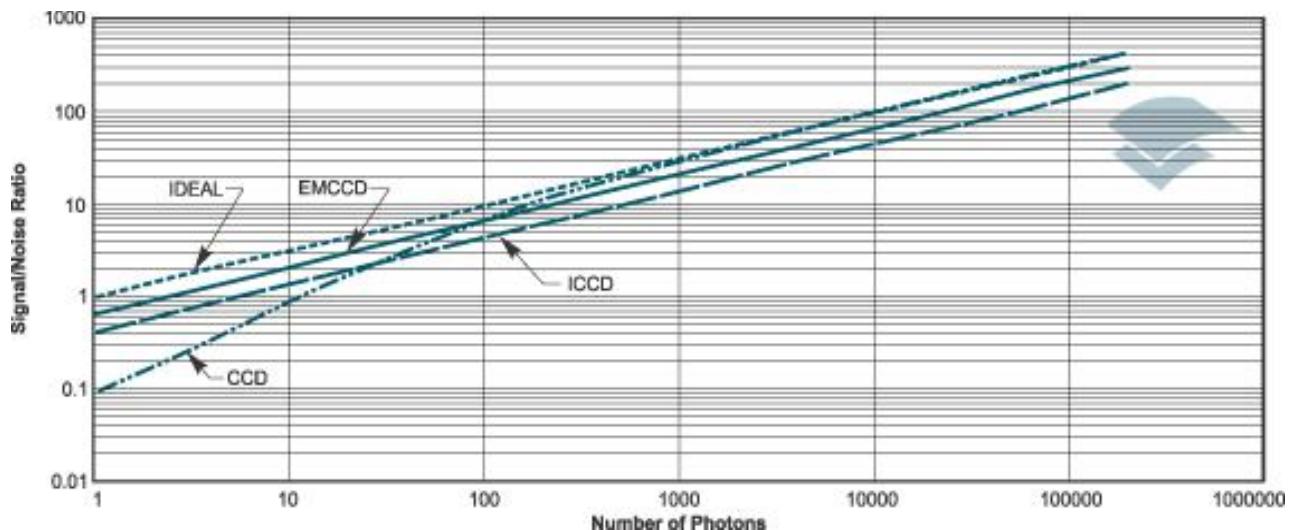


Figure 1-27 : le spectre d'émission de la quantité de lumière en fonction des différentes scènes pour les CCD et les EMCCD(65).

Le temps de pose joue un rôle important pour la sensibilité des capteurs. Sur la Figure 1-27, il est remarqué que la gamme de sensibilité des CCD et des EMCCD passe vers les faibles flux lumineux pour des temps de pose de 20 secondes. Pour de petits temps de pose, la sensibilité est limitée pour des quantités de photons/secondes ne descendant pas en dessous de 1000 photons/secondes.

Une comparaison entre les différents types de CCD est représentée sur le Graphique 1-2 (65).



Graphique 1-2 : les courbes de sensibilité de différentes CCD.

Il est clair d'après cette comparaison que les plus sensibles de ces capteurs sont les EMCCD (Electron Multiplying CCD) où son rapport S/N dépasse le 1 pour une quantité de photons de 10. La sensibilité des CCD classiques se dégrade pour une quantité de photons en dessous de 100. Pour les ICCD (Intensified CCD), la sensibilité ne diffère pas de beaucoup en comparaison avec les EMCCD.

En conclusion, la technologie CCD et ses variétés passe vers une évolution brillante permettant d'intégrer des applications de plus en plus intéressantes (domaine du flux lumineux à faible intensité).

Le Tableau 1-6 donne les détails technologiques des CCD et des APS (CMOS).

| | <i>CCD</i> | <i>APS</i> |
|-------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| <i>Résolution moyenne</i> | 1024×1024 | 1024×1024 |
| <i>Taille du pixel</i> | $9\mu\text{m} \times 9\mu\text{m}$ | $7\mu\text{m} \times 7\mu\text{m}$ |
| <i>Facteur de remplissage</i> | 70-100% | 50-70% |
| <i>Rendement quantique</i> | 35-70% | 20-50% |
| <i>Facteur de conversion</i> | $10-20\mu\text{V}$ | $5-20\mu\text{V}$ |
| <i>Courant d'obscurité</i> | $2-15 \text{ pA/cm}^2$ | $100-1000 \text{ pA/cm}^2$ |
| <i>Bruit de lecture</i> | $7-15 \text{ e-}$ | $20-50 \text{ e-}$ |
| <i>Vitesse de lecture</i> | 1-150 MHz | 10-700 MHz |
| <i>Dynamique</i> | 70-85 dB | 50-75 dB |
| <i>Anti-éblouissement</i> | non | oui |
| <i>Fenêtrage</i> | non | oui |
| <i>Conversion A/N</i> | non | 8-10 bits |

Tableau 1-6 : comparaison entre les deux technologies CCD et APS (CMOS).

D'après ce tableau, il est clair que la différence entre les deux capteurs se situe principalement au niveau de la technologie utilisé à chaque fois. La vitesse de lecture qui est plus grande dans le CMOS est liée à l'utilisation de la conversion AD ou DA dans la matrice de pixels. Ceci explique alors la diminution du facteur de remplissage puisque la matrice est occupée plus par des composants électroniques, chose qui n'existe pas dans le cas des CCD.

1.4.3 Vers une nouvelle imagerie : imagerie APD-Geiger

Avant de faire une comparaison entre les différents types d'imagerie existants (Imagerie Geiger actuelle contre les CCD et les CMOS), il est très important d'expliquer d'abord l'imagerie Geiger actuelle et donner ses détails technologiques présents jusqu'à aujourd'hui.

De nos jours, parmi les plus récents systèmes traitant la vraie imagerie Geiger, on peut en citer l'exemple ci-après.

Il existe le système de transfert basé sur l'intégration de l'électronique de traitement sur la même puce de détecteurs. Ce système est développé et utilisé par le groupe italien MPD qui travaille sur ce sujet depuis des années (66). Sur la Figure 1-28, on donne une représentation de cette technologie.

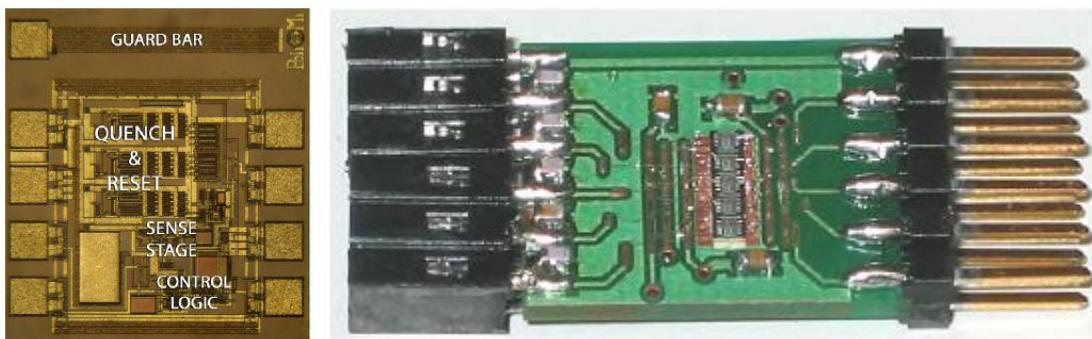


Figure 1-28 : à gauche, une représentation d'un seul pixel avec son électronique. A droite, vue complète de la carte PCB comportant les 5 pixels.

On remarque que sur la représentation du pixel unique (à gauche), il existe un étage de « Quenching ». Cet étage est rajouté pour faire du « Quenching actif », MPD l'appelle « iAQC » pour « integrated Actif Quenching Circuit » (en anglais).

Cette imagerie est en cours de développement. Une technologie de fabrication de ce système a été publiée (67). Les résultats sont prometteurs mais le grand désavantage se trouve dans la surface de détection qui est très petite par rapport à la surface totale.

Nous allons introduire d'abord le système d'imagerie classique et étudier sa compatibilité avec les détecteurs Geiger.

1.4.3.1 Imagerie classique pour l'APD-Geiger

La mise au point des détecteurs unitaires G-APD et des détecteurs en matrice mixte a exploré l'imagerie temps réel par comptage de photons. L'intérêt le plus immédiat semble être des cameras extrêmement sensibles susceptibles de travailler devant les objectifs télescopiques (très faible ouverture) pour des observations astrophysiques ou pour des observations terrestres ultimes : (applications militaires, surveillance des feux...). Pour ce faire, il faut réduire les bruits thermiques, soit en refroidissant le capteur, soit en travaillant par comptage des coïncidences.

L'étude de l'influence de la température sur le bruit sera détaillée en 2.4.

Notons simplement ici que :

- Pour l'influence de la température, le comptage de bruit thermique est divisé par 2 tous les 8°C , aussi une camera travaillant à 1°C , par rapport à la même camera travaillant à 25°C réduit son bruit divisé par 8, et pour une camera travaillant à la même température de neige carbonique (78°K), le taux serait de plus de 3.10^7 autorisant des temps d'expositions, compte tenu des performances actuelles des détecteurs (comptage dans l'obscurité = 100coups/s) dépassant plusieurs minutes.
- Le comptage de coïncidence cherche à tirer partie du fait que la probabilité est grande que si une source ponctuelle de photons se manifeste, elle émet plusieurs photons simultanément. Inversement, si deux détecteurs extrêmement proches voient un photon au même instant, il reste très probable qu'ils arrivent de la même source et doivent donc être validés comme photons incidents. En pratique cela revient à réduire le bruit de mesure en bruit présent dans la seule fenêtre d'ouverture (Δt) de coïncidence : le gain est d'environ $\frac{\Delta t}{\tau}$, où τ est le délai moyen de survenue d'un signal de bruit thermique (100Hz), soit un gain de 10^5 , pour une fenêtre de coïncidence de 100ns ; en perdant bien sûr de la définition de l'image.

Pour l'explication du système introduit, une définition d'un cahier de charge donnant tous les paramètres à prendre en compte est nécessaire.

On reçoit du soleil (λ entre $0.5\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$), de l'ordre de 10^{12} photons/ cm^2/s (plein soleil), tandis que pleine lune, le flux n'est plus que de l'ordre de 10^7 photons/ cm^2/s .

On souhaite travailler au niveau de sources apportant quelques centaines de photons/ cm^2/s . Ce qui ramène au pixel dans une optique $D/L > 2$ à compter quelques photons par pixel et par seconde.

Considérons un imageur de 1024 points que l'on va lire, par coïncidence de deux pixels, colonne par colonne. Le système est donc réduit à 512 points, dont la connexion avec le circuit de lecture (les compteurs) se fera également sur 512 points.

Toutes les lignes (32) sont activées pendant un certain temps (temps d'exposition) et les impulsions reçues et comptées sont transférées par la suite dans un registre horizontal qui les transferts successivement dans une mémoire pour reconstituer l'image captée. Une représentation de ce système de transfert est montrée sur la Figure 1-29 (cas d'une matrice de 4x4 pixels => 8x4 APDs).

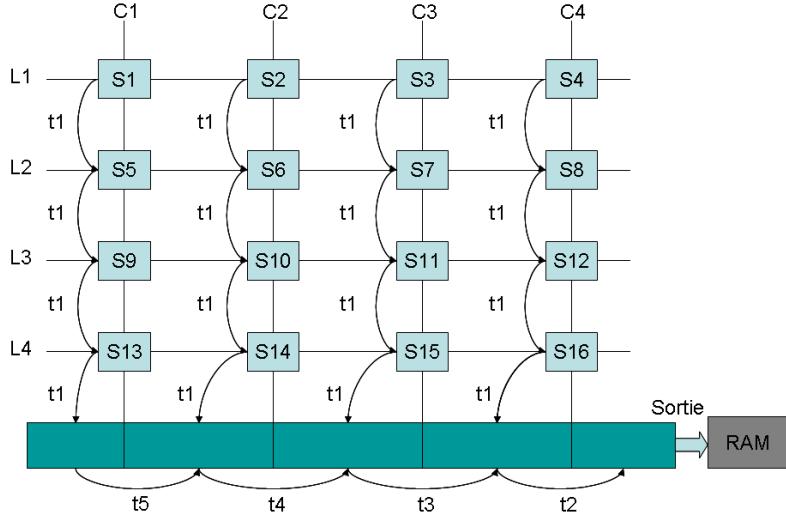


Figure 1-29 : circuit de lecture de la matrice à pixels.

A l'autre extrémité, considérons une matrice placée dans un flux lumineux de 10^{11} photons/cm²/s (vision nocturne). La même image pourrait être prise par des temps d'exposition de 1μs, soit des cadences d'images supérieures à 10^4 images/s.

En résumé, le principe d'une imagerie par comptage de photons permet la plus grande sensibilité pour des expositions de l'ordre de la seconde ou la plus grande vitesse pour des expositions de 1μs, selon que la scène est non éclairée ou éclairée. Le plus intéressant semble donc, pour l'instant, de démontrer la faisabilité technologique et de l'illustrer.

Le circuit décrit ci-dessus comporte 4x4 pixels dont, chaque pixel représente l'électronique associée à la sortie de l'APD. Ces blocs (sur une ligne entière ≡ à 32 APDs et 16 sorties) qui génèrent 8 bits numérique chacun représentant le nombre des photons reçus, seront activées pendant un certain délai fixe et transférées instantanément l'une vers l'autre (t₁), pour finir dans un registre. Ce dernier sera transféré vers une RAM en sortie selon un ordre périodique (t₂→t₃→t₄→t₅ et ainsi de suite...) accumulant les bits acquis dans la RAM. Le système sera donc synchronisé par une horloge avec un pas de 20ns entre les t. Ça revient à dire que, si le nombre de pixels est de 512, le temps de transfert de toutes les lignes vers le registre est 640ns, tandis que le temps de vidage du registre dans la mémoire est 320ns, donc le temps total de transfert correspond à : 640ns + (32 * 320ns) = 10880ns = 10.88μs.

A ce temps s'ajoute le temps total d'exposition qui sera fixé en fonction de la nature de la source émettant des photons.

Prenons le cas d'une source (cas Max) qui émet 10^{12} photons/cm²/s (cas plein soleil), ce qui ramène 10^{11} photons/μm²/100μs (une APD de $10*10 \mu\text{m}^2$) qui correspond à ≈ 9090 images/s.

Dans le cas des sources (cas Min) de faibles émissions photoniques (~500 photons/cm²/s) équivalent à 2 photons/400μm²/100ms (une APD de $20*20\mu\text{m}^2$) qui correspond à environ 10 images/s.

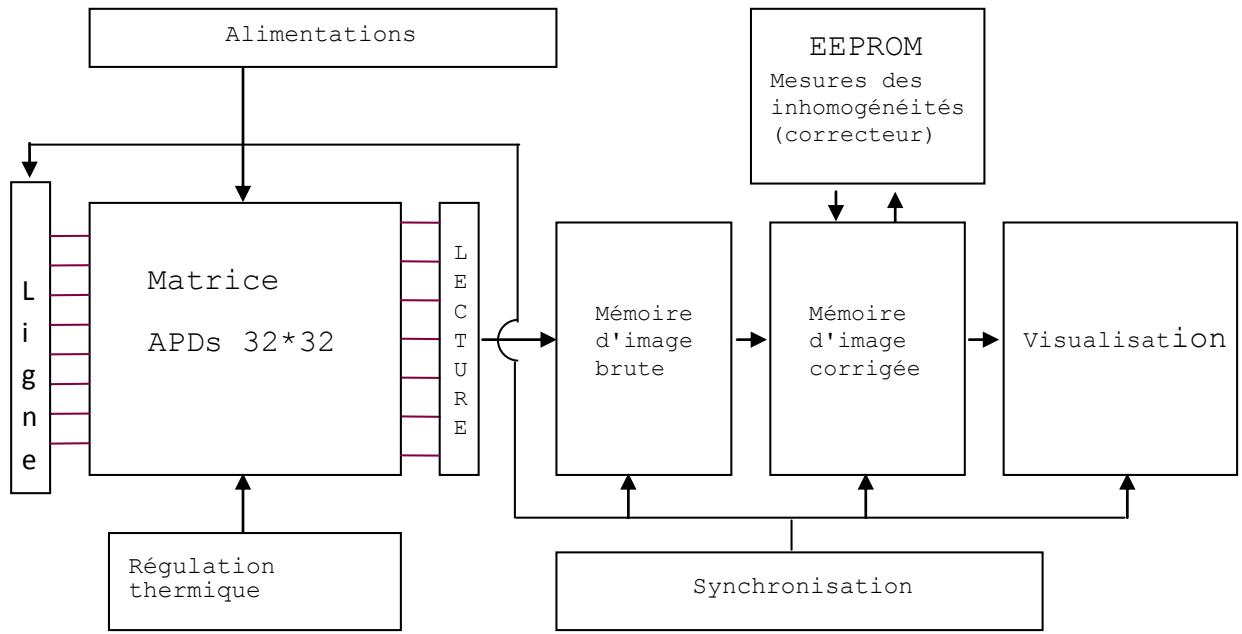


Figure 1-30 : l'architecture du système proposé.

La matrice est gérée comme précédemment décrit. Elle alimente en signaux ordonnés une mémoire d'image que l'on corrige des inhomogénéités de comportement des pixels après une opération d'étalonnage qui consigne les corrections dans une mémoire EEPROM.

Cela est complété par un système de synchronisation, une régulation en température de la matrice et les alimentations en énergie électrique.

Conclusion

Le travail présenté dans ce premier chapitre résume l'état de l'art du domaine Geiger pour la détection de la lumière de faible intensité. La partie qui représente les APD-Geiger et leurs avantages par rapport aux détecteurs déjà existants, les PMT, a consisté principalement à prouver l'importance de ce domaine dans la nouvelle photodétection et l'espérance de trouver un nouveau type de photodétecteur qui réalise la détection sensible et rapide dans une gamme de coût et de poids très raisonnables. Ceci est expliqué dans la partie qui concerne la discussion de l'imagerie actuelle et l'évolution vers une nouvelle imagerie dans le domaine Geiger.

Les premiers résultats donnent un avis très favorable vers ce domaine et prouvent les avantages que peuvent apporter ces détecteurs aux multiples applications.

Les arguments donnés lors de cette étude montrent des caractéristiques, d'une part compatibles avec l'électronique associée, et d'autre part convenables avec les rayons émis des sources visées par ces détecteurs dans toutes les applications.

L'imagerie présentée peut être divisée en plusieurs genres et gammes. On peut considérer l'imagerie à base de pixels uniques (pixel = APD-Geiger) et aussi l'imagerie à base de matrices de SiPM (pixel = SiPM). Les tailles de chaque genre ne sont pas les mêmes, et par conséquent, les applications ne sont pas les mêmes. Le fonctionnement est toujours le même quelque soit le type d'imagerie utilisé. Une chose qui peut avoir une modification dans certain cas, c'est la partie concernant l'électronique de lecture en raison de changement de types de connexion, mais aussi de la forme des signaux reçus dans certaines configurations.

Le chapitre suivant présentera diverses modélisations faites pour ce composant afin d'établir un cahier de charge raisonnable. Cette étude permettra de définir la réalisation technologique correspondante.

Chapitre 2 : **LES MODELISATIONS**

Introduction

La conception des nouvelles générations de détecteurs de photons par des jonctions polarisées en inverse dans les zones de forte multiplication connaît un intérêt croissant pour le développement des systèmes divers nécessitant de très grandes sensibilités de détection : instrumentations électro-optiques pour l’astrophysique, la biologie, les télécommunications.... La maîtrise des performances de ces nouvelles générations de détections passe par la compréhension fine des mécanismes d’avalanche et par la disponibilité des modèles pouvant s’insérer dans des outils de C.A.O. (Conception Assistée par Ordinateur), pour la conception des circuits électroniques associés.

La modélisation physique est donc une étape très importante parmi plusieurs étapes dans la conception d’un dispositif. Après une longue préparation bibliographique sur les détecteurs en avalanche et une étude approfondie du sujet cible de cette recherche, nous proposons une interprétation des phénomènes de multiplication mis en jeu et un modèle fonctionnel simple capable d’être utilisé pour la conception et pour la simulation de systèmes complets.

L’étude prédictive du comportement d’un système quelconque peut être considérée comme un test de faisabilité du système étudié : La réponse d’un modèle aux conditions fixées par l’utilisateur donne une bonne évaluation des performances qui seront finalement atteintes par le travail de fabrication.

Les différentes lois de la physique du semi-conducteur que nous avons utilisées, sont extraites d’une longue évolution des modélisations des phénomènes d’avalanche et de plusieurs expériences de caractérisations. L’application de ces lois, prenant en compte les conditions réelles, permettent de modéliser le comportement effectif du système appliqué et nous permet de comparer différentes architectures systèmes qui peuvent être utiles aux applications que nous visons en astrophysique.

2.1 Les paramètres du modèle

La modélisation physique d'un composant quelconque se fonde généralement sur les équations de la physique du semi-conducteur, les modèles obtenus sont ensuite programmés et portés sur des logiciels de simulation lancés sur un ordinateur.

Cette modélisation est notre principal outil de conception dans les travaux de recherche effectués lors de cette thèse. Elle s'applique à l'APD-Geiger qui est composé principalement d'une jonction PN, définissant ainsi les paramètres principaux à étudier lors de la modélisation.

L'APD-Geiger se situe dans le prolongement de l'APD classique qui a été conçue et fabriquée dans les années 60 (68). La différence entre les deux se trouve alors dans le mode de polarisation :

- L'APD classique est polarisée en continu au-delà de sa tension d'avalanche (ou tension de claquage V_{br}), et peut détecter la lumière mais au niveau de sa sensibilité, on ne peut pas détecter le photon unique ou un flux lumineux de faible intensité à cause de son gain très faible, ne dépassant pas alors 100 (69).
- Tandis que, dans une APD-Geiger on polarise en mode pulsé ; bien au delà de sa tension d'avalanche pour avoir un gain important ($>10^5$) pouvant maintenir une sensibilité très efficace et un bruit minimal en régime dynamique (70).

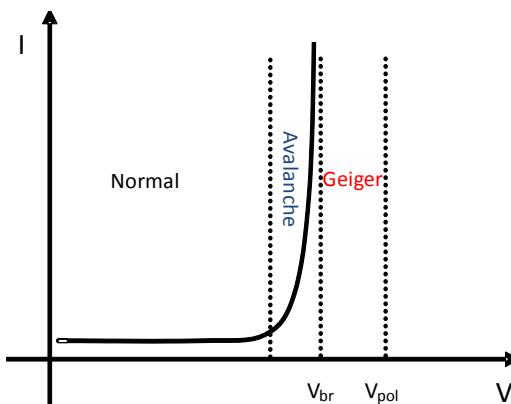
Pour étudier l'APD-Geiger, il faut d'abord définir les paramètres caractéristiques quand le composant est en état de fonctionnement.

Les principaux paramètres de l'APD-Geiger peuvent être classés selon l'importance de chacun et son rôle dans la structure.

2.1.1 La tension d'avalanche

La tension d'avalanche est le paramètre important de l'APD-Geiger puisqu'elle définit le domaine de fonctionnement Geiger de ce composant. Cette tension décrit la limite de fonctionnement en polarisation continue d'une jonction PN : au-delà de cette tension, la diode rentre dans un régime spécial appelé le régime d'avalanche.

La zone de fonctionnement au delà de la tension d'avalanche est présentée sur le Graphique 2-1. C'est un régime où le courant électrique varie rapidement avec la polarisation, l'APD peut être utilisé en polarisation continue jusqu'au coefficient de multiplication de 100 : les APD-Geiger fonctionnent avec une excitation impulsionnelle.



Graphique 2-1 : caractéristique $I(V)$ d'une APD, montrant le régime Geiger.

La tension de polarisation appliquée à l'APD-Geiger excède, en général, 10 à 20 % de la tension V_{br} : cela permet d'atteindre un niveau de multiplication électrique très élevé ($>10^6$). On conçoit

que, dans la réalisation technologique, le respect d'homogénéité de cette tension est très important pour obtenir une bonne reproductibilité sur toute la surface du substrat. Dans le cas d'une matrice, l'homogénéité du gain doit être respectée sur tous les pixels.

2.1.2 Le courant d'obscurité

En l'absence d'excitation lumineuse, le courant n'est pas nul. Les effets de durée de vie et les défauts cristallins et impuretés génèrent un courant, dit courant d'obscurité.

Ce courant d'obscurité intervient aussi sur le comptage du composant, c'est ce comptage des porteurs thermiques qui gêne le comptage photonique. Le comptage thermique (Dark Count Rate) est un paramètre très important jouant un rôle essentiel sur la sensibilité optique de l'APD-Geiger. Moins il y a de bruit thermique, plus le composant peut être sensible.

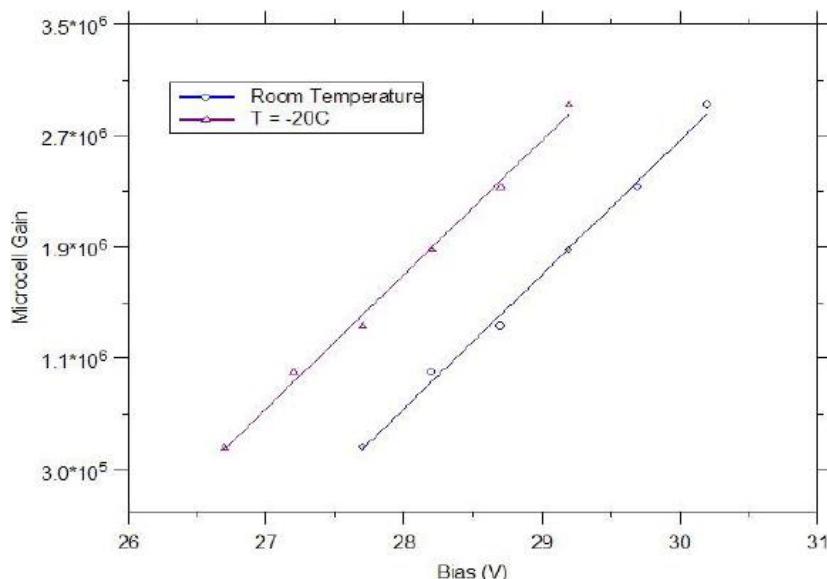
2.1.3 Le gain

Le gain d'une APD-Geiger peut être mesuré par la charge de sortie récupérée lors d'un événement de claquage ramené à la charge d'un électron.

Équation 2-1 : équation du gain d'une APD-Geiger.

Où C est la capacité de la jonction PN. V_{pol} est la tension de polarisation impulsionale de la diode. V_{br} est sa tension de claquage et q est la charge d'un électron ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb).

Le Graphique 2-2 ci-dessous montre la dépendance de la tension typique avec le gain d'une APD-Geiger à la température ambiante et à -20°C . Le gain est une fonction linéaire de la tension appliquée (71).



Graphique 2-2 : le gain en fonction de la tension à deux températures différentes.

2.1.4 L'efficacité quantique

L'efficacité quantique ou Quantum Efficiency (en anglais) est la probabilité qu'un photon incident produise un effet Geiger dans la structure pour donner naissance à une impulsion. Cette efficacité définit le rendement global du composant. Elle peut avoir une composante interne et une autre externe.

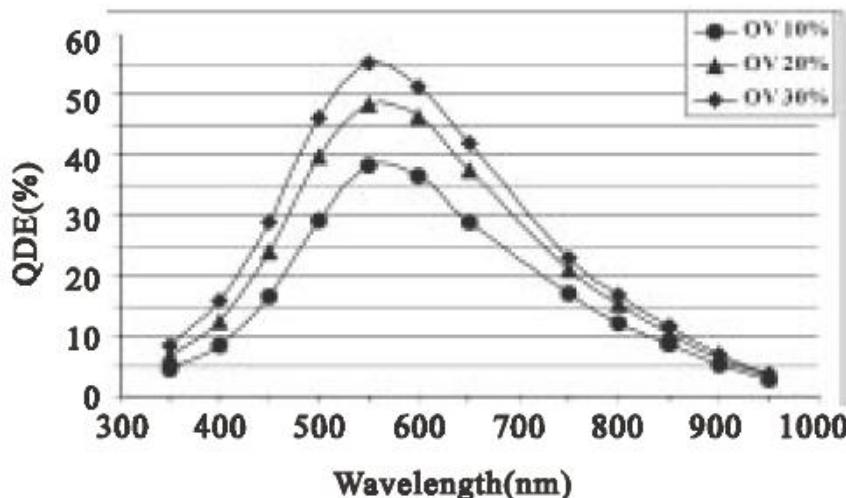
L'efficacité interne est du type électrique, tandis que celle externe est du type optique.

Donc, l'efficacité quantique d'une APD-Geiger est le résultat de multiplication entre l'efficacité quantique interne et l'efficacité quantique externe :

Équation 2-2 : l'efficacité quantique globale.

L'efficacité quantique externe définit la probabilité qu'un photon envoyé par une source quelconque soit détecté par la surface sensible de l'APD-Geiger. Alors que l'efficacité quantique interne définit la probabilité qu'un photon détecté par la diode soit transformé en signal électrique par l'effet Geiger.

Une courbe d'efficacité quantique d'un SiPM (72) est représentée sur le Graphique 2-3.



Graphique 2-3 : l'efficacité quantique à différentes tensions de polarisation au delà de l'avalanche.

2.1.5 Le temps mort

Le temps mort (Dead Time en anglais) est le délai pendant lequel la diode doit rester inactive pour évacuer toutes les charges générées par l'avalanche précédente. Cette durée définit la fréquence maximale qu'il peut y avoir dans une APD-Geiger. Cette fréquence est égale à l'inverse du temps mort qui peut être fondamentalement dû au temps de transit des porteurs dans la charge d'espace de la jonction :

Équation 2-3 : la fréquence maximale d'impulsions dans une APD-Geiger.

En pratique, le temps mort est lié à la décharge de la capacité de la diode dans la résistance de « Quenching » après avoir subi un photon incident sur sa surface sensible :

Équation 2-4 : le temps mort d'une APD-Geiger.

Ce délai de temps mort est estimé pour une diode de capacité $C_{diode} = 500\text{fF}$, à 50ns (pour une résistance de « Quenching » classique $R_{quenching} = 100\text{k}\Omega$). Dans ces conditions, la fréquence maximale est égale donc à : $F_{\text{max}} = 1/T_{\text{mort}} = 1/50\text{ns} = 20\text{ MHz}$.

2.2 Introduction à la détection des photons

Nous proposons ici un modèle physique simple supposant qu'électrons et trous ont les mêmes propriétés de multiplications de champs interne, ce modèle peut toutefois être utilement exporté pour définir le gain de conversion photoélectrons et le relier aux conditions dynamiques de polarisation.

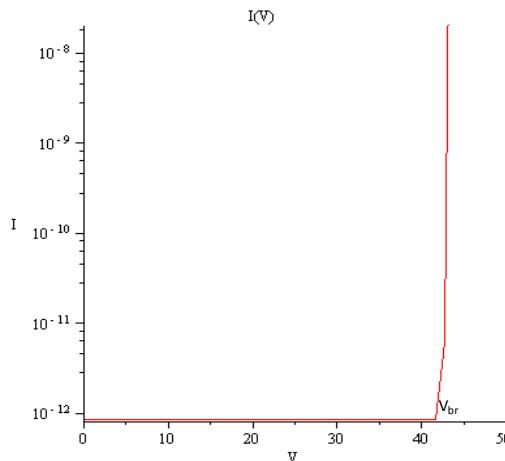
Le phénomène de détection par polarisation Geiger (73) doit être considéré comme le résultat d'un effet de multiplication des porteurs : électrons et trous, dans la charge d'espace où règne un champ électrique très intense. Il est conventionnel de parler de « coefficient de Multiplication » : M , pour exprimer le rapport qu'il y a entre le courant initial injecté dans cette zone de charge d'espace et le courant que l'on peut mesurer en présence de multiplication.

L'expression empirique de ce facteur de multiplication est de la forme (loi de Miller (74)) :

Équation 2-5 : le facteur de multiplication pour une APD classique.

Rappelons que la valeur empirique $m=3$, est valable pour le Silicium.

La courbe obtenue en utilisant cette équation est présentée sur le Graphique 2-4.



Graphique 2-4 : courbe du courant i en fonction de la tension v (diode claque à V_{br}).

Lorsque v approche une tension limite V_{br} , le coefficient devient très élevé. La tension V_{br} exprime la valeur de la tension d'avalanche mesurée en statique pour des coefficients de multiplication n'excédant pas 100. Or, dans notre application nous voulons travailler dans des zones de multiplications de 10^5 à 10^8 . Dans ce cas, nous avons préféré introduire la tension V_G d'avalanche aux forts taux et introduire α , ce qui donne l'expression :

Équation 2-6 : le facteur de multiplication pour une APD-Geiger.

Où α est un coefficient que nous pourrons ajuster, en fonction des caractéristiques internes de l'APD-Geiger.

2.3 Modélisations électrique et physique de la détection Geiger

Pour la détection des photons, un circuit électrique comportant principalement l'APD-Geiger et sa résistance de « Quenching », le « Quenching » est appelé dans ce cas, « Quenching passif ». D'autres circuits de types actifs existent aussi mais ils ne font pas le sujet de cette étude. Cette détection est réalisée par le modèle électrique de la Figure 2-1.

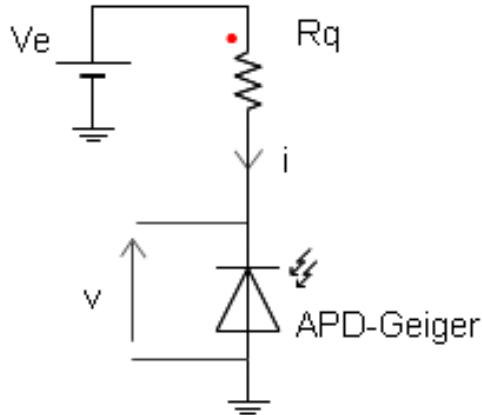


Figure 2-1 : modèle électrique utilisé pour la détection du photon.

Une polarisation V_e est appliquée sur la diode réglée à une valeur $V_e > V_{br}$, définissant un champ électrique très intense dans la charge d'espace. On considère que le photon incident crée une paire électrons-trous qui enclenche le phénomène d'avalanche qui délivre un courant (75).

L'accroissement de la valeur du courant est le résultat d'un effet de multiplication des porteurs, effet qui prend fin, à basse tension, lorsque tous les porteurs présents dans la charge d'espace ont été évacués.

Pour mettre en équation le phénomène, on peut prendre appui sur la formule empirique précédente, pour écrire que l'accroissement :

Équation 2-7 : l'accroissement de porteurs de charges dans une jonction PN.

L'Équation 2-7 est le résultat de la multiplication des porteurs présents dans la zone de charge d'espace ZCE.

En introduisant τ , la durée de vie moyenne des porteurs, dans la charge d'espace, on peut écrire l'équation du courant sous la forme :

Équation 2-8 : le courant généré dans l'APD-Geiger.

Avec :

— — — — —

Équation 2-9 : équation de deux phénomènes produits dans une APD-Geiger.

Où le second terme, exprime l'évacuation des porteurs et le premier terme, la multiplication M exprimée dans l'Équation 2-7.

On note que l'équation suppose, pour simplifier, que τ est du même ordre de grandeur pour les deux mécanismes (—), avec —, où w est l'épaisseur de la région de charge d'espace et v_l la vitesse limite des porteurs.

En remplaçant n par son expression dans l'Équation 2-9, on peut donc écrire l'équation en courant :

— —

Équation 2-10 : l'équation du courant circulant dans la zone de charge d'espace.

2.3.1 Nouveau modèle physique

Considérant maintenant le détecteur de la Figure 2-1, un nouveau modèle physique peut être proposé ici qui fait apparaître un générateur de courant i , et un interrupteur T qui, représente l'arrivée d'un photon et son absorption par l'APD-Geiger. Ce générateur de courant est mis en parallèle avec une capacité C qui représente la capacité de la jonction PN de l'APD-Geiger considérée. Ces trois éléments composent l'APD-Geiger, mise en série avec une résistance R_q , qui est la résistance de « Quenching ». En effet, c'est cette résistance qui permettra la polarisation de l'APD-Geiger à une tension au delà de l'avalanche et qui déclenchera la baisse du niveau de polarisation avec le courant qui le traverse.

Ce modèle est présenté globalement sur la Figure 2-2.

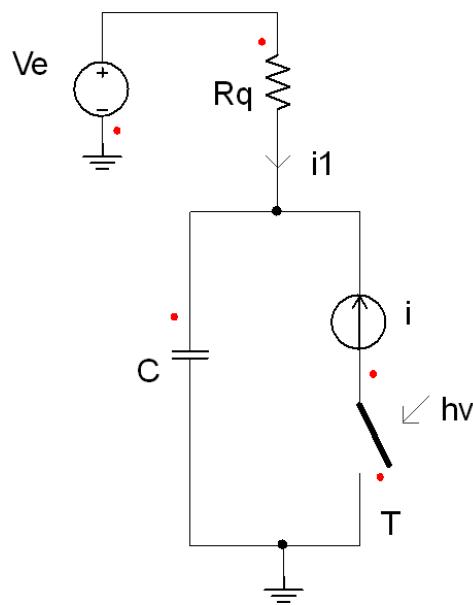


Figure 2-2 : modèle physique proposé, en série avec la résistance R_q

Ce modèle permet de compléter le système d'équations décrit ci-dessus, dont la deuxième équation est à la forme suivante :

—

Équation 2-11 : la tension de l'APD-Geiger dans le circuit électrique du modèle.

Avec, i_1 est le courant qui circule dans R_q .

Ce qui donne :

—

Équation 2-12 : l'équation de la tension aux bornes de l'APD-Geiger.

Le système final d'équation est formé donc de l'Équation 2-10 et l'Équation 2-12.

Dont, les inconnus sont, le courant i et la tension v .

2.3.2 Résolution du système d'équations

Pour résoudre ce système d'équations, on a utilisé la méthode du TIR (méthode mathématique de calcul consiste à remplacer le problème de conditions aux limites par un problème de conditions initiales). Cette méthode comporte 4 étapes successives:

1. définir les points de départ (les conditions initiales du système).
2. introduire une variable (par exemple j) dans une boucle définie.
3. calculer ensuite les valeurs des inconnus à $(j+1)$, en fixant la valeur de variable du temps (dt).
4. tracer les courbes relatives à tous les points calculés précédemment.

La programmation de cette méthode est possible sur plusieurs logiciels. Nous avons utilisé Matlab.

On prend comme conditions initiales à $t=0$:
$$\begin{cases} i(0) = 0.1mA \\ v(0) = V_e = 45V \end{cases}$$

Les autres paramètres de simulation sont :

$$\begin{cases} R_q = 100k\Omega \\ C = 50fF \end{cases} \quad \begin{cases} m = 3 \\ \alpha = 0.999 \end{cases}$$
$$\begin{cases} V_e = 45V \\ V_G = 57V \end{cases} \quad \begin{cases} \tau = 1ns \\ dt = 5ps \end{cases}$$

En introduisant la variable j dans les deux équations de base (Équation 2-10 & Équation 2-12) et en remplaçant M par son expression dans l'Équation 2-6, on obtient :

$$\begin{array}{c} \hline \\ \hline \\ \hline \end{array}$$

Équation 2-13 : équation du courant avec la variable j .

Et

$$\begin{array}{c} \hline \\ \hline \end{array}$$

Équation 2-14 : équation de la tension avec la variable j .

Maintenant, si on applique la loi de la dérivée sur i et v , on a :

Équation 2-15 : la loi de la dérivé pour la tension v .

Et

Équation 2-16 : la loi de la dérivé pour le courant i .

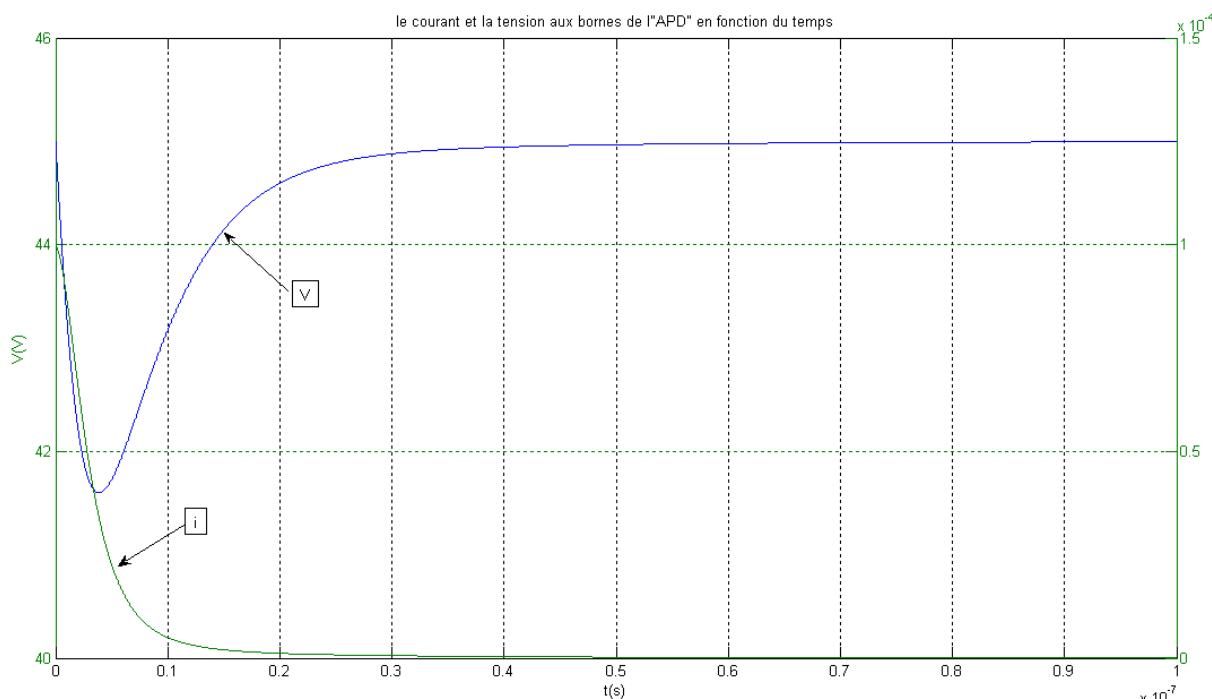
Et si on remplace Équation 2-15 & Équation 2-16 par leurs expressions dans Équation 2-13 & Équation 2-14, en considérant que : $M - 1 \sim M$ ($M \sim 100 \gg 1$), on conclut :

Équation 2-17 : équation finale du courant i .

Et

Équation 2-18 : équation finale de la tension v .

Équation 2-17 & Équation 2-18 sont alors les deux équations principales qui donnent les deux graphiques [$v(t)$ et $i(t)$] voir Graphique 2-5.

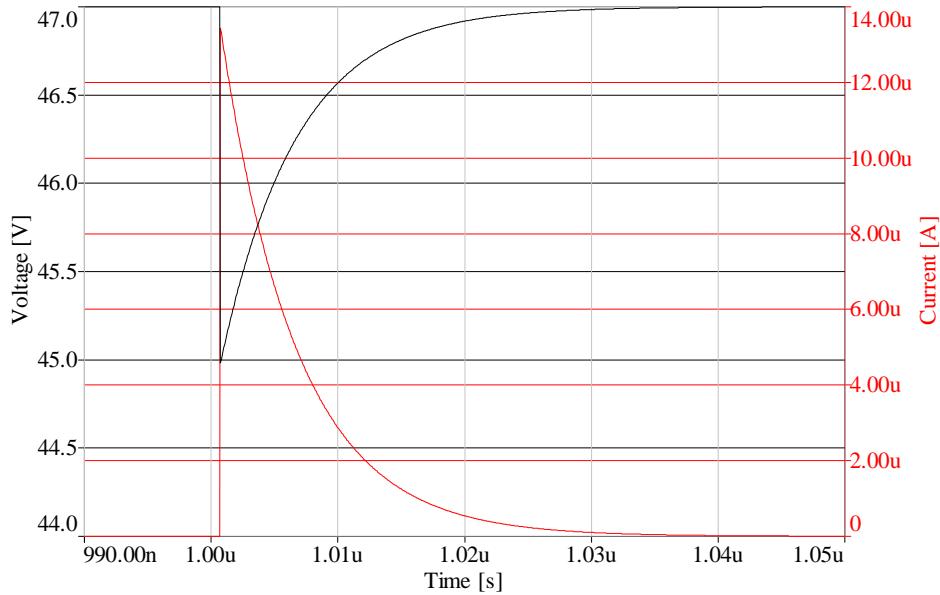


Graphique 2-5 : allure de la tension v et du courant i en fonction du temps.

2.3.3 Simulation des modèles

Le principe de ce même modèle électrique explicité précédemment, est exploité ici mais d'une façon mixte (analogique, numérique), en utilisant un logiciel de simulation (Simplorer) qui intègre le langage VHDL-AMS avec les composants électroniques sur le même circuit utilisé précédemment en remplaçant l'APD-Geiger par un modèle numérique programmé en VHDL-AMS. Ce modèle exprime l'effet d'arrivée d'un photon par la génération d'un fort courant et donc une chute de tension aux bornes de l'APD-Geiger. La génération des photons est fixée par un bloc (générateur de valeurs constantes) suivant une équation linéaire, fixant ainsi la fréquence des impulsions en sortie.

L'observation de l'impulsion aux bornes de l'APD-Geiger (Graphique 2-6) montre la cohérence avec les résultats du modèle physique (Graphique 2-6). Donc, c'est une description en VHDL-AMS qui traduit un phénomène physique, à l'aide des équations, afin de pouvoir comprendre le fonctionnement d'une APD-Geiger.



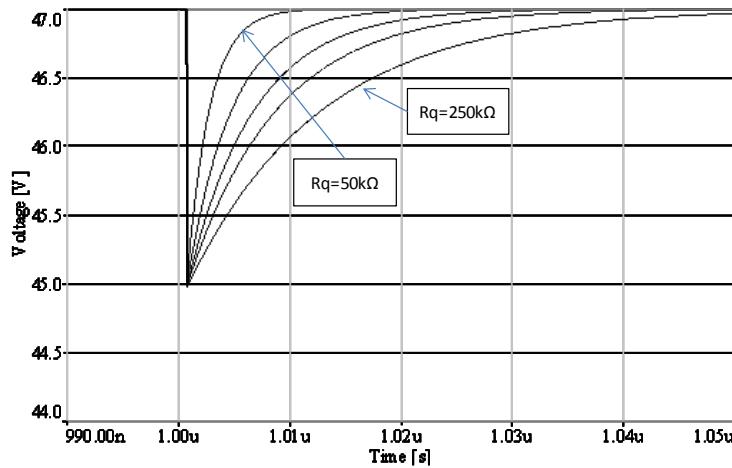
Graphique 2-6 : la tension et le courant en fonction du temps par une modélisation mixte du composant.

2.3.4 Études de la variation de v et i en fonction de R_q

La variation de la résistance de « Quenching » entraîne forcément une variation de l'allure de la tension aux bornes de la diode. Le courant subit aussi une variation. L'étude de ce paramètre cherche à trouver une valeur optimale de la résistance de « Quenching » pour une amplitude de la tension et du courant conservant une meilleure amplification dans l'étage en aval et une meilleure consommation aussi.

Une résistance de « Quenching » classique est de l'ordre de $100\text{k}\Omega$, d'après la définition du mode de fonctionnement de SiPM depuis sa découverte et son apparition dans le monde de la photodétection de la lumière (76). Chez Hamamatsu (77), on trouve une résistance de « Quenching » de l'ordre de $200\text{k}\Omega$.

Dans le modèle étudié, on a utilisé une résistance de $100\text{k}\Omega$. Pour l'étude de variation de v et i en fonction de R_q , on a fait un balayage de la résistance de $50\text{k}\Omega$ à $250\text{k}\Omega$. Cette variation affecte bien sûr la valeur du temps mort. Sur le Graphique 2-7, on présente la tension v aux bornes de la diode en fonction du temps t avec plusieurs valeurs de R_q .

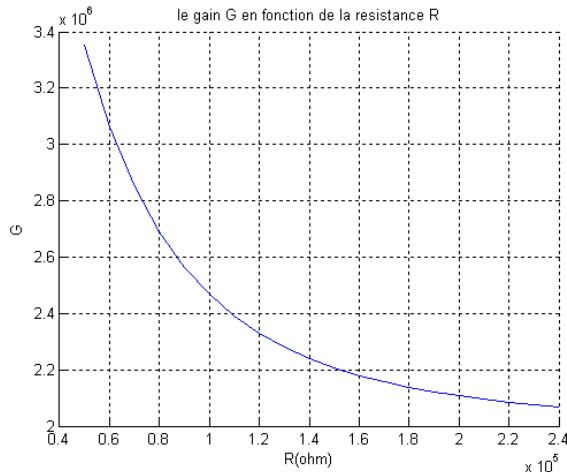


Graphique 2-7 : courbes de variation de $v(t)$ à plusieurs R_q

Donc, d'après le Graphique 2-7 on remarque que le temps mort augmente avec la résistance de « Quenching » R_q , l'idée est faire un compromis pour une valeur appropriée de R_q .

Une valeur R_q de $100\text{k}\Omega$ semble être la mieux adaptée dans ce cas.

Le Graphique 2-8 montre la variation du gain en fonction de la résistance de Quenching R_q .



Graphique 2-8 : courbe de variation du Gain à plusieurs R_q .

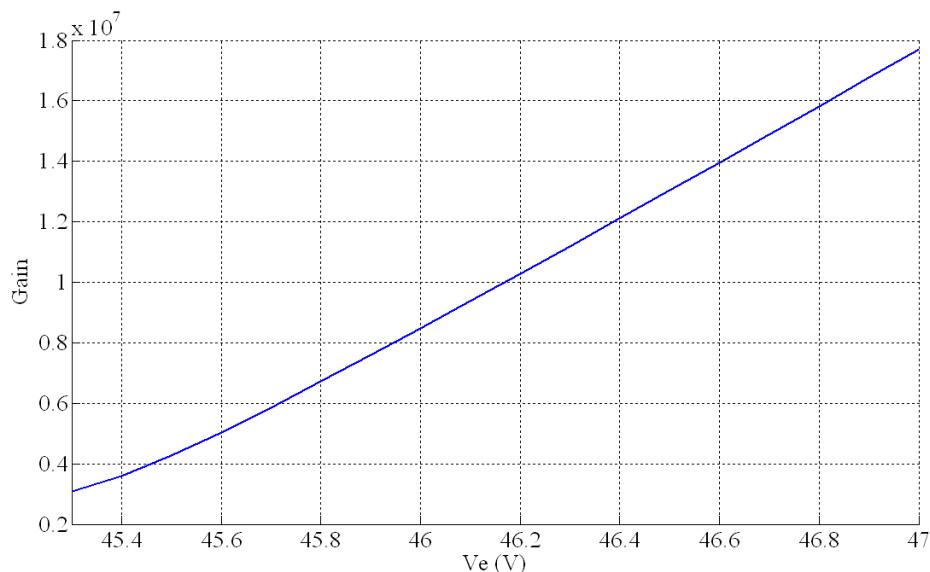
2.3.5 Etudes du gain G

Dans le modèle physique présenté précédemment, on peut tracer le gain en fonction de la tension de polarisation ou la tension d'au delà de l'avalanche. On définit ici, la tension au delà de l'avalanche par (V_{ov} est l'Over Voltage en anglais).

La variation de la tension de polarisation importe aussi une variation importante du gain total. Ce gain est défini par l'équation suivante :

$$\text{Équation 2-19 : le gain d'une APD-Geiger.}$$

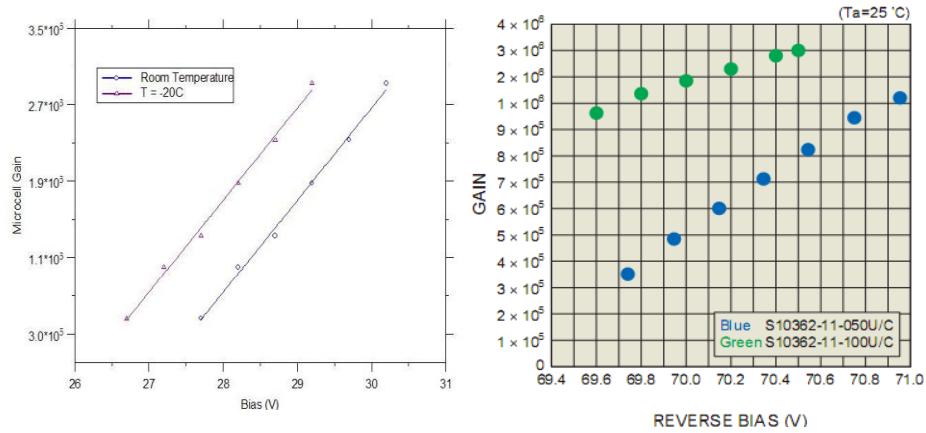
Une illustration graphique du gain G en fonction de la tension de polarisation V_e est représentée sur le Graphique 2-9.



Graphique 2-9 : variation du gain G en fonction de la polarisation V_e à $R_q = 100\text{k}\Omega$.

La variation du gain dans ce modèle avec les paramètres spécifiés est linéaire dans un certain domaine en fonction de la tension de polarisation (au delà de 45.5V).

Dans la littérature, beaucoup de fabricants et de chercheurs donnent une variation linéaire du gain en fonction de la tension(78), (79). Ci-dessous (Graphique 2-10), une représentation du gain $G(V_e)$.



2.4 Etudes de divers types de bruits

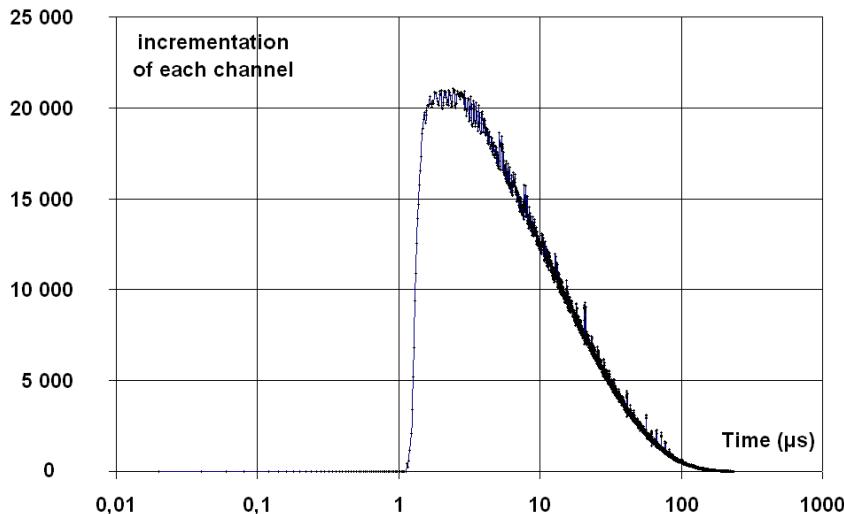
Le bruit dans une photodiode est composé principalement du bruit thermique causé par générations de porteurs thermiques qui déclenche le même effet qu'une détection de photons. D'autres types de bruit peuvent s'ajouter à ce bruit, mais ils restent négligeables devant l'effet causé par le bruit thermique : Le bruit du système de lecture est le plus important parmi ces autres types (80) ; il peut être filtré par un comparateur à seuil.

2.4.1 Le bruit thermique d'une APD-Geiger

Le mécanisme de l'avalanche dans une APD-Geiger prend effet lorsqu'un photon est absorbé par sa surface sensible. Ce phénomène crée une paire électrons/trous. Electrons et trous sont accélérés par la présence d'un champ électrique très intense dominant la ZCE, résultat d'une forte polarisation de l'APD-Geiger : électrons et trous sont alors multipliés selon un effet d'avalanche.

Malheureusement, ce phénomène peut se produire dans la même structure par les porteurs même s'il n'y a pas des photons. Un tel phénomène donne naissance à des impulsions identiques à celles de nature photonique. Ce genre de bruit dépend fortement de la qualité de la structure cristalline (la durée de vie des porteurs). Il dépend aussi de la température, dont le refroidissement contribue à le diminuer (un facteur 2 tous les 8 degrés (81)). Un autre moyen de diminuer ce bruit est d'utiliser la coïncidence entre différentes APDs.

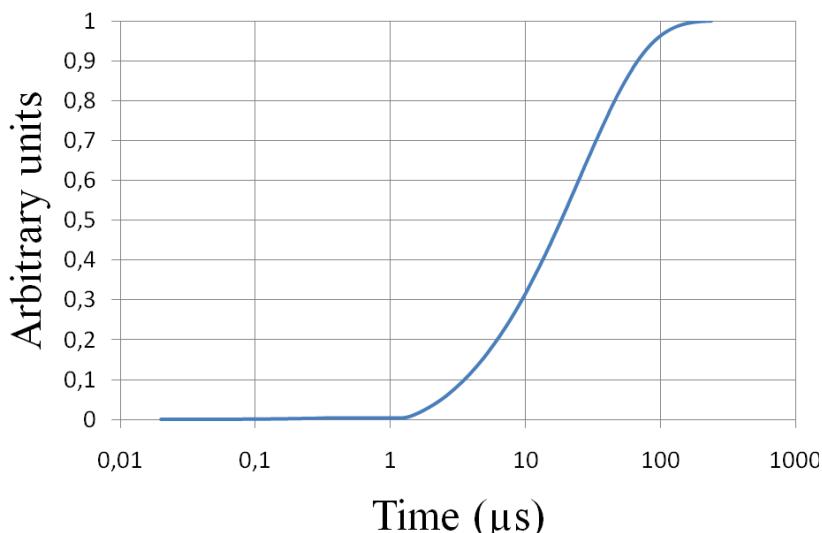
Afin de réduire ce bruit ou d'éliminer son impact sur l'APD-Geiger, il faut comprendre sa nature : nous avons mis en jeu un système électronique qui a comme but d'explorer le bruit évoqué en mesurant sa dispersion temporelle. La courbe ou l'histogramme temporel obtenu (Graphique 2-11), donne le nombre des impulsions thermiques (parasites) rencontrées en fonction de l'écart entre elles, avec un pas de mesure de 20ns. Cette distribution est définie comme étant, la probabilité d'apparition des différentes périodes séparant deux impulsions de bruit (82).



Graphique 2-11 : l'histogramme donnant la probabilité d'apparition de bruit thermique dans une APD-Geiger.

Cet histogramme est le résultat d'un travail d'acquisition des données à partir d'un circuit électronique connecté à une APD-Geiger. Il est réalisé à l'aide du logiciel de modélisation Simplorer et de l'interface de connexion entre l'APD-Geiger et la machine de traitement LabView. L'utilisation d'une carte FPGA sert, dans ce traitement, à analyser les données acquises et tracer la courbe ou l'histogramme correspondant.

Une autre représentation est celle de la courbe qui donne la probabilité d'avoir un événement thermique en fonction du temps qui passe. L'enregistrement du temps, qu'il y a entre chaque événement thermique, conduit au Graphique 2-12.



Graphique 2-12 : la probabilité d'apparition du bruit normalisée à 1.

A partir de ce graphique (Graphique 2-12), une équation peut être extraite en faisant une interpolation de la courbe. Cette équation donne la relation entre le nombre tiré (variable aléatoire comprise entre 0 et 1) et le temps entre deux impulsions thermiques. La programmation de ce système est possible dans un logiciel de simulation (Simplorer) qui permet de mixer entre l'analogique et le numérique en utilisant le langage VHDL-AMS. La combinaison de deux modèles (génération de photons et de bruit) se fait dans un même bloc en considérant que les deux phénomènes sont séparés. Le générateur de variables aléatoires produit les valeurs qui actionnent l'APD pour générer les impulsions aléatoires, tandis que les photons sont générés avec une cadence fixe et régulière.

2.4.2 La coïncidence entre les APD-Geiger

L'utilisation d'un système de coïncidence entre 2 différentes APD-Geiger permet de réduire et jusqu'à éliminer le bruit fortuit. Le gain peut être évalué par le calcul de la probabilité de coïncidence entre 2 ou 3 APD-Geiger.

La Figure 2-3 montre le schéma que nous avons mis au point pour compter les déclenchements, et les coïncidences entre 2 APD-Geiger.

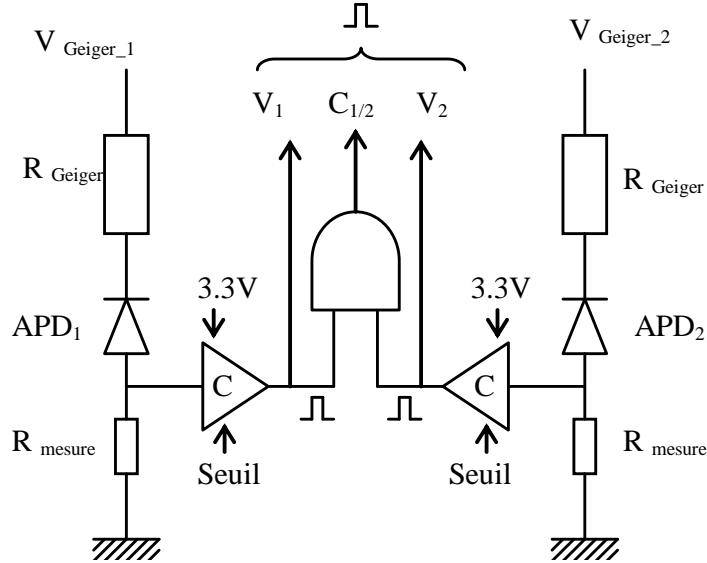
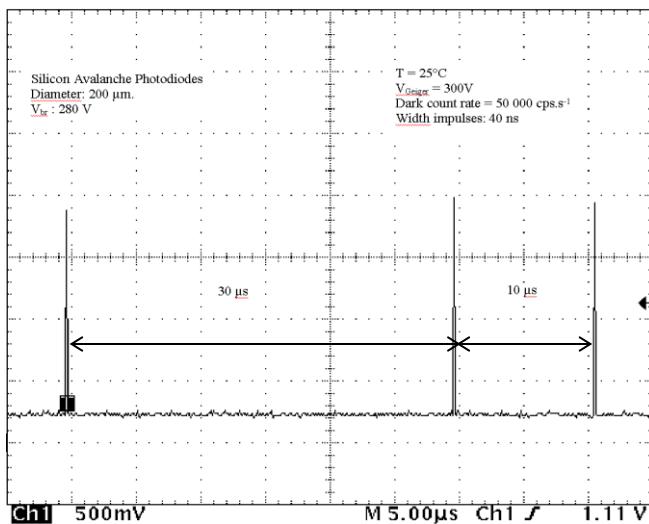


Figure 2-3 : déclenchement des voies 1 et 2 et mesure des coïncidences entre les voies 1 et 2.

Le Graphique 2-13 ci-dessous montre la forme du signal en sortie des comparateurs ainsi que les caractéristiques des photodiodes utilisées.



Graphique 2-13 : signal V_1 obtenu en sortie des comparateurs.

Le Dark Count Rate (DCR) est obtenu en faisant une acquisition sur une ou plusieurs secondes, et rapporté à une seconde pour avoir une valeur moyenne en hertz. La Figure 2-4 montre le système d'acquisition qui permet de régler les différents paramètres comme le temps de comptage.



Figure 2-4 : acquisition du signal, mesure de la fréquence d'une photodiode.

On considère que ce bruit est 100 % aléatoire comparable avec un jeu de dés à 6 faces où l'on a une chance sur six de sortir chaque face.

La Figure 2-5 montre la répartition du bruit de la photodiode, que l'on va considérer pour faire une première approximation.

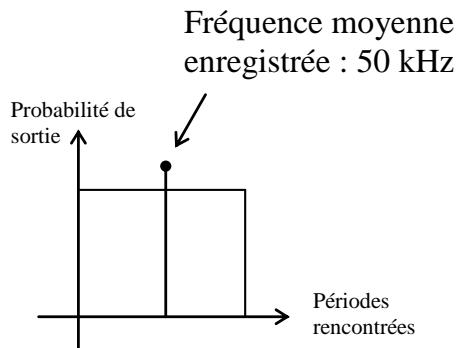


Figure 2-5 : probabilité d'apparition du bruit simplifié.

Deux événements peuvent être très proches (min : 0ns) ou très éloignés (max : 2 fois la période moyenne). Avec une fréquence de $50000\text{cps} \cdot \text{s}^{-1}$ le temps maximal que l'on peut rencontrer est : 40000ns.

Fréquence $50\,000\text{cps} \cdot \text{s}^{-1}$.

Largeur de l'impulsion 40ns.

La probabilité d'avoir le signal à '1' est :

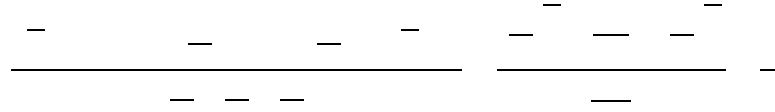
Équation 2-20 : la probabilité unique d'un signal.

Équation 2-21 : la probabilité dans une équation générale.

Avec 3 photodiodes identiques, la probabilité pour avoir les trois signaux à '1' (une coïncidence triple) est donc :

Équation 2-22 : la probabilité avec 3 APD-Geiger.

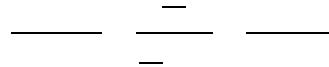
Pour avoir la fréquence de la coïncidence triple, il faut calculer la largeur de la coïncidence triple :



Équation 2-23 : la langueur de la coïncidence triple.

$$L_{ic3} = 13,3\text{ns.}$$

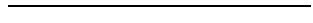
On peut maintenant calculer la probabilité de coïncidence triple en considérant une espérance équiprobable :



Équation 2-24 : la probabilité de coïncidence triple.

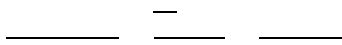
On termine le calcul par la fréquence de la coïncidence triple :

$$P_{A3} = P_{C3}$$



Équation 2-25 : la variable temporelle cherchée.

Le temps maximum entre deux coups sera donc : $x + L_{ic3}$. Pour avoir la fréquence il faut donc le diviser par deux et prendre l'inverse.



Équation 2-26 : la période correspondante au temps maximum.



Équation 2-27 : la fréquence de la coïncidence triple.

Le calcul de la fréquence de coïncidence f_{c3} , permet de donner la fréquence de coïncidence entre x APD-Geiger. Un tableau donnant les différentes coïncidences entre les différentes APD-Geiger est montré ci-dessous.

| Number of photodiodes | Measured electronic coincidence noise | Calculated electronic coincidence noise | Calculated background + electronic coincidences noise |
|-----------------------|---------------------------------------|---|---|
| 2 | 73 Hz | 74 Hz | 850 Hz |
| 3 | 0.14 Hz | 0.15 Hz | 1 Hz |
| 4 | 0.09 mHz | 0.1 mHz | 0.7 mHz |
| 5 | not measurable | 0.0001 mHz | 0.0002 mHz |

Tableau 2-1 : comparaison entre la fréquence du bruit mesurée et calculée pour 2, 3, 4 et 5 APD-Geiger.

Une coïncidence entre 5 APD-Geiger donne une probabilité d'avoir une impulsion thermique qui est estimée à un coup tous les 115 jours. Le bruit thermique dans ce cas de coïncidence est filtré complètement et considéré comme non existant. Les impulsions détectés par le composant ne sont alors que des vrais photons reçus sur la surface sensible.

Les résultats obtenus par les calculs mathématiques avec la loi de statistique équilibre sont très proches des valeurs réelles. On peut dire que la loi équiprobable est une bonne approximation de la réalité physique. Cette loi statistique équilibre, à l'avantage d'être très simple à mettre en équation, et l'erreur réalisée est très petite. En effet, les résultats des calculs théoriques pour les fréquences de coïncidence sont toujours 10% inférieurs à la valeur réelle. Cette erreur est probablement explicable. En effet, il y a des événements très éloignés et de faible probabilité non pris en compte et également des événements très rapprochés, qui sont pris en compte mais de probabilité très supérieure à celle considérée (non équiprobable). Ces deux paramètres sont donc antagonistes, et leur effet s'annule mutuellement.

Conclusion

Nous avons, dans ce chapitre, présenté le fonctionnement d'une APD-Geiger et nous avons proposé un modèle physique simple supposant qu'électrons et trous ont les mêmes propriétés de multiplications de champs interne, ce modèle peut toutefois être utilement exporté pour définir le gain de conversion photoélectrons et le relier aux conditions dynamiques de polarisation.

Le phénomène de détection par polarisation Geiger, est le résultat d'un effet de multiplication des porteurs : électrons et trous, dans la charge d'espace où règne un champ électrique très intense.

Le modèle physique ainsi proposé, d'une photodiode fonctionnant en mode Geiger est valable pour toutes les applications estimées dans les domaines de détection de faible intensité lumineuse pour le comptage de photons. Toutes les études théoriques ainsi que les simulations numériques, ont montré l'importance de ce modèle. Les courbes présentées donnent le comportement approché d'une photodiode à avalanche polarisée en mode Geiger.

Cette étape de modélisation est indispensable à la réalisation d'un cahier de charge de la réalisation technologique du composant modélisé. Les paramètres identifiés lors de cette modélisation peuvent toutefois être les points critiques à étudier soigneusement afin d'obtenir l'équivalent technologique compatible après la réalisation.

Le point dur est le bruit thermique qui limite la sensibilité : nous l'avons étudié expérimentalement et montré que des circuits à coïncidence pourraient en réduire les effets.

Le chapitre suivant fera le sujet de la fabrication de l'APD-Geiger tout en définissant d'abord un cahier de charge comportant les points visés par cette réalisation et les résultats souhaités par la caractérisation électrique en fonction des applications concernées.

Chapitre 3 : **LA FABRICATION DES
COMPOSANTS**

Introduction

L'étude du deuxième chapitre a permis de finir les paramètres critiques d'un modèle électrique structurant le fonctionnement du photodétecteur APD-Geiger. Ces paramètres qui représentent les caractéristiques d'une APD-Geiger, ont été étudiés en détails en raison de leur influence portant sur le fonctionnement de ce détecteur.

Nous pouvons donc nous concentrer sur le choix technologique en se basant sur les simulations électriques de la structure prise en compte mais aussi sur la structure à adapter. Ce point reste le plus important avant d'effectuer le choix technologique final.

Dans ce troisième chapitre, nous allons donc étudier par simulations électriques les choix de la structure. Cette structure est une jonction PN toute simple mais réalisée soigneusement dans la centrale technologique du LAAS (83) pour éviter tous les effets parasites déjà évoqués (homogénéité ...). Ces simulations étudient essentiellement les deux caractéristiques de base d'une diode : la tension de claquage et le courant correspondant. Un autre paramètre parmi les critères à choisir soigneusement, est la durée de vie des porteurs de charges dans le réseau cristallin. Ce paramètre est désigné lors du choix du type de plaquettes à utiliser dans le procédé technologique.

Lorsque ces travaux ont commencé (Thèse D.P.), il n'existe pas de filières de fabrications d'APD-Geiger.

Il peut paraître inutile aujourd'hui de développer une filière technologique sur un produit, l'APD-Geiger, que plusieurs constructeurs (Hamamatsu, SensL, ...) proposent dans leur catalogue. Pourtant, deux raisons nous y incitent :

- L'amélioration des performances : un composant du type SiPM, comme le MPPC de Hamamatsu, a un comptage d'obscurité de 400kHz soit 1kHz par cellule. Dans les applications où le nombre de photons émis par l'objet est faible, ce taux élevé de bruit nuit à l'identification de l'objet. Nous espérons l'améliorer en maintenant une durée de vie élevée dans la zone active du détecteur.
- L'intégration : les composants disponibles aujourd'hui sont livrés à l'unité, et au mieux en matrices de 1x500 4x4. Si l'on veut réaliser des imageurs, il faut les concevoir dès la définition du procédé qui doit permettre une intégration dès la phase de conception.

L'innovation que l'on souhaite apporter est de diminuer fortement le comptage d'obscurité d'une part, et d'autre part de développer une filière technologique permettant l'intégration en imagerie.

3.1 Définition du procédé de fabrication

Pour définir le procédé de fabrication, plusieurs étapes sont nécessaires et importantes.

La première étape consiste à prédire les caractéristiques du composant à réaliser et définir ses paramètres électriques. La définition de ces paramètres est possible par simulations physiques et électriques du modèle d'une APD-Geiger (cf. chap. II).

Les simulations effectuées lors de ces travaux de recherche ont montré des résultats proches du cas réel. Nous pouvons utiliser ce modèle pour guider les choix des structures et des technologies avancées.

3.1.1 Recherche d'une option technologique

La structure à réaliser doit être bien étudiée pour éviter tous les défauts technologiques susceptibles de donner suite à des défaillances dans la technologie de réalisation.

Le présent travail est la suite de celui présenté dans la thèse de D. Pellion sur la simulation et la réalisation technologique de composants de type APD-Geiger (15). Dans cette thèse [cf. Thèse D. Pellion], le travail a consisté dans un premier temps, à éviter l'anneau de garde qui occupe une place importante, relativement à la surface active (10% en moyenne pour une photodiode de 30 μ m de diamètre). Pour ce faire, ses premiers dispositifs étaient protégés par une tranche : (Procédé MESA telle que le montre la Figure 3-1). Une première fabrication a eu lieu par D. Pellion, qui a mis en évidence de grandes difficultés sur l'anneau de garde ainsi conçu et il est revenu à une protection plus classique par anneaux de garde diffusés.

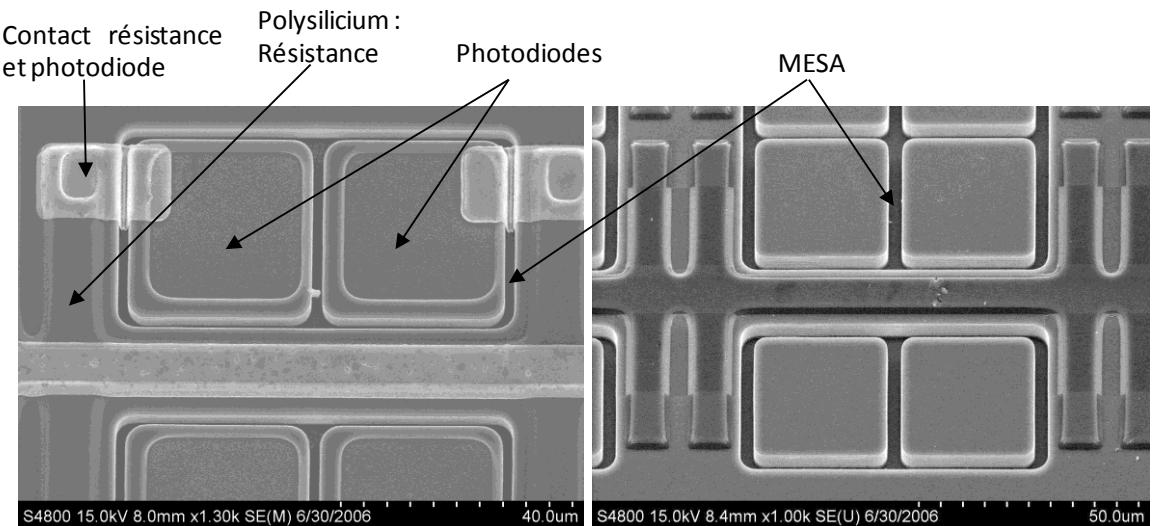


Figure 3-1 : le premier dispositif protégé par MESA.

Le travail de Denis Pellion a donc continué mais avec une deuxième approche technologique qui sépare la fabrication des résistances de la fabrication des photodiodes. Cette séparation permet de tester individuellement les composants (photodiodes et résistances), de façon à mieux pouvoir évaluer la qualité du procédé, en termes de durée de vie.

Une structure aux anneaux de garde diffusés et une filière technologique ont été bâties. La structure de la photodiode est donnée sur la Figure 3-2.

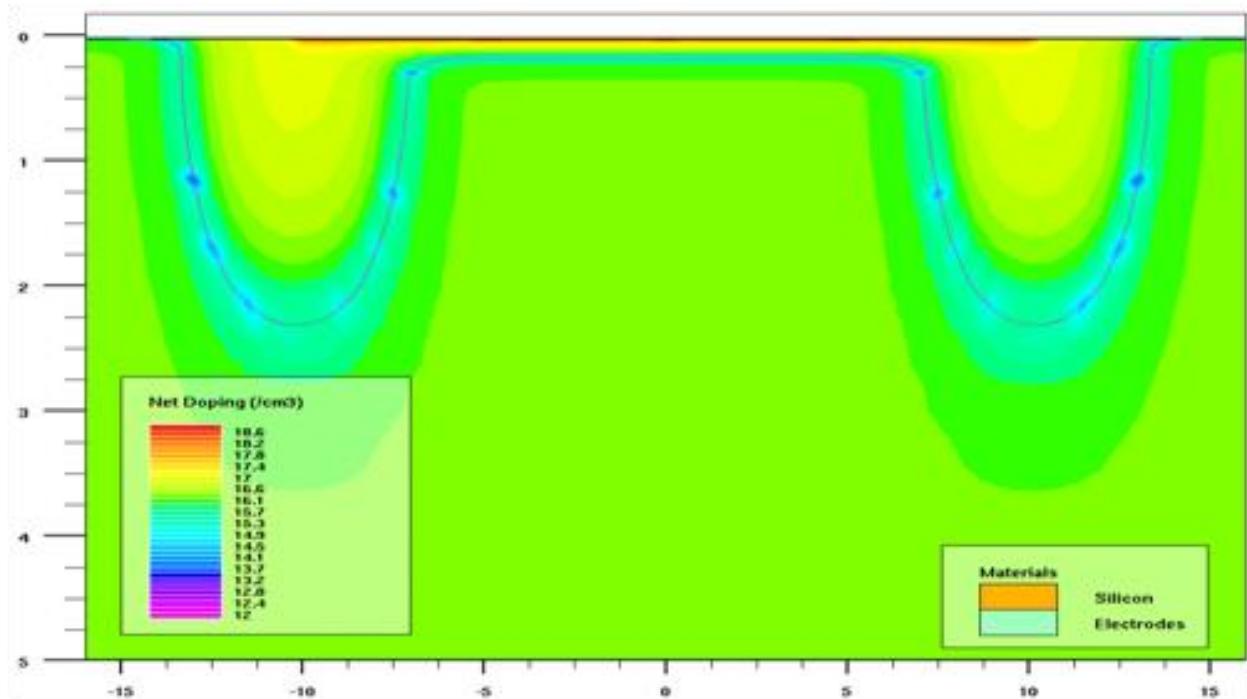


Figure 3-2 : structure de la photodiode avec anneau de garde.

La structure de ce procédé technologique avec les anneaux de garde est montrée sur la Figure 3-3, dont la Figure 3-2 montre la structure technologique de simulation.

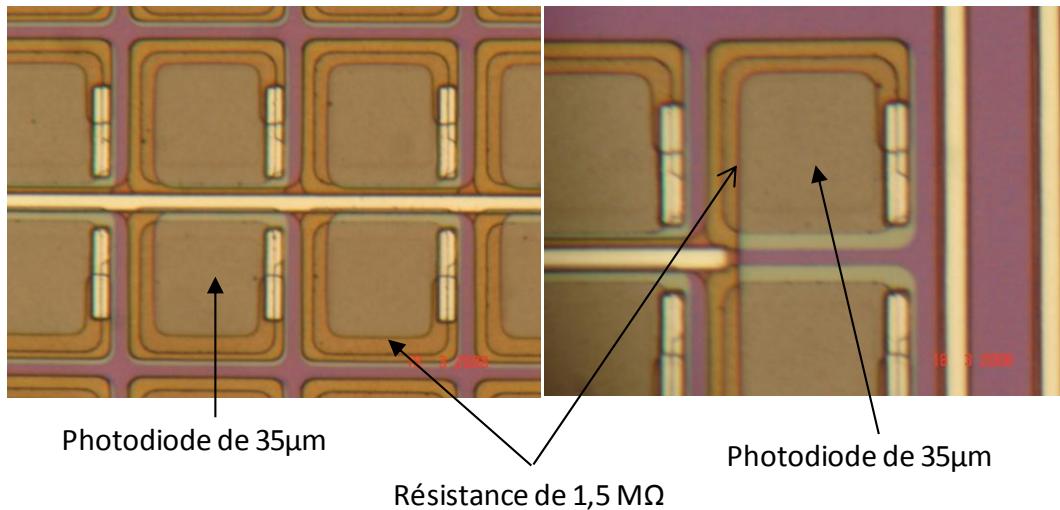
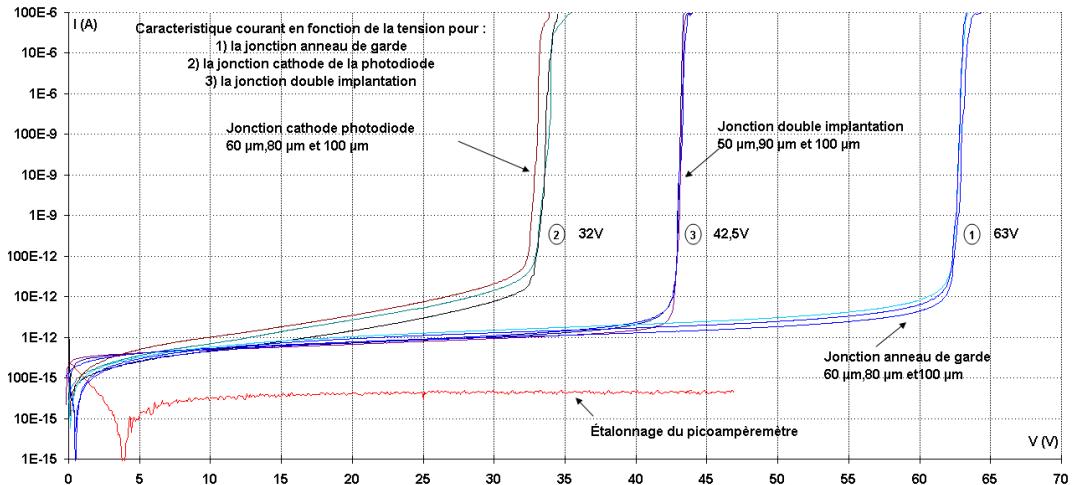


Figure 3-3 : les dispositifs avec anneaux de garde.

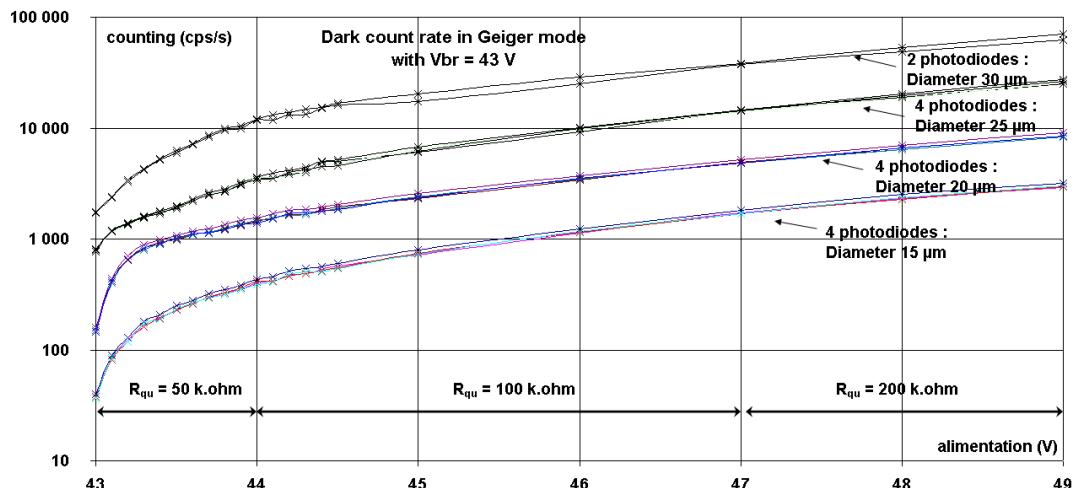
Les résultats de caractérisations ont été présentés (84). Au niveau des caractéristiques électriques donnant l'intensité en fonction de la tension, nous remarquons un courant de fuite très faible (entre 1pA et 10pA) avec une tension de claquage V_{br} de l'ordre de 43V (pour la jonction double implantation N/P). Cette caractéristique est représentée sur le Graphique 3-1.



Graphique 3-1 : les différentes caractéristiques $I(V)$.

Sur ces caractéristiques, on remarque une bonne homogénéité de la tension de claquage V_{br} nécessaires pour réaliser des composants ayant une précision de la tension de polarisation. Notons que ces caractéristiques ont été effectuées dans l'obscurité.

Alors que les caractéristiques dans l'obscurité sont très satisfaisantes et remplissent toutes les conditions d'un détecteur de lumière, des points négatifs ont été remarqués lors de la caractérisation en lumière où le détecteur est exposé à un flux lumineux bien défini et étalonné. La réponse de ces détecteurs à la lumière est très limitée et présente une bien moindre efficacité dans une large gamme spectrale. La sensibilité est très faible et le bruit thermique mesuré augmente très rapidement avec la surface sensible du détecteur. Le Graphique 3-2 donne le comptage thermique mesuré sur quelques détecteurs.



Graphique 3-2 : comptage des impulsions thermiques expérimentales, pour 4 photodiodes de différents diamètres.

Sur ce graphique (Graphique 3-2), on observe un comptage thermique très important, un inconvénient majeur affaiblissant la sensibilité de ces détecteurs aux flux lumineux.

A la suite de ces premiers travaux de recherche, on a pu établir un lien direct entre un paramètre très décisif dans les composants et le bruit thermique obtenu et par la suite la sensibilité lumineuse de ces composants. Ce paramètre est la durée de vie des porteurs de charges dans le réseau cristallin.

La réalisation d'un procédé technologique doit viser le minimum d'étapes thermiques souvent à l'origine de la dégradation de la durée de vie à la fin de la réalisation. Le départ de la réalisation

avec une très grande durée de vie reste le meilleur choix technologique possible jusqu'à aujourd'hui. Un tel choix doit prendre en compte aussi le type de dopage du substrat, sa résistivité et son dopage correspondant.

En regardant les études qui ont été faites ailleurs, on peut distinguer plusieurs structures possibles. Parmi ces structures, on note la structure de G. Barbarino (85), où le substrat utilisé est de type P^+ , une implantation type P suivie d'une autre type N^+ crée une jonction PN dont la tension de claquage est définie par le dopage de la jonction P. la surface sensible à la lumière est définie donc par la jonction N^+ . La structure technologique est représentée sur la Figure 3-4.

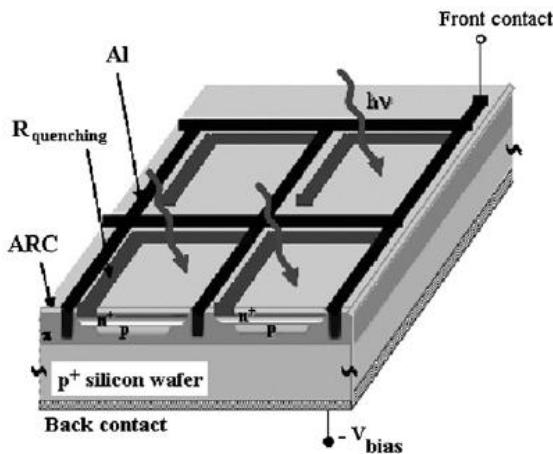


Figure 3-4 : structure technologique d'un SiPM définie par G. Barbarino.

On note la présence d'une résistance de « Quenching » qui fait le tour de la photodiode et aussi la connexion pour la polarisation à travers le métal.

Cette structure a été utilisée en combinaison avec le concept d'un photomultiplicateur à tube (PMT), en mettant les détecteurs SiPM dans un volume de façon à pouvoir faire la conversion à travers ce volume hémisphérique sous vide. C'est un autre moyen pour la détection du photon unique avec des détecteurs hybrides, mais ceci n'est valable que pour des applications particulières et surtout en astrophysique où une surface importante pour collecter la lumière est requise.

Une autre structure peut être traitée aussi, présentée par R.J. McIntyre et citée par Edoardo Charbon (86). Cette structure se base sur un substrat type N (phosphore), sur laquelle est rajoutée par-dessus une couche épitaxiée de type P, et la jonction N^+/P^+ en surface pour la détection de photons et former la zone d'avalanche. L'auteur indique pour cette structure que la sensibilité de ces détecteurs est dans le rouge et le proche IR, domaine peu intéressant pour la photodétection des photos dans le visible.

La structure de cette APD est représentée sur la Figure 3-5.

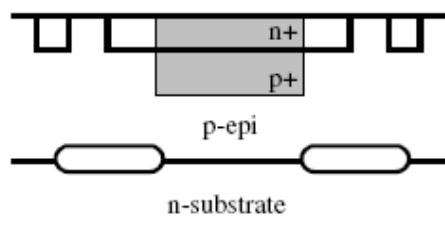


Figure 3-5 : la structure présentée par R.J. McIntyre.

W.J. Kindt (87) explique dans sa thèse présentée en 1999 les différentes structures possibles pour réaliser des photodiodes Geiger. Le choix de sa technologie est effectué sur le principe d'un substrat de très faible résistivité, celui-ci est exprimé par le fait que le substrat de faible résistivité a un

niveau de bruit très réduit par rapport au substrat à forte résistivité, diminuant aussi la résistance en série du substrat qui pourrait perturber le fonctionnement de la diode. Le substrat de départ pour Kindt est de type P^+ avec une résistivité de $10\text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$. Ce substrat est implanté ensuite par une couche épitaxiée P (Bore) d'une épaisseur de $12\mu\text{m}$ et une résistivité de $10\Omega\cdot\text{cm}$. Cette couche forme alors l'anode de la diode. La cathode est formée ainsi par une implantation type N^{++} (Arsenic) et la structure finale se termine donc par une tranchée réalisée entre les différentes diodes afin de prendre les contacts sur l'anode et d'éviter également le phénomène de Crosstalk. La structure complète est représentée sur la Figure 3-6.

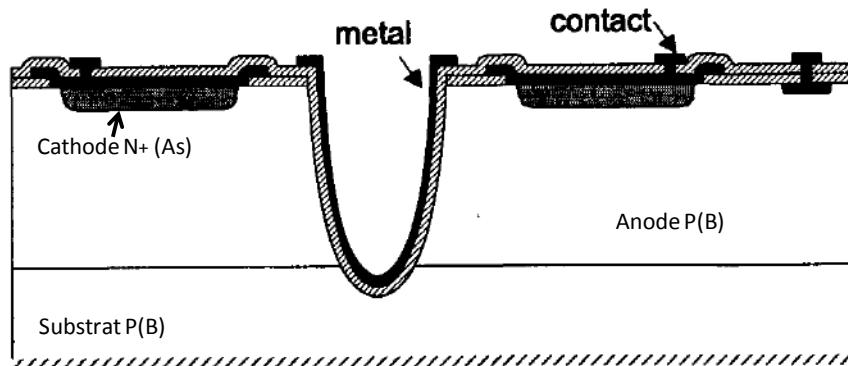


Figure 3-6 : la structure de Kindt, la première réalisation technologique en Geiger.

Une remarque concernant le choix de ce procédé est sur la durée de vie de porteurs de charge qui s'est révélée comme un facteur très important pour le bon fonctionnement de détecteurs Geiger. Ce facteur n'a certainement pas été pris en compte puisque le type de substrat utilisé est de très faible résistivité induisant une durée de vie très réduite.

La structure représentée par Emilio Sciacca (88) se base sur un substrat Si de type N^- sur lequel une couche épitaxiée de type P^- est rajoutée et avec une couche dopée P^- . La raison pour laquelle la couche épitaxiée est utilisée ici est double : premièrement, ça permet d'améliorer le temps de réponse du détecteur. Deuxièmement, ça permet d'isoler le substrat N^- de la surface où les composants sont repartis afin de pouvoir réaliser des circuits pour la commande de détecteurs. Sur ces différentes couches la jonction NP est réalisée avec une implantation P^+ de type Bore suivie d'une implantation N^+ du type Phosphore.

La représentation de la structure est montrée sur la Figure 3-7.

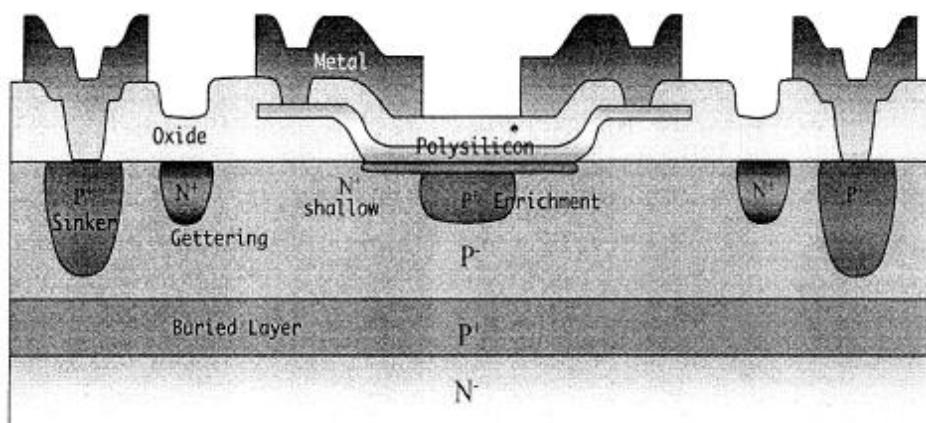


Figure 3-7 : la structure proposée par Sciacca avec une technologie compatible CMOS.

Les avantages de cette technologie sont multiples mais la réalisation est très compliquée puisqu'elle requiert plusieurs niveaux de masques et plusieurs étapes de fabrication.

A ces différentes complexités s'ajoutent les circuits CMOS à réaliser sur la même puce avec les détecteurs. C'est une structure très intéressante mais qui comporte plusieurs paramètres à contrôler.

Dans le papier présenté par F. Zappa (89), deux structures sont montrées qui prouve chacune un avantage différent. Les deux structures sont représentées sur les figures suivantes (Figure 3-8 & Figure 3-9).

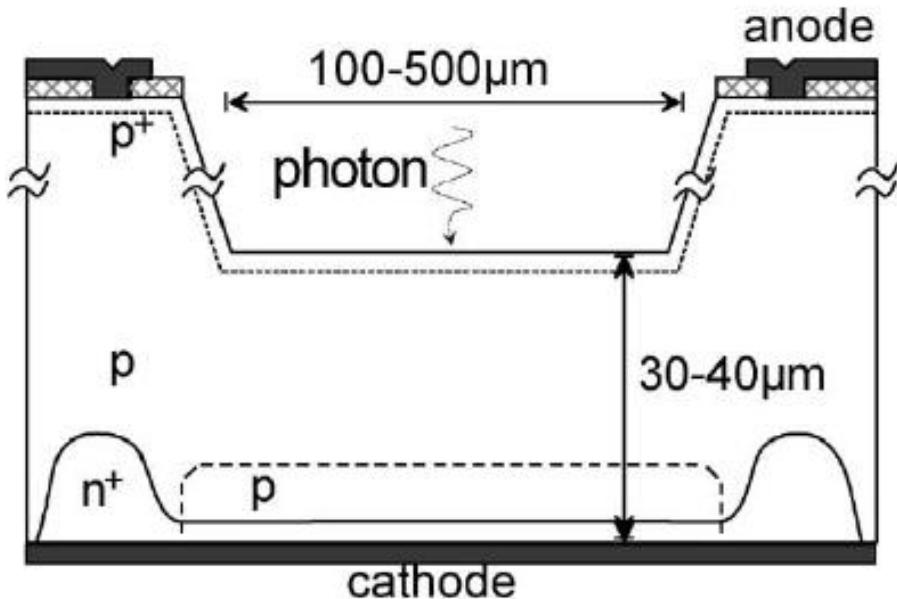


Figure 3-8 : la structure n°1 de Zappa pour un maximum d'efficacité quantique.

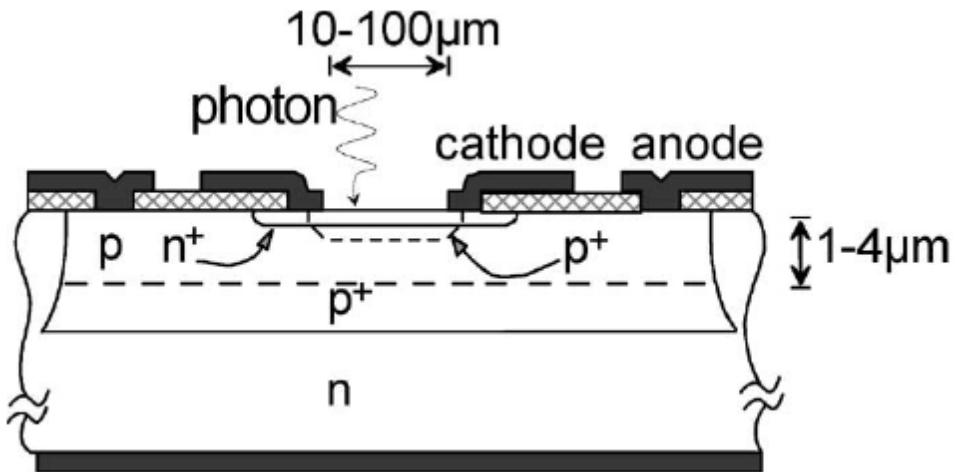


Figure 3-9 : la structure n°2 pour un temps de réponse rapide.

Pour la réalisation de son projet SPADA, c'est la deuxième structure technologique qui a été utilisée. Le projet complet comporte plusieurs circuits de commande qui sont intégrés sur la même puce. Ce domaine de détection est spécifié pour certain nombre d'applications où la rapidité de détection est un paramètre très important.

M. Petasacca (90) présente une structure basée sur un substrat de type P⁺, sur lequel on rajoute une couche épitaxiée de type P et par-dessus, on réalise la jonction N⁺/P. Entre les différentes structures, des tranchés sont réalisées afin d'isoler les photodiodes l'une de l'autre, une opération qui sert à diminuer le Crosstalk optique et électrique dans les SiPMs.

La structure est représentée sur la Figure 3-10.

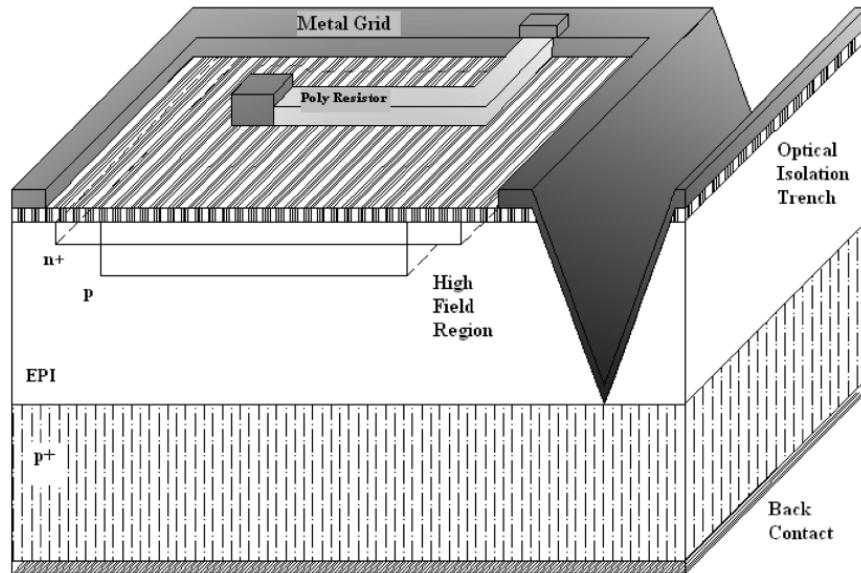


Figure 3-10 : la structure de Petasacca où sont représentées les différentes couches et les tranchées.

Quant aux sociétés qui développent actuellement ce type de détecteurs, on peut citer les deux principales : Hamamatsu et SensL. Les détecteurs fabriqués par ces deux sociétés sont consultables dans leurs catalogues et sont commercialisés sur leurs sites internet.

La société Hamamatsu présente principalement pour ce type de détecteurs, le MPPC qui est un SiPM en donnant plusieurs séries possibles (MPPC-25, MPPC-50 et MPPC-100).

La technologie utilisée par Hamamatsu est montrée dans la fiche technique du MPPC. Cette technologie consiste à faire une couche P^+ par-dessus le substrat, recouverte ensuite par une autre couche P^- . Sur cette dernière, on réalise la structure à jonction NP où la surface sensible est du type N^+ . Une représentation de la structure technologique est donnée sur la Figure 3-11.

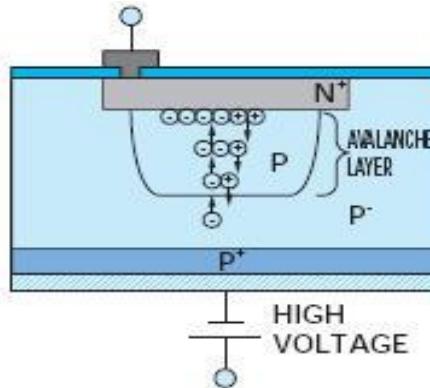


Figure 3-11 : la structure technologique présentée par Hamamatsu.

La polarisation de la structure se fait par la face arrière via les deux régions communes de la matrice (P^+ & P^-).

La société SensL développe des détecteurs unitaires et des SiPM aussi. Les SiPM sont appelés SPM et plusieurs tailles sont proposées. La technologie de fabrication se base sur un substrat de type P^+ comme montré sur la Figure 3-12 sur lequel se rajoute une couche épitaxiée du type bore P. la jonction NP est réalisée alors dans la couche épitaxiée P dont le contact avec la cathode N^+ est pris sur les périphéries et le contact avec l'anode P épitaxiée est pris via une implantation P^+ .

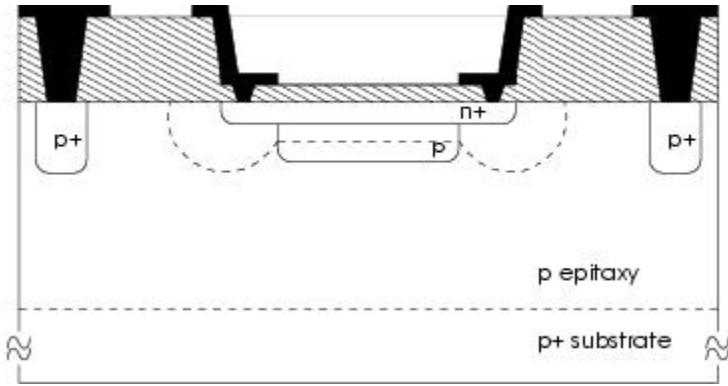


Figure 3-12 : la structure technologique proposée par SensL.

Rappelons que cette structure (Figure 3-12) comporte une phase de réalisation délicate qui consiste à former la couche épitaxiée P. La réalisation de cette couche nécessite une précision fine pour l'homogénéité de la tension de claquage sur tous le substrat.

3.1.2 Les procédés technologiques simulés

Après avoir étudié ces différentes structures technologiques, nous nous sommes centrés sur les différents points critiques à considérer. Parmi ces différents points, on peut citer : la durée de vie de porteurs de charges, la limitation de nombre d'étapes thermiques et la température dans les étapes thermiques.

Dans la suite, nous allons présenter quelques structures technologiques qui ont été étudiées et simulées avant de choisir le procédé convenable qui répond aux caractéristiques requises pour nos applications.

3.1.2.1 Choix des plaquettes du Silicium

Le principal critère sur lequel les plaquettes du Si ont été choisies est la grande durée de vie des porteurs de charge dans le réseau cristallin, ce qui correspond forcement à une grande résistivité et donc un niveau de dopage très faible.

Le type de substrat qui a été adopté en fonction de ces différents paramètres est du type N (Phosphore).

Pour ce procédé donc, nous avons pris le choix de se baser sur ce type de substrat, dont plusieurs étapes de mesures sur ces paramètres seront présentées qui concernent la durée de vie mesurée sur une plaquette et la résistivité du substrat donnant ensuite le dopage correspondant.

La mesure de la durée de vie de porteurs de charges d'une plaquette du Si, se fait sur une machine qui trace la qualité de cette plaquette sur sa surface, appelée [Life Time Scan]. La technique utilisée est sans contact, basée sur le reflet des variations de la puissance de micro-onde qui se produisent lorsque l'échantillon est illuminé par un flux concentré près de la lumière infrarouge. Il mesure le déphasage φ entre une modulation sinusoïdale de l'excitation et la puissance de réflexion des micro-ondes (91). La mesure nécessite l'utilisation d'une solution chimique (Iode), ceci afin de pouvoir calibrer la tête du laser sur la plaquette. L'utilisation de cette solution rend la plaquette inutilisable pour la suite, et donc l'obligation de refaire la mesure sur une autre plaquette pour les étapes ultérieures.

La mesure de la durée de vie sur une plaquette vierge donne la cartographie représentée sur la Figure 3-13 :

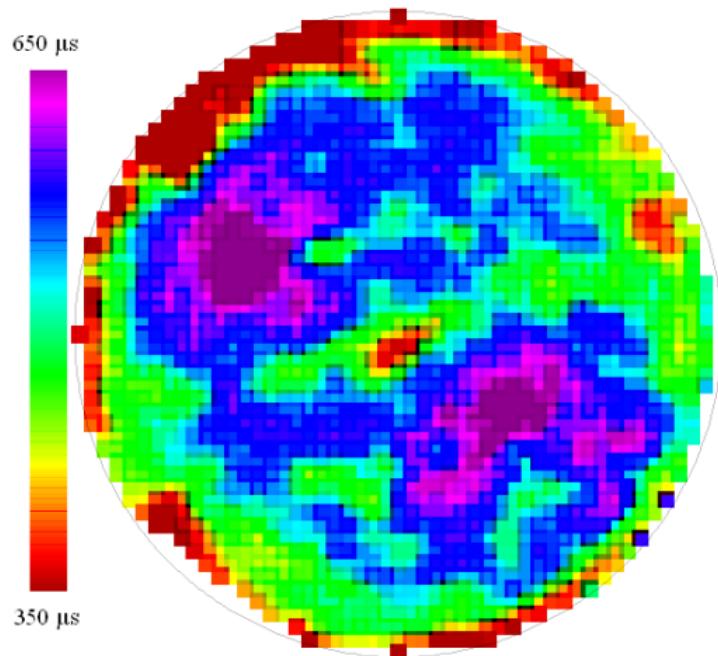


Figure 3-13 : cartographie de la durée de vie sur une plaquette vierge.

Cette mesure montre une durée de vie variant de $350\mu\text{s}$ à $650\mu\text{s}$. La zone de faible durée de vie est localisée principalement aux bords de la plaquette. Au centre de la plaquette, on remarque des valeurs de la durée de vie supérieures à $500\mu\text{s}$. Ces valeurs ne peuvent pas être considérées comme des valeurs optimales mais elles sont suffisantes pour avoir des résultats exploitables à la fin du procédé.

La mesure de la résistivité se fait donc sur la plaquette complète en utilisant la machine prévue [CMT-SR2000NW]. La cartographie de la résistivité d'une plaquette vierge de Silicium est représentée sur la Figure 3-14 :

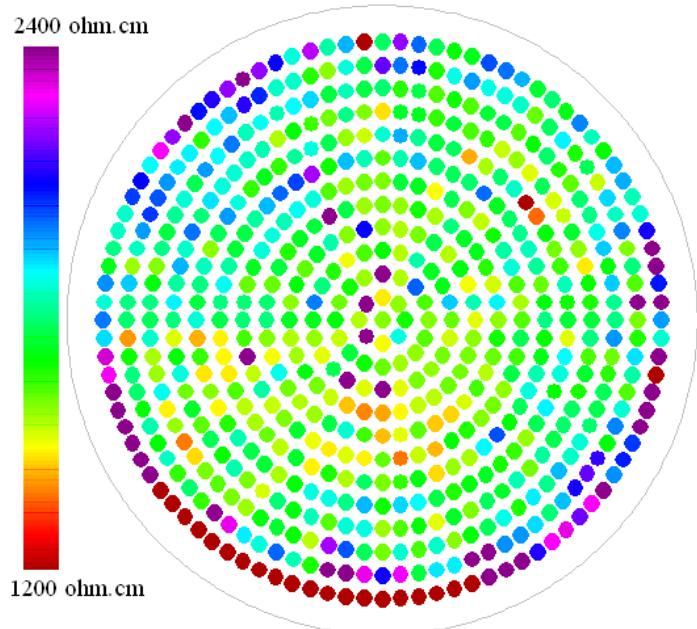


Figure 3-14 : cartographie de la résistivité sur une plaquette vierge.

Cette mesure garantit donc une résistivité de substrat supérieure à $1800\Omega\text{.cm}$ au centre de la plaquette. La valeur moyenne de la résistivité est de l'ordre de $2000\Omega\text{.cm}$.

Le dopage du substrat est obtenu ensuite en utilisant l'abaque qui donne le dopage en fonction de la résistivité (92). La valeur moyenne obtenue pour cette plaquette est : $310^{12} \text{ atm.cm}^{-3}$.

Cette valeur du dopage sera utilisée par la suite dans les simulations technologiques.

3.1.2.2 Choix des paramètres électriques et intégration dans les simulations

Les paramètres électriques sont ceux qui définissent les paramètres technologiques à appliquer dans les simulations. Le paramètre Tension de claquage V_{br} est défini alors, dans le cas d'une jonction N/P, par le dopage et la profondeur de la zone P (Bore). La relation qui donne la tension de claquage en fonction du dopage est représentée par un abaque (93).

Les autres paramètres sont le courant de fuite (courant d'obscurité) et la sensibilité à la lumière (l'efficacité quantique QE). Le premier paramètre est très difficile à contrôler, puisqu'il s'exprime en fonction du courant de fuite de surface et le courant de fuite de volume. Le courant de fuite de surface est relié à la qualité de la couche d'oxyde qui isole le métal du silicium. Tandis que le courant de fuite de volume est la qualité du réseau cristallin, et donc le bruit thermique de la jonction.

La sensibilité aux flux lumineux est définie par rapport à la longueur d'onde dans laquelle nous souhaitons utiliser ces photodétecteurs. La sensibilité aux longueurs d'onde dans le visible nécessite la réalisation d'une couche sensible (type N dans notre cas) très fine (de l'ordre de $0,2\mu\text{m}$). Au delà d'une telle couche, la sensibilité se décale alors vers le rouge et l'IR.

3.1.2.3 Les procédés simulés

Avant d'avoir défini un seul procédé technologique et d'obtenir les paramètres technologiques correspondants, plusieurs tests et simulations technologiques sur le logiciel de simulation technologique « SILVACO » ont été faits, ceci afin d'éviter toutes anomalies possibles sur le procédé à réaliser.

Le premier choix d'un procédé peut être représenté ci-après, il consiste à réaliser une jonction P+/N sur le substrat N (faiblement dopé). La structure simulée est représentée sur la Figure 3-15.

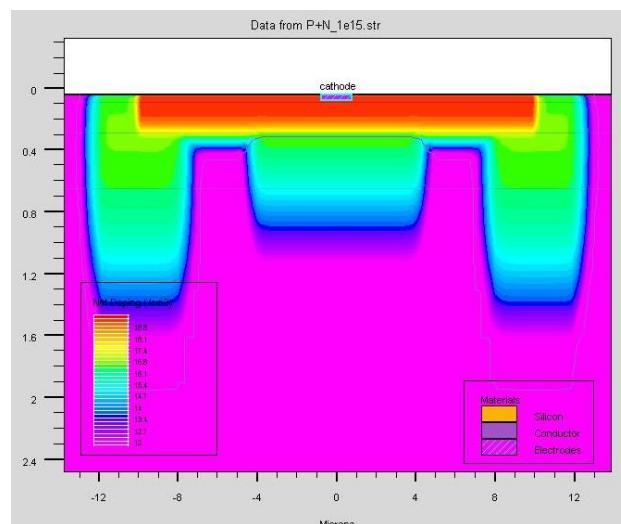
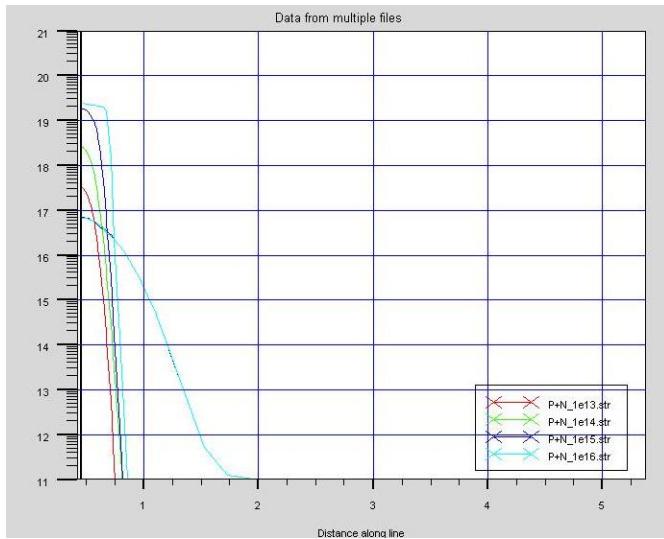


Figure 3-15 : le procédé P/N avec les anneaux de garde.

Cette structure donne les profils de dopage du P et N montrés sur le Graphique 3-3, en faisant une coupe verticale au milieu de la diode.



Graphique 3-3 : les profils de dopage de deux jonctions P et N.

Les profils montrés ci-dessus sont simulés pour plusieurs valeurs d'implantations de la couche sensible P+. Le niveau du phosphore quant à lui est fixé à une seule valeur. L'existence des anneaux de garde sur les périphériques de la diode peut être un point fort pour éviter le problème du claquage aux bords, bien que cela limite la surface sensible de la détection.

Le problème dans cette structure se trouve dans l'influence du champ électrique sur la jonction PN et l'impossibilité donc à avoir une stabilité de la tension de claquage voulue.

Ce champ électrique est lié au substrat N qui a un niveau de dopage très faible générant un flux d'électrons très fort lors de la polarisation du système. Donc cette structure est limitée et ne peut pas être utilisée pour réaliser des détecteurs de lumière stables en tension.

Le deuxième choix consiste en une structure N/P dont la couche sensible est du type N (Phosphore). La structure correspondante est représentée sur la Figure 3-16.

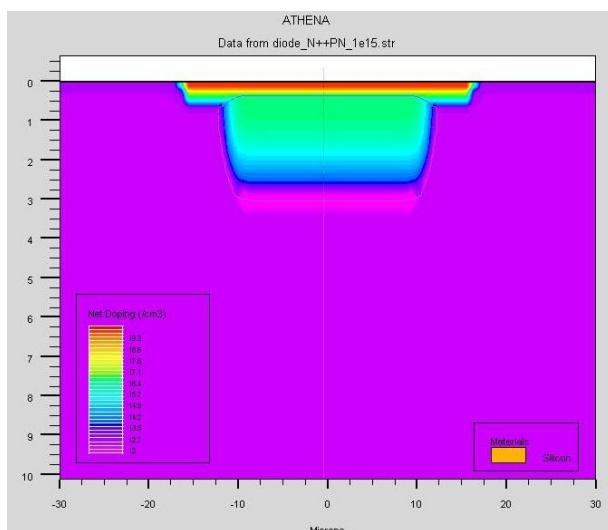
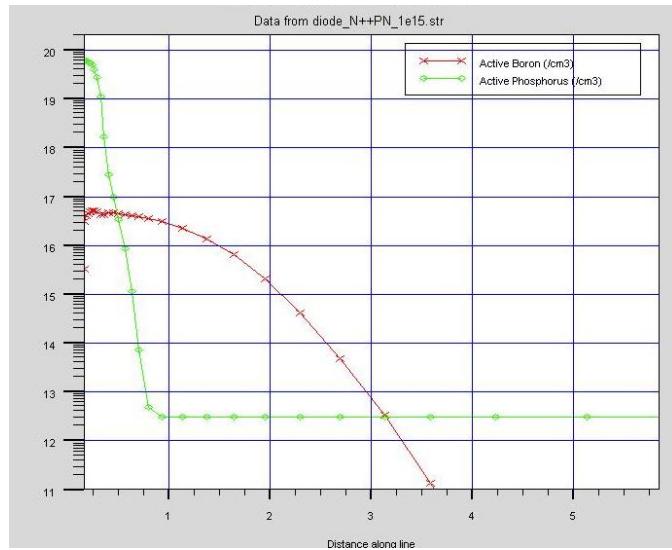


Figure 3-16 : la structure N+/P sur le substrat type N.

Le profil qui correspond à cette structure peut être représenté sur le Graphique 3-4.



Graphique 3-4 : le profil de dopage de la structure N+/P.

Cette structure ne permet pas non plus d'avoir une stabilité de la caractéristique électrique, puisque la diode est influencée toujours par la présence du champ électrique du faible dopage du substrat (type N). En plus l'accès à l'anode de la jonction représentée par la région P (Bore) ne peut pas se faire facilement. En effet, cette structure est tout à fait faisable, mais il faudra rajouter une région supplémentaire entre cette dernière et le substrat qui permettra à la fois d'isoler l'influence du champ électrique du faible dopage du substrat et obtenir l'accès à l'anode à coté de la diode.

C'est finalement cette structure qui a été adoptée parmi toutes celles qui ont été simulées. On note que d'autres structures ont été testées aussi mais nous allons passer directement à la structure finale afin de permettre des discussions utiles autour des ses caractéristiques principales.

La structure à étudier consiste donc à réaliser une jonction N/P dans une région dopée Bore P⁻. Cette dernière couche assurera donc l'isolement des diodes et l'accès à la région P par le biais d'une implantation P⁺ et du métal. Cette jonction N/P résume donc le principe de la détection Geiger par la création lors de l'application d'une polarisation au delà de la tension de claquage, d'une zone appelée la Zone de Charge d'Espace (ZCE) qui s'étend jusqu'à sa valeur maximum affectée principalement du fort champ électrique existant entre les deux régions.

3.1.3 Le premier procédé réalisé

La première réalisation technologique a été définie pour une structure N⁺PPN⁻. La couche de Bore P⁻ doit être très faiblement dopée (dopage de l'ordre de 10^{16} atm.cm⁻²) et suffisamment profonde afin de permettre le développement de la Zone de Charge d'Espace (ZCE) de la jonction NP. C'est cette structure à jonction NP qui constitue la zone d'avalanche et la multiplication des électrons issus de l'électron provenant de l'unique photon détecté par la couche sensible N⁺. La régénération d'une grande quantité des électrons dans la ZCE entraîne la formation d'un courant électrique qui va circuler dans la diode pour générer une impulsion de tension aux bornes de la résistance de lecture prévue à cet effet.

3.1.3.1 Représentation de la première structure

La première structure contenant les trois couches d'implantations (P⁻, P et N⁺) par-dessus de substrat (N⁻) est représentée sur la Figure 3-17.

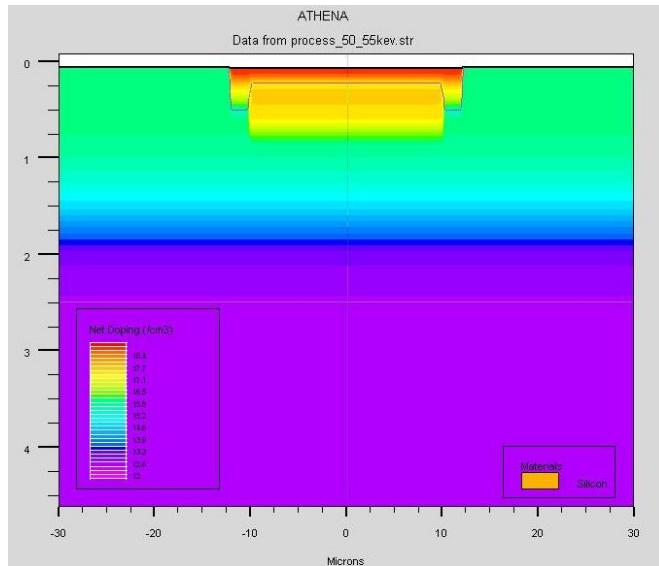
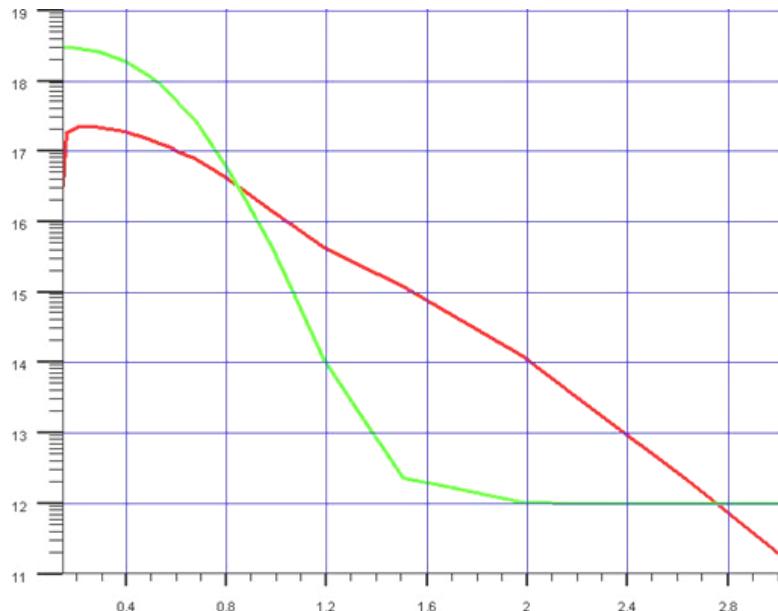


Figure 3-17 : la première structure retenue du procédé.

Le profil qui correspond à cette structure est donné sur le Graphique 3-5, en traçant une coupe verticale au centre de la diode. Les 4 couches profilées sont, la zone sensible N^+ , la zone P, la zone P^- et le substrat N^- .



Graphique 3-5 : le profil de dopage de 4 couches constituant la diode à réaliser.

Sur cette figure, on peut distinguer le profil en vert qui représente le phosphore de celui en rouge qui représente le bore. La couche sensible (Phosphore fortement dopé) a une concentration en surface Cs très importante (environ $8.10^{18} \text{ atm.cm}^{-3}$), son épaisseur est relativement fine ($\sim 0.3 \mu\text{m}$) permettant ainsi une efficacité de détection dans le visible (entre $0.4 \mu\text{m}$ et $0.8 \mu\text{m}$). La deuxième couche est du bore, elle a une Cs d'environ $6.10^{17} \text{ atm.cm}^{-3}$. Cette valeur définit alors la tension de claquage de la jonction NP, dont l'épaisseur de cette couche est plus importante que celle du phosphore. La création de la Zone de Charge d'Espace ZCE s'étend principalement du côté bore de la jonction NP. L'épaisseur de la zone du bore est $\approx 0.8 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ est suffisante pour établir le régime d'avalanche et faire fonctionner la diode en mode Geiger. À la fin de la couche du bore, on obtient la 3ème couche qui est aussi composée de bore mais très faiblement dopé ($\text{Cs} \approx 10^{16} \text{ atm.cm}^{-3}$). Elle est très profonde en épaisseur pour permettre l'isolation du substrat type N, avec une

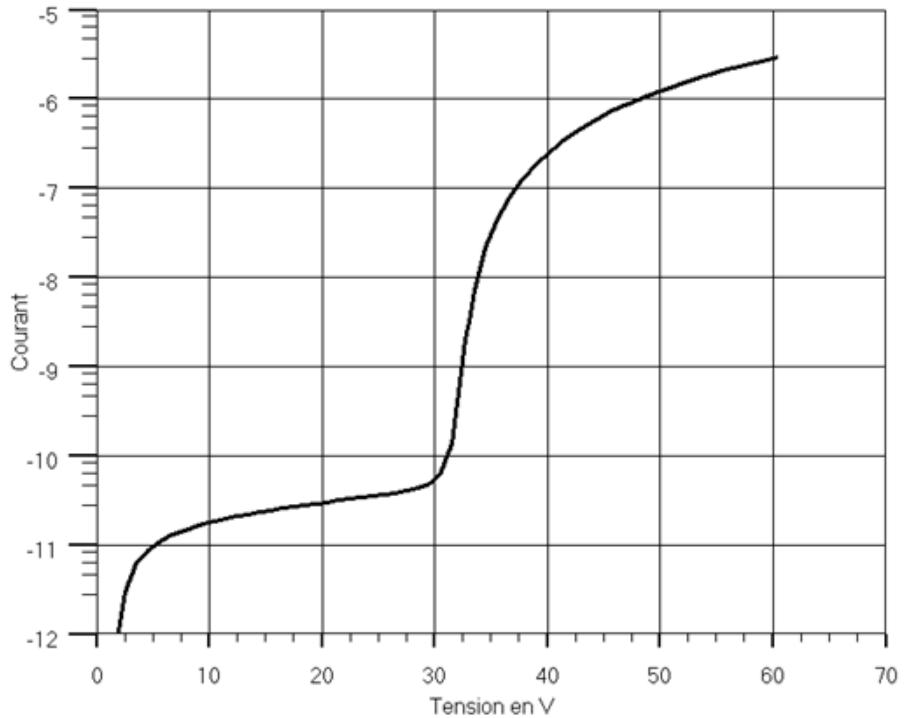
épaisseur de $\approx 2.2\mu\text{m}$ pour rejoindre le substrat N à quelques $10^{12}\text{atm.cm}^{-3}$, qui constitue la 4ème couche du profil de dopage du Graphique 3-5.

Ce profil de dopage est très important en vue des réglages de tous les paramètres principaux cités ci-dessus (à savoir, la tension de claquage, la sensibilité et la durée de vie).

3.1.3.2 Caractéristiques électriques du procédé

A partir d'une structure à jonction NP, on peut donc établir les caractéristiques essentielles de nos différentes études dans la photodétection lumineuse.

La caractéristique I(V) de la jonction NP ainsi créée sur le procédé simulé, doit garantir en premier lieu, une tension de claquage (Break Down Voltage) aux alentours de 30V et un courant de fuite (Dark Current) ne dépassant pas les 100pA. Sur le Graphique 3-6, nous donnons la caractéristique I(V) de la jonction NP.



Graphique 3-6 : caractéristique I(V) de la première structure simulée.

Cette caractéristique donne comme tension de claquage $V_{\text{br}} \approx 30\text{V}$ définissant alors un courant de fuite à 30V, $I_{\text{dark}} \approx 65\text{pA}$. Cette caractéristique est très importante pour la suite du travail puisqu'elle va définir à chaque fois qu'on utilise les composants la tension de polarisation permettant d'établir le mode Geiger.

3.1.3.3 Caractéristiques optiques du procédé

La deuxième caractéristique est alors l'efficacité quantique de détection, définie généralement en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas d'application de nos composants, nous sommes en mesure d'avoir une gamme de longueur d'onde allant de $0.3\mu\text{m}$ jusqu'au $0.8\mu\text{m}$ (spectre du visible). Dans cette gamme de longueur d'onde, les composants sont ajustés pour avoir le maximum d'efficacité quantique.

3.1.4 Premiers résultats et discussion

Le premier procédé sélectionné et défini ci-dessus, avait pour but de diminuer au minimum les étapes thermiques. Partons de ce concept, le procédé a été réalisé en se basant sur un cahier de charge définissant deux recuits thermiques pour les trois implantations principales (sans résistances).

Les trois implantations sont alors la couche de Bore P^- , la couche de Bore P et la couche de phosphore N^+ . Les étapes de recuit (redistribution et encapsulation) ont été définies alors comme suit (Tableau 3-1) :

| implantations étapes | Implantation Bore P^- | Implantation Bore P | Implantation phosphore N^+ |
|-------------------------|-------------------------|---------------------|---------------------------------|
| Programme recuit | Recuit Bore1 | Recuit B2P1 | Recuit B2P1 |

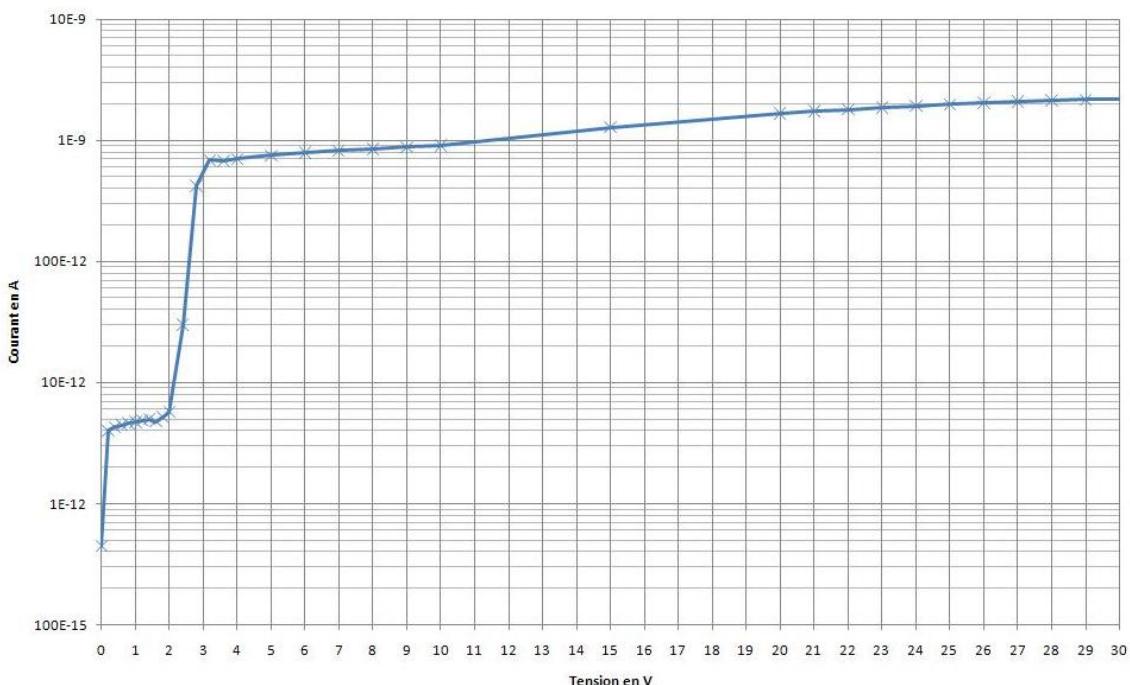
Tableau 3-1 : les étapes de recuit pour les trois implantations.

On remarque donc, d'après le tableau que la deuxième et la troisième implantation ont un seul programme de recuit, ceci est fait afin de minimiser les risques de dégradation de la durée de vie. On a donc au total deux étapes thermiques pour les trois implantations.

Lors du premier recuit, il a été défini de faire une encapsulation avec de l'oxyde qui formera une couche de protection lors de deux implantations successives. Cette encapsulation permet de croître une couche d'oxyde sur la totalité des échantillons. Cette couche a été définie de 140nm d'épaisseur. Elle a pour but de protéger la surface des échantillons lors de l'implantation à son travers mais sert aussi comme couche de passivation pour la métallisation.

Suite aux différentes implantations, une mesure sous pointes sur l'analyseur de composant KEITHLEY 4200 a été effectuée. Les résultats de cette première mesure montrent une défaillance au niveau de la tension de claquage qui s'est avérée très basse. En effet, les mesures faites sous pointes pour obtenir les caractéristiques électriques I(V) de la jonction NP, montrent une tension de claquage d'environ 2V. Cette valeur ne permet sûrement pas de réaliser un composant capable de fonctionner dans un mode d'au delà de son avalanche.

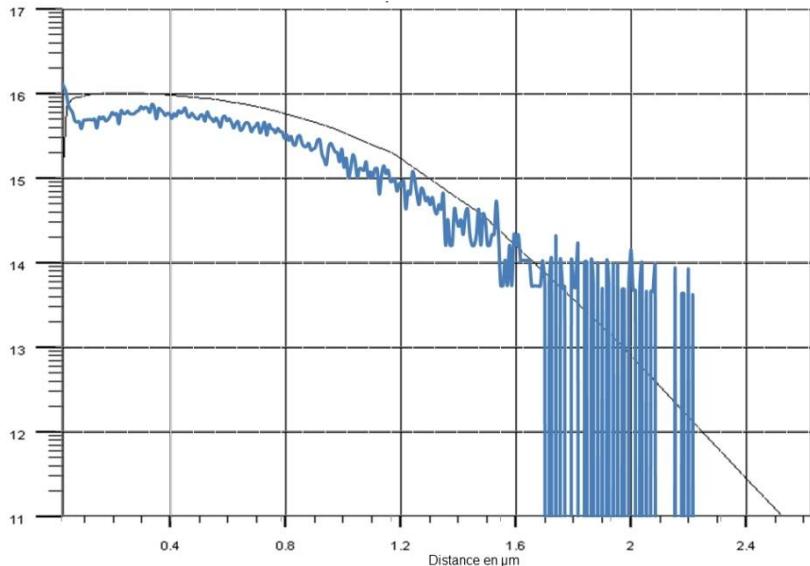
Les caractéristiques I(V) de ces composants sont montrées sur le Graphique 3-7.



Graphique 3-7 : caractéristique I(V) d'une diode du premier procédé.

Le seul moyen pour comprendre le phénomène remarqué est de faire une analyse par SIMS sur l'ensemble des jonctions formées afin de comparer avec les profils simulés de dopage.

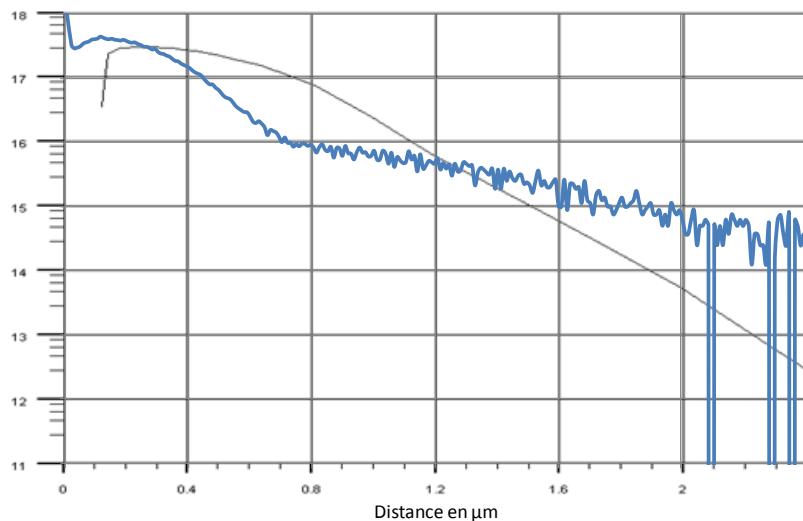
Cette analyse SIMS permet de contrôler le bon déroulement des implantations suivit des recuit et comparer les profils mesurés à ceux issus des simulations. Cette comparaison est présentée sur le Graphique 3-8.



Graphique 3-8 : les deux profils de dopage simulé (en noir) et mesuré (en bleu).

Une comparaison rapide de ces deux profils montre que l'allure est quasiment semblable mais le profil mesuré est plus bas au niveau de dopage. De toute façon, ceci ne doit pas affecter la tension de claquage visée par les simulations.

En effet, le paramètre qui doit mettre en jeu la tension de claquage est l'implantation de la zone P (type Bore). Sur le Graphique 3-9, un aperçu de comparaison entre les deux profils de la couche P type bore.



Graphique 3-9 : les deux profils de la zone P, simulé (en noir) et mesuré (en bleu).

D'après le Graphique 3-9, on peut remarquer une incohérence au niveau du profil où, la concentration en surface Cs du profil mesuré est très haute et atteint environ $1.10^{18} \text{ atm.cm}^{-3}$.

Cette différence entre les deux profils est liée à la couche d'oxyde dont l'implantation à travers cette couche ne garantit pas une allure similaire à celui obtenu dans les simulations.

En effet, il s'est avéré qu'une couche d'oxyde d'une épaisseur importante ($>100\text{nm}$) ne permet pas d'avoir une simulation conforme.

Une conclusion de ces différents tests SIMS nous a permis d'apporter quelques modifications au procédé :

- La couche d'oxyde utilisée lors de la deuxième et la troisième implantation (à savoir : Bore P et phosphore N^+) est très épaisse et ne permet pas de d'avoir un profil de dopage correcte.
- Les implantations devront être redistribuées séparément afin de garantir une sélectivité des profils.
- Le choix de l'épaisseur d'oxyde pour la deuxième implantation doit être limité à une valeur maximum ne dépassant pas 50nm .
- La troisième implantation doit être faite à travers une couche d'oxyde ne dépassant pas 20 à 30 nm afin de pouvoir contrôler la finesse de cette couche.

Avec les modifications apportées, nous avons pu envisager une suite de procédé bien définie.

3.1.5 Conception des résistances en polysilicium

La réalisation technologique de la structure étudiée et simulée ci-dessous comporte aussi en série avec la diode à jonction NP une résistance R appelée, Résistance de « Quenching » qui sert à limiter le passage du courant dans la diode quand elle est polarisée en mode Geiger et donc elle a un rôle protecteur. La valeur de cette résistance doit être théoriquement aux alentours de $100\text{k}\Omega$, mais des valeurs plus importantes sont aussi possibles et peuvent atteindre $500\text{k}\Omega$.

Dans la littérature, on trouve rarement des abaques qui donnent la résistivité en fonction du dopage de poly-silicium. Ceci est lié au fait que la procédure technologique pour rendre le polysilicium résistif est très compliquée et nécessite plusieurs étapes de réalisation et plusieurs choix sont aussi possibles.

Les fabricants de photodiodes Geiger ou de SiPM donnent la valeur de la résistance de « Quenching » R_q représentée sous forme d'un barreau de polysilicium et définie en nombre de carrés. La valeur de la résistance est donc la somme de tous les carrés. La résistance par carré est une notion qui explique la résistivité d'un barreau de polysilicium en fonction de nombre de carré constituant ce barreau. La résistivité d'un barreau de polysilicium est exprimée en fonction de la tension appliquée à ses extrémités, le courant mesuré et sa profondeur dans l'Équation 3-1.

—

Équation 3-1 : la résistivité d'un barreau de silicium.

Où :

k est une constante égale à $4,53$.

V : la tension, I : le courant et x_j : la profondeur du barreau.

On définit la résistance d'un barreau quelconque de polysilicium dans l'Équation 3-2 :

—

Équation 3-2 : la résistance d'un barreau de polysilicium.

Où :

L : la longueur du barreau et S : la surface de la section du barreau :

Où l est la largeur du barreau.

Or, l'équation 2 est un cas général donnant la résistance en fonction de la résistivité. Un cas particulier peut être présenté ici qui donne la résistance par carré $R\Box$. Ceci en prenant la longueur du barreau de polysilicium L égal à sa largeur l , on obtient alors l'Équation 3-3:

Équation 3-3 : la résistance par carré.

Cette équation donne ainsi la résistance $R\Box$ en fonction de la résistivité du polysilicium et de la profondeur du barreau utilisé.

La résistivité ρ est une fonction de l'implantation ionique effectuée sur le polysilicium, ce dernier se fait par un dépôt dont on précise la profondeur x_j lors de ce dépôt.

L'intégration des résistances en polysilicium avec les photodétecteurs sur les mêmes plaquettes de silicium se fait après la réalisation de la structure à jonction NP représentée ci-dessus. Dans ce procédé technologique, les étapes de fabrication comportent en plus de la résistance de « Quenching », la création des contacts ohmiques avec, l'anode type P constituée de bore faiblement dopé, et la cathode type N constituée du phosphore (couche sensible à la lumière).

Une vue de la structure complète de la diode (y compris le polysilicium) est donnée sur la Figure 3-18.

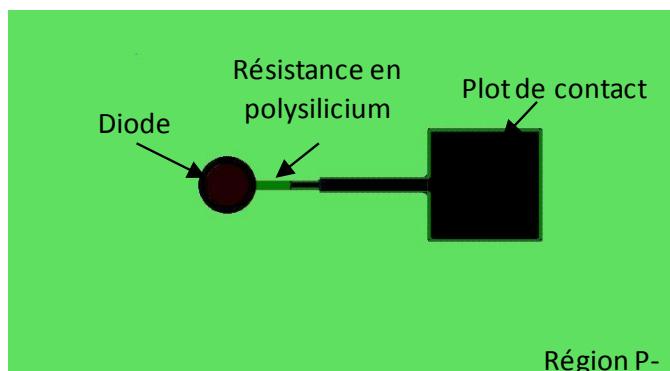


Figure 3-18 : vue de la structure complète (diode + polysilicium).

La valeur de la résistance par carré $R\Box$ sera définie alors lors de l'implantation du polysilicium déposé d'un x_j bien défini.

L'obtention de la résistance par carré $R\Box$, nécessite un travail d'expérimentation afin de définir la profondeur du polysilicium à déposer, la dose du phosphore à planter et les étapes à réaliser avant de faire la diffusion des atomes implantés dans le polysilicium.

Dans la conception du procédé retenu, une nouveauté a été appliquée qui consiste à prendre le contact avec la cathode et l'anode de la diode à travers du polysilicium implanté. Comme la cathode de notre composant est du type N (phosphore), l'implantation du polysilicium localisé se fait avec du phosphore et l'implantation du contact anode type P (bore) se fait avec du bore (les deux implantations localisées se font avec des doses très importantes).

3.2 Conduite du procédé de fabrication

La réalisation technologique d'un procédé de fabrication nécessite en premier lieu la définition de la structure technologique. Les différentes études de simulations doivent être bien définies et les étapes à effectuer doivent être en mesure de faisabilité du point de vue scientifique et technologique. Un cahier des charges définissant les différentes caractéristiques visées (électriques, optiques et quantiques) doit être établi avant toute réalisation en salle blanche. Dans ce cahier, elles sont définies les différentes caractéristiques du composant à réaliser. Ci-après, sur le Tableau 3-2, on peut voir le détail de tous ces points.

3.2.1 La structure technologique finale

Le premier procédé technologique réalisé a permis d'avoir plus de détails sur la technologie choisie, simulée et développée. Des conclusions et des améliorations ont pu être introduites à un deuxième procédé. C'est grâce aux premiers tests réalisés sous pointes avec les différents tests SIMS et les observations effectuées sur les composants pendant les différentes étapes thermiques, chimiques et physiques durant le procédé.

Les différents points cités ci-dessus (cf. paragraphe 3.1.4) ont été pris en considération dans un deuxième procédé qui a gardé le même concept que le premier mais en apportant les changements indispensables.

La structure finale a consisté donc à réaliser trois couches d'implantations ($P^-/P/N^+$) par-dessus le substrat (type N). Cette structure est présentée sur la Figure 3-19.

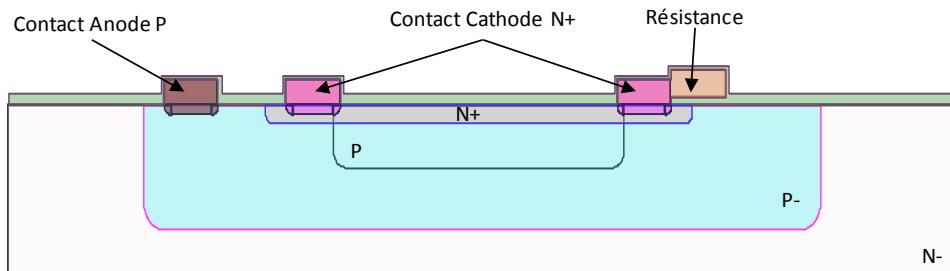


Figure 3-19 : la structure technologique finale.

Cette structure est réalisée donc en plusieurs étapes, mais qui peuvent être séparées en deux principales :

- Une première qui consiste à fabriquer la diode toute seule (les trois implantations successives) et qui permet de faire des tests sur les diodes conçues sur les masques sans résistances.
- Une deuxième étape qui complète la structure avec les résistances intégrées en série avec les diodes dans les dispositifs conçus à cet effet.

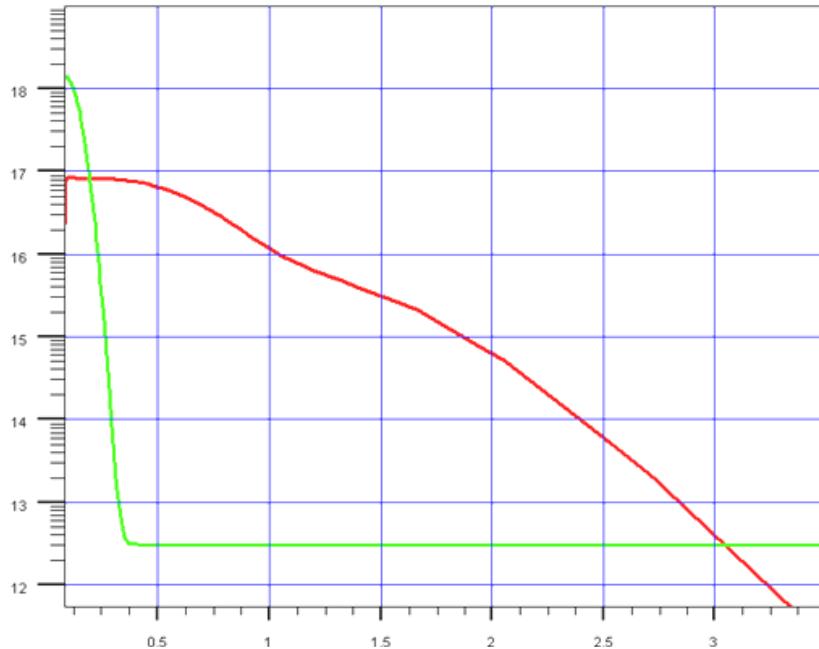
Les changements apportés au deuxième procédé sont limités à la première étape. La diode est fabriquée donc avec trois implantations dont chaque implantation a un recuit séparément.

La première implantation (Bore P^-) est réalisée sur le substrat directement. Le programme de son recuit est détaillé dans l'**annexe C**. Une couche d'encapsulation est formée pour la deuxième implantation.

La deuxième implantation (Bore P) est réalisée donc à travers cette couche avec 3 doses différentes et 3 énergies correspondantes. Le but est d'avoir un profil plat en surface. Avant le recuit, la couche d'oxyde est enlevée et une autre couche d'oxyde est formée.

La troisième implantation est réalisée à travers cette dernière couche. Son recuit se fait, soit directement après l'implantation (pour tester la diode toute seule), soit en même temps que le recuit du Polysilicium (pour activer les résistances).

Les profils de dopage de ces 3 implantations (à savoir : Bore P⁻, Bore P et phosphore N⁺) sont montrés sur le Graphique 3-10.



Graphique 3-10 : les différents profils de dopage de la structure finale.

Un cahier de charge est indispensable pour la comparaison à la fin du procédé entre les caractéristiques simulées et celles mesurées. Un tableau détaillant les différents paramètres est donné ci-dessous.

Il faut noter aussi que la possibilité de simulation est limitée à certaines caractéristiques. D'autres caractéristiques n'ont pas été simulées, ceci est dû aux limitations de dimensions du logiciel utilisé. Une simulation à 2D a été utilisée pour la structure de la diode, ceci est fait afin de minimiser la complexité et les différentes difficultés qui peuvent apparaître avec la simulation en 3D pour ce genre de structure.

| Paramètres | Valeurs |
|--------------------------------|--------------|
| Tension de claquage | ~18V |
| Courant de fuite (à V_{br}) | 1→10pA |
| Efficacité quantique | >60% |
| Résistance R_{\square} | 50k Ω |
| Capacité de la diode | 50fF |

Tableau 3-2 : les paramètres du cahier de charge.

Ces paramètres seront mesurés à la fin du procédé avec d'autres paramètres qui ne peuvent pas être simulés avant la réalisation du procédé. Ces différentes valeurs vont être représentées dans le chapitre IV (DCR en fonction de V_{br} , DCR en fonction de T , V_{br} en fonction de T , ...).

3.2.2 Le procédé technologique

A partir des résultats de simulations précédemment décrit, nous nous sommes appuyés pour le choix de tous les paramètres technologiques sur l'expérience de la centrale de technologie du LAAS et avons pris conseil auprès des spécialistes de l'oxydation (G. Sarrabayrouse [Directeur de recherche

au LAAS]) et des couches minces en polysilicium (T. Camps [Professeur des universités au LAAS]) et les conseils sur les technologies en Silicium (D. Esteve [Directeur de recherche « émérite » au LAAS]). Sur la base de ces échanges, nous avons appliqué un procédé très précautionneux en montée et descente de températures (pentes de montées et de descentes de $25^{\circ}\text{C.h}^{-1}$) pour tenter de conserver la durée de vie dans les substrats. Nous avons adopté un procédé où les résistances d'extinction (Quenching) sont réalisées en polysilicium en fixant la résistivité à atteindre à $50\text{k}\Omega.\square^{-1}$.

3.2.3 Les étapes technologiques

La réalisation technologique en salle blanche s'est basée sur 9 niveaux de masques auxquels s'ajoute le niveau de départ (niveau Mires). Ces différents niveaux sont repartis sur plusieurs étapes de réalisation qui font au total 11 étapes et sont représentées dans le Tableau 3-3. Le procédé technologique complet est détaillé dans l'**annexe C**.

| <u>Etape préliminaire de nettoyage et mesures:</u> | |
|---|---|
| Etape 0 : | Nettoyage de wafers. |
| Etape n°0.1 : | Nettoyage des wafers vierges (Piranha). |
| Etape n°0.2 : | Mesure de la durée de vie et du dopage, des wafers. |
| Etape n°0.3 : | Photolithographie pour la gravure de Mires d'alignement. |
| Etape n°0.4 : | Gravure de Mires d'alignement par RIE. |
| Etape n°0.5 : | Nettoyage des wafers après gravure (Piranha). |
| <u>Fabrication des photodiodes:</u> | |
| Etape 1 : | Photolithographie n°1 ; Implantation et recuit : Grand Caisson P ⁻ . |
| Etape n°1.1 : | Photolithographie n°1 (Masque n°1) : Grand Caisson. |
| Etape n°1.2 : | Implantation n°1. |
| Etape n°1.3 : | Nettoyage du wafer (Acétone+Piranha). |
| Etape n°1.4 : | Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation. |
| Etape 2 : | Photolithographie n°2 ; Implantation et recuit : Petit Caisson P. |
| Etape n°2.1 : | Photolithographie n°2 (Masque n°2) : Petit Caisson. |
| Etape n°2.2 : | Implantation n°2. |
| Etape n°2.3 : | Nettoyage du wafer (Acétone+Piranha). |
| Etape n°2.4 : | Gravure chimique totale de l'oxyde formé lors de l'étape n°1.4. |
| Etape n°2.5 : | Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation. |
| Etape 3 : | Photolithographie n°3 ; Implantation : Region Sensible N ⁺ . |
| Etape n°3.1 : | Photolithographie n°3 (Masque n°3) : Region Sensible. |
| Etape n°3.2 : | Implantation n°3. |
| Etape n°3.3 : | Nettoyage du wafer (Plasma O ₂ + Piranha). |
| <u>Ouverture de contacts:</u> | |
| Etape 4 : | Photolithographie n°4 ; gravure chimique de l'oxyde. |
| Etape n°4.1 : | Photolithographie n°4 (Masque n°4) : Ouverture Oxyde. |
| Etape n°4.2 : | Gravure d'oxyde. |
| Etape n°4.3 : | Nettoyage du wafer (Acétone+Piranha). |
| <u>Fabrication des résistances:</u> | |
| Etape 5 : | Dépôt de Polysilicium (0,3μm) pleine plaque et implantations. |
| Etape n°5.1 : | Dépôt de polysilicium en pleine plaque d'épaisseur 0,3μm. |
| Etape n°5.2 : | Implantation du polysilicium à faible dose pleine plaque. |
| Etape n°5.3 : | Photolithographie n°5 (Masque n°5) : Contact Cathode. |
| Etape n°5.4 : | Implantation n°5. |
| Etape n°5.3 : | Nettoyage du wafer (plasma O ₂ +Piranha). |
| Etape 6 : | Implantation contact Anode. |
| Etape n°6.3 : | Photolithographie n°6 (Masque n°6) : Contact Anode. |

| |
|---|
| Etape n°6.4 : Implantation n°6. |
| Etape n°6.3 : Nettoyage du wafer (plasma O ₂ +Piranha). |
| Etape 7 : Gravure du Polysilicium. |
| Etape n°7.1 : Photolithographie n°7 (Masque n°7) : délimitation des motifs en polysilicium. |
| Etape n°7.2 : Gravure du Polysilicium par RIE. |
| Etape n°7.3 : Nettoyage du wafer (Acétone+Piranha). |
| Etape n°7.4 : Dépôt d'une couche d'oxyde par LPCVD d'épaisseur 0,3µm. |
| Etape n°7.5 : Recuit d'activation des implantations et encapsulation. |
| Ouverture de contacts pour métallisation: |
| Etape 8 : Photolithographie n°8; ouverture de contacts. |
| Etape n°8.1 : Photolithographie n°8 (Masque n°8) : Ouverture Contacts. |
| Etape n°8.2 : Gravure de contacts par attaque Buffer HF thermostaté. |
| Etape n°8.3 : Nettoyage du wafer (Acétone+Piranha). |
| Méttallisation: |
| Etape 9 : Photolithographie n°9; métallisation. |
| Etape n°9.1 : Photolithographie n°9 (Masque n°9). |
| Etape n°9.2 : Métallisation en trois couches : Titane/Platine/Or. |
| Etape n°9.3 : Nettoyage du wafer (bain d'accétone + ultrasons) et Recuit métallique. |
| Découpe et encapsulation: |
| Etape 10 : Découpe des composants. |
| Etape n°10.1 : Résine de découpe et découpe. |
| Etape n°10.2 : Nettoyage. |
| Etape n°10.3 : encapsulation. |

Tableau 3-3 : le procédé de fabrication proposé.

3.2.4 Les tests et les contrôles

Lors de la réalisation des dispositifs, différents paramètres sont contrôlés à différents endroits du procédé technologique. Le Tableau 3-4 regroupe les différents contrôles effectués et les appareils utilisés pour valider la qualité de chaque étape.

| | Mesures effectuées | Appareils utilisés |
|---|---|--|
| 1 | Résistivité du wafer | Testeur 4 pointes |
| 2 | Résistivité du polysilicium | Testeur 4 pointes |
| 3 | Résistance obtenue | Testeur cascade sous pointes I(V) |
| 4 | Photodiode obtenue | Testeur cascade sous pointes I(V) |
| 5 | Durée de vie | Scan Life time |
| 6 | Epaisseur des oxydes thermiques de silicium | Ellipsomètre et profilomètre mécanique après gravure et contrôle du temps d'attaque |
| 7 | Epaisseur du polysilicium | Ellipsomètre et profilomètre mécanique après gravure et contrôle du temps d'attaque |
| 8 | Capacité de la photodiode en fonction de la tension | Capacimètre |

Tableau 3-4 : les mesures effectuées et les appareils utilisés en salle blanche.

Lors de ce procédé, différents plaquettes de tests ont été aussi utilisées. Le tableau qui récapitule ces plaquettes Témoins est présenté sur le Tableau 3-5.

Les tests comportent la mesure de la durée de vie de porteurs de charges dans le Wafers, la mesure et la vérification de l'épaisseur du Polysilicium déposé au cours du procédé. Un test SIMS pour vérifier le profil de dopage des différentes implantations est importé dans le procédé mais il sera réalisé sur des plaquettes originales.

Les plaquettes T1, T2, T4 et T6 sont utilisées pour la mesure de la durée de vie. Les plaquettes T3, T5, T7 et T8 sont utilisées pour contrôler l'épaisseur, la résistance et la gravure du Polysilicium.

Les plaquettes W1 et W2 ne sont pas des « Témoins » mais originales et sont utilisées pour faire des SIMS pour contrôler le profil de dopage suite aux recuits des implantations.

* : plaquettes « Témoins » en double.

Les plaquettes T7 et T8 verront les mêmes étapes mais subiront deux tests différents :

T7 : test de la résistance. T8 : test de l'épaisseur d'oxyde.

| Etapes | Témoins | | | | | | | |
|---|---------|--------|-----|--------|-----|----|-----|-----|
| | T1 | T2, W1 | T3* | T4, W2 | T5* | T6 | T7* | T8* |
| Gravure Mires | X | X | | X | X | X | | X |
| Implantation Bore1 | | X | | X | | | | |
| Recuit Bore1 | | X | X | X | X | X | X | X |
| Implantation Bore2 | | | | X | | X | | |
| Implantation Phosphore1 | | | | X | | X | | |
| Dépôt Polysilicium | | | X | X | X | | X | X |
| Implantation N ⁻ (R _q) | | | | X | | | X | X |
| Implantation N ⁺ (K) | | | | X | | | | X |
| Implantation P ⁺ (A) | | | | X | | | | |
| Gravure du Polysilicium | | | | X | X | | | X |
| Recuit implantations | | | | X | | X | X | X |

Tableau 3-5 : tableau récapitulatif des échantillons Témoin à utiliser durant le Procédé.

- **Le contrôle de la résistivité et de la durée de vie des porteurs de charge.**

La résistivité des substrats et la durée de vie des porteurs de charge, ont été mesurées initialement et les valeurs sont reportées au paragraphe 3.1.2.

De plus, d'autres ont été effectuées au fur et à mesure du déroulement du procédé technologique concernant la durée de vie de porteurs de charge et des plaquettes ont été prévues pour effectuer ces mesures et surveiller la qualité de la réalisation technologique.

La cartographie de la plaquette de départ a été représentée dans le paragraphe 3.1.2. Les étapes qui ont suivi et qui sont censées réaffecter la durée de vie de plaquettes sont celles qui concernent les implantations ioniques. La mesure de la durée de vie se fait alors après le recuit de l'implantation qui sert parfois à améliorer ce facteur par le réarrangement des atomes dans le réseau cristallin.

La première implantation est faite durant l'étape 1.2, la cartographie de la durée de vie mesurée après le recuit de cette implantation est donnée sur la Figure 3-20.

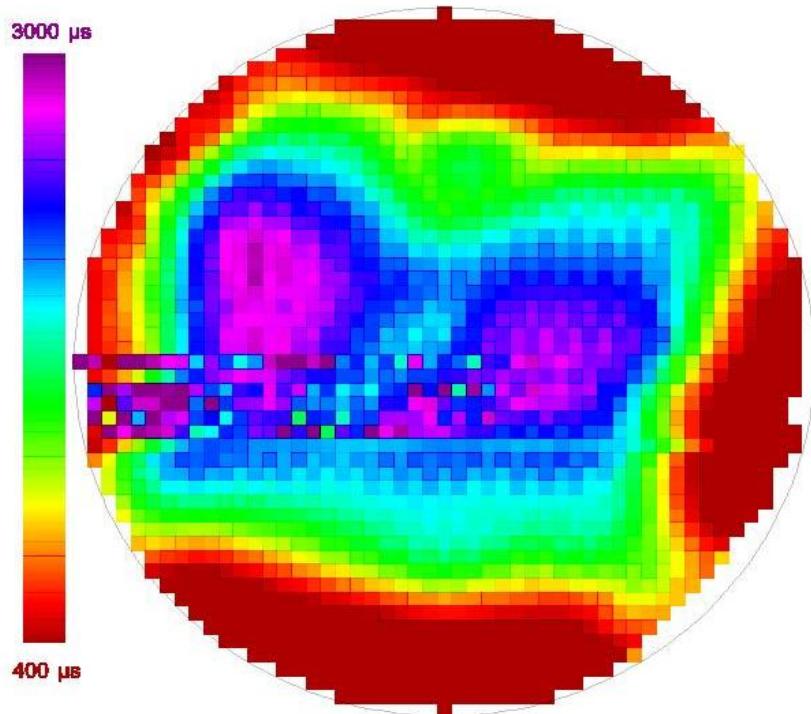


Figure 3-20 : cartographie de la durée de vie après implantation Bore1.

Les valeurs sur cette cartographie issues de cette mesure montrent une excellente amélioration de la durée de vie comparée aux valeurs obtenues d'une plaquette vierge. La zone au centre de la plaquette présente une très bonne durée de vie dépassant 2ms. La durée de vie aux bords de la plaquette n'a pas été améliorée mais elle a gardé les valeurs d'origine.

Durant l'étape suivante (implantation Bore2), la durée de vie n'a pas été contrôlée. Nous avons préférés donc attendre le dernier recuit qui donne la durée de vie finale du procédé.

Ce recuit active donc la troisième implantation et toutes les implantations du Polysilicium aussi. Une cartographie a été faite pour contrôler cette durée de vie de la fin du procédé. La Figure 3-21 montre cette cartographie qui confirme la bonne qualité de la plaquette.

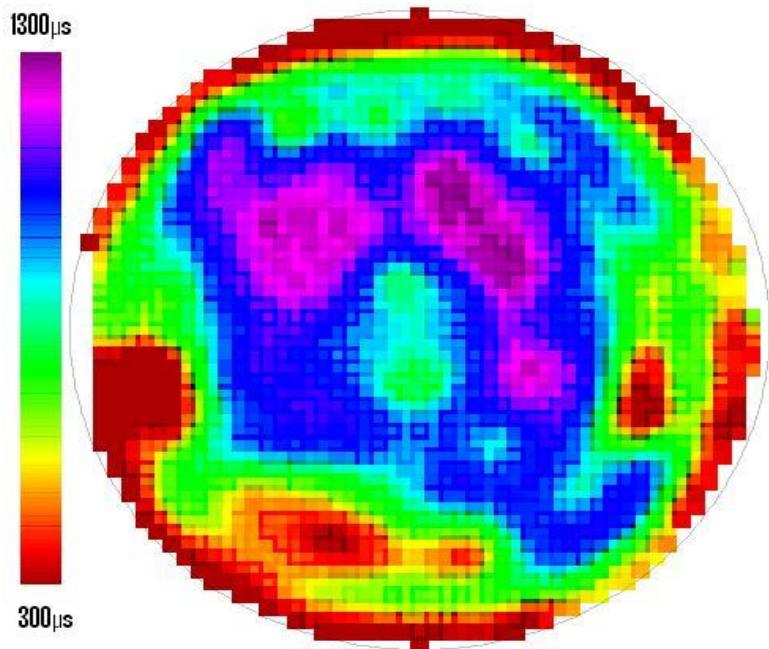


Figure 3-21 : cartographie de la durée de vie après le deuxième recuit.

Sur cette figure, la qualité de la durée de vie mesurée est concentrée au milieu de la plaquette où elle atteint 1300μs sur quelques endroits. Les faibles valeurs de la durée de vie sont plus vers les bords de la plaquette. Une valeur moyenne de la durée de vie de porteurs de charge à la phase finale du procédé est >1ms (en tenant compte de la distribution sur la cartographie).

- **Le contrôle de l'épaisseur des oxydes thermiques de silicium.**

Lors des étapes suivantes, il y a création d'un oxyde thermique :

- Etape n°1.4 : Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation.
- Etape n°2.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation.

Aux étapes 5.1 et 7.2, il est important de contrôler l'épaisseur de polysilicium. L'épaisseur de ces oxydes de silicium ainsi que celle du polysilicium est contrôlée par trois méthodes différentes : l'Ellipsomètre, le temps d'attaque, et le Profilomètre mécanique. Le Tableau 3-6 regroupe les différentes mesures d'épaisseur d'oxyde de silicium. Les mesures sont conformes aux simulations.

| | Ellipsomètre (Å) | Temps d'attaque | Profilomètre mécanique (Å) | Prévision (Å) |
|----------------------------------|------------------|----------------------|----------------------------|---------------|
| Epaisseur SiO_2 : Etape 1.4 | 638 | 50 secs (HF) | NC | 500 |
| Epaisseur SiO_2 Etape 2.5 | 248 | 30 secs (HF) | 243 | 250 |
| Epaisseur poly : Etape 5.1 | 3000 ± 20 | NC | NC | 3000 |
| Epaisseur poly : Etape 7.2 | NC | 1 min gravure plasma | 3050 | 3000 |

Tableau 3-6 : suivi des épaisseurs SiO_2 et polysilicium.

L'ellipsomètre est utilisé pour mesurer les épaisseurs et les indices de réfraction des couches minces transparentes ou absorbantes optiquement. Il permet également d'étudier les propriétés de couches diélectriques et semi-conductrices, comme le dioxyde de silicium (SiO_2), le nitrure de silicium (SiN_x), le polysilicium et le silicium amorphe, mais aussi des films métalliques variés, et des couches organiques comme le carbone et les résines photosensibles.

L'évaluation du temps d'attaque de l'oxyde de silicium par l'acide fluorhydrique est une méthode visuelle. La fin de la réaction est marquée par une différence d'adhérence de l'acide sur le silicium. Le temps d'attaque dans un bain d'acide fluorhydrique à 5% thermostaté à 20°C est de $80\text{nm} \cdot \text{min}^{-1}$.

Le profilomètre mécanique (Tencor) permet d'avoir une valeur directe des épaisseurs. Avec une micro-pointe il effectue un trajet et mesure les hauteurs de marches ainsi que la rugosité.

Les valeurs des épaisseurs, d'oxyde de silicium, de polysilicium, et d'oxyde de polysilicium sont conformes à la simulation.

- **Le contrôle de la qualité des oxydes thermiques de silicium par mesure de capacité de plots métalliques.**

Le contrôle de la capacité des oxydes est une mesure classique en microélectronique. La mesure de la capacité se fait avec un capacimètre. Un capacimètre est un instrument de mesure qui permet de connaître la capacité des condensateurs en fonction de la tension ou de la fréquence. La mesure de la permittivité de l'oxyde de silicium ainsi que la mesure de la capacité de la photodiode (permittivité du silicium) sont présenté au chapitre n°4.

On trouve ici une permittivité de : $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 0,41 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$

- **Le contrôle de la capacité de la zone de charge d'espace.**

La capacité de la photodiode dépend de la profondeur de la zone de charge d'espace, donc de la polarisation. La mesure de cette capacité est réalisée une fois la technologie terminée. Les résultats sont donc présentés au chapitre n°4.

3.2.5 Les premiers résultats

L'étape n°1 consiste à fabriquer le grand caisson (Bore) de photodiodes, avec une implantation et un recuit d'activation. Les deux implantations suivantes sont le petit caisson (Bore) et la région sensible (Phosphore). Pour contrôler et valider ces trois implantations, il était indispensable de faire un SIMS avant de passer à l'étape suivante. Ce contrôle consiste à utiliser une partie de la plaquette dont il y a eu les trois implantations et ont formé les différentes jonctions ainsi réalisées. Les jonctions peuvent être testées directement sur le wafer (sans découpe et sans montage) avec cette machine (Analyseur Ionique).

L'analyseur ionique IMS 4F6 est situé au département de Physique de l'INSA de Toulouse. Il a une méthode d'analyse physico-chimique de la surface et de la composition interne des matériaux solides qui permet :

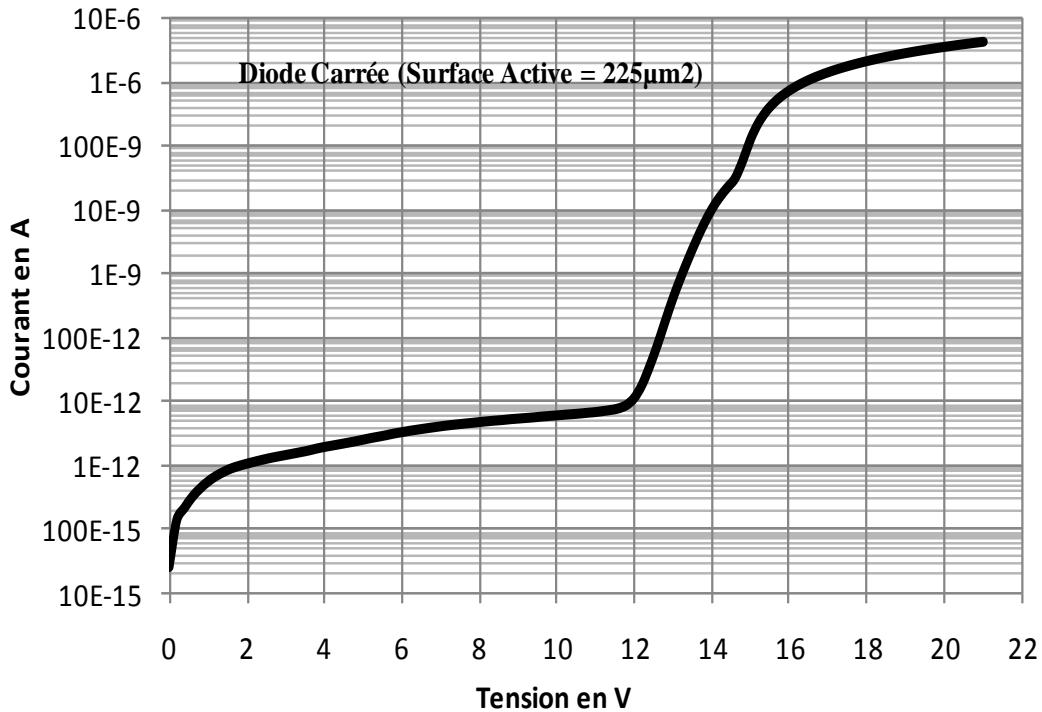
1. l'analyse élémentaire et moléculaire,
2. l'analyse de tous les éléments de la table périodique,
3. l'analyse en trois dimensions avec:
 - une résolution latérale de **0,2µm**,
 - une résolution en profondeur de **2nm**,
4. l'analyse quantitative avec standards,

Dans nos applications, l'analyseur ionique est capable de faire une analyse des dopants dans les semi-conducteurs d'où l'intérêt d'examiner les trois couches d'implantations et de comparer ensuite avec les résultats des simulations.

Les caractéristiques de ces trois jonctions ainsi réalisées (jonction fortement dopée, jonction moyennement dopée et jonction faiblement dopée) ont été présentées dans le paragraphe 3.1.4.

Des résultats sous pointes sur le testeur Cascade et Keithley ont montré des caractéristiques I(V) donnant une tension de claquage d'environ 12V.

Cette première caractéristique est présentée sur le Graphique 3-11.



Graphique 3-11 : première caractéristique I(V) d'une diode unique.

Cette caractéristique montre un courant de fuite très bas allant de quelques dizaines de fA (à 0V) jusqu'au 10 pA à la tension de claquage (12V).

3.2.6 Dispositifs et assemblage

A la fin du procédé technologique nous disposons de cinq tailles de puces, prévues pour être montées dans cinq boîtiers différents. Les composants sont repartis suivant la taille qu'ils occupent. Les petits composants (photodiode seule et unique) sur la puce A, les composants de taille moyenne (Matrice de photodiode formant un SiPM) sur la puce B, les barrettes de photodiodes des tailles petites et moyennes sur la puce C, les grosses barrettes de photodiodes des grandes tailles sur la puce D et les très gros composants (ensemble complet de plusieurs matrices de photodiodes formant un imageur de SiPM) sur la puce E :

Puce A : 1.2mm*1.2mm.

Puce B : 2mm*0.7mm.

Puce C : 2mm*2mm.

Puce D : 6.3mm*0.7mm.

Puce E : 6.3mm*6.3mm.

Sur la Figure 3-22 on peut voir la photographie d'un substrat juste avant la découpe. On localise facilement les composants de puce type : A, B, C, D et E.

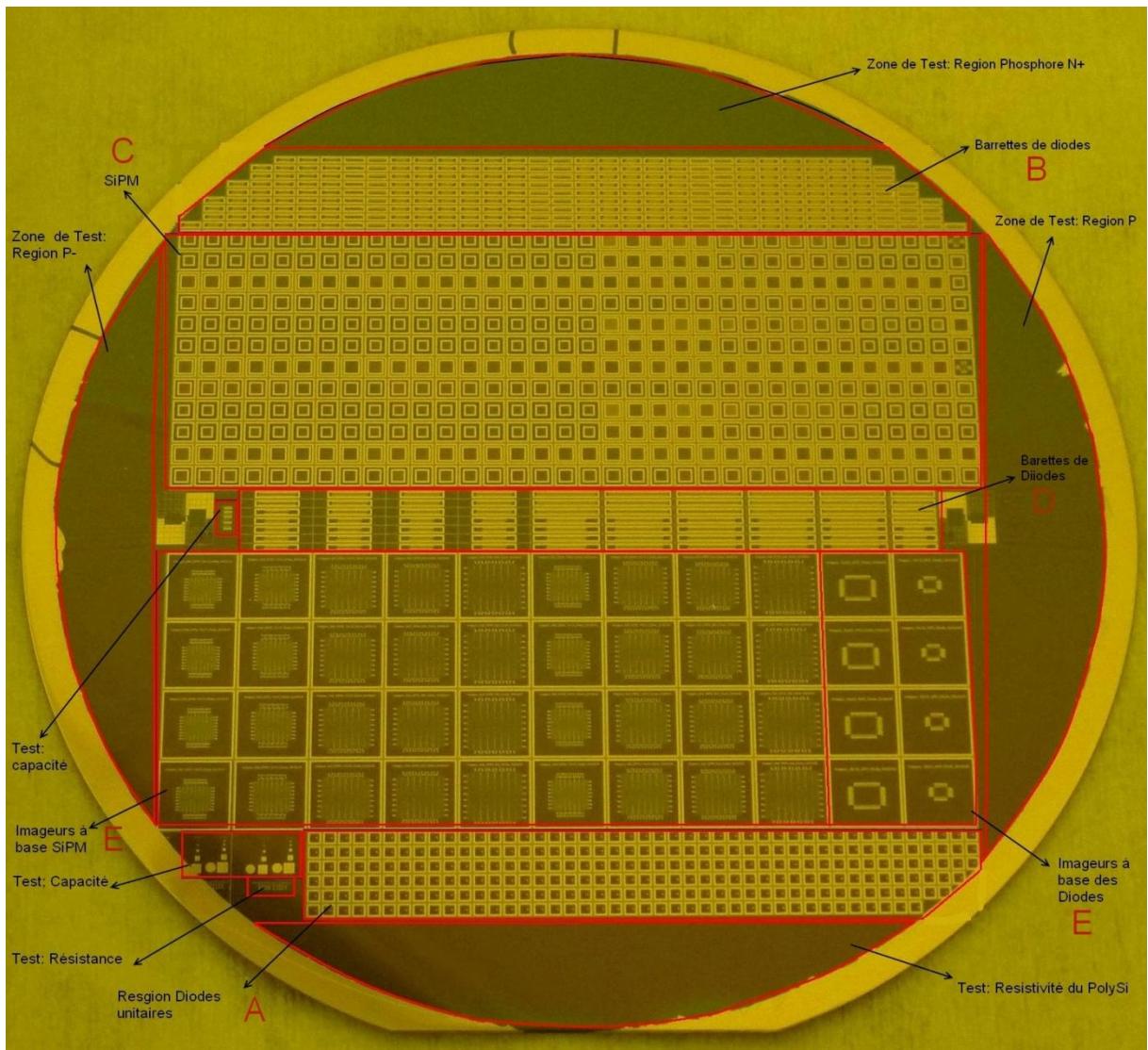


Figure 3-22 : présentation des cinq puces sur le substrat avec les différentes zones de test.

Conclusion

Ce Chapitre est consacré à la définition et à la mise en œuvre d'un procédé de fabrication sur la base d'une conception de composant élémentaire modélisé et défini dans le chapitre précédent. Nous avons choisi des substrats issus d'un procédé de fabrication FZ (Floating-Zone), initialement faiblement dopé pour assurer une bonne durée de vie (quelques ms). Ce substrat a été analysé des points de vue : surface, dimension, homogénéité de la résistivité par une technique de mesure 4 pointes, durée de vie des porteurs de charge ... Nous atteignons une homogénéité de la tension de claquage de 2,5% (variation de 300mV sur 12V) sur plus de 70% de la surface du substrat et une homogénéité locale de deux à trois millivolts sur une surface de 1mm². Ceci doit nous permettre d'obtenir des dispositifs dont les performances électriques seront utilisables dans le monde de l'imagerie à haute densité de pixels, c'est un résultat encourageant très satisfaisant. Nous avons suivi les variations de la durée de vie du porteur de charge, depuis l'origine (substrat vierge) jusqu'à la fin du procédé technologique. Nous constatons une amélioration de la durée de vie durant le procédé de fabrication, due à la limitation de la température pendant le recuit et les descentes très lentes en fin du recuit. Ce qui avec la modélisation, nous donnera une estimation du courant de fuite de volume, de 5nA.cm⁻², ce qui est comparable à ce que l'on trouve dans la littérature, et conforme au cahier des charges.

Un procédé complet est proposé ainsi que les contrôles qu'il est possible d'effectuer tout au long de sa mise en œuvre. C'est un procédé original et performant avec une bonne durée de vie avant, et après fabrication aux alentours de 1ms. Au bilan, les caractéristiques obtenues sont conformes au cahier des charges.

Chapitre 4 : CARACTERISATIONS STATIQUES ET DYNAMIQUES

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons défini le procédé technologique permettant la réalisation d'une photodiode à avalanche conçue pour le mode Geiger. Lors de la fabrication de cette photodiode, nous avons testé des propriétés fondamentales (établi et validé la qualité de notre procédé, tension de claquage des différentes jonctions, courants de fuite...). Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats obtenus et comparer avec la littérature. Les tests qui sont présentés ici ont été faits avec un système d'extinction de l'avalanche « Quenching » passif et un simple comparateur permettant de faire la détection des événements thermiques ou photoniques, sans passer par un amplificateur, plus complexe à mettre en place.

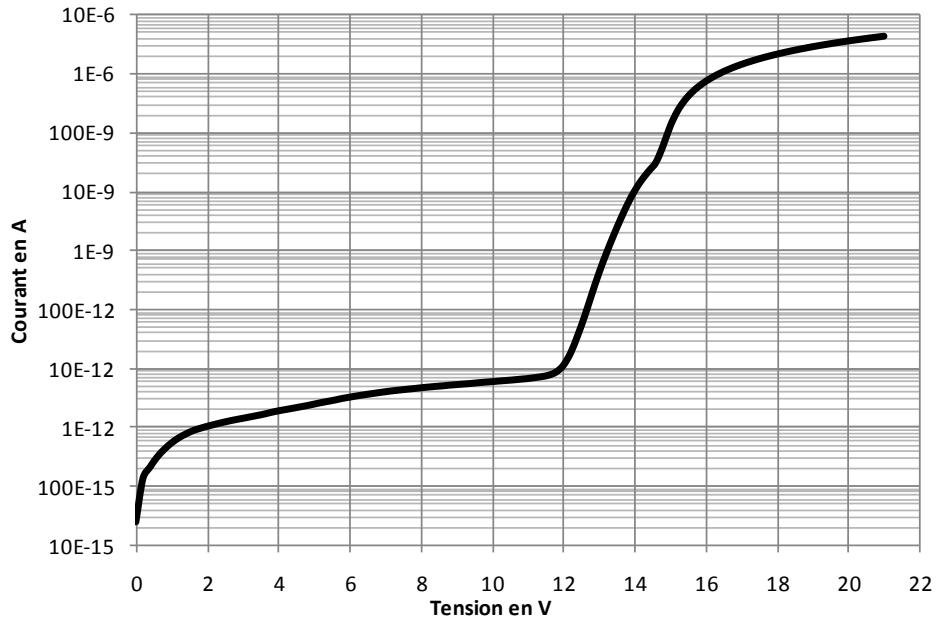
Tout d'abord nous présenterons les caractéristiques du courant en fonction de la tension d'alimentation de la photodiode en mode statique classique. Pour cette étude, différents paramètres seront pris en compte, comme la taille des photodiodes ainsi que la température. Ensuite, en mode Geiger, les événements de bruits thermiques seront étudiés, avec une présentation de la carte de comptage. Le nombre d'événements thermiques par seconde ainsi que le temps entre deux événements thermiques seront étudiés en fonction de la taille, la température et la polarisation. Une analyse du courant de multiplication nous permet d'en déduire le gain (la sensibilité) en mode statique classique. Ensuite nous analysons la forme de l'impulsion Geiger, et son évolution en fonction de divers paramètres (polarisation, résistance, température) pour estimer le temps mort. La dernière caractérisation portera sur les interactions (Crosstalk) dans les SiPM.

Ce chapitre se termine sur une analyse des performances des photodiodes fabriquées, une comparaison au cahier des charges initial (chapitre 3) ainsi qu'une validation du modèle électrique (VHDL-AMS) et une discussion sur la possibilité d'utiliser ces photodiodes dans une expérience pour la détection de flash Tcherenkov.

4.1 Les caractérisations statiques des détecteurs unitaires

4.1.1 Les caractéristiques statiques I(V) des différentes jonctions, dans le noir

Les caractéristiques statiques des jonctions PN et des résistances sont contrôlées en fin de fabrication avec un testeur sous pointe de marque « Cascade » et un pico-ampèremètre de marque Keithley. Les composants encapsulés sont testés dans leur version définitive avec un pico-ampèremètre (Keithley 6487). Les caractéristiques des jonctions sont présentées sur le Graphique 4-1. Il s'agit d'une photodiode carrée de côté de 30 μ m.



Graphique 4-1 : caractéristique statique de photodiode.

- La jonction « cathode photodiode » désigne la zone N⁺, de fort dopage, sensible à la lumière et ici protégé des effets de bord donnant une tension de claquage de 22V.
- La jonction « N⁺/P/P⁻ » désigne la photodiode complète, « cathode photodiode » entourée de la protection P⁻ en périphérique. Elle a une tension de claquage de 12V.

4.1.2 Vérification de la conformité des tensions de claquage aux objectifs de conception

Le Graphique 4-1 donne quelques exemples de courants de fuite ainsi que les tensions de claquage de la structure réalisée. Le Tableau 4-1, compare les tensions de claquage théoriques, simulées et pratiques pour cette structure. Les valeurs théoriques de la tension de claquage sont obtenues à partir des lois de la physique de semi-conducteur, pour des jonctions abruptes.

| | V _{br} mesurée | V _{br} simulée | V _{br} théorique |
|---|-------------------------|-------------------------|---------------------------|
| Jonction complète | 12V | Entre 18V et 20V | Entre 18V et 22V |
| Jonction N ⁺ /P ⁻ | NC | Entre 30V et 40V | Entre 30V et 40V |

Tableau 4-1 : Les tensions de claquage théorique et mesurées sur les caractéristiques électriques.

Ces caractéristiques statiques électriques sont conformes aux valeurs attendues théoriquement sur les abaques. Ces résultats sont également conformes aux simulations réalisées sur SILVACO.

4.1.3 Influence des dimensions sur le courant de fuite

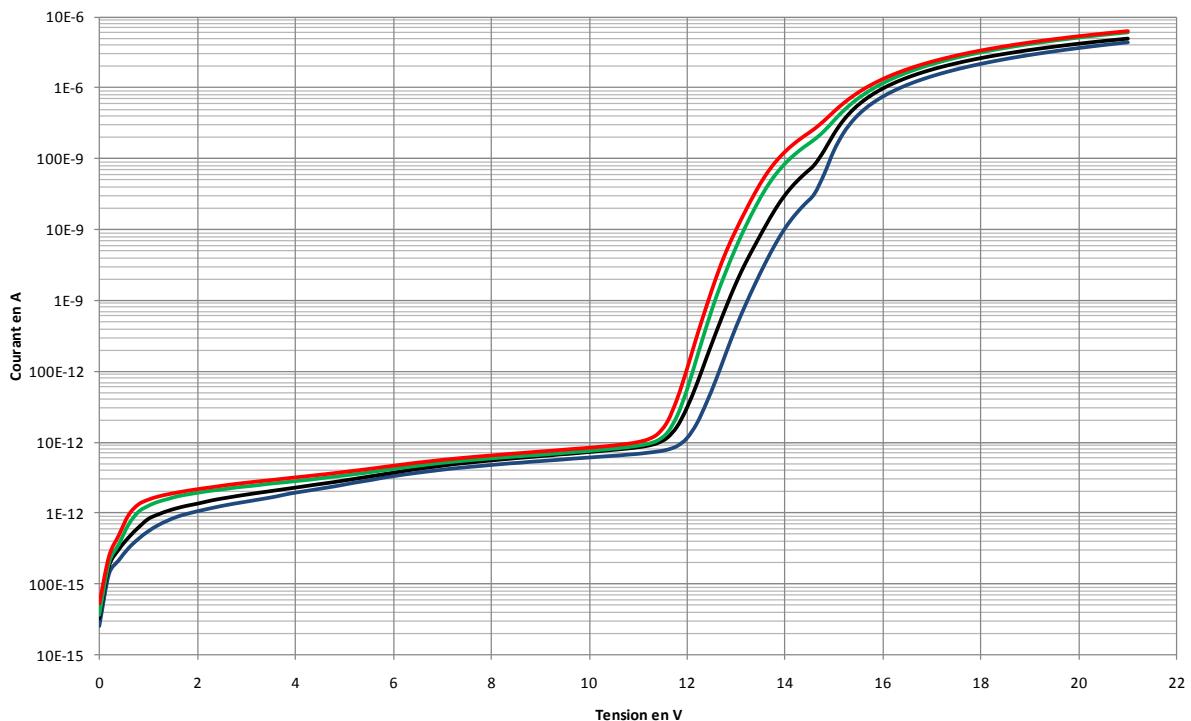
Le courant de fuite en polarisation inverse est lié à la taille de la photodiode : Plus celle-ci est petite plus le courant de fuite est faible.

Le courant de fuite d'une photodiode est la somme de deux courants de fuite indésirables : le courant de fuite de surface, et le courant de fuite de volume :

Équation 4-1 : le courant de fuite total dans une photodiode.

Le courant de fuite de surface est la somme des courants de fuite, entre la région dopée P et la région dopée N, au contact avec la couche de passivation de SiO_2 . Ces fuites sont donc liées au périmètre de la photodiode. Le courant de fuite de volume est la somme des courants de fuite, entre la région dopée P et la région dopée N, dans le volume de la jonction (jonction plane, cylindrique et sphérique). Ces fuites sont donc liées à l'aire de la photodiode (profondeur de diffusion, longueur et largeur de la jonction).

Le Graphique 4-2 présente des caractéristiques statiques typiques de photodiodes, de tailles différentes. Ce graphique donne le courant de fuite total en fonction de la tension aux bornes de la photodiode et nous permet de déterminer son origine.



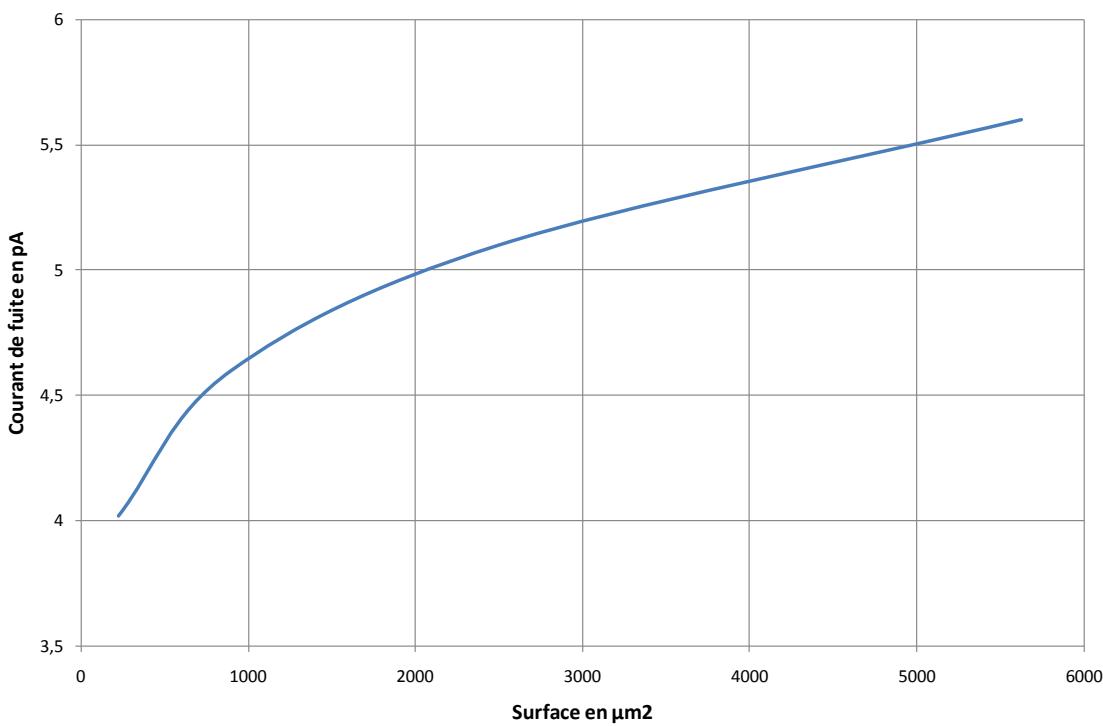
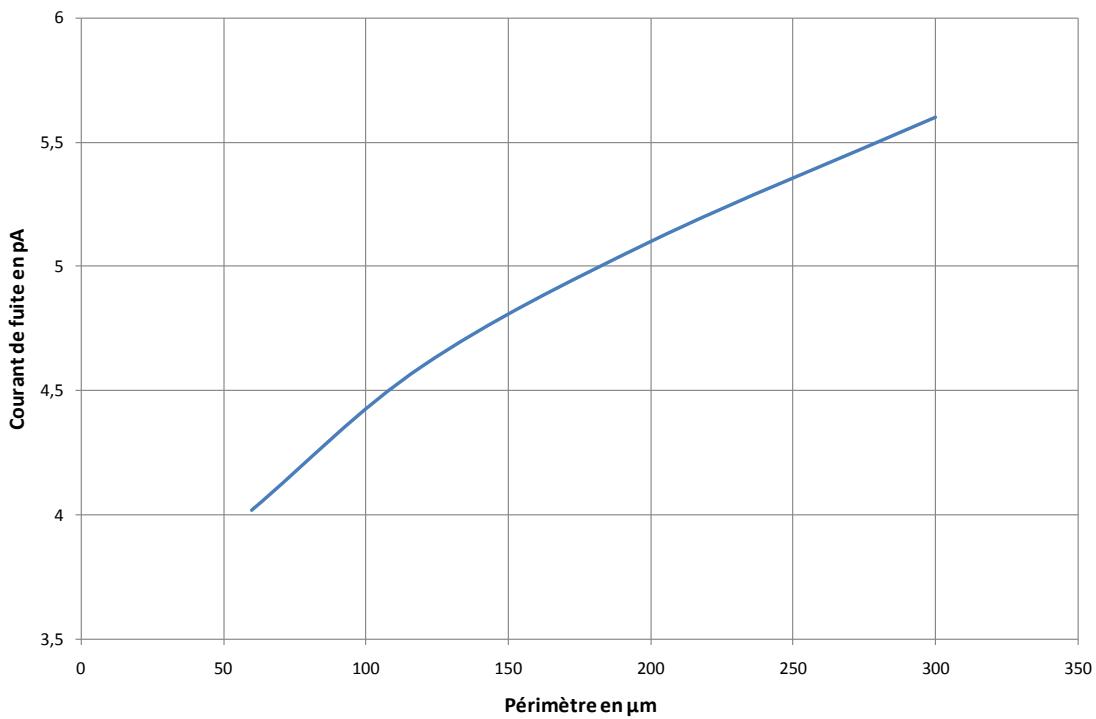
Graphique 4-2 : caractéristiques statiques pour différentes tailles de photodiodes.

Nous avons rassemblé sur le Tableau 4-2, les courants de fuite des photodiodes pour les différents diamètres étudiés, mesurés au milieu de la caractéristique (7V) et à 24°C. On donne également le périmètre et la surface de chaque photodiode étudiée.

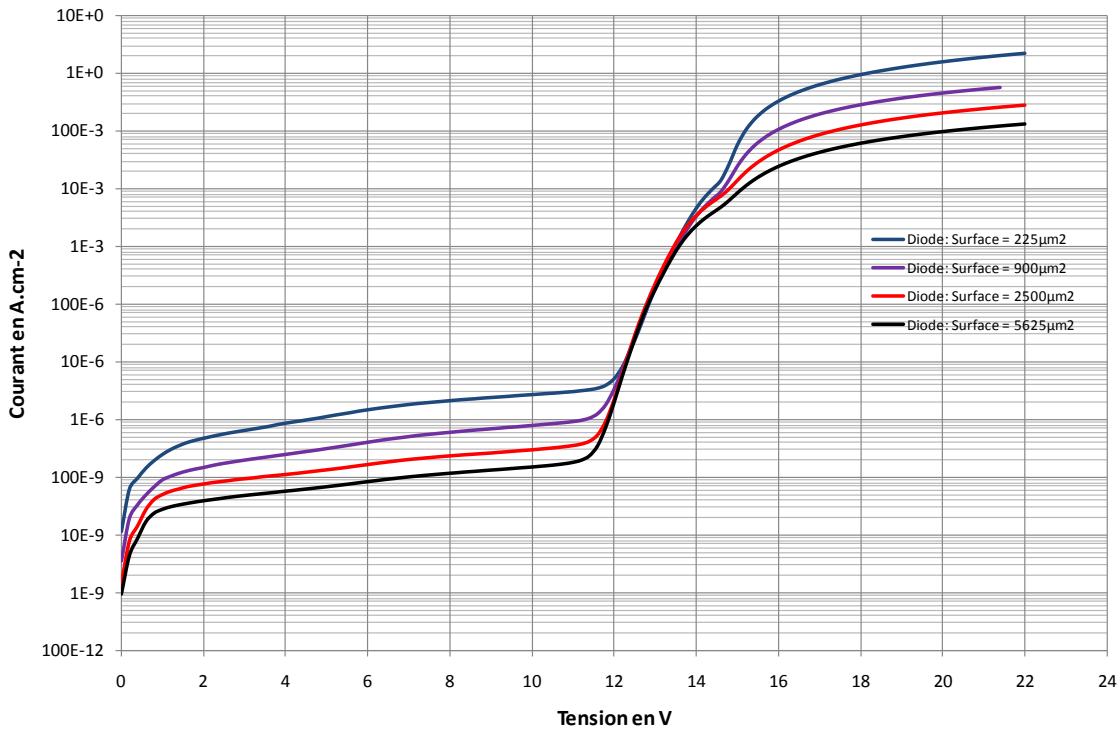
| Côté (μm) | Surface (μm^2) | Périmètre (μm) | Courant de fuite à 7 V (pA) |
|------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 15 | 225 | 60 | 4,02 |
| 30 | 900 | 120 | 4,6 |
| 50 | 2500 | 200 | 5,1 |
| 75 | 5625 | 300 | 5,6 |

Tableau 4-2 : courant de fuite pour des photodiodes carrées de différentes tailles.

Sur les deux graphiques suivants (Graphique 4-3, Graphique 4-4), on a tracé le courant de fuite des photodiodes (mesuré à 7V 24°C, Tableau 4-2) en fonction du périmètre et de la surface.



On constate que le courant de fuite est plutôt linéaire avec le périmètre, et non linéaire avec la surface de la photodiode. On peut en déduire que le courant de fuite majoritaire est probablement fixé par le courant de fuite de surface et non par le courant de fuite dans le volume.



Le courant de fuite en fonction de la surface des dispositifs est compris entre 10nA.cm^{-2} et $10\mu\text{A.cm}^{-2}$ suivant la polarisation et la taille de la photodiode considérée. Ces valeurs sont élevées, comparées aux estimations par simulations (5000pA.cm^{-2}). Cela s'explique par le fait qu'il n'y a pas de modèle qui prend en compte le courant de fuite de surface (le logiciel de simulation ne présente que le courant de fuite de volume traversant la jonction en fonction de la durée de vie du porteur de charge que l'on impose à la structure initialement).

Le Graphique 4-5 donne le courant de fuite de plusieurs photodiodes par unité de surface. On peut avoir avec les valeurs mesurées une idée de la qualité des technologies, par l'estimation de la durée de vie des porteurs et de la vitesse de recombinaison en surface. Une thèse réalisée à Lyon en 1998 (94), propose des nouvelles techniques d'analyse quantitative et non-destructives de l'uniformité de la distribution de la durée de vie des porteurs, de la vitesse de recombinaison en surface et du dopage à partir de l'imagerie de photoluminescence. On trouve dans la littérature, des valeurs de vitesse de recombinaison allant de 10cm.s^{-1} à quelques 10^6m.s^{-1} et des valeurs de durée de vie du porteur allant de 10ns à 3ms (95).

Le courant de fuite de volume peut être exprimé par l'Équation 4-2 et le courant de fuite de surface par l'Équation 4-3.

Équation 4-2 : courant de fuite de volume.

Équation 4-3 : courant de fuite de surface.

Charge de l'électron : $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Concentration intrinsèque du silicium : $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Epaisseur de la zone de charge d'espace : $W = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$.

Surface de la photodiode : S en cm^2 .

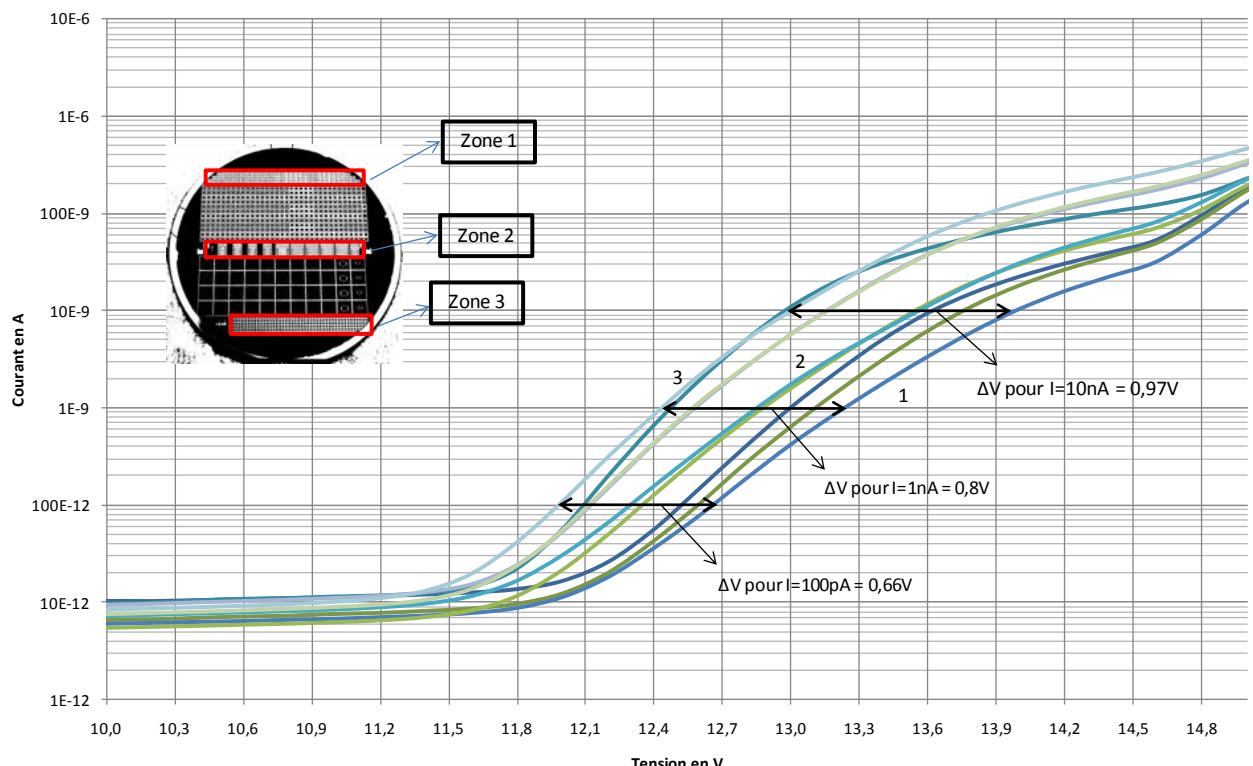
Périmètre de la photodiode : P en cm.

Durée de vie : τ en seconde.

Vitesse de recombinaison : s en $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

4.1.4 Homogénéité de la tension de claquage sur le substrat

On a tracé la caractéristique statique inverse type des quelques photodiodes en fonction de la polarisation appliquée. Les différentes jonctions ont des côtés allant de $10\mu\text{m}$ à $75\mu\text{m}$, un périmètre de $40\mu\text{m}$ à $300\mu\text{m}$ et une surface active de $100\mu\text{m}^2$ à $5625\mu\text{m}^2$, elles sont contrôlées à 3 emplacements différents sur la plaque de silicium, voir Graphique 4-6, pour permettre de chiffrer les écarts qu'il y a sur la tension de claquage.



Graphique 4-6 : caractéristique statique $I(V)$ des photodiodes « test d'homogénéité ».

La tension de claquage sur la totalité du substrat est égale à : $(12\text{V} \pm 300\text{mV})$. L'écart maximal rencontré est de 800mV sur un substrat de 4 pouces mesuré à un courant de 10nA . Les exigences du cahier des charges défini, nous imposent une variation de la tension de claquage de moins de 1V pour avoir un gain de 1.10^6 avec une variation de moins de 20% (1.10^6 à $1.2.10^6$ électrons par photons incidents). On peut conclure à l'exigence d'améliorer ce paramètre qui est lié dans le cas notre procédé technologique à la variation de l'épaisseur de la couche d'oxyde sur la totalité du wafer. Le point de l'homogénéité des tensions de claquage n'était pas considéré comme un paramètre principal, vu que l'amélioration de ce paramètre pourra faire l'objet d'un procédé technologique optimisé dans le futur (explication dans la conclusion).

Les chiffres à retenir sont :

- homogénéité :
 - Tension de claquage : $(12\text{V} \pm 300\text{mV})$
 - Résistivité : 1800 à $2000\Omega \cdot \text{cm}$: $200\Omega \cdot \text{cm}$ de variation

4.1.5 Les Résistances en polysilicium

Il est aussi important de maîtriser précisément la valeur de la résistance placée en série avec la photodiode. Nous avons besoin d'une résistance d'une valeur minimale de $100\text{k}\Omega$ (96), pour atteindre le mode Geiger dans de bonnes conditions. Nous visons une résistivité du polysilicium comprise entre 35 et $50\text{k}\Omega/\square$ par carré. Lors de ce procédé technologique, un modèle donnant la résistivité en fonction du dopage en phosphore du polysilicium a été établi, permettant ainsi la possibilité de choisir la résistance par carré voulue en fonction de la dose d'implantation appliquée. Nous avons choisi une dose de $3,7 \times 10^{14}$ atomes.cm⁻². Pour réaliser les caractéristiques I(V), des résistances de test (sans photodiode) ont été prévues, voir Figure 4-1, placées à des endroits stratégiques sur le substrat. Sur ces zones de test, les tailles des résistances vont de 1 carré à 6 carrés. Les différentes courbes représentées sur le Graphique 4-7, sont pour des résistances de 1 carré, 2 carrés, 3 carrés, 4 carrés et 5 carrés.

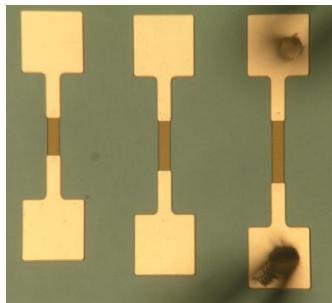
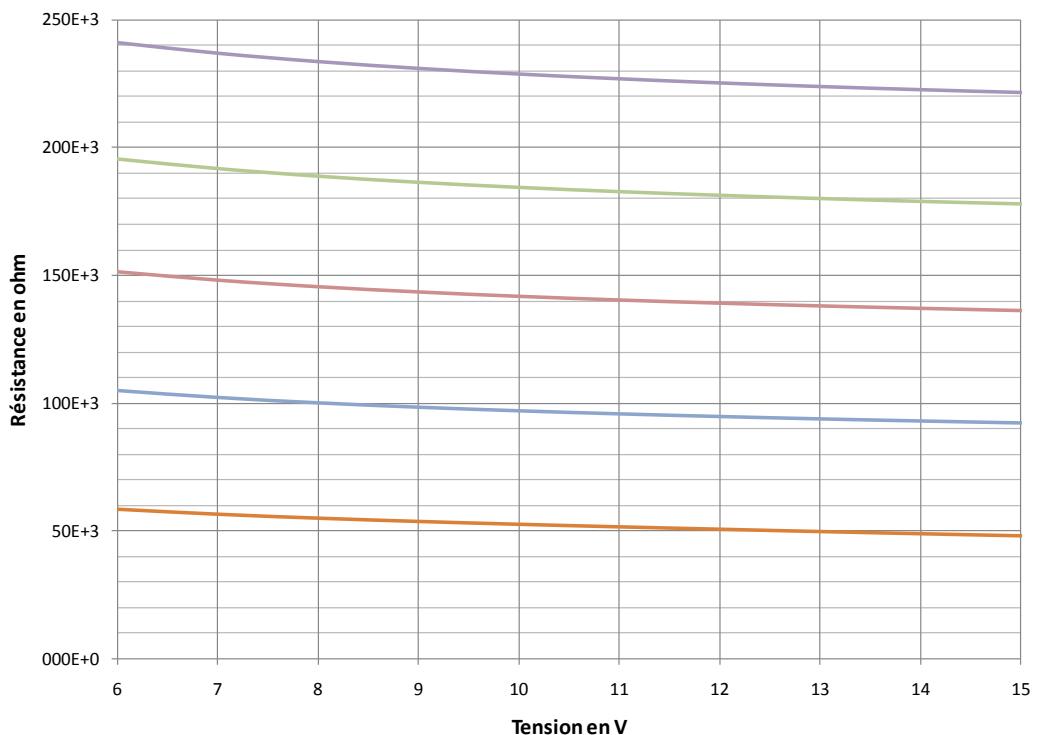


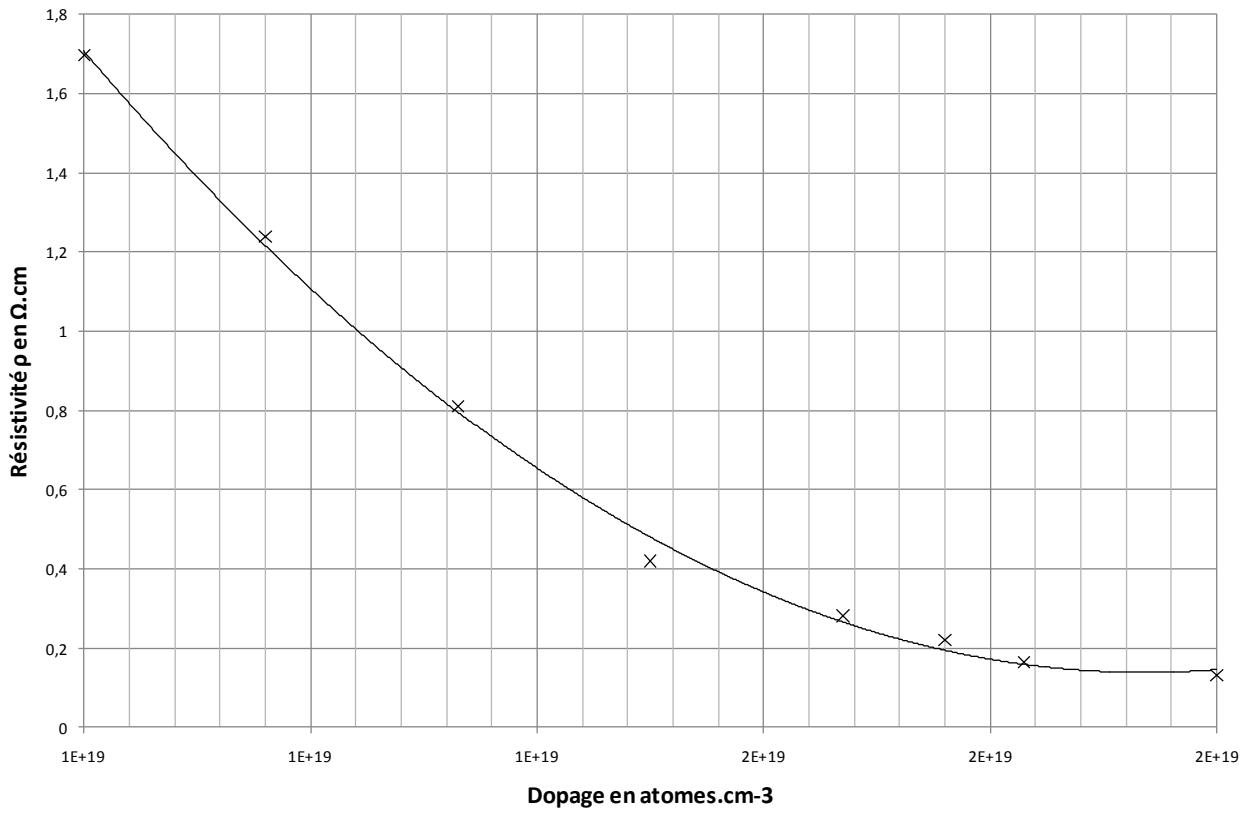
Figure 4-1 : les résistances de plusieurs carrés sur le substrat.



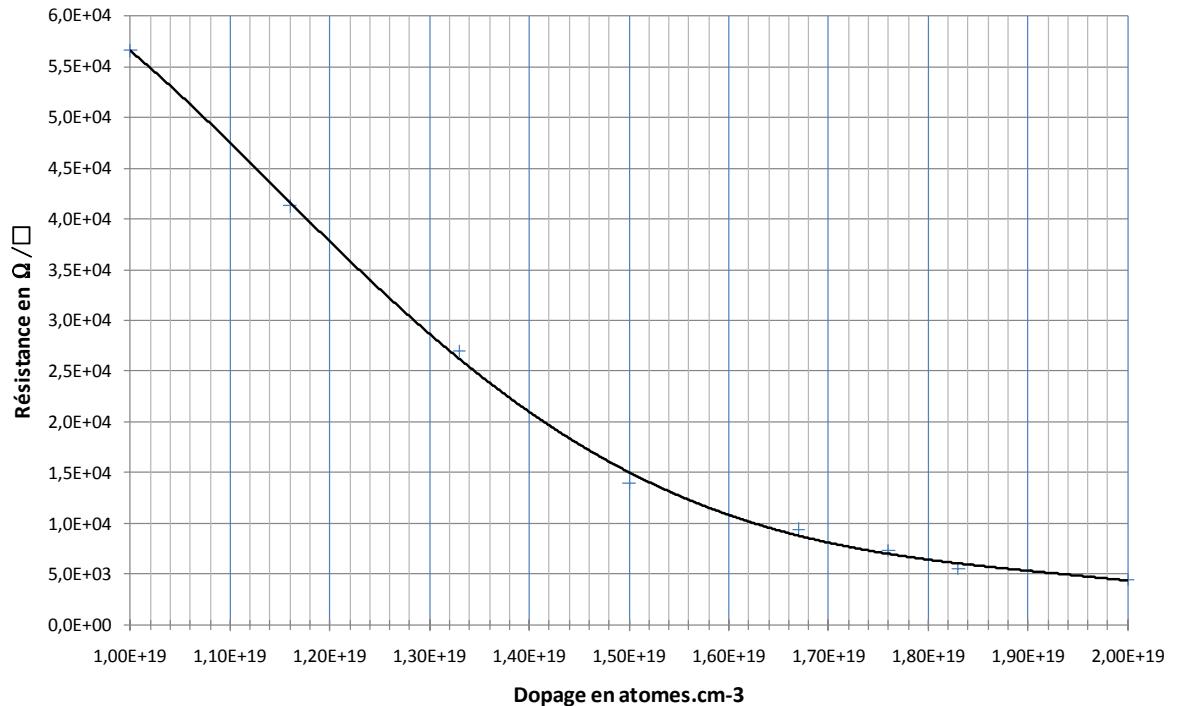
Graphique 4-7 : test des résistances (~50 k Ω/\square) en polysilicium.

La courbe d'étalonnage de la résistivité en fonction du dopage a été réalisée. Nous avons utilisé cet étalonnage afin d'obtenir une résistance d'environ $50\text{k}\Omega/\square$.

Les deux courbes d'étalonnage sont présentées sur les deux graphiques suivants (Graphique 4-8 & Graphique 4-9).



Graphique 4-8 : le modèle de la résistivité en fonction du dopage.



Graphique 4-9 : le modèle de la résistance R^{\square} en fonction du dopage.

Les deux courbes représentées sur le Graphique 4-8 et le Graphique 4-9 sont obtenues après une série de tests d'étalonnage.

Les valeurs de la résistance obtenues sont utilisées ensuite dans le procédé technologique où les carrés de résistances sont intégrées en série avec les photodiodes.

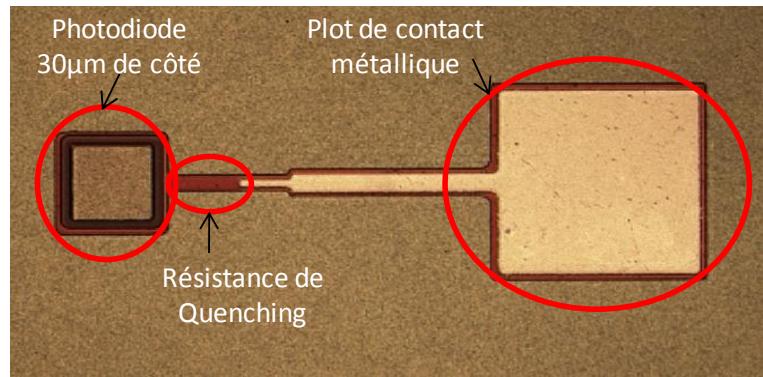


Figure 4-2 : une photodiode avec sa résistance de Quenching intégrée.

La structure de la Figure 4-2 montre une photodiode en série avec une résistance. Ce composant est prévu pour les caractéristiques électriques statiques. Il permet de tester les résistances avec les photodiodes.

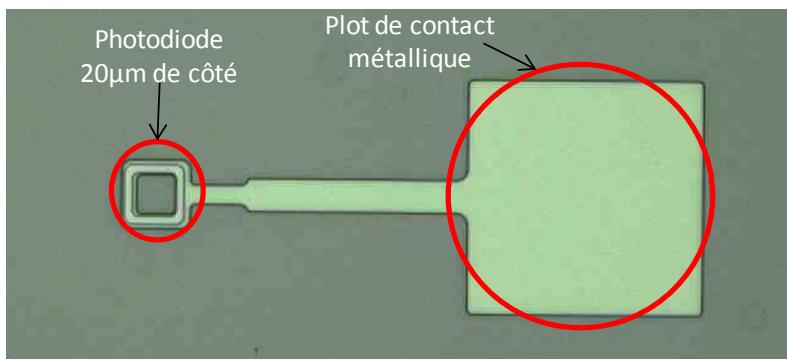


Figure 4-3 : une photodiode sans résistance de Quenching.

D'autres structures montrant des photodiodes sans résistances (Figure 4-3), permettent de tester les caractéristiques électriques statiques (courbes I(V)) sans l'effet résistif sur la photodiode.

L'homogénéité de la valeur des résistances, sur le substrat, est aussi un paramètre à contrôler soigneusement pour garder le caractère collectif et reproductible de nos dispositifs. Or le procédé de réalisation de résistance peut entraîner des variations des propriétés électriques du polysilicium (résistance), liée par exemple à l'homogénéité : de l'épaisseur, des implantations, ou de la gravure du polysilicium, entre le centre et la périphérie, et encore plus d'un substrat à l'autre. Nous pouvons dire que le procédé de fabrication des résistances a une homogénéité acceptable sur la totalité du substrat. La variation des résistances est de 5%.

La conclusion de cette caractéristique statique est très importante surtout avec le modèle de résistivité établi permettant de réaliser la résistance d'extinction « résistance de Quenching » avec une précision acceptable en tenant compte bien sûr de la différence sur le substrat de 10cm.

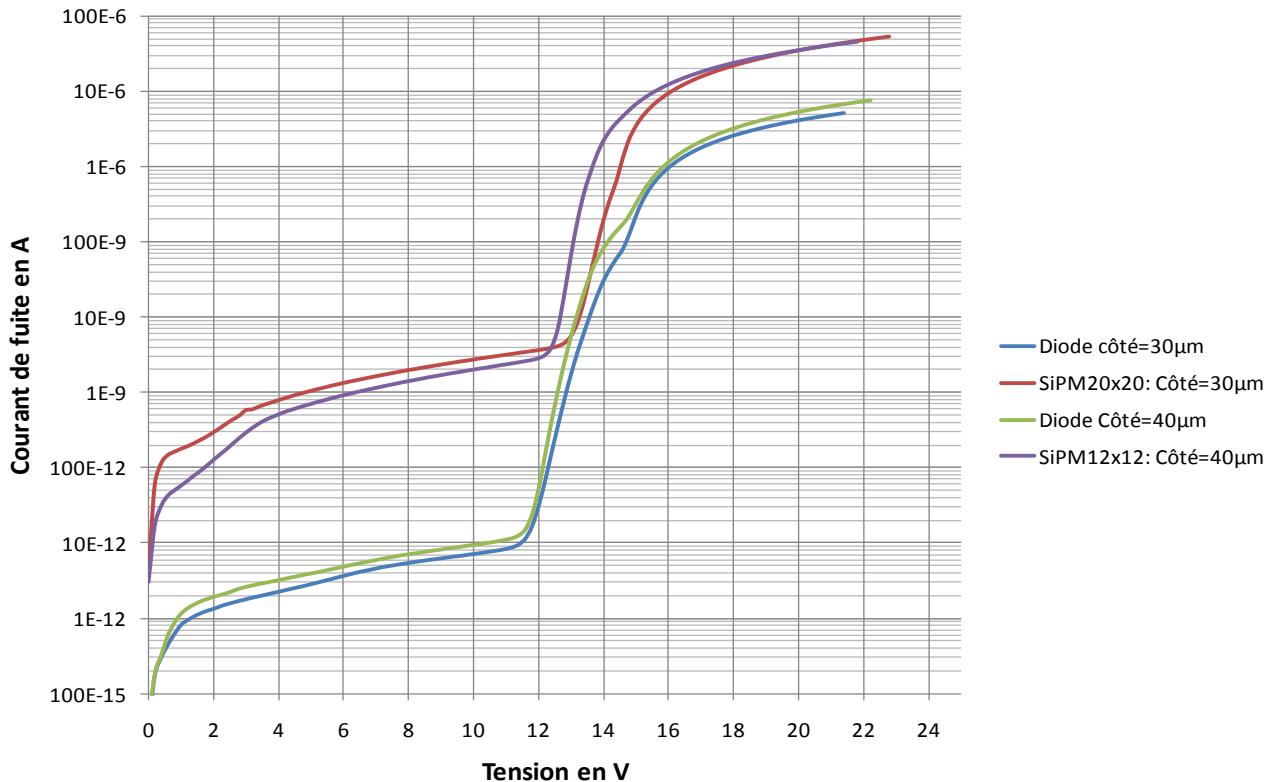
Connaissant la valeur de cette résistance série et en mesurant le temps mort sur l'impulsion en mode Geiger, on peut estimer, la capacité totale du dispositif, la profondeur de la zone de charge d'espace et la capacité parasite. Ces valeurs (capacité et la profondeur) pourront être comparées aux valeurs trouvées par des mesures discrètes au capacimètre.

4.1.6 Influence de la température

Les caractéristiques d'une jonction PN réalisée dans du silicium sont très sensibles aux effets de la température : courant de fuite et la tension de claquage. On trouve en théorie et dans la littérature un

coefficients de température de 20mV/°C à 60mV/°C (97) et un bruit thermique qui diminue d'un facteur 2 tous les 8°C (98).

Afin de mesurer plus aisément les effets de la température, nous avons utilisé des matrices de photodiodes, qui présentent des courants de fuite bien supérieurs à une seule photodiode. Ces dispositifs sont très proches des matrices à comptage Geiger mais sans résistance, pour être uniquement testé en statique, et permettant de bien "voir" les tensions de claquage (Graphique 4-2), avec l'augmentation rapide du courant, non perturbé par des résistances.



Graphique 4-10 : mesure de la caractéristique statique d'un ensemble de photodiode.

Nous vérifions au préalable que le courant de fuite en mode statique d'un ensemble de photodiodes (matrice de 484 cellules) est bien la somme du courant de fuite de chaque photodiode de cette matrice, voir le Graphique 4-10.

Concernant la matrice de 484 photodiodes de 30µm de côté chacune et mises en parallèle, nous avons pu comparer les valeurs du courant de fuite avec une photodiode unique de 30µm de côté.

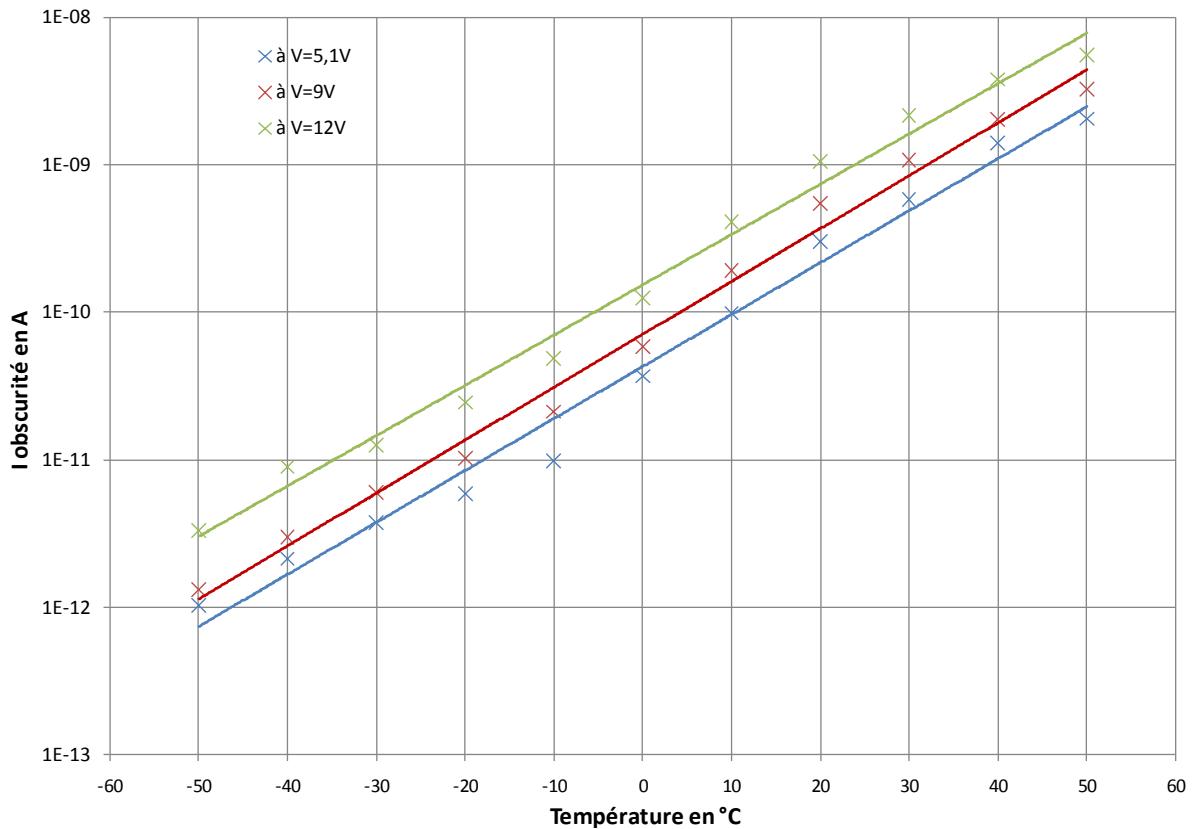
Nous obtenons alors, pour la photodiode unique 30µm, un courant de fuite $I_{APD \text{ à } 6V} = 3,68 \text{ pA}$. Si on multiplie cette valeur par le nombre de cellules du SiPM, nous trouvons : $I_{APD \times 484 \text{ à } 6V} = 1,47 \text{ nA}$. Alors que le courant de fuite du SiPM d'après la courbe : $I_{SiPM \text{ à } 6V} = 1,3 \text{ nA}$. Nous constatons donc une cohérence entre les deux caractéristiques (photodiode unique et SiPM).

Pour le SiPM de 144 photodiodes de 40µm de côté, nous avons mesuré : $I_{SiPM \text{ à } 6V} = 0,88 \text{ nA}$. Le courant de fuite de la photodiode unique de 40µm est : $I_{APD \text{ à } 6V} = 5,6 \text{ pA}$. En multipliant le courant de fuite de la photodiode unique par le nombre de cellules, nous trouvons : $I_{APD \times 144 \text{ à } 6V} = 0,81 \text{ nA}$. Une valeur très proche de celle trouvée pour le SiPM.

| Bruit thermique d'un SiPM de 484 cellules | | | | |
|---|------------|-----------|-----------|-----------------|
| Température (°C) | I à 5V (A) | I à 9V | I à 12V | V _{br} |
| -50 | 1,13E-12 | 1,317E-12 | 3,317E-12 | 13,1 |
| -40 | 2,61E-12 | 2,983E-12 | 8,947E-12 | 13,02 |
| -30 | 3,73E-12 | 5,965E-12 | 1,257E-11 | 12,95 |
| -20 | 5,39E-12 | 1,020E-11 | 2,442E-11 | 12,88 |
| -10 | 9,08E-12 | 2,114E-11 | 4,875E-11 | 12,76 |
| 0 | 2,68E-11 | 5,873E-11 | 1,249E-10 | 12,69 |
| 10 | 9,89E-11 | 1,924E-10 | 4,101E-10 | 12,6 |
| 20 | 4,01E-10 | 7,440E-10 | 1,060E-09 | 12,52 |
| 30 | 5,84E-10 | 1,074E-09 | 2,157E-09 | 12,47 |
| 40 | 1,41E-09 | 2,042E-09 | 3,804E-09 | 12,36 |
| 50 | 2,05E-09 | 3,256E-09 | 5,584E-09 | 12,29 |

Tableau 4-3 : évolution du courant de fuite et de la tension de claquage en fonction de T.

En utilisant les relevés des valeurs du Tableau 4-3 nous avons l'évolution du courant de fuite en fonction de la température pour différentes tensions d'alimentation, nous pouvons tracer le Graphique 4-11.



Graphique 4-11 : évolution du courant d'un SiPM de 484 photodiodes avec la température.

L'évolution du courant de fuite en fonction de la température décrit une droite sur un axe logarithmique (voir Graphique 4-11) :

Le courant de fuite est multiplié par 2 tous les 8,2°C (T_b°C), et multiplié par 10 tous les 28°C (T_a°C) (mesuré au milieu de la caractéristique à 6V).

Calcul de T_a (expérimental):

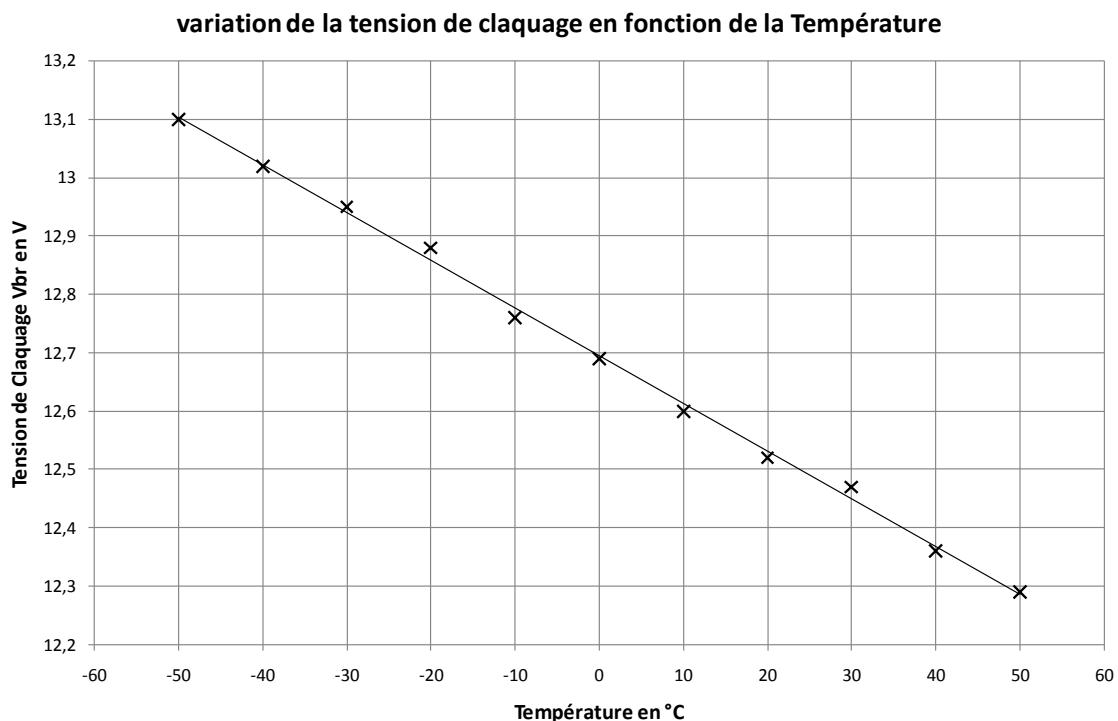
$$\begin{aligned} y_1 &= 10y_2 & \text{où} \\ A \cdot e^{B \cdot x_1} &= 10A \cdot e^{B \cdot x_2} & \text{où} \\ \frac{e^{B \cdot x_1}}{e^{B \cdot x_2}} &= 10 & \text{où} \\ e^{(B \cdot x_1 - B \cdot x_2)} &= 10 & \text{où} \\ B(x_1 - x_2) &= \ln(10) & \text{où} \\ T_a = x_1 - x_2 &= \frac{\ln(10)}{B} & \text{où} \\ T_{a_{6V}} &= 28^\circ C & \text{où} \end{aligned}$$

Calcul de T_b (expérimental):

$$\begin{aligned} y_1 &= 2y_2 \\ A \cdot e^{B \cdot x_1} &= 2A \cdot e^{B \cdot x_2} \\ \frac{e^{B \cdot x_1}}{e^{B \cdot x_2}} &= 2 \\ e^{(B \cdot x_1 - B \cdot x_2)} &= 2 \\ B(x_1 - x_2) &= \ln(2) \\ T_b = x_1 - x_2 &= \frac{\ln(2)}{B} \\ T_{b_{6V}} &= 8,5^\circ C \end{aligned}$$

Le courant que l'on observe est conforme au comportement théorique du courant en fonction de la concentration intrinsèque n_i qui dépend de $\exp(E_i/(2kT))$.

En utilisant les relevés des valeurs du Tableau 4-3 nous avons tracé l'évolution de la tension de claquage en fonction de la température pour différentes tensions d'alimentation, voir le Graphique 4-12.



Graphique 4-12 : évolution de la tension de claquage d'un SiPM de 484 photodiodes avec la température.

On mesure expérimentalement sur le Graphique 4-12 l'évolution de la tension de claquage : 8,3mV/°C (coefficients directeur de la courbe de tendance).

L'évolution du courant de fuite et de la tension de claquage est identique aux valeurs annoncées par les dispositifs concurrents (97), (98). Une évolution de 8,2°C peut engendrer une variation de la tension de claquage de 374mV et une multiplication ou division par deux du déclenchement thermique.

Il sera dans les applications important, de fixer et de réguler correctement cette température à une valeur précise, pour avoir un gain étalonné en fonction de la tension d'alimentation indépendant de la température et conforme au cahier des charges.

4.1.7 Mesure des capacités des jonctions

Nous disposons de photodiodes ayant un diamètre de $10\mu\text{m}$ à $75\mu\text{m}$. Chaque photodiode est reliée à un plot métallique de $100\mu\text{m}$ par $100\mu\text{m}$ de coté « plot de bonding » indispensable pour déposer une pointe afin de tester le composant ou pour faire une connexion avec l'extérieur dans un boîtier.

L'appareil dont nous disposons permet de mesurer la capacité de quadripôles en fonction de la tension et de la fréquence.

On mesure dans un premier temps la capacité engendrée par un disque d'aluminium, de $200\mu\text{m}$ de côté, déposé sur $0,3\mu\text{m}$ de polysilicium.

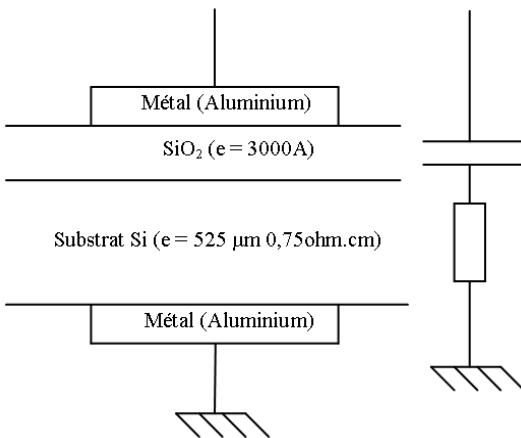
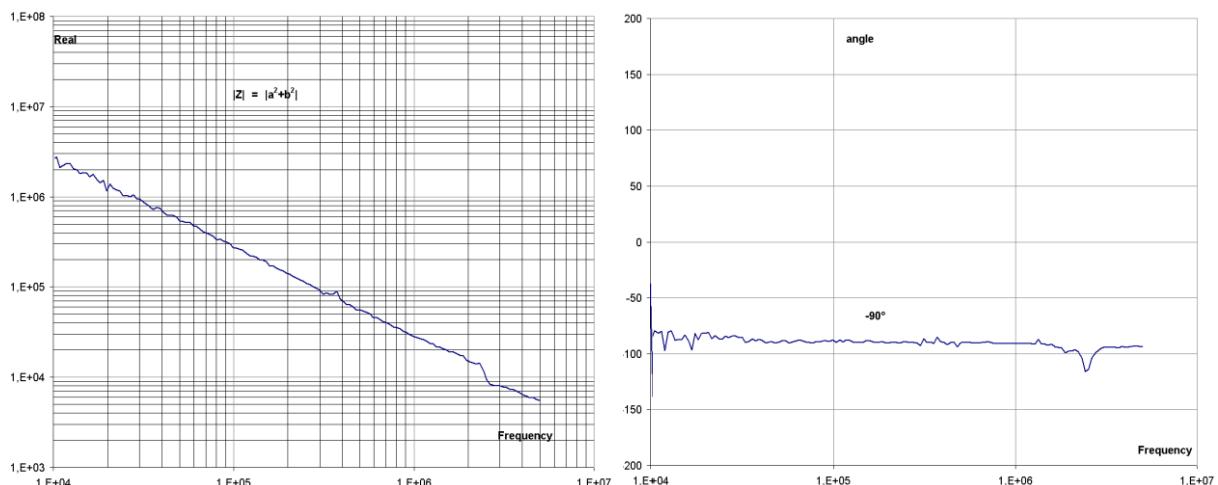


Figure 4-4 : mesure de la constante diélectrique de l'oxyde ϵ_{SiO_2} .



Graphique 4-13 : résultat en fréquence du capacimètre.

La résistance du substrat est négligeable (angle : -90° donc $a=0$).

$$Z_c = \frac{1}{jC\omega} = a + bj = -\frac{1}{C\omega} j$$

Avec le Graphique 4-13 on peut en déduire la capacité C, du plot mesuré :

$$4.10^5 = \frac{1}{2.C.7.10^4 \pi} \Rightarrow C = (5,68 \pm 0,01) pF$$

Équation 4-4 : calcul de la capacité du plot métallique de 200µm de coté.

La valeur de la capacité de ce plot de métal est de : 5,68pF. Afin de pouvoir déterminer la capacité d'un plot métallique, on détermine maintenant la permittivité de l'oxyde.

$$\varepsilon_{SiO_2} = \frac{C * e}{s} = \frac{5,0 pF * 0,3 \mu m}{(200 \mu m)^2} = 0,43 * 10^{-12} F.cm^{-1}$$

Équation 4-5 : la permittivité de l'oxyde.

On rappelle que la valeur la plus fréquemment utilisée dans la littérature est : $0,39 * 10^{-12} F.cm^{-1}$ (99). La mesure du constant diélectrique de l'oxyde de silicium est un élément permettant d'évaluer la qualité du procédé technologique. En dessous ou égale à 0,43 on dit que l'on a un diélectrique : « Low dielectric constant ».

Après avoir réalisé la mesure de la constante diélectrique de l'oxyde de silicium, et enregistré la valeur, nous avons pu mesurer la capacité de nos photodiode. Le Graphique 4-14 présente, les capacités expérimentales de photodiodes de 10µm, 20µm et 30µm de diamètre dans un substrat ayant un niveau de dopage de $2.10^{16} \text{ atm.cm}^{-3}$ (Bore) en fonction de la tension d'alimentation et à 20°C. Ces trois photodiodes sont visibles sur la Figure 4-5.

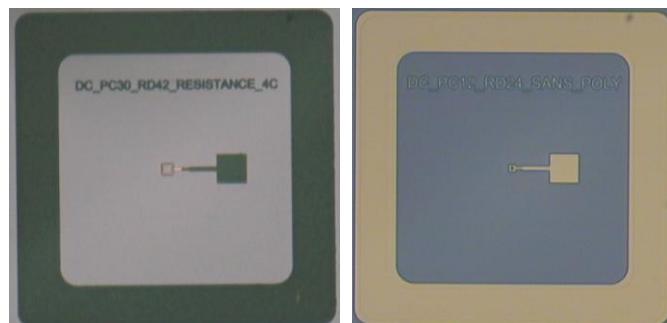
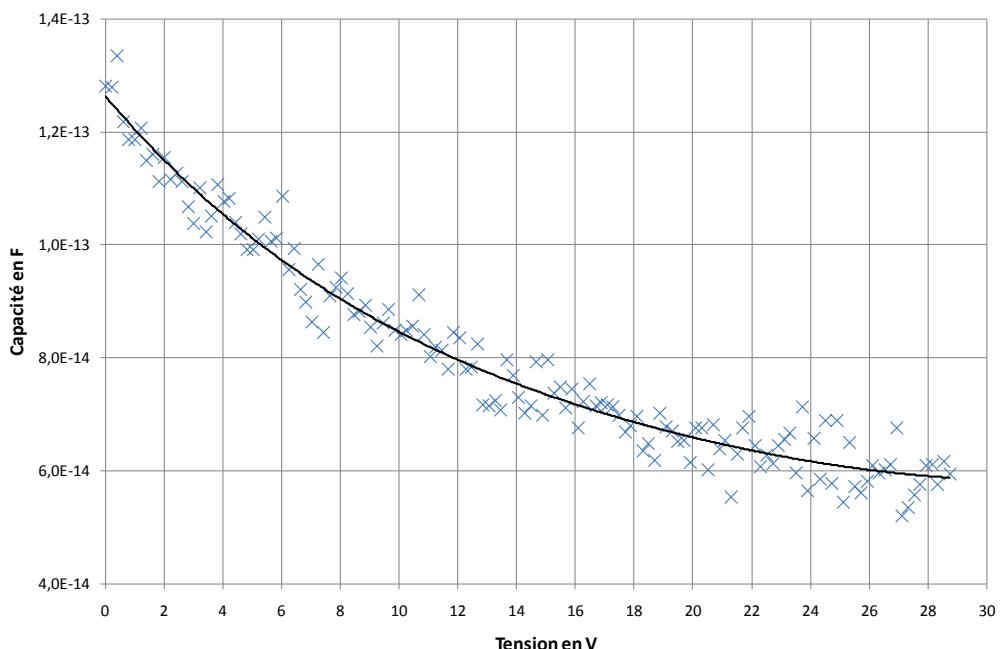


Figure 4-5 : deux photodiodes de 12µm et 30µm de côté, avec et sans résistance.



Graphique 4-14 : variation de la capacité des photodiodes expérimentale.

Les chiffres à retenir sont :

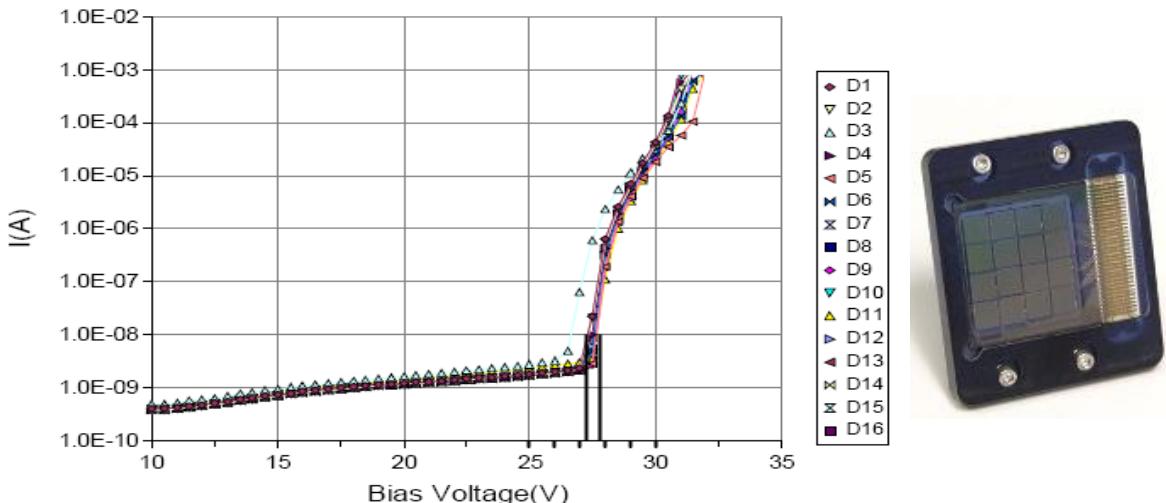
| | 10 μm (fF) | 20 μm (fF) | 30 μm (fF) |
|---------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| expérimentale | 12,5 \pm 0,5 | 38,5 \pm 0,5 | 80,0 \pm 0,5 |
| théorique | 12,1 | 36,2 | 78,9 |

Tableau 4-4 : tableau des capacités à 12V.

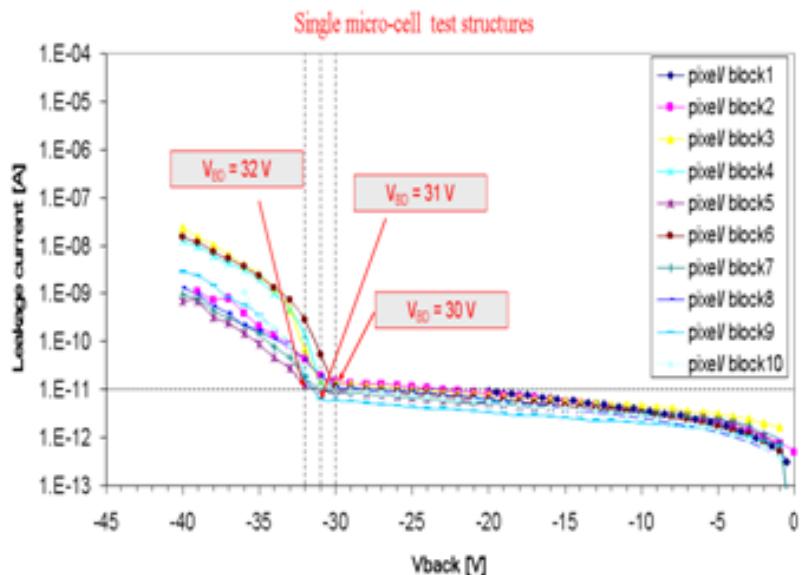
4.1.8 Comparaison des caractéristiques statiques avec les données de la littérature.

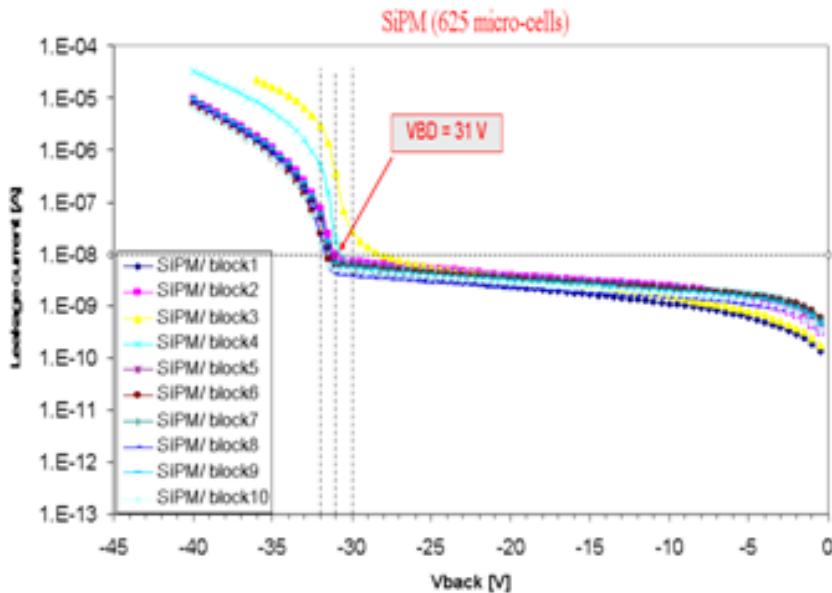
- Comparaison de l'homogénéité de la tension de claquage.

Les caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) : SENSL et ITC-irst sont présentées sur les Graphique 4-15 et Graphique 4-17.



Graphique 4-15 : caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de SensL (Irlande) 3640 micro-cells, area (3*3) mm².





Graphique 4-17 : caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de ITC-irst (Italie) 625 micro-cells de $40 \times 40 \mu\text{m}$, area 1mm^2 .

| V _{br} à 10nA | | | |
|---|--|---|--|
| SensL | ITC-irst (Italie) | LAAS/CESR | |
| 3640 micro-cells, area $(3 \times 3) \text{ mm}^2$ Sur 16 SiPM | 625 micro-cells $40 \times 40 \mu\text{m}$, area 1mm^2 Sur 10 SiPM | photodiode 4 photodiodes du substrat | $8 \times 8 = 64$ micro-cell, $35 \times 35 \mu\text{m}$ 64 SiPM du substrat W9 |
| $27,5\text{V} \pm 400 \text{mV}$ | $31,5 \text{V} \pm 300 \text{mV}$ | $12\text{V} \pm 300\text{mV}$ | $12,3\text{V} \pm 150\text{mV}$ |

Tableau 4-5 : tableau de comparaison : tension de claquage.

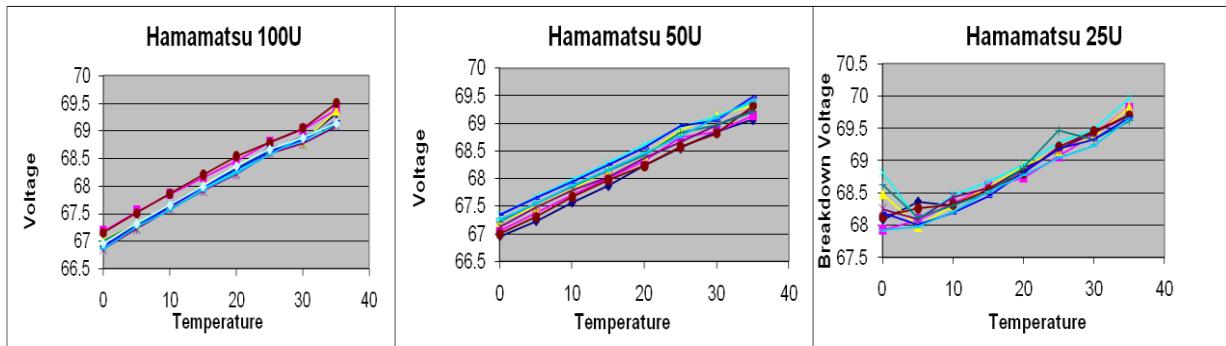
SensL a présenté au début de l'année 2008 un détecteur composé de 16 matrices, de 3640 photodiodes et résistances (SiPM) chacune. Sur les caractéristiques électriques (Graphique 4-15) présentées par SensL (100), on note pour l'homogénéité de la tension de claquage : un écart de 350mV. On note que le SiPM D10 a un écart plus important : 800mV. Le courant de fuite est de : $(3.10^{-9}) / 3640 = 1\text{pA}$ par photodiode.

Sur les caractéristiques électriques (Graphique 4-16 et Graphique 4-17) présentées par ITC-irst (101), on note une grande homogénéité de la tension de claquage avec un écart de 1V maximum mesuré sur 10 SiPM. Le courant de fuite est de 13 pA par photodiode de $40\mu\text{m}$ de côté.

On peut dire que les caractéristiques de nos photodiodes sont très proches de celles présentées par SensL et par ITC-irst, en termes de courant de fuite et d'homogénéité sur la tension de claquage.

Les autres fabricants (Hamamatsu) ne donnent pas les caractéristiques statiques de leur fabrication.

- Comparaison de l'influence de la température sur les SiPM Hamamatsu.



Graphique 4-18 : évolution de la tension de claquage en fonction de la température pour les 3 SiPM Hamamatsu.

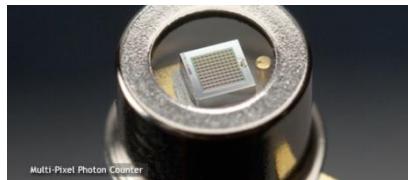
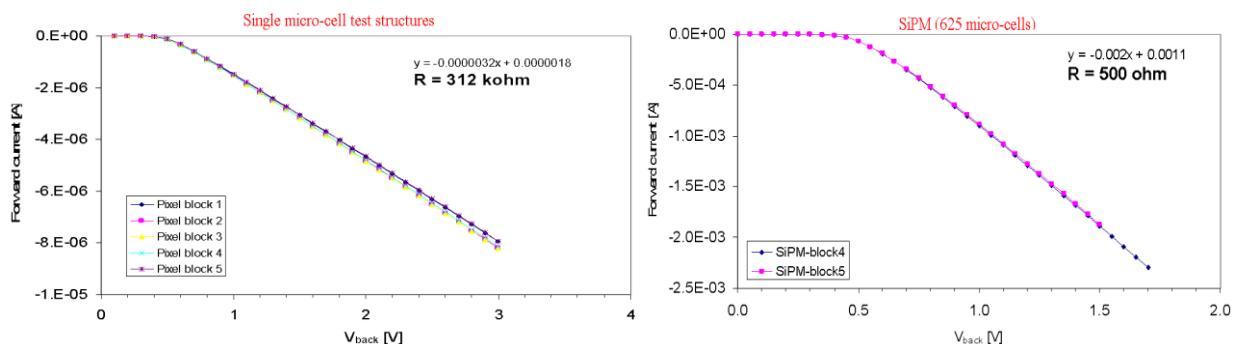


Figure 4-6 : photographie d'un MPPC du fabricant Hamamatsu S10362-11-100.

Hamamatsu à présenté au début de l'année 2008, trois types de SiPM de 1mm^2 , portant le nom de : S10362-11-100, S10362-11-050, S10362-11-025, avec respectivement 100 cellules de $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ (voir Figure 4-6), 400 cellules de $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$, et 1600 cellules de $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$. La sensibilité à la température de ces dispositifs est comparable à nos dispositifs. On note une variation de la tension de claquage de $1,8\text{V}$ pour 35°C soit $51\text{mV/}^\circ\text{C}$, identique pour les trois composants. (Nos composants : $48\text{mV/}^\circ\text{C}$).

- Comparaison des résistances.



Graphique 4-19 : caractéristiques courant-tension des résistances seules et d'une matrice de photodiodes+résistance (SiPM) dans le sens passant d'ITC-irst (Italie).

Les caractéristiques des résistances des composants ITC-irst (Graphique 4-19) ont été présentées dans l'article (102). Le Graphique 4-19 présente à gauche la caractéristique d'une photodiode avec une résistance en série, dans le sens passant et à droite une matrice de 625 cellules.

Les résistances en série avec les photodiodes ont une valeur de : $312\text{k}\Omega$ pour le test de la cellule élémentaire et $500\Omega \times 625\text{éléments} = 312\text{k}\Omega$ par élément pour le test de la matrice de 625 cellules.

On note une grande homogénéité des résistances, sur la totalité du substrat, témoignant d'une bonne maîtrise du procédé technologique de fabrication pour les dispositifs d'ITC-irst (Italie).

4.2 Les caractéristiques dynamiques des détecteurs unitaires

4.2.1 Les caractéristiques dynamiques $V(t)$

Dans ce paragraphe nous polarisons une photodiode de $40\mu\text{m}$ de côté au-delà de la tension d'avalanche, en utilisant un circuit adapté avec une résistance qu'on va intégrer en parallèle d'un amplificateur rapide à faible courant d'entrée ($\text{SR}=150\text{V}/\mu\text{s}$ et $i_{\text{entrée}}<1\text{pA}$). Le comptage et l'analyse de la hauteur et de la largeur des impulsions Geiger, thermique ou photonique, (décharge et recharge de la zone de charge d'espace à travers une résistance de grande valeur) doit nous permettre d'estimer le gain, le temps mort, et également le bruit thermique « Dark Count Rate ».

Nous avons utilisé un circuit qui s'appelle Transimpédance, ceci est afin de pouvoir visualiser les impulsions à la sortie du montage (V_{out}). Ceci est présenté sur la Figure 4-7.

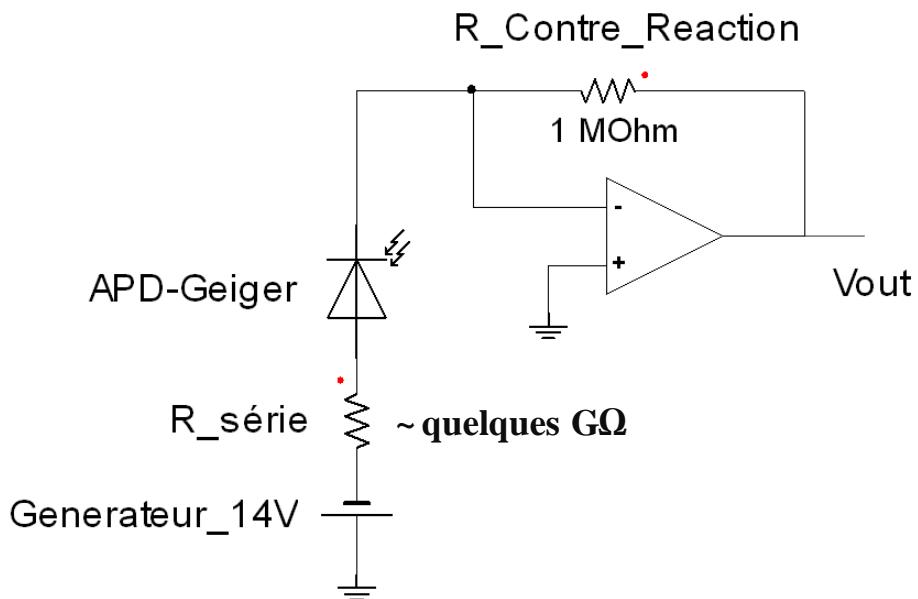
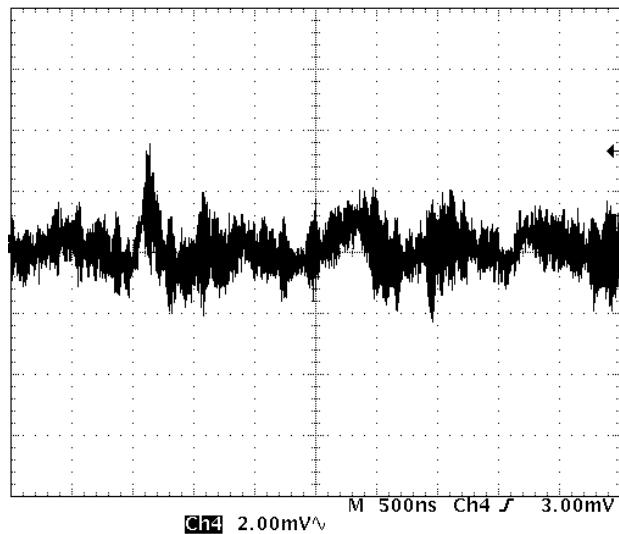


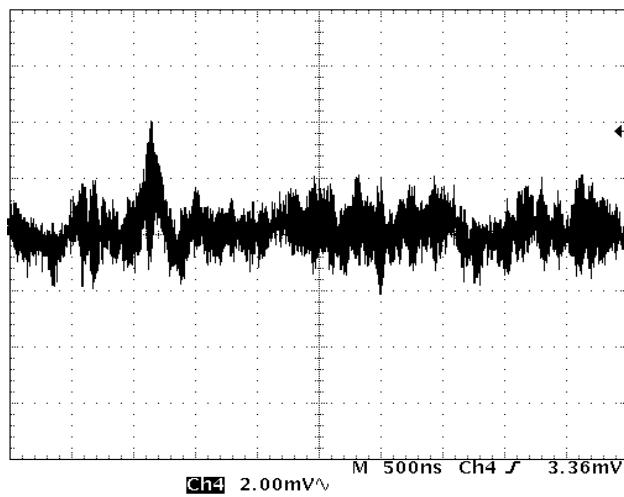
Figure 4-7 : Le montage utilisé pour la visualisation des caractéristiques dynamiques.

Le montage de la Figure 4-7 nous permet d'enregistrer les chronogrammes du Graphique 4-20 au Graphique 4-23. Il s'agit d'une photodiode de $40\mu\text{m}$ de diamètre avec une tension de claquage de 12V qui sera polarisée entre 13V et 16V, c'est-à-dire de 1V à 4V au delà de l'avalanche avec une résistance d'extinction de quelques $\text{G}\Omega$. Cette résistance nous a été imposée dans la structure technologique de la diode. En effet, l'utilisation d'un substrat de très forte résistivité nous impose des résistances en volume qui sont en série avec la jonction PN et d'une valeur importante dépassant $1\text{G}\Omega$. C'est pour cette raison que le circuit de la Figure 4-7 a été utilisé. Ce circuit est du type Transimpédance qui permet d'effectuer la lecture en courant. La différence de potentiel appliquée à cette diode est maintenue par la grande résistance série, ce qui nous empêche de visualiser la tension d'au delà de l'avalanche V_{ov} . En utilisant ce circuit, nous avons la possibilité de visualiser la variation du courant généré par la diode multipliée par la résistance de la contre réaction. Les impulsions apparues ont certes une amplitude faible mais elles nous renseignent sur le fonctionnement en mode Geiger, en commençant par des mesures sans lumière (dans le noir).

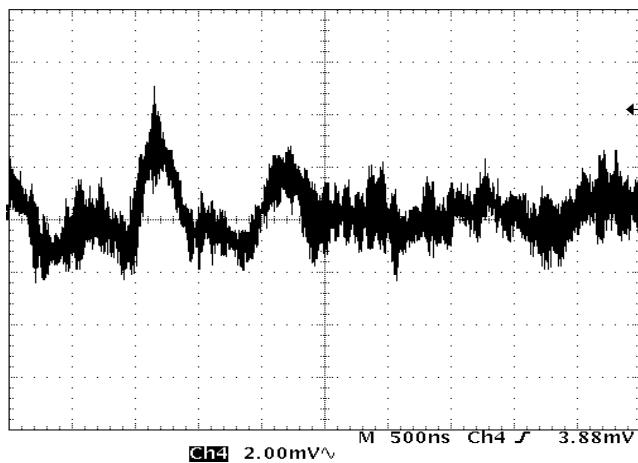
La visualisation du temps mort ne nous permettra pas d'estimer la capacité de la photodiode, car ce type de montage (Figure 4-7) présente d'importantes capacités parasites.



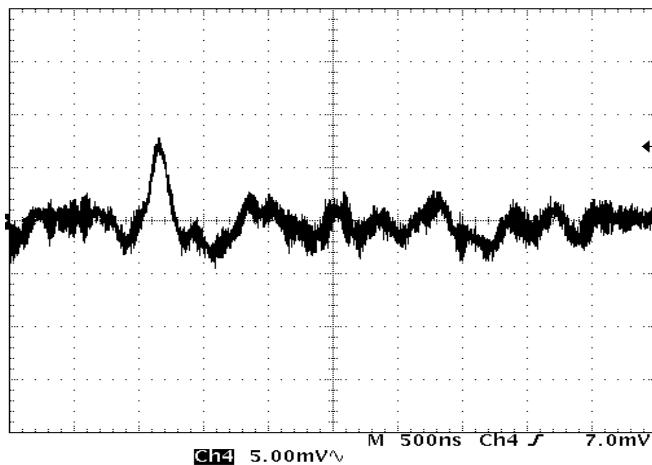
Graphique 4-20 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 13,4V.



Graphique 4-21 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 14,6V.

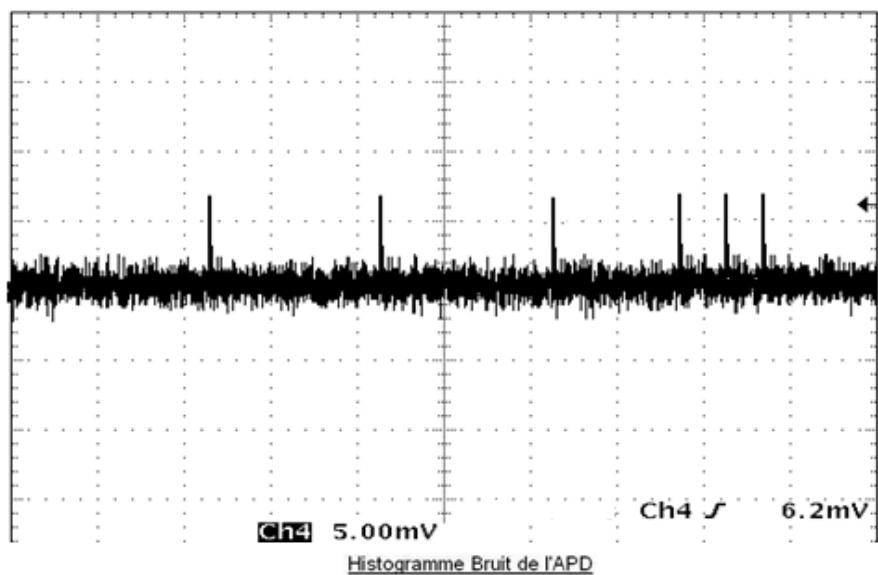


Graphique 4-22 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 15V.



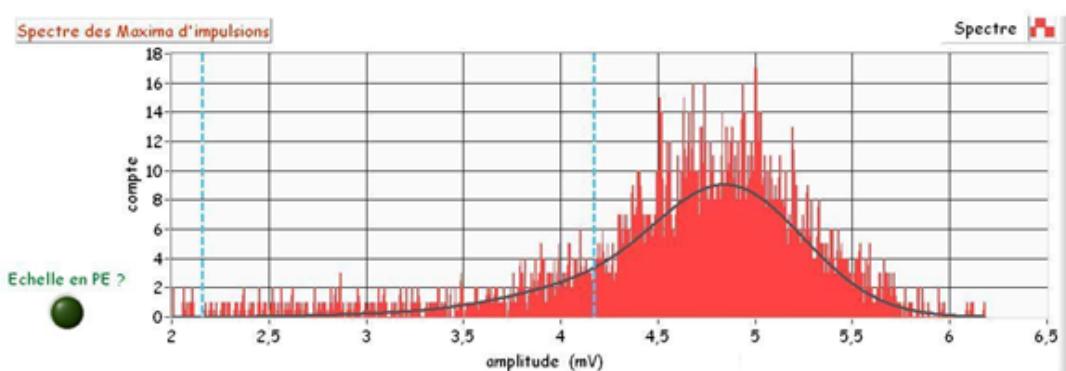
Graphique 4-23 : caractéristique dynamique pour une polarisation de 16V.

En utilisant le montage (Figure 4-7), le temps mort est important : 500ns avec une résistance de contre réaction de l'amplificateur de $1M\Omega$, avec une résistance de volume en série avec la diode de quelques $M\Omega$, alors que les capacités parasites rajoutées sont importantes. La capacité de l'ensemble de ce montage est donc : La capacité de la jonction PN ($\sim 40fF$) + capacité du plot de bonding (1pF) + capacité parasite = une dizaine de pF. Ce montage est utilisé pour avoir le bruit thermique.



Synchronisé sur l'APD

Nombre de pics dans l'histogramme : 2573



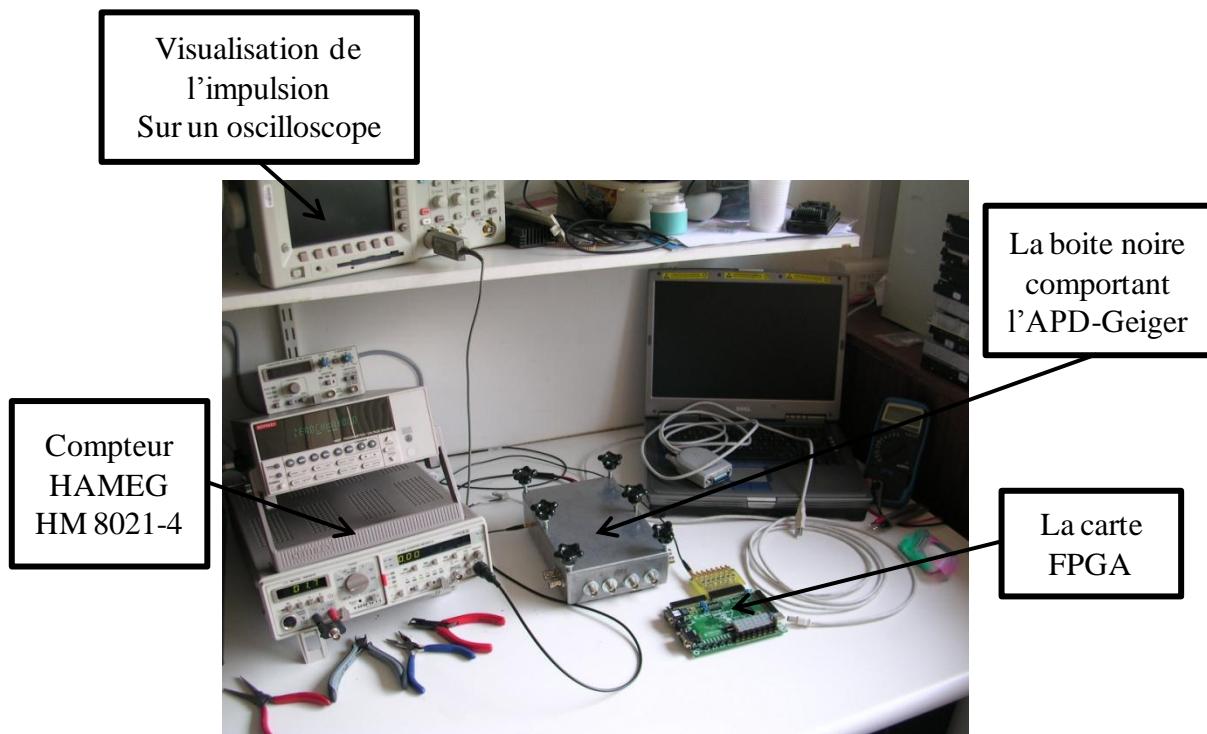
Graphique 4-24 : les variations de l'amplitude de l'impulsion Geiger dans le noir.

L'amplitude du signal est de 7mV avec l'adaptation d'impédance, et 2.5V au delà de l'avalanche ce qui donne un gain de $0,62 \cdot 10^6$ e⁻/photons.

4.2.2 Les caractéristiques du bruit thermique en mode Geiger

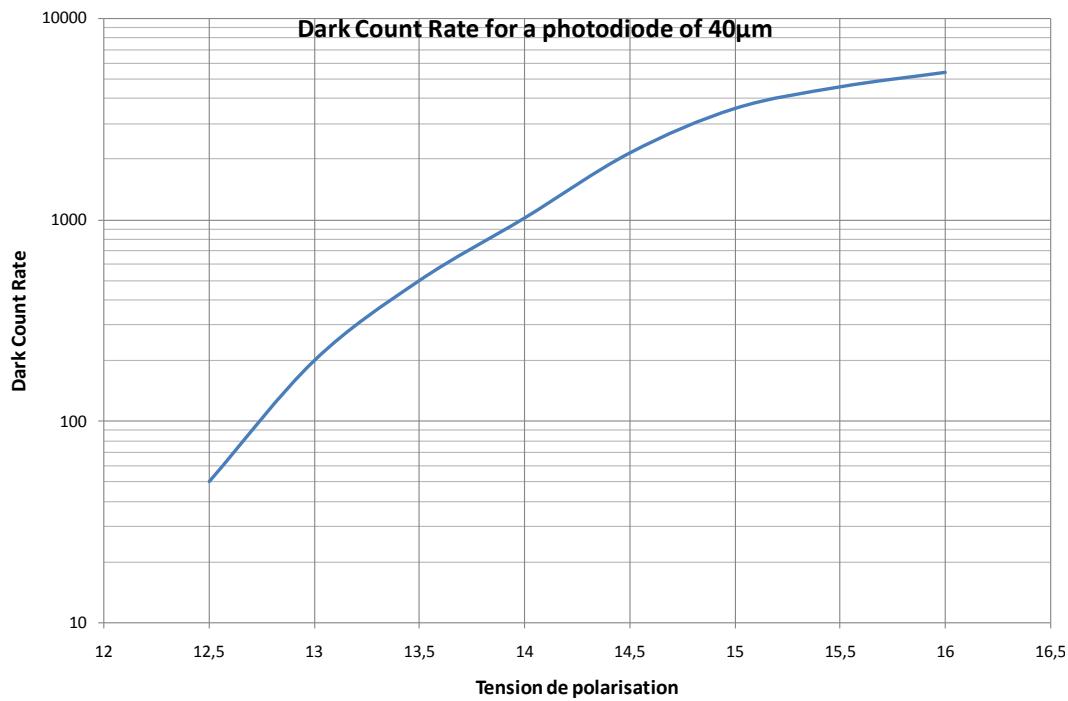
Dans ce paragraphe on cherche à étudier le bruit des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger (signal dans le noir). C'est-à-dire connaître la valeur du bruit d'une photodiode en fonction de sa taille, et aussi la dispersion du bruit dans le temps, c'est-à-dire les occurrences d'apparition des impulsions thermiques, dans le but de le diminuer. Ce paragraphe se partage en deux parties, la mesure du bruit thermique brut, ainsi que sa dispersion dans le temps.

La mesure du bruit thermique brut (exprimé en coups par seconde ou en hertz) d'une photodiode à avalanche seule, placée dans l'obscurité totale, polarisée en mode Geiger, est réalisée avec deux appareils de comptage. Le premier appareil est un compteur de marque HAMEG modèle HM 8021-4 permettant de régler un seuil de déclenchement de 10mV minimum à 3,3V maximum, et de 0 à 1,6GHz, avec une lecture direct du nombre de coups sur afficheur digital, voir Figure 4-8. Le deuxième appareillage est une chaîne d'acquisition composée d'une carte de détection qui adapte les niveaux, suivie d'une carte FPGA qui compte les impulsions et d'un ordinateur pour l'affichage des résultats. L'ordinateur permet un enregistrement et une automatisation des tâches voir Figure 4-8. La chaîne d'acquisition avec une carte FPGA permet de compter les impulsions thermiques, mais aussi le temps qu'il peut y avoir entre deux impulsions Geiger (la dispersion des impulsions).



4.2.2.1 Le bruit thermique

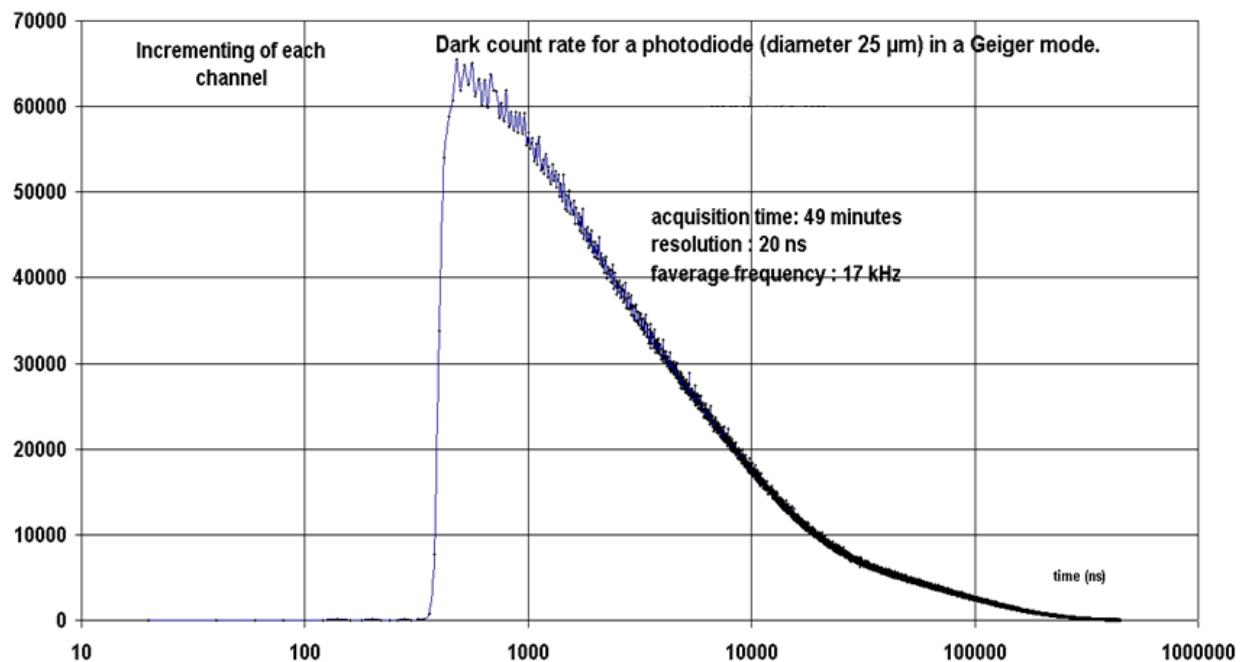
On peut voir sur le Graphique 4-25, une estimation du bruit thermique d'une photodiode carrée de 40µm de côté, à une température de 24°C, et pour une polarisation allant de $V_{br}= 13V$ à $16V$, ce qui correspond à une sur-polarisation de 4V soit 30% au delà du potentiel d'avalanche. Cette courbe a été tracée d'après une estimation sur l'oscilloscope.



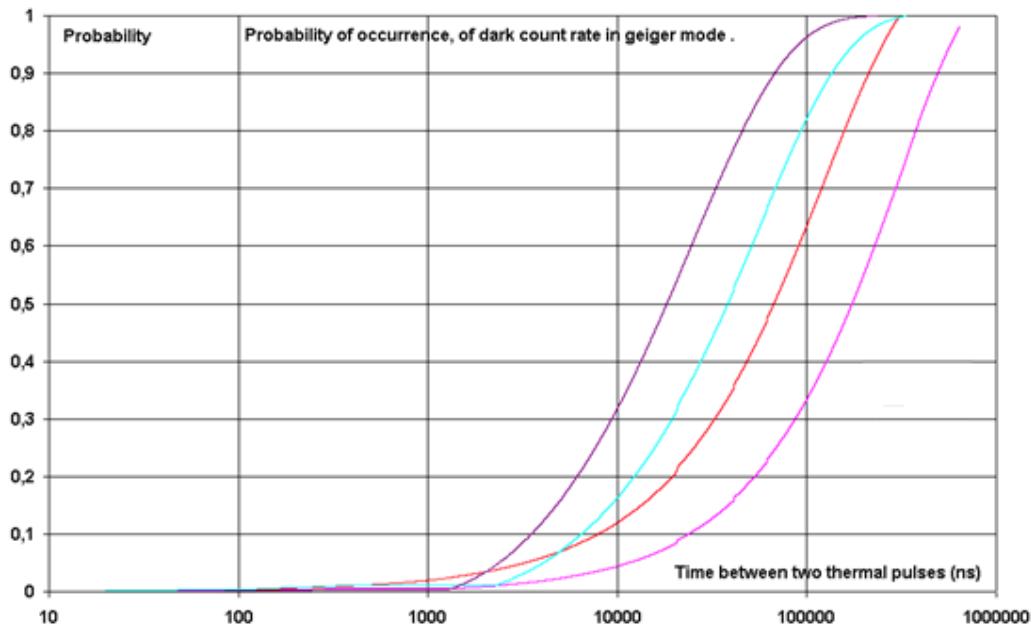
Graphique 4-25 : le comptage des impulsions thermiques expérimentales pour une photodiode de 40µm de côté.

4.2.2.2 La dispersion du bruit thermique

Dans cette partie, nous allons présenter quelques mesures qui ont été réalisées sur une photodiode d'Hamamatsu (APD normale) de 200µm de diamètre à 24°C et à une tension de polarisation de 300V. Le comptage thermique donne le bruit thermique de ce type de photodiode, c'est-à-dire à 300V : 17kHz. On constate que l'on retrouve 17kHz en calculant l'aire de la courbe ci-dessous :



Graphique 4-26 : mesure expérimentale de la dispersion du bruit thermique.



Si on réalise l'intégrale du Graphique 4-26 on obtient le Graphique 4-27, qui nous donne la probabilité d'avoir un événement thermique en fonction du temps. C'est-à-dire pour une photodiode de 200 μ m de diamètre polarisée à une tension de 300V (20V au delà de son potentiel d'avalanche) : si il n'y a pas eu d'impulsion thermique depuis 125 μ s, il y a 50% de chance d'en avoir une maintenant, ce qui correspond à 8kHz de déclenchement thermique. Les deux graphiques précédents, Graphique 4-26, et Graphique 4-27 sont liés, et on retrouve dans les deux le déclenchement thermique. Le Graphique 4-27 peut être utilisé par un modèle pour reproduire le plus fidèlement possible l'arrivée des événements thermiques à partir d'une variable aléatoire équiprobable.

4.2.3 Caractérisation en lumière

Connaitre tous les paramètres électriques du composant isolé, tel était le but de l'étude décrite ci-dessus, réalisée en environnement complètement étanche à la lumière.

Mais notre objet majeur était la réalisation de photodétecteurs optimisés. Il nous faut donc maintenant décrire les séries de mesures faites sous diverses conditions d'éclairement : en intensité et en longueur d'onde.

Le fonctionnement de la diode en mode impulsif montré sur les graphiques précédents (du Graphique 4-20 au Graphique 4-23 en utilisant le montage de la Figure 4-7) révèle une difficulté importante pour faire l'étude en lumière. Cette difficulté résulte du fait que les signaux observés ne peuvent pas être différenciés du bruit propre du montage utilisé à cause de sa faible amplitude. Une solution peut être proposée dans le but d'étudier la sensibilité des nos photodiodes, cette solution consiste à mesurer la réponse de la diode aux différentes longueurs d'onde en mode continu (courbe de caractéristique I(V)).

La mesure se fait à travers une chaîne comportant plusieurs appareils. Le calibrage du flux envoyé est faisable en utilisant une source de courant de type Keithley 6221. La source de courant injecte le courant nécessaire pour polariser une boîte noire comportant les quatre LEDs de longueurs d'ondes différentes (Violet, Bleu, Vert et Rouge). Le flux lumineux de ces LEDs est ensuite transmis à travers une fibre vers un Luxmètre de type NewPort 1835-C. La chaîne de mesure utilisée peut être présentée sur la Figure 4-9.

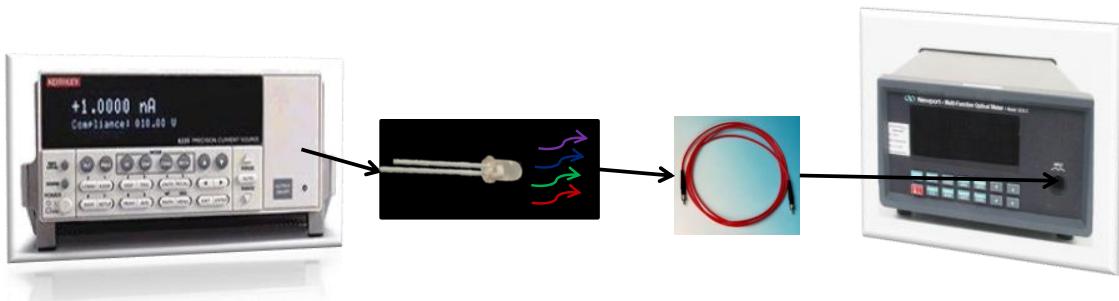


Figure 4-9 : la chaîne de mesure utilisée pour calibrer le flux de lumière.

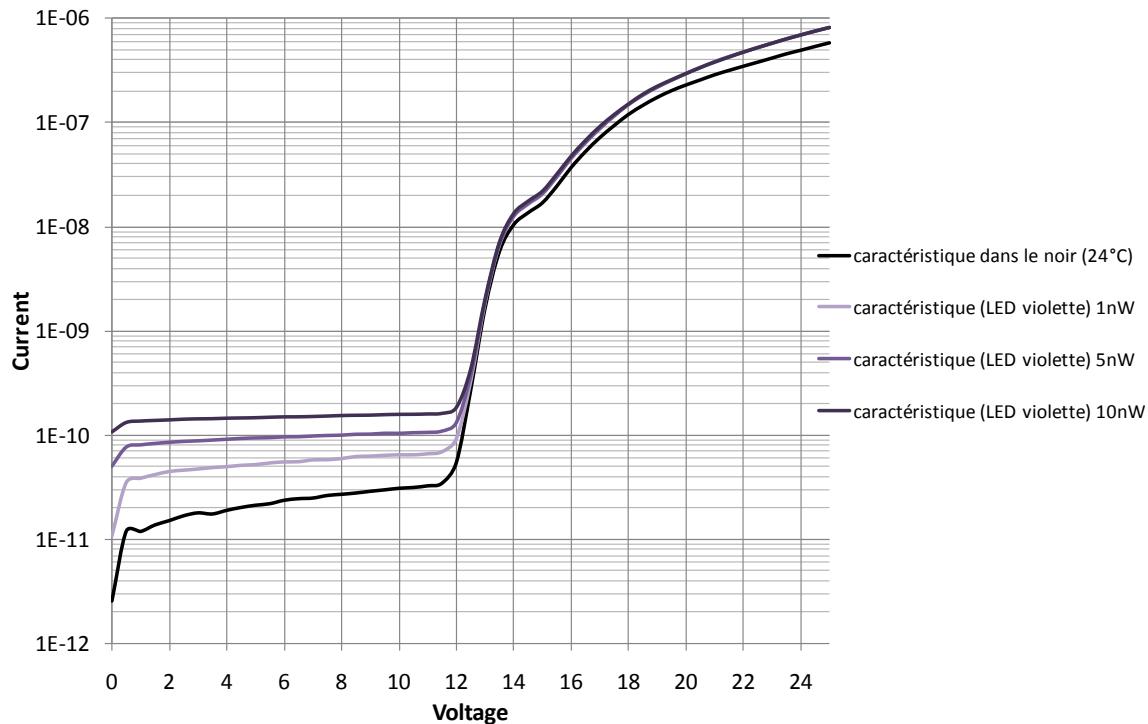
En utilisant cette chaîne, un tableau des différentes valeurs du courant en fonction de chaque longueur d'onde peut être montré sur le Tableau 4-6.

| LED Violette | | LED Bleue | |
|----------------------|----------------------------|----------------------|----------------------------|
| Courant injecté (mA) | Puissance équivalente (nW) | Courant injecté (mA) | Puissance équivalente (nW) |
| 0,24 | 1 | 0,064 | 1 |
| 0,54 | 5 | 0,222 | 5 |
| 0,83 | 10 | 0,384 | 10 |
| LED Verte | | LED Rouge | |
| Courant injecté (mA) | Puissance équivalente (nW) | Courant injecté (mA) | Puissance équivalente (nW) |
| 0,41 | 1 | 0,013 | 1 |
| 2,63 | 5 | 0,041 | 5 |
| 6,34 | 10 | 0,07 | 10 |

Tableau 4-6 : tableau de calibrage du flux lumineux des quatre longueurs d'onde.

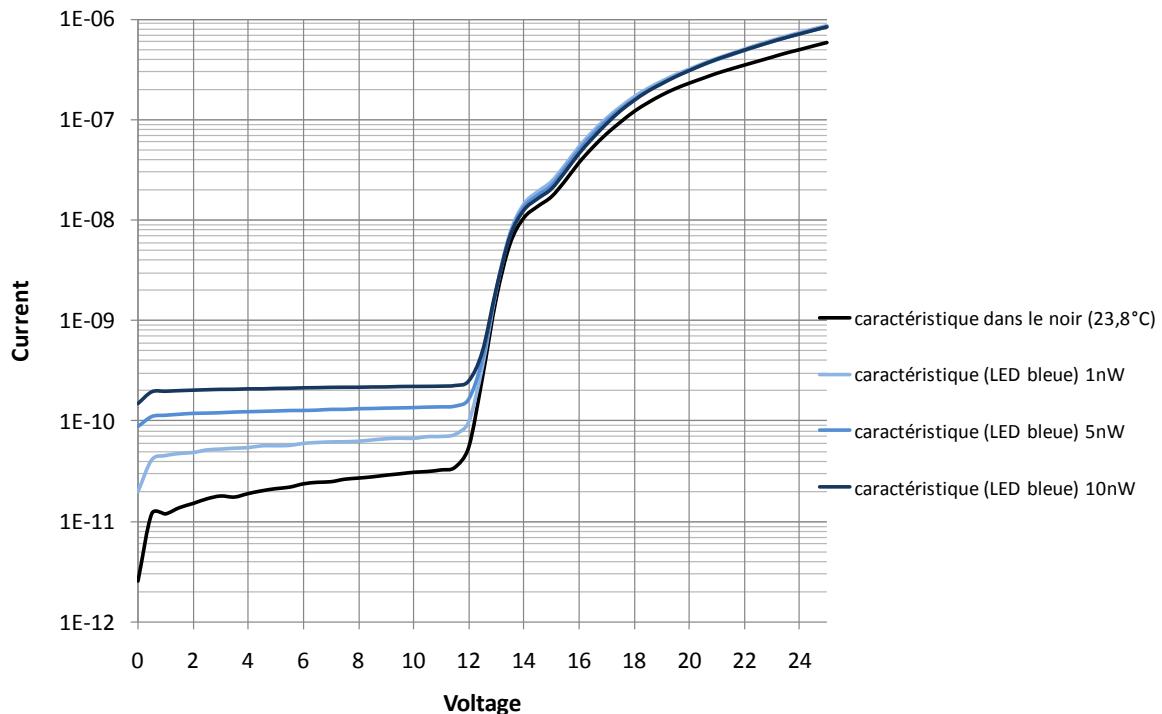
Pour caractériser la sensibilité de la diode aux différentes longueurs d'onde (Violet, Bleu, Vert et Rouge), il suffit maintenant d'envoyer le flux lumineux sur la surface de la diode (une diode de 40µm de côté).

La courbe qui donne la sensibilité de la diode à la longueur d'onde proche de 380nm (Violet) est montrée sur le Graphique 4-28.



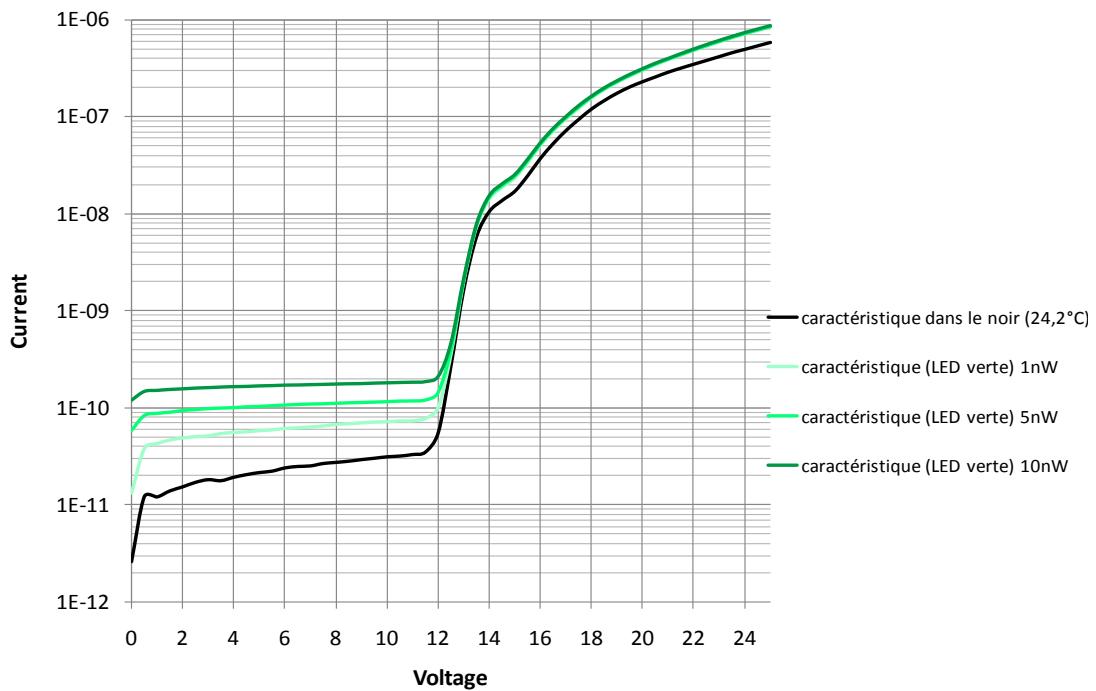
Graphique 4-28 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Violette.

La sensibilité de la diode pour une excitation avec une longueur d'onde proche du Bleu (420nm) peut être représentée sur le Graphique 4-29.



Graphique 4-29 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Bleue.

La courbe de la sensibilité à la longueur d'onde Verte est représentée sur le Graphique 4-30.



Graphique 4-30 : la sensibilité de la diode en réponse à la longueur d'onde Verte.

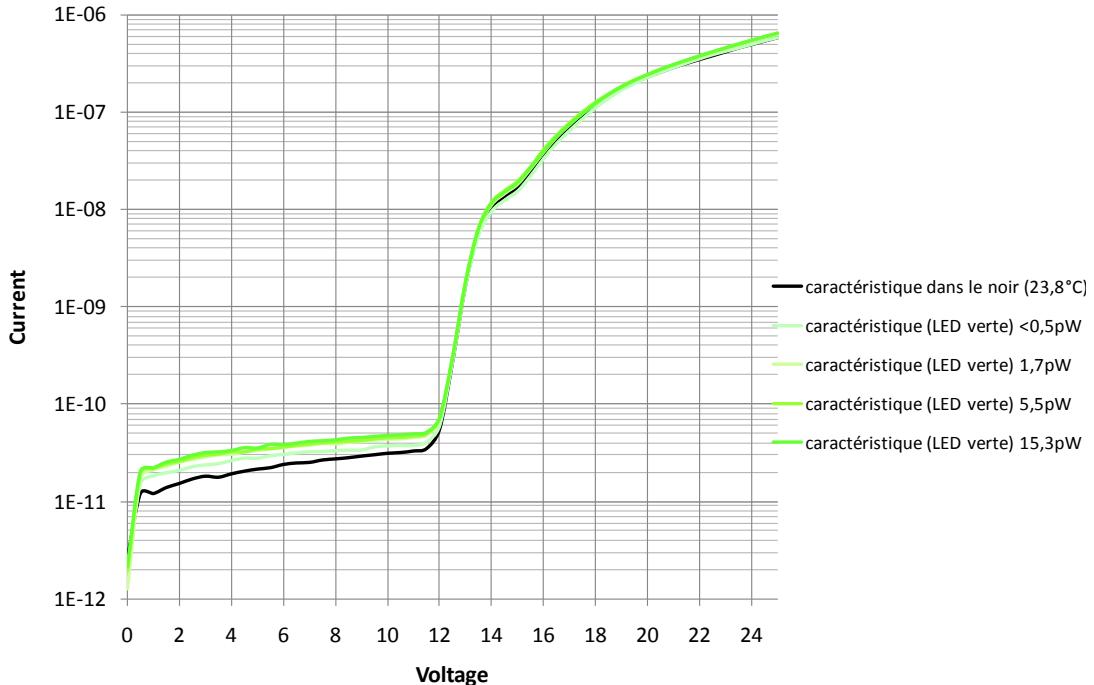
Afin de montrer la sensibilité de la diode aux flux lumineux de faibles intensités, nous allons donc l'exposer aux valeurs du courant très faibles (longueur d'onde Verte).

Ces valeurs sont d'abord calibrer en utilisant la même chaîne de mesure montrée ci-dessus (Figure 4-9). Le Tableau 4-7 donne les valeurs du courant injecté.

| LED | Verte |
|----------------------|----------------------------|
| Courant injecté (mA) | Puissance équivalente (pW) |
| 4,00E-03 | 0,8 |
| 5,00E-03 | 1,7 |
| 1,00E-02 | 5,5 |
| 2,00E-02 | 15,3 |

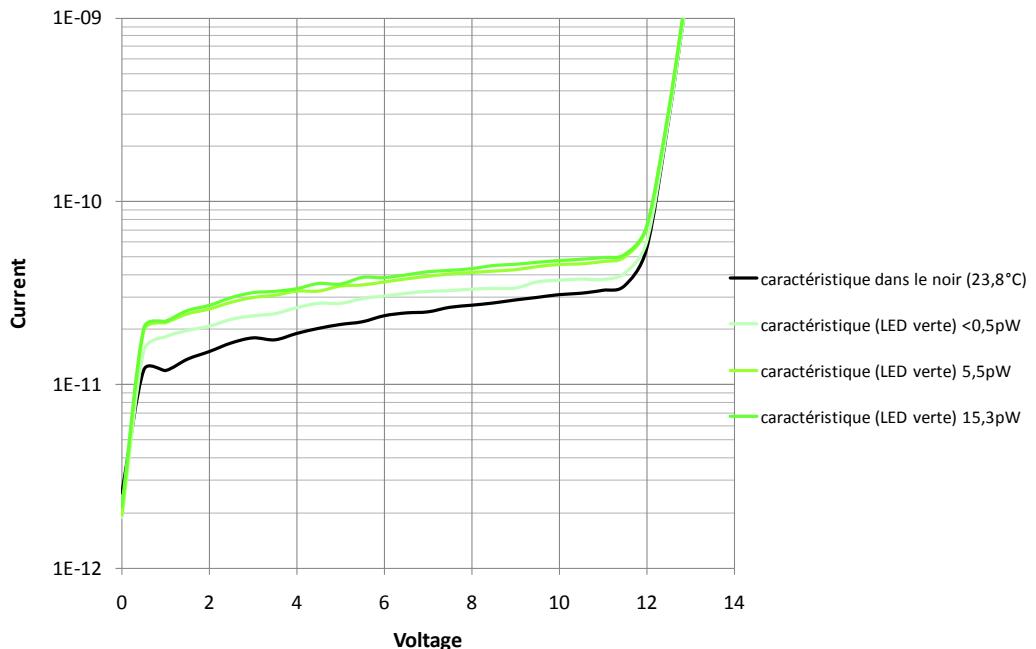
Tableau 4-7 : les valeurs utilisées pour la sensibilité aux faibles flux lumineux.

Une courbe de sensibilité correspondant à ces valeurs est donnée sur le Graphique 4-31.



Graphique 4-31 : la sensibilité à la longueur d'onde Verte aux faibles flux lumineux.

Un zoom sur la zone qui montre la différence entre la courbe mesurée dans le noir et les autres courbes avec des niveaux de courant plus importants est donné sur le Graphique 4-32.

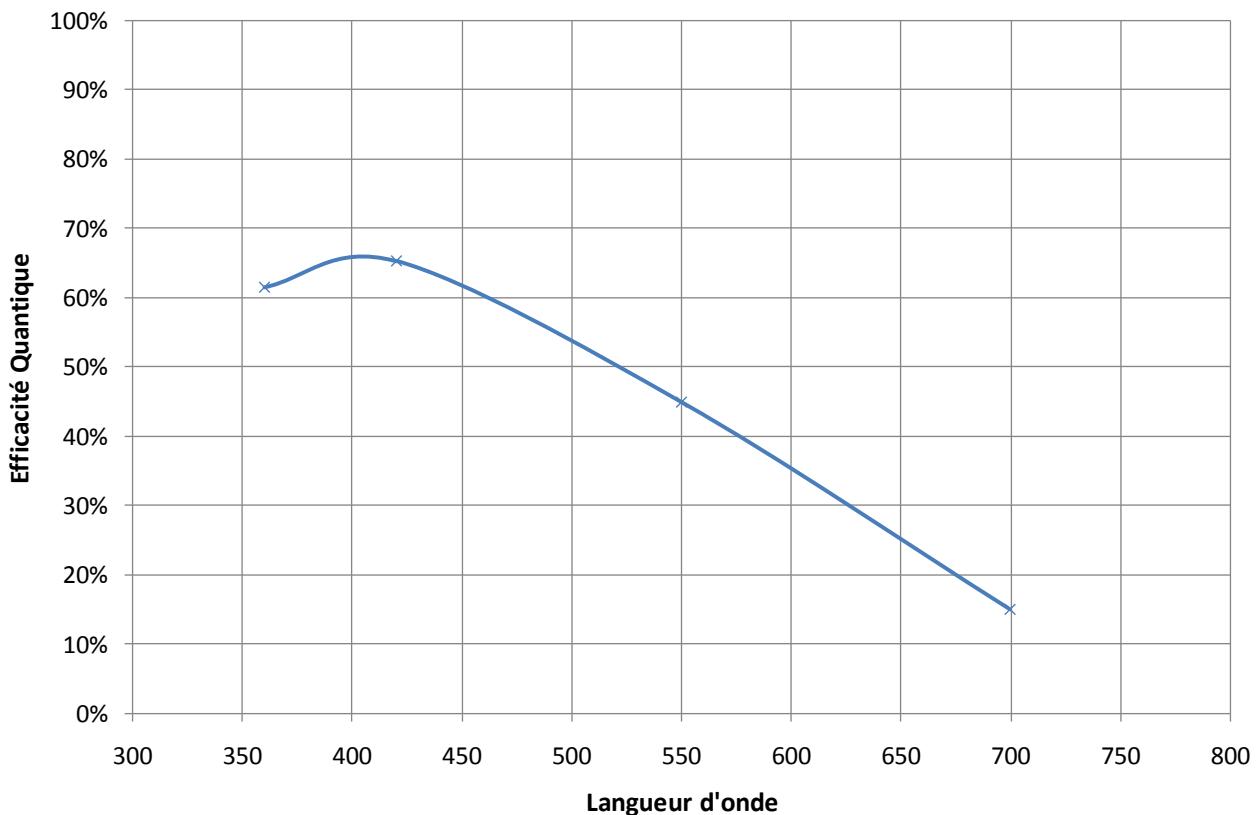


Graphique 4-32 : zoom sur la partie principale montrant la sensibilité aux faibles flux.

4.2.4 La réponse spectrale

L'ensemble de mesures effectuées en lumière à l'aide du banc de test (cf. Figure 4-9) a permis d'avoir les résultats montrés ci-dessus (cf. Paragraphe 4.2.3).

Ces différentes mesures peuvent être synthétisées de la manière suivante (Graphique 4-33).



Graphique 4-33 : la réponse spectrale d'une APD-Geiger de 40μm de côté.

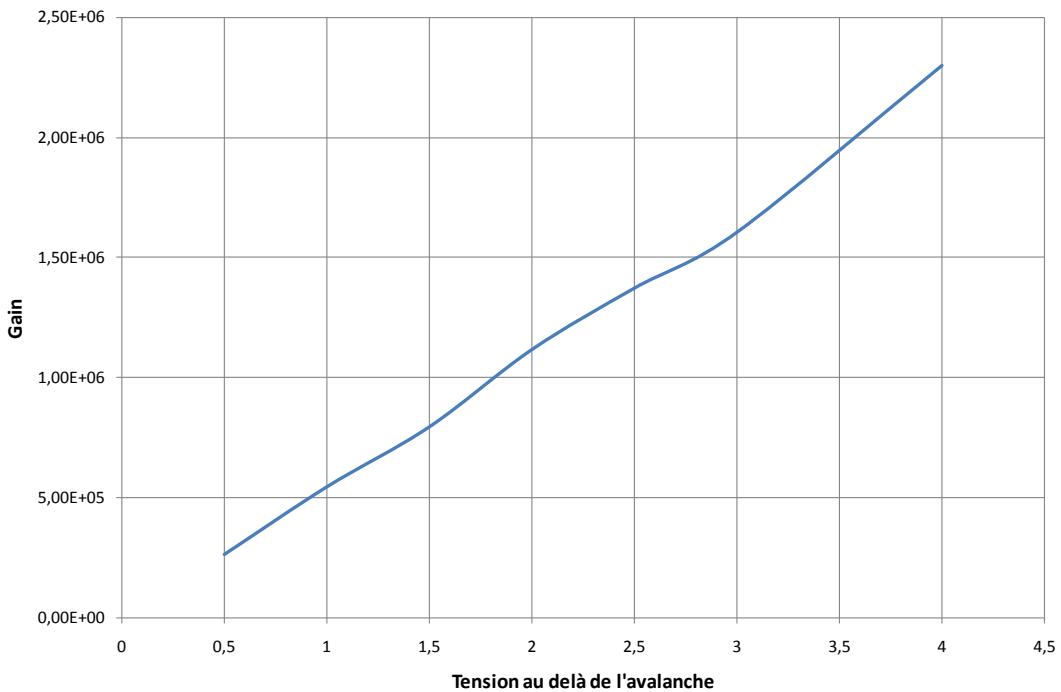
Comme on l'a vu ci-dessus, ces mesures ont été particulièrement délicates, à cause de la valeur très élevée des résistances intégrées. Le graphe ci-dessus (Graphique 4-33) n'est donc entaché d'incertitude, et ne s'appuie que sur 4 points de mesure. Cependant, il permet de valider les simulations qui ont permis de définir le procédé adapté à cette réponse fréquentielle.

4.2.5 Le gain obtenu

Nous avons déjà vu dans le chapitre n°2 (Équation 2-19) que le gain peut être déterminé avec la formule :

$\Delta V = V_{pol} - V_{br}$, C la Capacité de la jonction et q la charge d'un électron.

Avec $C = 86\text{fF}$ et $\Delta V = 2\text{V}$ on obtient un gain de $1,1 \cdot 10^6 \text{e}^-/\text{photon}$.



Graphique 4-34 : le gain de nos photodiodes en mode Geiger à 20°C.

On a mesuré le gain que l'on peut obtenir sur nos photodiodes à 20°C voir le Graphique 4-34. Le nombre d'électrons créés dans la zone de charge d'espace à 20°C varie entre 10^5 et 10^7 suivant le diamètre de la photodiode utilisée et la polarisation qui lui est appliquée.

4.2.6 La coïncidence entre les APD

La coïncidence est un moyen très efficace pour arriver à diminuer considérablement les niveaux de bruits de ces détecteurs. La coïncidence entre un ou plusieurs détecteurs peut être très intéressante dans certaines applications (mesure de la lumière Tcherenkov), elle consiste à ne prendre en compte que les impulsions qui arrivent simultanément sur deux détecteurs (dans un même intervalle de temps). L'inconvénient principal est qu'il faut au moins deux photons pour avoir une coïncidence, et qu'il y a toujours un risque de perdre de l'information dans le cas des très faibles flux lumineux, qui ne donneraient pas de coïncidences.

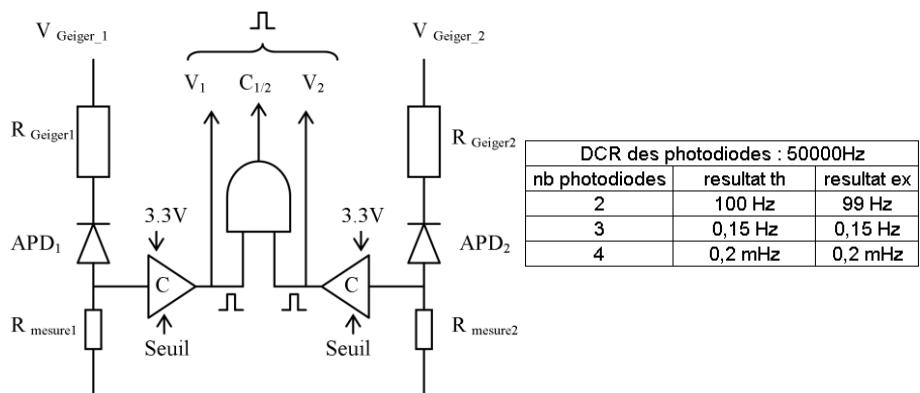


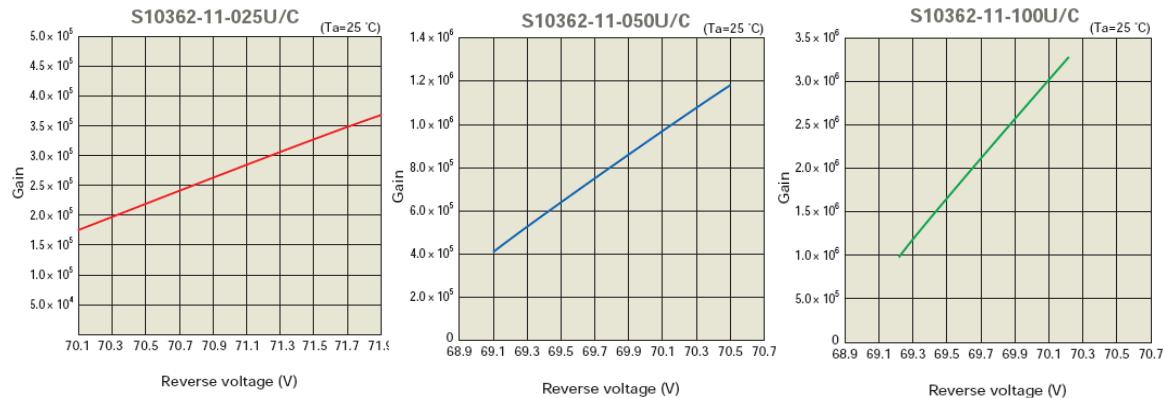
Figure 4-10 : montage électrique utilisé pour faire la coïncidence, et résultats obtenus.

Les résultats obtenus par ces calculs sont assez proches de la réalité malgré les approximations et les hypothèses prises en compte assez éloignées de la réalité physique. On constate que la coïncidence entre deux photodiodes réduit considérablement le bruit thermique, et pourrait dans certaine application être un moyen efficace de détection du signal. Il y a évidemment d'autres moyens de réduire le bruit, comme par exemple la température.

4.2.7 Comparaison des caractéristiques dynamiques avec les données de la littérature.

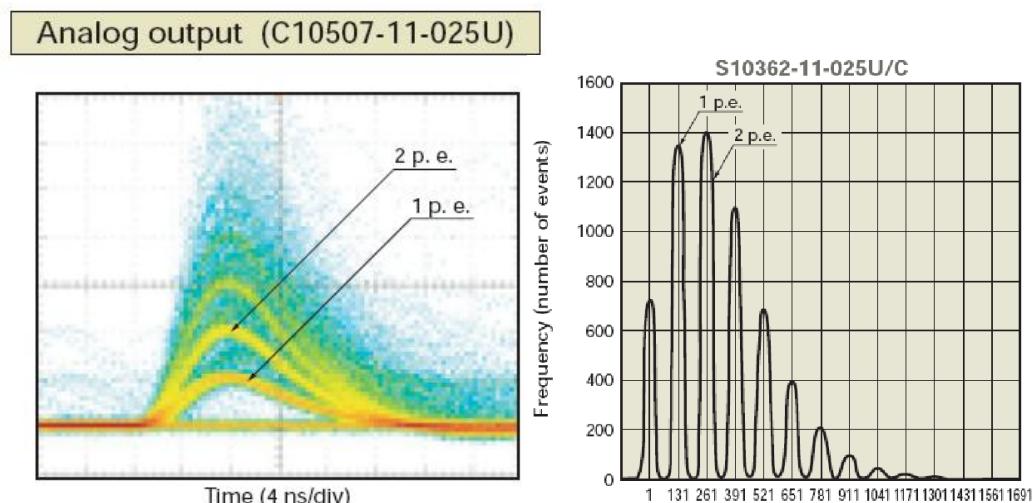
- Comparaison du gain.

Hamamatsu présente sur son site les trois courbes de gain de leurs trois SiPM : Graphique 4-35.



Graphique 4-35 : le gain expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.

Ces courbes de gains pourraient être calculées avec la formule, mais pour avoir une plus grande précision, Hamamatsu utilise la même méthode que pour calculer le gain d'un photomultiplicateur, voir Graphique 4-36.



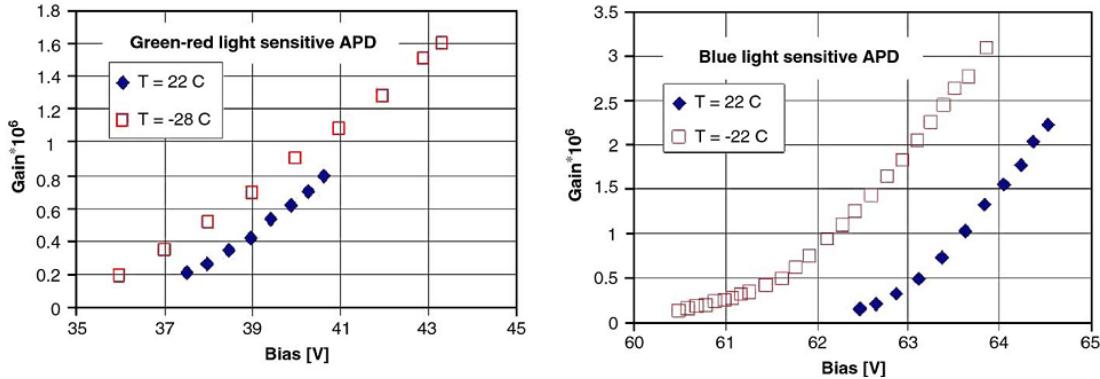
Graphique 4-36 : les courbes dynamiques temporelles en sortie du SiPM (à gauche) et la distribution des impulsions sur une charge de 50 ohms, avec 1 canal = 1mV (à droite) Vpol=71,0V.

Avec le Graphique 4-36 on note les informations suivantes :

- Le nombre de canaux entre deux pics est : 130
 - La capacité, la résistance, et le temps mort : $40fF * 250\ 000\ k\Omega = 10\text{ns}$
 - La charge d'un canal est de : $0,382\ fC/\text{channel}$
 - Le gain :
- $$G = \frac{130 \times 0,382 \cdot 10^{-15}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 3 \cdot 10^5$$

Nous allons présenter dans ce paragraphe les dernières performances obtenues (2008) par les dispositifs, développés par « Centre of Perspective Technologies and Apparatus (CPTA) in

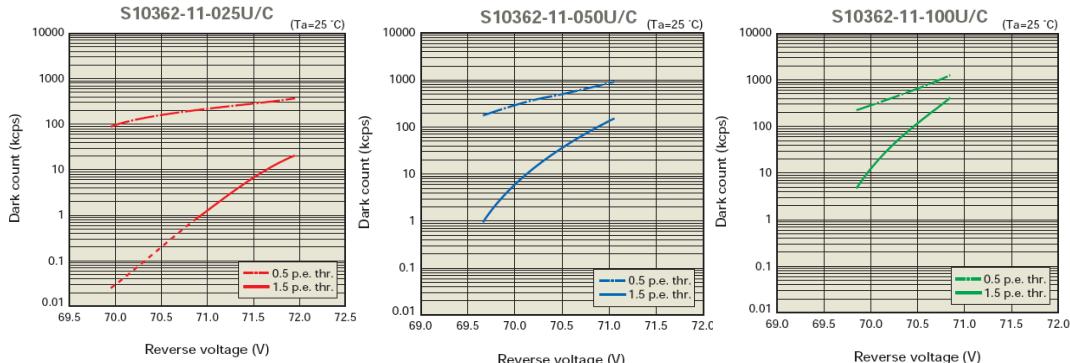
« Moscow » et présentés dans l'article (103). Deux structures bien différentes sont présentées : GR-APD et BL-APD (104), (105), (106).



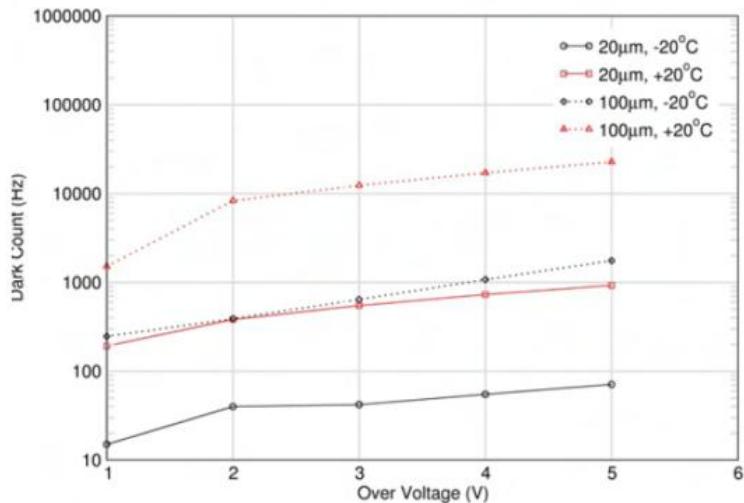
Graphique 4-37 : présentation du gain des dispositifs CPTA.

- Comparaison du déclenchement thermique :

Hamamatsu présente sur son site les trois courbes de gain de leurs trois SiPM : Graphique 4-35.



Graphique 4-38 : le déclenchement thermique expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.



Graphique 4-39 : le déclenchement thermique expérimental des photodiodes de SensL.

On constate que le déclenchement thermique (« Dark Count Rate ») de dispositif industriel a été très optimisé pour avoir des valeurs très faibles. Pour une photodiode de 40 μm de diamètre à 20°C et polarisée 2V au delà de l'avalanche, SensL annonce : 300Hz.

4.3 Le fonctionnement matriciel

4.3.1 L'homogénéité des dispositifs

Un SiPM est un détecteur de lumière fonctionnant au delà du potentiel d'avalanche dans le régime dit Geiger. La tension d'avalanche est un paramètre à maîtriser parfaitement. Dans les paragraphes précédents, nous avons contrôlé la tension de claquage de nos photodiodes (12V) et trouvé une variation possible de $\pm 300\text{mV}$. Néanmoins ces tests n'ont été réalisés que sur une dizaine voire une cinquantaine de photodiodes. Un SiPM est composé d'un grand nombre de photodiodes, d'une centaine à plusieurs milliers de cellules, avec une résistance de « Quenching » par photodiode. Les photodiodes étant toutes en parallèle, le courant de fuite est la somme de tous les courants de fuite de chaque photodiode. La photodiode avec la tension de claquage la plus petite dominera la caractéristique statique. Un SiPM ayant une caractéristique statique avec un courant de fuite anormalement élevé ou une tension de claquage anormalement faible, nous renseigne instantanément sur un non fonctionnement en mode Geiger.

Les premiers tests réalisés, l'ont été sur un imageur formé de $8*8=64$ petits SiPM. Chaque SiPM est formé de $10*10$ cellules (photodiode de $30\mu\text{m}$) voir Figure 4-11. La surface active de l'ensemble est de 45%.

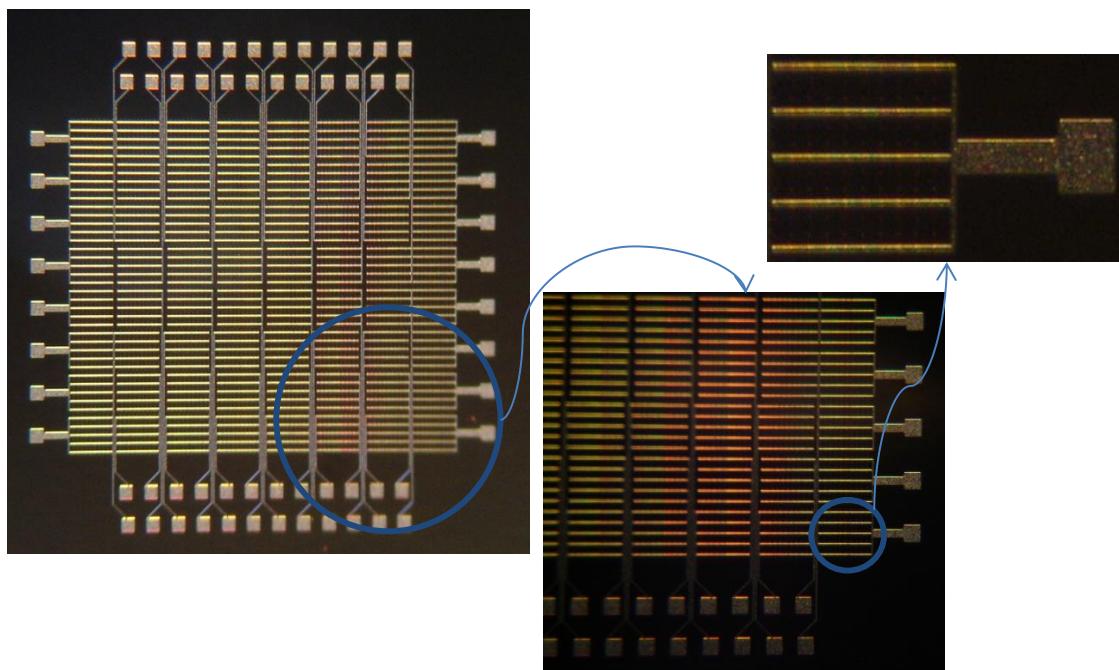


Figure 4-11 : photo d'un imageur composé de $8 \times 8 = 64$ SiPM avec un SiPM de 100 cellules.

Chaque SiPM est testé individuellement, en traçant la caractéristique statique. Le bruit statique est de 275pA pour une matrice de 100 photodiodes. Ce qui donne $2,75\text{pA}$ par photodiode. C'est un courant de fuite de surface normal pour une photodiode de $30\mu\text{m}$. On mesure une variation de la tension de claquage à un courant de $20\mu\text{A}$, et on trouve une variation possible de 400mV . La tension de claquage pour cet imageur est donc de $(12,3\text{V} \pm 0,2\text{V})$.

4.3.2 Les caractéristiques des SiPMs

Nous avons ici polarisé un SiPM de 484 cellules. Une cellule de ce SiPM est une photodiode de $30\mu\text{m}$ de côté fonctionnant dans le régime Geiger. Les caractéristiques de ces petits SiPM sont présentées Figure 4-12. L'amplitude d'une impulsion « simple » est de 5mV . L'impulsion ayant une amplitude double est une interaction indésirable entre deux photodiodes que l'on appelle « Cross

talk ». Ces impulsions sont observées aux bornes d'une résistance de 50Ω . Le bruit électronique de lecture est représenté par la répartition autour de 3.5mV.

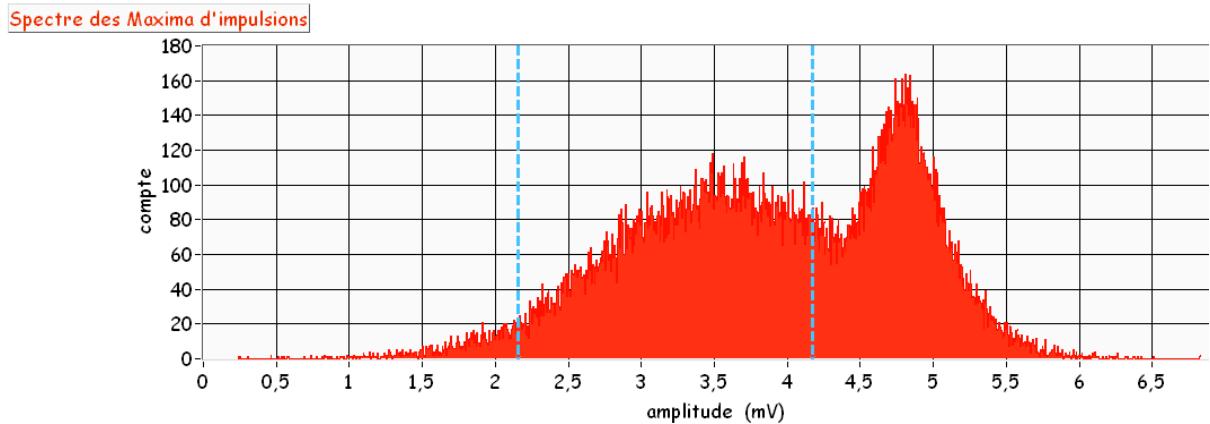


Figure 4-12 : caractéristiques dynamiques de nos SiPM (8*8 photodiodes) avec le bruit de lecture et 1PE.

Les impulsions représentant 1PE (le pic de 5mV) sont effectuées dans le noir (sans excitation lumineuse).

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats expérimentaux de caractérisation de nos dispositifs et les avons comparés aux meilleurs dispositifs émergents à ce jour dans les laboratoires et les industriels. Nous avons mis au point une méthode, permettant une caractérisation complète, pas à pas, des dispositifs, du mode statique au mode dynamique, tout en vérifiant la conformité aux simulations SILVACO, et au modèle initial.

Dans le mode statique nous avons mesuré le courant de fuite inverse. Ce courant de fuite, proche du picoampère à 20°C pour une photodiode de 20µm de diamètre, a été contrôlé sur une dizaine de photodiodes. Nous avons utilisé cinq tailles de photodiodes différentes 12, 30, 40, 50 et 80µm de diamètre pour identifier l'origine du courant de fuite, dans le but d'optimiser ce paramètre pour une future production. Nous avons conclu à un courant de fuite majoritaire, de surface. Nous avons mesuré les différentes tensions de claquage des jonctions, et également l'homogénéité de la tension de claquage des photodiodes complètes, et sur la totalité du substrat. Nous évaluons la tension de claquage à 12V avec une variation possible de $\pm 300\text{mV}$ suivant la localisation (centre ou périphérie) sur le substrat. Ce qui peut engendrer une variation du gain plus ou moins importante suivant la taille de la photodiode. Cette variation de tension est conforme avec la variation de résistivité initiale, mesurée sur les plaques vierges. Cette homogénéité de tension de claquage doit être améliorée dans les futurs procédés technologiques tout en gardant une meilleure durée de vie. Ceci nous donne un sérieux avantage dans la course à l'imagerie rapide et sensible. L'influence de la température a été contrôlée, le courant de fuite mesuré à 6V (indépendant de la température) est divisé par 2 pour une baisse de 8°C, et la tension de claquage diminue de 8mV pour une diminution de 1°C, ce qui est pratiquement identique aux dispositifs de Hamamatsu et également à la théorie de la physique du semi-conducteur. Nous avons toutefois mis en évidence un modèle de la résistivité en fonction du dopage de polysilicium pour le rendre résistif. Nous avons obtenu des valeurs de la résistance de Quenching pour les photodiodes, les SiPM et les imageurs qui ont été calculées afin d'avoir une résistance entre 100kΩ et 250kΩ. Pour finir le mode statique, nous avons mesuré les capacités des photodiodes, dans le but de prédire le gain en mode Geiger.

Mais à côté de ces résultats positifs, il reste encore un point à améliorer :

- Le temps de réponse des diodes est limité par la grande valeur de la résistance de volume. Celle-ci est due à la résistivité importante du substrat choisi, mais ce choix avait été imposé par la volonté d'avoir une grande durée de vie, et donc un faible comptage d'obscurité. Ce compromis peut certainement être optimisé, grâce à l'expérience acquise.

Chapitre 5 : **LES APPLICATIONS.**

Introduction

Les chapitres précédents ont montré que nous avions le potentiel pour maîtriser la technologie des APD-Geiger, et de l'appliquer pour produire toutes sortes de configurations, en tailles (10 à 100µm), formes (carrés, ronds...), configuration (diodes simples, SiPM (matrices de diodes) ou matrice de SiPM). Nous avons également vu ce que produisaient les deux principaux intervenants industriels (Hamamatsu et SensL) et quelques autres. A ce stade se pose la question, déjà abordée dans l'introduction de ce mémoire : que peut-on faire de ces composants, ont-ils un intérêt scientifique ou commercial, dans quels domaines, et avec quels avantages et inconvénients par rapport aux détecteurs classiques que sont les photomultiplicateurs. Autrement dit le travail accompli pour ce mémoire, et l'investissement humain et financier qui l'a accompagné, va-t-il trouver sa justification ? Nous en sommes heureusement convaincus, de même que les fabricants présents sur le marché (puisque ces composants sont maintenant en vente) ; c'est ce que nous allons exposer dans ce chapitre.

Nous passerons d'abord en revue rapidement les utilisations habituelles des photomultiplicateurs, puis nous verrons ce que proposent les fournisseurs du marché dans le domaine Geiger. Nous verrons l'ensemble des applications que l'on peut envisager. Enfin nous nous attarderons sur trois applications particulières :

- la première, dans le domaine de la biologie cellulaire
- la seconde, dans le domaine médical, plus précisément en onco-dermatologie : c'est le projet EXPLODERM
- enfin, en astrophysique THE, qui est bien évidemment l'application privilégiée dans notre environnement des Sciences de l'Univers. C'est le projet CHERPIC. Nous décrirons aussi à ce niveau une expérience préliminaire effectuée fin 2006 au Pic du Midi ;

5.1 Les applications de la détection classique : Applications courantes des photomultiplicateurs

Comme il a été dit à diverses reprises, nous sommes encore dans un monde industriel et scientifique où le photomultiplicateur est roi, et à juste titre d'ailleurs. C'est un composant à la technologie éprouvée depuis plus d'une trentaine d'années, d'un coût abordable, et qui répond aux besoins en termes de sensibilité et de vitesse. Ses inconvénients pourraient être sa fragilité, son encombrement, sa sensibilité aux champs magnétiques, et les précautions d'utilisation (hautes tensions, protection contre l'éblouissement). Nous verrons dans l'application en astronomie comment on peut en fait réduire singulièrement les coûts.

Nous avons vu qu'il ne restait aujourd'hui dans le monde qu'un seul grand fabricant de photomultiplicateurs, couvrant 98% du marché : le Japonais Hamamatsu. Dans quels domaines ces PMT sont-ils utilisés : voici par exemple un extrait du site Web de Photonis il y a un an, juste avant qu'ils n'abandonnent le marché des PMT :

« Photomultiplier tubes, also called phototubes in the past, are operating with a very high incorporated gain as well as reasonable quantum efficiency. This type of light detector with incorporated electron multiplier are used in detectors of nuclear medical imaging systems such as scintillation cameras (also called gamma camera) and positron emission tomography (also called PET). Such devices are also used in many industrial applications requiring low light level sensors such as Scintillation counting, oil well logging, drum scanner, biomedical technologies, fluorescence Lifetime, measurement system, semiconductor processing and failure Analysis.

Many scientific fields also require this type of detectors such as high energy physics, nuclear and neutron physics, neutrino physics, telescopes. In some cases where a large number of channels is needed as well as compacity, multichannel, multianode or multipixel photomultiplier tubes are used ».

Si l'on examine le détail du marché, du moins ce que les constructeurs mettent à disposition, on s'aperçoit qu'en fait, l'essentiel de ce marché est dans le domaine de la santé. Par exemple, une gamma caméra médicale incorpore des dizaines de PMT, et le système à un coût approchant le million d'euros, avec une résolution spatiale centimétrique. Nous verrons plus loin les gains que permettrait le passage à la technologie solide.

Voici également ce que de son côté SensL annonce :

Applications of SiPM:

- Nuclear Medicine
- Environmental Monitoring
- Nuclear Radiation Detection
- Homeland Security
- High Energy Physics
- X-Ray Detection
- Fluorescence Spectrometry
- Fluorescence Imaging

« SensL's Position Sensitive / Multi-Anode Silicon Photomultiplier Array (SPMArray) is the first commercially available, solid-state, large array detector based on silicon photomultiplier

technology. The SPMArray will be of particular interest to developers of detector systems for applications such as PET, Gamma Camera, and Radiation Detection for medical and security purposes and to those working with fluorescence applications requiring very sensitive detector arrays ».

Le tableau suivant dresse donc un panorama de ces applications, certainement non exhaustif :

| Biologie | Physique |
|---|--|
| <ul style="list-style-type: none"> – Spectroscope par corrélation de photons <ul style="list-style-type: none"> – La microscopie confocale – Mesure de la durée de vie de fluorescence – Spectroscopie de corrélation fluorescente – Capteurs biologiques, capteurs chimiques <ul style="list-style-type: none"> – Instrumentation Scientifique – Cytométrie de flux – Électrophorèse capillaire – Imagerie FRET – Détection de molécule unique – La détection d'armes biologiques | <ul style="list-style-type: none"> – Détection des radiations – La détection de particules <ul style="list-style-type: none"> – Astronomie – Optique Adaptative – Instrumentation Scientifique |
| Telecom | |
| Astrophysique | |
| Médecine nucléaire | |
| <ul style="list-style-type: none"> – La surveillance de l'environnement – Médecine nucléaire rayonnement (PET) <ul style="list-style-type: none"> – Détection Rayons X | <ul style="list-style-type: none"> – Recherche de neutrinos – Rayonnement cosmique |
| Autre | |
| <ul style="list-style-type: none"> – LIDAR – Rélectométrie – Le calibrage de particules | |

Tableau 5-1 : les domaines d'utilisations des compteurs de photons.

Comme on le devine, en termes de marché, le domaine médical est prépondérant, et l'offre en PMT est suffisante. Mais nous allons examiner ci-dessous deux domaines applications utilisant des PMT.

5.1.1 Les applications astrophysiques actuelles à PMT

Les expériences courantes cherchent à détecter, soit des rayonnements gamma THE (HESS, MAGIC, VERITAS...), soit la présence de neutrinos. Dans tous les cas, les détecteurs sont des matrices de PMT, et les encombrements sont énormes (par exemple, la caméra de HESS-2 est un cube de 2m de côté, pesant près de 3 tonnes, pour seulement 2000 PMT), et les coûts sont de l'ordre de dizaines de millions d'euros.

Pour les expériences astrophysiques futures, la voie technologique actuellement retenue reste très classique. Des solutions de remplacement des PM traditionnels sont à l'étude, mais toujours avec la technologie des tubes à vide, parfois en utilisant des PM hybrides : dans ceux-ci, les photons sont convertis par une photocathode en électrons, puis ces photoélectrons sont accélérés sous quelques dizaines de kV jusqu'à un multiplicateur à semi-conducteur. Plusieurs types de multiplicateurs d'électrons sont possibles pour les PM hybrides (Figure 5-1) : soit une APD, soit une diode Silicium ou bien un scintillateur suivi d'un PM de lecture (comme dans l'expérience BAIKAL). Les

performances (réponse en électron unique et fluctuation de temps de transit) des PM hybrides sont généralement meilleures que celles des PM standards.

En revanche leur coût sera plus élevé. Le rendement quantique restera faible en raison de la photocathode toujours à 25%. L'impossibilité de réaliser des imageurs à haute densité de pixels et la sensibilité aux champs magnétique demeure.

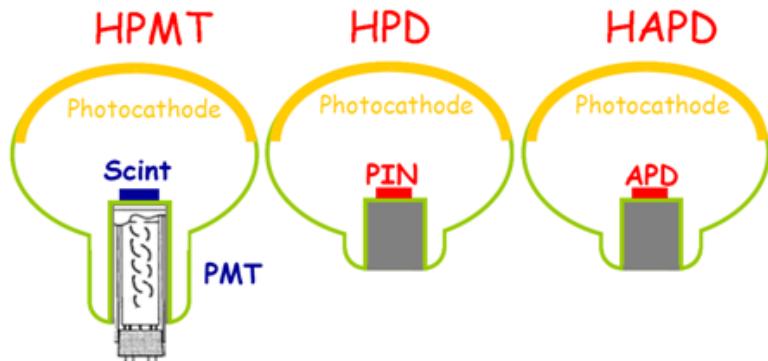


Figure 5-1 : HPMT: PM hybride dont le multiplicateur est fait à partir d'un scintillateur suivi d'un PM. HPD (hybride photodiode) utilise une diode au silicium comme structure multiplicatrice. HAPD utilise une APD (avalanche photodiode) pour multiplicateur.

5.1.2 Les applications en Biologie moléculaire

L'activité photonique des molécules est un élément très important pour la caractérisation des mécanismes biochimiques. Elle prend essentiellement deux formes :

Cas (i) : La fluorescence, qui peut être définie comme la signature photonique d'un milieu biologique après excitation qui peut être aussi photonique. L'excitation amène les atomes qui composent les milieux dans un état excité. A l'arrêt de l'excitation les atomes retrouvent leur état d'équilibre naturel en échangeant l'énergie acquise avec le milieu environnant, en particulier par émission de photons dont le nombre, la répartition temporelle, et la longueur d'onde, caractérisent le milieu. Ces émissions de fluorescence sont donc très variables d'un milieu à l'autre, mais de manière générale, compte tenu de la volonté de réduire les quantités de matières testées, il faut utiliser des détecteurs très sensibles.

- pour le cas extrême où l'on va mesurer quelques 10^3 photons par seconde dans les mêmes conditions, les photomultiplicateurs sont utilisés.
- pour le cas où l'on veut mesurer un flux lumineux compris entre 10^3 et 10^4 photons par seconde sur une surface lumineuse inférieure à $200\mu\text{m}$, une photodiode à avalanche avec un fonctionnement normal peut être utilisée.
- pour des intensités de rayonnement plus élevées, on a tendance aujourd'hui à utiliser des détecteurs CCD matriciels qui permettent de recueillir aussi une image du milieu. Les avancées en imagerie CCD et le développement de sondes fluorescentes appropriées permettent aujourd'hui de visualiser des protéines fluorescentes dans des cellules vivantes au sein même d'organes ou d'embryons vivants et de les étudier au cours du temps, à condition que la vitesse et la sensibilité du détecteur le permettent.

Cas (ii) : La luminescence qui est le résultat d'émissions spontanées du milieu : En effet, certaines réactions biochimiques très caractéristiques peuvent s'accompagner d'émission de photons. Le phénomène est très peu intense, (quelques photons par seconde et par millimètre carré) et nécessite des détecteurs très sensibles, à ce jour des photomultiplicateurs éventuellement refroidis pour

limiter le bruit : on est dans le domaine du comptage de photons où les dispositifs SiPM qui font l'objet de ce travail peuvent jouer un rôle particulièrement utile.

5.2 Les Applications envisageables grâce à la technologie GEIGER

Nous allons décrire ci-dessous trois applications de la technologie Geiger dans trois domaines complètement différents, dans lesquels nous avons une forte implication. Ces trois projets sont dans des états de réalisation variables, que nous indiquerons. Les lignes qui suivent sont adaptées des textes qui ont été soumis à diverses instances pour obtenir des financements correspondants. On trouvera donc parfois quelques redites.

5.2.1 En Biologie : Expérience de retour de fluorescence après photo aveuglement (FRAP)-Détection à haute sensibilité d'intensités de fluorescence

Les laboratoires de biologie Toulousains (IPBS, CBD, etc..) et le LAAS avec lesquels nous avons développé ces études, et bien sûr le CESR, sont très intéressés pour des travaux de caractérisation de molécules biologiques ou de cellules (Exemple IPBS) et le LAAS est davantage concerné par la conception de biopuces, pour faire des analyses ou des diagnostics.

En biologie et principalement dans les études des composants membranaires, lipides et protéines, il est important d'avoir une compréhension dynamique des phénomènes biologiques qui ont lieu. Ce qui nous intéresse tout particulièrement est la compréhension des mécanismes qui font qu'un signal externe à une cellule passe la membrane plasmique pour induire une réponse cellulaire.

Connaître de manière précise la dynamique de mouvement des lipides et protéines dans le plan de la membrane plasmique permet une meilleure compréhension des fonctionnements de ces entités.

Une approche pour mesurer la dynamique de diffusion est la mesure de FRAP (Fluorescence Recovery After Photobleaching). La mesure se fait sous microscope optique. Un échantillon est marqué avec des molécules fluorescentes. A un instant donné la fluorescence est éteinte (Photobleaching) dans une zone définie et la réapparition de la fluorescence dans cette zone (provenant des zones adjacentes non éteintes) renseigne sur la vitesse de diffusion des molécules marquées.

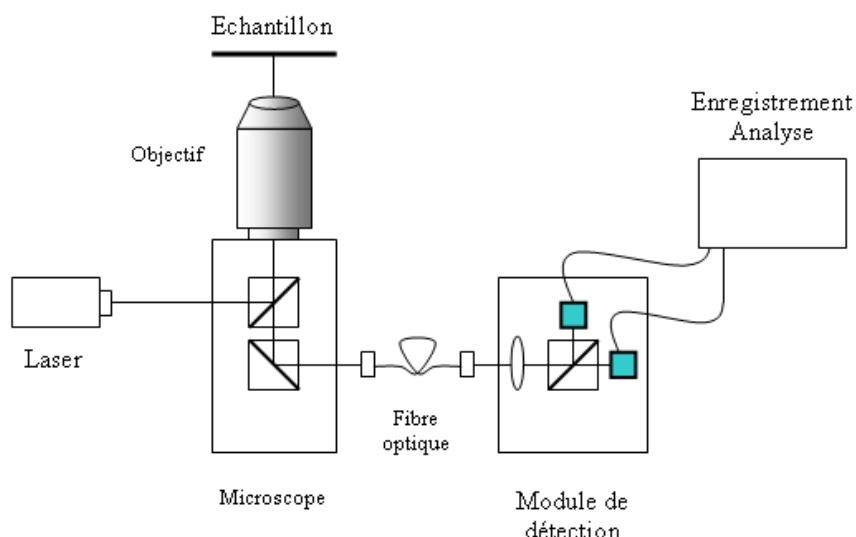


Figure 5-2 : Le FRAP.

Cette expérience est classiquement réalisée en suivant une seule population de molécules marquées avec un seul type de marqueur fluorescent. Le montage sous microscope utilise un laser pour l'illumination et la photo dégradation. La détection de fluorescence au cours du temps se fait actuellement à l'aide d'un PMT.

Une évolution expérimentale d'intérêt dans cette expérience de FRAP serait de pouvoir suivre non pas une mais deux populations de molécules fluorescentes marquées à l'aide de traceurs fluorescents distincts en longueurs d'ondes d'excitation et d'émission. Il serait possible de suivre ainsi dans une même expérience deux types de molécules et de visualiser si les termes de dynamique de diffusions sont les mêmes ou non.

Une autre évolution expérimentale importante serait l'amélioration de la sensibilité de détection par rapport à un PMT. En effet il est classique que lorsqu'on utilise ces détecteurs de fluorescence on soit obligé de marquer les membranes avec des quantités de marqueurs fluorescents qui ne sont plus compatibles avec les systèmes biologiques mais indispensables pour la détection des signaux.

Des mesures avec des APD normales ont été déjà réalisées (107), mais des mesures avec des APD-Geiger permet d'avoir un très grand gain de sensibilité.

On voit donc qu'ici, une solution technique utilisant deux APD Geiger serait bien adaptée. Il s'agit en effet de réaliser des comptages de photons sur deux voies, comme indiqué sur le schéma ci-dessus.

Le prototype de ce détecteur double est en cours de réalisation. La société Microtec a déjà réalisé, à l'aide des premières diodes qui ont été validées, un système de comptage, stabilisé en température, et avec un seuil réglable. Le logiciel de pilotage a déjà été développé. Il suffira d'ajouter la deuxième voie pour répondre aux besoins exprimés par les biologistes du FRAP. Les derniers choix à faire concerteront la taille et la forme des diodes retenues, pour qu'elles correspondent au mieux aux objets qui seront examinés sous microscope.

Notons que ce projet est aujourd'hui technologiquement abouti, et en cours de qualification par les biologistes.

5.2.2 Les applications médicales : EXPLODERM

En réponse à un appel d'offre du Pôle de compétitivité Cancer-Bio-Santé, nous avons élaboré un projet d'imageur Geiger. Ce projet a déjà reçu sa labellisation, et une demande de financement a été déposée auprès du Fonds Unique Interministériel. Nous en présentons l'essentiel ci-après.

Des mesures très préliminaires, que nous jugeons aujourd'hui insuffisamment fiables ont montré l'existence d'émissions de *photons* du domaine du visible par le corps humain. Ce type d'émission a été appelé « BIOPHOTONS ». Diverses explications ont été avancées quant à leur origine ; et on a pu lire que ces émissions seraient beaucoup plus actives au niveau de cellules précancéreuses, en raison de leur métabolisme exacerbé. Mais qu'en est-il vraiment ?

Le projet EXPLODERM se fixe donc 2 objectifs :

- Notre peau émet-elle vraiment de la lumière ? De quelle *nature spectrale* ?
- Si nous montrons que la réponse est positive, il faudra identifier le type de cellule émettrice, puis déterminer les corrélations possibles entre ce rayonnement et l'état pathologique du patient. On pourrait peut-être ainsi détecter des émissions de pré-mélanome, ce qui permettrait de donner plus de chance de succès aux traitements, et permettre une avancée conséquente en onco-dermatologie. Mais au-delà, c'est aussi un nouveau monde d'exploration, avec peut-être des phénomènes encore inconnus, que l'on pourrait découvrir. Notre interface naturelle avec le monde extérieur étant la peau, l'exploration fine de celle-ci serait la clé vers ce domaine. Et au-delà, le type d'imageur

que nous proposons de développer permettrait d'explorer également le domaine du « petit animal », ce qui constituera une retombée secondaire du projet.

Les mesures anciennes publiées ont été faites à l'aide de *photomultiplicateurs*. Ce composant est très sensible, mais sa taille centimétrique ne permet aucune imagerie. Au contraire, nous ferons appel à de nouvelles technologies de notre conception, dans le domaine de la micro-électronique, pour développer une *imagerie photonique*. Ce projet n'est pas sans risque, car les difficultés technologiques que nous savons devoir affronter ne sont pas négligeables. C'est pourquoi nous adopterons une stratégie conditionnelle pour ces étapes cruciales, destinées à valider d'abord l'hypothèse de cette *émissivité* naturelle de la peau. La corrélation entre cette émissivité et les états pathologiques des sujets, se fera ensuite en collaboration avec les cliniciens. Enfin, le partenariat mis en place ici, tant académique qu'industriel, mettra en jeu toutes ces compétences complémentaires pour ouvrir les verrous que nous avons identifiés. Sous réserve de ces conditions, ce projet ira jusqu'à la fabrication de prototypes pré-industrialisés, et la définition des besoins pour la certification et le début de la commercialisation.

Notons aussi dans ce préambule que ce projet a pour originalité de ne pas être porté par de grands groupes, mais par un partenariat collaboratif d'équipes de recherche académiques et de PME de petites tailles, régionales, mais avec un potentiel de croissance important si ce projet répond à nos espoirs.

Enfin, ce projet n'est pas né *ex nihilo*. En effet, pour développer des capteurs de *photons de très haute énergie pour l'astrophysique*, le LAAS et le CESR ont établi il y a plusieurs années un accord de collaboration. C'est dans ce cadre que les prototypes de ces capteurs ont été conçus, grâce en particulier au soutien du Conseil Régional Midi-Pyrénées ; nous nous proposons d'appliquer maintenant cette nouvelle technologie au monde du vivant, et tout d'abord au niveau dermatologique.

Les lignes qui suivent vont présenter l'architecture de l'appareillage que nous comptons porter sur le marché, et qui sera développé selon plusieurs variantes.

Il s'agit donc d'un « imageur hautes performances ». Pour faire une image, on utilise aujourd'hui une *caméra CCD (ou CMOS)*, présente pour moins de 100€ dans le moindre appareil photo numérique, avec plusieurs *Mégapixels*. L'inconvénient est double : la sensibilité n'est pas très élevée (mais est améliorée pour des systèmes amplifiés EM-CCD) ; la vitesse reste modeste en raison du temps de lecture (quelques dizaines de Hz). Un PMT aura une sensibilité bien meilleure (permettant le comptage de photons), mais ne permet pas vraiment de faire de l'imagerie (un télescope gamma THE, par exemple HESS, réalise des images de 2048 pixels, en quelques μ s, mais au prix de quelques dizaines de M€ !

Au cœur de notre dispositif, il y a d'abord une photodiode à avalanche polarisée en inverse. Sous une polarisation normale, son gain va être d'une centaine de fois. Mais si la tension à ses bornes augmente jusqu'à un seuil dit « Geiger », ce gain va croître et peut atteindre plusieurs millions. C'est un régime métastable dangereux, et potentiellement destructeur pour la diode. Cependant, l'adjonction en série d'une résistance d'une centaine de $k\Omega$ permet de contrôler ce courant d'avalanche. Le schéma de base est illustré ci-dessous, comme circuit élémentaire de détection ; après passage par un *comparateur* pour fixer un seuil de sensibilité, on obtient une impulsion de comptage. Donc, l'arrivée d'un photon visible sur la face d'entrée se traduira par une impulsion en sortie.

Mais la très grande sensibilité est aussi accompagnée d'un défaut : l'agitation thermique au niveau du réseau cristallin du silicium va aussi générer des impulsions parasites indiscernables des impulsions photoniques, entraînant un *comptage d'obscurité*. Un abaissement de 8°C de la température permet néanmoins de diviser par 2 ce bruit. La maîtrise de la température du détecteur

est donc un paramètre important. Ce circuit de base a donc été intégré sur silicium, et a fait l'objet de plusieurs lots de fabrication, dans la Centrale de Technologie du LAAS, où ils ont été testés et caractérisés. Des diodes de 10 à 100 μm ont été réalisées. Le premier schéma ci-dessous montre le circuit de base permettant le comptage de photons à l'aide d'une diode polarisée en inverse en mode Geiger.

Les impulsions de sortie mises en forme sont ensuite comptées dans une mémoire ouverte pendant un intervalle de temps choisi. A partir de ces prototypes, nous avons pu concevoir l'architecture d'une ligne d'un imageur à 2048 pixels, comme illustré par le deuxième schéma ci-dessous.

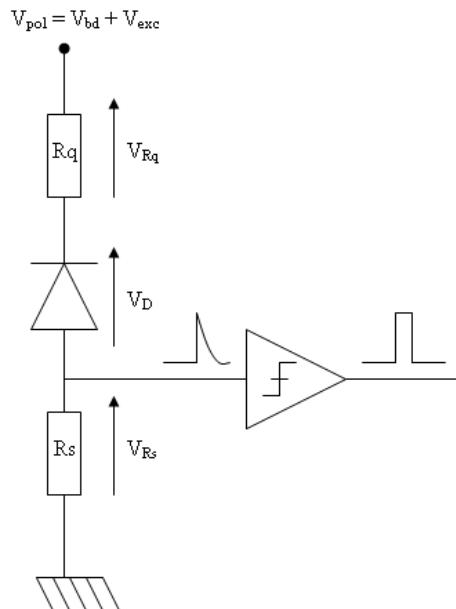


Figure 5-3 : le circuit utilisé pour les APD-Geiger.

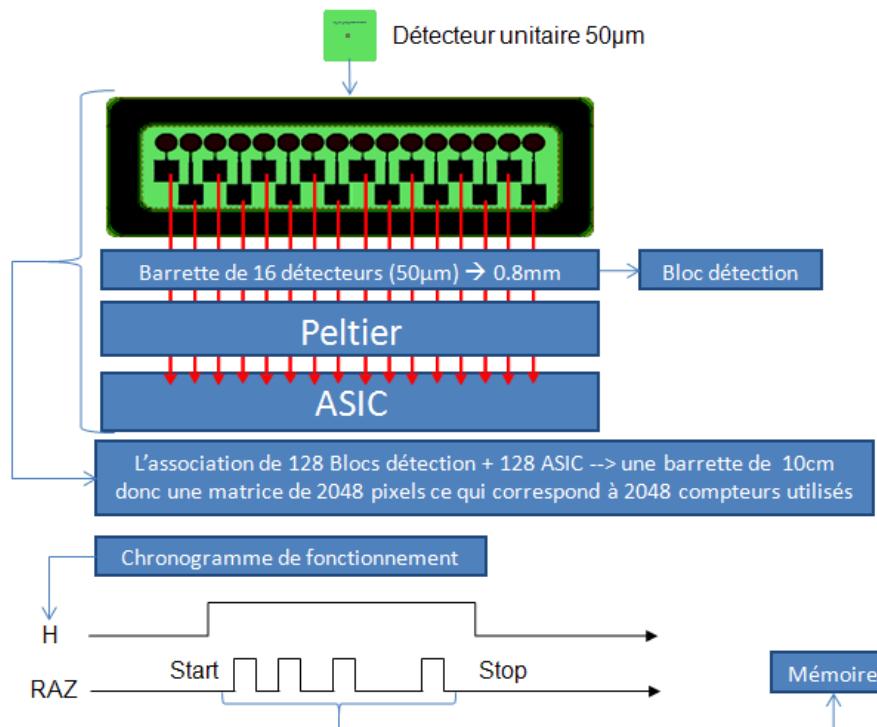


Figure 5-4 : le système complet de lecture et traitement des données.

Nous prenons une dimension de $50\mu\text{m}$ pour la cellule de base. 16 de ces cellules constituent une barrette élémentaire, physiquement associée à un bloc *Peltier* pour contrôler et abaisser la température. Les signaux de sortie sont traités par un *ASIC* dédié, qui gère tous les signaux.

Pour réaliser une mesure, une horloge déclenche le comptage pour un temps donné, puis en fin de cycle, stoppe le comptage et envoie ces valeurs vers une unité de traitement. Avec un bloc à 16 diodes, il suffit d'en associer 128 pour obtenir une barrette de 2048 pixels, dont la dimension sera d'une dizaine de cm. Finalement, on réalise l'image finale soit en déplaçant linéairement la barrette au dessus de l'objet, à travers une optique photo adaptée, soit par le balayage d'un miroir oscillant. Ces dimensions seront les plus probables, mais des variantes à tailles adaptées à des applications spécifiques seront facilement réalisables.

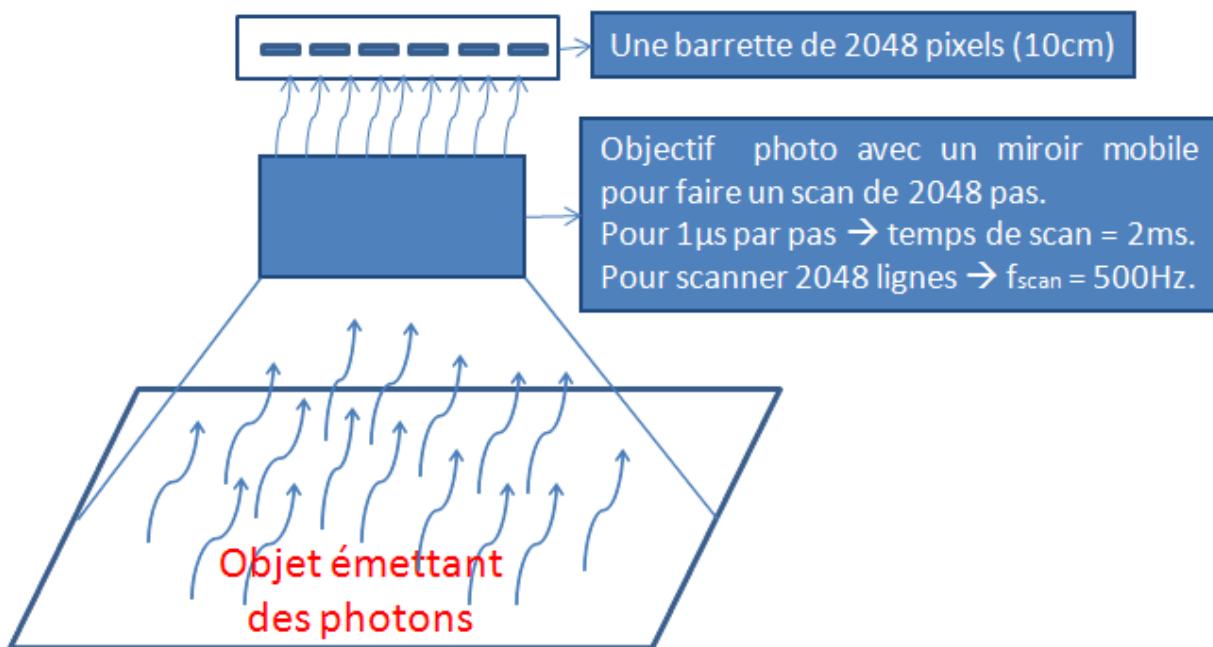


Figure 5-5 : aperçu d'une manip pour la détection des photons.

On pourrait ainsi réaliser une image complète en 2ms, mais ce temps sera ajustable en fonction des flux de photons à observer. Mais il faut être prudent dans ce domaine, comme l'illustre le graphe ci-dessous.

On y voit les zones de comptage permises selon l'amplitude du comptage d'obscurité. Gardons à l'esprit que 1 photon/s correspond à 10^{-18} W , et que les domaines d'application seront à examiner à l'aide de ce graphe. Nous y avons fait figurer 3 types d'applications possibles :

- zone de FRAP (fluorescence induite).
- zone calcium, par exemple en biologie du développement ; niveaux correspondant à des luminescences spontanées.
- zone photonique, où l'on peut envisager des comptages de photons uniques, mais toujours en prenant en compte la limitation du comptage d'obscurité.

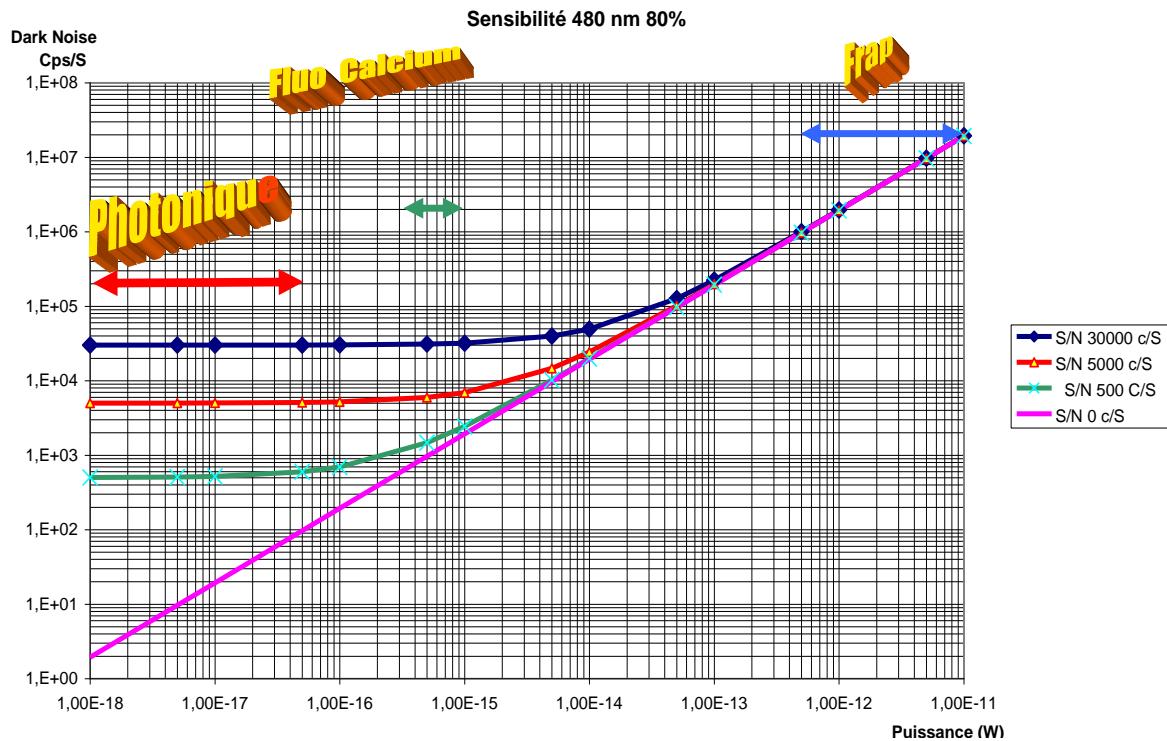


Figure 5-6 : la sensibilité suivant les domaines de détection.

Les verrous technologiques :

Pour terminer ce point de faisabilité technique, notons quelques difficultés potentielles auxquelles nous avons déjà réfléchi.

- le comptage d'obscurité est un des facteurs le plus limitant. Mais pour l'abaisser, nous avons prévu d'une part, de diminuer la température de fonctionnement (mais pas trop en raison du problème de condensation) ; nous utiliserons par ailleurs des *wafers* (plaquettes Silicium) triées de haute qualité, ayant de très longues durées de vie (la production de comptages parasites en sera fortement réduite).
- le problème de la connectique : il y a beaucoup de signaux (2048) à faire passer dans peu d'espace.
- l'ASIC à réaliser devra intégrer à la fois des fonctions analogiques et numériques.
- il y aura beaucoup de voies, et des signaux d'entrée faibles. Il faudra donc un soin particulier en ce qui concerne la *CEM* (Compatibilité Electromagnétique).
- dans une deuxième phase du projet, l'imageur sera synchronisé avec un système d'éclairage susceptible d'induire une fluorescence. En effet, un nouveau champ d'exploration dermatologique pourrait être l'étude clinique de ces fluorescences dermiques induites, et donc peut-être un nouvel outil d'aide au diagnostic. Ceci entraînera des difficultés mécaniques supplémentaires, mais nous avons déjà mené une étude de ce développement.

Il est vraisemblable que de nouveaux écueils apparaîtront au fil des travaux, mais les compétences rassemblées ici, et la richesse de la sous-traitance régionale, où nous avons déjà de nombreux contacts, permettront de les surmonter.

5.2.3 Applications en astrophysique THE : CHERPIC (Astronomie CHERenkov au PIC du Midi)

Parallèlement au projet médical, nous avons également élaboré un projet de démonstrateur de télescope Cerenkov, devant être installé au Pic du Midi. Une expérience préliminaire a été conduite en 2006 et a validé le concept (82).

5.2.3.1 Mesure du rayonnement cosmique au Pic du Midi

Un système comportant 5 APD polarisées en mode Geiger a été installé au foyer d'un petit télescope de 60cm. Les signaux issus de 5 discriminateurs réglables ont été mis en coïncidence d'ordre 2 à 5. Puis ce taux de coïncidence a été mesuré de la verticale à l'horizontale. Compte-tenu de la largeur des impulsions, et de leur fréquence, une analyse statistique permet de déterminer le taux des fortuites.

Les résultats complets obtenus par application de la loi équiprobable sont reportés dans le tableau récapitulatif donné ci-dessous (Tableau 5-2) :

| | Coïncidence parasite théorique | Coïncidence parasite obtenue |
|---|--------------------------------|------------------------------|
| 2 | 74 Hz | 73 Hz |
| 3 | 0,09 Hz (5 par minutes) | 0,09 Hz (5 à la minute) |
| 4 | 0,1 mHz (0,36 par heure) | 0,1 mHz (0,36 à l'heure) |
| 5 | 0,0001 mHz (3 par ans) | non mesurable |

Tableau 5-2 : Tableau récapitulatif des coïncidences attendues et obtenu dans le noir.

Après validation de notre appareillage au sol, en salle obscure, nous avons donc pris quelques mesures en ambiance astronomique, en utilisant le télescope T60. A partir des taux de coïncidences attendus, on voit bien qu'au-delà d'une coïncidence triple, les comptages ne peuvent être attribués qu'à des événements cosmiques, car les coïncidences fortuites (celles dues aux déclenchements thermiques) sont très rares.

Nous avons donc utilisé un système à cinq voies avec les coïncidences doubles, triples, quadruples, et la coïncidence quintuple. Les comptages observées sont donc dus aux diverses composantes du rayonnement cosmique (pions, muons, électrons...).

Cependant, remonter à un spectre absolu est très difficile avec notre instrument « artisanal », car les efficacités de conversion seraient très longues à établir, bien que l'on sache que l'indice spectral soit de -2,7 (voir Annexe A et B). Heureusement, on peut faire une mesure relative de la distribution angulaire en fonction de l'angle zénithal, qui doit varier comme le cosinus au carré de cet angle zénithal.

Nous avons donc fait une série de mesures, en normalisant au comptage mesuré à la verticale. Les résultats des mesures sont présentés ci-dessous :

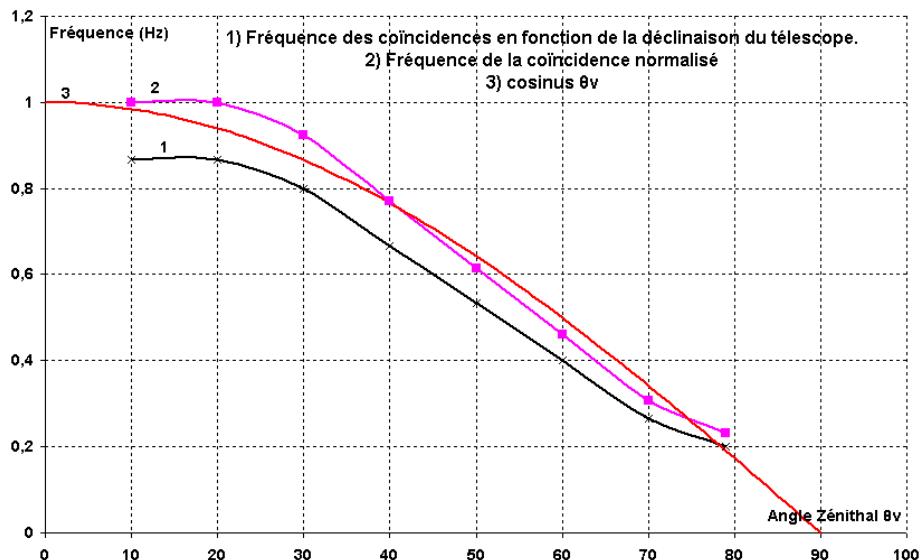
L'angle zénithal de visée (symbole θ_v) est une mesure angulaire (en degrés) par rapport à la verticale (zénith) (la direction directement vers le haut correspondant à 0° et l'horizon à 90°).

Lieu : Pic du midi du Bigorre

Température : 6°C

Altitude : 2877 m

Jour : 16 Décembre 2006 : 0H00 à 5H00 AM



Graphique 5-1 : Flash de lumière enregistré par le système.

Cette courbe (Graphique 5-1), suit très bien la variation attendue. On peut donc en conclure que, même avec des moyens très faibles, on peut valider le principe d'une mesure de rayonnement Cerenkov à l'aide de dispositifs Geiger (82).

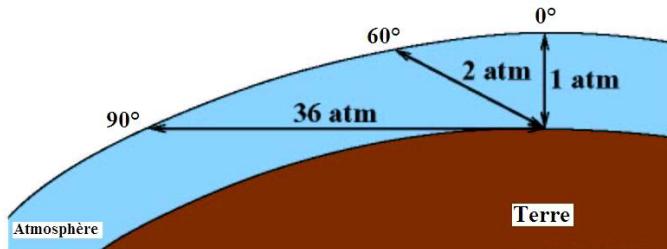


Figure 5-7 : Profondeur d'atmosphère traversée par les gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux de 0, 60 et 90 °. Une atmosphère équivaut à peu près à 1000 g.cm^{-2} .

5.2.3.2 CHERPIC : Mesure en astrophysique des très hautes énergies (de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV)

Après l'essai concluant de 2006, un projet de télescope THE GEIGER a été développé et présenté au Conseil Régional Midi-Pyrénées, qui l'a accepté et financé. Nous sommes ici dans le domaine de l'astronomie THE, avec des expériences comme HESS et MAGIC. A ces énergies, les flux de rayonnements sont très faibles, et on ne peut pas les mesurer dans l'espace, car la surface de détection devrait être gigantesque. Heureusement, la nature nous a fourni deux atouts. D'abord une atmosphère qui convertit les particules cosmiques de très haute énergie en une cascade particules-photons ultra-relativistes (et qui accessoirement nous protège des effets néfastes des rayonnements sur les noyaux des cellules). Ensuite, un effet de l'électrodynamique quantique, l'effet Cerenkov, qui à son tour va se traduire par ce bref flash de lumière dont nous parlons depuis l'introduction de ce mémoire (et que nous pensons avoir observé dans notre démonstrateur au Pic du Midi).

Comment pourrait-on améliorer la conception de la prochaine génération de télescopes, avec un rapport coût/gain scientifique notablement amélioré ? Nous sommes en effet dans la phase de définition de la prochaine génération, nommée CTA (Cerenkov Telescope Array). Il s'agit de développer un réseau mondial, et des groupes de travail réfléchissent aux futurs détecteurs, types de réseau, types de miroir, etc. L'option par défaut choisie pour le détecteur est le PMT, puisque cette technologie, y compris la chaîne électronique, est déjà bien maîtrisée.

Dans une première phase, en prenant l'exemple de Hess, il serait très facile de substituer un « PM à SiPM » à un PM classique. Un tel PM-SiPM est facile à réaliser. Un SiPM a une dimension de l'ordre du mm, alors qu'un PM de Hess fait un pouce de diamètre, pour une longueur, avec son convertisseur, de 25cm. Le schéma ci-dessous illustre le parallèle entre les deux montages. En haut, le montage à PMT, diamètre un pouce, comportant le PMT, son convertisseur fournissant 1000V, et sa connectique.

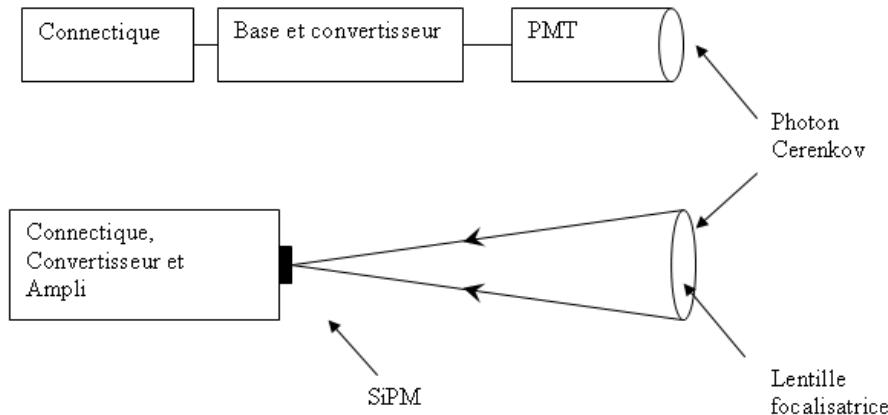


Figure 5-8 : Remplacement d'un PM par un SiPM.

En-dessous, le montage à SiPM, avec une lentille à focale adaptée, d'une part au diamètre de l'ensemble (1 pouce), d'autre part à la taille du SiPM. On pourrait ainsi substituer directement dans la caméra un tel PM solide à un PMT, la mécanique et la connectique étant conçues compatibles.

Que constaterait un utilisateur habitué aux PMT ?

D'abord, un gain en efficacité quantique (de 0.25 à 0.6 ou 0.7). Ensuite, grâce à l'excellente résolution du SiPM, on pourrait relever le seuil à 3 ou 4 photoélectrons (PE) ce qui permettrait d'améliorer la réjection du bruit de fond. Ce travail de conception a déjà été réalisé, des tests ont déjà été effectués. La substitution PMT-SiPM peut donc avoir un intérêt scientifique et technique. Mais si l'on en restait à ce niveau, ce serait une amélioration bien maigre. Le gain financier lui-même serait modeste. Comment aller bien plus loin ?

5.2.3.3 Vers un CTA-Geiger : CHERPIC

N'oublions pas que la maîtrise de la technologie de fabrication nous ouvre les portes d'une véritable intégration. Jusqu'ici, le leitmotiv des tenants du PMT pour CTA était « no fancy technology », ce qui est compréhensible du point de vue de la fiabilité, mais dommageable pour l'innovation. Si l'on veut aller vers cette voie, il faut donc proposer un système qui ouvre un verrou technologique.

Voici donc le projet que nous allons soumettre à la communauté CTA, que nous nommons CHERPIC, car il s'agit de mettre en place un démonstrateur de télescope Cherenkov.

Nous avons réalisé divers échantillons de SiPM, dont des matrices 8X8. Ce bloc de 64 éléments sera notre module de base. Sa dimension sera de l'ordre du cm², et les 64 photodéTECTEURS seront quasiment jointifs, surtout avec une structure de base hexagonale.

Il faut associer à ces détecteurs une électronique front-end. L'IN2P3 a développé des ASIC à 8 voies pour PMT, puis pour SiPM. Il est envisagé dans une nouvelle collaboration d'adapter un ASIC spécifique à 64 voies à notre module de base. Cet ASIC intègrerait également les trois fonctions de l'électronique de HESS mentionnées ci-dessus. Un tel module aurait donc un volume de l'ordre du litre.

Construire une caméra complète reviendrait à rassembler 8X8 de ces modules, ce qui donnerait une caméra à 4096 pixels pesant une cinquantaine de Kg, à comparer aux plus de deux tonnes de HESS-II.

Le coût de HESS-II est pour la plus grande partie liée à sa mécanique très lourde, en raison du poids de la caméra. Avec une caméra légère, on pourrait drastiquement abaisser ce coût, surtout si de surcroit on étudie une structure composite. Ce bilan financier reste à faire, mais tout compris, on pourrait construire une caméra type HESS-II pour 1M€, et HESS-I pour 200 à 300K€.

Bien sur, il y a dans cette approche beaucoup d'approximations. Toute l'électronique n'est pas compressible, en particulier les triggers. Mais ce n'est que par cette voie de l'intégration que le monde du silicium montrera sa supériorité sur le monde des tubes à vide.

Nous reprenons ci-après les éléments du dossier accepté par le Conseil Régional malgré quelques redites :

OBJECTIFS ET CONTEXTE

On précisera en particulier le positionnement du projet dans le contexte régional national et international.

- Introduction

L'équipe portant le projet **CHERPIC** est impliquée dans les expériences d'astronomie gamma des très hautes énergies (THE, i.e. $E > 100\text{GeV}$) depuis que les premières installations ont vu le jour, sur le site de l'ancienne centrale solaire THEMIS près de Font-Romeu, au milieu des années 80. Nous avons ainsi participé aux projets français ASGAT, CELESTE, puis CAT, avant de passer au niveau international avec HESS. Nous avons ainsi accumulé de l'expérience tant dans le domaine expérimental que dans celui de l'acquisition et de l'interprétation des données.

L'instrumentation nécessaire était développée à partir d'un type de capteur unique, le photomultiplicateur. Mais le dernier-né, HESS-II, atteint une taille (et surtout un coût) impressionnante. Nous avons donc cherché depuis quelques années une voie permettant une certaine miniaturisation, sans nuire aux qualités de la mesure. Cette voie, nous l'avons trouvée dans les photodiodes à avalanche polarisée en mode Geiger, et c'est le concept et la réalisation d'un télescope THE s'appuyant sur cette nouvelle technologie qui est au cœur de **CHERPIC**.

- Contexte scientifique :

Aujourd'hui, l'astronomie gamma à très haute énergie a acquis ses lettres de noblesse grâce aux résultats de l'expérience HESS. Installée en Namibie, l'expérience comporte 4 télescopes travaillant en stéréoscopie, ce qui facilite l'identification des particules. Les très nombreux résultats acquis par la collaboration (près de cent personnes) ont permis d'explorer divers types de sources, tant galactiques qu'extragalactiques pour la première fois à ces énergies « <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/> ».

Un télescope tel Hess-I a une surface collectrice de 107m^2 avec une caméra emportant 960 PMT, pour un champ de vue de 5° , ce qui permet l'étude de sources étendues. Le télescope de plus récente génération, HESS-2, à la construction duquel nous participons actuellement, permettra d'abaisser le seuil en énergie autour de 50GeV , domaine encore inexploré qui permettra de faire la liaison avec les données satellite de GLAST (Observatoire Fermi). Pour atteindre ces performances, il est prévu que le réflecteur de 35m de diamètre (647m^2), de focale 30m, emportera en son foyer une caméra de 2,5 tonnes équipée de 2048 PMT. Le poids de l'ensemble devrait flirter avec les 300 tonnes, et si une caméra type HESS-1 coûtait environ 1M€, il faudra compter un bon facteur dix d'augmentation pour HESS-2.

Au-delà de ces chiffres impressionnantes, la communauté de l'astronomie gamma « Très Haute Energie (THE) » est bien entendu déjà engagée dans une réflexion sur la prochaine génération d'instruments. Ceci est au cœur du projet CTA qui vise à constituer des réseaux de télescopes, et au sein duquel des groupes de travail se sont constitués, qui réfléchissent d'une part au type de physique à explorer, d'autre part à l'instrumentation à développer, pour une mise en place vers 2012-2015. Ce travail exploratoire s'appuie cependant sur les technologies éprouvées de détecteurs que sont les photomultiplicateurs (PMT) ainsi que sur les chaînes d'acquisition associées. Ceci relève d'une approche que nous qualifierons de raisonnable, car le projet est ainsi quasiment assuré d'être techniquement couronné de succès.

On a vu ci-dessus ce qu'il en était de HESS-2. Le projet 'Cherenkov Telescope Array' sera une multiplication de télescopes type HESS, pour être honnête sans réelle avancée technologique.

C'est dans cette perspective que nous proposons une approche totalement innovante, d'abord par le choix d'une nouvelle technologie de photodétecteurs sur Silicium qui permettra, outre une amélioration des performances de détection, une sérieuse réduction du prix de revient. Comme nous le montrerons plus loin, nous souhaitons aussi que notre projet CHERPIC soit une vitrine de l'innovation à plusieurs niveaux, en particulier avec le soutien des services 'Recherche' du Conseil Régional Midi-Pyrénées. Cette innovation se retrouvera, outre le photodétecteur lui-même, en particulier au niveau de l'électronique 'front – end' (ASIC intégrés juste au niveau des photodétecteurs), du miroir (nous explorons le potentiel de miroirs type Fresnel), ainsi que de la structure de portage et de pointage (en matériaux composites instrumentés). Le but est de montrer que l'utilisation des dernières avancées technologiques permet de réaliser un instrument nettement moins cher ; ou bien, alternativement, de réaliser pour un prix similaire un instrument permettant d'aller plus loin dans la connaissance de l'Univers par des sensibilités accrues. Ceci sera alors un débat de politique scientifique au niveau des agences internationales.

Projet ambitieux donc, mais parfaitement réalisable dans un délai relativement court, grâce aux compétences rassemblées dans les laboratoires et entreprises qui se sont associés dans ce consortium. Nous sommes ici dans la dernière phase d'un travail dont les prémisses, soutenus par l'IN2P3, remontent à près de 10 ans. Mais c'est grâce à une réponse favorable à un appel d'offres du Conseil Régional Midi-Pyrénées il y a deux ans que nous avons pu passer à la phase de développement réel des composants décrits plus loin, et concevoir avec confiance ce projet CHERPIC.

- Objectifs :

Jusqu'ici, toutes les expériences Cherenkov ont donc utilisé des photomultiplicateurs. Cette technologie, ainsi que l'utilisation des chaînes d'acquisition, est bien connue et maîtrisée. Mais une alternative aux photomultiplicateurs existe: il s'agit des photodiodes à avalanche utilisées en mode Geiger, ce qui autorise des gains de l'ordre de 10⁶ à 10⁷. Les APD sont connues depuis une trentaine d'années, mais ce n'est que depuis 5 ans environ qu'une équipe russe a développé une utilisation en mode Geiger. On peut en particulier fabriquer des matrices de diodes en parallèle, que l'on nomme alors SiPM, et qui ont des performances comparables aux PMT classiques, mais avec divers avantages tels qu'encombrement, masse et consommation réduits, possibilité d'intégration en matrices, etc. La fabrication de ces SiPM est encore d'une grande complexité technologique, et leur utilisation en dehors du laboratoire reste encore très marginale. La commercialisation de composants unitaires a débuté en 2008, avec deux entreprises en pointe, SensL en Irlande et Hamamatsu au Japon. Nous avons établi, il y a 6 ans, un accord de collaboration avec le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS / CNRS), plus particulièrement avec les équipes de microélectronique. Après une longue et ingrate phase d'études, nous avons pu développer un procédé et fabriquer les premiers échantillons de diodes unitaires. Après validation menée en salle obscure, au département 'Mesures Physiques' de l'IUT Toulouse, nous avons développé une

application qui débouchera sur la conception d'un imageur à hautes performances pour l'astronomie Cherenkov. L'intérêt d'utiliser un SiPM au lieu d'un PM apparaît ci-dessous.

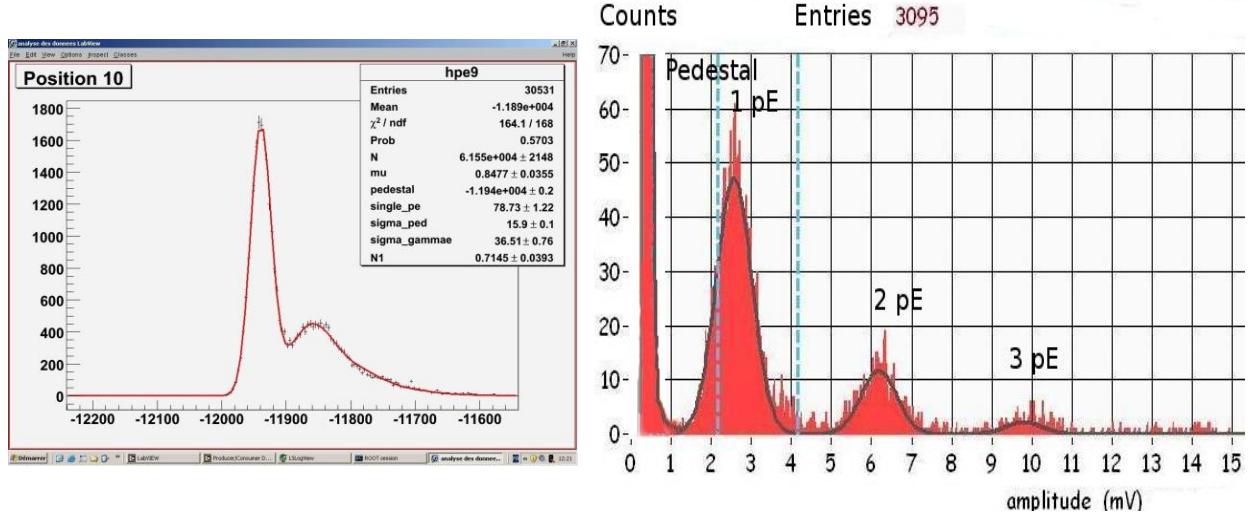


Figure 5-9 : comparaison entre le spectre d'un PM (à gauche) et celui d'un SiPM (à droite).

Pour la calibration des PMT de HESS-2, nous avons mis en place un banc de test au CESR. On voit sur le cadran de gauche la réponse d'un photomultiplicateur à une excitation lumineuse au seuil inférieur (dit à un photoélectron, PE). L'analyse d'amplitude montre un grand pic correspondant au bruit de la chaîne, et un second pic qui correspond, lui, au signal lumineux. On ne voit rien au-delà.

Pour comparaison sur le cadran de droite est présentée la réponse d'un SiPM selon le même protocole expérimental, et établi sur le même banc. La résolution est très nettement meilleure à droite, avec des pics bien séparés, des réponses obtenues avec des comptages plus faibles grâce à une meilleure sensibilité qui permettront un réglage plus fin des seuils de déclenchement, ce qui facilitera donc l'identification des particules ainsi que la réjection des signaux parasites. Les petits pics à 2 ou 3 PE correspondent aux cas, rares, où 2 ou 3 cellules du SiPM ont été impliquées lors d'un déclenchement.

Cependant, un système à PMT aura une dynamique nettement meilleure que dans ce cas de SiPM. Cela est dû au nombre limité de cellules de ceux-ci.

- Situation dans le contexte national/international :

La situation doit être considérée sur deux plans: celui du composant et celui de son utilisation en astronomie THE. Aujourd'hui, quelques rares fabricants commencent à fournir des SiPM (Hamamatsu, SensL,...) sous forme de capteurs unitaires, mais aucunement sous forme d'imageurs intégrés. Nous avons donc une position particulièrement favorable, puisqu'il n'y a pas d'autre équipe en France travaillant au développement de SiPM, et qu'au plan international, nous sommes les seuls qui travaillent sur des imageurs intégrés.

Comme indiqué précédemment, le projet CTA est –pour l'instant- parti sur l'option 'tout PM', car le concept 'SiPM' est encore jugé trop jeune et pas assez fiabilisé.

Parmi les travaux déjà réalisés, on voit ci-contre le résultat de la fabrication d'un lot de composants, avec tout d'abord le masque conçu, puis le wafer (plaquette silicium de 10cm de diamètre) après procédé de fabrication et juste avant découpe ; et enfin quelques-uns des composants produits ; celui qui est sur un support carré (à 68 broches) est un imageur 8 X 8, soit l'équivalent de 64 PM classiques ; coût approché s'il s'agissait de vrais PM : plus de 10k€. C'est la clé technologique de notre projet. La pièce de 2 centimes donne l'échelle.

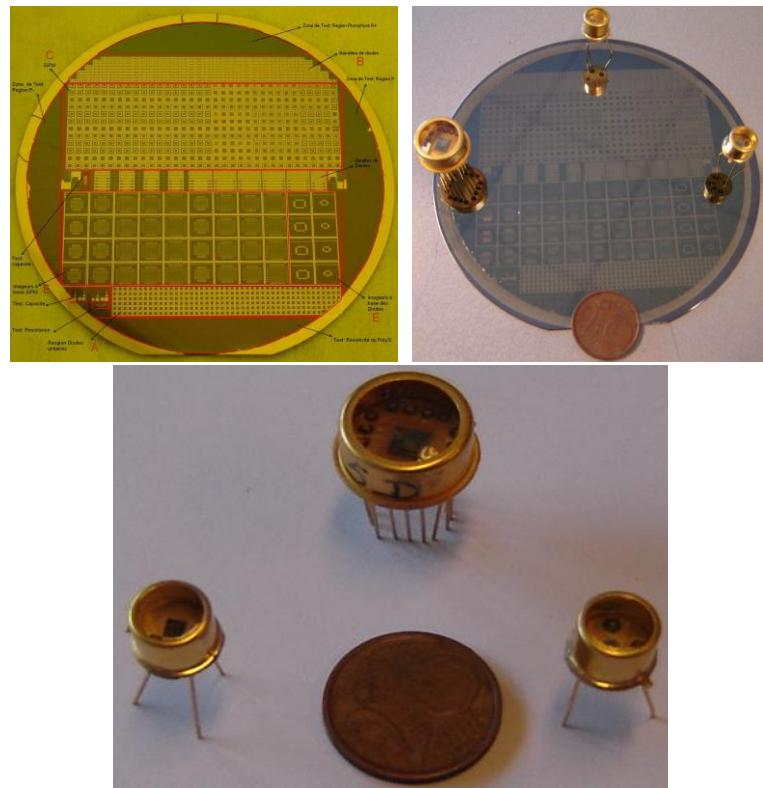


Figure 5-10 : aperçu des dispositifs réalisés.

Dans la phase actuelle de préparation du projet, nous avons eu pour souci de rechercher les points qui risquaient d'être bloquants, et où des choix technologiques/financiers devraient être faits, afin de garder l'objectif d'avoir un télescope à environ 100k€ en série. Voici ces points, si l'on admet que la fabrication du composant est maîtrisée.

- Optique de concentration :

On peut d'abord envisager un concentrateur unique, ou distribué en petits miroirs fixés sur une structure. Il semble aujourd'hui que cette dernière soit la plus simple à mettre en œuvre. Néanmoins, la taille minime du détecteur imageur implique une réflexion approfondie, en particulier au niveau du champ de vue, sur la forme du concentrateur.

L'hypothèse de l'utilisation de miroirs de type Fresnel doit également être explorée si un procédé de fabrication en série des miroirs, sur support « plastique » plutôt que verre pouvait être envisagé, afin de baisser les prix.

- Structure de support :

Elles sont habituellement métalliques, et donc lourdes. Or une collaboration sur les matériaux composites instrumentés existe depuis plusieurs années entre le LAAS, le LGMT et le CESR, concrétisée au niveau du RTRA STAE. Une utilisation de nos compétences devrait nous permettre de concevoir un support ayant une meilleure stabilité structurelle, une meilleure tenue dans le temps, et une instrumentation intégrée permettant un suivi dans le temps.

Sur le plan financier, les contacts industriels entamés indiquent un coût de fabrication assez élevé en raison de la fourniture de l'outillage. Ceci est normal pour un prototype, mais devrait être divisé par 3 ou 4 dans le cas de centaines de télescopes pour le réseau CTA.

Le projet initial prévoyait une installation au Pic du Midi. Cependant, le surcoût de génie civil nous a incité à choisir un site plus facile, suffisant pour un démonstrateur. Il s'agira du site de l'OMP de

Lannemezan (Campistrous) situé à une centaine de km de Toulouse, à 500m d'altitude, où est installé le laboratoire d'Aérologie.

5.3 Perspectives sur les imageurs

L'imagerie en mode Geiger n'existe pas à ce jour (2010) mais représente un enjeu très important dans le monde scientifique et surtout industriel. Le détecteur à réaliser peut être très différent suivant les applications. On ne peut concevoir un détecteur « imageur Geiger » qui puisse convenir à toutes les applications. Voici quelques exemples de détecteurs à développer dans le futur pour faire de « l'imagerie Geiger ». Notons que « Exploderm » est déjà un bon exemple.

- **Le détecteur : « imageur Geiger à haute densité de pixels » :**

Il réalise une acquisition de lumière pendant un temps Δt_p . L'impulsion Geiger vient incrémenter un compteur. Le contenu de chaque compteur est ensuite envoyé vers un système d'acquisition (PC). La lecture de tous les compteurs peut être réalisée, soit par transfert de compteur soit par lecture directe de chaque compteur. Le temps de pose pour l'acquisition de l'image peut être de quelques nanosecondes jusqu'à la saturation des compteurs. Le temps de lecture (pour 1 million de compteurs de 16 bits) avec un FPGA classique (100MHz) sera de $1\mu s$ à $10\mu s$. Un autre avantage est de pouvoir recommencer l'acquisition de la lumière dans d'autres compteurs avant même la fin de la lecture de tous les compteurs. Si le temps d'acquisition est égal ou supérieur au temps de lecture, on pourra avoir une acquisition en continu sans perte d'information. Les données (compteurs) peuvent être enregistrées directement dans un FPGA ou un ASIC. Si celui-ci ne le permet pas, on peut utiliser une mémoire annexe. Celle-ci devra être suffisamment rapide en lecture-écriture pour ne pas saturer le FPGA. Les Figure 5-11, et Figure 5-12 illustrent cette idée. La première version, (avec un FPGA) permet de valider le concept, mais nous limite dans le nombre de pixels. La deuxième version illustre le futur de l'imagerie Geiger haute densité.

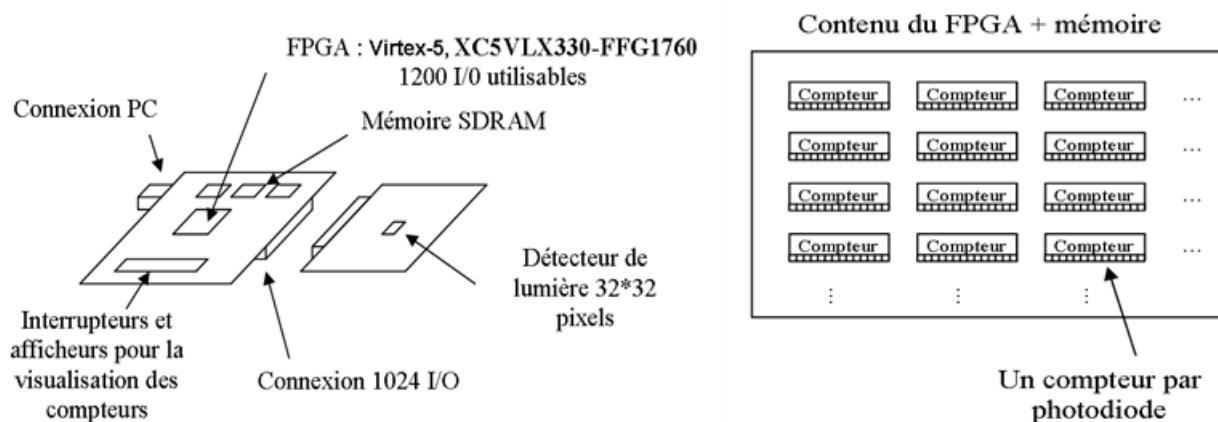


Figure 5-11 : le détecteur « imageur Geiger à haute densité de pixels » : 1^{er} version.

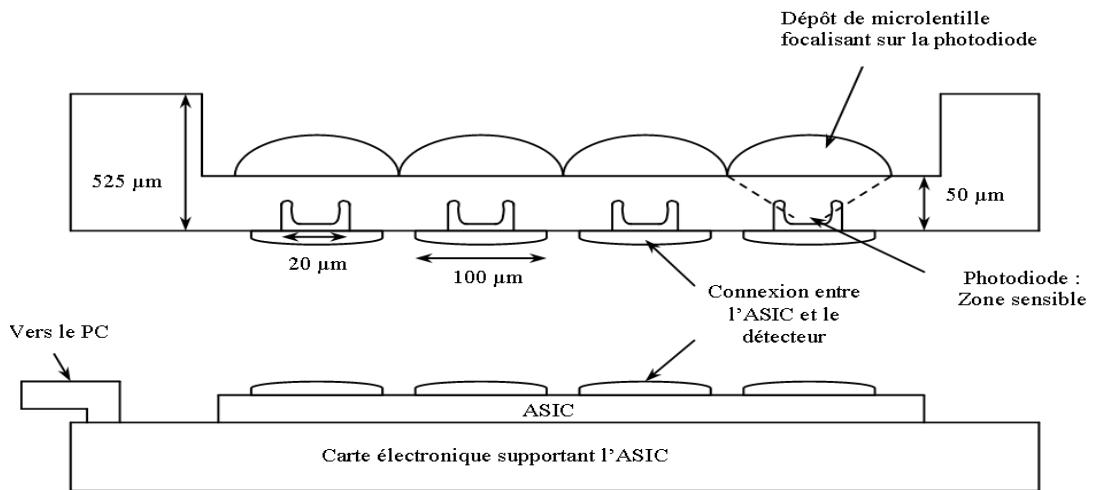


Figure 5-12 : le détecteur imageur Geiger à haute densité de pixels : 2^{ème} version.

- **Le détecteur imageur type matrice de SiPM:**

Dans le domaine de l'astrophysique on recherche à voir des événements très rapides (quelques nanosecondes) et de très faibles flux lumineux, comme par exemple le flash Tcherenkov. Le détecteur le plus adapté jusqu'à hier, était le photomultiplicateur. Aujourd'hui le détecteur silicium à effet Geiger va le remplacer progressivement. Dans le futur on va chercher à reproduire certaines expériences qui utilisaient des matrices de photomultiplicateurs par des détecteurs en matrice, sur silicium.

Ces idées sont en cours d'exploitation au travers des projets « Cherpic » et « Exploderm ».

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'aspect utilitaire de ces nouveaux composants. Nous avons pris conscience de l'impact scientifique et commercial créé par ces détecteurs. Cette nouvelle technologie sur silicium peut intervenir dans toutes les applications où il y a un photomultiplicateur et le remplacer. Les applications sont donc très vastes. La croissance de ces détecteurs est très rapide et dépassera inévitablement plus de 40 ans de développement du photomultiplicateur en quelques années, de la même façon que les écrans LCD ont remplacé les vieux tubes cathodiques à faisceaux d'électrons. Actuellement (2010) cette technologie commence à être plus performante que le PMT sur plusieurs points. Nous avons présenté trois applications : en biologie médical et astrophysique. Les avantages d'aujourd'hui et de demain, qui ont été présentés, vont sans aucun doute révolutionner ces domaines d'activités. Nous avons présenté dans ce chapitre une première expérience d'astrophysique pour la mesure de flash Cerenkov, utilisant normalement des photomultiplicateurs. Cette expérience, utilisant ces nouveaux détecteurs. Les résultats préliminaires sont prometteurs. Le remplacement des photomultiplicateurs par une technologie semi-conducteur à déjà commencé et sera testé dans une station des Pyrénées.

Conclusions et perspectives

En introduction de cette conclusion, rappelons l'objectif qui avait été résumé en conclusion de l'introduction :

- Développer un photodétecteur solide ayant une très grande sensibilité, présentant un comptage d'obscurité minimal, et un fort potentiel d'intégration en systèmes d'imagerie
- Caractériser intensivement les détecteurs produits
- Comparer les performances obtenues avec celles des photomultiplicateurs.

Pouvons-nous, au terme de ce mémoire, répondre par l'affirmative ? En ce qui concerne les deux premiers points, la réponse est incontestablement positive.

Mais rappelons tout d'abord que ce travail de thèse était motivé par la perspective de pouvoir, à terme, remplacer les photomultiplicateurs à dynodes par des dispositifs solides, sous forme de diodes Geiger ou de SiPM. Cette hypothèse nous intéresse beaucoup pour les applications en Astrophysique mais d'autres applications sont possibles notamment en biologie comme nous l'avons vu dans le chapitre 5 où il peut être utilisé comme détecteur de fluorescence et de luminescence.

L'idée du fonctionnement Geiger, dans les jonctions p/n, est connue dans son principe depuis les années 50. Mais il a fallu attendre 1998 pour voir apparaître, au niveau recherche, un dispositif multipixel, qui soit réellement attractif, permettant des détections ultimes, ayant des surfaces sensible millimétriques. Ces détecteurs sont commercialisés par Hamamatsu et SensL depuis 2008. Le dispositif est donc nouveau et fait l'objet de développements technologiques dans plusieurs pays, aux USA, au Japon, en Europe ... Le travail que nous présentons s'inscrit dans cette série d'efforts.

Ce travail a été rendu possible au travers d'une collaboration entre le CESR, le LAAS, et la société MICROTEC. Le CESR (Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements) a été le laboratoire d'accueil pour une précédente thèse réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE, entre l'entreprise MICROTEC et le CESR. Ce scénario a été reconduit pour la présente thèse. Les développements technologiques ont été réalisés dans la centrale de technologie du LAAS (Laboratoire d'Architecture et d'Analyse des Systèmes), dans le cadre d'une procédure d'accueil « projets RTB ». Le LAAS et notamment le groupe N2IS (Nano Ingénierie et Intégration des Systèmes) a contribué au développement technologique de ce travail.

Les travaux bibliographiques présentés dans le chapitre 1 font le rappel de ce qui existe déjà dans le domaine de la détection de faible flux lumineux mais aussi de technologies qui traitent l'imagerie dans un sens large. Nous y avons présenté les travaux de recherche existants dans le domaine de l'imagerie Geiger.

Nous avons exposé dans le chapitre 2 les travaux de simulations en essayant de reproduire le phénomène de multiplication par avalanche en représentant la diode par un circuit et avec les équations de la physique de semi-conducteurs. La modélisation a montré un comportement très proche du cas réel. Les différentes caractéristiques étudiées ont montré une cohérence avec celles trouvées dans la littérature ou qu'on trouve théoriquement (variation du gain en fonction de la polarisation, variation de l'allure de la tension en fonction du temps à plusieurs résistances de Quenching, variations du courant, etc.).

Dans le chapitre 3, nous avons d'abord étudié la structure qui a été réalisée dans la précédente thèse (voir thèse D. Pellion) avec une étude des ses différents avantages et inconvénients. En plus de cette étude, nous avons montré les différentes structures qui sont conçues dans d'autres laboratoires ou

même par les deux grands fabricants de ce genre de détecteurs (Hamamatsu et SensL). Cette démarche nous a permis de jauger les avantages et les inconvénients de l'existant, et a orienté nos choix technologiques.

Pour répondre à notre souci de minimiser le comptage d'obscurité, la structure que nous avons choisie s'est basée sur un choix de plaquettes de très grande durée de vie des porteurs mais aussi elle représente un avantage important pour la réalisation de l'imagerie dans ce domaine (possibilité de mixer avec la technologie CMOS). Les problèmes que nous avons rencontrés par ce choix se situent principalement sur la maîtrise de niveau de dopage (équivalent à la résistivité) dans les différentes couches réalisées (principalement les deux couches de Bore, voir chapitre 3). Certes, ces différents problèmes ont influencé les résultats que nous avons obtenus, mais le savoir-faire acquis dans cette démarche pour contourner les difficultés et surtout trouver des solutions efficaces est suffisant aujourd'hui pour avancer dans le développement des détecteurs sensibles à des faibles flux lumineux.

Il faut à ce stade dire quelques mots sur les difficultés technologiques rencontrées. Le procédé défini dans ce chapitre a été élaboré d'abord à partir de nombreuses discussions avec divers spécialistes technologues. Puis le cahier des charges a été ajusté et validé par l'équipe TEAM du LAAS. Et pourtant, la fabrication effective des composants s'est heurtée à de nombreux écueils. Certains étaient dus aux limitations des simulateurs utilisés, parfois poussés à leurs limites. D'autres étaient liés aux disponibilités des divers appareillages et personnels, compte-tenu du grand nombre de travaux menés simultanément dans la salle blanche. Il y a donc eu, au fil du procédé, qui comporte de nombreuses étapes, des pertes et des ratés, mais aussi l'acquisition progressive d'une expertise.

Dans le chapitre 4, nous avons présenté les résultats obtenus après une série de caractérisations. Les premiers résultats ont montré un problème d'incohérence quasi-complète entre les simulations effectuées et les résultats de mesures électriques. Nous avons essayé dans un second temps de régler ce problème en utilisant des paramètres moins contraignants (épaisseur d'oxyde, niveau de dopage plus faible, etc.). Les résultats de cette deuxième série ont montré des structures plus fiables (en comparaison avec les simulations) et qui ont donné lieu à des caractéristiques légèrement différentes de celles obtenues en simulations mais qui sont suffisantes pour étudier leurs comportements en mode Geiger. Simultanément, un nouveau cahier des charges s'est élaboré pour définir un prochain procédé optimisé. Mais là encore, des problèmes instrumentaux n'ont pas permis de compléter dans le temps imparti toutes les caractérisations physiques (réponse spectrale, sensibilité,...). Ce n'est pas un échec, puisque ces mesures sont simplement incomplètes (en partie en raison des retards accumulés dans le procédé de fabrication en salle blanche) mais cette situation est frustrante. Il va donc être difficile de répondre avec une grande certitude à la question du début de cette Conclusion. Néanmoins, deux points positifs sont à retenir :

- La Figure 5-8 présente un moyen simple de substituer un SiPM à un PM ; Nous avons effectué les mesures correspondantes, avec le spectre de la Figure 5-9. C'est l'une des alternatives possibles pour constituer le plan focal de Cherpic ;
- La Figure 5-9 montre la supériorité technologique du SiPM ; celui-ci montre néanmoins une dynamique inférieure, mais on peut augmenter le nombre de cellules dans la phase de conception pour y remédier.

Enfin, le chapitre n°5 présente l'aspect applicatif de ces nouveaux détecteurs : l'intérêt scientifique et commercial. Nous prenons rapidement conscience du très vaste rayon d'action de ces composants. On peut conclure en disant : « là où aujourd'hui il y a un photomultiplicateur, il y aura demain un détecteur de technologie semi-conducteur ». L'échange se fera évidemment avec des avantages et des inconvénients suivant les domaines d'applications. Mais la vraie difficulté va être de convaincre les utilisateurs de basculer d'une technologie à une autre. Il s'agit presque plus d'un

problème humain que technique. Mais c'est tout à fait envisageable. Nous avons vécu en deux à trois ans la révolution du passage du tube cathodique (un parent du photomultiplicateur) vers l'écran plat.

Ce travail de thèse a permis de maîtriser une nouvelle filière technologique permettant de réaliser des nouveaux dispositifs (SiPM et APD-Geiger) pour le comptage photonique. Dans cette thèse, nous avons beaucoup travaillé sur l'importance du paramètre définissant le bruit thermique des composants exprimé par la durée de vie des porteurs de charge dans le réseau cristallin, ce qui était au cœur de l'objectif. Nous avons donc constaté l'amélioration du comptage thermique (diminution du Dark Count Rate).

L'autre partie de l'objectif concernait le travail sur l'imagerie. Nous avons examiné plusieurs options avec plusieurs configurations possibles, qui permettront la réalisation de détecteurs à haute densité de pixels.

On pourrait donc, à la question préliminaire, répondre : OUI....MAIS...

- Oui, car les photodétecteurs à bas bruit intégrables ont bien été conçus et fabriqués...
- Non, car les performances ne sont pas tout à fait celles espérées (mais les solutions futures sont maintenant identifiées).

Avec un peu de recul, quelles perspectives cette thèse permet-elle d'envisager ? Nous croyons fermement que c'est au travers des applications industrielles que la technologie Geiger va s'imposer. Comme nous le disions quelques lignes plus haut, il y a le problème humain lié au changement ; et cette inertie est encore plus forte lorsqu'un problème économique y est lié. Prenons par exemple un PET-SCAN, appareil permettant une imagerie fonctionnelle. Le coût moyen d'un tel appareil est de l'ordre du million d'euros. Il utilise moins d'une centaine de PMT, de taille centimétrique pour réaliser ses images. Si on développait une telle caméra avec une technologie solide, le prix serait au moins divisé par deux, les images auraient une résolution dix fois meilleure, et les tumeurs pourraient être identifiées à un stade précoce de leur développement, offrant de meilleures chances de guérison : la retombée sociétale serait très importante. Mais le centre de diagnostic ayant acheté un PET-SCAN récemment est-il prêt à le remplacer avant son amortissement ?

La problématique est la même en Astronomie Cerenkov. L'utilisation d'un télescope Geiger permettrait, à coût égal, de réaliser un télescope deux à quatre fois plus grand, permettant des observations plus fines, la découverte de nouvelles sources...

C'est pourquoi nous sommes engagés, avec des partenaires industriels, dans des réalisations concrètes, directement issues des travaux présentés dans ce mémoire. A ce jour, nous avons vu que divers fabricants mettaient sur le marché des composants, qui nous ont servi de modèles, et que nous avons évalués. Le marché potentiel pour de tels imageurs est mondial. En France, aucun industriel ne travaille dans ce domaine. C'est pourquoi la Région Midi-Pyrénées est attentive, et soutient, nos travaux. Le risque industriel et commercial n'est pas négligeable, mais si nos travaux contribuaient à l'émergence d'un Pôle d'excellence, ne serait-ce pas la meilleure confirmation du choix stratégique de cette technologie ?

La question finale serait donc : « to PM » or « to SiPM » ? Aujourd'hui, il faut reconnaître qu'il n'y a pas un état de confiance suffisant pour choisir le silicium, le PM n'est pas encore mort industriellement. C'est dire l'importance de mener au succès une expérience telle que Cherpic, qui pourra alors inciter le consortium CTA, dans sa phase 2, à opter pour cette solution alternative.

Bibliographie

1. **ROSSI, Bruno.** *Cosmic Rays.* s.l. : Mc Graw-Hill, 1964.
2. **Hayakawa, Satio.** *Cosmic Rays.* New York : Wiley Interscience, 1969.
3. **PINET, Damien.** *Etude de faisabilité de détecteurs silicium pour un télescope Cerenkov.* Toulouse : CESR, 2006.
4. **MACE, Sébastien.** *Quantification du flux Cerenkov à l'altitude du Pic du Midi en vue de l'expérience de test des SIPM.* Toulouse : CESR, 2008.
5. **DOMANGE, Jocelyn.** *Préparation d'une campagne de qualification de photodiodes silicium à avalanche.* Toulouse : CESR, 2007.
6. *The CAT imaging telescope for VHE gamma-ray astronomy.* **Bazer-Bachi, A. R., et al.** 278, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A, 1998, Vol. 416.
7. *Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mrk 501 in 1997.* **Djannati-Ataï, A., et al.** 895, s.l. : Astronomy and Astrophysics, 2001, Vol. 374.
8. *CELESTE : An Atmospheric Cerenkov Telescopr for High Energy Gamma Astrophysics.* **Paré, E., et al.** 71–89, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2002, Vol. 490.
9. *Penetrating Radiation in Seven Free Ballon Flights.* **Hess, V.** 1084, s.l. : Phys. Zeitschr., 1912, Vol. 13.
10. *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector.* **Aharonian, F., et al.** 109-125, s.l. : Astropart. Phys., 2004, Vol. 22.
11. *The H.E.S.S. survey of the Inner Galaxy in very high-energy gamma-rays.* **Aharonian, F., et al.** 777-797, s.l. : Astrophys. Journal, 2006, Vol. 636.
12. *High energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant.* **Aharonian, F., et al.** 75-77, s.l. : Nature, 2004, Vol. 432.
13. *Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*.* **Aharonian, F., et al.** L13-L17, s.l. : Astron. Astrophys., 2004, Vol. 425.
14. *Hans Geiger: Cinquantième anniversaire de la publication de sa thèse de doctorat.* **Krebs, AT.** s.l. : Science, 1956, Vol. 124.
15. **Pellion, Denis.** *Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection du photon unique dans les applications Astrophysiques.* Toulouse : CESR, 2008.
16. **Planel, Hubert.** *L'espace et la vie – Un nouveau laboratoire pour la biologie et la médecine.* Toulouse : Edition Larousse, 1988. 2-03-505205-X.
17. *Huygens' principle, radiation conditions, and integral formulas for the scattering of elastic waves.* **Pao, Yih-Hsing and Varatharajulu, Vasundara.** 6, s.l. : Acoustical Society of America, June 1976, Acoust. Soc. Am., Vol. 59, pp. 1361-1371.
18. *Application distance photometry.* **Stannard, S and Brass, J.** 1, s.l. : Journal of the IESNA, 1990, Vol. 19. 39–46.
19. *Virtual photometry.* **Ashdown, Ian.** 12, s.l. : LIGHT DES APPL LD A., 1993, Vol. 23. 33-39.

20. **WANTZ, Guillaume.** *ELABORATION, CARACTERISATION ET OPTIMISATION DE DIODES ELECTROLUMINESCENTES A BASE DE POLYMERES CONJUGUES.* Bordeaux : ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR A L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I, 2004.
21. **Portail de l'électronique.** Portail de l'électronique. *abcelectronique.* [En ligne] 2000. <http://www.abcelectronique.com/>.
22. **Jodra, Serge.** cosmovisions.com. *Dictionnaire Cosmographique.* [Online] 2004. <http://www.cosmovisions.com/spectre.htm>.
23. *The Use of Photomultiplier Tubes for Photon Counting.* **Foord, R., et al.** 10, s.l. : APPLIED OPTICS, 1969, Vol. 8.
24. **Flyckt, S-O and Marmonier, Carole.** PHOTOMULTIPLIER TUBES: principles & applications. [Online] 2002. <http://www.photonis.com>.
25. *Photoemission and Photomultipliers.* **SPICER, W. E. and WOOTENS, F.** 8, Calif : I E E E, 1963, Vol. 51. 0018-9219.
26. *Wide-band detector for micro-microampere low-energy electron currents.* **EVERHART, T. E. and THORNLEY, R. F. M.** 7, Cambridge : JOURNAL OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS, 1960, Vol. 37. 10.1088/0950-7671/37/7/307.
27. **ROUSSEAU, Jean-Jacques.** Circuits électriques. [En ligne] 16 décembre 1998. http://subaru2.univ-lemans.fr/enseignements/physique/02/cours_elec/diode.pdf.
28. *Avalanche photodiode with reduced avalanche breakdown voltage.* **Ohuchi, H., Kawakami, S. and Okamura, M.** 766724, Hitachi : US Patent, 1978.
29. *Properties of avalanche photodiodes.* **WEBB, P.P., MCINTYRE, R.J. and CONRADI, J.** 234-278, s.l. : RCA Review, 1974, Vol. 35.
30. *Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes.* **Dautet, H., et al.** 21, Quebec : Applied Optics, 1993, Vol. 32.
31. *Trapping Phenomena in Avalanche Photodiodes on Nanosecond Scale.* **Cova, S., Lacaita, A. and Ripamonti, G.** 12, Milano : IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, 1991, Vol. 12.
32. *Photon counting with passively quenched germanium avalanche.* **Owens, P. C. M., et al.** 30, Worcestershire : APPLIED OPTICS, 1994, Vol. 33.
33. *AN ADVANCED STUDY OF SILICON PHOTOMULTIPLIER.* **Buzhan, P., et al.** Moscow : ICFA Instrumentation Bulletin, 2001, Vol. 23.
34. *Principles and features of single-photon avalanche diode arrays.* **Zappa, F., et al.** 103–112, Milano : Sensors and Actuators A, 2007, Vol. 140.
35. *Status and perspectives of Pixelated Photon Detector (PPD).* **Haba, Junji.** 154–160, Tsukuba : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2008, Vol. 595.
36. *Silicon photomultiplier and its possible applications.* **Buzhan, P., et al.** 48-52, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003, Vol. 504.
37. **Hamamatsu;** Hamamatsu Photonics. [Online] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/si-photodiode-series/mppc.php>.
38. *Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches.* **Lightfoot, P.K., et al.** P10001, Sheffield, S3 7RH, UK : Journal of Instrumentation, 2008, Vol. 3.

39. *Single-photon avalanche photodiodes with integrated quenching resistor.* **Mazzillo, M., et al.** Milano : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2008, Vol. 591.
40. *Silicon Photomultipliers.* **Renker, D.** Beaune : PSI, 2005.
41. **Hamamatsu Photonics;** Hamamatsu. [Online] Septembre 29, 1953. [Cited: Fevrier 25, 2010.] <http://www.hamamatsu.com/index.html>.
42. **Photonis;** PHOTONIS Holding. [Online] 1937. [Cited: Fevrier 25, 2010.] <http://www.photonis.com/>.
43. —. PHOTONIS Night Vision. [Online] photonis, 1937. <http://www.photonis.com/nightvision>.
44. **Hamamatsu;** Hamamatsu photonics. [Online] 1954. <http://www.hamamatsu.com/>.
45. **SensL;** SensL. [Online] <http://sensl.com/>.
46. —. SensL. [Online] <http://sensl.com/products/silicon-photomultipliers/spmmicro/spmmicro-specifications/>.
47. **MPD;** Micro Photon Devices. [Online] <http://www.microphotondevices.com/>.
48. **IdQuantique;** IDQ. [Online] <http://www.idquantique.com/>.
49. **Lightwave, Princeton;** Princeton Lightwave (PLI). [Online] <http://www.princetonlightwave.com/>.
50. *Actively recharged single photon counting avalanche photodiode integrated in an industrial CMOS process.* **Rochas, A., Besse, P.A. and Popovic, R.S.** pp. 124-129, Lausanne : Sens. Act. A, 2004, Vol. 110.
51. *A test of silicon photomultipliers as readout for PET.* **Otte, A.N., et al.** 705–715, Munich : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2005, Vol. 545.
52. **BISSIERES, Christian.** *ACQUISITION D'UNE GRANDEUR PHYSIQUE (Capteurs).* s.l. : TS IRIS (Physique Appliquée).
53. *Single Photon Counting Module Based on Large Area APD and Novel Logic Circuit for Quench and Reset Pulse Generation.* **Dhulla, Vinit H., et al.** 4, s.l. : IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, 2007, Vol. 13.
54. *Integrated readout electronics for geiger mode avalanche photodiodes.* **Kindt, W. J. and de Langen, K. J.** 216-219, s.l. : Proc. Eur. Solid-State Circuits, 1998.
55. *Monolithic Active-Quenching and Active-Reset Circuit for Single-Photon Avalanche Detectors.* **Zappa, F., et al.** 7, Milano : IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS, 2003, Vol. 38.
56. *Status and perspectives of Pixelated Photon Detector (PPD).* **Haba, Junji.** 154-160, Tsukuba, Japan : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2008, Vol. 595.
57. **Arnaudet, P.** *Principe de fonctionnement des CCD.* 2002.
58. **Mosser, B.** *l'Unité de Formation-Enseignement de l'Observatoire de Paris.* [Online] <http://media4.obspm.fr/public/FSU/instrumentation/instrument/ccd/INTRODUCTION/index.html>.
59. **Deptuch, G., et al.** *Institut de Recherches Subatomiques.* [En ligne] 2000. <http://ireswww.in2p3.fr/ires/recherche/cmos/cmos.html>.
60. **DALSA.** [Online] DALSA, 2010. http://www.dalsa.com/corp/markets/CCD_vs_CMOS.aspx.
61. *Capteurs d'images CCD et CMOS : comparaison des technologies et perspectives.* **MAGNAN, Pierre.** 66-75, Toulouse : Jautomatise, 2003, Vol. 27.

62. **Zani, Marie-Line.** *Les capteurs d'images CMOS ont enfin gagné leur place aux côtés des CCD.* s.l. : Tendances, 2002.
63. **Axis.** Axis Communications AB. [Online] Axis. http://www.axis.com/fr/products/video/camera/ccd_cmos.htm.
64. **Goy, Jérôme.** *Etude, conception et réalisation d'un capteur d'image APS en technologie standard CMOS pour des applications faible flux de type viseur d'étoile.* Grenoble : Laboratoire TIMA-CMP. 2-913329-80-2.
65. **ANDOR Technology.** Andor Technology plc. [Online] 2008. http://www.andor.com/learning/digital_cameras/?docid=316.
66. *Single-Photon Avalanche Diode Arrays for Fast Transients and Adaptive Optics.* **Zappa, Franco, et al.** 1, Milano : IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT, 2006, Vol. 55.
67. *Principles and features of single-photon avalanche diode arrays.* **Zappa, F., et al.** Milano : Sensors and Actuators A, 2007, Vol. 140.
68. *Mechanisms Contributing to the Noise Pulse Rate of Avalanche Diodes.* **HAITZ, ROLAND H.** 10, California : JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, 1965, Vol. 36.
69. *METHODS FOR MAKING AVALANCHE DIODES.* **Lynch, William Thomas.** 3832246, s.l. : Bell Telephone Laboratories, 1974.
70. *Time Of Flight Detectors: From phototubes to SiPM.* **Laurenti, G., et al.** 2008, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 588, pp. 267-271.
71. **Sensl. SPM Gain.** s.l. : Technical Note Sensl, 2007.
72. *Silicon Geiger mode avalanche photodiodes.* **Mazzillo, M., et al.** 3, Catania : OPTOELECTRONICS LETTERS, 2007, Vol. 3.
73. *Principles and features of single-photon avalanche diode arrays.* **Zappa, F., et al.** Milano : Sensors and Actuators A, 2007, Vol. 140.
74. *Ionization rates for holes and electrons in silicon.* **Miller, S. L.** 4, New Jersey : Physical Review, 1957, Vol. 105.
75. *APD photodetectors in the Geiger photon counter mode.* **Pellion, D., et al.** Toulouse : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2006, Vol. 567.
76. *Limited Geiger-mode silicon photomultiplier with very high gain.* **Bondarenko, G., et al.** 347, s.l. : Nucl. Phys. Proc. Suppl., 1998, Vol. 61B.
77. *Study of the internal mechanisms of Pixelized Photon Detectors operated in Geiger-mode.* **Otono, H., et al.** Tokyo : Nucl. Instru. Methods, A, 2008. arXiv:0808.2541v1.
78. **Hamamatsu.** Hamamatsu. [Online] 2008. <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/si-photodiode-series/mppc.php>.
79. **Sensl.** Sensl. [Online] 2008. <http://sensl.com/products/silicon-photomultipliers/spmmicro/spmmicro-specifications/>.
80. *A New Approach to Optical Crosstalk Modeling in Single-Photon Avalanche Diodes.* **Rech, Ivan, et al.** 5, Milano : IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2008, Vol. 20.
81. *New trends on photodetectors.* **Renker, D.** 1-6, Switzerland : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2006, Vol. 571.

82. *Geiger avalanche photodiodes as tentative light detectors for VHE gamma ray astronomy.* **Pellion, D., et al.** 3, Toulouse : Experimental Astronomy, 2010, Vol. 27.
83. **LAAS.** LAAS. [En ligne] <http://www.laas.fr/laas09/1-28321-Centrale-de-technologie-RTB.php>.
84. *APD photodetectors in the Geiger photon counter mode.* **Pellion, D., et al.** 1, Toulouse : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2009, Vol. 610.
85. *A new high-gain vacuum photomultiplier based upon the amplification of a Geiger-mode p–n junction.* **Barbarino, Giancarlo, et al.** Npoli : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2008, Vol. 594.
86. *Towards large scale CMOS single-photon detector arrays for lab-on-chip applications.* **Charbon, Edoardo.** 094010, Lausanne : JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS, 2008, Vol. 41.
87. **Kindt, W.J.** *Geiger Mode Avalanche Photodiode Arrays.* Delft : University of Delft, 1999.
88. *Silicon Planar Technology for Single-Photon Optical Detectors.* **Sciacca, Emilio, et al.** 4, Catania : IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 2003, Vol. 50.
89. *Single-Photon Avalanche Diode Arrays for Fast Transients and Adaptive Optics.* **Zappa, Franco, et al.** 1, Milano : IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT, 2006, Vol. 55.
90. *Thermal and Electrical Characterization of Silicon Photomultiplier.* **Petasecca, M., et al.** 3, Perugia : IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, 2008, Vol. 55.
91. *High resolution lifetime scan maps of silicon wafers.* **Palais, O., et al.** Marseille : Materials Science and Engineering B, 2000, Vol. 71. 0921-5107:00:\$.
92. **VAPAILLE, André.** *Résistivité des semi-conducteurs.* K720. Paris : s.n., 1989. K720.
93. *Variation of breakdown voltage of a pn jonction versus semiconductor ion doping and heat treatment.* **MAKARETS, N. V., et al.** 3, Russia : Mikroèlektronika, 1984, Vol. 13. 0544-1269.
94. **Moez, Bejar and Stanislas, Krawczyk (Directeur de thèse).** *de la vitesse de recombinaison en surface et de la durée de vie des porteurs dans les semi-conducteur III-V et le silicium par imagerie de photoluminescence a température ambiante.* Lyon : Ecole centrale de Lyon, 1998.
95. *Frequency-resolved microwave reflection photoconductance.* **Romanowski, A., et al.** 12, s.l. : Journal of Applied Physics, 1998, Vol. 83.
96. **AN ADVANCED STUDY OF SILICON PHOTOMULTIPLIER.** **Buzhan, P., et al.** s.l. : ICFA Instrumentation Bulletin.
97. *Researchs of Temperature Influence on Breakdown Characteristics of Power Planar SOI MOSFET.* **Workshop, EDM '07. 8th Siberian Russian.** s.l. : Electron Devices and Materials, 2007.
98. *Study of MPPC at liquid nitrogen temperature.* **Hidetoshi, Otono, et al.** Tokyo : International Workshop on new photon-detectors ICEPP, 2007.
99. *Disturbed bonding states in SiO₂ thin-films and their impact on time-dependent dielectric breakdown.* **McPherson, J.W. and Mogul, H.C.** pp.47-56, s.l. : Reliability Physics Symposium Proceedings, 1998.
100. **SensL.** SPMArray: Position Sensitive / Multi-Anode High Gain APD, 16 (4 x 4) elements of 9mm². [Online] SensL, 2008. www.SensL.com.

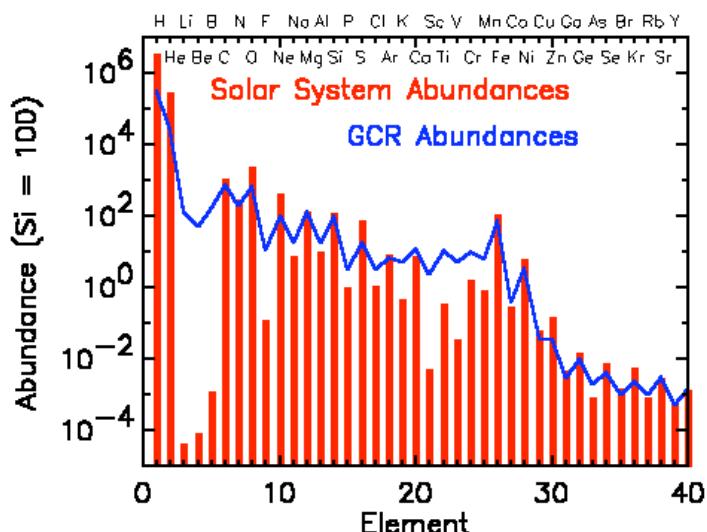
101. *Large-Area SiPMs for the CMS Hadron Outer Calorimeter.* **Heering, A. and Rohlf, J.** N24, s.l. : IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007, Vol. 318.
102. *Development of the first prototypes of Silicon PhotoMultiplier (SiPM) at ITC-irst.* **Dinu, N., et al.** 422–426, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2007, Vol. 572.
103. *Multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiodes with high quantum efficiency and low excess noise factor.* **Guschin, E., et al.** 250–254, s.l. : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2006, Vol. 567.
104. **Gasanov, A.G. Golovin, V.M., Sadygov, Z.Y. and Yusipov, N.Y.** 14, s.l. : Lett. J. Tech. Phys., 1995, Vol. 16.
105. **Bondarenko, G., et al.** 187, s.l. : Nucl. Instr. and Meth. A, 2000, Vol. 442.
106. **Sadygov, Z., et al.** 301, s.l. : Nucl. Instr. and Meth. A, 2003, Vol. 504.
107. *APD detectors for biological fluorescence spectroscopy.* **Mazères, S., et al.** Toulouse : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2006, Vol. 567.

Annexe.A

Les rayons cosmiques

- Composition :

Le rayonnement cosmique est un flux permanent de particules chargées pour la plupart, relativistes, qui se propagent dans notre galaxie. Ils ont été découverts en 1912 par Hess en effectuant des vols en ballons jusqu'à 5300m. Il constate que l'ionisation augmente avec l'altitude, et conclut à une origine cosmique de ce rayonnement. Aujourd'hui encore leur origine est mal connue mais il est vraisemblable qu'une importante fraction des rayons cosmiques sont accélérés, via le processus de Fermi, par les restes de supernovae du disque galactique lors des chocs des éjectas avec le milieu interstellaire. La composition du rayonnement cosmique est bien établie, il est composé à 85% de protons, de noyaux d'héliums à 12.5%, de noyaux plus lourds à 1% et de 1.5% d'électrons. La figure ci-dessous nous montre la composition de ce rayonnement (en bleu) comparée à celle du système solaire.



On peut noter la surabondance de noyaux L= {Li, Be, B} dans le rayonnement cosmique qui pourrait être due aux spallations des noyaux relativistes plus lourds (M) avec les protons du milieu interstellaire : $M + p \rightarrow M' + L$.

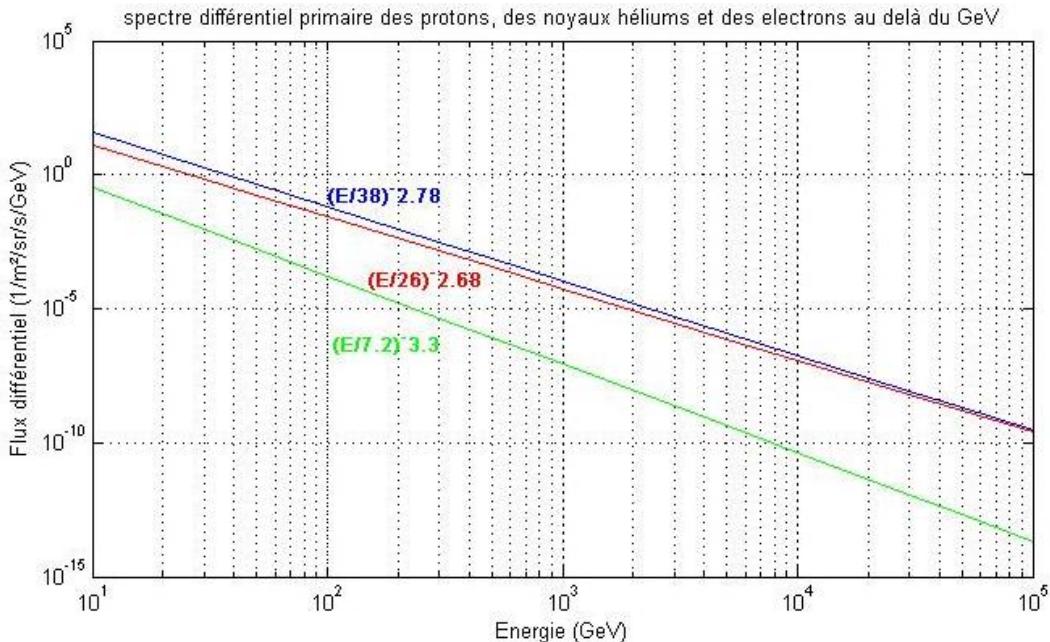
- Spectres :

Venons-en au spectre en énergie du rayonnement cosmique. On sait aujourd'hui que c'est un rayonnement isotrope avec un spectre qui s'étend de 10^8 eV à 10^{20} eV avec un flux qui décroît avec l'énergie comme une loi de puissance $\alpha E^{-\nu}$ où l'indice spectral ν est de l'ordre de 2,7. Il est remarquable que cette seule loi de puissance décrive le spectre en énergie sur les 12 ordres de grandeurs en énergie. Les seules structures s'écartant de cette loi de puissance sont le « genou » à une énergie entre 10^{15} eV et 10^{16} eV où le spectre s'adoucit ($\nu = 2.9$), la « cheville » vers 10^{19} eV où le spectre se re-durcit ($\nu = 2.7$) et la coupure du spectre vers 10^{20} eV.

Le spectre et la composition des rayons cosmiques primaires (i.e. à l'entrée de l'atmosphère) ont été étudiés en détail par des expériences en satellite et en ballon à haute altitude. La thèse de Mathieu de Naurois nous résume pour chaque particule du rayonnement cosmique le spectre en énergie associé. Ainsi pour un domaine d'énergie extrêmement large, allant de la dizaine de GeV à la centaine de TeV, les spectres de protons, de noyaux d'héliums et d'électrons peuvent être représentés par des lois de puissance :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\phi}{dE} \Big|_{\text{Prottons}} &= \left(\frac{E}{38 \text{ GeV}} \right)^{-2.78} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \\
 \frac{d\phi}{dE} \Big|_{\text{Héliums}} &= \left(\frac{E}{26 \text{ GeV}} \right)^{-2.68} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \\
 \frac{d\phi}{dE} \Big|_{\text{Electrons}} &= \left(\frac{E}{7.2 \text{ GeV}} \right)^{-3.3} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}
 \end{aligned}$$

Le spectre différentiel primaire de ces particules est représenté ci-dessous.



Ces flux différentiels nous seront d'une grande importance lors du calcul du bruit de fond Tcherenkov engendré par le rayonnement cosmique. Il faudra le relier au nombre de photons Tcherenkov créés par une particule lors de son parcours dans l'atmosphère.

- Flux de photons gammas de très hautes énergies :

Contrairement au rayonnement cosmique dont le flux est relativement isotrope, le flux de photons gammas primaire dépend de la direction où l'on pointe le télescope. Une source de référence pour l'astronomie gamma est la nébuleuse du crabe car l'émission au TeV y est continue et régulière. En effet, celle-ci semble ne pas varier sur une échelle de temps de plusieurs années depuis sa détection par l'observatoire Whipple en 1989. La nébuleuse du crabe est un rémanent de supernova de type II, explosion de fin de vie d'une étoile massive, qui aurait eu lieu en 1054 et donné naissance à un pulsar au centre de la nébuleuse : le pulsar du crabe. Ce pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide qui rayonne sur une immense gamme de fréquence s'étalant des ondes radios jusqu'aux rayons gammas soit environ 18 ordres de grandeurs. Comme un phare cosmique, ce pulsar balaie l'espace de son puissant champ magnétique à la vitesse d'un tour toutes les 33 millisecondes. Il génère un faisceau de rayonnements radio, X, visibles et gammas produisant 30 impulsions par seconde qui sont reçues sur Terre comme une puissante horloge. La luminosité totale de la nébuleuse est estimée à environ 100 000 fois celle du soleil en prenant en compte la totalité du spectre électromagnétique. L'origine de l'émission gamma continue de la nébuleuse du crabe est interprétée comme la diffusion Compton inverse d'électrons relativistes sur les photons ambients de la nébuleuse (photons synchrotrons entre autres). Ces particules sont accélérées jusqu'à des énergies de 10^{15} eV par l'onde de choc créée par le vent du pulsar qui alimente en continu la nébuleuse. Plusieurs expériences ont été menées afin de déterminer son spectre en énergie dans le domaine gamma.

Pour un domaine d'énergie inférieur à 100GeV les résultats de CELESTE nous donnent :

$$\frac{d\Phi}{dE} = (2.2 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 1_{\text{syst}}) \times 10^{-8} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

L'expérience HESS en 2002 a fourni le spectre dans un domaine d'énergie couvrant la première dizaine de TeV :

$$\frac{d\phi}{dE} = 4,01 \pm 0,22 E_{\text{TeV}}^{-2,61 \pm 0,08} 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

Néanmoins ses résultats comprennent quelques incertitudes et ne collent pas vraiment avec les résultats précédents obtenus par CAT, HEGRA ou bien Whipple. Cela est dû au fait que la situation géographique de l'expérience HESS ne permet d'observer la nébuleuse que pour des grands angles zénithaux (45° minimum), là où la méthode de reconstruction n'est plus optimale. C'est pourquoi par la suite, et pour les futurs calculs de flux nous utiliserons le spectre au TeV de la nébuleuse du crabe défini par l'expérience CAT comme :

$$\frac{d\phi}{dE} = 2,21 \pm 0,05 \pm 0,60 E_{\text{TeV}}^{-2,80 \pm 0,03 \pm 0,06} 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

Remarque : Dans chaque formule la première erreur donnée est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

Pour simplifier le tracé des courbes, je les ai tracé en 3 fois, une avec les incertitudes nulles, une autre avec les incertitudes maximum et la dernière avec les incertitudes minimum.

- Effet Cerenkov :

Le point suivant (ci-dessous) va aborder le développement des gerbes. Ceci ne peut se faire avant d'avoir décrit les lois de *l'effet Cerenkov*. Il se produit lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu à une vitesse v supérieure à celle de la propagation de la lumière dans ce même milieu donc si

—

Où c est la vitesse de la lumière et n l'indice du milieu considéré.

Dans un tel cas une onde de choc électromagnétique est créée, de la même manière qu'une onde sonore lors du passage du mur du son. La particule chargée interagit tout au long de sa trajectoire avec le milieu qu'elle traverse. En effet, elle perturbe temporairement la polarisation des couches électroniques des atomes rencontrés, ce qui induit l'apparition effective de petits dipôles et provoque une émission radiative. Ainsi, chaque atome rencontré par la particule devient successivement émetteur d'un rayonnement au passage de la particule : le champ de polarisation est dissymétrique et provoque l'apparition d'une émission tout au long de la trajectoire. Il se produit alors un flash de lumière très bref de l'ordre de 10ns dans un milieu comme l'atmosphère. Le front d'onde cohérent est de forme conique et est émis à un angle de

—

Où β est le facteur relativiste égal à v/c .

Pour des particules ultra-relativistes on a $v \approx c$ et donc $\beta \approx 1$. Cet angle décroît avec l'altitude ce qui fait que les gerbes Tcherenkov s'élargissent au niveau du sol.

Néanmoins, un facteur limitant de l'émission Tcherenkov d'une particule chargée est son énergie. Si celle-ci est inférieure à un certain seuil, caractéristique de chaque particule, il n'y aura aucune

émission Tcherenkov. Le seuil en énergie au niveau de la mer pour le proton, le muon et l'électron sont donnés dans le tableau suivant :

| Particule | Seuil |
|-----------|---------|
| Electron | 21 MeV |
| Muon | 4.4 GeV |
| Proton | 39 GeV |

On remarque qu'aux énergies qui nous intéressent, la contribution principale de la lumière Tcherenkov d'une gerbe atmosphérique provient des électrons. Le seuil en énergie de ces particules, et donc de l'électron, augmentant avec l'altitude, on sera donc amené à le recalculer au niveau du pic du midi.

En effectuant diverses recherches, on trouve que l'énergie rayonnée par unité de distance parcourue par la particule et par unité de fréquence s'écrit :

$$\frac{d^2U(\omega)}{dxd\omega} = \frac{\omega e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right)$$

Ce qui donne un nombre de photons émis par unité de longueur de trace et par unité de longueur d'onde :

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$$

Où α est la constante de structure fine environ égale à 1/137, θ l'angle d'émission Cerenkov et λ la longueur d'onde du rayonnement émis. Le rayonnement apparaît donc comme un spectre continu où le nombre de photons à une fréquence donnée est proportionnel à $1/\lambda^2$, ce qui fait qu'en considérant la bande visible, le flux de photons sera majoritairement émis dans le bleu.

- Les gerbes atmosphériques :

Que ce soient les photons gammas de très haute énergie ou les particules du rayonnement cosmique, ils créent lors de leur pénétration dans l'atmosphère ce que l'on appelle des gerbes atmosphériques. On parle de gerbe électromagnétique pour les photons THE et de gerbe hadronique pour le rayonnement cosmique.

- Gerbes électromagnétiques :

Lorsqu'il pénètre dans l'atmosphère, le photon gamma incident interagit avec le champ électrostatique des noyaux et se matérialise rapidement en une paire électron-positon. Ces particules chargées interagissent à leur tour avec le champ nucléaire, et émettent par rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung, des gammas secondaires qui vont à leur tour se matérialiser en paire et ainsi de suite. Ces deux processus électromagnétiques, création de paire et Bremsstrahlung, conduisent alors à la formation rapide d'une cascade électromagnétique composée pour l'essentiel de photons gamma, d'électrons et de positrons. Dans ce phénomène, l'atmosphère se comporte comme un calorimètre électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle s'apparente à un dispositif de détection de photons gammas et d'électrons de haute énergie permettant de remonter à l'énergie de la particule incidente par une mesure de l'énergie déposée dans le détecteur. A la fin de la cascade, les particules chargées atteignent une énergie qui n'est plus que de l'ordre de la centaine de MeV. Les processus d'ionisation, l'effet Compton et l'effet photoélectrique, dont les sections efficaces étaient jusque-là négligeables par rapport à celles du rayonnement de freinage et de la création de paire, prennent alors le relais.

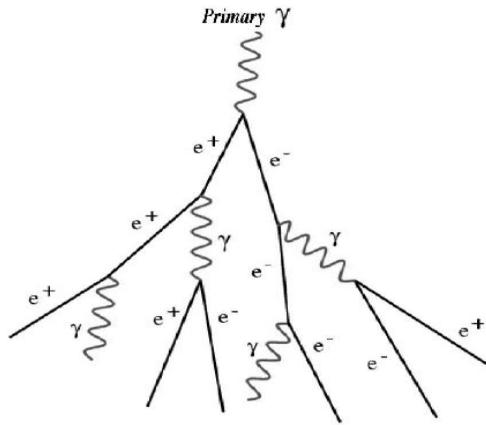
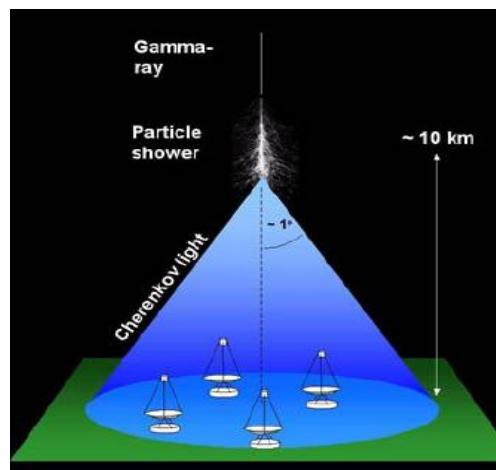


Schéma théorique d'une cascade électromagnétique engendrée par un photon gamma.

Pour une énergie du photon gamma primaire relativement élevée, de l'ordre du TeV ou plus, un plus ou moins grand nombre de ces particules chargées atteint le sol. Elles peuvent être éventuellement détectées par une instrumentation adaptée, mais pour des énergies plus faibles du primaire, les gerbes sont peu pénétrantes et la densité de particules chargées au sol devient trop faible pour être détectable. On se tourne alors vers la seule composante capable d'atteindre le sol, indépendamment de l'énergie du photon incident, le rayonnement Tcherenkov émis par les particules chargées ultra-relativistes de la cascade. Comme nous l'avons vu précédemment cette émission Tcherenkov arbore une géométrie conique, ainsi la gerbe électromagnétique éclaire un disque au sol d'un rayon compris entre 120 et 150 m selon l'altitude d'observation, ce qui correspond à une surface de quelques dizaines de milliers de m². Cette énorme surface permet, à l'image de HESS, de développer de grandes expériences d'imageurs où l'on a créé un réseau de 4 télescopes Tcherenkov en mode stéréoscopique.



Un modèle simple de gerbe électromagnétique, dit modèle de Heitler, illustre le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère. Il ne prend en compte que la perte d'énergie des particules chargées par Bremsstrahlung et la création de paire, dans l'approximation ultra-relativiste. Il permet, entre autres de calculer la longueur totale de traces chargées à l'aide de la relation ci-dessous :

$$L(E) = \int \frac{2}{3} N(t) dX = \frac{2}{3} \frac{R}{\ln 2} \left[e^{\frac{X}{R} \ln 2} \right]_0^{X_{\max}} \approx \frac{2}{3} X_0 \frac{E_0}{E_c}$$

Cette longueur totale de traces chargées correspond à la distance totale parcourue par les particules chargées de la gerbe électromagnétique susceptibles d'émettre un rayonnement Tcherenkov le long de leurs trajectoires.

La quantité de lumière Tcherenkov directement proportionnelle à la longueur totale de traces chargées, apparaît donc également proportionnelle à l'énergie du photon gamma initial.

- Gerbes hadroniques :

A l'instar des photons gammas, les particules du rayonnement cosmique lorsqu'elles pénètrent l'atmosphère sont capables de développer des gerbes atmosphériques, à la différence près que ce sont les processus hadroniques qui dominent, d'où le nom de gerbes hadroniques. Ces gerbes sont initiées par les interactions nucléaires entre la particule incidente et les atomes de l'atmosphère. Elles peuvent créer toutes sortes de hadrons, majoritairement des pions, ce qui constitue la gerbe hadronique. Les pions étant instables, ils vont se désintégrer en muons et en neutrinos pour les pions chargés et en photons pour les pions neutres. Ces pions neutres vont se désintégrer en photons, qui vont se matérialiser en paire électrons-positons, et qui à leur tour vont créer des photons par Bremsstrahlung et création de paire. Ainsi au sein même d'une gerbe hadronique, vont se développer des cascades électromagnétiques secondaires, créant ainsi la composante électromagnétique de la gerbe hadronique. Comme pour les gerbes électromagnétiques, la majorité des particules créées dans ces gerbes hadroniques n'atteignent pas le sol à l'exception des muons qui grâce à leur caractère relativiste et donc à la dilatation du temps et à la contraction des longueurs sont détectables au sol. Néanmoins, ces gerbes hadroniques sont repérables par le fait que ses particules émettent elles aussi un rayonnement Tcherenkov comparable à celui des gerbes électromagnétiques créant ainsi un bruit non négligeable pour la détection de l'émission Tcherenkov de gerbes atmosphériques de photons gamma.

Même si en théorie les flashes Tcherenkov dus aux rayons cosmiques sont plus fréquents par rapport à ceux engendrés par un photon gamma, à cause de la différence très nette en termes de flux entre ces particules, il existe des différences notables entre ces gerbes qui permettent de les discriminer.

Les gerbes hadroniques :

- sont en général plus pénétrantes (i.e. se développent plus bas dans l'atmosphère) et émettent moins de lumière à énergie donnée qu'une gerbe électromagnétique.
- sont accompagnées de muons comme on l'a vu précédemment, qui sont identifiables par la lumière Tcherenkov qu'ils émettent dans l'air au voisinage du sol. Cette lumière émise plus bas est donc plus riche en ultraviolets, car moins sujette à l'absorption de l'ozone atmosphérique.

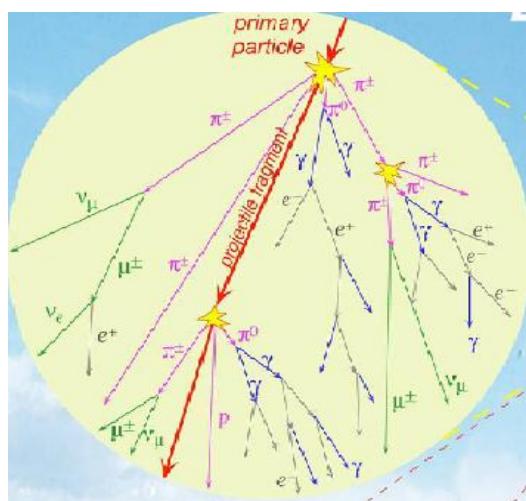
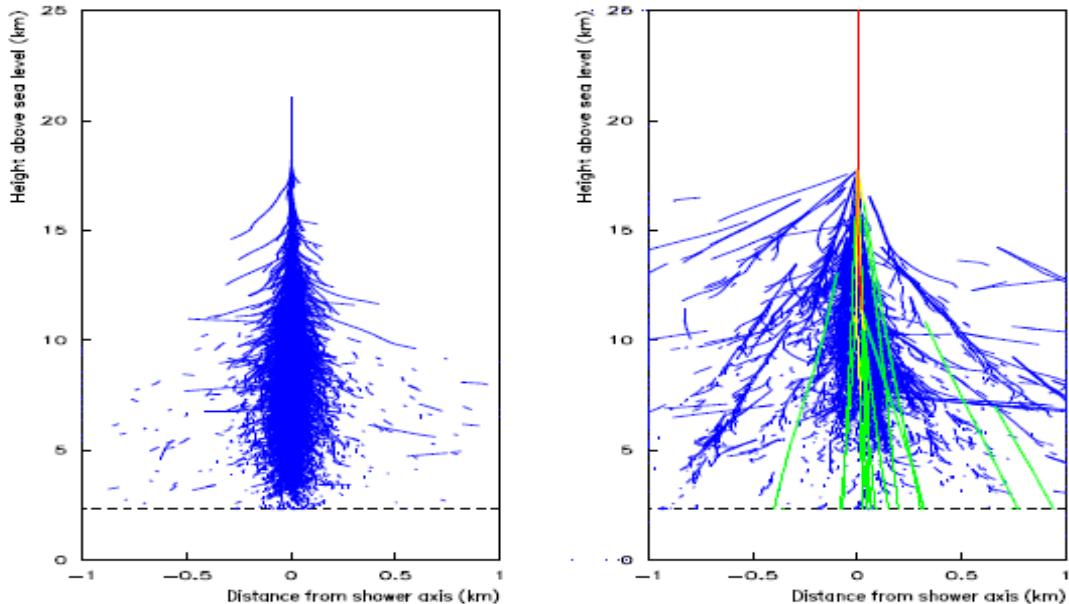


Illustration d'une gerbe hadronique.

- ont une extension latérale plus grande que les gerbes électromagnétiques.

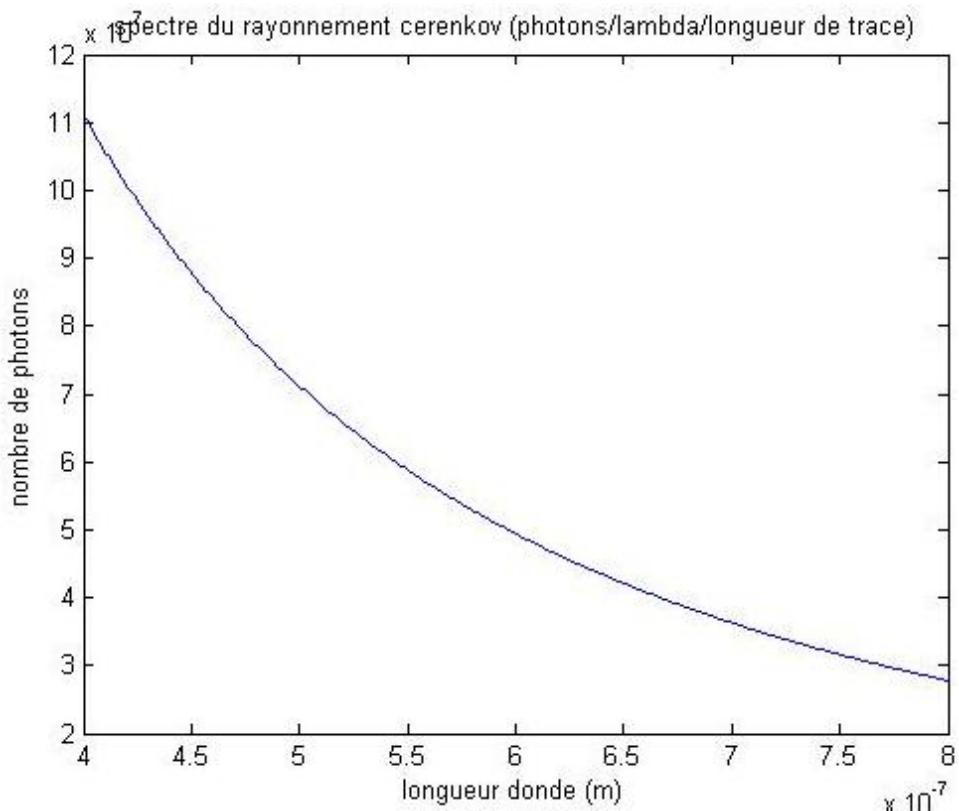
- sont composées comme on l'a vu de quelques sous-gerbes électromagnétiques, d'intensités très différentes les unes des autres, et émettent donc une lumière beaucoup moins homogène.
- en conséquence, leur développement est plus fluctuant, ce qui se traduit par un plus grand étalement des temps d'arrivée de la lumière au sol.

Sur la figure suivante, nous pouvons voir 2 gerbes simulées pour un gamma (gauche) et un proton (droite) de même énergie 1TeV.



Le bleu représente le rayonnement Tcherenkov, le vert les particules atteignant le sol.

Ce spectre est tracé ci-dessous dans un domaine de longueur d'onde compris entre 400 et 800 nm.



Annexe.B

FLUX Tcherenkov ATTENDU à l'altitude du Pic du Midi

Pour préparer les éléments d'une future installation au Pic du Midi, des travaux préliminaires ont été menés. Cette annexe donnera le résultat du travail de plusieurs stagiaires de mastère, qui, dans le cadre d'une étude de faisabilité faite au télescope T60, ont déterminé les divers paramètres permettant de déterminer les flux attendus :

- flux des photons THE ;
- éléments de calcul de la lumière Cerenkov produite
- niveau du bruit de fond optique local

Un démonstrateur a été mis en place au foyer du T60. Le détecteur retenu à cette époque était constitué de cinq diodes APD Hamamatsu, S9251, polarisées en mode GEIGER (seules disponibles alors) et montées en coïncidence pour éliminer le bruit thermique. Mais il fallait au préalable évaluer les pollutions lumineuses potentielles.

Pour cela, il a été essentiel de calculer le niveau de bruit lumineux, lors d'une nuit d'observation que peut recevoir une matrice de photodiodes. Mais dans un premier temps, il faut définir un certain nombre de choses susceptibles de perturber la détection de ces flashes Tcherenkov ainsi que de tout rayonnement. Enfin, une estimation a été faite pour le rayonnement de la nébuleuse du Crabe.

- Efficacité de collection.

Le flux de radiation à la longueur d'onde λ en provenance d'un objet céleste est modifié par l'atmosphère terrestre et par la réponse de l'instrument collecteur. On a alors :

Où Φ est le flux d'énergie en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ en dehors de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.

$\tau(\lambda)$ est le facteur de transmission atmosphérique à la longueur d'onde λ .

$R(\lambda)$ est la réponse de l'instrument (collecteur + détecteur).

$\tau_f(\lambda)$ est le facteur de transmission d'un filtre éventuel.

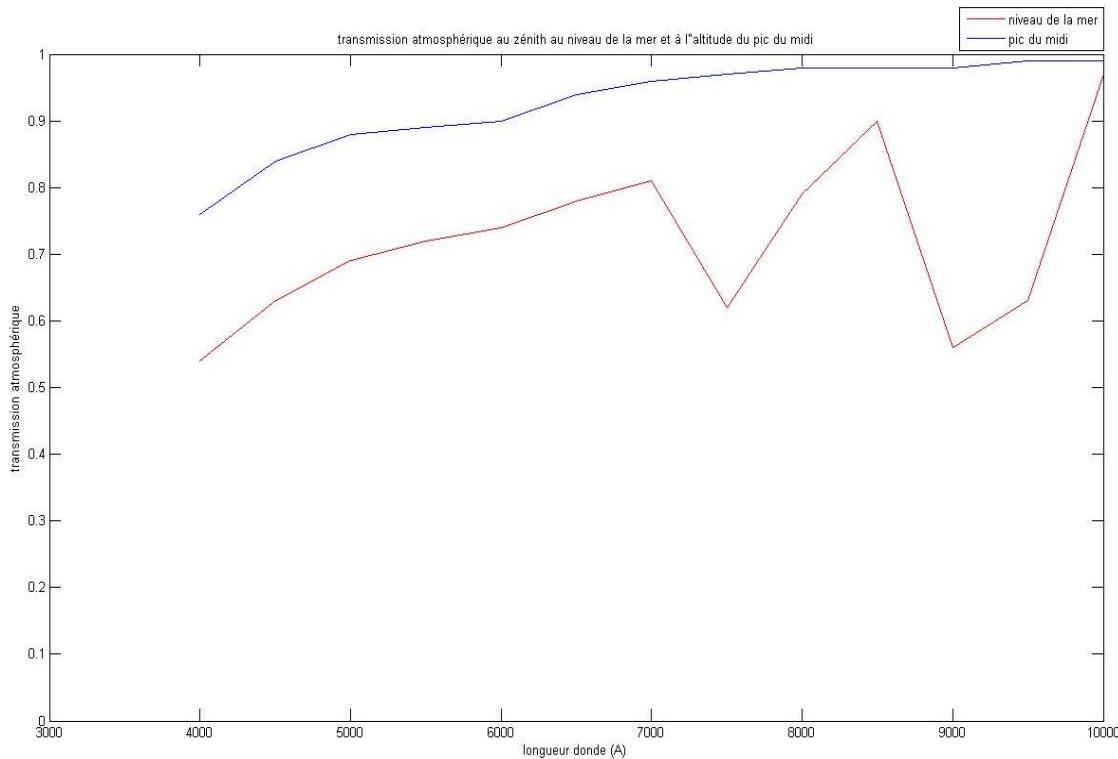
Il semble évident que cette formule s'applique aussi bien à un flux de photons, chose à laquelle on aura le plus souvent à faire.

- Transmission atmosphérique :

En traversant l'atmosphère terrestre la lumière des objets célestes est atténuée, à cause de l'absorption et de la diffusion par les molécules de ce milieu. Cette atténuation est appelée extinction atmosphérique. L'importance du phénomène dépend de la distance zénithale de l'objet, de la longueur d'onde, des conditions atmosphériques lors de l'observation et de l'altitude de l'observatoire. Le tableau suivant rend compte de la transmission atmosphérique pour différentes longueurs d'onde (en nm) dans le visible et l'infrarouge proche et pour 2 altitudes du lieu d'observation : au niveau de la mer T1 et au pic du midi T2.

| | | | | | | | | | | | | |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 0.54 | 0.63 | 0.69 | 0.72 | 0.74 | 0.78 | 0.81 | 0.62 | 0.79 | 0.90 | 0.56 | 0.63 | 0.97 |
| 0.76 | 0.84 | 0.88 | 0.89 | 0.90 | 0.94 | 0.96 | 0.97 | 0.98 | 0.98 | 0.98 | 0.99 | 0.99 |

Graphiquement cela donne :



Nous voyons clairement, à l'aide de ce graphique, l'intérêt de déplacer les sites d'observations en altitude afin de s'affranchir de l'extinction atmosphérique. Néanmoins, ces valeurs sont obtenues pour un astre se situant au zénith, c'est-à-dire à la verticale du lieu d'observation. Pour des observations à des valeurs non nulles de l'angle zénithal, par exemple pour la nébuleuse du crabe, il faut apporter une correction à ces valeurs et prendre en compte la masse d'air traversée. Celle-ci définit l'épaisseur d'atmosphère traversée par les rayons lumineux, puisque plus l'angle zénithal augmente plus la couche d'atmosphère traversée augmente. Par définition la masse d'air est de 1 pour une visée au zénith et prend une valeur infinie à l'horizon (distance zénithale de 90°).

La masse d'air est représentée par la lettre X et est égale à :

Une approximation pour le calcul de masse d'air est donnée par :

Et elle s'applique à la transmission atmosphérique par la relation :

Où T est la transmission atmosphérique pour une longueur d'onde et une masse d'air données.

Pour chaque coefficient de transmission défini auparavant pour une longueur d'onde donnée, on peut appliquer cette relation. On a ainsi la transmission atmosphérique à une longueur d'onde en fonction de l'angle zénithal. On voit aisément que la transmission est quasi-constante jusqu'à un angle limite de 50° pour 400nm. Cet angle augmente pour des longueurs plus grandes pour atteindre environ 80° pour 1000nm. Passé cet angle limite, la transmission atmosphérique chute brutalement. Pour ne pas que les mesures soient trop affectées (dans le bleu plus particulièrement) par l'extinction atmosphérique, il faudra veiller à ne pas observer des objets ayant une distance zénithale de plus de 50°.

- Réponse de l'instrument :

La réponse de l'instrument prend en compte celle du collecteur et celle du détecteur. Dans notre cas le collecteur est le télescope T60 du pic du midi. Ce télescope, de type newtonien, possède un miroir parabolique (miroir principal) de 60cm, un miroir secondaire de 17cm de diamètre et une focale de 2,11m, ce qui lui donne un rapport focal de 3,5. Il s'agit donc d'un instrument très lumineux destiné à l'observation du ciel profond. La transmission du système optique dépend de l'obstruction du miroir principal provoquée par le secondaire et du pouvoir réflecteur de chaque miroir. Celui-ci est estimé à .

Le coefficient d'obstruction du télescope est défini comme ceci :

Où D_1 est le diamètre du miroir principal, soit 60 cm dans notre cas et D_2 est le diamètre du miroir secondaire, soit 17cm. Ce qui nous donne

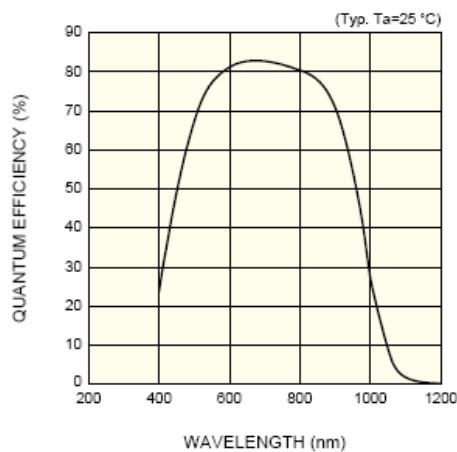
La transmission totale du système optique (collecteur) est quand à elle donnée par :

Ce qui nous donne .

Les photodiodes développées par Denis Pellion et Khalil Jradi feront office de détecteurs. Celles-ci n'ayant pas encore été étalonnées on ne connaît pas parfaitement leurs réponses quantiques, mais ils s'attendent à obtenir environ 80% d'efficacité quantique sur un domaine de longueur d'onde allant de 400 à 800 nm. De plus, celles développées par Hamamatsu donnent une idée de ce que l'on peut en attendre. Si l'on tient compte de la courbe de rendement quantique du SI-APD HAMAMATSU S9251, on peut s'attendre à ce que les photodiodes aient un domaine de sensibilité compris entre 400nm et 1000nm avec un rendement quantique pouvant aller jusqu'à 80 %.

Remarque : Par la suite, je ferai l'approximation que l'efficacité quantique de la photodiode est constante sur son domaine de sensibilité ($\approx 400-800$ nm), et vaut $Q=80\%$.

■ Quantum efficiency vs. wavelength



Efficacité quantique d'une photodiode Hamamatsu.

Bien que ce rendement quantique soit très élevé, et plus de trois fois supérieur au rendement maximal d'un photomultiplicateur classique, il existe un facteur limitant qui est la surface active S de la photodiode. Elle correspond à la surface de la photodiode étant sensible au rayonnement. Celle-ci augmente naturellement avec la taille des pixels. Par exemple pour des pixels de $100\mu\text{m}$ de diamètre la surface active est de 98% alors qu'elle n'est que de 30% pour des pixels de dimension $10\mu\text{m}$. Néanmoins, ce sont des dimensions de pixels entre 10 et 30 nm qui semblent pour l'instant

retenues pour les futurs imageurs car il existe un compromis à faire entre bruit thermique et surface active. En effet, le bruit thermique de la photodiode augmente avec la taille du pixel.

Remarque : Par la suite on prendra comme taille de pixel $25\mu\text{m}$ soit environ 60% de surface active.

- Efficacité globale de collection :

On peut maintenant définir l'efficacité globale de collection en fonction de la longueur d'onde et pour une taille de pixel donnée comme étant :

Ainsi le flux de radiation, pour une longueur d'onde donnée, défini précédemment devient :

Et le flux total :

- Flux lumineux rayonné par la nébuleuse du crabe et par son pulsar dans le domaine visible.

Dans cette partie je vais quantifier le nombre de photoélectrons créés par la nébuleuse du crabe et de son pulsar sur les photodiodes SiPM placées au foyer du T60. Pour cela nous avons besoin de la magnitude de ces objets. La nébuleuse du crabe a une magnitude apparente $m_n=8.4$, le pulsar du crabe a lui, une magnitude apparente d'environ $m_p=16$. La magnitude apparente est l'éclairement d'un objet céleste perçu depuis la Terre. Ses objets se situent à une distance d'environ 6 300A.L. (année lumière) soit 1932.5 pc (parsecs). Les coordonnées équatoriales du pulsar et de la nébuleuse sont $\alpha = 5h\ 34min\ 31.97s$ en ascension droite et $\delta = 22^\circ\ 00' 52.1''$ en déclinaison.

Remarque = 1pc équivaut à $3.0857 \cdot 10^{16}\text{m}$.

A l'aide des 2 relations suivantes nous allons pouvoir calculer la luminosité de ces objets :

Elle relie la magnitude apparente m à la magnitude absolue M c'est-à-dire à la magnitude qu'aurait l'étoile si elle était située à 10 pc. Dans cette formule d est la distance de l'objet et s'exprime en pc.

Cette expression relie la magnitude absolue de 2 objets à leurs luminosités respectives. Pour calculer la luminosité d'un objet, on s'aide d'une magnitude et d'une luminosité de référence qui le plus souvent est le soleil. Sa magnitude absolue est M_\odot et sa luminosité vaut L_\odot .

La luminosité d'un astre L est reliée à son éclairement E à une distance r par la relation suivante :

$$L = L_\odot \left(\frac{r}{d} \right)^2$$

Où E s'exprime en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$.

- Cas de la nébuleuse :

En appliquant la première formule ci-dessus on trouve comme magnitude absolue pour la nébuleuse du crabe :

Ce qui donne en termes de luminosité

Et donc

$$\boxed{\text{soit } 5.34 \cdot 10^{29} \text{ W}}$$

La luminosité de la nébuleuse dans le spectre visible est donc 1000 fois plus grande que celle du soleil.

A une distance de 1932.5 pc, soit au niveau de la terre, le flux de rayon lumineux en provenance de la nébuleuse du crabe dans le domaine visible est alors :

Soit

$$\boxed{\text{}}$$

- Cas du pulsar :

Procérons de la même façon pour le calcul de luminosité du pulsar. Sa magnitude apparente vaut $m_p = 16$.

Sa magnitude absolue est

Ce pulsar atteint une magnitude absolue de 4.5 soit à peu près celle de notre soleil dans la partie visible du spectre électromagnétique.

Sa luminosité vaut alors

Donc,

$$\boxed{\text{soit } 5.32 \cdot 10^{26} \text{ W.m}^{-2}}$$

En termes de rayonnement dans la partie visible du spectre, la nébuleuse à une luminosité 1000 fois plus grande que celle de son pulsar.

L'éclairement du pulsar reçu à la surface de la terre vaut donc

Soit

$$\boxed{\text{}}$$

- Flux de photons :

Transformons maintenant ces éclairements en flux de photons. Puisque nous n'avons pas la distribution de photons de ces objets en longueur d'onde, nous sommes obligés de considérer la bande photométrique V (visible) centrée sur 550nm. On va donc approximer que le flux de photons se ramène à cette seule longueur d'onde. A l'aide de la relation liant l'énergie d'un photon à sa

longueur d'onde — on peut alors déterminer grossièrement le flux de photons provenant de la nébuleuse et du pulsar du crabe arrivant sur Terre.

L'énergie d'un photon de longueur d'onde 550nm vaut :

Ou en eV (électron-volt, $1\text{eV}=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$) :

En divisant chaque éclairement par l'énergie du photon on obtient ainsi un nombre de photon, noté F , par m^2 et par seconde, puisque $1 \text{ W}=1 \text{ J.s}^{-1}$.

— — — — —

- Intensité de photons détectée par le système T60-photodiodes :

Comme nous l'avons vu précédemment le flux de photons collecté par le système s'écrit

Puisque nous prenons en compte qu'une seule longueur d'onde (550nm), nous n'avons pas besoin d'intégrer cette relation sur λ .

Dans cette relation ψ , l'efficacité de collection, est définie comme

Il nous faut donc connaître la transmission à cette longueur d'onde à l'altitude du pic du midi, et l'angle zénithal de la nébuleuse lors de l'observation qui dépend de la date de celle-ci.

Date d'observation : L'observation au pic du midi afin de tester les photodiodes est prévue fin septembre. Pour la détection de flash Tcherenkov, de très faible intensité, il nous faut travailler dans des conditions de faible bruit lumineux. C'est pourquoi une nuit de nouvelle lune est privilégiée. La nuit du 29 au 30 septembre paraît idéale puisqu'elle remplit cette condition. L'inconvénient est que la nébuleuse atteindra un angle zénithal pas trop important tard dans la nuit, car si l'on veut une bonne transmission atmosphérique il ne faut pas dépasser les 50° d'angle zénithal, condition que remplira la nébuleuse ce soir là vers 3h15. On considère donc l'observation de la nébuleuse fixée à 4h. Dans un repère horizontal de coordonnées (A, h) (A pour azimut, et h pour hauteur), la nébuleuse aura comme coordonnées : $A=105^\circ 26' 57''/ h = 47^\circ 55' 30''$. Comme l'angle zénithal est relié à la hauteur par la relation

La nébuleuse fera donc un angle d'environ $z = 43^\circ$ avec le zénith.

A cet angle zénithal-ci la transmission atmosphérique corrigée de la masse d'air pour une longueur d'onde de 550nm est d'environ 0,85.

L'efficacité de collection globale vaut dans ce cas

Les flux sont donc diminués d'un facteur 0,32 à l'altitude du pic du midi. Cela donne

Sur le T60 qui a un diamètre de 60cm et qui a donc une surface collectrice égale à

Le nombre de photons par seconde collectés par le télescope et les photodiodes sera

Pour la nébuleuse

Pour le pulsar

Cela se traduira par autant d'impulsions à la sortie de la photodiode.

- Calcul de flux Tcherenkov à l'altitude du pic du midi.

Pour quantifier ces flux on utilise une méthode tirée d'une publication récente et basée sur des observations de flux Tcherenkov à différentes altitudes. Comme nous l'avons vu dans la partie théorique sur l'effet Tcherenkov, les particules susceptibles d'émettre un rayonnement aux énergies qui nous intéressent sont les électrons. Dans cette partie on considérera donc les électrons comme seuls émetteurs de lumière Tcherenkov que ce soit pour des gerbes engendrées par un photon ou par un proton.

- Définition :

La profondeur atmosphérique, calculée à partir du haut de l'atmosphère, est reliée à l'altitude, calculée elle, à partir du sol, par

$$h = (6740 + 2.5x) \ln \left(\frac{1030}{x} \right) \text{ m}$$

Ainsi, la profondeur atmosphérique à l'altitude du pic du midi (2870 m) vaut environ 737 g.cm⁻².

- Flux Tcherenkov engendré par le rayonnement gamma très haute énergie :

Pour des gerbes engendrées par un photon d'énergie E_γ , le nombre moyen d'électrons créés dans cette gerbe en fonction de la profondeur atmosphérique est donné par :

$$N(E_\gamma, x) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln \left(\frac{E_\gamma}{E_t} \right)}} \exp(t(1 - 1.5 \ln s))$$

Où x est la profondeur atmosphérique mesurée en unité de longueur de radiation de l'électron dans l'atmosphère. Celle-ci est définie comme étant la longueur que parcourt un électron avant de perdre 37.2 g.cm^{-2} .

t est le paramètre d'âge de la gerbe, qui est une mesure de l'état de développement de la gerbe. Il est égal à 1 au maximum de développement de la gerbe, inférieur à 1 en dessous du maximum et supérieur à 1 au-dessus. Il est donné par la relation :

$$s = \frac{3t}{(t + 2 \ln \frac{E_\gamma}{E_t})}$$

Où E_t est l'énergie critique de l'électron. C'est l'énergie en dessous de laquelle les pertes par ionisation deviennent prépondérantes devant celles induites par le rayonnement de freinage.

Elle vaut 84,2MeV. Autrement dit, les électrons et positons ayant une énergie inférieure à l'énergie critique ne participent plus au développement de la gerbe, et sont rapidement arrêtés.

La fraction d'électrons se trouvant au-dessus du seuil Tcherenkov, donc émettant un rayonnement est donné par :

$$f_C = \left(\frac{0.89E_0 - 1.2}{E_0 + E_{th}} \right)^s (1 + 0.0001sE_{th})^{-2}$$

où E_0 est l'énergie de masse de l'électron qui vaut 511keV et n_0 la quantité au dessus de 1 de l'indice de réfraction. On a effectivement $n_0 = \sqrt{1 + \frac{h}{7100}}$ avec h est l'altitude du pic du midi et 7100 est la hauteur caractéristique de l'atmosphère souvent notée h_0 .

On a pour $s > 0.4$ et sinon.

Dans cet article, la relation du spectre Tcherenkov créé par un électron diffère légèrement de celui présenté dans la première partie. Ici, le nombre de photons Tcherenkov produits par unité de longueur de trajectoire est donné par :

$$\frac{dN}{dl} = 6.28\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

Où α est la constante de structure fine (1/137), λ_1 et λ_2 les 2 longueurs d'onde définissant le domaine dans lequel on souhaite travailler soit 400 et 800 nm respectivement. β est le facteur relativiste égal à v/c et dans notre cas proche de 1. n est l'indice de réfraction.

Dans ce modèle, l'atmosphère est divisée en couches de 333m depuis l'altitude de première interaction du photon primaire. Une couche correspond à une unité de longueur de trajectoire.

A l'aide de toutes ces formules on peut déduire le nombre de photons Tcherenkov produits dans une gerbe électromagnétique d'un photon primaire d'énergie E par unité de longueur de trajectoire comme étant :

Il nous faut maintenant trouver cette longueur de trajectoire totale. On ne donne pas l'altitude de première interaction considérée pour le photon dans cette publication. En revanche, il y a 2 courbes tracées correspondant aux nombres de photons Tcherenkov produits en fonction de la profondeur atmosphérique pour 2 énergies de photons primaires, 500GeV et 1TeV. A l'aide d'un programme qui échantillonne ces graphes et qui les rentre sous forme de matrice dans Matlab, on peut les superposer sur un même graphe avec la courbe déduite de la formule précédente et cela bien sûr pour une même énergie. On remarque que les formes des 2 courbes correspondent très bien, leurs maximums ayant pour coordonnées quasiment la même profondeur atmosphérique, sauf que celle « théorique » a une amplitude beaucoup moins grande que celle scannée dû au fait que l'on ne tient compte que d'une seule couche de atmosphère. L'écart d'amplitude à la profondeur atmosphérique des maximums nous permet de déduire cette longueur de trajectoire totale qui vaut environ 102,15km. Celle-ci est confirmée avec le même raisonnement pour une énergie du primaire égale à 1TeV. Cette longueur de trajectoire apparaît donc indépendante de l'énergie du photon.

Remarque : Les graphes échantillonés ont été lissés avec un polynôme d'ordre 8. Le graphe théorique après détermination de la longueur de trajectoire totale a été tracé en superposition avec celui fité précédemment.

Le nombre de photons Tcherenkov créés par un photon d'énergie à une profondeur atmosphérique est donc :

Les graphes de cette équation pour des énergies ou collent assez bien avec les graphes de la publication, mais en ce qui concerne l'aire de la courbe, c'est-à-dire le nombre total de photons Tcherenkov quelle que soit la profondeur atmosphérique, elle diffère d'un facteur 10 avec les valeurs du tableau 1. Cette erreur persistante se retrouve aussi dans l'aire des courbes scannées, cela peut provenir de la méthode d'intégration utilisée, qui n'est pas assez précise.

Le programme Matlab 'spectrcerenkovgamma_theo.m' calcule pour différentes énergies du photon primaire (13 au total allant de 10GeV à 100TeV), le nombre de photons Tcherenkov créés en fonction de la profondeur atmosphérique. Il trace ensuite chacune des courbes associées. Sur ces graphes on remarque aisément que plus l'énergie du primaire augmente plus le nombre de photons Tcherenkov produit pour une profondeur atmosphérique donnée augmente. est le nombre de photons Tcherenkov créés à une profondeur donnée, pour avoir le nombre total de photons Tcherenkov reçus à l'altitude du pic du midi (en s'abstenant pour le moment de la transmission atmosphérique) pour une énergie , il faut sommer sur la profondeur atmosphérique de 0 (haut de l'atmosphère) à 737 g.cm⁻² (profondeur atmosphérique du pic du midi). Dans le tableau suivant, j'ai résumé les résultats obtenus pour quelques énergies :

| 50 | 100 | 500 | 1000 | 5000 | 10000 | 50000 | 100000 |
|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|----------------------|
| $3,5 \cdot 10^7$ | $6,99 \cdot 10^7$ | $3,48 \cdot 10^8$ | $6,92 \cdot 10^8$ | $3,38 \cdot 10^9$ | $6,66 \cdot 10^9$ | $3,15 \cdot 10^{10}$ | $6,08 \cdot 10^{10}$ |

Il est maintenant possible de quantifier un flux de photons Tcherenkov à l'altitude du pic du midi en multipliant chaque nombre total de photons Tcherenkov , « créés » par un photon gamma d'énergie , par le flux différentiel d'une source gamma en haut de l'atmosphère correspondant à cette énergie. La source utilisée ici sera bien évidemment la nébuleuse du crabe. Les flux différentiels de cette nébuleuse pour 2 domaines d'énergies sont donnés dans la partie I.3). Malheureusement, ces domaines ne couvrent pas la totalité du domaine gamma très haute énergie. Le premier s'étend de 0 à 100 GeV, le second couvre la 1^{ère} dizaine de TeV. Ainsi, pour 12 énergies au total, j'ai calculé à l'aide du programme 'spectrcerenkovgamma_theo.m', le flux de photons Tcherenkov, noté , au niveau du pic du midi. Les résultats sont exprimés en photons Tcherenkov.cm⁻².s⁻¹ et sont résumés dans le tableau suivant :

| 10 | 30 | 50 | 100 | 1000 | 3000 | 5000 | 10000 |
|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0.0153 | 0.0154 | 0.0154 | 0.0154 | 0.0153 | 0.0063 | 0.0041 | 0.0023 |

Remarque : Les flux différentiels étant exprimés en photons.cm⁻².s⁻¹.GeV⁻¹ ou photons.cm⁻².s⁻¹.TeV⁻¹, il faut multiplier ces flux par la valeur de l'énergie correspondante pour s'affranchir de cette dépendance.

Les 4 premières valeurs sur le domaine d'énergie couvrant la centaine de GeV, peuvent paraître fausses, dû au fait qu'elles sont quasiment identiques, mais après plusieurs vérifications, il s'avère qu'elles sont tout à fait justes. Nous remarquons que contrairement à ..., le flux Tcherenkov diminue avec l'énergie du primaire, surtout lorsqu'on arrive à des énergies proches du TeV, ce qui est logique vu les très faibles flux de gamma à ces niveaux d'énergie.

En tenant compte de l'efficacité globale de collection définie précédemment et de la surface de collection du télescope (0.28m^2), nous pouvons quantifier l'intensité du rayonnement Tcherenkov détecté par le système T60-photodiodes. Si nous considérons comme auparavant la date d'observation au 30 septembre 2008 à 4h, l'angle zénithal de 43° de la nébuleuse du Crabe donne une transmission atmosphérique moyenne (sur la longueur d'onde) de 87%. Ainsi, l'efficacité globale de collection vaut :

Cela pour un diamètre de photodiodes de $25\mu\text{m}$.

La surface de collection du télescope étant de 0.28m^2 soit 2800cm^2 , l'intensité du rayonnement Tcherenkov au niveau du pic du midi s'exprime :

Le tableau suivant résume l'intensité du rayonnement Tcherenkov obtenu pour différentes énergies du photon primaire :

| 10 | 30 | 50 | 100 | 1000 | 3000 | 5000 | 10000 |
|----|----|----|-----|------|------|------|-------|
| 18 | 18 | 18 | 18 | 18 | 7 | 4 | 2 |

- Flux Tcherenkov engendré par le rayonnement cosmique :

Le rayonnement cosmique étant composé majoritairement de protons (85 à 90 %), on négligera dans cette partie le rayonnement Tcherenkov créé par les particules secondaires du rayonnement cosmique comme les noyaux d'héliums ou bien les électrons. Le raisonnement qui suit est relativement similaire au précédent.

On définit dans un premier temps le nombre de particules dans une gerbe hadronique engendrée par un proton d'énergie (exprimé en GeV) et à une profondeur atmosphérique comme étant :

$$N(E_p, x) = S_0 \frac{E_p}{\epsilon} e^{t_m} \left(\frac{t}{t_m} \right)^{t_m} e^{-t}$$

Avec

$$t_m(E_p) = \frac{x_0}{\lambda} \ln \left(\frac{E_p}{\epsilon} \right) - 1$$

Où ..., ..., ..., et λ étant le libre parcours moyen du proton dans l'air qui est défini comme auparavant : -

Le spectre intégral en énergie des électrons s'écrit

$$F(E, x) = 0.75 N(x) \ln \left(1 + \frac{2.3}{\kappa} E \right)$$

Où κ vaut 72 MeV.

En remplaçant κ par κ , le seuil d'émission Tcherenkov des électrons, nous obtenons le nombre d'électrons en dessous de ce seuil. Le nombre total d'électrons susceptibles d'émettre un rayonnement Tcherenkov, donc ceux ayant une énergie supérieure au seuil d'émission, s'obtient en soustrayant $N_{\text{electrons}}(\kappa)$ au nombre total d'électrons $N_{\text{electrons}}(E)$. Ce nombre d'électrons peut être ainsi calculé pour une énergie donnée E du primaire et pour une profondeur atmosphérique précise, comme nous l'avons fait dans le cas des gerbes électromagnétiques. En comparaison, le nombre d'électrons produits dans une gerbe électromagnétique et susceptible d'émettre un rayonnement Tcherenkov est en général 2 à 5 fois plus élevé, selon l'énergie du primaire, que dans les gerbes hadroniques. Donc en théorie, il en résulte que les flashes Tcherenkov émis par le rayonnement cosmique sont 2 à 5 fois moins lumineux que ceux émis par le rayonnement Gamma de très haute énergie.

Ce tableau rassemble, pour quelques énergies du primaire, le nombre d'électrons « Tcherenkov » produits par un proton et un photon gamma :

| 50 | 100 | 500 | 1000 | 5000 | 10000 | 50000 | 100000 |
|-------|-------|--------|--------|---------|---------|----------|----------|
| 10924 | 19529 | 80679 | 145400 | 509007 | 895857 | 3331607 | 5575986 |
| 20479 | 40314 | 194552 | 381714 | 1812484 | 3518720 | 16150092 | 30788482 |

Par le même raisonnement que précédemment nous pouvons calculer le nombre de photons Tcherenkov créés dans une couche de l'atmosphère de 333m. Nous utilisons le même spectre Tcherenkov des électrons c'est-à-dire :

$$\frac{dN}{dl} = 6.28\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

Le nombre de photons Tcherenkov par unité de longueur de trajectoire créés à une profondeur atmosphérique l par les électrons de la gerbe hadronique est

— — — — —

En utilisant les courbes de la publication, nous pouvons comme précédemment déduire la longueur de trajectoire totale, calculée à partir de l'altitude de première interaction du proton. Ces 2 courbes illustrant le nombre total de photons Tcherenkov créés en fonction de la profondeur atmosphérique ont été tracées pour 2 énergies du proton primaire : 1 et 2TeV. En superposant ces courbes et les courbes obtenues à l'aide de la formule ci-dessus, j'ai pu déduire le coefficient à appliquer à notre formule, c'est-à-dire la longueur de trajectoire totale. Contrairement à la partie précédentes les 2 courbes, et cela pour les 2 énergies, ne s'ajustent pas aussi bien. C'est pourquoi la valeur de ce coefficient, qui reflète aussi l'altitude de première interaction du proton, ne varie quelque peu en fonction de l'énergie. Néanmoins cette variation est négligeable et on prendra donc comme valeur 31,4km. Cette valeur conforte les prédictions comme quoi les gerbes hadroniques se développent plus bas dans l'atmosphère que les gerbes électromagnétiques. En multipliant cette longueur totale de trajectoire, elle-même divisée par l'épaisseur des couches (333m), nous obtenons le nombre total de photons Tcherenkov créés, à une profondeur l , par un proton du rayonnement cosmique d'énergie E :

En intégrant sur la profondeur atmosphérique de 0 à 737 g.cm⁻², on obtient le nombre total de photons Tcherenkov potentiellement reçus à l'altitude du pic du Midi pour une gerbe hadronique. J'ai répertorié dans le tableau suivant les résultats obtenus, en fonction de l'énergie du primaire

| 50 | 100 | 500 | 1000 | 5000 | 10000 | 50000 | 100000 |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|----------------------|
| $1,98 \cdot 10^7$ | $3,84 \cdot 10^7$ | $1,86 \cdot 10^8$ | $3,65 \cdot 10^8$ | $1,67 \cdot 10^9$ | $3,27 \cdot 10^9$ | $1,55 \cdot 10^{10}$ | $2,98 \cdot 10^{10}$ |

Ces résultats semblent contredire la théorie, car le nombre total de photons Tcherenkov créés par un proton est en moyenne un peu moins de 2 fois inférieur à celui créés par un photon gamma et cela quelque soit l'énergie.

Il nous faut maintenant relier ce nombre au flux de proton du rayonnement cosmique en haut de l'atmosphère, afin de calculer l'intensité du rayonnement Tcherenkov dû au rayonnement cosmique au niveau du pic du Midi. On s'aide pour cela du programme 'spectrehadro.mat'

On rappelle que le flux de protons à l'entrée de l'atmosphère est donné par la formule suivante :

$$\left. \frac{d\phi}{dE} \right)_{\text{Protons}} = \left(\frac{E}{38 \text{ GeV}} \right)^{-2.78} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$$

En multipliant le flux de protons au nombre de photons Tcherenkov créés par un proton, nous pouvons quantifier le flux de photons Tcherenkov du rayonnement cosmique au pic du midi. Nous obtenons les résultats suivants. Ils sont exprimés en

| 50 | 100 | 500 | 1000 | 5000 | 10000 | 50000 | 100000 |
|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|---------------------|
| $2,4 \cdot 10^7$ | $4,65 \cdot 10^7$ | $2,25 \cdot 10^8$ | $4,41 \cdot 10^8$ | $2,03 \cdot 10^9$ | $3,97 \cdot 10^9$ | $1,87 \cdot 10^{10}$ | $3,6 \cdot 10^{10}$ |

Les valeurs de ces flux peuvent paraître importantes, cela est dû à la dépendance en 1/sr. Dans notre cas, l'angle solide considéré sera faible je pense, ce qui aura pour effet de diminuer nettement ces flux. Ne connaissant pas exactement le champ de vue du télescope, ou bien même le calculer, je ne préfère pas me lancer dans des calculs qui fausseraient ces flux, c'est pourquoi je laisserai les flux en , même si la comparaison avec le flux Tcherenkov électromagnétique sera difficile.

En considérant l'efficacité globale de collection du système T60-Photodiodes de 33% définie précédemment ainsi que la surface collectrice du télescope, nous obtenons comme intensité pour le bruit Tcherenkov du rayonnement cosmique (en) :

| 50 | 100 | 500 | 1000 | 5000 | 10000 | 50000 | 100000 |
|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $4,2 \cdot 10^7$ | $2,4 \cdot 10^7$ | $6,6 \cdot 10^6$ | $3,8 \cdot 10^6$ | $9,8 \cdot 10^5$ | $5,6 \cdot 10^5$ | $1,5 \cdot 10^5$ | $8,5 \cdot 10^4$ |

Même si les résultats ne sont pas vraiment parlants, je pense qu'après multiplication par l'angle solide, l'intensité de ce bruit Tcherenkov devrait être au moins du même ordre de grandeur que l'intensité Tcherenkov des photons très haute énergie que l'on veut mesurer, mais ne devrait pas dépasser la centaine de photons/s. Si c'est le cas, la mesure du rayonnement gamma sera très difficile car ce bruit lumineux s'ajoute aux autres bruits que l'on va détailler dans les parties suivantes et qui on va le voir sont beaucoup plus importants.

- Calcul du bruit de fond du ciel.

Dans notre étude il est évidemment important de connaître le bruit de fond lié à la luminosité du ciel, car celui-ci agit sur le taux de comptage Tcherenkov via des coincidences fortuites. Le bruit de fond de ciel provient d'une part de la lumière des étoiles, et d'autre part des lumières artificielles environnantes réfléchies par l'atmosphère. Mais ce bruit est difficile à quantifier car il varie beaucoup selon plusieurs paramètres : nuit avec ou sans lune, altitude du lieu d'observation, qualité du ciel (couverture nuageuse)... Néanmoins il existe des cartes de fond de ciel, qui répertorient en fonction des différentes bandes photométriques la valeur du fond de ciel correspondant exprimé en

. Le travail de Damien Pinet m'a beaucoup aidé car il contient ce type de valeurs pour l'altitude du pic du midi et pour différents jours de lunaison :

| Jour à la nouvelle lune | U | B | V | R | I |
|-------------------------|------|------|------|------|------|
| 0 | 22,0 | 22,7 | 21,8 | 20,9 | 19,9 |
| 3 | 21,5 | 22,4 | 21,7 | 20,8 | 19,9 |
| 7 | 19,9 | 21,6 | 21,4 | 20,6 | 19,7 |
| 10 | 18,5 | 20,7 | 20,7 | 20,3 | 19,5 |
| 14 | 17,0 | 19,5 | 20,0 | 19,9 | 19,2 |

Les valeurs qui nous intéressent sont évidemment celles calculées pour la bande photométrique visible V centrée sur 500nm, et plus particulièrement la valeur à la nouvelle Lune. Comme nous l'avons vu, la nuit du 29 au 30 septembre sera une nuit de nouvelle Lune.

Les valeurs étant exprimées en , il nous faut déduire l'éclairement correspondant en . Pour cela, nous utilisons la loi de Pogson qui relie la magnitude de 2 objets à leurs éclairements selon la formule :

On prend comme objet de référence, l'étoile Vega qui a une magnitude et un éclairement de .

La valeur de l'éclairement pour une nuit de nouvelle lune dans la bande visible est donc :

En considérant la bande visible centrée sur 550 nm donc pour des photons d'énergie

$$- = 3,61.$$

Le flux de photons du bruit de fond de ciel au niveau du pic du midi est donc:

—

Calculons maintenant le bruit de fond de ciel capté par le système T60-photodiodes. La formule utilisée est :

Où je rappelle que S_c est la surface collectrice du télescope ($0,28m^2$), τ est la transmission du système optique (0,779), η l'efficacité quantique des photodiodes ($\approx 0,80$ dans ce domaine de longueur d'onde), τ_{atm} la transmission atmosphérique moyenne qui dans notre cas est calculée pour 550nm et pour un angle zénithal de 43° . Elle vaut environ 0,85 (voir 'atm_trans.mat').

Définissons S C'est la surface angulaire du ciel couverte par un pixel. Si x et y sont les dimensions du pixel et f la distance focale du télescope, cette surface exprimée en seconde d'arc carré s'écrit :

Prenons $25\mu\text{m}$ les dimensions des pixels des photodiodes utilisées. La focale du T60 étant de $2,1\text{m}$. On a Considérons que l'on utilise un imageur de 64 SiPM comportant chacun $8*8$ photodiodes de 25 microns soit au total 4096 pixels, l'intensité collectée du bruit de fond de ciel sera :

L'intensité du bruit de fond de ciel pour ce type d'imageur placé sur le T60 est d'environ 60000 photons/s ce qui est très important comparé à la dizaine de coups par seconde des Flash Tcherenkov. Néanmoins, ce bruit de fond de ciel est un bruit continu contrairement aux flashs, il est donc facilement mesurable et il peut donc être soustrait par la suite.

Le programme 'fond_ciel.mat' reprend tous ces calculs et les refait pour chaque dimension de pixel car il n'est pas sûr que cet imageur soit au foyer du télescope lors de l'observation au pic du Midi.

Le tableau suivant répertorie pour la bande visible le nombre de photons du fond de ciel arrivant sur un pixel d'une photodiode placée au foyer du T60, en fonction de la taille de ce pixel et des jours à la nouvelle Lune. L'unité est photons/s/pixel.

| | | | | |
|----|----|----|----|-----|
| 3 | 3 | 4 | 7 | 13 |
| 6 | 6 | 8 | 16 | 30 |
| 10 | 11 | 14 | 28 | 53 |
| 16 | 17 | 23 | 43 | 82 |
| 23 | 25 | 33 | 62 | 118 |

On remarque que plus le pixel est grand, plus il est sujet au bruit de fond lumineux.

Bibliographie pour l'Annexe B:

[1] **De NAUROIS Mathieu**, L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire Pour l'astronomie gamma. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV, Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, 2000.

[2] **PIRON Frédéric**, Etude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission gamma supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxie de types Blazar observés dans le cadre de l'expérience CAT, Thèse de Doctorat de l'université Paris XI Orsay, 2000.

[3] **LEROY Nicolas**, Observations, avec les télescopes H.E.S.S., du rayonnement gamma émis par le Noyau Actif de Galaxie PKS 2155-304, au-delà de 100 GeV, thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, 2004.

- [4] **LE GALLOU Roland**, Mesure du flux du Blazar Mrk 421 au dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE, Thèse de Doctorat, 2001.
- [5] **RAHMAN M. A. et al.** , Gamma Ray and Hadron generated Cerenkov Photon Spectra at Various Observation Altitudes, February 2008.
- [6] **BRADBURY S. M.** , Imaging Atmospheric Cerenkov Telescopes : Techniques and Results, 2001.
- [7] **BUIL Christian**, Astronomie CCD, 1989.
- [8] **PINET Damien**, Etude de faisabilité de détecteurs silicium pour un télescope Cerenkov, rapport de stage de M1 Astrophysique, 2006.
- [9] **MACE Sébastien**, Quantification du flux Cerenkov à l'altitude du Pic du Midi en vue de l'expérience de test des SIPM, rapport de stage de M1 Astrophysique, 2008.
- [10] **DOMANGE Jocelyn**, Préparation d'une campagne de qualification de photodiodes silicium à avalanche, rapport de stage de première année ENSPS, 2006.

Bibliographie complémentaire :

- M. W. Friedlander, *Cosmic Rays*, Harvard Univ. Press, Cambridge (Mass.), 1989.
- L. I. Dorman, *Cosmic Ray Interactions, Propagation, and Acceleration in Space Plasmas*, Springer, Dordrecht, 2006.
- L. I. Dorman, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*, Kluwer, Dordrecht, 2004.
- M. W. Friedlander, *A Thin Cosmic Rain: Particles From Outer Space*, ibid. 2000 V. L. Ginzburg dir., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland, Amsterdam, New York, 1990.
- L. Koch-Miramond & M. A. Lee dir., *Particle Acceleration Processes, Shock Waves, Nucleosynthesis and Cosmic Rays*, *Advances in Space Research*, vol. IV, no 2-3, Pergamon Press, Oxford, 1984.
- M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (G.-B.), 1981, 2e éd. 1994.
- J. Mayerhöfer, « Victor Franz (Francis) Hess », in C. C. Gillispie dir., *Dictionary of Scientific Biography*, vol. VI, pp. 354-356, C. Scribner's Sons, New York, 1991.
- R. Schlickeiser, *Cosmic Ray Astrophysics*, Springer, Berlin, Londres, 2002.
- Y. Sekido & H. Elliot dir., *Early History of Cosmic Ray Studies*, Reidel, Dordrecht, 1985.
- Veniamin Sergeevich Berezinskiĭ, Vitaliĭ Lazarevich Ginzburg ; *Astrophysics of cosmic rays* ; 1990.
- P. V. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley, Redding (Mass.), 1989.
- L. I. Dorman, *Cosmic Ray Interactions, Propagation, and Acceleration in Space Plasmas*, Springer, Dordrecht, 2006.
- L. I. Dorman, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*, Kluwer, Dordrecht, 2004.
- M. W. Friedlander, *Cosmic Rays*, Harvard Univ. Press, Cambridge (Mass.), 1989.
- M. W. Friedlander, *A Thin Cosmic Rain: Particles From Outer Space*, ibid., 2000 V. L. Ginzburg dir., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland, Amsterdam, New York, 1990.

L. Koch-Miramond & M. A. Lee dir., Particle Acceleration Processes, Shock Waves, Nucleosynthesis and Cosmic Rays, Advances in Space Research, vol. IV, no 2-3, Pergamon Press, Oxford, 1984.

M. S. Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge Univ. Press, Cambridge (G.-B.), 1981, 2e éd. 1994.

J. Mayerhöfer, « Victor Franz (Francis) Hess », in C. C. Gillispie dir., Dictionary of Scientific Biography, vol. VI, pp. 354-356, C. Scribner's Sons, New York, 1991.

R. Schlickeiser, Cosmic Ray Astrophysics, Springer, Berlin, Londres, 2002.

Y. Sekido & H. Elliot dir., Early History of Cosmic Ray Studies, Reidel, Dordrecht, 1985.

Veniamin Sergeevich Berezinskiĭ, Vitaliĭ Lazarevich Ginzburg ; Astrophysics of cosmic rays ; 1990.

P. V. Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley, Redding (Mass.), 1989.

Annexe.C

Le procédé technologique

Le travail décrit ci-dessous s'inscrit dans le cadre de collaboration CESR-LAAS-CNRS. L'objectif fixé dans l'Accord est le développement de photo-détecteurs solides à très haute sensibilité(comptage de photons). Ce travail est soutenu financièrement par le Conseil Régional Midi-Pyrénées et l'entreprise Microtec à Labège (cofinancement de 2 bourses CIFRE). Deux procédés ont déjà été menés à leur terme, le second ayant donné lieu à la soutenance d'une thèse (D. Pellion, 8/12/08).

Bien que ce deuxième lot ait donné des composants de très bonne qualité, avec une très forte uniformité des paramètres sur le wafer, la sensibilité atteinte s'est révélée encore insuffisante. Depuis début 09, des simulations intensives ont donc été reprises par K. Jradi, avec le soutien de T. Camps, G. Sarrabayrouse et D. Estève. Un procédé N°3 a donc ainsi pu être élaboré, prenant en compte l'ensemble des informations recueillies depuis 4 ans.

Le présent document detaille donc le résultat de ce travail de conception, et le détail de toutes les étapes de fabrication des photodiodes (Geiger-APD) en salle blanche. Le procédé peut être décomposé en plusieurs parties : la fabrication commence par le nettoyage des substrats, suivi par la réalisation des photodiodes et des résistances en polysilicium associées, et pour finir, les étapes d'ouvertures et de métallisations.

Un inconvénient de ce type de photodétecteur est lié à la surface efficace. En effet, en raison de la présence de zones non photosensibles(liaisons, etc), l'efficacité surfacique ne peut pas atteindre 100%, et selon les géométries, peut descendre à 50%. Une originalité de ce travail est la prise en compte, dès cette phase de conception, de microlentilles, qui permettront d'approcher ces 100%.

Phase 0 - Etapes préliminaires de nettoyage :

Etape n°0.1 : Nettoyage préliminaire des wafers :

Le Nettoyage Piranha élimine les résidus organiques en surface du silicium grâce à un mélange d'acide sulfurique et d'eau oxygénée. (H_2SO_4 & H_2O_2). L'oxyde chimique formé est ensuite éliminé avec de l'acide fluorhydrique à 10% (HF).

$1xH_2SO_4 + 1xH_2O_2 \Rightarrow eau \Rightarrow HF \Rightarrow eau \Rightarrow$ séchage, centrifuge.

Etape n°0.2: Photolithographie pour la gravure de Mires (T1, T4, T5*, T6):

Cette étape consiste à déposer une résine photosensible positive sur le wafer. Les parties exposées aux UV sont dissoutes dans le développeur. Les parties non exposées protègent le silicium pendant la gravure plasma pour reproduire sur le wafer les motifs d'alignement.

A noter : courant Novembre 2009, la résine photosensible AZ1529 ne sera plus fabriquée, elle sera remplacée par la résine photosensible sumitomo PFI 1µm. Les paramètres lors de la photolithographie seront changés, les recettes chargées seront changées par PFI au lieu de 1529

Exemple :

Ne plus utiliser Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction 1529_sans_detourage).

Utiliser : Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Les étapes de cette photolithographie sont détaillées ci-dessous :

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

Exposition sur MA150 (prog : PFIproxyf).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).

Etape n°0.3: Gravure de Mires (T1, T4, T5*, T6):

Cette étape consiste à graver dans le silicium des mires qui seront les repères d'alignement des photolithographies suivantes. Pour être bien visible cette gravure des motifs d'alignement devra être d'environ 2.5µm et sera réalisé par RIE.

Etape n°0.4 : Nettoyage des wafers (Piranha) :

Le Nettoyage Piranha élimine les résidus organiques en surface du silicium grâce à un mélange d'acide sulfurique et d'eau oxygénée. (H₂SO₄ & H₂O₂). L'oxyde chimique formé est ensuite éliminé avec de l'acide fluorhydrique à 10% (HF).

1xH₂SO₄ + 1xH₂O₂ ⇒ eau ⇒ HF ⇒ eau ⇒ séchage, centrifuge.

Etape n°0.5 : Mesure de la durée de vie et du dopage, des wafers vierges :

La mesure de la durée de vie des porteurs nous renseigne sur l'état du réseau cristallin du silicium. Par la suite du procédé, les étapes thermiques dégradent souvent l'état de ce réseau cristallin, et ainsi la durée de vie diminue. On prendra soin de mesurer l'évolution de cette durée de vie des wafers vierge puis après chaque étape thermique du procédé.

Phase 1 - Fabrication des photodiodes avec Résistances en poly :

Pour la photolithographie, on va détailler ci-après, les différents paramètres à inclure à chaque fois qu'il y a une photolithographie à effectuer. On commence toujours par un HMDS Auto (cas des Wafers sans métal) (programme n°1). Pour le dépôt de résine, on utilise la piste EVG120. Le programme de dépôt et cuisson s'appelle enduction PFI sans detourage. Le détourage se fait ensuite à l'aide du programme détourage_classique.

L'alignement des Wafers sur les masques se fait sur la machine MA150 en utilisant le mode vaccum_contact pour les petits motifs (moins de 10µm). Pour les motifs plus grands que 10µm, on utilise le mode proxy. Pour le premier niveau (gravure des Mires), la recette utilisée est PFIproxyf. Pour les niveaux suivants, la recette utilisée est PFIvc (pour les motifs < 10µm), et pour les motifs > 10µm on utilise la recette PFIproxy.

L'étape suivante est la révélation. Elle se fait sur la piste EVG120, le programme s'appelle révélation_PFI_classique. Après la révélation, on procède à une observation visuelle et microscopique des wafers pour contrôler l'absence de défauts. En cas de traces sur la face arrière, on fait un rinçage à l'eau désionisée.

Le recuit des Wafers se fait sur la piste EVG120 avec le programme post_recuit_PFI.

Finalement, une étape de contrôle est nécessaire sur le profilomètre afin de vérifier la bonne épaisseur de la résine.

Etape n°1.1 : Photolithographie n°1 (Masque 1) : Grand Caisson P- (T4) :

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

Exposition sur MA150 (prog : PFIproxy).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

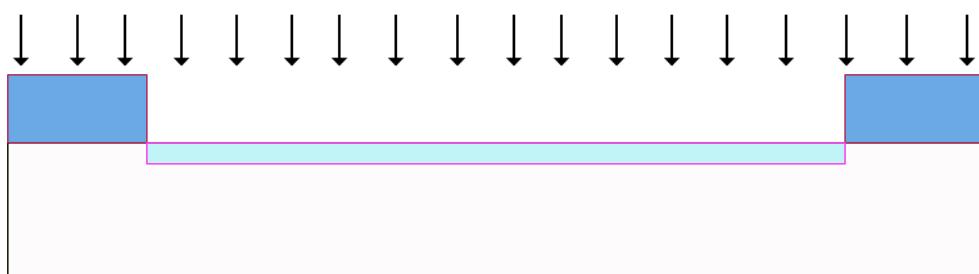
Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



Etape n°1.2 : Implantation n°1(T4) :

Paramètres retenus pour cette étape d'implantation de Bore :

$E=140\text{keV}$ à une dose $D = 1.10^{12} \text{ At.cm}^{-2}$.



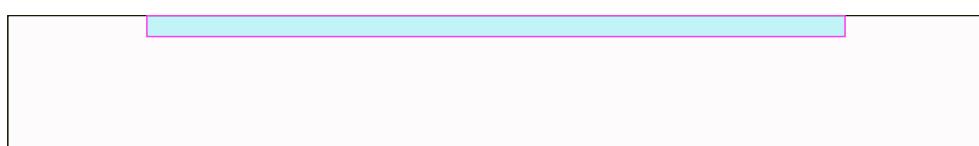
Résultats espérés avec ces paramètres d'implantation :

Dopage $\sim 1.10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$ avec une profondeur de jonction de $0.3\mu\text{m}$

Etape n°1.3 : Nettoyage du wafer :

La résine est tout d'abord éliminée avec de l'acétone, suivi d'un nettoyage :

$\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow$ centrifugeuse



Nettoyage RCA (juste avant le recuit d'activation de la première implantation).

Etape n°1.4 : Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation (oxydation) (T2--> T8) :

Insérer dans ce run, 8 plaquettes test « test poly » qui seront après recouvertes de SiPoly pour le contrôle de l'épaisseur du Si poly, pour les tests de gravure du SiPoly, pour les tests

d'oxydation du Poly lors du dernier recuit d'activation comportant de l'O₂ et pour les tests de résistivité pleine plaque après le recuit d'activation.

(En fait, avant de passer les plaquettes composants, il faudrait passer ces plaquettes test pleine plaque pour être certain que l'implantation et le recuit oxydant donne la bonne résistivité du Si Poly en final).

(Remarque : Dans le même esprit, si cela n'a pas déjà été fait dans des runs précédents, il faudrait prévoir des tests de résistivité suivant les étapes d'implantation ou au moins prévoir un SIMS sur des plaquettes pleine plaque après l'étape 3 et l'étape 7.4 pour vérifier que les profils de dopage correspondent bien à ce qui a été simulé).

Cette étape d'encapsulation sert également d'étape de diffusion thermique. Avec les paramètres précisés ci-dessous, on fait croître un oxyde sec de 0,05µm d'épaisseur et surtout les rampes lentes de montée et surtout descente en température devraient limiter la dégradation de la durée de vie. La concentration en surface calculée par simulation Athéna pour le caisson ainsi réalisé, est de $C_S=1.10^{16}$ at.cm⁻³ et une profondeur de jonction de 3.2µm après le recuit.

Nom du programme : recuit1bore.src

Durée du programme : 55H.

Débit : O₂ : 3l/min, N₂ : 3l/min, HCl : 90cc.

Résultats : épaisseur du SiO₂ : 500Å.

Qualité du SiO₂ : 0,3.10⁻¹² F.cm.

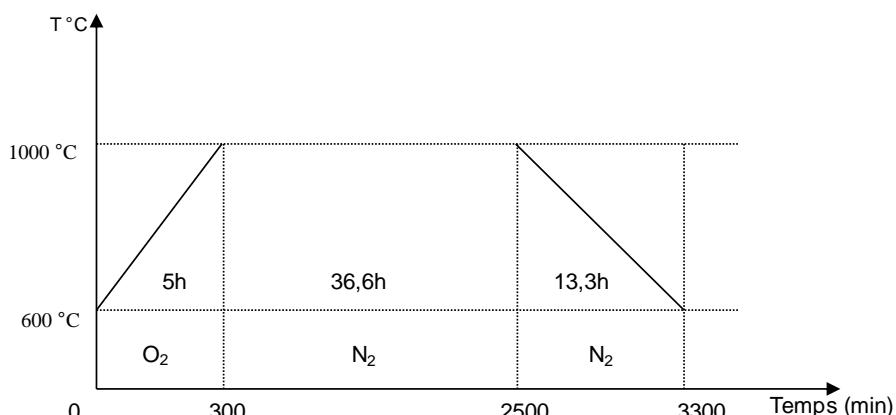
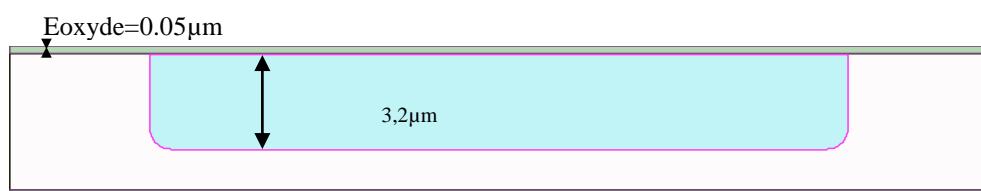


Figure C 1 : Programme de l'activation de l'implantation n°1.



Phase 2

Etape n°2.1 : Photolithographie n°2 (Masque 2) : Petit Caisson P (T4, T6)

BHF 5sec \Rightarrow eau \Rightarrow séchage, centrifuge.

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

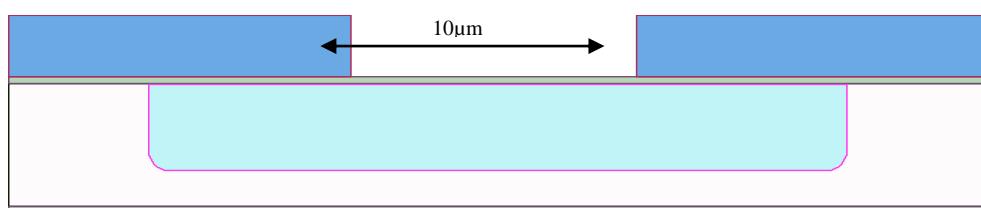
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

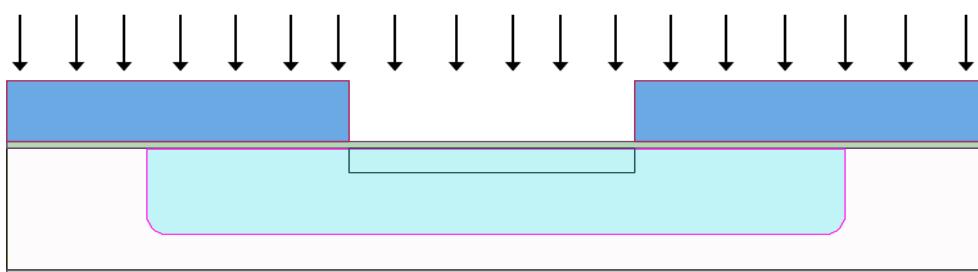
Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



Etape n°2.2 : Implantation n°2 (T4, T6):

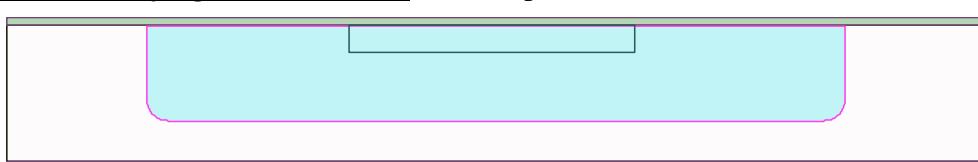
Paramètres retenus pour cette étape des triples implantations de Bore :

$D_1 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$ à $E_1=20\text{keV}$, $D_2 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$ à $E_2=80\text{keV}$ & $D_3 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$ à $E_3=130\text{keV}$. $D_{\text{Totale}} = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ at.cm}^{-2}$.



Résultats espérés avec ces paramètres : Dopage d'environ $8 \cdot 10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$.

Etape n°2.3 : Nettoyage du wafer : Acétone puis $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow$ eau \Rightarrow centrifugeuse



Etape n°2.4 : Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation (oxydation) :

Cette étape d'encapsulation sert également d'étape de diffusion thermique. Avec les paramètres précisés ci-dessous, on fait croître un oxyde sec de $0,01\mu\text{m}$ d'épaisseur et surtout la descente en température devrait limiter la dégradation de la durée de vie. La concentration en surface calculée par Athéna pour le caisson ainsi réalisé, est de $C_s=8 \cdot 10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$ et une profondeur de jonction de $1,2\mu\text{m}$ après le recuit.

Nom du programme : recuit1bore.src

Durée du programme : 27H

Débit : $\text{O}_2 : 3\text{l/min}$, $\text{N}_2 : 3\text{l/min}$, $\text{HCl} : 90\text{cc}$

Résultats : épaisseur du SiO_2 : 100Å

Qualité du SiO_2 : $0,3 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}$

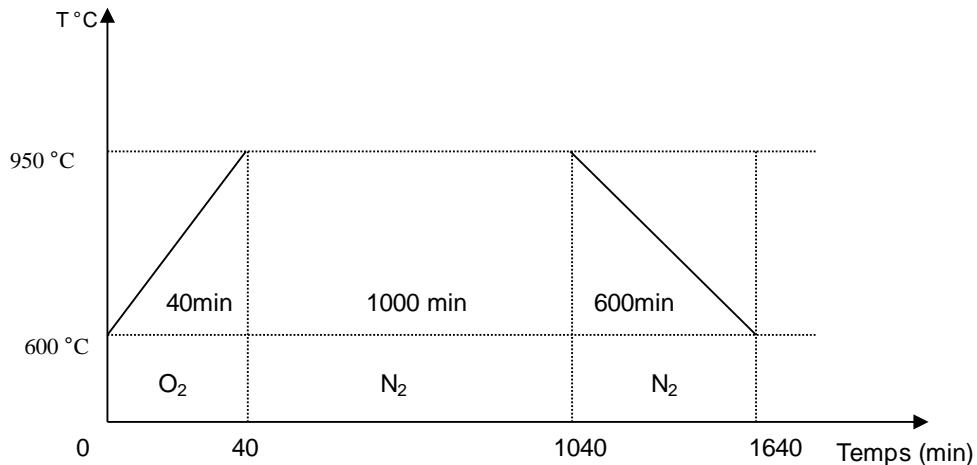
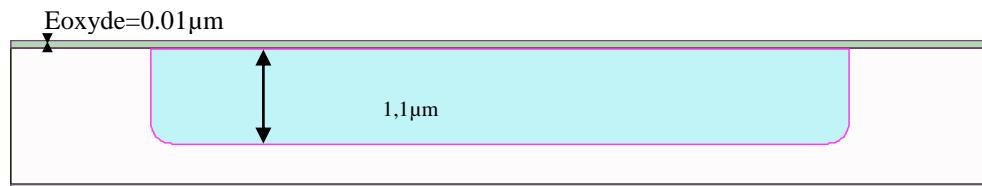


Figure C 2 : Programme de l'activation de l'implantation n°2.



Phase 3

Etape n°3.1 : Photolithographie n°3 (Masque 3)(T4, T6) : Masquage pour planter la région N+

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

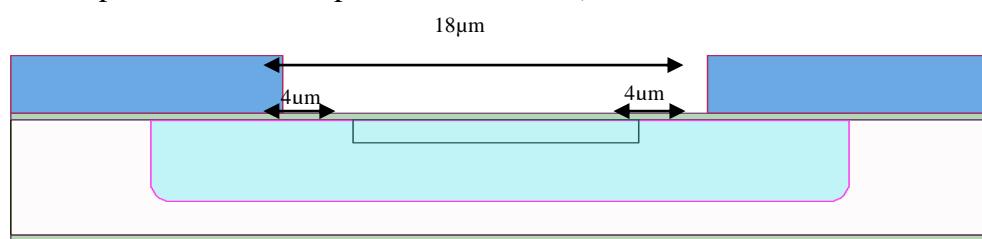
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

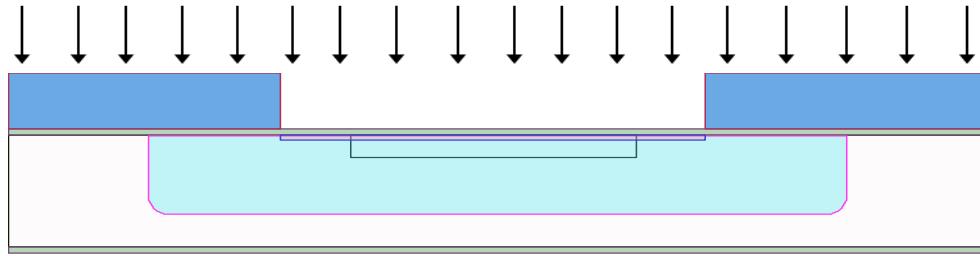
Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



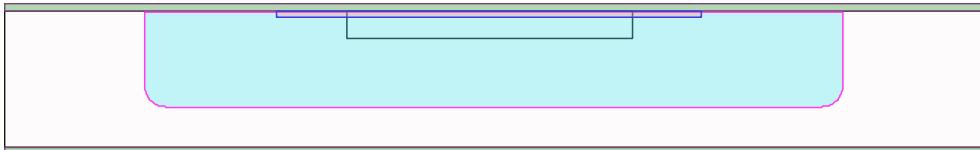
Etape n°3.2 : Implantation n°3 (T4, T6):

Paramètres retenus pour cette étape d'implantation de Phosphore : $E=10\text{keV}$, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ at.cm}^{-2}$.



Résultats espérés avec ces paramètres : Dopage d'environ 2.10^{18} atomes.cm⁻³.

Etape n°3.3 : Nettoyage résine : $H_2SO_4 + H_2O_2 \Rightarrow$ eau \Rightarrow centrifugeuse.



Phase 4

Etape n°4.1 : Photolithographie n°4 (Masque 4) (T4, T8) : Ouverture des zones de contact

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

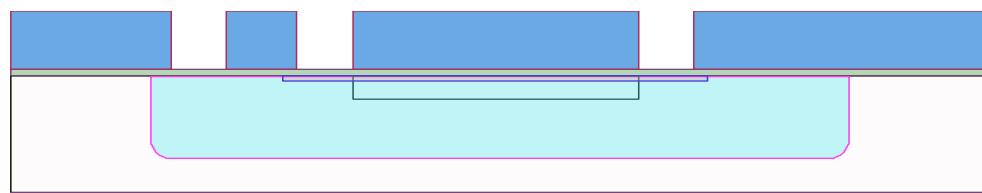
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

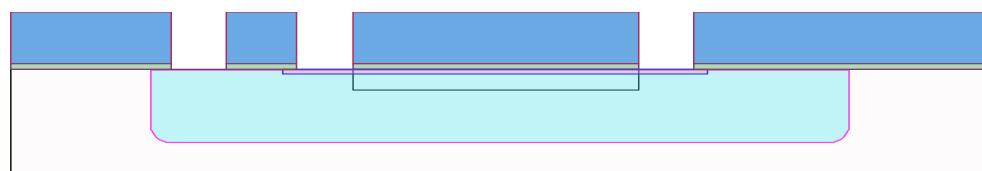
Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

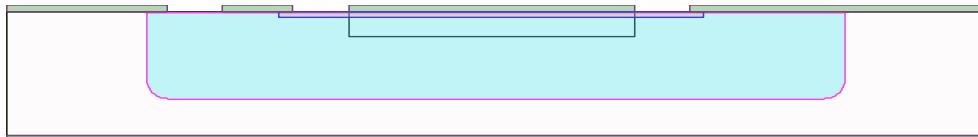
Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



Etape n°4.2 : Gravure de l'oxyde pour les contacts Cathode/Anode (T4, T8) : attaque HF des 0.01µm d'oxyde et contrôle au profilomètre mécanique.



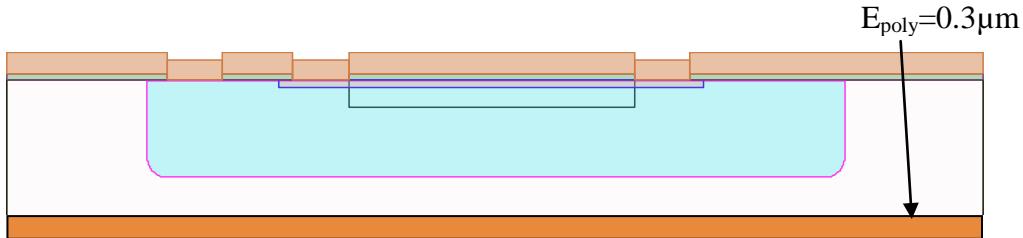
Etape n°4.3 : Nettoyage résine : Acétone, $H_2SO_4 + H_2O_2 \Rightarrow$ eau \Rightarrow HF 10% (5sec) \Rightarrow eau \Rightarrow centrifugeuse (juste avant le dépôt du Polysilicium).



Phase 5

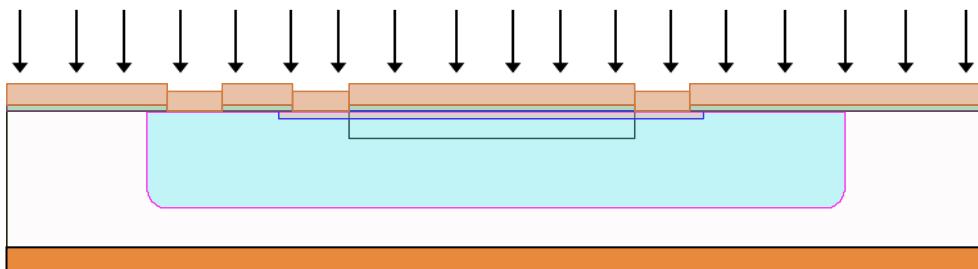
Etape n°5.1 : Dépôt de Poly Silicium de 0,3µm LPCVD pleine plaque (T3, T4, T5, T7, T8)

Insérer dans le run les plaquettes « Tpoly » préalablement oxydées à l'étape 1.4 (voire fichier joint : Etapes avec temoins):



Etape n°5.2 : Implantation du polysilicium par du phosphore à faible dose pleine plaque (T4, T7, T8):

Paramètres retenus pour cette étape : $E=50\text{keV}$ et $D=4*10^{14} \text{ at.cm}^{-2}$.



Résultats espérés avec ces paramètres : $C_S \sim 1,6 \cdot 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ & $R_{\square} \sim 40\text{k}\Omega/\square$

Etape n°5.3 : Photolithographie n°5 (Masque n°5) : Protection pour implantation Cathode (T4, T8):

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

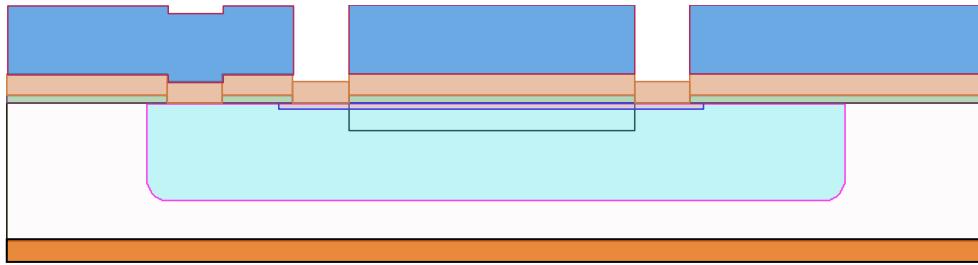
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

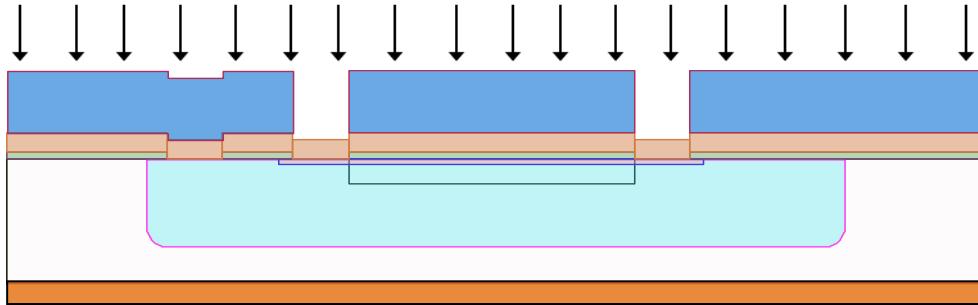
Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



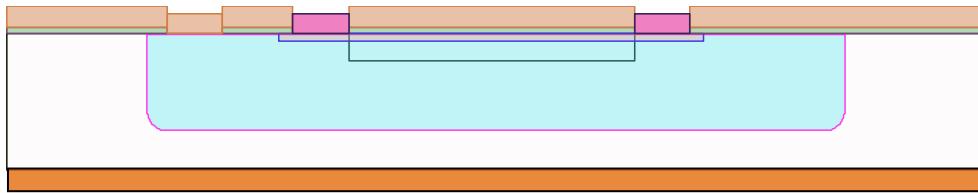
Etape n°5.4 : Implantation forte dose, zones conductrices et les prises de contact ohmique (T4, T8):

Paramètres retenus pour cette implantation de phosphore : $E=50\text{keV}$ à $D=1.10^{16} \text{ at.cm}^{-2}$.



Résultats espérés avec ces paramètres : $N_D \sim 2.10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ & $R_{\square} \sim 20\Omega/\square$

Etape n°5.5 : Nettoyage résine : Plasma O_2 , $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow$ centrifugeuse



Phase 6

Etape n°6.1 : Photolithographie n°6 (Masque 6) (T4) : Contact d'anode

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

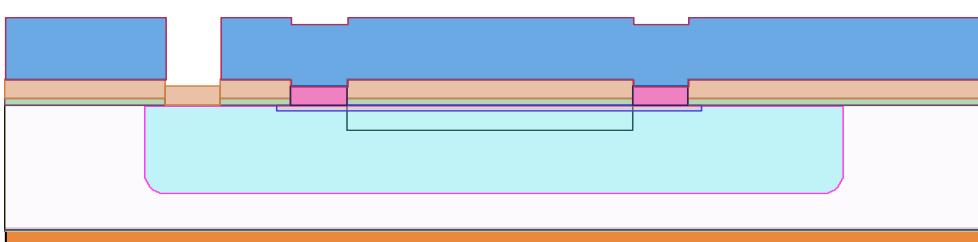
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

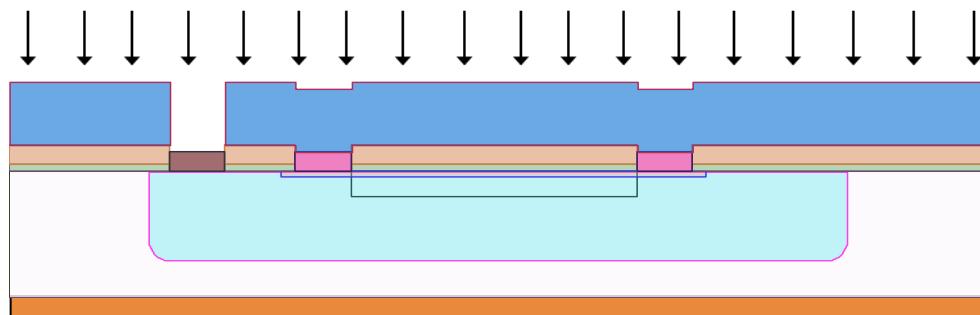
Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



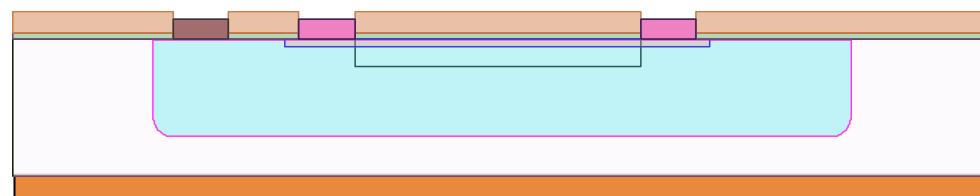
Etape n°6.2 : Implantation forte dose, zones conductrices et les prises de contact ohmique (T4) :

Paramètres retenus pour cette implantation de Bore: $E=50\text{keV}$ à $D = 1.10^{16} \text{ At.cm}^{-2}$.



Résultats attendus : $D : 2*10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ & $R_{\square} \sim 100\Omega/\square$.

Etape n°6.3 : Nettoyage résine : Plasma O_2 , $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow$ eau \Rightarrow centrifugeuse



Phase 7

Etape n°7.1 : Photolithographie n°7 (Masque 7) : Délimitation des motifs en polysilicium (T4, T5, T8) :

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

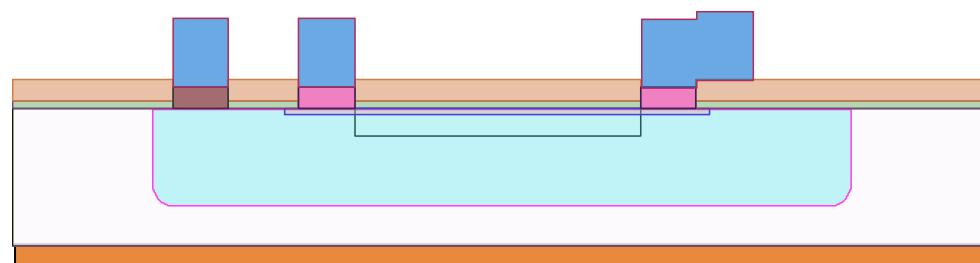
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

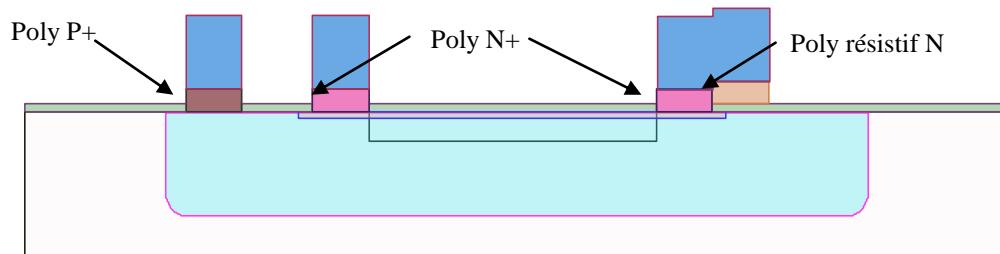
Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).

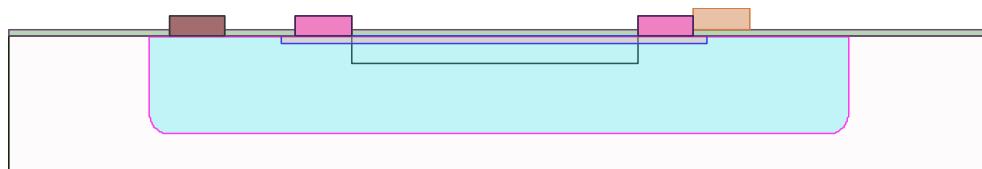


Etape n°7.2 : Gravure du polysilicium par RIE (T4, T5, T8) :

Il s'agit de graver par RIE (ICP) $0,3\mu\text{m}$ de polysilicium et de terminer la gravure sur l'oxyde de $0,01\mu\text{m}$ d'épaisseur. La gravure est très sélective. Une plaquette Test servira lors de cette étape à contrôler la bonne profondeur de la gravure effectuée.



Etape n°7.3 : Nettoyage résine : Acétone, suivie d'un nettoyage Piranha.



ETAPE n°7.3.1

Test sur les plaquettes témoins «Tpoly » du procédé du recuit d'activation suivant comportant aussi 1H30 d'O₂ pour déterminer l'épaisseur de Si Poly restant après cette oxydation

Si test Ok (déterminer quelle doit être l'épaisseur du SiPoly restant), continuer le procédé

Etape n°7.4 : Recuit d'activation des implantations n°2, 3, 4, 5 et 6 avec encapsulation (T4, T6, T7, T8) :

Nom du programme : recuit2kj.src

Durée du programme : 3H30

Débit : N₂ : 3l/min

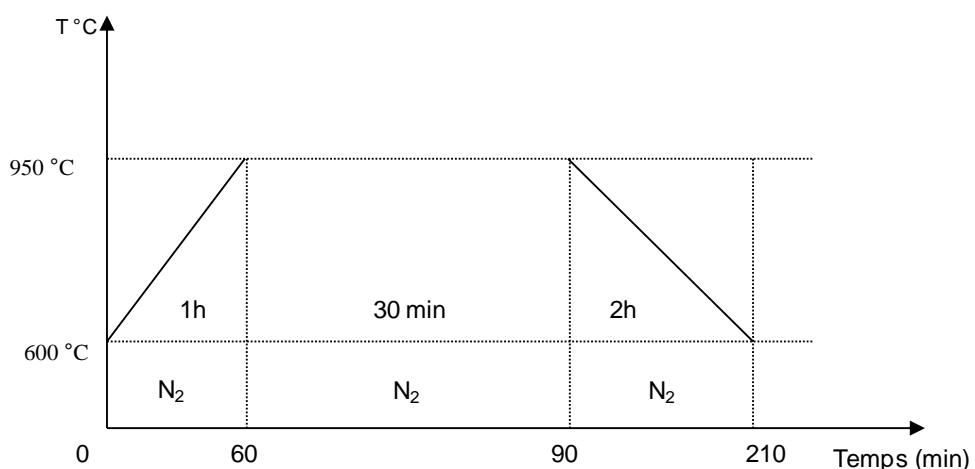
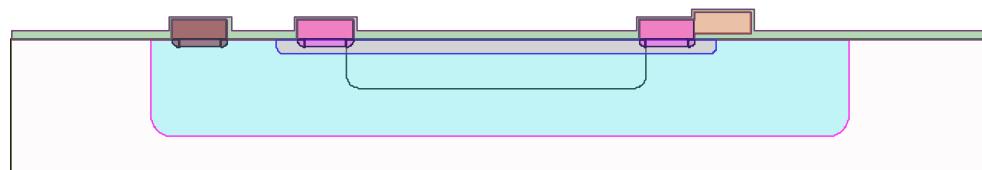


Figure 2 : Programme d'activation d'implantation 3.



Phase 8

Etape n°8.1 : Photolithographie n°8 (Masque 8) : Ouvertures des contacts

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction PFI_sans_detourage).

Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

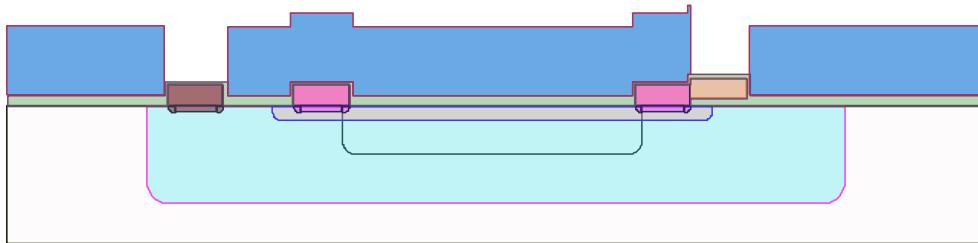
Exposition sur MA150 (prog : PFIvc).

Révélation sur EVG120 (prog : révélation_PFI_classique).

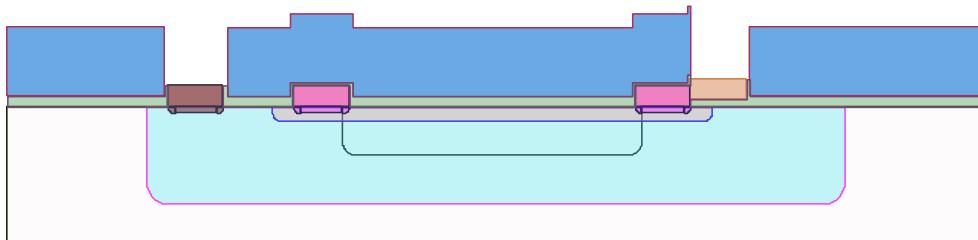
Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

Recuit sur EVG120 (prog : post_recuit_PFI).

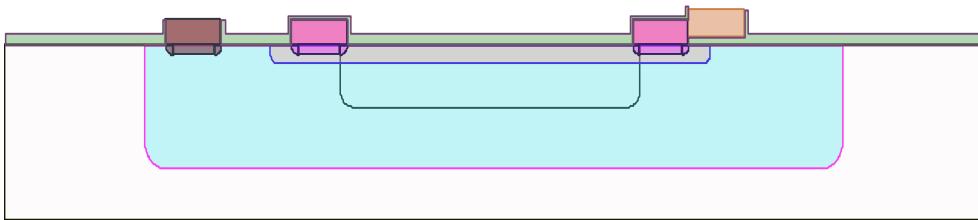
Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



Etape n°8.2 : Attaque Buffer HF thermostaté à 20°C : t_attaque ~ 30''



Etape n°8.3 : Nettoyage résine : Acétone, H2SO4 + H2O2 ⇒ eau ⇒ centrifugeuse



Phase 9

Etape n°9.1 : Photolithographie n°9 (Masque9) : délimitation des motifs métalliques par lift-off (Résine Nlof [2,5µm]).

Déshydratation : étuve 200°C auto pendant 20min.

HMDS Auto (prog n°1).

Vérifier chargement NLOF sur EVG 120

Dépôt + Recuit sur EVG120 (prog : enduction NLOF_sans_detourage).

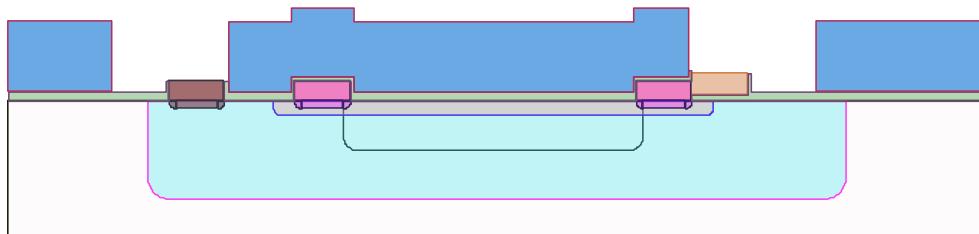
Détourage sur EVG 120 (prog : détourage classique).

Exposition sur MA150 (prog : NLOFvc).

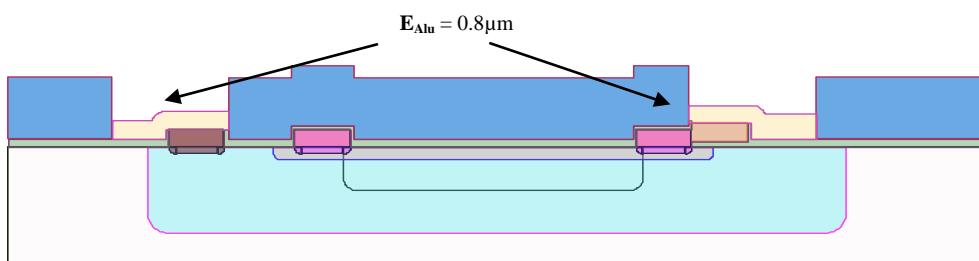
PEB+Révélation sur EVG120 (prog : PEB+révélation_NLOF_4p).

Contrôle (obs. visuelle et microscopique) nettoyage face arrière EDI si nécessaire.

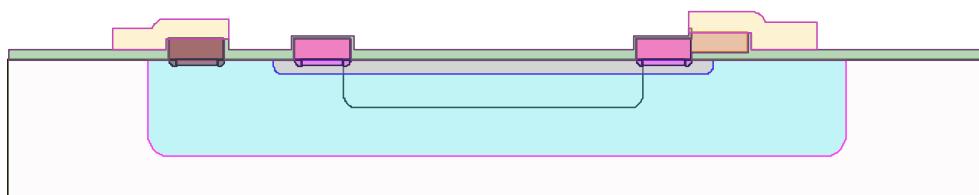
Contrôle (mesure épaisseur résine au profilomètre tactile).



Etape n°9.2 : Métallisation d'aluminium par sputtering



Le dépôt d'aluminium suivi du lift off dans un bain d'acétone assisté par des ultrasons.



Phase 10

Etape n°10.2 : Recuit métallique :

Le recuit métallique a lieu dans un four spécifique pour le métal aluminium. Le recuit métallique se fait à une température de 450 °C pendant 20 min avec de l'Azote Hydrogéné.

Etape n°10.1 : Découpe des composants :

Un dépôt de résine est nécessaire pour protéger la surface des projections de microparticules de silicium lors de la découpe. La résine est éliminée avec de l'acétone après la découpe.

Liste de publications et conférences

Publications internationales avec comité de lecture:

- I. **APD photodetectors in the Geiger photon counter mode:** *D. Pellion, K. Jradi, F. Moutier, F. Oms, J.P. Gardou, C. Magenc, T. Camps, D. Esteve, and A.R. Bazer-Bachi.*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. Volume 610, 410-414.
- II. **Geiger Avalanche Photodiodes as tentative light detectors for VHE gamma ray astronomy:** *D. Pellion, K. Jradi, A. Le Padellec, A. Rennane, F. Moutier, V. Borrel, D. Esteve, C. Magenc, and A.R. Bazer-Bachi.*
Experimental Astronomy. Volume 27, number 3, 187-195.
- III. **Computer-Aided Design (CAD) Model for Silicon Avalanche Geiger Mode Systems Design: Application to high sensitivity imaging systems:** *K. Jradi, D. Pellion, D. Esteve, J.L. Boizard, A. Le Padellec, and A.R. Bazer-Bachi.*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. DOI:10.1016/j.nima.2010.09.146.

Publications dans des conférences internationales:

1. **Modelization and design of Geiger-APD for applications in astrophysics and biology:** *K. Jradi, D. Pellion, A. Le padellec, D. Esteve, J.L. Boizard, T. Camps, F. Moutier, and A.R. Bazer-Bachi.*
In proceeding: 9th International workshop on Electronics, Control, Modeling, Measurement and Signals, ECMS 2009
2. **Study, simulation and manufacturing of new Geiger-APD for applications in Astrophysics and Biology:** *K. Jradi, T. Camps, D. Pellion, D. Esteve, A. Le Padellec, and A.R. Bazer-Bachi.*
In proceeding: 27th International Conference on MIcroELectrronics, MIEL 2010

Publications dans des conférences nationales:

- a. **Modélisation de l'avalanche en mode Geiger.**
K. Jradi, D. Pellion, D. Estève, A.R. Bazer-Bachi.
Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2008, Bordeaux.
- b. **Les photodiodes polarisées en mode Geiger pour la mesure du flash Tcherenkov.**
D. Pellion, K. Jradi, A. Rennane, C. Magenc, D. Estève, A.R. Bazer-Bachi.

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2008, Bordeaux.

- c. **Modélisation, fabrication et évaluation des SiPM à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection de flash Tcherenkov.**

D. Pellion, K. Jradi, A. Le Padellec, D. Estève, A.R. Bazer-Bachi.

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2009, Lyon.

- d. **Caractérisations électriques d'un SiPM et d'une APD-Geiger pour de futures applications en imagerie haute sensibilité.**

K. Jradi, D. Pellion, A. Le Padellec, D. Estève, A.R. Bazer-Bachi.

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2009, Lyon.

- e. **Nouvelle structure APD-Geiger pour une imagerie à haute sensibilité.**

K. Jradi, D. Pellion, A. Yalaoui, T. Camps, D. Esteve, A.R. Bazer-Bachi.

Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2010, Montpellier.