



HAL
open science

Etude de structures avancées pour la détection IR quantique à haute température

Wala Hassis

► **To cite this version:**

Wala Hassis. Etude de structures avancées pour la détection IR quantique à haute température. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY013 . tel-01558332

HAL Id: tel-01558332

<https://theses.hal.science/tel-01558332>

Submitted on 7 Jul 2017

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

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

THÈSE
présentée par

Wala Hassis

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Joseph Fourier _ Grenoble I

Discipline : Physique appliquée

**Etude de structures avancées pour la
détection IR quantique à haute température**

Soutenue publiquement le

../../2014

Composition du jury :

Président :

Rapporteurs :

Examineurs :

Encadrant CEA : Olivier Gravrand

Directeur de thèse : Johan Rothman, CEA

Unité : Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information

Service des composants pour L'ImageRie, Laboratoire Imagerie IR Refroidie

Introduction

L'imagerie infrarouge refroidie couvre de nos jours une large gamme d'applications entrant tout aussi bien dans le cadre de la défense que dans le cadre de programmes d'astrophysique visant à l'observation de la Terre, de la météorologie et l'imagerie d'étoiles. Chacune de ces gammes d'applications requiert des performances spécifiques en termes de sensibilité spectrale (du proche au lointain infrarouge), de résolution spatiale et temporelle, et de coût de revient conduisant ainsi au développement et l'apparition de nouvelles générations de détecteurs. L'essor qu'a connu la micro-électronique au début des années 80 a permis, grâce au développement des circuits de lecture intégrés au plan focal et des techniques d'hybridation, un accroissement rapide du nombre de pixels des mosaïques infrarouge : de 32×32 au début des années 80 à 2048×2048 dans les années 2000. L'objectif actuel est de réduire la taille des pixels et donc miniaturiser les systèmes optiques en vue de faciliter leur portabilité sur le terrain ou de les embarquer sur des petites plateformes aéroportées.

La détection IR quantique met classiquement en jeu l'absorption de photons dans le matériau semi-conducteur II-VI $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Cet alliage présente la particularité de permettre un ajustage du gap du semi-conducteur aux longueurs d'onde couvrant toute la gamme IR en jouant simplement sur la composition x de cadmium. Ainsi, la longueur d'onde de détection peut être ajustée de $1 \mu\text{m}$ jusqu'à plus de $20 \mu\text{m}$ faisant du CdHgTe un matériau de choix.

Le principe de détection des détecteurs refroidis repose sur la conversion photovoltaïque. Cependant, les petits gaps mis en jeu ici imposent l'association des détecteurs à un système cryogénique en vue d'en réduire le courant d'obscurité. Ce refroidissement représente une limite importante dans l'exploitation, l'encombrement et le coût de tels détecteurs. Un des grands défis à venir dans le domaine de la détection IR quantique est une exploitation de ces détecteurs à plus hautes températures, en conservant des performances acceptables en termes de bruit. En effet, la mesure du courant d'obscurité montre que ce dernier, limité par la diffusion, augmente considérablement avec le réchauffement du détecteur et rend donc son utilisation impossible à plus hautes températures. De plus, une autre limitation du fonctionnement de ces photo-détecteurs apparaît à ces températures. Celle-ci se matérialise en un bruit dont la densité spectrale de puissance est inversement proportionnelle à la

fréquence. Ce bruit connu sous le nom de bruit $1/f$ augmente rapidement à haute température et domine le bruit de grenaille (seuil de bruit de tout composant électronique) dont l'augmentation avec la température n'est pas aussi rapide. Dans les matrices de détection IR, le réchauffement progressif des détecteurs montre que certains pixels exhibent un bruit en $1/f$ bien avant les autres. Ce taux de défauts qui augmente avec la température se répercute sur la qualité de l'image finale. L'opérabilité en bruit qui donne le pourcentage de pixels dont les performances en bruit sont comprises dans un intervalle de confiance autour de la valeur nominale se dégrade de plus en plus avec la température. Ainsi, en vue de soulager le système de détection IR en termes de bruit $1/f$, il paraît indispensable d'en réduire le courant d'obscurité à travers l'élaboration de structures innovantes parmi lesquelles on peut citer le nBn. Ce type de structure unipolaire permet la collection des photo-porteurs minoritaires du petit gap à la manière d'une simple jonction en localisant toute déplétion dans une zone de plus grand gap (appelée « barrière »), de façon à limiter les courants de fuite associés à la déplétion. Ces structures limitées par les processus fondamentaux de génération thermique plutôt que par les processus d'origine technologique permettent une réduction considérable du courant d'obscurité. Ainsi, la compréhension des différents mécanismes physiques contribuant au courant d'obscurité et au bruit en $1/f$ est essentielle en vue de développer des structures de détection limitant l'effet de ce bruit basse fréquence à haute température.

Ce besoin d'exploitation à haute température a contribué au développement de nouvelles techniques de croissances et à l'élaboration de structures sophistiquées avec des profils de compositions plus ou moins abruptes et des profils de dopage complexes conçues dans le but de permettre un fonctionnement à haute température. Aussi, le déploiement de lourds moyens de simulation a rendu envisageable la conception de ces structures ainsi que leur optimisation pour un fonctionnement à ces températures. Ces dispositifs "HOT" (High Operating Temperature) comprennent plusieurs structures parmi lesquels on cite : les photodiodes à avalanche (APD), les structures à suppression Auger, les structures bispectrales, le nBn...

Plusieurs pionniers du domaine se sont intéressés à l'étude et à la compréhension des différents mécanismes de bruit $1/f$ dans des gammes de température allant de 77 K à 300 K en vue d'en déterminer l'origine. Divers dispositifs ont fait l'objet d'études de bruit approfondies. Les toutes premières études de bruit $1/f$ ont été entreprises sur des barreaux résistifs et sur des filaments de germanium. L'origine du bruit $1/f$ dans les barreaux résistifs a été attribuée à la fluctuation de la mobilité des porteurs de charge. Son origine dans les

filaments de germanium a par contre été attribuée à la fluctuation du nombre de porteurs de charge. Toutefois, l'origine de ce bruit n'est pas encore clairement déterminée dans le cas des photo-détecteurs et suscite encore des débats au sein de la communauté scientifique.

Dans ce travail de thèse nous nous sommes intéressés à la caractérisation électro-optique de deux catégories de structures de détection : des structures de photodiodes implantées caractérisées par une technologie mature et des structures exotiques connues sous le nom de structures nBn ou encore bariodes (diodes à barrière) qui sont encore au stade expérimental. Diverses configurations de photodiodes ont fait l'objet d'une étude de bruit poussée dans le but de corréler le bruit avec le ou les paramètres testés. Les structures nBn étant beaucoup moins matures, ont été dans ce travail de thèse caractérisées en termes de courant noir et n'ont malheureusement pas pu permettre une étude plus poussée en termes de bruit $1/f$. En effet, l'étude de bruit menée dans ce travail de thèse a porté sur des photodiodes CMT.

Plusieurs groupes ont mené des campagnes approfondies de mesure de bruit dans différentes configurations géométriques de photodiodes CdHgTe et dans différentes gammes spectrales allant du moyen (MWIR) au lointain infrarouge (LWIR). Différentes variantes géométriques et technologiques ont été étudiées en vue de corréler l'évolution thermique du bruit $1/f$ avec la ou les variantes testées. Certains ont trouvé une densité spectrale de puissance de bruit proportionnelle au carré du périmètre de la jonction, proportionnelle à la surface des photodiodes ou encore inversement proportionnelle au périmètre... Toutes ces corrélations ont été spécifiques aux types de structure étudiée (structure planaire, mesa,...), à leurs différentes caractéristiques technologiques (dopage, épaisseur d'épitaxie, méthode de croissance), à leurs géométries ou encore à la gamme spectrale de fonctionnement.

Ces différents comportements de bruit observés dans la littérature nous ont poussés pendant ce travail de thèse à mener une importante campagne de mesure comprenant plus de mille mesures de bruit sur différentes variantes de photodiodes. La philosophie de ce travail est de réaliser des mesures de bruit systématiques sur un grand nombre de variantes de photodiodes, en conservant le même protocole expérimental de test. La logique est ici d'observer la variation du bruit lors de l'augmentation du courant en augmentant fortement la température du détecteur mais en jouant également sur la géométrie des diodes testées. Dans ce cadre, les deux polarités de photodiodes ont été testées (n^+/p par lacune mercure, p^+/n extrinsèque) permettant d'investiguer l'effet de la nature du dopant de la couche absorbante sur les propriétés en bruit. Dans le cas de la technologie intrinsèque n/p , deux différents niveaux de dopage P ont été investigués. Plusieurs bandes spectrales ont

également été investiguées (MWIR et LWIR) permettant d'observer l'effet d'un quasi doublement du gap. Enfin, plusieurs géométries de diode ont été examinées (diodes seules, carrées ou rondes, ou encore diodes entourées de diodes de confinement pour reproduire l'environnement matriciel d'un plan focal). Enfin, plusieurs variantes de photodiode p/n ont été testés dans lesquels la surface (passivation) est traitée différemment.

Les tendances observées sur le bruit basse fréquence dans les différentes structures de détections ont pour principal objectif de restreindre le champ de recherche, d'isoler les différents mécanismes de bruit $1/f$ et de déterminer le ou les paramètres clés devant être pris en considération lors de la conception des structures de détection haute température.

Ce travail de thèse se divise en 5 chapitres. Le premier chapitre est un chapitre de généralités sur les détecteurs infrarouges. Le deuxième chapitre est dédié à l'étude des différents mécanismes limitant le fonctionnement à haute température des photodiodes CdHgTe (CMT). L'apport en termes de courant d'obscurité des deux configurations n/p et p/n de photodiodes caractérisées dans ce manuscrit sera souligné dans ce même chapitre. Le troisième chapitre est entièrement consacré à la simulation et à la caractérisation de structures de détection innovantes : les structures nBn. Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps les résultats de simulation qui ont permis de valider l'étude paramétrique entreprise sur ces structures. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse et à l'interprétation des résultats de caractérisation de ce premier lot d'essai. Le quatrième chapitre introduit dans un premier temps les différents types de bruit et dans un deuxième temps l'état de l'art du bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe dans lequel sont dressées les différentes corrélations et tendances observées dans la littérature. Le dernier chapitre dresse l'analyse des résultats de caractérisations du bruit basse fréquence des différentes structures testées. Les différents comportements de bruit observés n'ont pas tous pu être expliqués, néanmoins quelques propositions d'interprétations ont été émises lorsque cela s'est avéré possible.

Chapitre 1

Généralités sur les détecteurs infrarouges

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps le principe de la détection infrarouge (IR) ainsi que toutes les notions générales s'y rapportant. Nous introduisons également les différents types de détecteurs et le principe de fonctionnement d'une photodiode. Nous abordons aussi la problématique de ce mémoire et justifions le besoin d'augmenter la température de fonctionnement des détecteurs IR tout en conservant des performances acceptables en termes de bruit. Nous donnons par la suite un aperçu des différents matériaux utilisés dans la photo-détection IR et discutons le choix stratégique du matériau CdHgTe dans nos photo-détecteurs.

1. Principe de la détection IR

La détection infrarouge est basée sur le fait que tous les corps rayonnent dans une gamme spectrale donnée, liée à leur température. En effet, tous les corps dont la température est supérieure au zéro absolu émettent un rayonnement infrarouge. Ainsi, la présence d'une source lumineuse (soleil, étoile, lune...) n'est pas indispensable à la détection IR de ces corps naturellement lumineux. Ce type d'imagerie est dite « passive » étant donné qu'aucun stimulus externe n'intervient dans l'émission du rayonnement.

Le rayonnement thermique peut être détecté de deux façons différentes : par détection thermique ou par détection quantique. Le premier type de détection est basé sur la conversion des photons incidents en chaleur (phonons). Une mesure de l'élévation de la température au sein du matériau assure ce type de détection. La détection quantique, repose quant à elle sur la conversion des photons incidents, absorbés au sein du matériau, en charges électriques réparties sur des niveaux discrets d'énergies d'où l'adjectif quantique [1].

Pour une température et une longueur d'onde données, il existe cependant un maximum d'énergie rayonnée que tout corps ne peut pas dépasser. Si une surface atteint ce maximum, on l'appelle « corps noir ».

1.1 Rayonnement du corps noir

Un corps noir désigne en physique un objet idéal capable d'absorber totalement tout rayonnement incident quel que soit sa longueur d'onde et sa direction et dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température. Il est régi par un ensemble de lois détaillées dans l'annexe.

Le spectre en transmission de l'atmosphère représenté dans la Figure 1 a la particularité d'offrir trois fenêtres transparentes au rayonnement infrarouge couvrant des plages s'étalant de $1 \mu\text{m}$ (proche infrarouge) à $1000 \mu\text{m}$ (Infrarouge lointain).

Les trois fenêtres les plus utilisées sont :

- Le proche infrarouge pour la gamme $0.8 - 2.5 \mu\text{m}$ (Short Wavelength IR : SWIR). Les mesures radiométriques effectuées dans cette gamme spectrale sont relatives à une luminance (voir annexe) correspondant au rayonnement solaire réfléchi par la surface terrestre. L'imagerie SWIR constituée de réflexions solaires, est assez proche du visible tandis qu'un avancement dans le sens croissant des longueurs d'onde rend prépondérant l'imagerie thermique.
- Le moyen infrarouge pour la gamme $3.3-5 \mu\text{m}$ (Medium Wavelength IR : MWIR). Cette gamme spectrale est souvent utilisée dans la détection de points chauds (flamme, engins chaud...) rayonnant à des températures supérieures à l'ambiante ($T = 300 \text{ K}$). Cette gamme est très appréciée dans les besoins militaires. Toutefois, comme nous pouvons le voir sur la Figure 1, le chevauchement de la queue du spectre du corps noir ambiant avec la gamme MWIR permet, moyennant un détecteur hautes performances, de détecter des objets à température ambiante avec l'obtention de forts contrastes thermique.
- L'infrarouge lointain pour la gamme $8 - 13.5 \mu\text{m}$ (Large Wavelength IR : LWIR). Celui-ci offre une excellente visibilité de la plupart des objets terrestres étant donné que le maximum de luminance spectrale pour les corps à température ambiante est atteint dans la gamme LWIR.

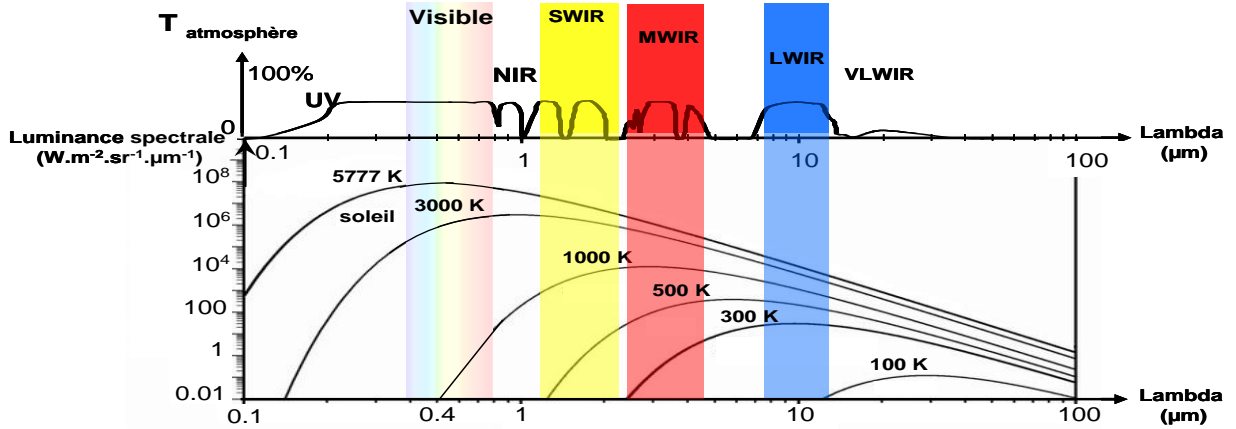


Figure 1: Spectre de l'atmosphère terrestre en regard de la luminance du corps noir.

L'énergie d'un photon E_{ph} associée à une radiation de longueur d'onde λ vérifie la relation suivante :

$$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

avec h la constante de Planck et c la célérité de la lumière. Ce photon n'est détecté que si $E_{ph} \geq E_g$ où E_g désigne le gap du semi-conducteur. Ainsi le matériau ne détecte que les longueurs d'onde λ vérifiant :

$$\lambda \leq \lambda_c = \frac{1.24}{E_g(eV)} \quad (2)$$

où λ_c est la longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle le détecteur devient « aveugle » (aucune détection).

L'équation (1) montre qu'au fur et à mesure qu'on avance vers le sens croissant des longueurs d'onde, l'énergie des photons devient de plus en plus faible. Pour une coupure à $5.5 \mu\text{m}$ (MWIR) l'énergie mise en jeu est de 220 meV. Pour un composant détectant dans le LWIR (typiquement $\lambda_c = 10.5 \mu\text{m}$), l'énergie mise en jeu par les photons est de l'ordre de 120 meV. Ainsi, l'énergie mise en jeu par les photons incidents dans la gamme MWIR est pratiquement le double de celle du LWIR mais reste toutefois très faible par rapport aux valeurs typiques d'énergie obtenues dans le visible (de l'ordre de l'eV).

A température ambiante, la génération thermique des porteurs devient très importante. Il est donc indispensable de refroidir le détecteur à des températures proches de l'azote liquide

(80 K) pour éviter que le signal thermique domine le signal photonique utile. Toutefois, ce refroidissement constitue un obstacle majeur à l'utilisation grand public de ce système de détection infrarouge, puisqu'il le rend lourd, cher et peu pratique d'utilisation.

2. Principe de fonctionnement et classification des différents types de détecteurs

Le principe de fonctionnement des photo-détecteurs repose sur l'effet photoélectrique : lorsqu'un photon rencontre un électron prisonnier d'un cristal, il lui transmet son énergie. Celui-ci peut alors quitter son état pour un état d'énergie plus élevée. L'énergie nécessaire à la libération de l'électron photo-excité est appelée énergie de gap. Cette énergie correspond dans le cas de photo-détecteurs à l'énergie nécessaire pour faire transiter un électron depuis la bande de valence vers la bande de conduction.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2, différents modes de photo-détection existent. Le mode de photo-détection correspondant à la transition d'un électron depuis la bande valence vers la bande de conduction est dit intrinsèque (Figure 2 (a)). On parle d'un mode de photo-détection extrinsèque de type n dans le cas où un trou, piégé par un atome donneur, transite depuis ce niveau piège vers la bande de conduction (Figure 2 (b)). Aussi, on parle d'un mode de photo-détection extrinsèque de type p dans le cas où l'électron, piégé par un atome accepteur, transite depuis ce niveau piège vers la bande de conduction (Figure 2 (c)).

L'énergie nécessaire pour faire transiter cet électron vers la bande de conduction n'est plus l'énergie de gap mais plutôt l'énergie $E_c - E_d$ dans la photo-détection de type n ou $E_a - E_v$ dans la photo-détection de type p, où les grandeurs E_a , E_d , E_c et E_v représentent respectivement les énergies du niveau accepteur, du niveau donneur, du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence.

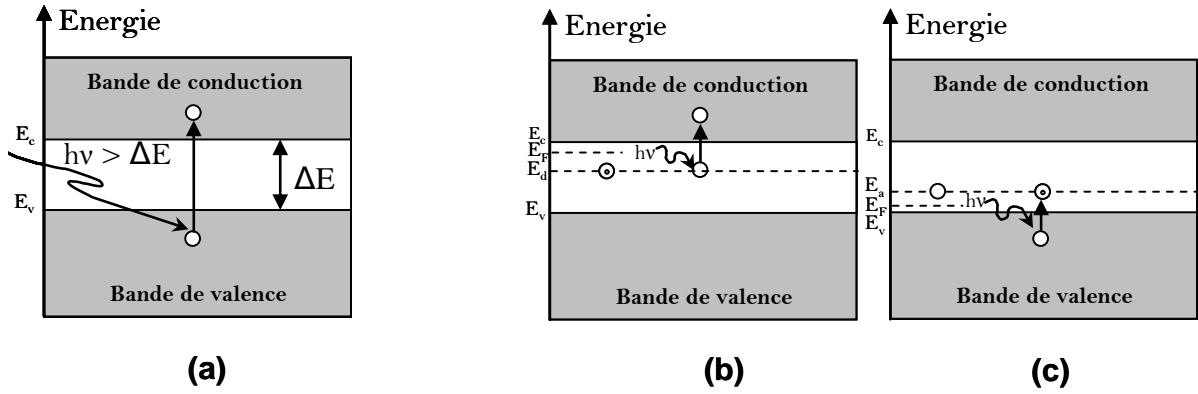


Figure 2: Différents types de photo-détection : intrinsèque (a), extrinsèque de type n (b) et extrinsèque de type p (c).

2.1 Détecteurs thermiques

La radiation incidente absorbée dans le cas des détecteurs thermiques modifie la température du matériau ce qui engendre une modification des propriétés physiques qui elle-même induit la modification du signal électrique mesuré par le système externe (Figure 3 (b)). Ce signal résulte d'un changement de la polarisation interne spontanée pour les détecteurs pyroélectriques, d'un changement de résistivité pour les bolomètres et d'une différence de potentiel pour les thermopiles.

Le fonctionnement à température ambiante des détecteurs thermiques, souvent qualifiés de « détecteurs non refroidis », les rend moins chers et plus faciles d'utilisation que les détecteurs de type quantique. Leur points faibles résident néanmoins dans une sensibilité plus faible et des temps de réponse plus longs.

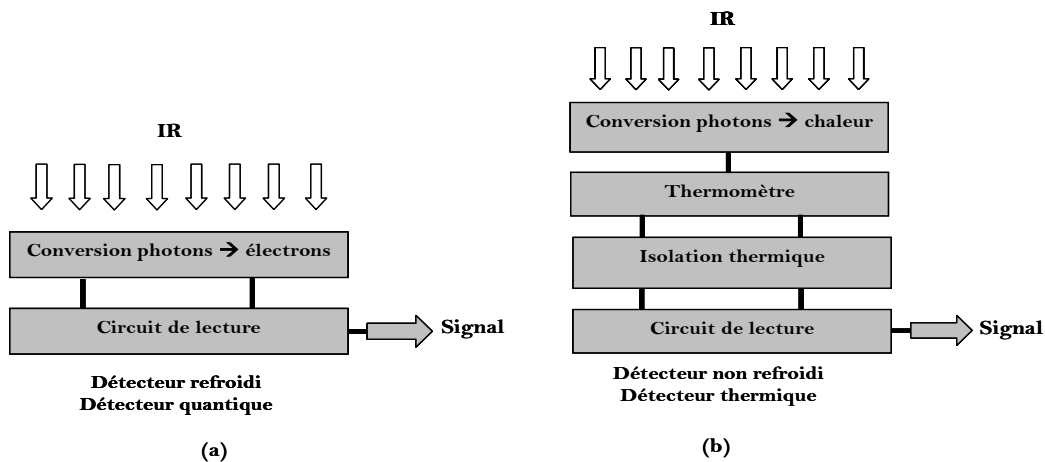


Figure 3: Principe de fonctionnement d'un détecteur quantique (a) et d'un détecteur thermique (b).

2.2 Détecteurs quantiques

On distingue deux types de détecteurs quantiques : les détecteurs photoconducteurs (PC) et les détecteurs photovoltaïques (PV). Ces détecteurs, réalisent tous la conversion des photons incidents en charges électriques via l'absorption optique (Figure 3 (a)) et ont pour principal inconvénient un fonctionnement à des températures cryogéniques.

Les détecteurs photoconducteurs

Ce type de détecteur est constitué par un ensemble de résistances variables modulées par le flux de photons incidents. Le passage de courant dans ces photoconducteurs entraîne une variation de la conductivité électrique liée à la création de paires électrons-trous au cours de l'absorption optique. Leur principal avantage est leur capacité à détecter dans l'infrarouge lointain là où l'énergie des photons est faible.

Les détecteurs photovoltaïques

La transformation de la lumière en courant peut être observée à travers plusieurs structures parmi lesquelles on cite : les jonctions p-n, les hétérojonctions, les barrières Schottky, les structures à barrière dites structures nBn... Dans ce manuscrit de thèse, nous nous intéresserons à l'étude et à la caractérisation électro-optique de photodiodes à jonction p-n et de dispositifs nBn. Le fonctionnement des photodiodes sera donné dans la partie qui suit. Les mécanismes limitant leur fonctionnement seront introduits dans le chapitre 2. Les dispositifs nBn seront quant à eux introduits dans le chapitre 3.

3. La photodiode idéale : Principe de fonctionnement

Une photodiode est une jonction p-n photoréceptrice ayant la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer ensuite en un signal électrique. En effet, celle-ci exposée à un éclairage émet, par effet photoélectrique, un courant proportionnel à l'éclairage incident.

Dans une jonction p-n, la mise en contact des deux régions n et p engendre un phénomène de diffusion : les porteurs majoritaires (les trous du côté p et les électrons du côté n) auront tendance à diffuser du côté où ils sont en minorité laissant ainsi derrière eux une zone déplétée de porteurs majoritaires. Cette zone est appelée « zone de déplétion » ou

encore « zone de charge et d'espace » (ZCE). L'existence d'une jonction dans un semi-conducteur engendre une variation locale du champ électrique accompagnée d'une distorsion des bandes de conduction et de valence au passage de la région n à la région p. Il existe diverses configurations de photodiodes parmi les plus connus on cite la configuration n/p et la configuration p/n. Dans la configuration n/p la région p est la zone d'absorption alors que dans la configuration p/n la zone n est la zone absorbante.

La photodiode fonctionne suivant le principe général illustré dans la Figure 4. Chaque photon incident transfère son énergie à un électron du matériau actif tant que son énergie est supérieure à l'énergie de transition requise pour exciter l'électron et lui faire franchir la bande interdite. L'absorption des photons dans la région p, si l'on prend l'exemple illustré par la Figure 4 et qui correspond à une configuration n/p de photodiode, entraîne la coexistence d'un ensemble de mécanismes :

- la génération de paires électrons/trous.
- la diffusion des porteurs minoritaires pouvant atteindre la ZCE. Cette diffusion des porteurs minoritaires vers la limite de la ZCE crée le courant de diffusion. Ainsi la photodiode se comporte donc comme un générateur de courant pouvant fournir un courant en l'absence de polarisation : le courant inverse. Les porteurs minoritaires générés thermiquement à proximité de la zone de déplétion diffusent avant leur recombinaison pendant un temps caractéristique τ appelé « durée de vie » des porteurs minoritaires. Les porteurs majoritaires restent quant à eux derrière la jonction bloqués par la barrière de potentiel qui y règne.
- la propulsion de ces porteurs minoritaires (électrons) vers la zone n par le champ électrique intense de la ZCE.
- la création d'une différence de potentiel aux bornes de la zone n suite à l'accumulation des électrons (propulsés par le champ \mathcal{E}) à l'interface n/ZCE.
- Cette ddp créée à l'interface n/ZCE propulse les électrons vers le contact métallique (contact arrière) et participe ainsi au courant inverse de la photodiode.

Le phénomène inverse a lieu si l'absorption se fait dans la zone n.

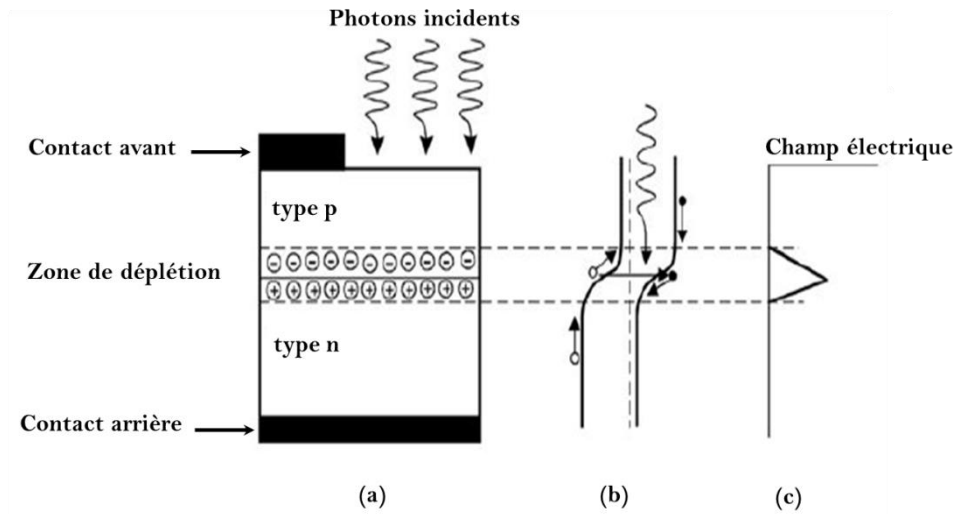


Figure 4 : Schéma d'une photodiode à jonction p-n (a) Fonctionnement de la jonction (b) Diagramme de bandes (c) Champ électrique dû à la jonction p-n.

La connaissance de la caractéristique d'une photodiode est indispensable à la connaissance de ses limites de fonctionnement. En effet, tout détecteur quantique photovoltaïque soumis à un flux de photons incidents a une caractéristique $I(V)$ qui se modifie par rapport à ce même détecteur non éclairé (Figure 5). De plus, suivant le point de polarisation utilisé sur la courbe, le mode de fonctionnement de la photodiode n'est pas le même.

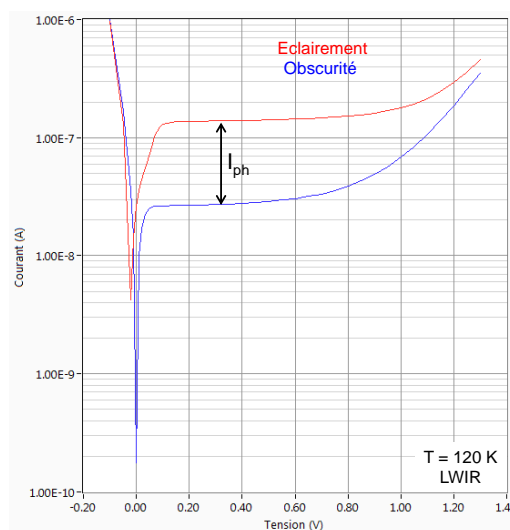


Figure 5: Caractéristique typique d' $I(V)$ d'une photodiode p/n LWIR.

Une photodiode est traversée par deux types de courants : le courant photonique I_{ph} constituant le signal utile et le courant d'obscurité (courbe bleue sur la Figure 5) constituant le signal parasite. Ce dernier dégrade le signal utile et limite le fonctionnement du détecteur. Il est donc important de décortiquer les différents mécanismes contribuant à ce courant en vue de le réduire.

4. Critère de comparaison des performances des détecteurs : la détectivité spécifique D^*

Il existe un large panel de matériaux détectant dans l'IR. Il est donc important de se définir un ensemble de critères permettant de comparer les performances de ces détecteurs entre eux. Le critère principal de choix d'un semi-conducteur détectant dans l'IR ne repose pas uniquement sur la gamme spectrale de détection mais sur un ensemble de paramètres constituant ce que l'on appelle « les figures de mérite ». Ces mêmes figures seront développées plus en détails dans le chapitre suivant.

La sensibilité photoélectrique d'un détecteur notée R est définie comme étant la constante de proportionnalité entre le signal issu du détecteur et la puissance lumineuse incidente $P(\lambda)$. Cette puissance exprimée en Watts est donnée par :

$$P(\lambda) = \frac{hc}{\lambda} \Phi(\lambda) \quad (3)$$

où Φ est le flux de photons incidents exprimé en s^{-1} à une longueur d'onde λ donnée. Cette équation traduit ce qui a déjà été dit précédemment : plus on se dirige dans le sens croissant des longueurs d'onde moins on a de puissance lumineuse (faibles énergies).

La sensibilité photoélectrique dans le cas où le détecteur est une photodiode dont le signal est un courant I_{ph} (courant photonique dont la sensibilité photoélectrique sera notée R_I) est donnée par :

$$R_I(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (4)$$

Cette grandeur exprimée en A/W reflète la capacité d'un détecteur à répondre à un signal incident (lumineux) en fonction de sa longueur d'onde. La sensibilité photoélectrique encore appelée réponse spectrale est aussi fonction d'une grandeur appelée « rendement quantique » ou encore « efficacité quantique ». Ce rendement est défini comme étant le rapport du nombre de paire électron-trou générées sur le nombre de photons incidents et est égale à

l'unité si chaque photon incident conduit à la génération d'un électron contribuant au courant. Il est donné par :

$$\eta(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q \cdot \phi(\lambda)} \quad (5)$$

Nous avons parlé dans ce qui précède de l'aptitude d'un détecteur à détecter le rayonnement incident, toutefois le plus important demeure le fait que le signal utile ne doit pas être trop entaché de bruit. Pour quantifier la dégradation du signal par le bruit i_n , la connaissance du rapport signal sur bruit d'un détecteur est très importante et permet d'en évaluer la performance. Il peut être mesuré par :

$$SNR = \frac{I_{ph}}{i_n} \quad (6)$$

où i_n est le bruit mesuré sur le dispositif dans une bande de fréquence bien déterminée.

La puissance équivalente au bruit du détecteur exprimée en W est donnée par :

$$NEP = \frac{i_n}{R_I(\lambda)} \quad (7)$$

Toutefois, la notion inverse de la NEP est plus utilisée dans la communauté scientifique étant donné que la manipulation des grandes valeurs numériques est souhaitable. Cette notion appelée « détectivité », notée D et exprimée en W^{-1} est donnée par :

$$D(\lambda) = \frac{R_I(\lambda)}{i_n} \quad (8)$$

L'équation (8) montre que les valeurs de détectivités sont maximales pour un détecteur haute performance (bruit réduit). Cette valeur de détectivité tient compte des conditions de mesures (bruit de la chaîne de mesure, bande passante...) mais ne fait pas intervenir la surface du détecteur. En effet, le besoin de comparer des détecteurs de différentes géométries (différentes surfaces) s'avère indispensable. C'est en réponse à ce besoin qu'une nouvelle figure de mérite a été introduite par Jones : la « détectivité spécifique » notée D^* [2].

La détectivité D^* est le paramètre principal qui caractérise la performance d'un détecteur à travers le rapport normalisé signal-sur-bruit du photo-détecteur. Des mesures de la NEP effectuées par Jones [2] ont montré que celle-ci était proportionnelle à la racine carrée du signal du détecteur (courant dans le cas d'une photodiode (\sqrt{I})) qui lui-même est proportionnel à la surface A du détecteur. La détectivité spécifique D^* sera donc une

normalisation de la détectivité D par la racine carrée de la surface (\sqrt{A}) et la bande passante Δf . Elle est donc exprimée en $W^{-1}cm\sqrt{Hz}$ et est donnée par :

$$D^*(\lambda) = \frac{\sqrt{A}\sqrt{f}}{NEP(\lambda)} \quad (9)$$

Dans la Figure 6 sont reportées des mesures de détectivité spécifiques en fonction de la longueur d'onde à différentes températures pour un large panel de matériau. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, un détecteur PV idéal a une détectivité D^* supérieure à celle d'un détecteur idéal de type PC ou thermique. Les détecteurs PV sont ainsi plus prometteurs. Les courbes de limite de détectivité théorique représentées sur la Figure 6 pour un détecteur idéal sont obtenues en assumant que le détecteur atteint le « BLIP » (Background Limited Infrared Photodetector), i.e. seul le bruit de photons est pris en compte dans le calcul de la courbe de détectivité idéale. En effet, il existe une limitation fondamentale aux performances d'un détecteur quelque soit son type et ce outre les limites technologiques. Cette limitation provient de la nature aléatoire du rayonnement issu d'un objet. Ainsi, les détecteurs pour lesquels la source principale de bruit est le bruit du milieu environnant sont dénommés détecteur BLIP : la détection est limitée par le bruit des photons incidents. La détectivité spécifique BLIP représente la détectivité au-delà de laquelle on ne peut pas aller à partir du moment où le flux incident est déterminé par les conditions d'éclairement et la température du fond ambiant. On dit aussi que la température correspondante à ce fonctionnement BLIP est celle à laquelle les performances du détecteur sont optimales et au delà de laquelle le bruit issu du courant d'obscurité prédomine sur le courant photonique.

Comme illustré sur la Figure 6, les détecteurs infrarouge refroidis à base de CdHgTe sont les seuls détecteurs dont la technologie permet d'atteindre des valeurs de détectivité proches de la valeur limite théorique dans les bandes spectrales MWIR et LWIR faisant de ce semi-conducteur le matériau phare de l'imagerie IR refroidie hautes performances comme nous l'expliquerons en détail dans la section 7.

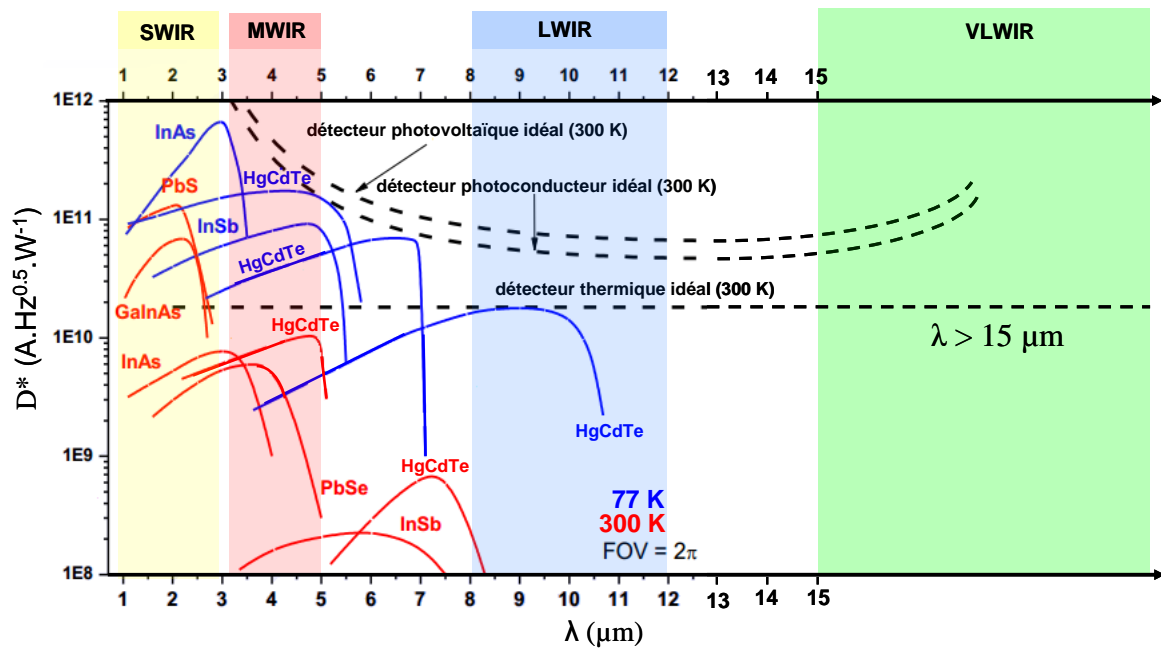


Figure 6: Détectivité spécifique de différents détecteurs IR opérants aux températures indiquées [3].

Comme on peut le voir à travers la Figure 7, le bruit des photons incidents, (Intégrale de l'excitance spectrale du flux de photons (voir annexe : Loi de Stefan-Boltzmann) émis par un corps noir à 300 K avec une efficacité quantique constante) augmente lorsqu'on passe du SWIR au MWIR. Ainsi, la courbe de détectivité idéale décroît lorsqu'on passe du SWIR au MWIR, la détectivité étant inversement proportionnel au bruit (voir équation (8)). Au-delà de 12 μm , l'excitance spectrale du flux de photons diminue. Par conséquent, le bruit de photons incidents n'augmente pas de manière significative en passant du LWIR au VLWIR (Very Long Wavelength IR : gamme spectrale correspondante aux longueurs d'ondes supérieures à 15 μm). D'autre part, R_I continue d'augmenter avec la longueur d'onde de coupure (équations (3) et (4)) pour une efficacité quantique donnée expliquant ainsi l'augmentation de la courbe de détectivité idéale en passant du LWIR au VLWIR. Toutefois, cette tendance théorique n'est pas suivie par les détecteurs quantiques commercialisés de nos jours. En effet, les valeurs expérimentales de la détectivité spécifique D^* ont tendance à diminuer en passant du SWIR au VLWIR étant donné que le bruit du détecteur augmente à mesure que l'énergie de la bande interdite diminue : Le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction se fait sans photons, ayant comme conséquence une montée du niveau de courant d'obscurité et du bruit jusqu'à dominer le comportement des détecteurs.

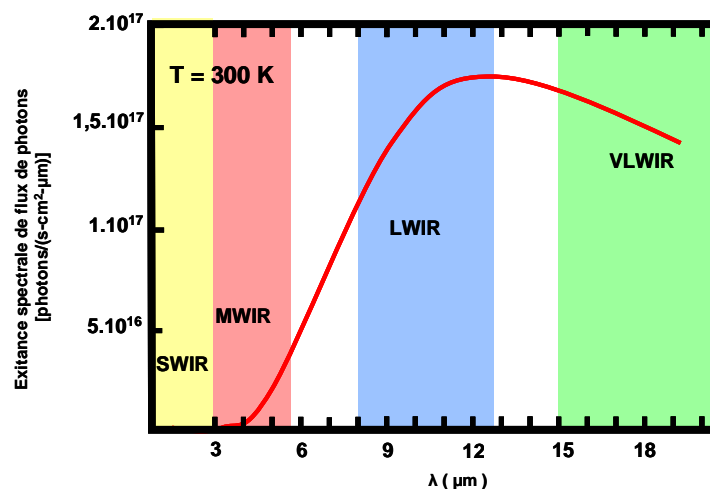


Figure 7 : Exitance spectrale du flux de photons issue d'un corps noir à $T = 300 \text{ K}$ en fonction de la longueur d'onde.

5. Problématique de la détection HOT

5.1 Problématique du courant d'obscurité

Tous les corps, y compris les détecteurs rayonnent dans une gamme spectrale donnée, liée à leur température. Pour pouvoir assurer sa fonction de photo-détection, le photo-détecteur doit impérativement être refroidi en vue de limiter la génération thermique des porteurs. Tout dispositif photosensible placé à l'obscurité délivre un courant permanent dont l'origine est attribuée à divers mécanismes de fuite internes. Ce courant, fonction de la polarisation et de la température, est appelé « courant d'obscurité ». Effectivement, la mesure du courant d'obscurité montre que ce dernier augmente considérablement avec le réchauffement du détecteur et rend donc son utilisation impossible à plus hautes températures (Figure 8). Lorsqu'il est refroidi, un détecteur haute performance est limité par le bruit de grenaille encore appelé le bruit Schottky [4]. Ce bruit est dû à aux fluctuations discrètes aléatoires des électrons. Lorsqu'il est réchauffé, en plus de l'augmentation du courant d'obscurité une autre limitation au fonctionnement du photo-détecteur apparaît. Celle-ci se matérialise en l'apparition d'un bruit qui domine le bruit Schottky et dont la densité spectrale de puissance est inversement proportionnelle à la fréquence f de mesure. L'origine de ce bruit dit bruit $1/f$ ou encore bruit Flicker n'est pas encore clairement déterminée dans le cas des photodiodes et suscite encore des débats au sein de la communauté scientifique.

Le besoin de l'exploitation de ces détecteurs à plus haute température (refroidissement encombrant et coûteux) rend fondamental l'étude de ces mécanismes physiques limitant le fonctionnement des photo-détecteurs dans ces gammes de températures. Plusieurs pistes ont été exploitées : développement de nouvelles techniques de croissances, élaboration de structures sophistiquées avec des profils de compositions abruptes et des profils de dopage complexes conçues dans le but de permettre un fonctionnement à haute température... En effet le déploiement de lourds moyens de simulation a rendu envisageable la conception de ces structures ainsi que leur optimisation pour un fonctionnement à plus hautes températures. Ces dispositifs "HOT" (High Operating Temperature) dits de troisième génération comprennent plusieurs structures parmi lesquels on cite : les photodiodes à avalanche (APD), les structures à suppression Auger, les structures bispectrales, le nBn ...

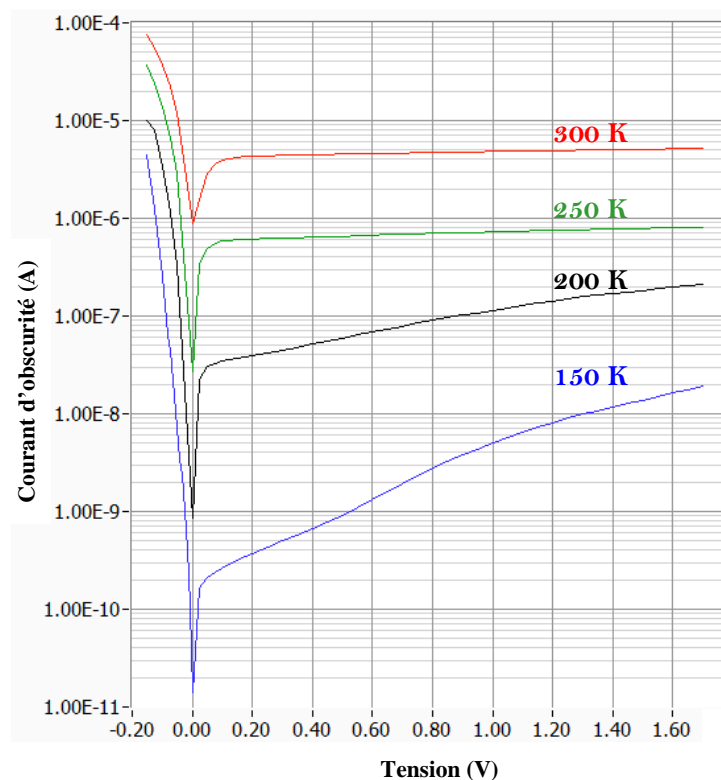


Figure 8: Caractéristiques courant-tension mettant en évidence l'évolution du courant d'obscurité avec la température.

L'objectif principal de ce travail est de déterminer les différentes corrélations du bruit $1/f$ avec les différents paramètres géométriques et technologiques étudiés en vue d'en isoler les différents mécanismes et permettre ainsi une exploitation de ces détecteurs à plus haute température.

5.2 Problématique de l'opérabilité en imagerie IR

Chaque photodiode correspond à un pixel d'une matrice de détection hybridée à une électronique de lecture. Cette électronique assure la polarisation des photodiodes et le traitement de l'information issue de chacune d'entre elles afin de constituer l'image finale.

Le rapport signal sur bruit (SNR : Signal to Noise Ratio) permet d'évaluer l'impact du bruit sur l'image finale. Ce rapport se dégrade au fur et à mesure qu'on réchauffe le détecteur qui devient très vite limité par le bruit $1/f$ comme nous l'avons expliqué plus haut. Une augmentation progressive de la température de fonctionnement, montre que certains pixels exhibent un bruit $1/f$ bien avant les autres comme nous pouvons le voir sur le spectre de bruit illustré sur la Figure 9 (a). Ce comportement se matérialise par un taux de défauts qui augmente avec la température et qui se répercute sur la qualité de l'image finale. De plus, l'histogramme de bruit, symétrique pour des températures de fonctionnement limitées par le bruit Schottky, devient asymétrique (Figure 9 (b)). Cet histogramme, qui permet la représentation statistique de la distribution des pixels affectés par le bruit, est d'autant plus large que l'image présente un bruit apparent et exhibe une queue de distribution exponentielle de plus en plus étalée (Figure 10). L'excès de bruit est donné par le rapport du bruit mesuré sur le dispositif par le bruit Schottky donné par $\sqrt{2qI}$ où I est le courant et q la charge élémentaire.

L'opérabilité en bruit qui donne le pourcentage de pixels dont les performances en bruit sont comprises dans un intervalle de confiance autour de la valeur nominale se dégrade de plus en plus avec la température. Pour une détection HOT, la compréhension des différents mécanismes physiques contribuant au courant d'obscurité et au bruit $1/f$ est donc essentielle en vue de développer des structures de détection présentant des performances de bruit acceptables à haute température. Le choix du matériau a aussi sa grande importance. En effet une bonne qualité cristalline du matériau peut contribuer à la réduction du courant d'obscurité et du bruit $1/f$.

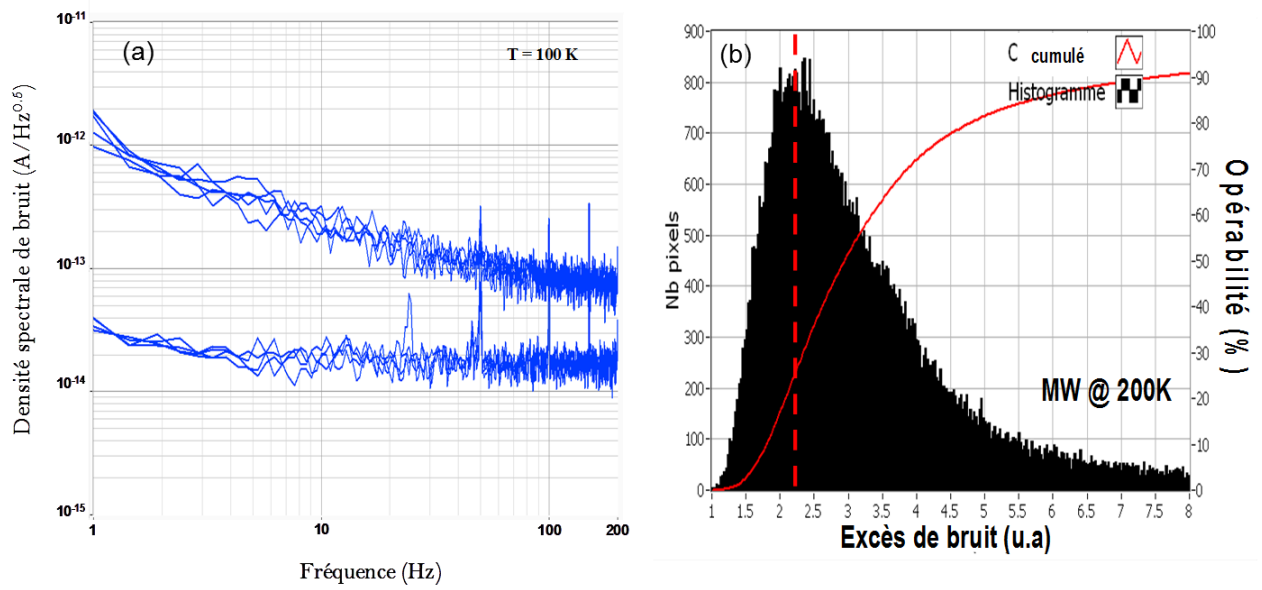


Figure 9: (a) Spectre de bruit issu d'un ensemble de photodiodes à $T= 100 K$, (b) histogramme de bruit d'un composant MWIR à $T= 200 K$.

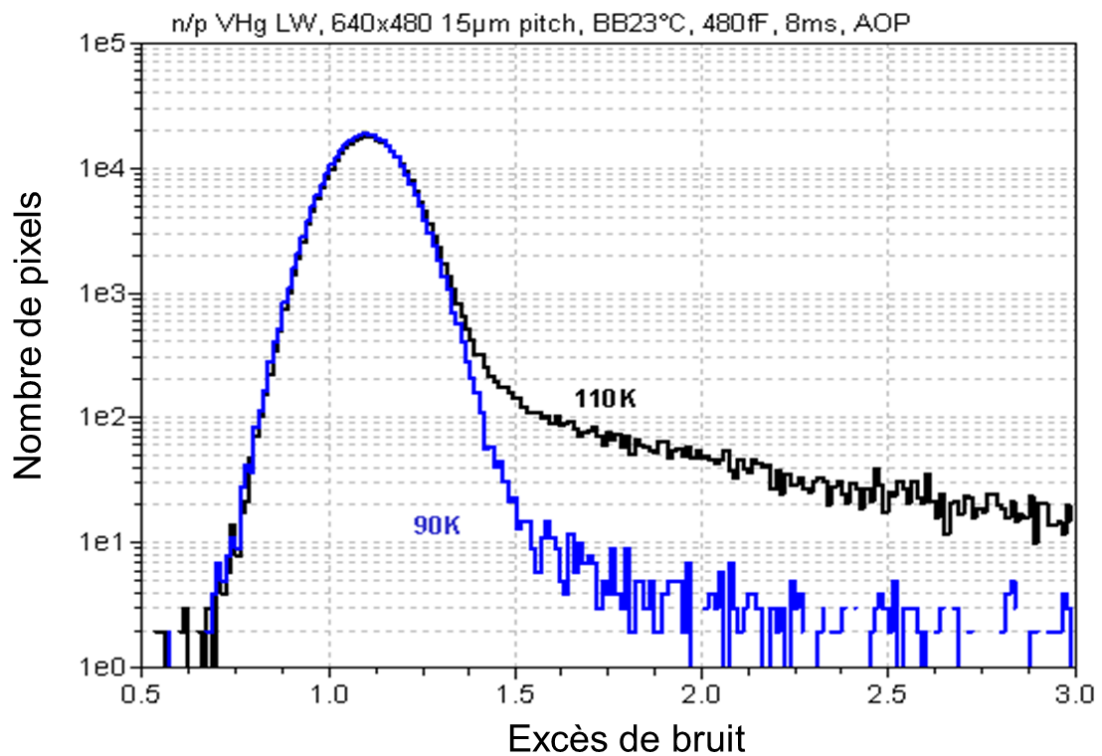


Figure 10: Histogramme de bruit illustrant l'étalement de la queue de distribution avec la température.

6. Matériaux utilisés dans la détection IR

La détection IR met en jeu de faibles énergies de l'ordre de 250 meV pour $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (MWIR) et de l'ordre de 88 meV pour $\lambda = 14 \mu\text{m}$ (VLWIR). Plusieurs matériaux ont vu le jour répondant à des besoins de plus en plus pointus : surveillance, identification, télédétection... Les matériaux utilisés sont classés en deux catégories :

- Les matériaux intrinsèques : ce sont des matériaux petits gaps qui permettent par transition directe le passage des porteurs de charges de la bande de valence vers la bande de conduction suite à l'absorption du rayonnement IR incident.
- Les matériaux super-réseaux : ce sont des matériaux synthétiques relativement neufs. Ces matériaux ont la particularité de reproduire un matériau petit gap en introduisant un grand nombre de puits quantiques couplés (voir annexe).

6.1 Matériaux intrinsèques pour l'IR

La Figure 11 dresse l'évolution de l'énergie de gap en fonction du paramètre de maille de différents matériaux semi-conducteurs. Comme nous pouvons le voir, le choix du matériau est dépend de la gamme spectrale de détection. Dans la gamme SWIR, le GaSb, le Ge et l'alliage InGaAs sont parfaitement adaptés à cette bande spectrale de détection. Le GaSb par exemple offre un gap de 750 meV à 300 K permettant de détecter des longueurs d'onde allant jusqu'à $1.65 \mu\text{m}$. Dans la gamme MWIR, l'InSb offre une énergie de gap de 225 meV pour une coupure de l'ordre de $5.5 \mu\text{m}$. A 80 K, le CdHgTe et le PbSnTe sont les seuls alliages se disputant la gamme LWIR.

6.1.1 Matériaux essentiellement SWIR : InGaAs, InAs

L'alliage $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ permet de moduler l'énergie de gap et donc la longueur d'onde de coupure par la simple variation de la composition x de Gallium. Toutefois, cette modulation s'accompagne d'une évolution conséquente du paramètre de maille dégradant notablement la qualité cristalline de l'alliage. Cette dégradation a pour conséquence l'obtention d'un cristal de mauvaise qualité cristalline favorisant les recombinaisons des porteurs de charges. Ces recombinaisons contribuent à l'augmentation du courant d'obscurité et limitent fortement les performances du détecteur. Toutefois d'importantes recherches ont permis de nos jours,

grâce à une maîtrise de l'accord de maille sur substrat InP, la réalisation de détecteurs SWIR hautes performances à 1.6 μm de longueur d'onde de coupure.

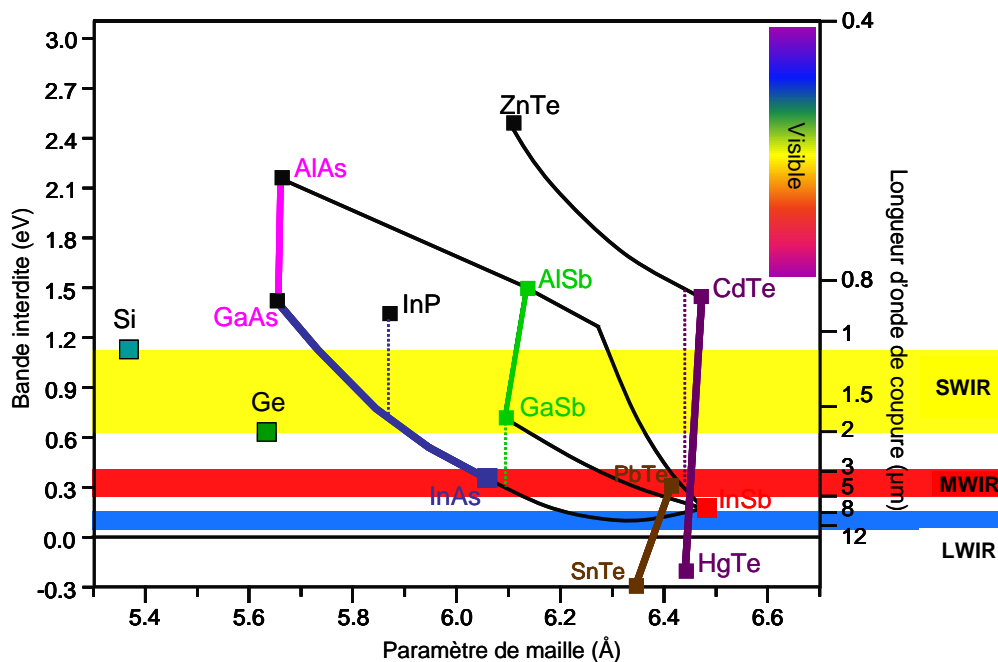


Figure 11: Evolution de l'énergie de gap en fonction du paramètre de maille de différents matériaux utilisés en détection IR

6.1.2 Matériaux essentiellement MWIR : InAsSb, InSb

L'alliage $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ permet aussi un ajustage du gap du semi-conducteur en jouant simplement sur la composition x d'Arsenic. L'évolution de cette composition s'accompagne d'une évolution notable du paramètre de maille cristallin, ce qui dégrade considérablement les propriétés cristallines de l'alliage dès lors que l'on s'éloigne de l'accord de maille. De plus, ce matériau connaît d'importantes difficultés de maîtrise des courants de surface associés à la passivation. Cependant, à l'accord de maille avec le substrat GaSb, ce matériau peut être obtenu par jets moléculaires avec une très grande qualité cristalline. La composition associée correspond alors à une coupure de 4 μm à 150K. Ceci en fait un candidat très intéressant pour la détection HOT MWIR (sous réserve d'accepter une diminution de la bande spectrale de détection de 5 à 4 μm).

L'InSb est un matériau qui offre à 77 K une coupure de 5.5 μm soit une coupure correspondant au bord supérieur de la bande MWIR. On a donc une étendue maximale du gap dans cette gamme spectrale. Son excellente qualité cristalline ainsi que la stabilité de ses

performances font de lui un matériau très prisé dans la gamme MWIR. Toutefois, une augmentation de la température de fonctionnement dégrade le courant d'obscurité. En effet, l'augmentation de la température engendre une diminution du gap et donc une augmentation de la longueur d'onde de coupure ayant comme conséquence un éloignement de l'optimum de détection dans le MWIR (soit $\lambda_c = 5.5 \mu\text{m}$).

6.1.3 Matériaux détectant dans toute la gamme IR : le CdHgTe

L'alliage $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ est un matériau issu des colonnes II-VI du tableau périodique. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 11, cet alliage a la particularité d'offrir une détection couvrant toute la gamme de l'IR allant du SWIR vers le LWIR avec comme principal avantage une quasi constance du paramètre de maille (évolution quasi verticale). Toutes ces propriétés font du CdHgTe un matériau de choix pour la détection IR. Toute la section 7 lui est entièrement consacrée. En effet ce manuscrit expose une analyse poussée du bruit $1/f$ dans les photo-détecteurs CdHgTe opérant à haute température.

6.2 Matériaux super-réseaux

Ce sont des matériaux formés par une alternance de couches semi-conductrices de grand gap ayant pour effet de surmoduler le potentiel cristallin dans lequel est noyé l'électron. La détection se fait entre bandes d'épaisseurs très fines : les unes servant au transport des trous et contenues dans la bande de valence alors que les autres servent plutôt au transport des électrons et sont contenues dans la bande de conduction. Ce mode de confinement offre comme principal avantage et pas des moindres une grande durée de vie théorique des paires électrons-trous. La périodicité crée dans le réseau cristallin introduit des mini-bandes séparées par une nouvelle bande interdite. Un choix judicieux de l'empilement de ces couches, crée un matériau qui aurait les mêmes propriétés d'un matériau petit gap. Cet empilement rendu possible grâce au développement accru qu'ont connus les méthodes de croissance, est généralement constitué d'un couple de matériau III-V l'InAs-GaSb sur substrat GaSb. Au sein de ce matériau, peut être réalisée une jonction p-n lors de la croissance de la structure qui sera ensuite réticulée pour permettre la réalisation de photodiodes.

Cette filière de matériau très prometteuse et en essentielle concurrence avec le CdHgTe de par le fait de couvrir l'intégralité de la gamme IR. Toutefois les grosses difficultés de

passivation de ce matériau et la non maîtrise de la durée de vie des porteurs dans ces dispositifs témoignent d'une technologie peu mature pour permettre l'exploitation industrielle de ces détecteurs.

7. Le CdHgTe : un matériau de choix

Dans les parties qui suivent sont introduites les propriétés les plus importantes du semi-conducteur. Nous commencerons par les principales propriétés électroniques et optiques du matériau et finirons avec les techniques de croissance employées.

7.1 Propriétés générales du CdHgTe

Le tellure de mercure et de cadmium est d'un point de vue technologique un alliage ternaire fabriqué à partir de tellure de cadmium (CdTe) et de tellure de mercure (HgTe), qui sont respectivement un semi-conducteur et un semi-métal de type II-VI (Figure 12).

		5 B Bore 10,811	6 C Carbone 12,0107	7 N Azote 14,0067	8 O Oxygène 15,9994	9 F Fluor 18,9984032
		13 Al Aluminium 26,9815386	14 Si Silicium 28,0855	15 P Phosphore 30,973762	16 S Soufre 32,065	17 Cl Chlore 35,453
29 Cu Cuivre 63,546	30 Zn Zinc 65,38	31 Ga Gallium 69,723	32 Ge Germanium 72,63	33 As Arsenic 74,9216	34 Se Sélénium 78,96	35 Br Brome 79,904
47 Ag Argent 107,8682	48 Cd Cadmium 112,411	49 In Indium 114,818	50 Sn Etain 118,71	51 Sb Antimoine 121,76	52 Te Tellure 127,6	53 I Iode 126,90447
79 Au Or 196,966569	80 Hg Mercure 200,59	81 Tl Thallium 204,3833	82 Pb Plomb 207,2	83 Bi Bismuth 208,9804	84 Po Polonium (209)	85 At Astate (210)

Figure 12: Extrait de la classification périodique des éléments.

7.1.1 Un alliage à bande interdite ajustable

En 1959, Lawson et al. [5] mirent en évidence la dépendance de la largeur de bande interdite du $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ en fonction de la fraction x de cadmium. En effet, le gap de cet alliage ternaire peut être ajusté de façon continue entre 0 et 1.6 eV (à 77 K) permettant ainsi la détection de toutes les longueurs d'ondes supérieures à 0.8 μm avec une quasi constance du paramètre de maille du cristal.

Hansen et al. (1982) [6] ont donné une relation liant la proportion x en cadmium et la température T (exprimée en Kelvin) à la largeur de la bande interdite E_g :

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.810x^2 + 0.832x^3 + 0.535(1 - 2x) \cdot \frac{T(K)}{1000} \quad (10)$$

Comme le montre l'équation ci dessus pour des compositions allant jusqu'à 50% de Cadmium ($x = 0.5$) l'énergie du gap augmente avec la température et diminue au-delà de cette composition comme illustré dans la Figure 13. Ceci est dû au fait que le CdHgTe est un alliage entre le CdTe dont l'énergie du gap diminue avec la température et le HgTe dont l'énergie du gap augmente avec la température.

Les compositions utilisées dans cette étude pour la détection MWIR et LWIR sont respectivement de l'ordre de $x \approx 0.3$ et $x \approx 0.2$. A ces composition, le gap augmente avec la température.

La disponibilité des substrats de CdZnTe accordés en maille (par la maîtrise de la composition en zinc) permet l'épitaxie de CdHgTe de grande qualité cristalline, compatible avec les contraintes de la photo-détection.

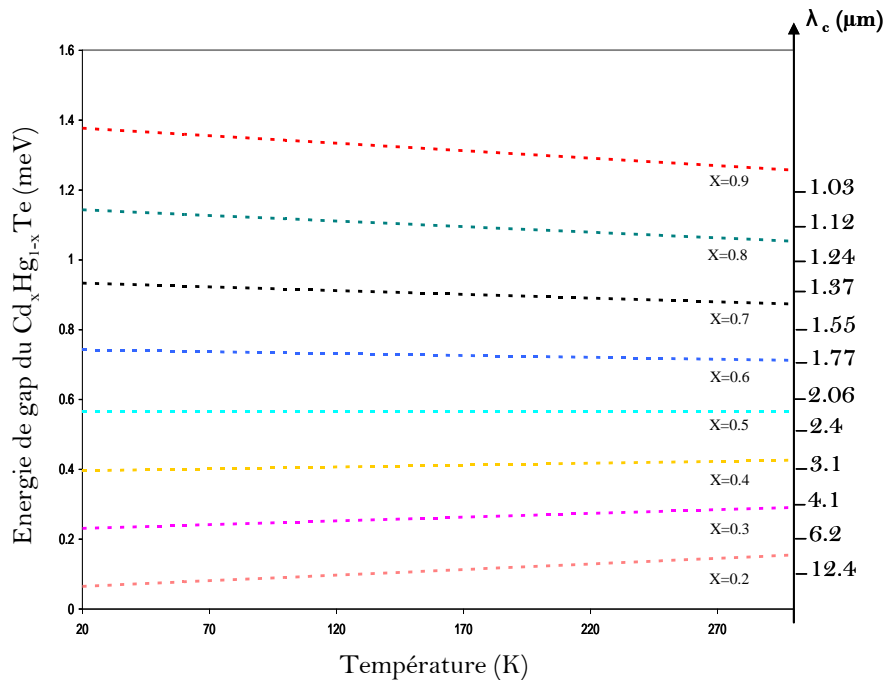


Figure 13: Evolution de l'énergie de gap du $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ en fonction de la température pour différentes compositions x en Cadmium.

7.1.2 Concentration intrinsèque

La concentration des porteurs intrinsèques fut calculé par Hansen et Schmit en utilisant l'approximation non parabolique de Kane [7]. Ces calculs ont permis de trouver une expression approchée de la concentration intrinsèque n_i des poteurs donnée par :

$$n_i = (5.585 - 3.82x + 1.753 \cdot 10^{-3}T - 1.364 \cdot 10^{-3}x \cdot T) \cdot 10^{14} \cdot E_g^{0.75} \cdot T^{1.5} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2K_B T}\right) \quad (11)$$

Cette équation fait à la fois intervenir la composition, l'énergie de gap et la température. A des compositions données, le terme $\exp(-E_g/2K_B T)$ domine l'évolution thermique de la concentration intrinsèque des porteurs. Cette dernière augmente exponentiellement lorsque la température augmente comme le confirme la Figure 14 qui illustre l'augmentation de n_i pour différentes valeurs de compositions x avec l'augmentation de la température et/ou avec la diminution de l'énergie de gap.

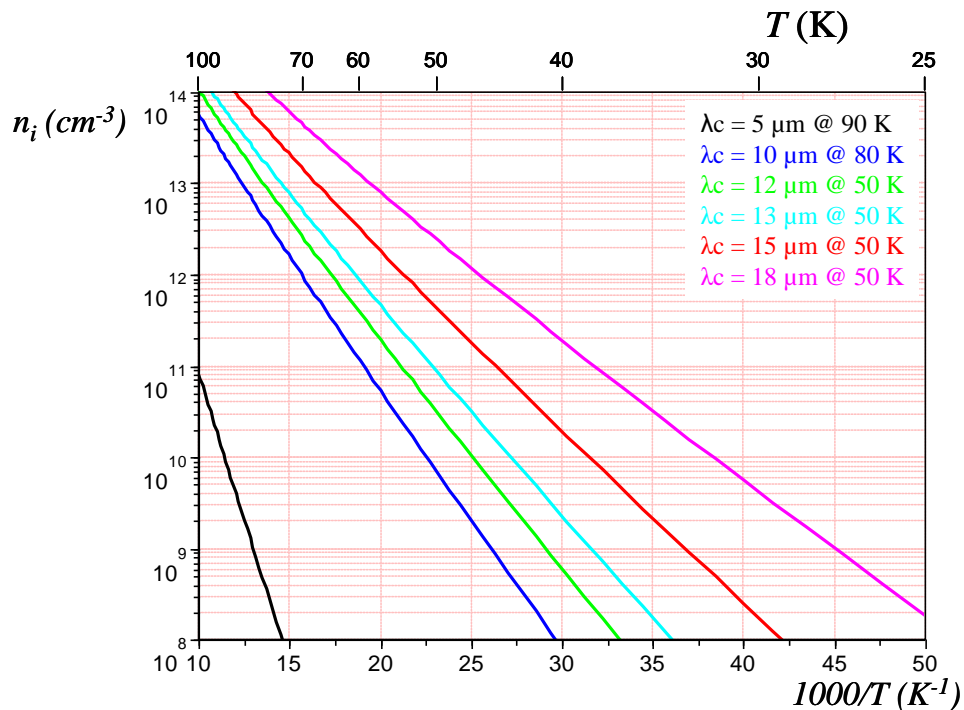


Figure 14 : Dépendance de la concentration intrinsèque des porteurs avec la température pour différente composition de Cadmium

7.1.3 Mobilité des porteurs de charges

Hors champ électrique, les porteurs libres ont un mouvement ressemblant à des sauts caractérisé par des changements de direction et plus connu sous le nom de « mouvement Brownien ». Les porteurs pendant leurs déplacements subissent des collisions avec les atomes, les impurités et les défauts du réseau cristallin. Le temps moyen entre les collisions est appelé temps de relaxation τ_r et est de l'ordre de 10^{-13} s. Notons que τ_r n'a rien à voir avec la durée de vie des porteurs qui en général est beaucoup plus longue.

La mobilité μ des porteurs est définie comme étant le coefficient de proportionnalité entre la vitesse de dérive des porteurs et le champ électrique. Elle constitue un paramètre clé dans les applications optroniques. Elle est donnée pour les électrons et pour les trous par la relation d'Einstein:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q} \quad (12)$$

où D_n et D_p représentent respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous et μ la mobilité des porteurs de charge.

De nombreuses expérimentations ont été menées afin de mesurer la mobilité du $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ pour différentes compositions et pour différentes températures. Dans le CdHgTe la mobilité des électrons μ_n peut atteindre des valeurs très élevées, alors que la mobilité des trous μ_p est de l'ordre de quelque centaines. Une mobilité élevée permet aux photoporteurs d'atteindre la jonction avant leur recombinaison. Les mobilités des porteurs minoritaires μ_n et μ_p varient dans la diode non seulement en fonction de la composition métallurgique 'x' mais aussi en fonction de la température et de la concentration en impuretés (Figure 15, Figure 16) [8,9].

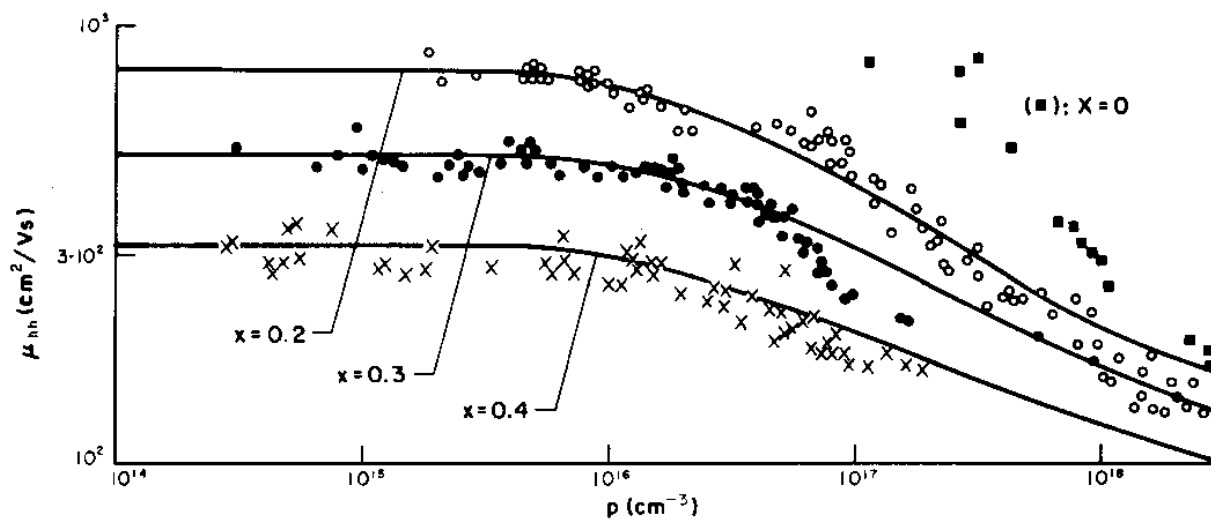


Figure 15: Variation de la mobilité des trous en fonction de la concentration en impureté p à $T = 77$ K

[8]

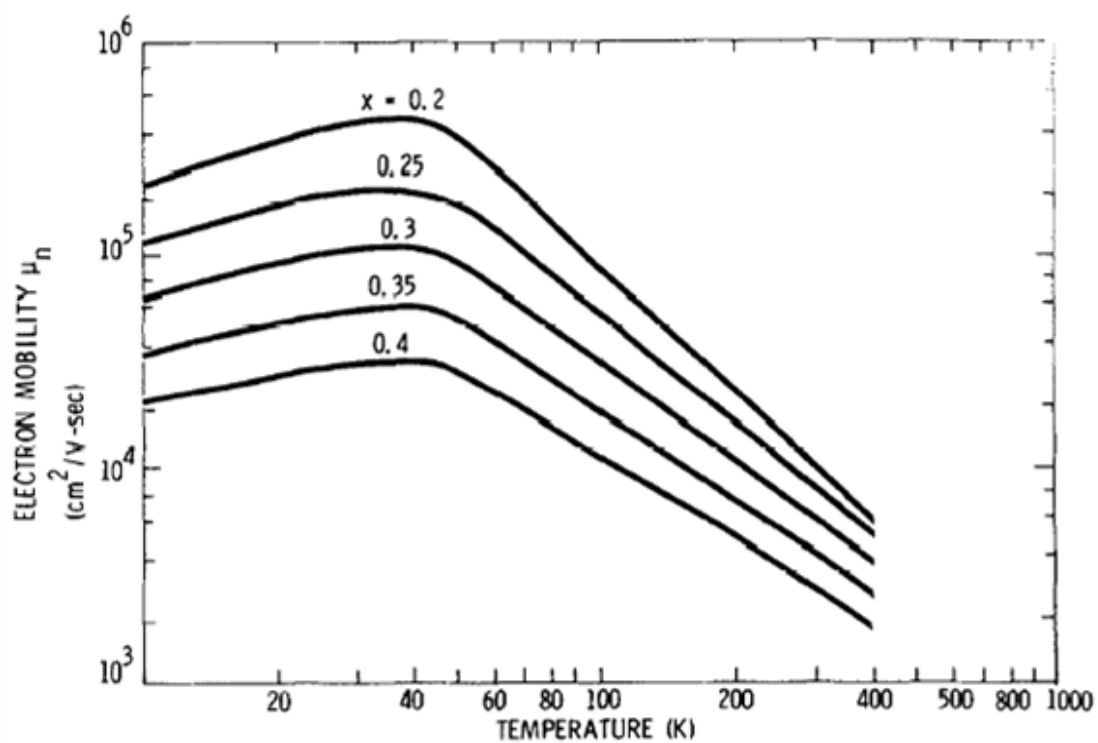


Figure 16: Variation de la mobilité des électrons en fonction de la composition x en cadmium pour $T = 77$ K et $T = 300$ K [9]

7.2 Méthodes de croissance employées

La technologie de nos détecteurs infrarouge fait appel aux matériaux semi-conducteurs II-VI : le CdHgTe et le CdTe. Le CdTe est le substrat, transparent à l'IR sur lequel est déposée par différentes méthodes de croissance la couche de détection active le CdHgTe dans laquelle a lieu la conversion photovoltaïque. Dans ce mémoire nous ne nous intéresserons qu'à deux méthodes de croissance : l'épitaxie en phase liquide (EPL) et l'épitaxie par jets moléculaires (EJM).

La croissance par épitaxie en phase liquide est la méthode la plus développée et mature pour faire croître le CdHgTe destiné à la détection infrarouge [10]. Elle consiste à faire croître un cristal par la mise en contact du substrat avec une source liquide. L'EPL permet d'avoir une meilleure qualité du CMT (Cadmium Mercure Tellure) épitaxié (très peu de défauts et de dislocations).

L'épitaxie par jets moléculaires est une technique de croissance cristalline permettant la réalisation de couches minces par évaporation ou sublimation d'atomes sous ultravide (environ 10^{-9} mbar). Cette technique permet, par rapport à l'EPL, de réaliser des multicouches de CMT d'épaisseurs et de compositions différentes, de limiter le phénomène de diffusion ainsi que le phénomène de gradient de composition. En épitaxie moléculaire, les défauts et impuretés introduits sont différents de l'épitaxie liquide et donnent lieu à un autre dopage résiduel. Les matériaux réalisés par EJM présentaient plus de défauts que ceux réalisés par EPL. En effet, de par la difficulté du contrôle de l'homogénéité et de la stabilité de la température pendant la croissance par EJM, de nombreux défauts ($\geq 2000/\text{cm}^2$) tels que des précipités de tellure ou des "voids" correspondant à des micro trous étaient communément observés sur les couches réalisées par EJM [11]. Toutefois, cette technique de croissance s'est nettement développée depuis ses débuts et permet de nos jours l'obtention d'une qualité cristalline équivalente à celle obtenue par l'EPL.

8. Conclusion

Le principe de détection des détecteurs refroidis repose sur la conversion photovoltaïque. Comme mentionné tout au long de ce chapitre, les petits gaps mis en jeu par le CdHgTe imposent l'association des détecteurs à un système cryogénique ($T \leq 80$ K) en vue d'en réduire le courant d'obscurité et de n'être limité que par le bruit des photons. Un des grands

défis à venir dans le domaine de la détection IR quantique serait une exploitation de ces détecteurs à plus haute température, en conservant des performances acceptables en termes de bruit. Toutefois, l'augmentation de la température entraîne une augmentation conséquente du courant d'obscurité du détecteur et réduit donc sa détectivité de plusieurs ordres de grandeur. De plus, une autre limitation du fonctionnement de ces photo-détecteurs apparaît à ces températures. Celle-ci se matérialise en un bruit en $1/f$ qui domine le bruit Schottky et dont l'origine dans les photo-détecteurs demeure inconnue jusqu'à aujourd'hui. Il est donc crucial de comprendre les limites fondamentales des détecteurs CdHgTe afin d'en isoler les mécanismes et permettre ainsi la conception de nouvelles structures "HOT" permettant un fonctionnement à plus haute température. Dans le chapitre qui suit, nous introduisons les différentes structures de détection CMT qui ont fait l'objet d'une étude de bruit poussée menée au cours de ce travail de thèse en vue de comprendre les différents mécanismes limitant le fonctionnement de chacune d'entre elle.

Chapitre 2

La photodiode CMT

Ce chapitre est entièrement consacré à la photodiode CdHgTe (CMT) sous ses différentes configurations. Dans cette partie du manuscrit, nous expliquons les différents mécanismes physiques limitant le fonctionnement de cette structure de détection à haute température ainsi que les différents paramètres à prendre en considération lors de la conception de ces dispositifs. L'apport en termes de gain en courant d'obscurité a été bien souligné entre les différentes configurations de photodiodes à travers des bilans comparatifs. L'étude de bruit entreprise dans ce travail de thèse aura pour principal objectif de corrélérer le bruit $1/f$ avec les différentes variantes géométriques et technologiques utilisées dans nos structures de détection : les structures nBn qui feront l'objet de toute une étude paramétrique dans le chapitre 3 et les photodiodes CMT dont le comportement en bruit sera analysé en fonction des différentes variantes dans le chapitre 5. Ces différentes corrélations permettront d'isoler les différents mécanismes de bruit $1/f$ et de mettre en évidence le ou les paramètres clés à prendre en considération lors de la conception des dispositifs de détection haute température.

1. La photodiode CMT

Un système de détection infrarouge dit "matrice à plan focal" (Focal Plane Array FPA) à base de CdHgTe est constitué d'une matrice de détecteurs (ici des photodiodes correspondant chacune à un pixel formant l'image acquise après détection) hybridés sur un réseau d'interconnexion sur silicium. Le dispositif est interconnecté via un réseau de microbilles d'indium assurant l'interconnexion électrique et mécanique entre les 2 circuits comme illustré sur la Figure 17. La première couche de matériau traversée par le rayonnement IR à détecter et transparente à celui-ci est le substrat : le CdZnTe. Les photons arrivent alors sur la jonction p-n réalisée dans la couche de CdHgTe.

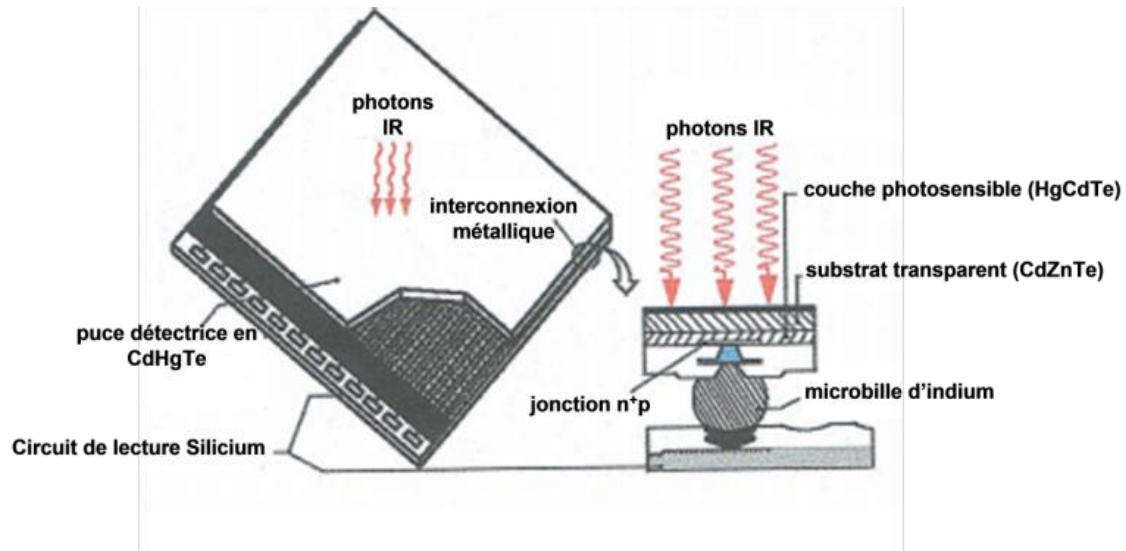


Figure 17: Schéma d'un détecteur IR (technologie FPA) hybridé à un circuit de lecture en Si.

1.1 Durées de vie des porteurs minoritaires

La durée de vie des électrons et des trous photo-générés est un des paramètres déterminants dans l'évaluation des performances des détecteurs CdHgTe. De ce fait, il apparaît crucial de développer une compréhension claire et une interprétation correcte de la durée de vie des porteurs minoritaires ainsi que des mécanismes de recombinaison la régissant.

La recombinaison des paires électrons-trous peut se faire de deux manières. La première est le passage direct d'un électron de la bande de conduction à un état inoccupé dans la bande de valence. Ceci est un processus bande à bande direct. La deuxième est initialement la transition d'un électron de la bande de conduction vers un niveau d'énergie d'une impureté agissant comme un « centre de recombinaison » situé dans la bande interdite pour être réémis par la suite vers la bande de valence. Ce second mécanisme est donc un processus indirect.

Dans le procédé de recombinaison des paires électron-trou, un excès d'énergie égal à la différence entre l'énergie de l'électron et de l'énergie du trou est libéré. Cette énergie peut être émise sous forme de photon. Dans ce cas, la recombinaison est dite radiative. Sinon, cette énergie peut être dissipée dans le réseau sous la forme de phonons. Une troisième possibilité est que cette énergie peut être transférée à un troisième porteur mobile. Ce

processus est appelé le processus Auger. Dans ce travail, nous considérons que les mécanismes G-R les plus importants dans le CdHgTe sont : Shockley-Read-Hall (SRH), radiative et Auger. Nous discuterons également de la recombinaison de surface qui peut généralement être interprété comme un cas particulier de recombinaison SRH.

1.1.1 Recombinaisons radiatives

La recombinaison radiative est un mécanisme intrinsèque qui fait intervenir la recombinaison bande à bande directe d'un électron dans la bande de conduction avec un trou dans la bande de valence. L'excédent d'énergie est transformé en un photon comme le montre la Figure 18. Ce mécanisme est d'une importance capitale dans les semi-conducteurs à bande interdite directe comme le CdHgTe. Dans un semi-conducteur non dégénéré, la vitesse à laquelle les électrons et les trous sont annihilés dépend simultanément de la concentration des électrons dans la bande de conduction et de la disponibilité des trous dans la bande de valence.

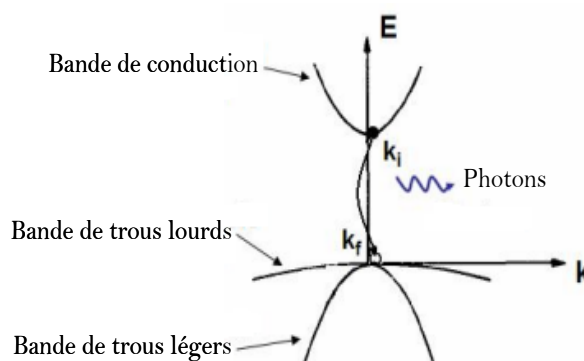


Figure 18: Représentation schématiques de la recombinaison radiative.

La théorie de la recombinaison radiative a été développée par van Roosbroeck et Shockley [12]. Les expressions du taux de recombinaison radiative ($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$) et de la durée de vie radiative en CdHgTe présentées ci-dessous supposent que les bandes soient paraboliques et les statistiques non-dégénérées :

$$R_{rad} = G_R(np - n_i^2) \quad (13)$$

$$\tau_{rad} = \frac{1}{G_R(n+p)} \quad (14)$$

où G_R est la probabilité de capture donnée par [13] :

$$G_R = 5.8 \times 10^{-13} \epsilon_\infty^{1/2} \left(\frac{m_0}{m_{e^*} + m_{h^*}} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{e^*}} + \frac{m_0}{m_{h^*}} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{3/2} E_g^2 \quad (15)$$

avec m_h^* la masse effective des trous, m_e^* la masse effective des électrons, m_0 la masse de l'électron libre, ϵ_∞ la constante diélectrique haute fréquence, et E_g l'énergie de gap exprimée en eV.

Comme nous pouvons le voir dans les équations ci-dessus, on s'attend à une durée de vie radiative à peu près la même pour les deux types n et p de semi-conducteur. Pour avoir un ordre de grandeur de ces paramètres nous donnons dans ce qui suit quelques exemples [14] :

Pour $E_g = 0.09$ eV à 77K pour le CdHgTe, $m_e^* \sim 7.10^{-3}m_0$, $m_h^* \sim 5.5 \times 10^{-1}m_0$, $\epsilon_\infty = 14$, on trouve $G_R = 4.8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ qui donne : $\tau_{\text{rad}} = 2.1 \times 10^{10} (n+p)^{-1}$.

La Figure 19 représente l'évolution de la durée de vie intrinsèque en fonction de la température pour différentes concentrations de dopage. Nous pouvons dire à travers cette évolution que ce mécanisme ne pourrait représenter une limite au fonctionnement de la photodiode que pour les forts dopages. Notons toutefois que dans le cas de très fort dopage ($> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) le matériau petit gap devient rapidement dégénéré.

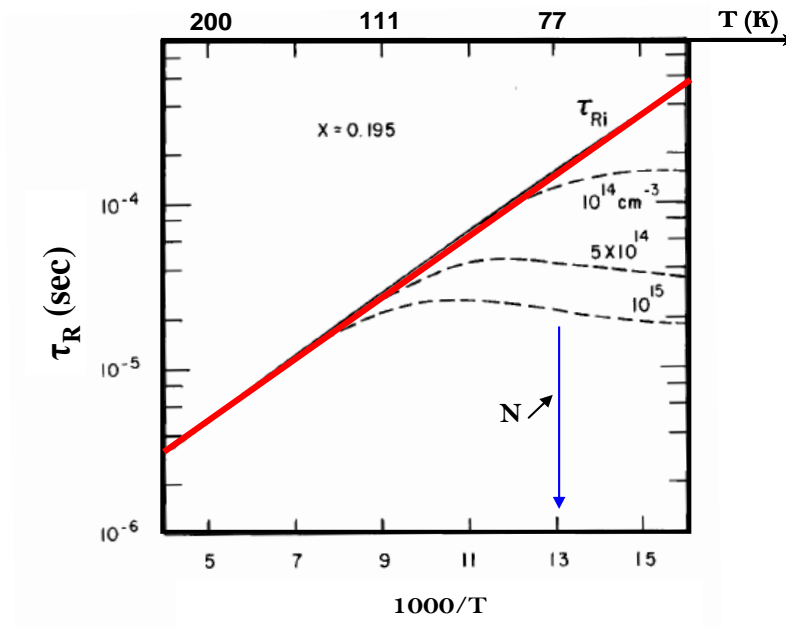


Figure 19: Evolution de la durée de vie en fonction de la température pour différentes concentrations de dopage [14].

1.1.2 Recombinaison Auger

La recombinaison Auger peut être considérée comme le processus inverse à la génération de porteurs par ionisation par impact (voir annexe). En effet celle-ci est une transition à trois particules où l'énergie libérée, lors de la recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence, est transférée à un autre électron ou un autre trou. Beattie [15] a déterminé dix types de transitions possibles permettant les échanges d'énergie dans un semi-conducteur en ne faisant intervenir qu'une bande de conduction, une bande de trous lourds et une bande de trous légers.

La Figure 20 est une représentation schématique des principaux types de mécanismes Auger : les mécanismes Auger-1 et Auger-7. La transition Auger-1, illustrée par le diagramme de gauche, et ayant lieu dans un matériau dopé n [15], est définie par la recombinaison d'un porteur minoritaire, le trou lourd en l'occurrence, avec un électron de la bande de conduction, et va permettre, pour respecter la conservation de l'énergie et des moments, à un second électron de gagner en énergie. La transition Auger-7 se produit quant à elle dans un matériau dopé p [16], où un électron minoritaire va se recombiner avec un trou lourd de la bande de valence, et la conservation de l'énergie et des moments va entraîner la création d'un trou léger chaud. Cette transition est illustrée à droite sur la Figure 20.

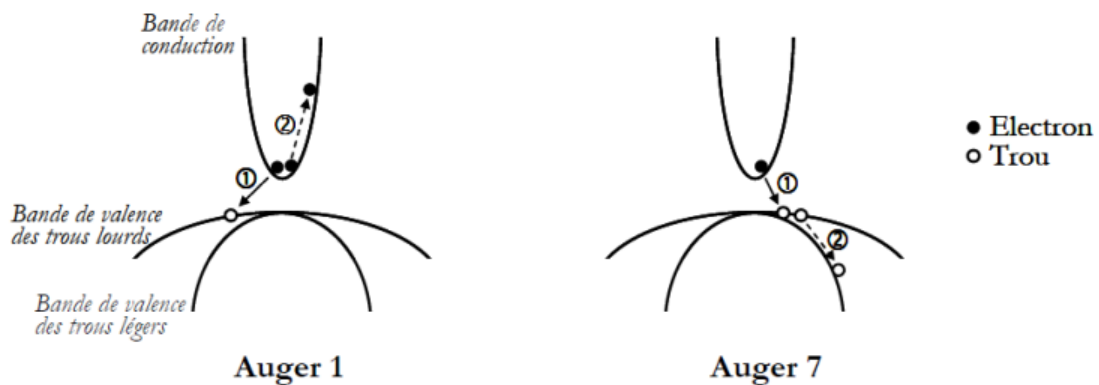


Figure 20: Représentation schématiques de la recombinaison Auger 1 (à gauche) et de la recombinaison Auger 7 (à droite).

Durée de vie Auger-1

La durée de vie Auger-1 pour un semi-conducteur intrinsèque est donnée par [14] :

$$\tau_{A_{1i}} = 7.6 \times 10^{-18} \varepsilon_{\infty}^2 \cdot \frac{(1+\mu')^{1/2}(1+2\mu')}{\frac{m_e^*}{m_0} |F_1 F_2|^2} \times \left(\frac{E_g}{K_B T} \right)^{3/2} \times \exp \left(\frac{(1+2\mu')}{(1+\mu')} \cdot \frac{E_g}{K_B T} \right) \quad (16)$$

où $\mu' = m_e^*/m_h^*$ est le rapport des masses effectives traduisant la dissymétrie des bandes, $|F_1 F_2|$ indique l'intégrale de recouvrement des bandes ($\in [0.1 ; 0.3]$). Cette expression assez lourde a été simplifiée par Kinch pour le CMT et devient [17] :

$$\tau_{A_{1i}} = 8.3 \times 10^{-13} E_g^{1/2} \times \left(\frac{1}{K_B T} \right)^{3/2} \times \exp \left(\frac{(1+2\mu')}{(1+\mu')} \cdot \frac{E_g}{K_B T} \right) \quad (17)$$

Dans le régime extrinsèque, la durée de vie Auger-1 est modifiée par le niveau de dopage :

$$\tau_{A_1} = \frac{2n_i^2}{N_D(N_D+N_A)} \tau_{A_{1i}} \quad (18)$$

Pour un semi-conducteur dopé n, la durée de vie extrinsèque Auger-1 est inversement proportionnelle au carré du dopage :

$$\tau_{A_1} \propto \frac{1}{N_D^2} \quad (19)$$

Ainsi, le mécanisme Auger-1 limite le fonctionnement de la photodiode pour des faibles valeurs de dopage comme nous pouvons le voir sur la Figure 21. Rappelons que la densité intrinsèque des porteurs dépend du gap du matériau et de la température : $n_i \propto e^{-E_g/2 \cdot K_B \cdot T}$. La durée de vie intrinsèque Auger-1 est quant à elle proportionnelle à $e^{E_g/K_B \cdot T}$ (17).

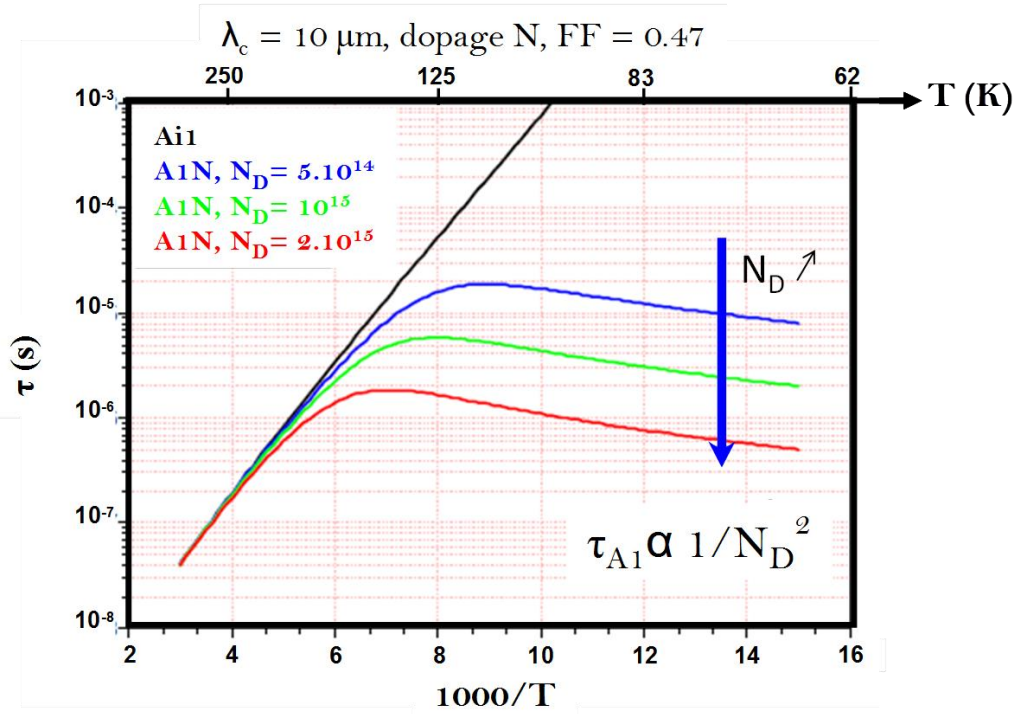


Figure 21: Evolution de la durée de vie Auger-1 en fonction de la température et du dopage.

Durée de vie Auger-7

La durée de vie Auger-7 pour un semi-conducteur intrinsèque est généralement exprimée en fonction de la durée de vie Auger-1. Elle est généralement prise en première approximation proportionnelle à la durée de vie Auger-1 :

$$\tau_{A7i} = \gamma \tau_{A1i} \quad (20)$$

où γ est un paramètre empirique qui varie selon les auteurs de 12 à 60. La durée de vie Auger-7 pour un semi-conducteur extrinsèque est ainsi déduite de l'équation (18) et est donnée par :

$$\tau_{A7} = \frac{2n_i^2}{N_A(N_D+N_A)} \gamma \cdot \tau_{A1i} \quad (21)$$

Le mécanisme Auger-7 est le mécanisme Auger dominant dans un semi-conducteur de type p comme nous l'avons déjà spécifié un peu plus haut. Ceci laisse sous-entendre que l'expression de la durée de vie Auger pour un semi-conducteur de type p ne fera intervenir que la durée de vie Auger-7. La Figure 22 montre l'évolution de la durée de vie Auger d'un matériau de type p en fonction de la température. Ces mesures montrent essentiellement une

dominance du mécanisme Auger-7 à basse température. Toutefois, à haute température le mécanisme Auger-1 n'est plus négligeable et doit par conséquent être pris en compte dans l'expression de la durée de vie Auger pour un semi-conducteur de type p. Ainsi la durée de vie Auger dans un matériau p est généralement écrite comme la somme inverse des recombinaisons Auger-1 et Auger-7:

$$\tau_A = [\tau_{A1}^{-1} + \tau_{A7}^{-1}]^{-1} \quad (22)$$

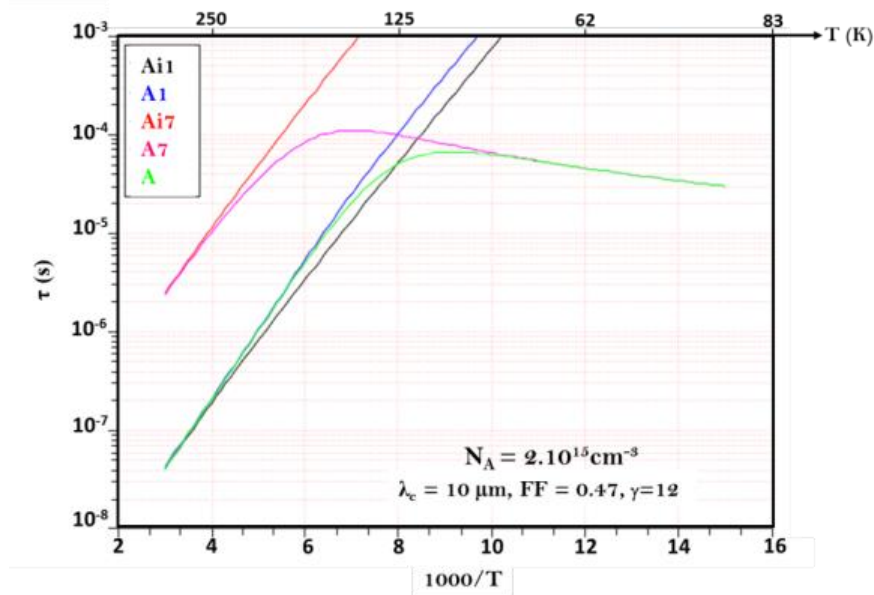


Figure 22: Evolution des durées de vie Auger dans un semi-conducteur de type p

Notons toutefois que la recombinaison Auger-1 ne peut exister dans le matériau p qu'en présence de plusieurs électrons. Ce cas de figure n'est obtenu que dans le cas intrinsèque ou bien sous éclaircissement. Ainsi cette approximation (équation (10)) n'est valable que parce que le matériau devient intrinsèque aux températures pour lesquelles Auger-1 n'est plus négligeable.

1.1.3 Recombinaison Shockley-Read-Hall

Le mécanisme de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) implique la recombinaison des paires électrons-trous par l'intermédiaire des niveaux pièges d'énergie E_t situés entre la bande de conduction et la bande de valence. Par conséquent, ce mécanisme n'est pas un processus intrinsèque. L'excès d'énergie dans ce cas, est libéré par émission de phonons. Ces

niveaux pièges dans le CdHgTe pourraient être le résultat de lacunes, d'impuretés de substitution, d'impuretés interstitielles ou de dislocations. Ils peuvent être introduits au cours de la croissance du CdHgTe, lors des recuits post-croissance ou pendant le traitement des échantillons.

En tant que centres de recombinaison, les niveaux pièges piègent les électrons et les trous et les libèrent en tant que centres de génération. Les taux de génération et de recombinaison dépendent de la nature du centre et de son état d'occupation prédominant, ainsi que des densités locales de ces porteurs dans la bande de conduction et de valence. La théorie statistique de ce mécanisme de recombinaison a d'abord été développée par Shockley et Read [18], et Hall [19].

Le modèle SRH considère qu'il existe un seul centre de recombinaison localisé situé à un niveau d'énergie E_t avec une densité de pièges N_t (cm^{-3}) beaucoup plus petite que la densité des porteurs majoritaires. Les mécanismes de base sont présentés dans la Figure 23. Il y a quatre transitions possibles via le centre de recombinaison localisé par lequel les électrons et les trous peuvent être capturés et réémis. L'état localisé peut être soit vide soit plein. S'il est vide, il peut capturer un électron de la bande de conduction, comme le montre la Figure 23 (a) ou bien il peut émettre un trou de la bande de valence, comme le montre la Figure 23 (d). Une fois qu'il est rempli, il y a encore deux possibilités. Il peut émettre l'électron vers la bande de conduction avec un taux d'émission, comme le montre la Figure 23 (b), ou capturer un trou de la bande de valence, comme le montre la Figure 23 (c). La recombinaison SRH dépend donc de la qualité du matériau. Une importante densité de dislocations implique une forte densité de niveaux piège et donc une faible durée de vie SRH. Pour des faibles intensités de rayonnements, celle-ci est donnée par [14] :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(p+p_1) + \tau_{p0}(n+n_1)}{n+p} \quad (23)$$

avec n_1 et p_1 les populations électrons et trous du niveau piège E_t donnés par :

$$n_1 = N_c \cdot e^{-q \frac{E_g - E_t}{k_B T}} \quad (24)$$

$$p_1 = N_v \cdot e^{-q \frac{E_t}{k_B T}} \quad (25)$$

Dans l'équation (11), τ_{p0} et τ_{n0} sont les durées de vie caractéristiques des trous et des électrons reliées aux vitesses d'agitation thermiques v_{th} des porteurs de charges (cm/s), à la

concentration en centres de recombinaison N_t et à leur section efficace de capture σ_n et σ_p (cm^2). Elles sont données par :

$$\tau_{n_0} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t} \quad (26)$$

$$\tau_{p_0} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t} \quad (27)$$

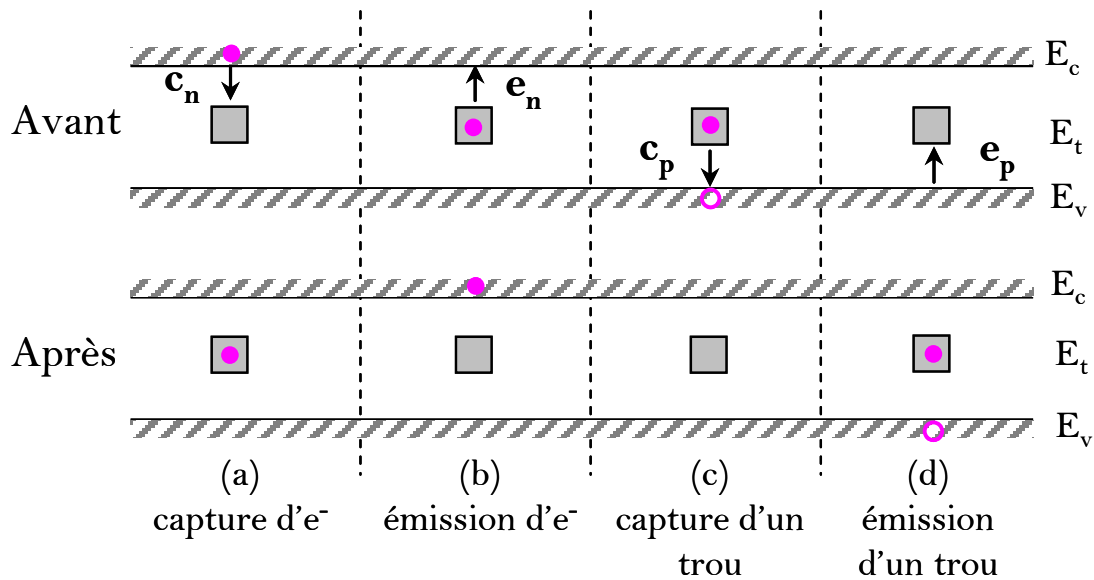


Figure 23: Représentation schématisques des mécanismes de recombinaison SRH

La durée de vie SRH (équation (11)) dépend de la densité de piège N_t , et de l'énergie du niveau piège E_t . Ainsi le mécanisme SRH est une limite liée à la qualité du matériau.

La Figure 24 donne un panel de l'évolution des différentes durées de vie des mécanismes de recombinaison radiatives et non radiatives en fonction du dopage. Ainsi pour résumer :

- Le mécanisme de recombinaison SRH dépend principalement de la qualité du matériau.
- Le mécanisme de recombinaison Auger-1 est un mécanisme dont la durée de vie est inversement proportionnelle au carré du dopage. Ce mécanisme est

dominant dans les semi-conducteurs de type n et limite le fonctionnement des photodiodes IR plus fortement dopées.

- Le mécanisme de recombinaison Auger-7 est un mécanisme essentiellement dominant dans les semi-conducteurs de type p. Toutefois la contribution du mécanisme Auger-1 ne peut pas toujours être négligée pour un fonctionnement à haute température.
- Le mécanisme de recombinaison radiative limite rarement le fonctionnement des photodiodes IR étant donné que la photodiode est limitée bien avant par le mécanisme Auger.

La durée de vie totale de la recombinaison des porteurs τ_{tot} est la combinaison des durées de vie induites par les recombinaisons Auger, radiative et SRH. Ces contributions s'ajoutent inversement pour donner :

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (28)$$

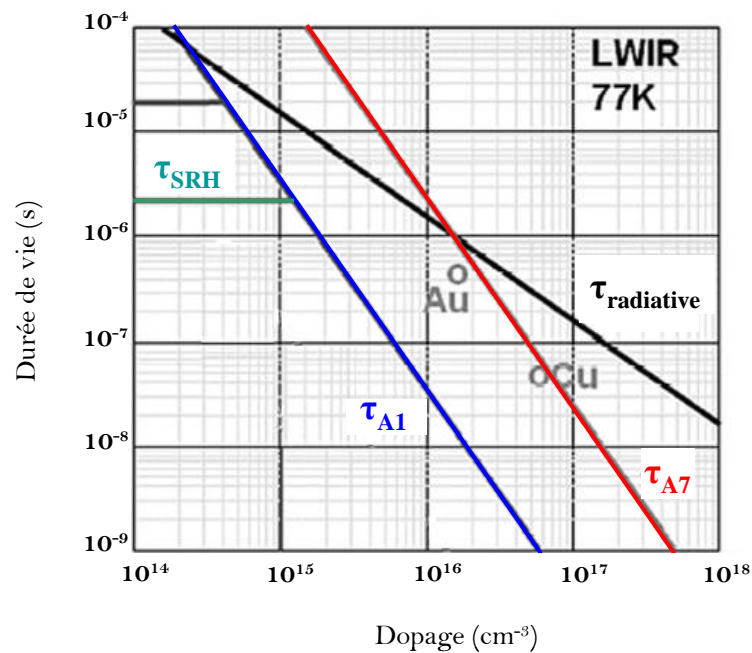


Figure 24: Evolution des durées de vie radiative, Auger et SRH en fonction du dopage pour un composant LWIR à 77 K [17].

1.2 Mécanismes contribuant au courant d'obscurité

Le courant d'obscurité résulte de la création et du déplacement de paires électron-trou, générées par agitation thermique et/ou sous l'action d'un champ électrique. Il est principalement associé à quatre phénomènes dont trois sont représentés sur la Figure 25 : la diffusion des porteurs minoritaires générés thermiquement, la génération-recombinaison dans la zone de déplétion, l'effet tunnel assisté par pièges (TAT pour Trap Assisted Tunneling en anglais) ou bande à bande (BTB pour Band-To-Band tunneling en anglais) et les courants ohmiques ou courants de fuites.

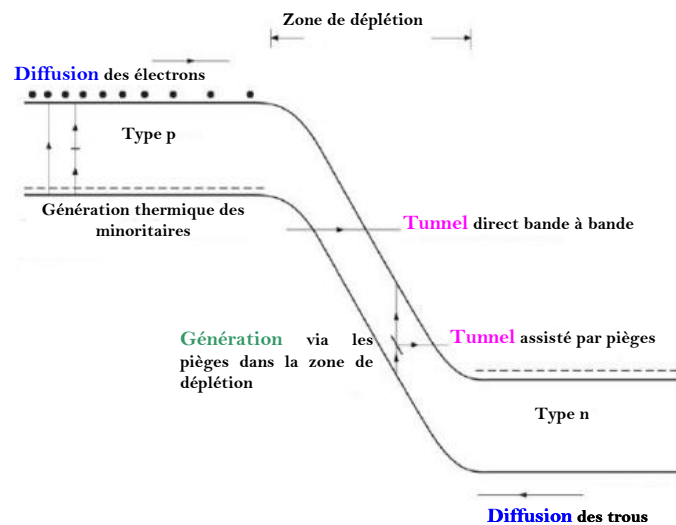


Figure 25 : Représentation schématique de quelques mécanismes contribuant au courant d'obscurité

1.2.1 Courant de diffusion

Le Courant de diffusion est la limitation ultime dans une photodiode à jonction p-n. Ce courant résulte de la diffusion des porteurs minoritaires générés thermiquement à proximité de la zone de déplétion pendant un temps correspondant à leur durée de vie. Ces porteurs parcourent pendant ce temps caractéristique une distance dite « longueur de diffusion » correspondant à la profondeur de pénétration des minoritaires dans la ZCE. Elle est donnée par :

$$L_d = \sqrt{D\tau} \quad (29)$$

où D est la constante de diffusion définie par la relation d'Einstein :

$$D = \frac{K_B T}{q} \quad (30)$$

Remarquons à travers ces deux équations que la longueur de diffusion augmente dans le régime extrinsèque avec la température pour une durée de vie donnée. Dans le cas d'un régime intrinsèque, la durée de vie et la longueur de diffusion diminuent très rapidement.

Nous exprimerons dans ce manuscrit le courant de diffusion ainsi que tous les autres courants contribuant au courant d'obscurité sous forme de densité de courant rapporté à la surface A de la jonction. Dans le cas d'un matériau infini, la densité de courant de diffusion est donnée par :

$$J_{diff} = \frac{qn_i^2 L_d}{N \tau} \times \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (31)$$

avec n_i la densité intrinsèque de porteurs, N la concentration de dopage du semiconducteur.

L'équation (31) montre que le courant de diffusion est inversement proportionnel à la durée de vie des porteurs minoritaires ($J_{diff} \propto 1/\tau$) et inversement proportionnel au dopage ($J_{diff} \propto 1/N$). Cette équation fait aussi intervenir la densité intrinsèque des porteurs et donc la densité des porteurs minoritaires n ou p suivant qu'il s'agit d'un semiconducteur de type n ou de type p. En effet ces deux densités sont reliées par :

$$n_i^2 = n.p \quad (32)$$

En remplaçant L_d par son expression dans l'équation (31) on retrouve une autre expression du courant de diffusion :

$$J_{diff} = \frac{n_i^2}{N} \sqrt{\frac{qk_B T}{\tau}} \mu \times \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (33)$$

On constate avec cette formulation que le courant de diffusion est inversement proportionnel à la racine carrée de la durée de vie des porteurs minoritaires ($J_{diff} \propto 1/\sqrt{\tau_{diff}}$) et devient proportionnel à la racine carrée de leur mobilité. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 15 du premier chapitre, la mobilité des porteurs minoritaires montre une très faible dépendance au dopage voire aucune pour les niveaux de dopage que nous utilisons (de $N \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ à $N \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$) et dépend très faiblement de la température.

L'équation (31) n'est valable que pour un matériau dont l'épaisseur e est supérieure à L_d . Dans le cas où l'on a à faire à des couches fines de semiconducteur (Figure 26) le volume de

diffusion n'est alors plus défini par la longueur de diffusion L_d mais plutôt par l'épaisseur e de la couche. Dans ce cas L_d est remplacée par e dans l'équation (31) :

$$J_{diff} = \frac{qn_i^2}{N} \frac{e}{\tau_{diff}} \times \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (34)$$

Le courant d'obscurité induit par ce régime de diffusion est, pour résumer, proportionnel à n_i^2 qui, dépend exponentiellement de la température et du gap du semiconducteur ($n_i \propto e^{-E_g/2k_B T}$). A haute température le courant d'obscurité du détecteur est plutôt limité par la diffusion. C'est en fait cette dépendance exponentielle à la température qui justifie la nécessité de refroidir le détecteur en vue de limiter la génération thermique des porteurs. Le courant d'obscurité J_{diff} induit par le régime de diffusion dépend aussi du dopage et affiche différentes dépendances à la durée de vie des porteurs minoritaires orientées par la géométrie de la structure. Dans le cas d'une structure épaisse, ce courant est inversement proportionnel à la durée de vie des porteurs minoritaires ($1/\tau$) et inversement proportionnel à leur racine carrée dans le cas d'une structure fine ($1/\sqrt{\tau}$). La durée de vie des porteurs minoritaires est ainsi un paramètre clé permettant de dimensionner le courant d'obscurité lorsque la photodiode est limitée par la diffusion, ce qui est généralement le cas à haute température. Pour un fonctionnement HOT il est donc essentiel d'avoir de grandes durées de vie en vue de réduire le courant d'obscurité.

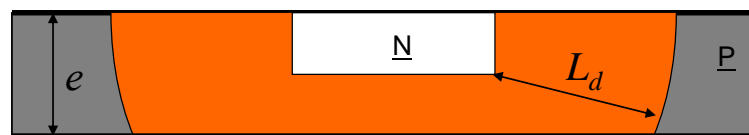


Figure 26 : Représentation schématique d'une jonction p-n dont le volume de diffusion est limité par l'épaisseur de l'épitaxie

1.2.2 Courants de génération-recombinaison

Les mécanismes de génération-recombinaison (G-R) ont une influence directe sur les performances des détecteurs IR. Le courant de génération-recombinaison dans la zone de déplétion correspond à la génération thermique des électrons et des trous dans la zone de charge et d'espace et de leur dérive dans des directions opposées en raison du fort champ

électrique ce qui crée un courant. Lorsque les électrons et les trous générés atteignent respectivement le côté n et p de la jonction ils se recombinent et deviennent des porteurs majoritaires. Le courant correspondant à ces mécanismes G-R peut être donné par:

$$J_{G-R} = q \frac{W}{2\tau_{G-R}} n_i \times \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (35)$$

L'équation (35) montre que le courant de génération-recombinaison est proportionnel à la largeur W de la ZCE et donc à son volume et inversement proportionnel à la durée de vie des porteurs minoritaires. Ces durées de vies sont associées aux mécanismes de recombinaison des paires électrons-trous par l'intermédiaire des niveaux pièges d'énergie E_t situés entre la bande de conduction et la bande de valence. Remarquons aussi à travers l'équation (35) que le courant d'obscurité induit par ce régime G-R est proportionnel à n_i et non pas à n_i^2 comme nous l'avons vu dans le régime de diffusion (Figure 27). Ainsi, dans les photodiodes infrarouges hautes performances, le courant d'obscurité est généralement dominé par le courant de génération-recombinaison à basse température et dominé par la diffusion à plus haute température.

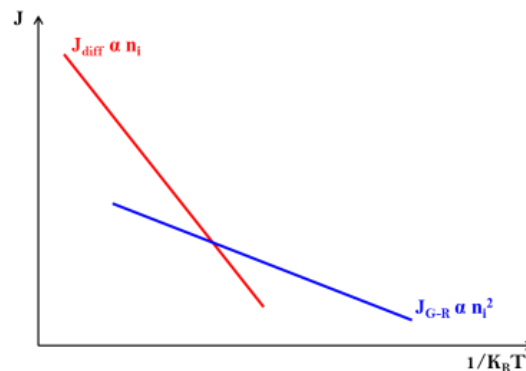


Figure 27 : Représentation schématique de l'évolution thermique du courant d'obscurité en fonction de la température.

1.2.3 Courants tunnels

Les petits gaps mis en jeu dans la détection IR favorisent le pincement de la jonction par la simple application d'une faible polarisation. Le niveau d'énergie occupé par la bande de conduction côté p devient supérieur à celui occupé par la bande de valence côté n. Les

porteurs minoritaires peuvent ainsi passer facilement d'un coté à l'autre de la jonction par effet tunnel. Le courant tunnel se divise en deux catégories selon le mode de passage des porteurs minoritaires d'un coté à l'autre de la jonction : le courant tunnel bande à bande et le courant tunnel assisté par pièges.

a) Courant tunnel bande à bande

À des polarisations élevées, les minoritaires passent directement d'une bande à l'autre des deux cotés n et p de la jonction par effet tunnel (Figure 28) : c'est l'effet tunnel bande à bande (BBT : Band to Band Tunneling). Cette contribution en courant est d'autant plus importante que la température est faible vu que l'énergie de bande interdite de l'alliage $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ diminue avec la température pour $x \leq 0.5$ (figure 13, chapitre1). À une température donnée, cette contribution augmente quand la composition en cadmium diminue pour la même raison. L'expression du courant tunnel est déduite à partir du calcul de la probabilité de passage des porteurs à travers une barrière triangulaire et est donnée par :

$$J_{BBT} = A_1 \times E \times V \times \exp\left(-\frac{B_1}{E}\right) \quad (36)$$

où

$$A_1 = \frac{q^3}{4\pi^2 \hbar} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E_g}} \quad (37)$$

$$B_1 = \frac{4}{3q \hbar} \sqrt{2m_e^* E_g^3} \quad (38)$$

Ce courant tunnel direct dépend exponentiellement du champ E de la ZCE, de la masse effective des porteurs et du gap.

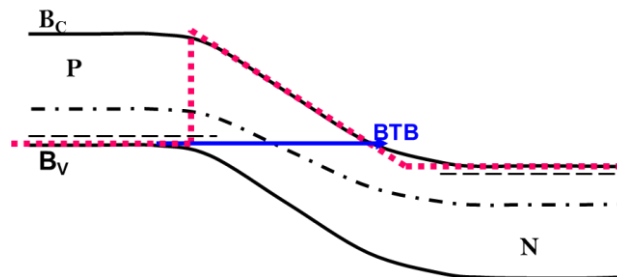


Figure 28: Représentation schématique de l'effet tunnel bande à bande.

b) Courant tunnel assisté par pièges

La présence de pièges (défauts dans le réseau cristallin) dans la zone de déplétion associée à l'existence d'un champ électrique rend possible le passage par effet tunnel des électrons de la bande de valence vers le niveau des pièges E_t et du niveau des pièges vers la bande de conduction. Cette contribution au courant d'obscurité est appelée courant tunnel assisté par pièges (TAT : Trap Assited Tunneling) et interviendra pour des polarisations moins élevées que le BTB. Il existe trois transitions possibles via des pièges dans la zone de déplétion : thermique-tunnel, tunnel-tunnel et tunnel-thermique. La dépendance en température et en polarisation de chaque transition peut être différente en fonction du niveau des pièges E_t et de leur taux d'occupation. Le courant tunnel assisté par piège est donné par [20] :

$$J_{TAT} = qN_tW \times W_cN_c \quad (39)$$

où W_cN_c est la probabilité de passage par effet tunnel.

L'équation (39) fait intervenir la densité de pièges N_t et la largeur W de la ZCE. Le courant tunnel est donc modulé par la largeur de la zone de charge et d'espace et donc par la champ E y régnant et dépend de la qualité du matériau. Ainsi, un matériau de haute qualité cristalline limitera les contributions des courants tunnels assistés par les pièges.

Pour résumer, les courants tunnels croient exponentiellement avec le champ électrique de la ZCE, dépendant de la polarisation appliquée, et font intervenir dans ce même terme exponentiel le gap. Ils représentent ainsi une limite pour les matériaux petits gaps mis en jeu dans la détection IR et particulièrement dans le cas de photodiodes à très grande longueur d'onde.

1.2.4 Courants de surface

La qualité cristalline du matériau et l'état des interfaces sont deux paramètres déterminants dans les mécanismes de génération-recombinaison des porteurs de charge et orientent leur durée de vie. Une bonne qualité des interfaces et un bon matériau réduisent de manière conséquente les phénomènes de génération-recombinaison au sein du cristal et permettent l'obtention de grandes durées de vie. En effet, une importante densité d'états d'interfaces est source de génération de porteurs qui, collectés par la jonction vont contribuer au courant d'obscurité si d'autant plus que la vitesse de recombinaison à l'interface considérée est importante. Ces porteurs générés à l'interface sont proportionnels à

la densité intrinsèques n_i des porteurs et à la vitesse de recombinaison à l'interface V_s , proportionnelle à la densité de pièges N_t . Le courant de surface dans le cas d'une photodiode planaire où seule la face avant est concernée par une importante densité d'états d'interface est à titre d'exemple donné par :

$$J_S = q \frac{n_i}{2} V_S \quad (40)$$

1.3 Bilan récapitulatif

La caractéristique courant-tension d'une photodiode à l'obscurité est obtenue en sommant les différentes contributions des mécanismes de courant cités ci haut. La Figure 29 illustre l'évolution de la valeur absolue du courant en fonction de la polarisation appliquée à une diode CMT placée à l'obscurité. Dans cette caractéristique courant-tension on remarque que le régime de diffusion est dominant depuis les polarisations positives jusqu'aux faibles polarisations inverses. Ce régime de diffusion est caractérisé par des courants qui varient très peu avec la polarisation appliquée. Comme nous l'avons déjà expliqué et comme nous pouvons le voir sur cette caractéristique la contribution du courant tunnel TAT est dominante aux polarisations modérées. À des polarisations plus élevées, c'est le courant tunnel BTB qui devient la principale contribution au courant d'obscurité. Notons dans cet exemple que le courant G-R ne contribue pas au courant d'obscurité mais dont la contribution au bruit du détecteur ne doit pas être écartée.

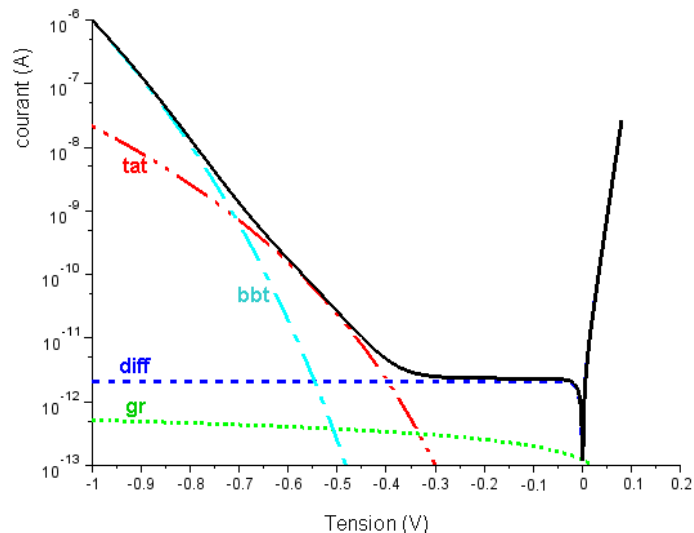


Figure 29: Caractéristique courant-tension d'une photodiode CdHgTe à l'obscurité avec les diverses contributions au courant d'obscurité.

Les différentes contributions au courant d'obscurité que nous avons abordées dans la section 1.2 sont résumées par les points suivants :

- La densité de courant noir de diffusion dépend du dopage N et de la durée de vie des porteurs minoritaires. Le produit $N \times \tau$ représente une figure de mérite dans cette contribution (équation (31)).
- La densité de courant noir de génération–recombinaison dépend de la largeur W de la ZCE et donc de son volume. Cette densité de courant, inversement proportionnelle à la durée de vie G-R, dépend de la qualité du matériau (densité de pièges N_t). Le rapport W/τ_{G-R} représente une figure de mérite dans cette contribution (équation (35)).
- La contribution des mécanismes tunnels au courant d'obscurité est spécifique aux semi-conducteurs petits gaps. Le courant tunnel bande à bande affiche une dépendance exponentielle au champ E de la ZCE et dépend de la masse effective des porteurs et du gap. Le courant tunnel assisté par pièges dépend naturellement de la qualité du matériau.
- La contribution des courants de surface à la génération de porteurs noirs dépend de la densité de pièges (qualité du matériau) ainsi que de la vitesse de recombinaison à l'interface.

1.4 Figures de mérite

Cette partie est dévolue à la mise en évidence des nombreux critères de mérite permettant d'évaluer les performances des détecteurs IR. La démarche partira de l'introduction des différentes grandeurs caractéristiques des photodétecteurs pour aboutir aux mécanismes physiques limitant la photodétection.

Un détecteur infrarouge est principalement caractérisé par sa réponse spectrale normalisée à 1, sa réponse en fréquence, sa surface A (cm^2), son rendement quantique η au pic et sa détectivité D^* ($\text{cm Hz}^{0.5}/\text{W}$) selon l'angle de vue qui lui est attribuée.

1.4.1 Le produit $R_0 \cdot A$ et le courant d'obscurité

Le produit $R_0 A$ ($\Omega \cdot \text{cm}^2$), A étant la surface sensible du détecteur et R_0 sa résistance à l'origine, est un paramètre permettant d'apprécier la qualité de chaque photo-détecteur étant donné qu'il fait intervenir la surface de détection. Ce produit par la simple mesure de

résistance à l'origine et par la simple connaissance de la surface du détecteur permet de renseigner l'ordre de grandeur du courant d'obscurité. Ce produit est donné par :

$$R_0 \cdot A = n \frac{K_B T}{q J_{obs}} \quad (41)$$

où n est le facteur d'idéalité qui est égal à l'unité pour une photodiode idéale limitée par la diffusion. Rappelons que dans ce régime de diffusion le courant d'obscurité est proportionnel à n_i^2 . Le produit $R_0 A$ est donc inversement proportionnel à n_i^2 (Figure 30). Dans le cas d'une photodiode limitée par le mécanisme de génération recombinaison, le produit $R_0 A$ sera donc inversement proportionnel à n_i (Figure 30). Toutefois, cette relation s'avère être optimiste dans le régime G-R étant donné qu'elle ne tient pas compte de la modulation de la largeur de la ZCE avec la polarisation appliquée. Notons aussi que Cette relation n'est pas valable pour des limitations autres que le G-R et la diffusion.

L'équation (41) montre une figure de mérite inversement proportionnelle au courant d'obscurité. Ainsi une simple mesure de la résistance à tension nulle permet de fournir une approximation du courant d'obscurité sans avoir à le mesurer en refroidissant le détecteur. Pour que cette mesure de R_0 soit juste, il faut que le rendement quantique de la photodiode soit indépendant de la polarisation pour ne pas rajouter de contribution à la résistance dynamique de la photodiode dans la gamme de polarisations sondées.

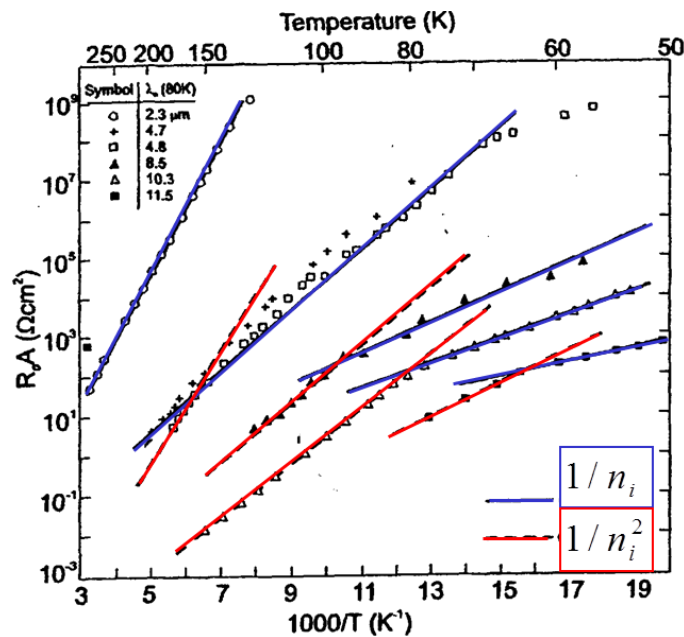


Figure 30: Evolution du produit $R_0 A$ en fonction de la température pour les deux régimes de diffusion et de génération-recombinaison [21].

1.4.2 Bruit de courant

Une photodiode est traversée par deux types de courants : le courant photonique I_{ph} et le courant d'obscurité constituant le signal parasite. Le bruit de courant exprimé en $(A/Hz^{0.5})$ dans une photodiode p-n idéale peut être donné par [22] :

$$i_n(V) = \sqrt{\left(\frac{4T_d K_B}{R_d A} + 2q(J_{ph} + J_{obs})\right)} \cdot A \quad (42)$$

où T_d est la température du détecteur (K), et J_{ph} est la densité de photo-courant induit par la scène l'environnant (A/cm^2). Les expressions de i_n tiennent compte de la contribution du bruit thermique induit par l'agitation thermique des porteurs de charges et du bruit Schottky (électrique et optique). Le premier terme de l'équation (42) correspond au bruit thermique dit de Johnson-Nyquist. Le terme $2qJ_{obs}$ reflète une dépendance électrique du bruit Schottky, due à des fluctuations discrètes aléatoires des électrons pouvant avoir une influence non négligeable sur les performances du détecteur lorsqu'on a affaire à des courants d'obscurité très faibles. Le terme $2qJ_{ph}$ de l'équation (42) caractérise le bruit Schottky généré par les photons incidents provenant de la scène ambiante (fond ambiant) environnant le détecteur. Le fond ambiant est généralement modélisé par un corps noir à $T_s = 300$ K pour des applications terrestres et ignoré ou modélisé à des températures inférieures à 300 K pour des applications spatiales.

Toutefois, nous avons additionné à tort dans l'équation (42) les bruit thermique et grenaille. En effet, ces deux bruits, souvent considérés comme additifs et comme étant deux sources de bruit indépendantes, ne peuvent pas être additionnés dans les régimes où leurs contributions sont équivalentes. Un des premiers à émettre cette théorie fut Landauer [23] mais ses premiers fondements furent initiés par Firth [24] et Schottky [25] qui avaient souligné qu'une résistance linéaire pouvait être construite à partir de deux émetteurs thermoïniques têtes bèches (le potentiel de chaque cathode commandant l'émission de l'autre). Ils ont montré que le premier terme correspondant au bruit thermique de l'équation (42) n'était autre que la somme de deux contributions de bruit Schottky indépendantes provenant des courants opposés des deux émetteurs. Plusieurs articles [26,27,28] se sont aussi penchés la validité de cette théorie dans les systèmes mésoscopiques. La référence [29] montre que la densité spectrale de bruit pour un conducteur à canal unique s'écrit :

$$S_I = \frac{4q^2}{\pi \hbar} K_B T \cdot \Theta + \frac{2q^2}{\pi \hbar} \Theta(1 - \Theta)qV + \frac{4q^2}{\pi \hbar} K_B T \cdot \Theta(1 - \Theta) \times \left[\frac{qV/K_B T}{\exp(qV/K_B T) - 1} - 1 \right] \quad (43)$$

où Θ est la probabilité de transmission qui diffuse les porteurs de charge. Cette équation montre qu'à haute température le premier terme de l'équation est dominant et nous retrouvons face à une expression du bruit thermique. A basse température, le second terme de l'équation devient dominant et correspond à un formalisme modifié du bruit Schottky à travers l'apparition du terme $(1-\Theta)$. Le dernier terme est une correction au premier ordre gérant la transition entre les deux régimes de bruit limites. Cette limite est déterminée par la valeur du rapport $qV/k_B T$ qui discrimine la prépondérance de l'un ou l'autre des régimes de bruit. La référence [23] a aussi traité cette théorie dans le cas de conducteurs mésoscopiques. Il s'est avéré que le bruit thermique est la somme de deux bruits Schottky distincts.

1.4.3 Défectivité appliquée à la photodiode

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 1, la défectivité spécifique D^* est le paramètre principal qui caractérise la performance d'un détecteur à travers le rapport normalisé signal-sur-bruit du photo-détecteur. Celle-ci fait intervenir la réponse en courant, le bruit et le rendement quantique. Un détecteur haute performance est limité à basses températures par le bruit de grenaille. Dans ce cas le bruit s'écrit :

$$i_n = \sqrt{2qI} \quad (44)$$

et la défectivité spécifique s'écrit :

$$D^*(\lambda) = \frac{\lambda q}{h.c} \eta(\lambda) \times \sqrt{\frac{A \Delta f}{2qI}} \quad (45)$$

Cette défectivité spécifique est inversement proportionnelle à la racine carrée du courant I . Comme nous l'avons déjà abordé dans le chapitre 1, une photodiode est traversée par deux types de courants : le courant photonique I_{ph} constituant le signal utile et le courant d'obscurité constituant le signal parasite. Lorsque le courant I est dominé par le courant photonique, on parle de défectivité spécifique photonique donnée par :

$$D_{\phi}^*(\lambda) = \frac{\lambda q}{h.c} \sqrt{\frac{A \Delta f}{2}} \sqrt{\frac{\eta(\lambda)}{q^2 \Phi(\lambda)}} \quad (46)$$

Où I_{ph} est donné par :

$$I_{ph} = q \cdot \eta(\lambda) \cdot \Phi(\lambda) \quad (47)$$

Dans le cas où le courant I est dominé par le courant d'obscurité, on parle de détectivité spécifique noire donnée par :

$$D_{obs}^*(\lambda) = \frac{\lambda q}{h.c} \eta(\lambda) \times \sqrt{\frac{A \Delta f}{2qI_{obs}}} \quad (48)$$

Dans l'équation (48) la détectivité spécifique noire n'est plus proportionnelle à la racine carrée du rendement quantique comme le montre l'équation (46), mais devient proportionnelle au rendement lui-même. Le rapport entre ces deux détectivités donne :

$$\frac{D_{\Phi}^*(\lambda)}{D_{obs}^*(\lambda)} = \sqrt{\frac{\Phi_0(\lambda)}{\Phi(\lambda)}} \quad (49)$$

avec

$$\Phi_0(\lambda) = \frac{I_{obs}}{q \cdot \eta(\lambda) \cdot \Phi(\lambda)} \quad (50)$$

Cette valeur de flux représente la limite entre deux régimes : le régime où le courant photonique est principalement dominant et le régime où le courant d'obscurité devient prépondérant et limite fortement le fonctionnement du détecteur.

La logique de ce travail de thèse a été d'étudier l'évolution des différents mécanismes physiques contribuant au courant d'obscurité dans les photodiodes CMT en fonction des différentes technologies, des différentes géométries et configurations de photodiodes. Les résultats issus de ces différentes variantes géométriques permettront de conclure quant à la nature périmétrique ou surfacique du bruit de courant.

1.5 Différentes architecture de photodiodes CMT

La photodiode CdHgTe peut présenter de nombreuses architectures différentes. On trouve de nos jours des architectures de plus en plus complexes et exotiques.

1.5.1 Structure n/p lacunes de Mercure (v_{Hg})

L'une des architectures les plus matures est la structure planaire n^+/p (Figure 31 (a)). Dans cette technologie, la zone n^+ est obtenue par l'implantation ionique de la couche de CdHgTe dopée p formant ainsi une homojonction graduelle n^+/p Figure 31 (b). La zone n^+ fortement dopée favorise le contact ohmique. La zone n^- permet de limiter quant à elle les fuites tunnel. L'ouverture de gap sous la surface passivée a pour principal avantage de limiter les recombinaisons et les fuites dans le grand gap.

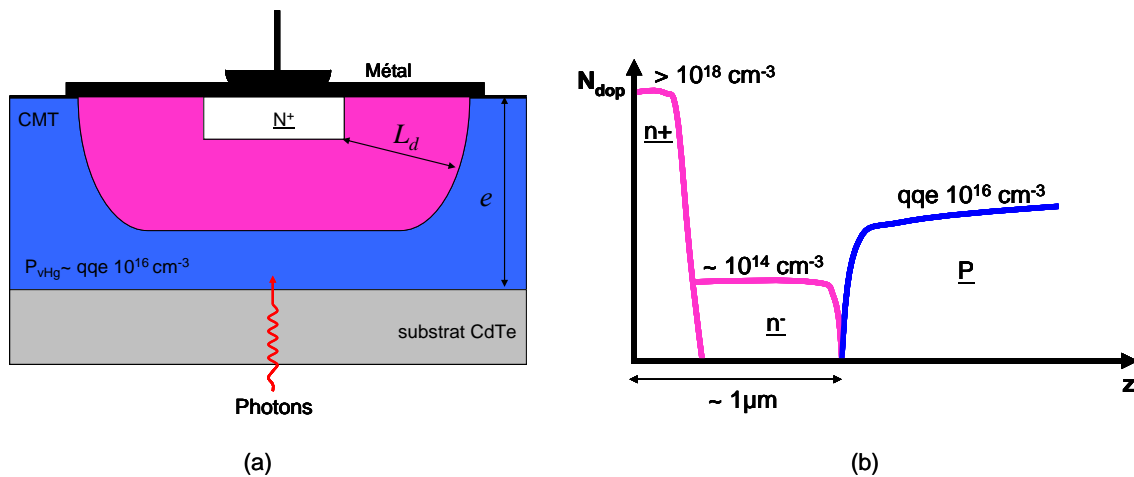


Figure 31 : (a) Structure planaire n/p d'une photodiode IR CdHgTe, (b) Profil de dopage d'une photodiode n/p Leti standard

Le dopage p est un dopage intrinsèque obtenu en fixant le niveau de lacunes de mercure (v_{Hg}) dans l'alliage. Ce dopage intrinsèque requiert un contrôle de la température et de la pression lors de la croissance. La maîtrise du dopage est indispensable au bon fonctionnement de la photodiode n^+/p .

La fixation du niveau de lacunes de mercure dans l'alliage se fait au moyen d'un recuit appelé "recuit p" réalisé sous vide à une température et une durée bien déterminées. Le dopage p est systématiquement obtenu pour des échantillons dopés intrinsèquement à la lacune de mercure qui ont subi ou pas un recuit p. Un "recuit n" est au contraire employé pour abaisser le taux de ces défauts qui sont prépondérants vis-à-vis des autres défauts présents dans le réseau cristallin. Les lacunes de mercure créent des lacunes SRH qui tuent les durées de vie des porteurs minoritaires. La Figure 32 présente l'évolution des durées de vie correspondantes aux différents mécanismes de recombinaisons, ayant lieu dans le CMT, en fonction du dopage. Pour les dopages que nous utilisons dans nos structures n/p qui sont de l'ordre de quelques 10^{16} cm^{-3} , la durée de vie des porteurs minoritaires (ici les électrons),

fortement limitée par les lacunes de mercure, présente des valeurs de l'ordre de la nanoseconde. Ces courtes durées de vie impliquent des faibles longueurs de diffusion de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche de CMT ($\sim 5 \mu\text{m}$). Ces faibles longueurs de diffusion font qu'un pixel donné communique peu avec les pixels voisins. Ainsi la FTM (Fonction de Transfert de Modulation), qui permet de quantifier l'incidence des grandes longueurs de diffusion d'un pixel sur les pixels voisins, n'est pas dégradée dans ce type d'architecture de photodiode.

Une des solutions pour remédier à ces courtes durées de vie serait de diminuer le dopage comme nous pouvons le voir sur la Figure 32. Toutefois, nous n'avons pas intérêt à trop diminuer le dopage en vue de conserver des performances de bruit acceptables. En effet, comme nous allons le voir dans le chapitre 5, le dopage s'avère être un paramètre clé qui doit impérativement être pris en considération lors de la conception des structures HOT.

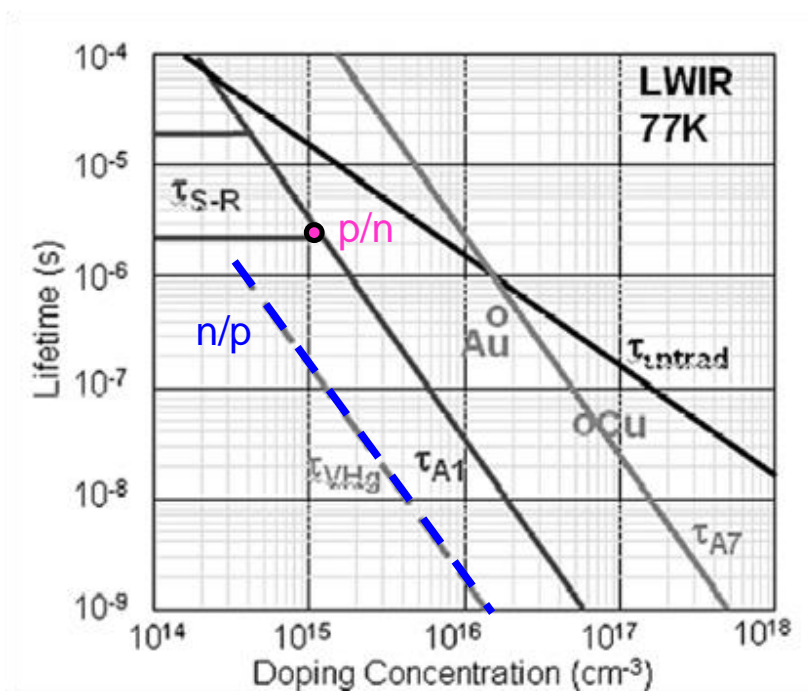


Figure 32 : Evolution des durées de vie en fonction du dopage pour un composant LWIR à 77 K [17].

1.5.2 Structure n/p dopage extrinsèque

Comme nous venons de le voir ci-dessus, le dopage de la couche p est obtenu en fixant le niveau de lacunes de mercure dans l'alliage. Toutefois, le dopage p peut être obtenu de manière extrinsèque. Le besoin de doper l'alliage CdHgTe de façon extrinsèque est né de

l'évolution et de la complexification des structures de détection IR. Les photodiodes n/p sont le plus souvent dopées extrinsèquement à l'arsenic (As) pour le dopage p. Cet élément chimique offre par rapport aux autres dopants tel que l'argent (Ar), le lithium (Li), l'or (Au) ou encore l'Antimoine (sb) un faible coefficient de diffusion dans l'alliage. L'incorporation de ce dopant consiste à remplacer le Tellure (Te) par un atome de la colonne V, ici l'arsenic. La difficulté de ce dopage se matérialise lors de la croissance du CdHgTe par EJM. Cette croissance impose un recuit qui va renforcer le complexe accepteur et fournir ainsi un matériau de type p. Ce recuit se déroule en deux étapes. Un premier recuit d'une heure dit "recuit d'activation" est réalisé après la croissance sous atmosphère riche en mercure. Ce recuit permet d'activer l'arsenic et fournir ainsi au matériau de type p. Notons que ce recuit d'activation n'a pas lieu d'être lorsque la croissance du CdHgTe se fait en phase liquide (EPL) étant donné que l'atmosphère riche en Tellure fait que l'arsenic n'est pas incorporé. Un recuit n est ensuite réalisé et a pour but de réduire la densité de lacunes de mercures intrinsèques et d'assurer une conductivité due à l'arsenic incorporé et non pas aux lacunes de mercure intrinsèques.

Cette structure a pour principale avantage par rapport à la structure précédente, l'augmentation de la durée de vie des porteurs minoritaires et donc la réduction du courant d'obscurité qui rappelons-le est inversement proportionnelle au produit $N \times \tau$.

1.5.3 Structure p/n dopage extrinsèque

Dans cette structure le dopage p est effectuée par implantation d'arsenic et le dopage n par incorporation d'indium pendant la croissance. La couche absorbante est alors la couche n (Figure 33(a)). Cette architecture présente un profil de dopage abrupte comme nous pouvons le voir sur la Figure 33(b).

Les dopages que nous utilisons dans nos structures p/n sont de l'ordre de quelques 10^{15} cm^{-3} ($N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et les durées de vie des porteurs minoritaires correspondantes à ces niveau de dopage sont de l'ordre de la microseconde. Comme nous pouvons le voir dans la Figure 32, cette structure a l'avantage d'offrir des durées de vie plus grandes que la structure n/p. Ces grandes durées de vie impliquent de très grandes longueurs de diffusion pouvant dégrader la FTM. Face à ces grandes longueurs de diffusions ($L_d \approx 20 - 50 \mu\text{m}$), l'épaisseur de la couche absorbante est négligeable. Nous retrouvons l'expression du courant d'obscurité émise dans le cas des couches fines où L_d est remplacée par e .

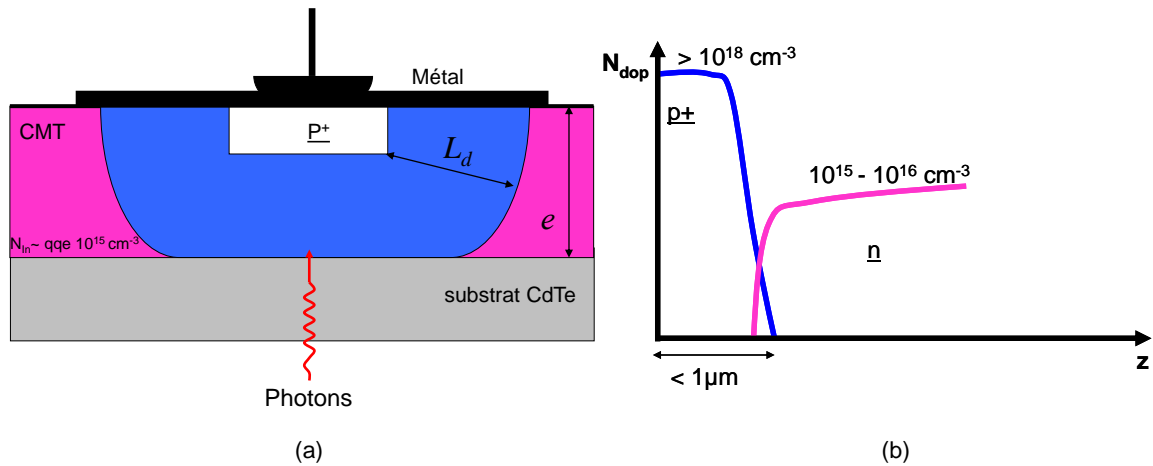


Figure 33 : (a) Structure planaire p/n d'une photodiode IR CdHgTe, (b) Profil de dopage d'une photodiode p/n Leti standard

1.5.4 Bilan comparatif

Les différentes architectures de photodiodes CdHgTe introduites ci-dessus ont la particularité d'offrir des propriétés qui mettent en avant l'une ou l'autre des structures selon la gamme spectrale, les applications et les performances visées. Les caractéristiques courant-tension de ces structures de photodiodes affichent des différences notables selon que la couche absorbante est de type n ou de type p. Des exemples de caractéristiques courant-tension pour les architectures n/p et p/n sont donnés dans la Figure 34 dans différentes gammes spectrales.

La comparaison des niveaux de courants à température identique montre que les structures p/n exhibent moins de courant d'obscurité que les structures n/p. Ceci est dû au fait qu'elles offrent des durées de vie plus longues comme nous l'avons expliqué plus haut. Notons aussi que l'inverse et le direct de la caractéristique courant-tension sont inversés pour les deux structures n/p et p/n étant donné que la polarité de la jonction change.

Les courtes longueurs de diffusion mises en jeu dans la technologie du dopage intrinsèque lacunes de mercure, conduisent à des courants d'obscurités de la diffusion à première vue faiblement dépendant du niveau de dopage. En effet, les recombinaisons Auger et SRH associées aux lacunes de mercure exhibent des durées de vie inversement proportionnelles au carré du dopage ($\tau^{-1} \propto N^2$).

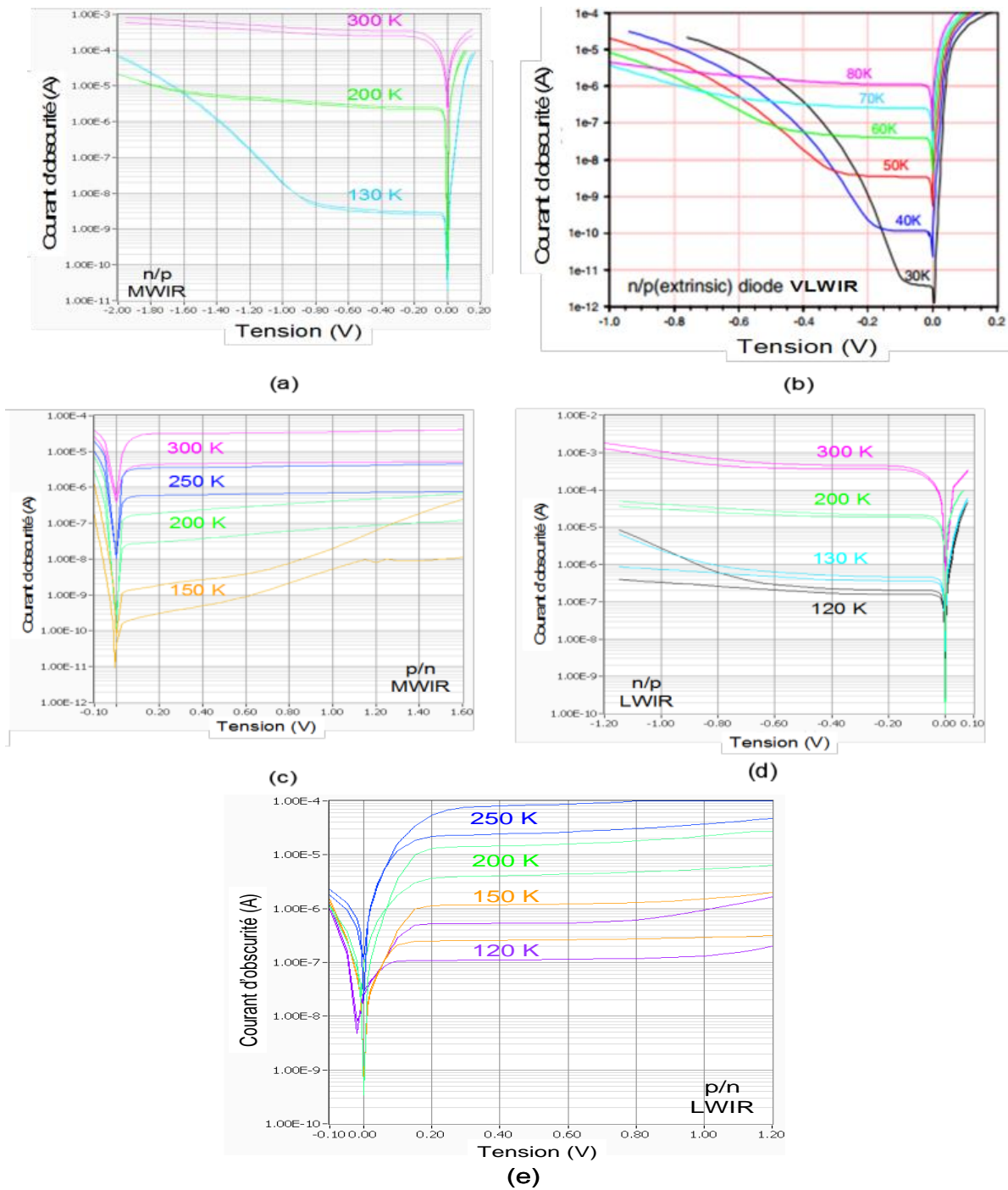


Figure 34 : Caractéristiques $i(v)$ de différents composants à différentes températures : (a) photodiodes n/p MWIR dopage intrinsèque, (b) photodiodes n/p VLWIR dopage extrinsèque [30], (c) photodiodes p/n MWIR dopage extrinsèque, (d) photodiodes n/p LWIR dopage intrinsèque, (e) photodiodes p/n LWIR dopage extrinsèque.

Les grandes longueurs de diffusion mises en jeu dans la technologie faible dopage extrinsèque n/p et p/n, conduisent à des courants d'obscurité de diffusion proportionnels au dopage incitant ainsi à réduire la concentration de dopage. Toutefois, pour de très faibles dopages ($<10^{15} \text{ cm}^{-3}$), la durée de vie des trous devient limitée par la durée de vie SRH et ne dépend plus du dopage. Ainsi le courant d'obscurité devient inversement proportionnel au dopage ($\propto N^{-1}$) et augmente avec la diminution du dopage. Il existe par conséquent un optimum de dopage correspondant à la limite entre le régime SRH et le régime Auger qui permet l'optimisation du courant d'obscurité.

En résumé, les structures de photodiodes n/p dopées lacunes de mercure donnent généralement des courants d'obscurité de diffusion élevés, mais conduisent à une technologie robuste dont les performances ne dépendent que très faiblement du dopage, de l'épaisseur de la couche absorbante, et de la vitesse de recombinaison à l'interface. D'autre part, l'utilisation du dopage extrinsèque conduit généralement à de plus grandes longueurs de diffusion et permet l'obtention de courants d'obscurité de diffusion inférieurs, mais peut exhiber des fluctuations de performance associés aux paramètres cités ci haut affectant le rendement quantique. En effet, ces photodiodes à faible courant d'obscurité sont plus près des limites intrinsèques des matériaux que les autres structures à dopage intrinsèque.

En termes de performance, nous avons vu dans ce chapitre l'importance du produit $R_0.A$ qui permet la comparaison des détecteurs entre eux en termes de courant d'obscurité. Une architecture p/n haute performance, aura un produit $R_0.A$ plus élevé qu'une architecture n/p de même qualité. Rappelons que cette figure de mérite populaire est le produit de la résistance dynamique à polarisation nulle R_0 par une zone sensible au flux incident et est inversement proportionnelle à la densité du courant de saturation d'une photodiode limitée par la diffusion.

La Figure 35 donne un aperçu des différentes valeurs prises par le produit $R_0.A$ pour différentes architectures de photodiodes planaires du Leti en comparaison avec des données récentes extraites de la littérature utilisant diverses techniques de croissance et différentes structures de diodes [31, 32, 33, 34]. Ces données extraites de la littérature correspondent à des hétérojonctions mesa (voir annexe) EPL (Raytheon et BAE), à des diodes planaires EJM (Teledyne), à des hétérodiodes MOVPE (Selex). Comme prévu, les technologies de dopage extrinsèque conduisent à des produits $R_0.A$ plus élevés (des courants d'obscurités plus faibles), tandis que la technologie dopage intrinsèque lacunes de mercure demeure sur la partie inférieure de la figure. Toutefois, en raison de sa robustesse, nous pouvons remarquer

que les données correspondantes à la technologie n/p lacunes de mercure restent bien centrées autour de la ligne de tendance du Leti alors que les autres technologies montrent généralement une dispersion sur plusieurs ordres de grandeur.

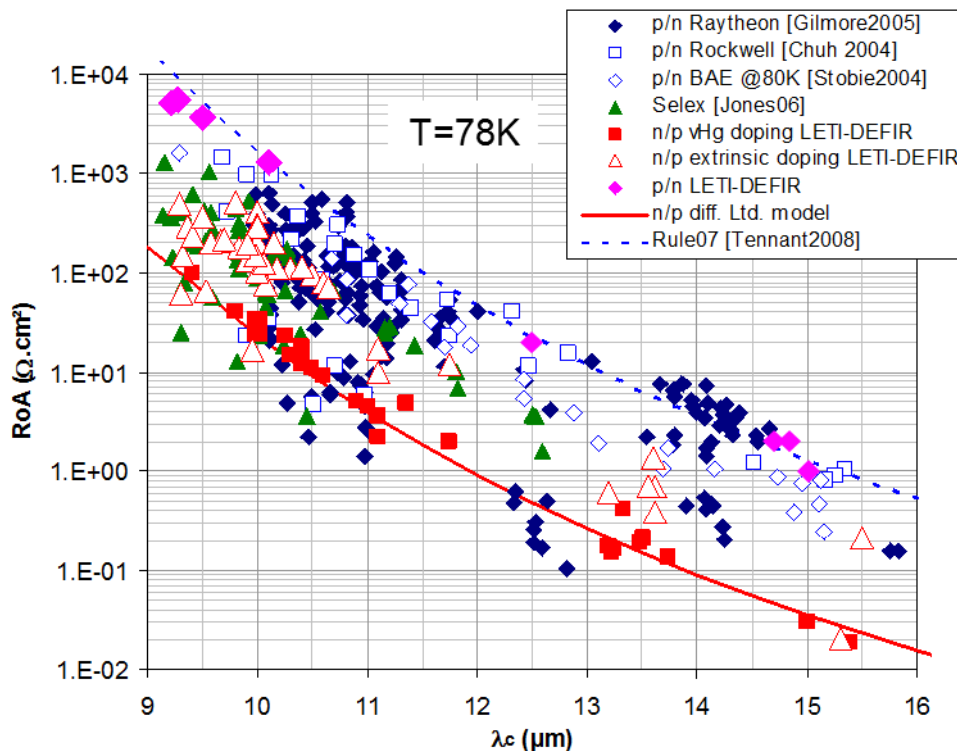


Figure 35 : Comparaison des valeurs de la figure de mérite R_oA dans différentes structures de photodiodes à 77 K dans les gammes spectrales LWIR et VLWIR [30].

2. Conclusion

Il a été question dans ce chapitre de dresser un bilan des différents mécanismes physiques limitant le fonctionnement à haute température des structures de détection standards. Dans la photodiode CMT nous avons pu dégager les différentes dépendances du courant d'obscurité et les différents paramètres à optimiser et à prendre en considération lors de la conception de ces dispositifs. Ces différents paramètres et figures de mérite sont résumés dans le Tableau 1.

En termes de performance, nous avons vu dans ce chapitre l'importance du produit R_oA qui permet la comparaison des détecteurs entre eux en termes de courant d'obscurité. Différentes configurations standard de photodiodes ont été introduites dans ce chapitre en mettant bien en avant l'avantage d'une configuration donnée par rapport à l'autre. Nous avons vu qu'à température identique que les structures p/n exhibent moins de courant

d'obscurité que les structures n/p dû au fait que la configuration p/n offrent des durées de vie plus longues. Aussi, une architecture p/n hautes performance, aura un produit $R_0.A$ plus élevé qu'une architecture n/p de même qualité, cette figure de mérite étant inversement proportionnelle au courant d'obscurité.

L'actuel état de l'art des photodiodes IR à base de CdHgTe ne permet malheureusement pas une exploitation plus poussée de ces structures à haute température de fonctionnement comme nous l'avons expliqué ici. En vue de repousser ces limites, plusieurs structures de détection à base de CdHgTe ont pu voir le jour. La simulation d'une de ces structures innovante jamais fabriqué au Leti et dont la faisabilité expérimentale n'a été démontré que très récemment par un seul acteur travaillant sur ces structures [35]. Ces structures et leur actuel état de l'art seront introduits dans le chapitre suivant en mettant bien l'accent sur le gain de ces structures en termes de courant d'obscurité par rapport aux structures standards que nous avons introduit dans ce chapitre.

Nature de la contribution au courant I_{obs}	Figures de mérite et dépendances
Mécanismes de diffusions	$N \times \tau$
Mécanismes de génération-recombinaison	W/τ_{G-R}
Mécanismes tunnels :	
BBT	E, E_g, m^*
TAT	N_t
Courants de surface	N_t, V_s

Tableau 1 : Mise en évidence des différentes contributions au courant d'obscurité et des différentes figures de mérite

Chapitre 3

Simulation et caractérisation de structures nBn en CdHgTe

Ce chapitre est entièrement consacré à la simulation et à la caractérisation de structures de détection innovantes dites structures à barrière ou encore structures nBn. Dans un premier temps nous introduisons le principe de fonctionnement de ces structures ainsi que leur actuel état de l'art. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse et à l'interprétation des résultats de simulation de l'étude paramétrique entreprise sur la structure nBn investiguée au Leti. Cette étude paramétrique a pour principal objectif la détermination des paramètres technologiques et géométriques optimums. La structure optimale est ainsi comparée en termes de performances aux structures de détection standards introduites dans le chapitre précédent pour déboucher sur la définition des paramètres technologiques du lot réalisé. La dernière partie concerne la présentation des résultats de caractérisation électro-optiques obtenus sur les bariodes (diode à barrière) de ce lot.

1. Le nBn : la bariode

Le développement accru qu'a connu les techniques de croissance du CMT ainsi que le processus de fabrication des structures de détection a abouti à la réalisation de détecteurs dont le courant d'obscurité est limité par des processus fondamentaux de génération thermique (diodes limitées par la diffusion) plutôt que par les mécanismes d'origine technologiques (courant de génération-recombinaison dans la zone de déplétion, recombinaison de surface, mécanismes tunnels...). Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'à basses températures le courant d'obscurité des détecteurs est limité par le courant de génération-recombinaison, puis par le courant de diffusion à plus hautes températures. Toutefois, la contribution des mécanismes G-R au bruit ne doit pas être exclue à haute température. De ce constat est née l'idée de concevoir des structures dont le champ électrique est confiné dans un grand gap en vue de limiter les mécanismes G-R. L'ajustement du gap, parfaitement possible avec le CdHgTe avec une quasi constance du paramètre de

maille rend la conception de ces structures parfaitement envisageable dans ce type de matériau. L'idée est de recréer dans un dispositif unipolaire la structure d'une jonction p-n sur la bande de valence avec une grande barrière de potentiel sur la bande de conduction pour bloquer les majoritaires. Il faut cependant bien veiller à ce que cette barrière grand gap n'entrave pas le transport des trous sur la bande de valence afin d'assurer un rendement quantique correct. Ce type de structure a été initialement imaginée pour le CdHgTe dans les années 80 [36], époque où la croissance de telles hétérostructures n'était concrètement pas encore possible. Par la suite, ce type de concept a été remis au goût du jour par la communauté des matériaux III-V avant de faire de nouveau l'objet d'études dans les matériaux II-VI très récemment.

1.1 Historique

La conception d'un détecteur IR unipolaire à base du semi-conducteur III-V, l'InAs, a récemment été proposée par Maimon et al. [37]. Ce dispositif appelé détecteur nBn ou détecteur à barrière ou encore barriode (diode à barrière) offre plusieurs avantages par rapport à une photodiode classique à base de jonction p-n. Ces avantages se matérialisent en une réduction significative des courants de déplétion et des courants de fuites en surface permettant ainsi un fonctionnement à plus haute température. Le dispositif nBn, illustré sur la Figure 36 est une hétérostructure unipolaire dopée uniquement n. Cette structure est constituée comme suit : une couche d'absorption n_1 petit gap où aura lieu la photogénération, une barrière grand gap (InAsSb ou AlAsSb) permettant de filtrer les majoritaires et une couche contact n_2 généralement fortement dopée pour faciliter le contact ohmique. La couche absorbante est d'environ une à deux fois la longueur d'absorption optique afin de garantir un bon rendement quantique. L'épaisseur de la barrière est comprise entre 50 et 100 nm pour limiter le passage des électrons par effet tunnel. L'épaisseur de la couche de contact est quant à elle généralement de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

Plus intéressant encore, les hétérojonctions aux interfaces de la barrière et de la couche contact dopée n dans cette structure à base d'InAs ont un offset de valence proche de zéro. Le profil de dopage doit faire en sorte que la différence de gap se reporte très principalement sur la bande de conduction. En effet, ce dispositif à barrière a la particularité de bloquer sélectivement le flux de courant des électrons tout en permettant le passage des porteurs minoritaires. Ainsi, le courant est limité par la diffusion des porteurs générés thermiquement et photo-générés dans la couche absorbante. La barrière grand gap peut également servir de

couche de passivation si le détecteur nBn est conçu de telle sorte que le dispositif soit délimité par gravure uniquement jusqu'à la couche contact mais pas au-delà, supprimant ainsi les courants de fuite en surface. Ces courants de fuite ont généralement lieu dans les couches absorbantes petit gap de type InAs ou InAsSb. Le dispositif nBn a été conçu pour fonctionner dans une configuration caractérisée par une absence de champ électrique dans la couche d'absorption comme nous pouvons le voir sur la Figure 36. Il a été reporté qu'un fonctionnement de ces dispositifs à une polarisation de 0.6 v permet d'atteindre un optimum de photo-courant collecté pour des valeurs raisonnables de courant d'obscurité [38].

La structure nBn à base d'InAs proposée par Maimon et al. [37] a été principalement conçue pour inhiber les courants de déplétion et les mécanismes de bruit associés. Comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, le mécanisme de recombinaison Shockley-Read-Hall dans la zone de déplétion implique la recombinaison des paires électrons-trous par l'intermédiaire des niveaux pièges d'énergie E_t . Ces niveaux pièges situés entre la bande de conduction et la bande de valence constituent une source de contribution majeure au courant d'obscurité plus spécialement à basse température. Cette source de courant de déplétion est par contre minimisée si la déplétion est maintenue dans le matériau grand gap de la barrière.

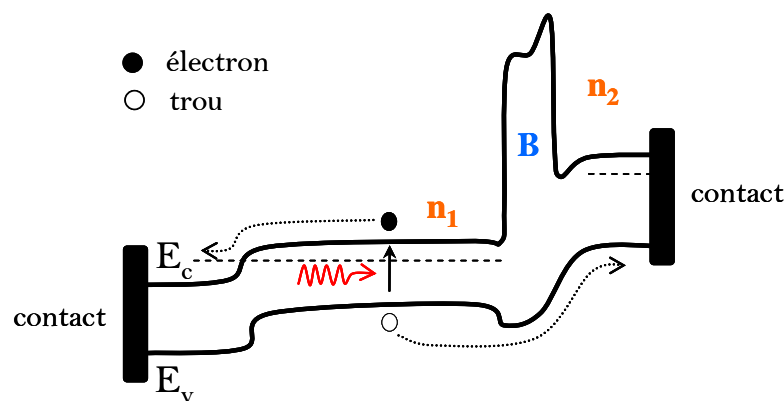


Figure 36 : Représentation schématique d'une structure nBn.

Un bon nombre d'études connexes [37, 38, 39, 40] se sont penchées sur les performances des dispositifs nBn élaborés dans des substrats III-V. L'analyse préliminaire issue de ces dispositifs a montré une baisse significative du courant d'obscurité et du bruit en comparaison avec une structure classique de photodiode. La Figure 37 montre l'évolution du courant d'un dispositif nBn InAs avec une barrière AlAsSb fonctionnant dans la gamme MWIR et dont le procédé de croissance est l'EJM [37]. A des températures élevées, le dispositif présentait une énergie d'activation thermique proche de l'énergie de gap de l'InAs

démontrant la suppression significative des contributions SRH qui se manifesteraient par une énergie d'activation thermique proche de 2. Ces données issues de ce nouveau dispositif et mesurées sous un angle solide de 2π stéradians ont montré que ce dernier fonctionnait dans des conditions BLIP à des températures inférieures à 230 K, soit au moins 100 K de plus que les valeurs observées dans des photodiodes InAs [37]. Plus important encore, à ces températures, le courant dans le dispositif nBn semble être limité par la diffusion, ce qui n'est pas le cas des photodiodes MWIR InSb, généralement limitées par les courants de déplétion.

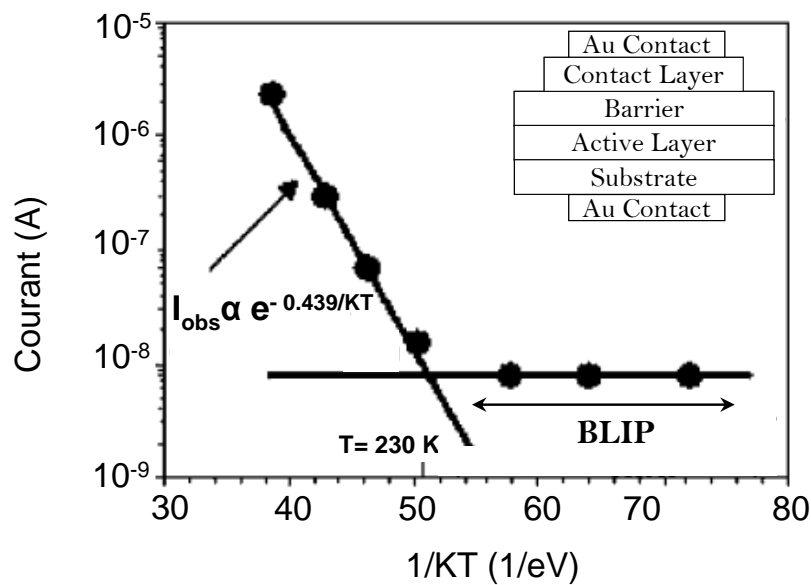


Figure 37 : évolution du courant d'une structure nBn InAs MWIR en fonction de la température [37].

La Figure 38 illustre l'évolution du courant en fonction de la température d'un dispositif nBn InAs en comparaison avec une structure classique de photodiode InAs [38]. La diminution de densité de courant d'obscurité du dispositif à base de jonction p-n sature aux alentours de 220 K, limitée par les courants de surface. Le dispositif nBn n'est cependant pas affecté par les courants de surface jusqu'à environ 135 K. Les densités de courant d'obscurité mesurées au sein des deux dispositifs montrent que selon les conditions de mesures, le dispositif nBn présente un gain minimum d'un ordre de grandeur en densité de courant par rapport aux dispositifs à jonction p-n. Les données de la Figure 38 montrent aussi que le dispositif nBn non passivé à base d'InAs atteint le BLIP aux alentours de 195 K et est donc capable de détecter un corps noir à 300K ce qui n'est pas le cas pour l'autre dispositif.

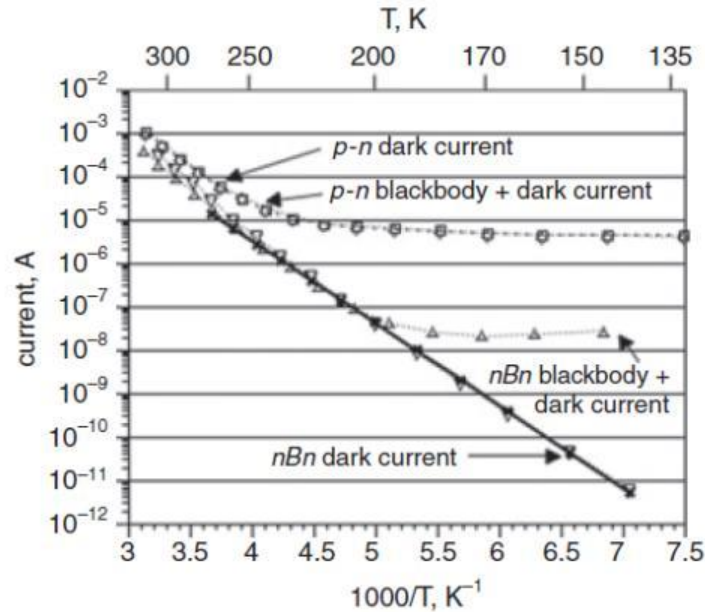


Figure 38 : évolution du courant d'une structure nBn InAs en comparaison avec celui d'une photodiode à jonction p-n en InAs [38].

Ce concept a également pu être exploité dans le CdHgTe où la problématique du HOT a toujours été d'actualité. De plus l'exploitation de cette structure à barrière dans le CdHgTe offre des avantages significatifs. En effet, l'absence de dopage p présente quelques avantages non négligeables : la suppression de certaines étapes de recuits et/ou l'implantation ionique ou de prise de contact p simplifie le processus de fabrication des photo-détecteurs.

1.2 Etat de l'art des structures nBn en CdHgTe

La structure nBn à base de CdHgTe est très proche des structures nbn à base d'InAs du point de vue de l'empilement des couches. Cet empilement est constitué d'une semelle petit gap où a lieu la photo-génération, d'une barrière filtrante grand gap et d'une couche contact petit gap. L'ensemble des mécanismes de fonctionnement des deux types de dispositifs en CdHgTe et en InAs sont également similaires. Toutefois, il existe quelques différences clés. Tout d'abord, l'offset de la bande de valence est non nul aux interfaces de la barrière dans un dispositif nBn à base de CdHgTe (Figure 39). La présence d'une barrière au niveau de la bande de valence pose problème au niveau du fonctionnement du détecteur nBn CdHgTe étant donné que celui-ci est basé sur le transport des porteurs minoritaires. Toutefois, ce problème peut être surmonté en prenant soin de bien choisir les paramètres structurels au moment de la conception de la structure. La bande de conduction, due à la nature du

CdHgTe, a une hauteur de barrière inférieure à 1 eV. Cette faible valeur d'énergie E_c augmente la probabilité de passage des porteurs en la surmontant par excitation thermique.

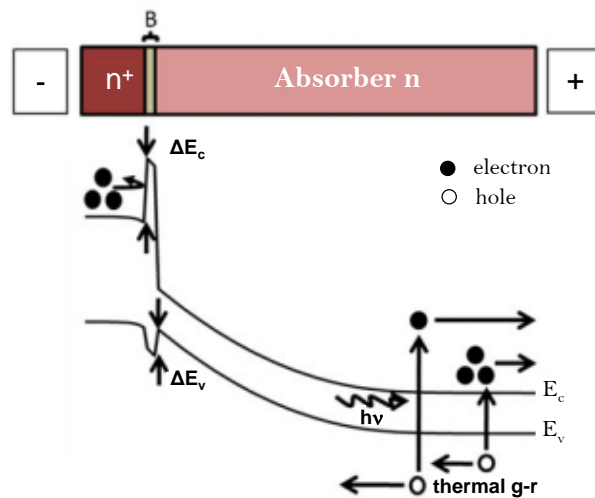


Figure 39 : Illustration schématique de la structure d'un photo-détecteur nBn CdHgTe [41].

L'adaptabilité du dispositif nBn au CdHgTe a fait l'objet d'une étude approfondie qui s'est avérée très prometteuse. Itsuno [41] a été parmi les premiers acteurs à s'intéresser aux avantages que pourrait apporter cette adaptabilité. Il a été question dans cette étude de comparer après optimisation, les performances de détecteurs nBn dans les gammes MWIR et LWIR avec celles de diode p/n extrinsèque à hétérojonction planaire double couche (DLPH) [42,43]. Les résultats de simulation ont montré qu'à basse température et pour de faibles polarisations, les valeurs de courant d'obscurité atteintes dans les structures nBn MWIR et LWIR convergent vers celles mesurées dans les structures DLPH comme nous pouvons le voir dans la Figure 40. Ce comportement est attribué à un courant de diffusion limité par le mécanisme Auger. Les deux structures atteignent dans ce régime les limites intrinsèques du CdHgTe indépendamment de leurs architectures. A des températures plus élevées, les valeurs du courant d'obscurité atteintes par la structure nBn LWIR deviennent plus élevées que celles observées pour la structure DLPH lié à l'augmentation du courant thermoïnique. Cette émission thermoïnique est due au grand nombre de porteurs majoritaires ayant à ces températures une énergie suffisante pour surmonter la barrière. Ce courant de majoritaires est donné par :

$$J = RT^2 \times \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{KT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1\right] \quad (51)$$

avec Φ_B la hauteur de la barrière et R la constante de Richardson. La hauteur de la barrière, qui dépend de sa composition x_b , a été optimisée à 80 K dans le dispositif étudié par Itsuno. Son optimisation à plus haute température dans cette étude a donné des valeurs de densité de courant d'obscurité comparables dans les deux dispositifs. Notons aussi que pour les deux structures le courant d'obscurité n'est en aucun cas limité par les courants de déplétion pour la gamme de température étudiée étant donné le grand gap de la couche contact et la présence d'une couche barrière respectivement pour les structures DLPH et nBn.

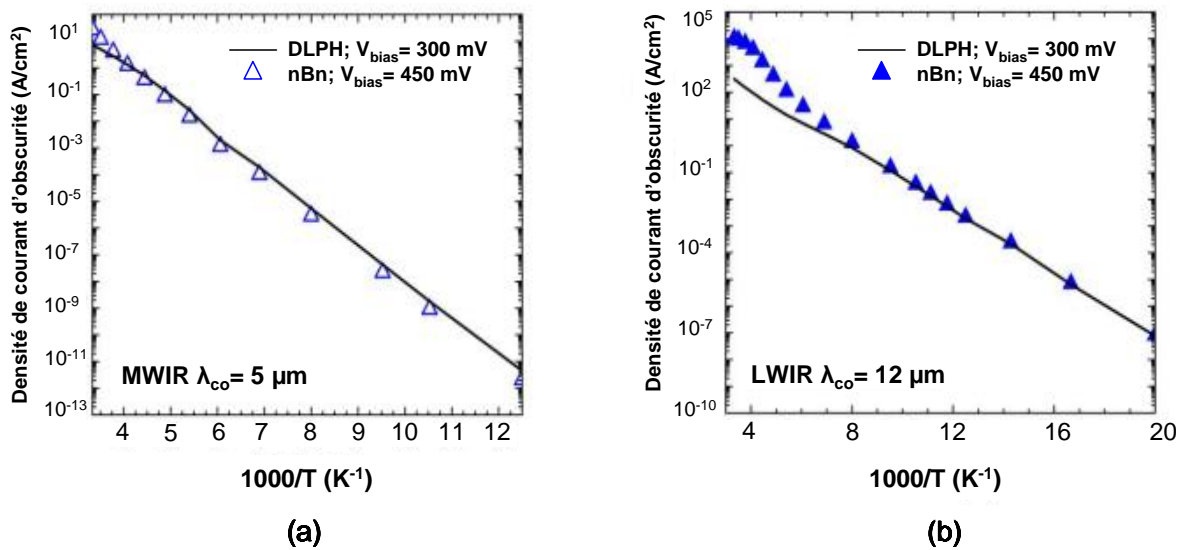


Figure 40 : Densité de courant d'obscurité calculée en fonction de la température pour des structures nBn (a) MWIR, (b) LWIR et DLPH [44].

La validation de ces résultats de simulation après optimisation des différents paramètres technologiques a permis la réalisation du premier lot EJM de photo-détecteurs unitaires nBn dans les gammes MWIR et LWIR démontrant ainsi la faisabilité de ces structures. Les dispositifs ont été élaborés dans deux configurations : une configuration planaire mesa et une configuration mesa comme l'illustre la Figure 41.

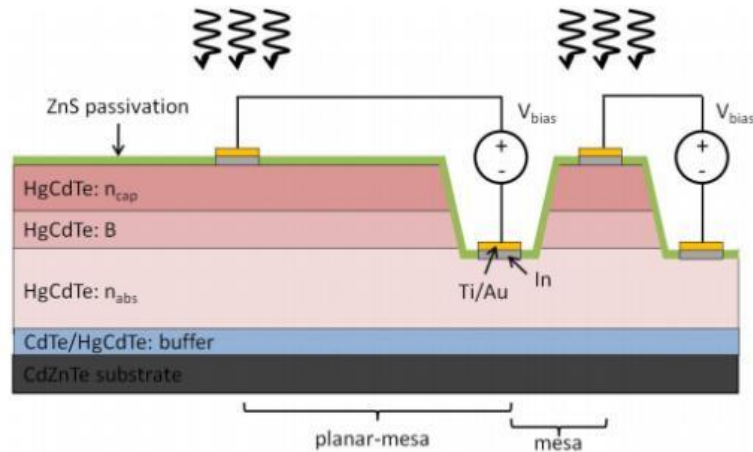


Figure 41 : Représentation schématique d'une vue en coupe d'une structure nBn dans les deux configurations planaire-mesa et mesa [44].

Le premier lot testé a montré à travers les $I(V)$ des polarisations de fonctionnement allant de -0.5 à -1 V et de -0.2 à -0.6 V respectivement pour les composants MWIR et LWIR. Les valeurs du courant d'obscurité mesurées à basses températures étaient par contre considérablement plus élevées que celles simulées. Toutefois, cette différence a été attribuée à un courant de fuite périmétrique causé par une mauvaise gravure de la couche absorbante et une mauvaise passivation de surface. La mesure du courant d'obscurité dans les deux configurations a montré un courant d'obscurité plus bas dans la configuration planaire-mesa (Figure 42) MWIR et LWIR. Une nette corrélation de ce courant avec le rapport périmètre/surface a été constatée sur l'ensemble des dispositifs confirmant la contribution des fuites au niveau des flancs.

Des modifications structurales ont fait l'objet d'un deuxième lot MWIR (plus sensible à l'illumination dans le premier lot) dans lequel la concentration de dopage a été réduite et l'épaisseur de la couche barrière a été augmentée. Ces modifications ont contribué à la diminution du courant d'obscurité de cinq ordres de grandeur par rapport aux valeurs de courant mesurées dans le premier lot MWIR.

Ces résultats de caractérisations ont pu démontrer la faisabilité expérimentale de ces structures. Les courants de fuites de surface ont été identifiés comme étant le mécanisme limitant le fonctionnement de ces dispositifs. Ils peuvent cependant être adressés par l'amélioration de la passivation latérale et/ou la modification de leur configuration.

L'ensemble des ajustements stratégiques ont permis d'améliorer d'une manière significative les valeurs du courant d'obscurité mesurées.

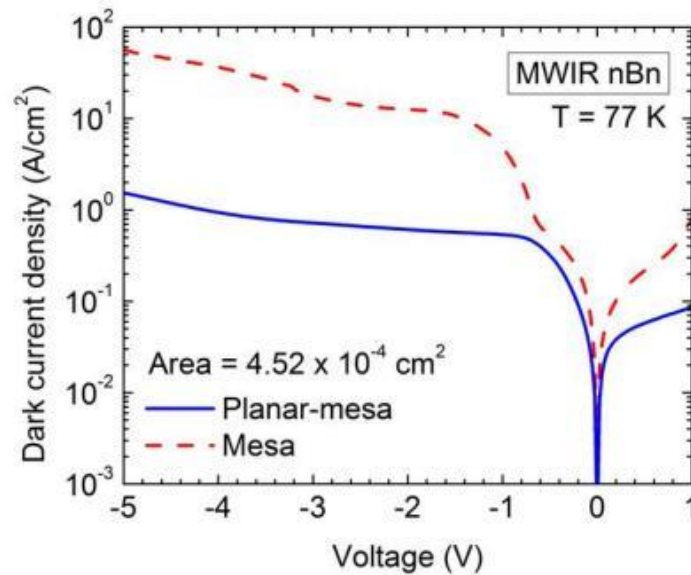


Figure 42: Caractéristique courant tension d'un dispositif nBn planaire-mesa et mesa ayant une surface effective de $4.52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ [44].

2. La structure investiguée au Leti

La structure nBn investiguée au Leti est de point de vue répartition des couches similaire à celle investiguée par Itsuno mis à part le fait que l'éclairement se fait par la face arrière comme le montre la Figure 43. A travers les simulations effectuées à 80 K dans les deux gammes MWIR et SWIR, nous avons cherché à évaluer le gain apporté par le dispositif nBn par rapport à nos structures standard p/n prises comme modèle de référence. Dans les deux structures l'absorption a lieu dans une semelle de même épaisseur dopée indium. Les calculs ont initialement porté sur un domaine 1D à travers la résolution des équations de drift diffusion. Une étude paramétrique a été menée en vue de dégager la configuration nBn optimale.

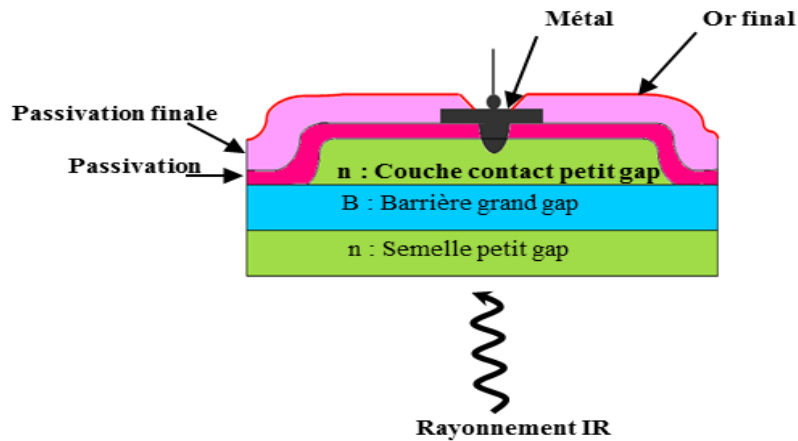


Figure 43 : Représentation schématique de la structure nBn investiguée au Leti

La Figure 44 présente une vue schématique des structures calculées. La semelle d'absorption est prise à une composition de $x=0.3$ correspondant à une détection dans la bande MWIR. Le dopage indium est pris uniforme à 10^{15} cm^{-3} dans l'ensemble de la structure. En vue de masquer électriquement le contact ohmique situé au niveau de la semelle et dont le coefficient d'absorption est posé à zéro pour ne pas rajouter de contribution à la photo-génération, une ouverture de gap artificielle (artefact) a été rajoutée dans les simulations. Cette ouverture de gap au fond du substrat identique dans les deux configurations nBn et p/n, a pour but de bloquer l'injection des trous depuis la cathode.

A l'opposé, la barrière entre la couche contact et la semelle absorbante est décomposée en trois zones : la barrière proprement dite (c.a.d. la zone de plus grand gap), et les gradients semelle-barrière et contact-barrière. Ces interfaces graduelles correspondent à une variation continue de la composition du matériau CdHgTe donc de son gap. Ces gradients sont pris linéaires pour plus de simplicité. Dans le cadre de ces premiers calculs, la hauteur de la barrière a initialement été prise à 0.6 et son épaisseur à $0.2 \mu\text{m}$ avec des gradients de largeur $0.1 \mu\text{m}$ pour faire le raccordement en composition avec les deux autres couches contact et semelle.

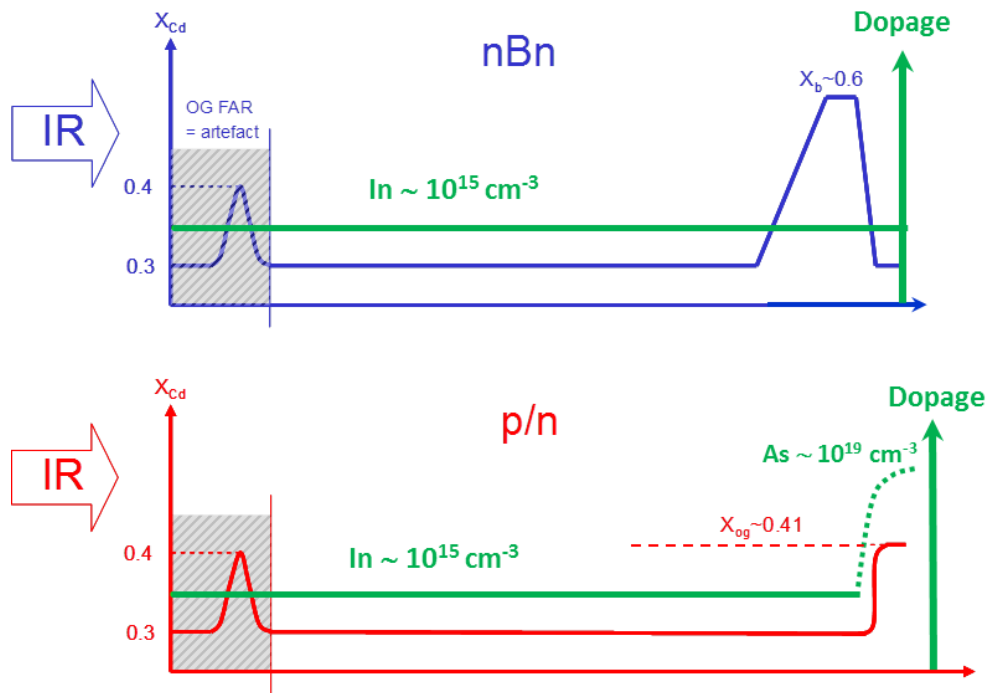


Figure 44 : Représentation schématique des configurations nBn et p/n calculées.

Le résultat de simulation à 80 K des différentes sources de courant d'obscurité dans les deux structures p/n et nBn MWIR est représenté dans la Figure 45. La diode p/n présente un seul régime de courant limité par les recombinaisons SRH dans la zone de charge d'espace de la jonction. La structure nBn présente au contraire plusieurs régimes de courant :

- Un premier régime dans lequel les niveaux de courant sont extrêmement faibles aux très faibles polarisations ($0 < v < 0.1$ V en valeur absolue). Ceci est dû au fait que la polarisation appliquée est si faible qu'elle ne peut pas permettre un quelconque transport de charge à travers la barrière. Cette dernière bloque à la fois les trous et les électrons. Notons toutefois que le simulateur Atlas que nous utilisons ne dispose pas de la précision suffisante pour calculer ces faibles niveaux de courants. La connaissance précise de ces faibles niveaux de courant est indispensable à la comparaison des performances des deux architectures. Pour se faire, une quantité " ΣR " a été introduite. Cette quantité est calculée en intégrant la recombinaison totale sur le domaine de simulation en excluant l'ouverture de gap. Elle est ensuite multipliée par la charge élémentaire et par 10^{-4} pour convertir son unité en A/ μm .

- A des polarisations un peu plus élevées mais relativement faibles, un premier plateau (courbe noire) apparaît à priori limité par la diffusion des trous (porteurs minoritaires) générés dans la semelle.
- A plus fortes polarisations, un second plateau apparaît (courbe verte) à priori limité par des recombinaisons SRH.
- A des polarisations nettement supérieures, un régime exponentiel dit régime d'émission thermoïonique apparaît (courbe rose) et est constitué essentiellement de courant de majoritaires en provenance de la couche contact. En effet à ces polarisations, la distribution du potentiel dans la structure tend à abaisser la hauteur de la barrière filtrant les majoritaires de la couche contact de sorte que les électrons disposent de suffisamment d'énergie pour surmonter la barrière.

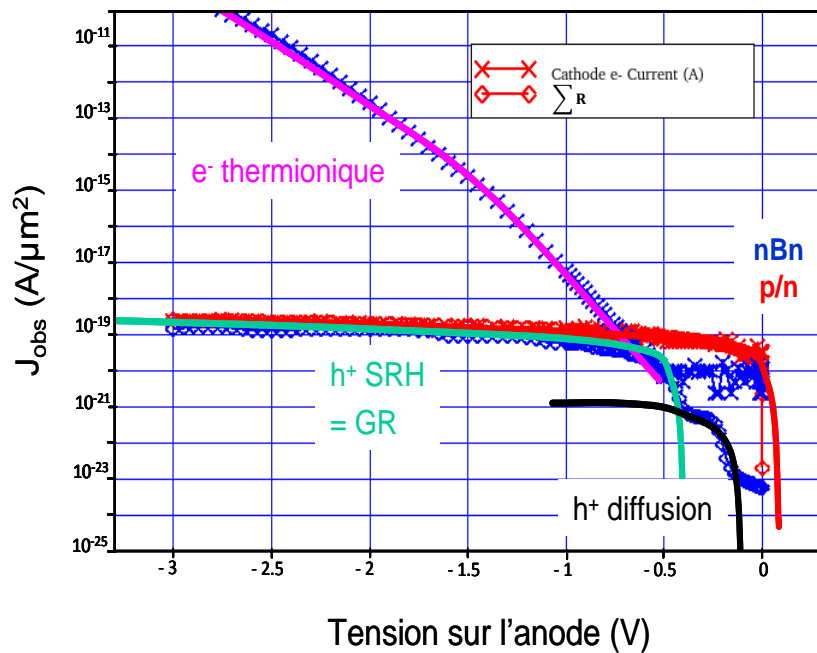


Figure 45 : Résultat de simulation des différentes contributions de courant d'obscurité à 80 K d'une diode p/n et d'un dispositif nBn

La Figure 46 illustre un exemple de diagramme de bande E_c-E_v d'une structure nBn pour les différents régimes de courant cités ci-dessus. Dans le premier régime de faibles tensions, illustré par la courbe rouge, l'offset de la bande de valence apparent, bloque les trous : la bande de valence n'est pas déplétée. Dans le deuxième régime de fonctionnement illustré par la courbe bleue, la polarisation appliquée devient suffisante pour remédier à cet offset et permettre la déplétion de la barrière seule (zone grand gap). Ainsi la collection des porteurs

minoritaires de la semelle peut avoir lieu. L'application d'une plus forte polarisation induit à une augmentation de la largeur de la zone de déplétion jusque dans le matériau petit gap, comme nous pouvons le voir sur la courbe rose de la Figure 46.

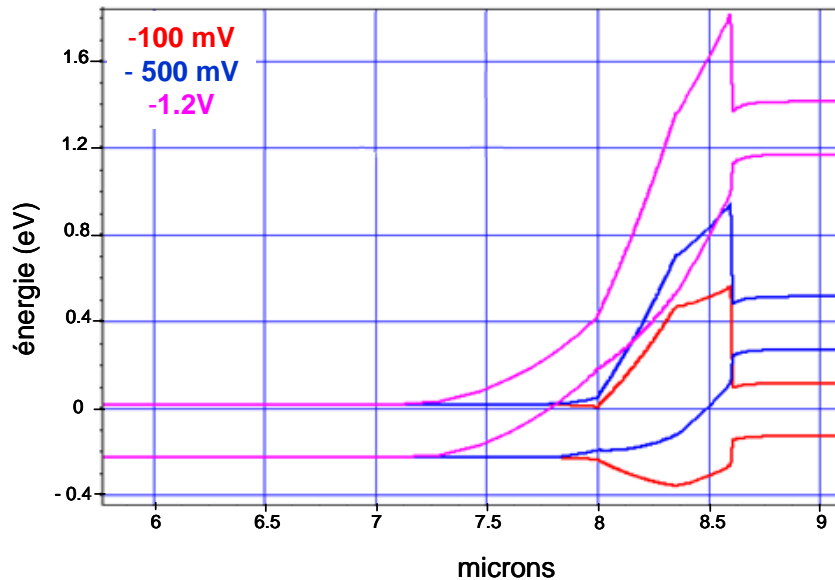


Figure 46 : Effet de la polarisation sur le diagramme de bande d'une structure nBn à 80 K.

Ces différents régimes de courants introduits, nous allons maintenant nous intéresser aux différents mécanismes régissant ces régimes de fonctionnement. Les distributions spatiales de recombinaison Auger et SRH sont représentées sur la Figure 47 en conservant les mêmes codes couleurs. Dans le régime 2 (courbe bleue) et 3 (courbe rose) les résultats de simulations donnent des niveaux de recombinaisons Auger identiques de l'ordre de 10^9 /s/cm³. Toutefois, le niveau de recombinaison SRH affiche une nette différence dans les deux régimes. En effet, ce type de recombinaison favorisé par la présence d'un champ électrique dans le matériau petit gap limite le fonctionnement de la structure nBn et induit à des fortes valeurs de courants d'obscurité et peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{12} /s/cm³.

Le régime de diffusion (régime 2) correspondant à la collection du courant photonique avec le courant d'obscurité le plus faible (Figure 48) est le régime qui permet d'assurer une détection optimale. Le rendement quantique interne correspondant à ce régime est de l'ordre de 98 %.

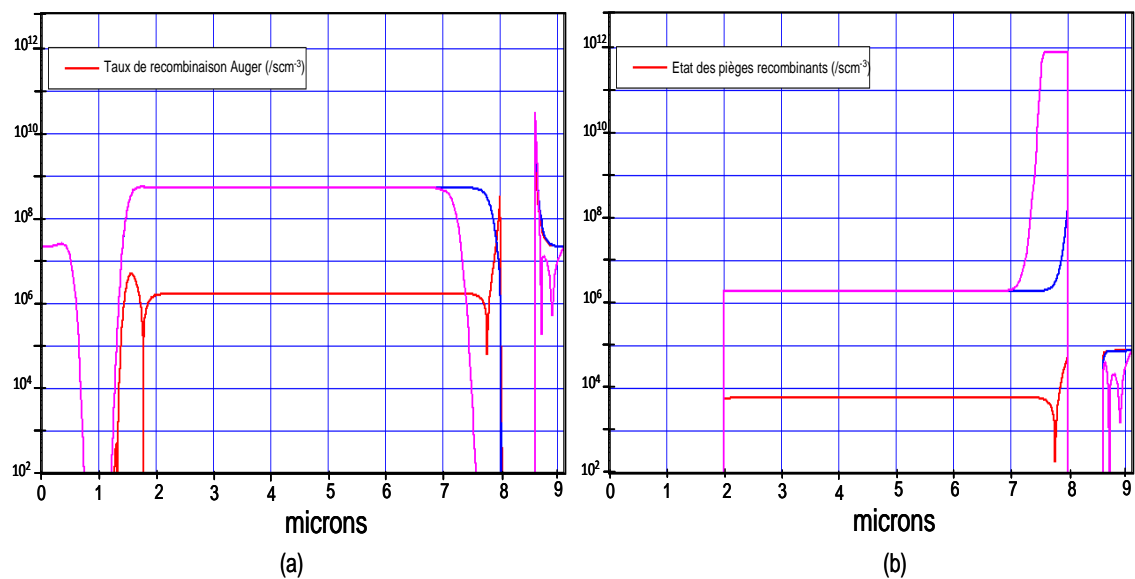


Figure 47 : Effet de la polarisation sur la distribution des recombinaisons (a) Auger et (b) SRH dans la structure nBn simulée à 80 K.

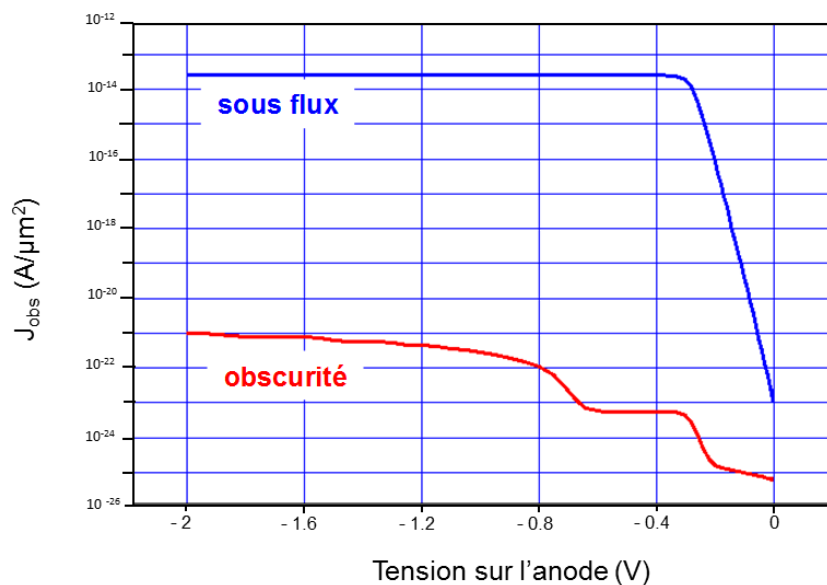


Figure 48 : Résultat de simulation illustrant la sensibilité du dispositif nBn à l'éclairement à $T = 80$ K et devant un corps noir à 300 K.

2.1.1 Etude paramétrique

Comme nous l'avons spécifié auparavant, en vue d'atteindre un fonctionnement optimal de la structure nBn, une étude paramétrique a été menée dans le but de déterminer l'effet des

paramètres géométriques sur les différents régimes de courant observés dans la structure. Le nombre de paramètres géométriques étant important, nous en avons fixé quelques-uns et avons fait varier les autres en partant de l'hypothèse qu'ils n'interagissent pas entre eux. La Figure 49 illustre l'ensemble des paramètres faisant l'objet de cette étude paramétrique. Le dopage indium est pris uniforme à 10^{15} cm^{-3} dans l'ensemble de la structure. L'épaisseur de la semelle e_s est fixée à $6 \mu\text{m}$ pour une composition $x = 0.3$. L'étude paramétrique a porté sur la configuration de la barrière et les épaisseurs des zones de transitions : la hauteur x_b de la barrière, sa largeur e_b , les largeurs de gradients de chaque côté de la barrière e_{s-b} (semelle-barrière) et e_{c-b} (contact-barrière) et e_c (contact-barrière) et x_c (contact-barrière).

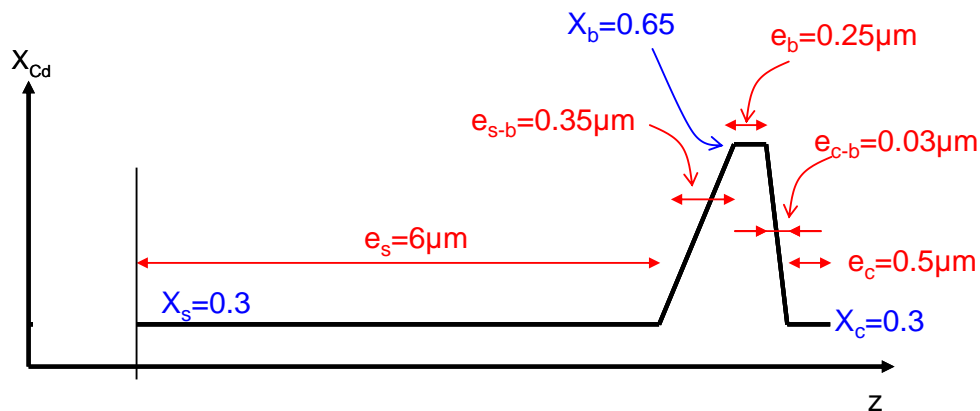


Figure 49 : ensemble des paramètres faisant l'objet de notre étude paramétrique.

- **Variation de l'épaisseur de la barrière**

La Figure 50 illustre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes épaisseurs de barrière allant de $0.1 \mu\text{m}$ à $0.5 \mu\text{m}$. L'augmentation de l'épaisseur de la barrière repousse le plateau de diffusion vers des polarisations plus élevées. De plus, cette augmentation retarde l'amorçage du régime thermoïonique. Toutefois, l'écart entre les différentes tensions d'amorçage reste plus ou moins négligeable ($\sim 100 \text{ mV}$). Une épaisseur d'au moins $0.3 \mu\text{m}$ semble ainsi requise.

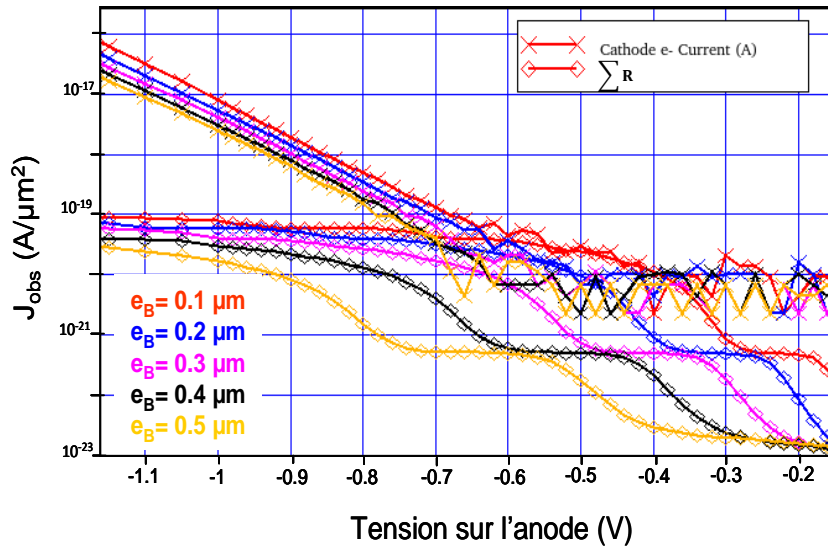


Figure 50 : évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes épaisseurs de barrière à 80 K

- **Variation de la composition de la barrière**

Nous avons cherché dans un second temps à déterminer l'influence de la variation de la composition de la barrière sur l'évolution du courant d'obscurité. L'impact de la variation de ce paramètre entre 0.5 et 0.8 sur le courant noir est illustré sur la Figure 51 (a). Le cas $x_b=0.5$ n'est évidemment pas viable, conduisant à un courant thermoïonique très important lié à la trop faible hauteur de barrière. Par contre, pour des valeurs de composition supérieures à 0.6, le courant thermoïonique est supprimé sur une large gamme de polarisation. Vu l'importance du paramètre x_b , nous avons cherché à étudier l'impact d'une variation plus fine de la composition de la barrière. L'évolution du courant d'obscurité correspondant à des compositions comprises entre 0.6 et 0.7 est illustrée dans la Figure 51 (b). Cette dernière illustre une constance de la " ΣR " et un amorçage régulier du régime thermoïonique qui est d'autant plus retardé que la composition augmente. Une valeur de $x_b > 0.62$ semble être intéressante à envisager.

L'étude paramétrique concernant les propriétés de la barrière étant entreprise, le premier cas optimum à prendre en considération est le suivant : $e_b = 0.4 \mu\text{m}$ et $x_b = 0.63$.

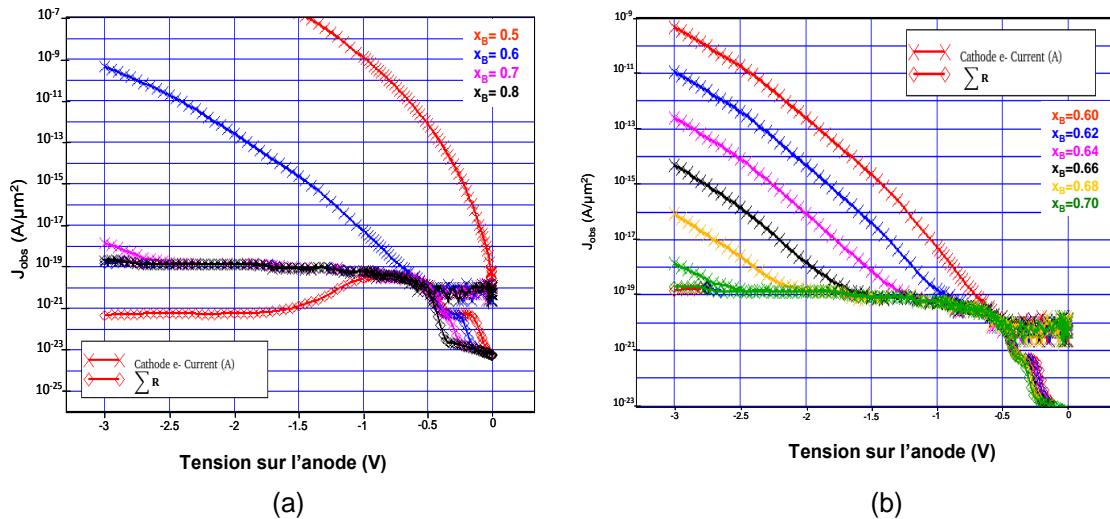


Figure 51 : évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes compositions de barrière à 80 K.

Les paramètres optimums de barrière étant déterminés, nous nous sommes intéressés à la détermination des paramètres adéquats des zones de transitions à savoir la zone de transition semelle-barrière et barrière-contact.

- **Variation de l'épaisseur du gradient barrière-contact**

La Figure 52 illustre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes épaisseurs de gradient barrière-contact. Nous pouvons remarquer que plus la transition est douce, plus le plateau de diffusion se décale favorablement. Toutefois, le courant thermoïnique réagit de manière opposée. Le bon compromis à faire est de choisir $e_{b-c} = 0.1 \mu\text{m}$ étant donné que le choix de ce paramètre est assez restreint.

- **Variation de l'épaisseur du gradient semelle-barrière**

Il a été question ensuite de déterminer l'épaisseur adéquate du gradient semelle-barrière. La Figure 53 illustre les résultats de simulation de l'évolution du courant d'obscurité pour des épaisseurs de semelle- barrière e_{s-b} allant de 0.1 à 0.8 μm . Une barrière peu abrupte permet d'élargir de manière significative le plateau de diffusion. Un gradient $e_{s-b} = 0.1\mu\text{m}$ permet au plateau de diffusion d'atteindre une largeur de l'ordre de 200 mV qui peut atteindre les 1V pour un gradient de 0.8 μm .

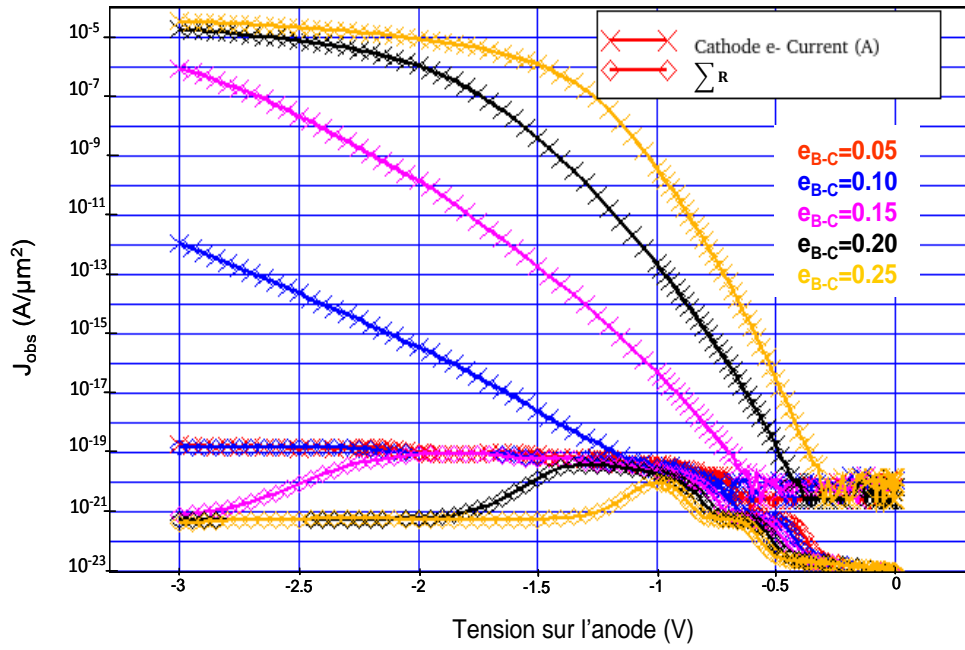


Figure 52 : évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes épaisseurs du gradient barrière-contact à 80 K.

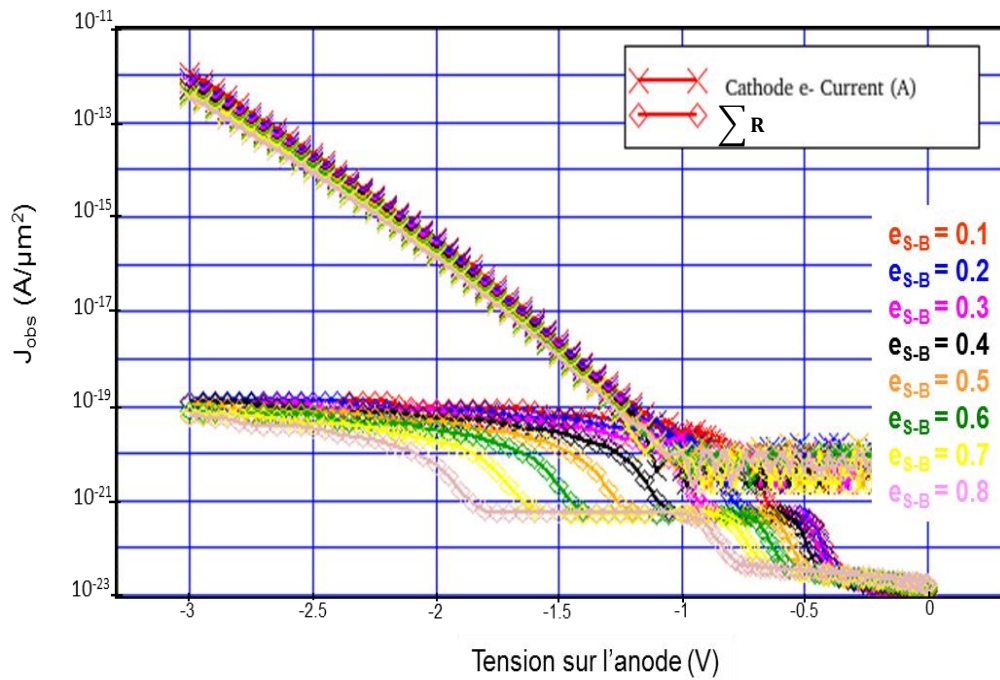


Figure 53 : évolution du courant d'obscurité en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour différentes épaisseurs du gradient semelle-barrière à 80 K.

2.1.2 Comparaison des performances escomptées en nBn avec les photodiodes p/n

L'étude paramétrique menée ci-dessus a permis de dégager un premier jeu de paramètres optimum pour lesquels le courant d'obscurité est réduit et le régime thermoïonique retardé. Les conclusions tirées sont les suivantes :

- le but est de fixer la plage de fonctionnement du nBn dans le premier plateau à priori limité par la diffusion des trous générés dans la semelle. Un fonctionnement dans les plages de polarisation correspondantes à ce plateau de diffusion permet d'assurer une détection optimale étant donné le fait que la collection du courant se fait avec le courant d'obscurité le plus faible. Un fonctionnement à plus basses polarisations ne peut pas permettre un quelconque transport de charge à travers la barrière bloquant les électrons et les trous. Un fonctionnement à plus hautes polarisations favorise l'installation d'un régime d'émission thermoïonique constitué essentiellement de courant de majoritaires en provenance de la couche contact.
- Le début du plateau est fixé par l'épaisseur de la barrière, plus elle est faible plus vite la collection démarre et plus vite est amorcé le régime thermoïonique.
- la longueur du plateau est fixée par la largeur du gradient barrière/semelle. Une barrière peu abrupte permet d'élargir significativement le plateau de diffusion mais dégrade l'efficacité quantique du dispositif.
- L'amorçage du courant thermoïonique est lié à la largeur du gradient contact/barrière : plus elle est faible, plus l'amorçage s'effectue à forte tension en valeur absolue.
- La barrière de la structure nBn sera asymétrique pour un fonctionnement optimal. En effet, cette asymétrie résulte du fait que l'interface contact-barrière doit être très abrupte en vue de limiter au maximum le courant thermoïonique et l'interface semelle-barrière graduelle pour limiter la tension de collection.
- Des compositions de la barrière supérieures à 0.6 suppriment à 80 K le courant thermoïonique sur une large gamme de polarisation.

Les valeurs optimales initialement choisies sont les suivantes : $e_b = 0.4 \mu\text{m}$, $x_b = 0.63$, $e_{b-c} = 0.1 \mu\text{m}$ et $e_{s-b} = 0.3 \mu\text{m}$. Cette structure simulée est comparée avec une photodiode p/n simulée dans les mêmes conditions (utilisation du même logiciel avec la même description du matériau CdHgTe).

La superposition des $I(V)$ calculés pour ces deux structures (Figure 54) montre un gain en courant d'obscurité de l'ordre de deux ordres de grandeur sur la plage de fonctionnement désirée (plateau de diffusion). Ce gain en courant est lié au fait que la structure nBn est limitée par la recombinaison Auger alors que la structure p/n est plutôt limitée dans ces conditions par les recombinaisons SRH dans la zone de charge et d'espace. En effet, l'apport du nBn en termes de courant d'obscurité est dû à l'absence de la zone de déplétion dans le matériau petit gap CdHgTe, ce qui limite l'apparition du courant de déplétion lié à cette ZCE. Toutefois, en l'absence de source de courant de fuite les deux structures auront des performances identiques à haute températures où le courant de diffusion devient largement dominant comme nous pouvons le voir sur la Figure 55. Cette dernière donne une estimation des courants d'obscurité des deux structures nBn et p/n à 0.4 V et 0.7 V. L'apport du nBn en termes de courant d'obscurité devient nul à partir de 140 K dans la mesure où les courants nBn et p/n convergent au-delà de cette température. Rappelons que ce constat a aussi été fait par Itsuno dans la gamme MWIR (Figure 40 (a)). Au contraire, à plus basse température la diode p/n se démarque de la ligne de diffusion alors que la structure nBn reste bien alignée dessus.

Les valeurs optimales initialement choisies nous ont permis d'avoir un ordre de grandeur de chaque de paramètre. En vue d'apporter plus de précision à ces valeurs initialement choisies, nous nous sommes fixé un début de plateau à 0.3 V finissant à 0.7 V et un courant thermoïnique absent jusqu'à 2 V. La géométrie optimale devient alors la suivante : $e_b = 0.25 \mu\text{m}$, $x_b = 0.60$, $e_{b-c} = 0.03 \mu\text{m}$ et $e_{s-b} = 0.35 \mu\text{m}$.

Ces résultats de simulation certes optimistes mais néanmoins encourageants concernent toutefois des structures nBn simulées en 1D. L'effet du volume n'est donc pas pris en considération lors des simulations des valeurs du courant d'obscurité. Le volume de génération du courant de diffusion dans la semelle n est identique dans les deux configurations (nBn et p/n). Dans le cas de la jonction p/n, par contre, le volume de génération du courant GR est la zone de charge d'espace de la jonction. Le point de transition diffusion-GR dépend donc du rapport des deux volumes (ZCE et volume de diffusion). Ce rapport est en 2D identique pour les deux configurations planaire et mesa mais est toutefois différent du rapport entre les deux volumes (ZCE et volume de diffusion) établi en 1D.

Le choix de la configuration mesa des flancs nous pousse à nous poser la question suivante : quelle profondeur et quelle forme doit-on donner à la mesa pour optimiser le fonctionnement de la structure et ne pas le dégrader ?

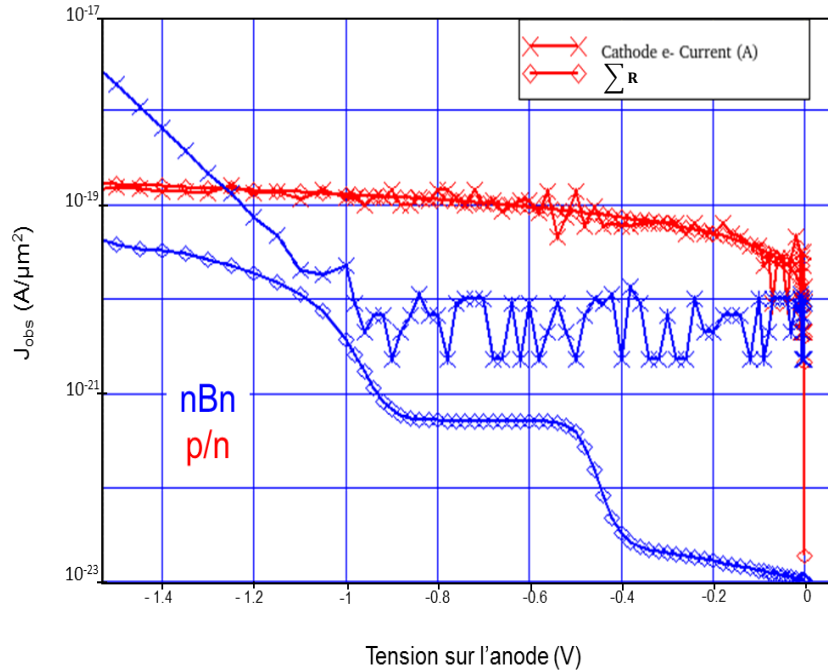


Figure 54 : évolution 1D du courant d'obscurité à 80 K en fonction de la polarisation appliquée sur l'anode pour la structure nBn optimisée du Leti en comparaison avec une diode p/n.

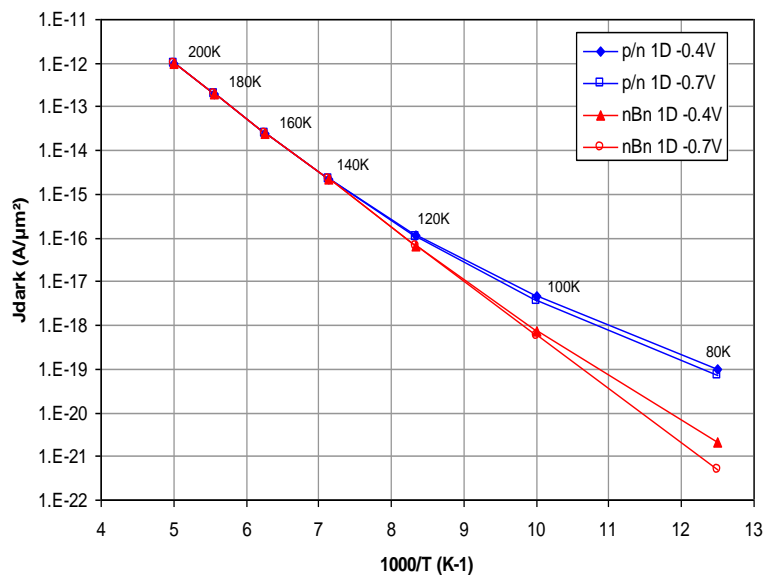


Figure 55 : évolution thermique du courant d'obscurité simulé sur des structures nBn et p/n

Après avoir optimisé l'empilement de la structure nBn, il faut déterminer la géométrie des tranchées qui isolent chaque élément nBn formant la mesa. Cette tranchée, représentée par un trapèze, est caractérisée par sa profondeur et l'inclinaison de ses flancs. La géométrie optimale est celle qui garantit un faible courant d'obscurité et une bonne collecte des photoporteurs.

Les premiers calculs ont montré qu'une tranchée idéale rectangulaire ne dégrade pas le fonctionnement de la structure sous condition de réticuler l'interface couche contact – barrière : il faut donc que la gravure débouche au minimum dans la barrière. Ces calculs ont montré aussi qu'un fonctionnement optimal est obtenu même avec une mesa plus petite que la surface totale du pixel à travers la diffusion latérale des porteurs minoritaires dans le matériau n. On obtient un fonctionnement identique à celui des diodes p/n mesa avec incorporation d'As à la croissance EJM.

Concernant le fond de gravure, notons ici qu'un fond de gravure débouchant dans le matériau petit gap diminue le rendement quantique par une diminution du matériau absorbant. De plus, maintenir le fond de gravure dans le matériau grand gap de la barrière permet a priori de limiter les éventuelles recombinaisons de surfaces, allégeant ainsi la problématique de passivation. Il sera donc judicieux de faire en sorte que ce fond de gravure soit maintenu le plus possible dans le matériau grand gap composé par la barrière qui comme nous l'avons spécifié auparavant peut jouer le rôle d'une passivation.

En vue de déterminer la forme de la tranchée, qui est beaucoup moins évidente à déterminer, un calcul a été réalisé sur un demi-pixel de $10\mu\text{m}$ de largeur, en exploitant les deux plans de symétrie verticaux (centre du pixel et inter pixel), dans le cas de deux tranchées trapézoïdales présentées sur la Figure 56. Ces deux configurations sont différentes par la pente donnée au flanc de la mesa. La première configuration présente une pente abrupte puisque l'ouverture du sommet de la tranchée ne fait que $1\mu\text{m}$ de plus que le fond de gravure. La deuxième configuration présente une pente douce puisque l'ouverture supérieure de la gravure est passée à $8\mu\text{m}$. Le fond de la mesa est pris plat sur une demi-largeur de $4\mu\text{m}$.

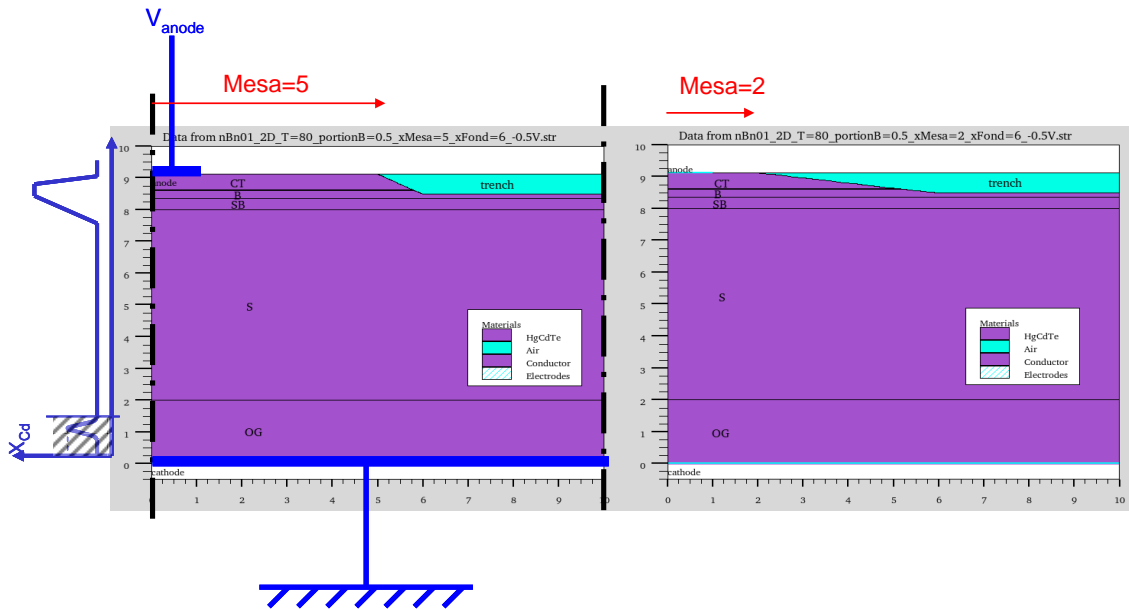


Figure 56 : Représentation 2D d'une structure nBn avec une tranchée étroitement ouverte en surface (à gauche) et une tranchée largement ouverte en surface (à droite).

Le résultat de simulation permettant de rendre compte de l'influence de la largeur de la tranchée sur le courant d'obscurité est représenté sur la Figure 57. A ces courants d'obscurité a été rajouté le courant de la simulation 1D servant de référence. Ce dernier est une décade en-dessous des 2 autres courants étant donné que le volume de la structure simulée en 1D est beaucoup moins important (10 fois moins important au volume de la tranchée près, étant données les conditions de normalisation choisie ici). Cette simulation montre un plateau de diffusion (entre 300 mV et 600mV) identique quel que soit la tranchée. Toutefois, le courant thermoïonique se comporte différemment dans les deux configurations. Le courant thermoïonique dans la structure nBn à tranchée large apparaît dès -500 mV réduisant de plus de moitié le plateau exploitable. Dans la structure nBn à tranchée étroite, celui-ci apparaît à des polarisations supérieures à 1 V (en valeur absolue). Notons ici que ce courant n'apparaît pas avant 2 V dans la structure nBn optimisée simulée en 1D. En vue de comprendre ce résultat, nous pouvons examiner E_c à -0.5 V sur une coupe le long du flanc mesa dans les deux configurations. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 58, les hauteurs de barrière sur E_c permettant de bloquer l'injection thermoïonique des électrons sont pratiquement les mêmes pour les deux tranchées, large et étroite (respectivement 0.411 et 0.445 eV). Notons toutefois que la barrière de la tranchée large s'étale sur une distance 4 fois plus longue que celle sur laquelle s'étale la barrière de la tranchée étroite comme nous

pouvons le voir sur la Figure 58 et filtre donc moins efficacement les majoritaires provenant de la couche contact (courbe bleue de la Figure 57). Au contraire, un gradient raide dans le cas d'une gravure abrupte permet de filtrer efficacement le courant thermoïonique. La configuration de tranchée à flanc abrupte sera donc privilégiée dans cette étude.

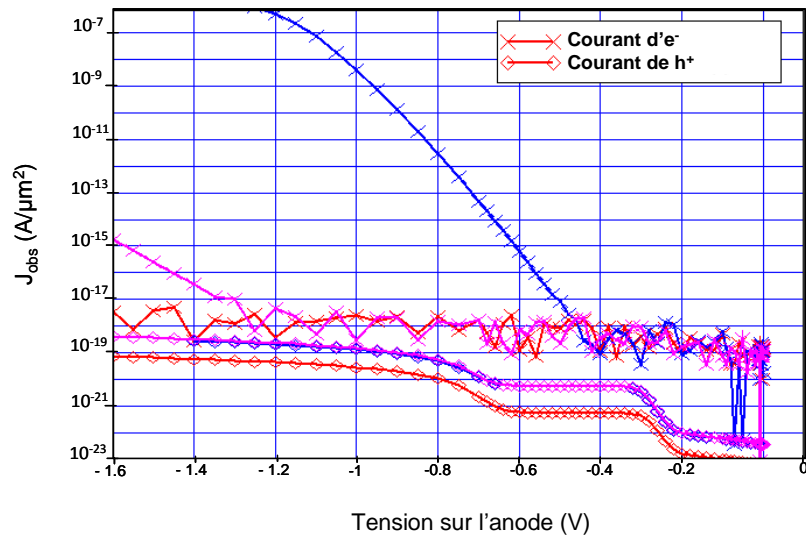


Figure 57 : courant des trous et des électrons sur l'anode à 80 K en fonction de la polarisation de l'anode pour le nBn 1D (en rouge), le nBn à tranchée large (en bleu) et le nBn à tranchée étroite (en rose).

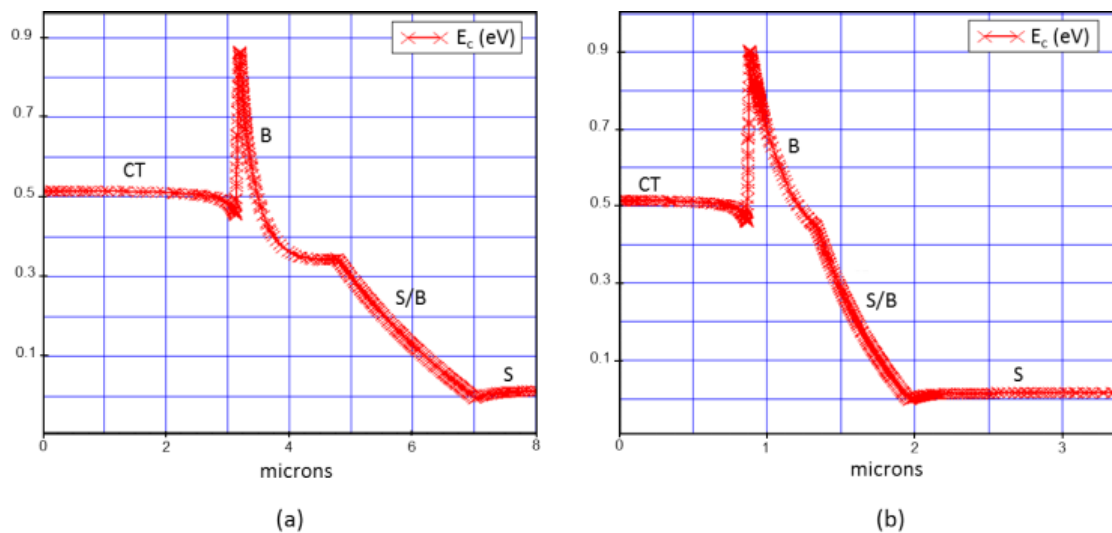


Figure 58 : (a) E_c le long du flanc mesa de la large tranchée à $V_{\text{anode}} = -0.5V$, (b) E_c le long du flanc mesa de la tranchée étroite à $V_{\text{anode}} = -0.5V$.

En conclusion, les simulations MWIR en 2D nous ont permis de déterminer la géométrie optimale à savoir que :

- la tranchée doit être à flanc plutôt abrupte,
- la profondeur de la tranchée doit s'arrêter dans la barrière ou dans la couche de transition barrière/semelle,
- la tranchée doit être étroite pour laisser une mesa large.

Une fois l'étude MWIR validée, nous avons cherché à étendre les résultats de simulation obtenus à la bande SWIR en vue de dégager les paramètres et configurations géométriques optimums. La composition du CMT dans cette bande est augmentée à $x_{Cd} = 0.4$. Le courant d'obscurité sera donc à cette composition fortement réduit autorisant ainsi un fonctionnement à plus haute température. Notons également que le dopage nominal de la semelle est pris à 10^{15} cm^{-3} et que l'optimisation s'est faite en 1D. Cette étude paramétrique SWIR a conduit aux mêmes comportements que dans le cas du MWIR. Les détails de l'étude ne seront pas exposés ici en détails. La structure optimale retenue est illustrée dans la Figure 59. Notons aussi que toutes les conclusions précédentes tirées vis-à-vis des gradients entre zone de transitions restent valables dans le cas du SWIR avec une barrière asymétrique. La semelle étant de plus grand gap que précédemment, la barrière doit naturellement être de composition plus élevée ($x_{Cd}=0.85$) pour une épaisseur similaire à l'épaisseur de barrière de la structure précédente MWIR.

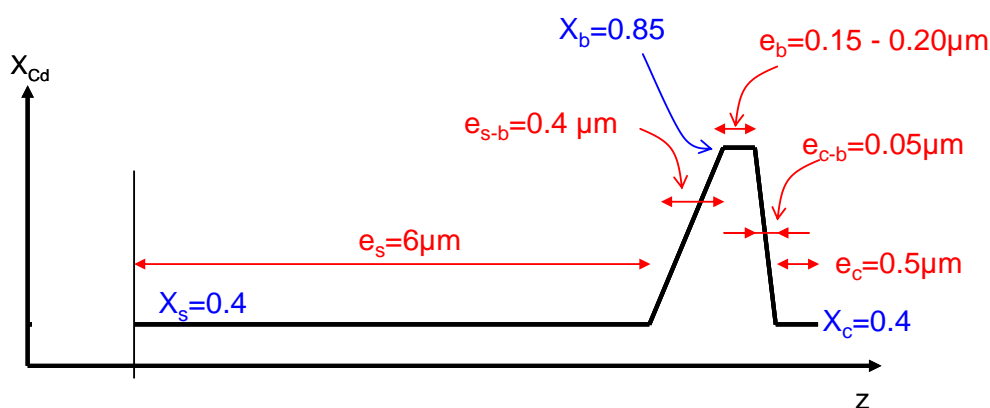


Figure 59 : ensemble des paramètres optimisés dans la structure nBn SWIR

La Figure 60 illustre le résultat de simulation des courants d'obscurité de la structure SWIR optimisée et leur évolution à 80 K et 200 K en comparaison avec le courant d'une diode p/n ayant les mêmes paramètres matériau. Le même comportement en MWIR a été observé dans cette gamme spectrale en termes de répartition des régimes de courant.

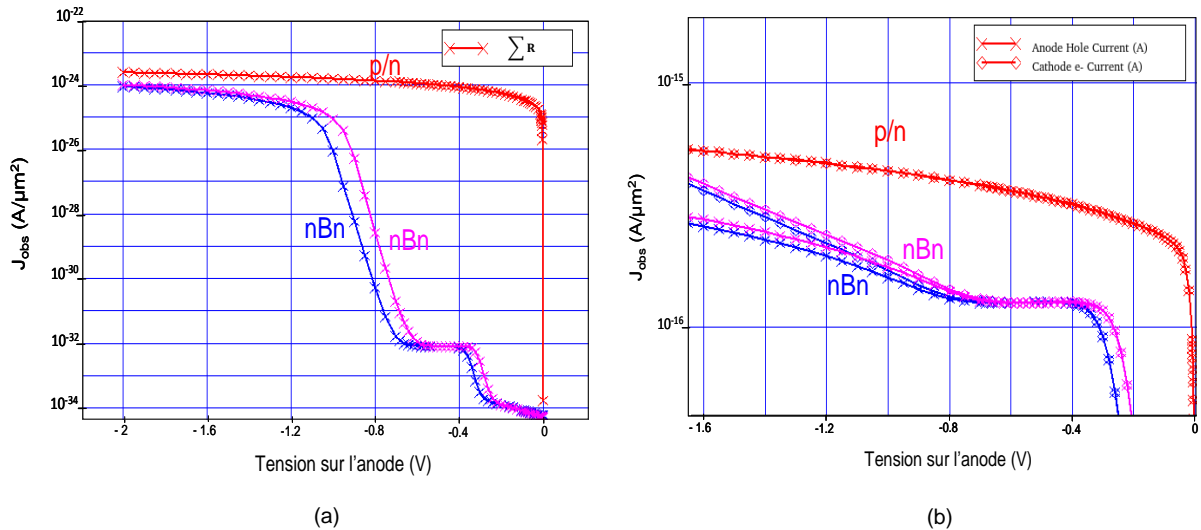


Figure 60 : Courants d'obscurités obtenus pour des structure SWIR pour une épaisseur de barrière de 0.15 μm (rose) ou 0.2 μm (bleu) à 80K (gauche) et 200K (droite, X courant de trou / \diamond courant d'électron)

Comme précédemment, un gain en courant d'obscurité a été observé pour un fonctionnement de la structure nBn limité par la diffusion lorsque la diode p/n est dominée par son courant de GR. Les simulations en fonction de la température ont permis de mettre en évidence l'apport de la structure nBn en termes de réduction des courants de déplétion jusqu'à une température de l'ordre de 200 K (Figure 61). Remarquons enfin qu'à 200K, le courant thermoionique commence à faire son apparition à forte polarisation ($>1.2\text{V}$) en plus du courant GR. La Figure 62 met en avant le gain en termes de courant d'obscurité pour les deux structures optimisées dans les deux gammes spectrales SWIR et MWIR. Remarquons à travers cette figure que le gain en courant d'obscurité est plus important dans la gamme SWIR (~ 8 ordres de grandeur). En effet, le gain en courant noir est obtenu uniquement sur le courant G-R et non sur le courant de diffusion. Hors, cette limitation G-R est d'autant plus importante que le gap est grand (SWIR) et que la température est faible étant donné que le rapport G-R/diffusion s'exprime comme $\exp(-E_g/kT)$.

Cette étude paramétrique que nous avons menée dans nos simulations nous a permis de déterminer les valeurs optimales des différents paramètres technologiques et géométriques permettant d'assurer un fonctionnement optimal à la structure nBn. La validation de ce travail de simulation nous a permis de fabriquer et de caractériser le premier lot nBn dont les résultats de caractérisations sont reportés dans la section suivante.

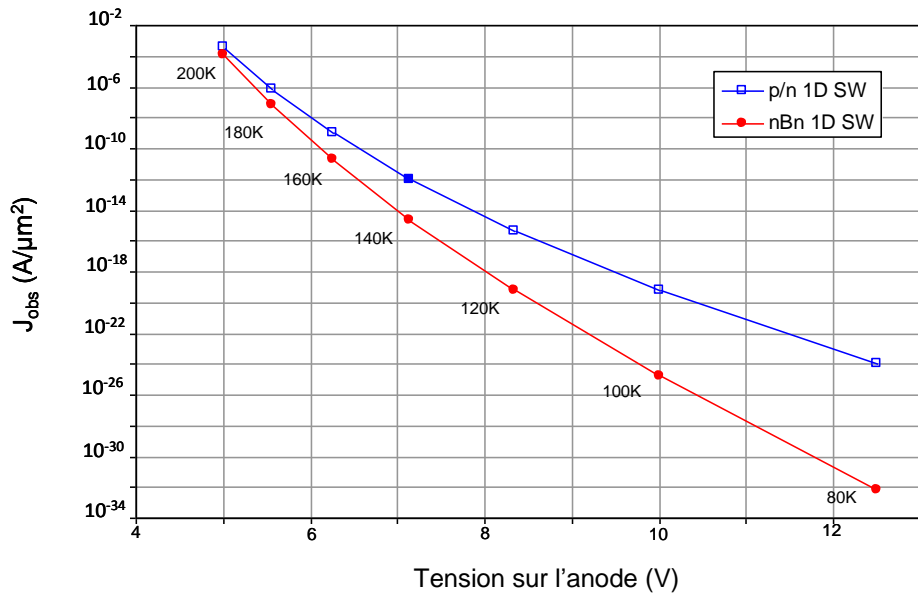


Figure 61 : comportement thermique calculé dans la configuration SWIR 1D

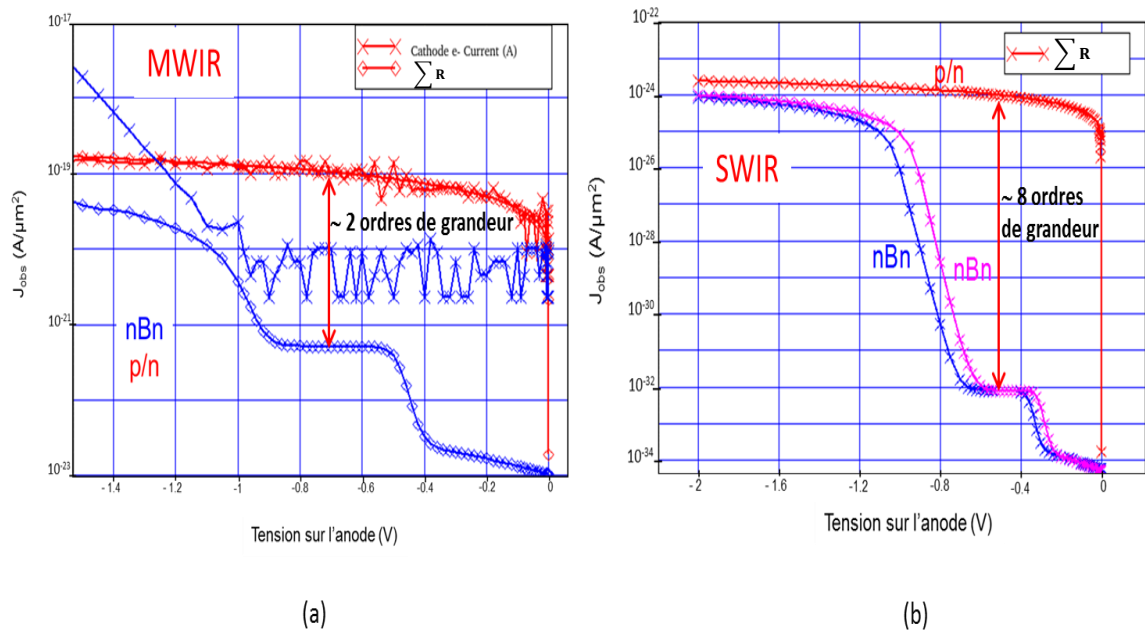


Figure 62 : Courants d'obscurités obtenus pour des structures nBn (a) MWIR optimisé et (b) SWIR pour une épaisseur de barrière de $0.15\mu\text{m}$ (rose) ou $0.2\mu\text{m}$ (bleu) à 80K (gauche).

3. Caractérisation électro-optique du premier lot nBn

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 2, chaque dispositif étudié est hybridé sur un réseau d'interconnexion sur silicium. L'interconnexion électrique et mécanique entre les 2 circuits est assurée via un réseau de microbilles d'indium, de sorte que les barrières sont éclairées par la face arrière à travers le substrat. L'ensemble des dispositifs a été caractérisé à 77K en cryostat de laboratoire (refroidi à azote liquide) à angle de vue nul et à angle de vue 30° ou encore 45°. Le premier angle de vue permet d'estimer le courant d'obscurité de la structure caractérisée. Les mesures à angles de vue 30° ou encore 45° permettent d'extraire le courant photonique de la diode à des températures où celui-ci n'est pas encore dominé par le courant d'obscurité.

Les caractéristiques courant-tension et résistance dynamique-tension sont systématiquement mesurées dans le but de déterminer les paramètres électriques de la diode, comme par exemple le courant d'obscurité correspondant à une polarisation donnée.

3.1 Différentes variantes technologiques

Les structures caractérisées présentent quelques différences vis-à-vis des structures simulées. Ces différences sont principalement liées au processus technologique. En effet, une couche d'isolant a été introduite après la gravure afin de faciliter le passage des ficelles métalliques latérales. Ces ficelles permettent de relier les contacts du sommet des mesas avec les plots de test déportés et/ou les billes d'interconnexion déportées. Cet isolant est de nature identique à la couche de passivation utilisée pour les photodiodes. Le contact des mesas est alors pris par une gravure de cet isolant suivi d'un dépôt métallique (voir Figure 64). Un second isolant appelé « passivation finale » est également introduit par la suite pour permettre l'hybridation par billes d'indium.

Le lot testé est composé de plaques SWIR dont la coupure est estimée à 77 K à 2.47 μm et de plaques MWIR dont la coupure est estimée à 77K à 5.39 μm . Les différentes variantes technologiques englobent l'épaisseur de la couche contact et la méthode de recuit pour les deux gammes spectrales SWIR et MWIR. La couche contact s'étend sur une épaisseur de 0.2 μm dans une première configuration et sur une épaisseur de 0.5 μm dans une deuxième configuration. Deux variantes de gravures ont été expérimentées ici : une gravure humide (donc plutôt isotrope) pour la plaque SWIR, et une gravure plasma (donc plutôt anisotrope) suivie d'un mappage chimique pour la plaque MWIR. Finalement des variantes de recuit

mercure ont aussi fait l'objet de cette étude : un recuit chaud pour le SWIR correspondant au recuit standard d'inter-diffusion des isolants utilisé pour les photodiodes et un recuit froid pour le MWIR permettant de limiter l'inter-diffusion de la barrière.

Dans la cadre de l'étude paramétrique géométrique des dispositifs nBn dans les deux gammes MWIR et SWIR, différents motifs de test ont fait l'objet d'un ensemble de caractérisations électro-optiques :

- Un motif à mesa variable qui présente une grande variabilité de géométrie (Figure 63). Le diamètre de la mesa varie dans ce motif de 10 à 120 μm . Le diamètre de la métallisation varie de 8 à 130 μm . L'étude de cette barrette a pour but de déterminer l'influence du diamètre/périmètre du pixel et de la métallisation recouvrant totalement ou partiellement la mesa (Figure 64). Cette barrette, testée en test automatique sous pointe cryogénique par le biais de plot métalliques déportés, n'a pas donné des résultats cohérents avec ceux obtenus en simulation, les courants de fuites étant assez importants. Ce motif n'a donc pas fait l'objet de tests plus approfondis.
- Les autres motifs sont tous dessinés sur le même modèle : le pas du pixel est fixé à 30 μm pour une mesa de géométrie circulaire, avec une structure confinée par les plus proches voisins pour 69 broches. Le confinement permet de limiter la surface de collection et d'éviter qu'un pixel collecte le courant des pixels voisins. Ce confinement est obtenu moyennant quatre pixels entourant le pixel central (voir Figure 65). Ces quatre pixels formant ainsi un anneau de confinement sont polarisés soit à la tension du pixel central soit à celle correspondant au maximum de la résistance différentielle du pixel central. La polarisation correspondant au maximum de la résistance différentielle correspond à la tension de polarisation optimale du composant lorsqu'il est connecté à son circuit de lecture. Cette polarisation correspond sur la caractéristique courant-tension au point d'inflexion située sur le plateau de l'I(V). Lorsque le motif de test n'est pas découpé, les pixels de confinement sont polarisés au substrat via une ficelle métallique traversant le chemin de découpe. Toutefois, 15 pixels sont non confinés pour comparaison.
- Ces motifs au pas de 30 μm contiennent par contre différents diamètres de mesa (de \varnothing 10 à \varnothing 22 μm). Pour chaque dimension de mesa, différentes configurations de métallisations sont disponibles (de \varnothing 6 à \varnothing 25 μm) de sorte que la cote du niveau

métal de la prise de contact peut être plus petite ou bien plus grande que la cote de la mesa. Ainsi certaines configurations correspondent à une métallisation qui recouvre l'ensemble de la mesa, y compris son flanc (configuration métal recouvrant). D'autres configurations correspondent par contre à une métallisation contenue sur le sommet de la mesa uniquement (configuration métal non recouvrant). Dans ce cas, il est à noter que la ficelle de connexion latérale descend donc sur la mesa par un côté au minimum, polarisant ainsi un liseré métallique résiduel présent sur le flanc de mesa dans la configuration métal non recouvrant (résidu technologique de la réticulation du métal, voir Figure 66). Il est à noter également la présence d'une pastille d'or finale sur le dessus de la seconde passivation, recouvrant de manière systématique le flanc de la mesa dans les deux configurations. En résumé, dans les structures effectivement réalisées, les flancs de mesa sont systématiquement recouverts d'une métallisation à la polarisation de la diode.

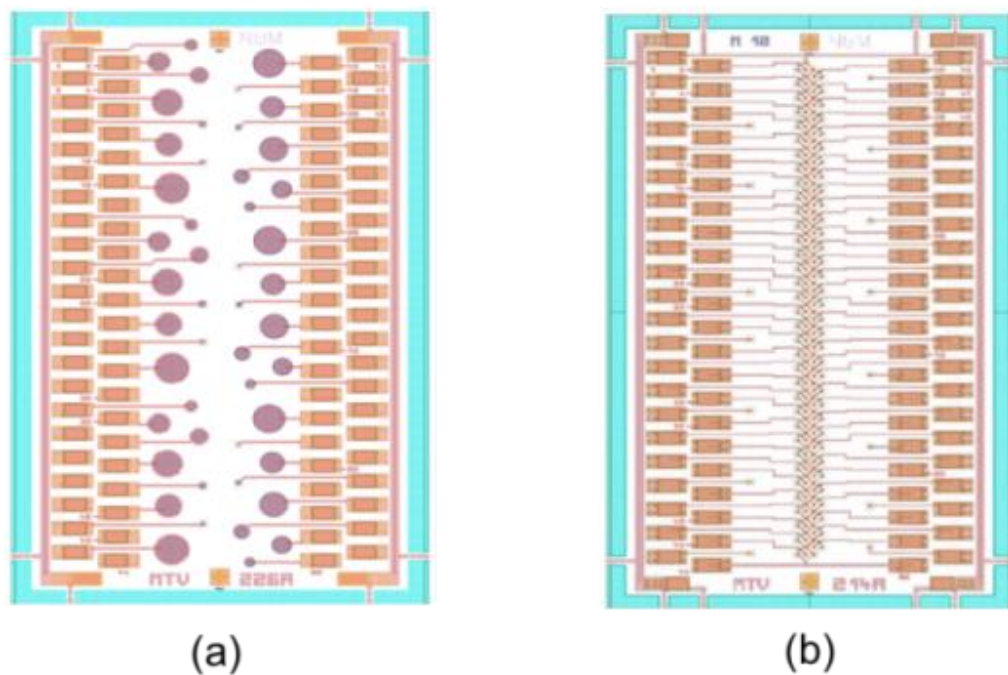


Figure 63 : (a) Vue d'ensemble du motif nBn à grande variabilité géométrique, (b) Vue d'ensemble d'un motif présentant des diodes seules et des diodes confinés.

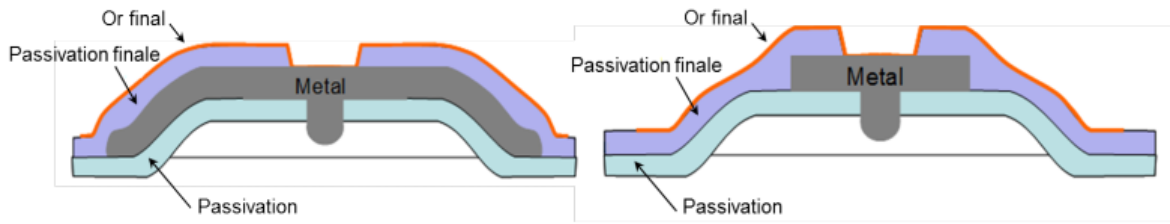


Figure 64 : Représentation schématique des deux types de pixel avec ou sans recouvrement métal

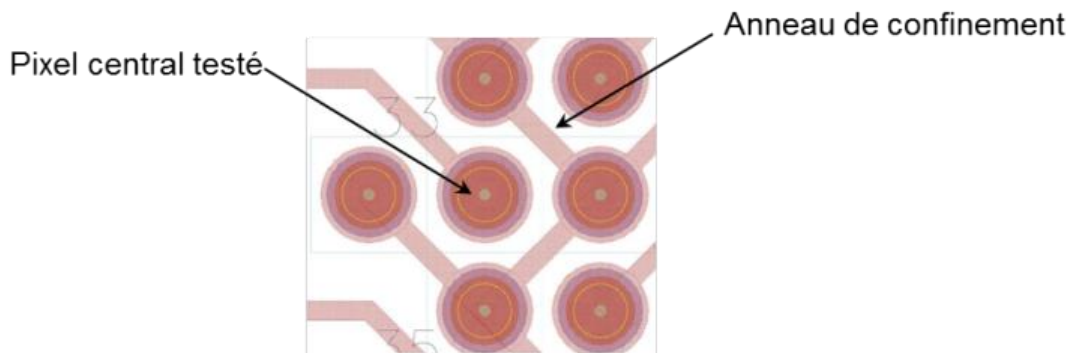


Figure 65 : Représentation de la méthode de confinement utilisée.

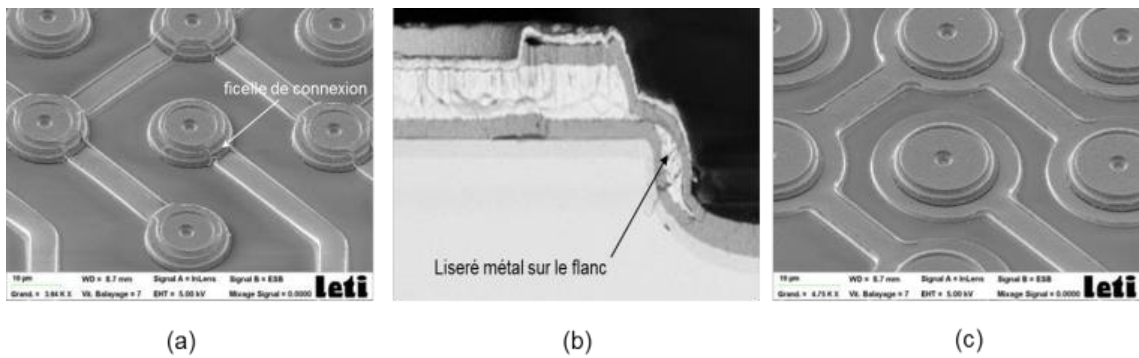


Figure 66 : Images MEB issues des deux variantes nBn : (a) la variante sans recouvrement métallique, illustrant la ficelle de connexion descendant sur les mesas et servant à polariser (b) le liseré métallique résiduel, et (c) la variante avec recouvrement métallique.

3.2 Résultats de caractérisations électro-optiques

Les plaques dont la couche contact est fine ont donné des courants très importants. D'après les premières expertises MEB, ceci pourrait être dû au fait que la profondeur des contacts était nettement plus importante que celle visée. Le contact touche alors l'interface supérieure de la barrière injectant des porteurs majoritaires directement dans le grand gap. La barrière ne peut alors jouer son rôle de filtre et le courant devient alors très important à travers la barrière. Nous nous intéresserons par conséquent dans cette partie à la variante couche contact épaisse dans les deux gammes spectrales SWIR et MWIR. Ces deux plaques présentent une couche contact de 1 μm d'épaisseur.

3.2.1 Résultats de caractérisations pour la bande SWIR

Une mesure de réponse spectrale effectuée sur une des plaques du lot SWIR a montré deux longueurs d'onde de coupure, en fonction de la tension appliquée au sommet de l'empilement. L'une correspondant à la longueur d'onde de coupure de la couche contact (courbe rouge sur la figure 32) et l'autre correspondant à la longueur d'onde de coupure de la semelle (courbe verte sur la figure 32). La coupure de cette dernière estimée en simulation à 2.47 μm a été retrouvée dans nos structures.

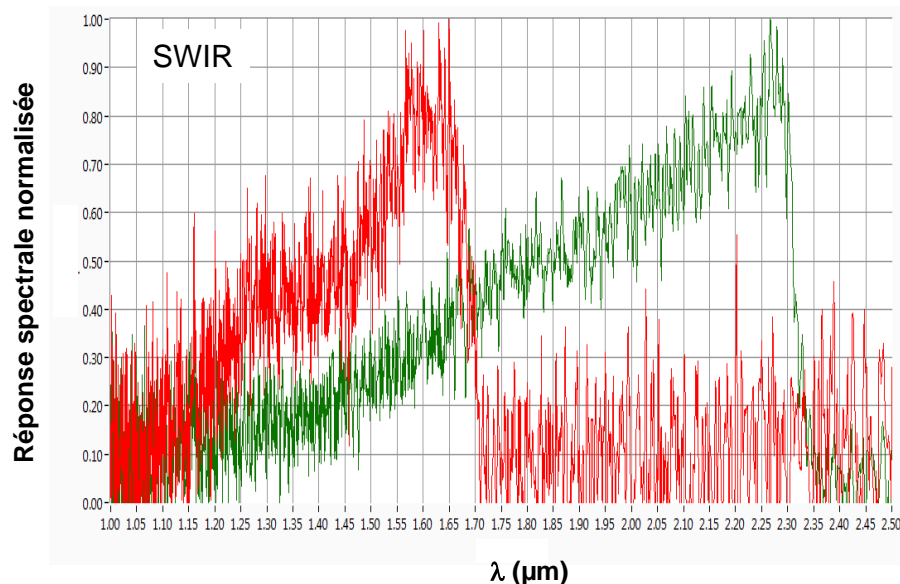


Figure 67 : Réponse spectrale d'une barrière nBn SWIR mettant en évidence deux longueurs d'onde de coupure celle de la couche contact $\sim 1.75 \mu\text{m}$ et celle de la semelle $\sim 2.45 \mu\text{m}$.

Un exemple d' $I(V)$ d'une des plaques SWIR fonctionnelles testées est représenté sur la Figure 68. Les $I(V)$ des structures nBn fonctionnelles apparaissent légèrement dissymétriques dans le sens d'une diode p/n ce qui signe un comportement filtrant de la barrière. Contrairement aux courbes de simulation, sur les figures présentées, les polarisations positives correspondent au fonctionnement visé avec photo-génération dans la semelle n épaisse, diffusion puis collection des photo-porteurs par la structure à barrière. Les polarisations négatives correspondent au comportement inverse avec absorption dans la couche contact. Ces pixels fonctionnels correspondent à des pixels en configuration confinée. Les caractéristiques courant-tension malgré leur inversion paraissent correctes. En effet, les tensions de collection et de démarrage du courant thermoïonique semblent correspondre aux valeurs simulées.

A travers nos caractérisations nous avons pu remarquer une sensibilité notable à la lumière comme le montre la Figure 68. Toutefois notons que seuls les 10 premiers pixels étaient fonctionnels. Tous les autres pixels caractérisés étaient systématiquement aveugles. Ce comportement, révélateur d'un vieillissement de la plaque SWIR testée, est corroboré par la non reproductibilité des caractéristiques courant-tension des photo-détecteurs fonctionnels comme nous pouvons le voir sur la Figure 69 : d'une mesure à l'autre, les caractéristiques $I(V)$ apparaissent notablement différentes avec une diminution sensible du courant nominal visé (plateau de courant situé entre 200 et 500 mV) d'une mesure à l'autre. Suite à ce comportement instable nous avons préféré plutôt approfondir l'étude des structures nBn MWIR qui semblaient beaucoup plus prometteuses.

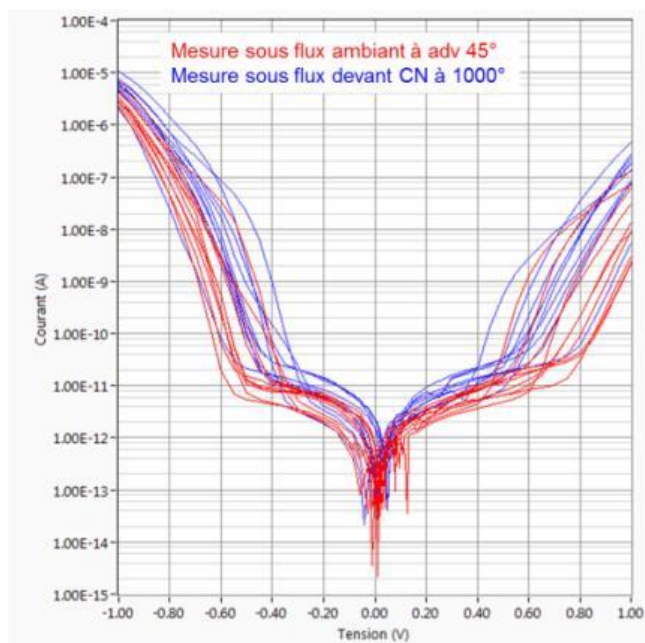


Figure 68 : caractéristique courant-tension typique de 10 structures nBn SWIR.

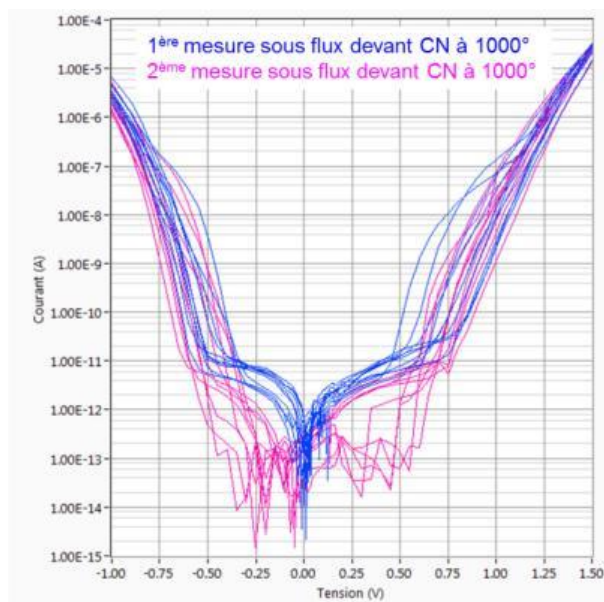


Figure 69 : caractéristique courant-tension mettant en évidence la non reproductibilité des résultats.

3.2.2 Résultats de caractérisations pour la bande MWIR

Une mesure de réponse spectrale effectuée sur une des plaques du lot MWIR a montré deux longueurs d'onde de coupure. L'une correspondant à la longueur d'onde de coupure de la couche contact (courbe rouge sur la Figure 70) et l'autre correspondant à la longueur d'onde de coupure de la semelle (courbe bleue sur la Figure 70) dont la coupure estimée en simulation à $5.39 \mu\text{m}$ a été retrouvée dans nos structures. La bascule entre les deux réponses spectrales est obtenue par un changement de polarisation sur le sommet de l'empilement. La réponse spectrale (courbe rouge sur la Figure 70) correspondant à la longueur d'onde de coupure de la couche contact est obtenue pour des polarisations négatives centrées autour de -1 V (Figure 71). La réponse spectrale (courbe rouge sur la Figure 70) correspondant à la longueur d'onde de coupure de la semelle est obtenue pour des polarisations positives centrées autour de 0.5 V (Figure 71).

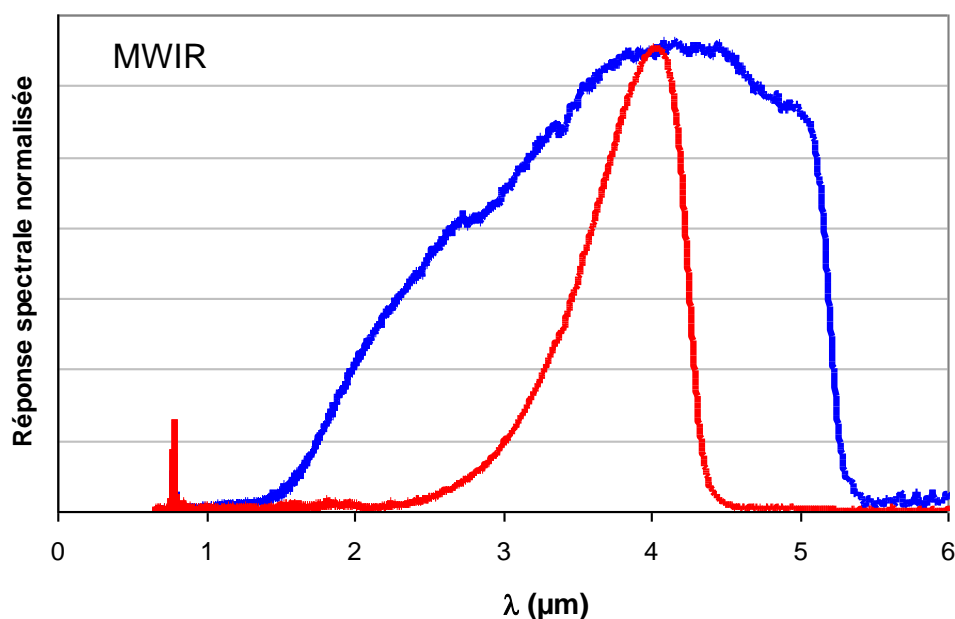


Figure 70 : Réponse spectrale d'une barodiode nBn MWIR mettant en évidence deux longueurs d'onde de coupure celle de la couche contact $\sim 4.6 \mu\text{m}$ et celle de la semelle $\sim 5.4 \mu\text{m}$.

Sur la totalité des plaques MWIR et quelle que soit la variante géométrique, seule une dizaine de pixels essentiellement en configuration non confinée étaient fonctionnels sur un ensemble de 84 pixels par motif. Sur la plaque présentant une variante de contact profond, ceci a conduit à des court-circuits ou des fuites importantes alors qu'une gravure peu

profonde conduit à des courants très faibles, compatibles avec les valeurs attendues. Comme précédemment, les $I(V)$ obtenus sont apparus légèrement dissymétriques à la façon d'une diode p/n soulignant le comportement filtrant de la barrière. A travers nos caractérisations nous avons pu remarquer une sensibilité à la lumière notable principalement du côté des polarisations positives correspondant à une absorption dans la semelle comme le montre la Figure 71. Cette figure montre un faisceau d' $I(V)$ de cinq structures identiques sous différentes conditions d'illumination. A l'obscurité (ADV 0, courbes bleues), on observe sur les tensions positives une augmentation exponentielle du courant noir, symptôme du courant thermoïnique. Sous flux ambiant (corps noir étendu à température du laboratoire, courbes noires), les $I(V)$ montrent un plateau jusqu'à presque 1V avant de rejoindre les courbes précédentes dans la fuite thermoïnique. Le niveau de courant obtenu, de l'ordre du nA est cohérent avec des rendements quantique entre 30 et 60% étant donné l'angle de vue utilisé. De plus, ce niveau de courant photonique augmente avec la mise en place d'un corps noir ponctuel en face du dispositif (courbes rouges) démontrant ainsi la réponse optique du système.

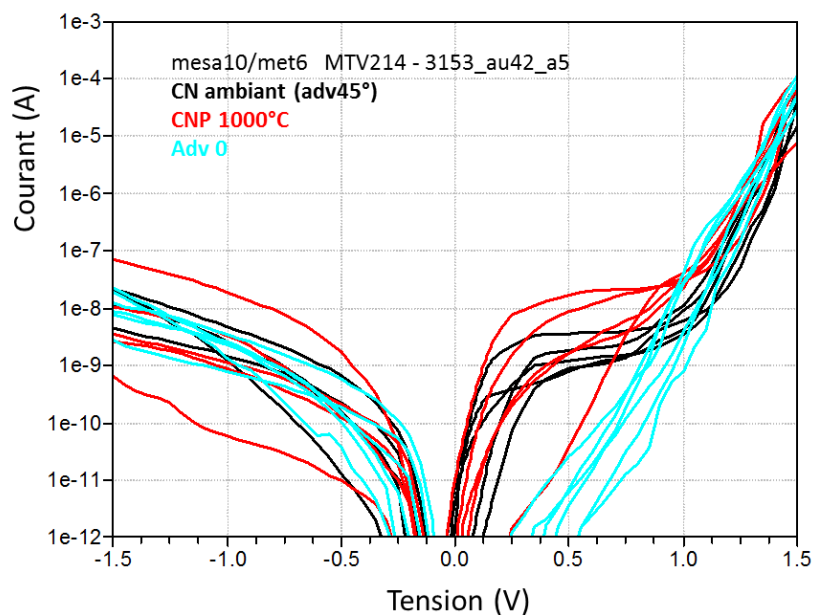


Figure 71 : caractéristiques courant-tension typique de cinq structures nBn MWIR couche contact épaisse, dans différentes configuration d'illumination

Le second facteur déterminant est le recouvrement métallique. Les mesures de courants-tensions obtenues sur de petits pixels ont montré des tensions de collection plus élevées pour les configurations à débordement métallique comme nous pouvons le voir sur la Figure 72 (a). Toutefois, ces mêmes mesures effectuées sur de gros pixels ont montré des tensions de collection identiques pour les deux configurations (voir Figure 72 (b)). Ce comportement typique aux petits pixels, pourrait s'expliquer par le fait que le recouvrement métallique induit une modification des états de charge de l'isolant à la surface et donc une modification de la répartition du potentiel qui est plus notable dans les petits pixels, favorisant l'effet du périmètre sur l'aire de la mesa.

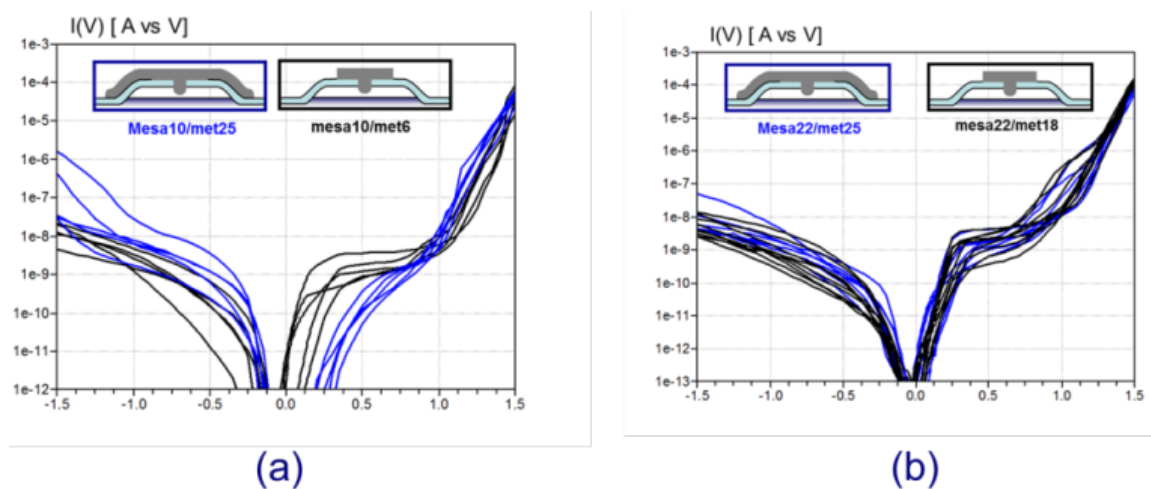


Figure 72 : caractéristique courant-tension d'une structure nBn MWIR couche contact épaisse mettant en évidence l'effet du recouvrement métallique sur de (a) 5 petits pixels et sur de (b) 7 gros pixels sous flux ambiant avec un angle de vue de 45° .

Comme nous l'avons précisé précédemment, l'ensemble des pixels qui étaient fonctionnels en MWIR sont essentiellement des pixels isolés. Les rares pixels confinés ont fait l'objet d'une caractérisation spatiale à travers des mesures de spotscan en vue de mettre en évidence l'effet du confinement sur la surface optique de la barrière. Ces mesures de spotscan consistent à faire balayer un spot infrarouge sur la surface du détecteur. La réponse observée lors du balayage du spot infrarouge est la convolution 2D entre le spot infrarouge et la réponse réelle du détecteur. Ces mesures sont reportées sur la Figure 73. La Figure 73 (a) est une mesure de spotscan d'un pixel en configuration confinée mais dont l'anneau de confinement est à la masse. La Figure 73 (b) est une mesure de spot scan de ce même pixel mais dont l'anneau de confinement a été polarisé. L'objectif à travers ces deux mesures a été

de mettre en évidence l'effet du confinement des pixels voisins sur la surface de collection latérale de la barrière étudiée. En effet, en l'absence de pixels de confinement en fonctionnement, la décroissance latérale obtenue au spotscan (Figure 73) suggère une longueur de diffusion de l'ordre de $20\mu\text{m}$ cohérente avec le niveau de dopage n visé. Les largeurs à mi-hauteur de la réponse d'un tel dispositif se situent entre 40 et $50\mu\text{m}$. Dans le cas d'une barrière de même géométrie entourée de barrières identiques polarisées, formant un réseau au pas de $30\mu\text{m}$, on observe la collection latérale se contracter à une largeur à mi-hauteur de $30\mu\text{m}$, démontrant ainsi le confinement latéral de la diffusion par la collection des barrières voisines.

Toutefois, les rares pixels fonctionnels en configuration confinée affichaient une détérioration au cours des mesures comme le montre la Figure 74. Ceci pourrait être expliqué par le fait que les pixels confinés collectent de forts courants de fuite provenant des pixels formant l'anneau ce qui les détériore.

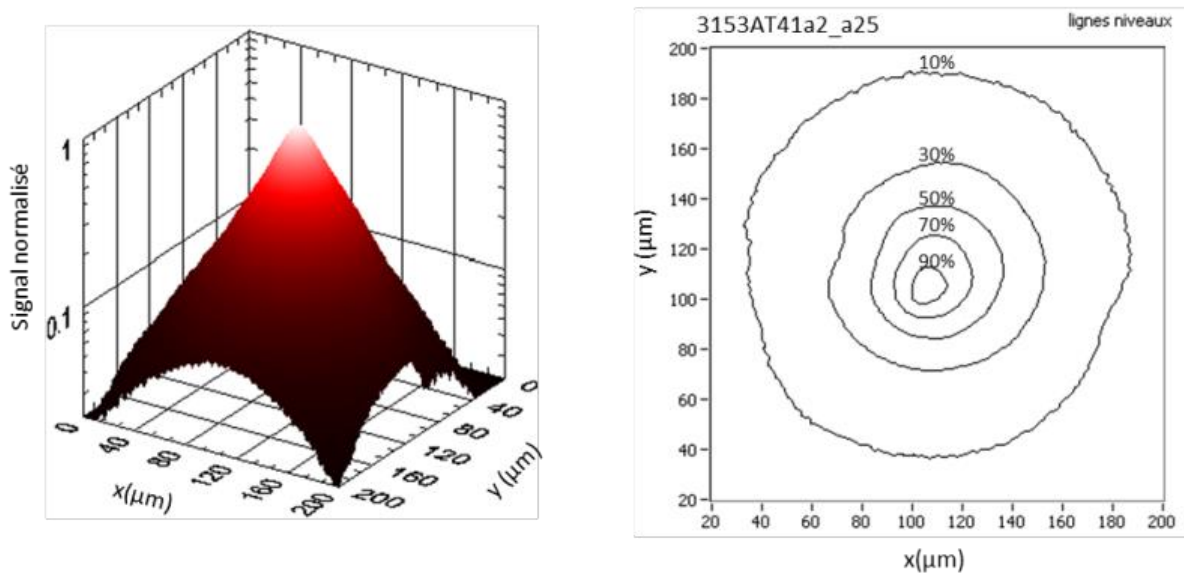


Figure 73 : Mesures de spotscan d'une barrière isolée de diamètre $10\mu\text{m}$ montrant clairement la décroissance latérale du photo-courant.

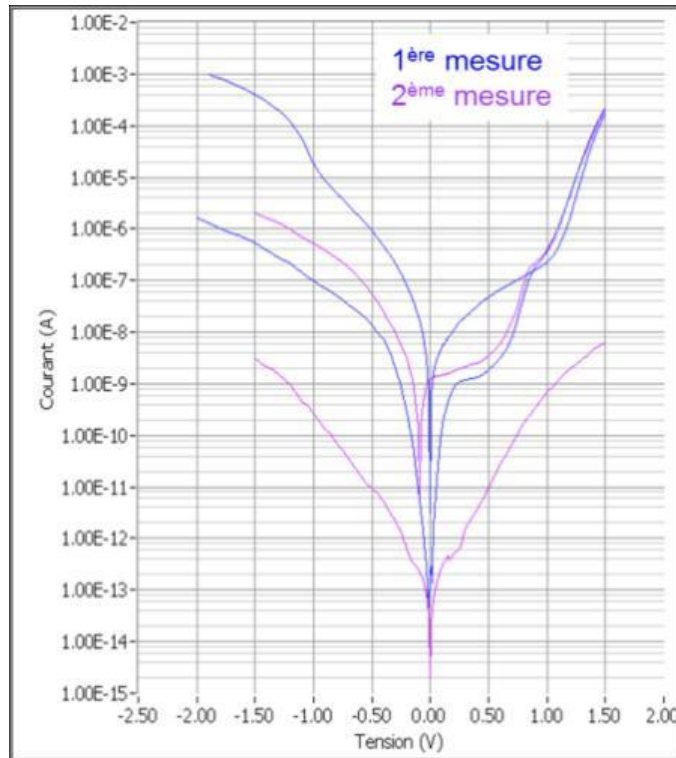


Figure 74 : caractéristique courant-tension d'un pixel nBn confiné mettant en évidence la détérioration du pixel au fil des mesures.

Le niveau de courant d'obscurité sur nos structures à une polarisation donnée (localisée sur le plateau de diffusion) et à surface équivalente avec les structures simulées a montré des niveaux de courants ($\sim 10^{-11}A$) beaucoup plus élevés que ceux simulés. En vue comprendre le comportement de ces structures nBn jusqu'ici inexplicable, nous avons eu recours à la spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS) dont le but d'analyser le profil de concentration en profondeur et de s'assurer que les paramètres optimums déterminés dans la section 2.1.1 ont été bien respectés lors de l'élaboration technologique de ces structures. Cette analyse a pu révéler un profil de barrière différent de celui visé, notamment moins abrupte que spécifié (voir Figure 75) trainant jusqu'à la surface de la couche contact. Ceci expliquerait les fortes valeurs de courants observées qui seraient induites par une forte injection des porteurs depuis la couche contact peu abrupte ce qui compromettrait l'effet filtrant de la barrière sur les porteurs majoritaires.

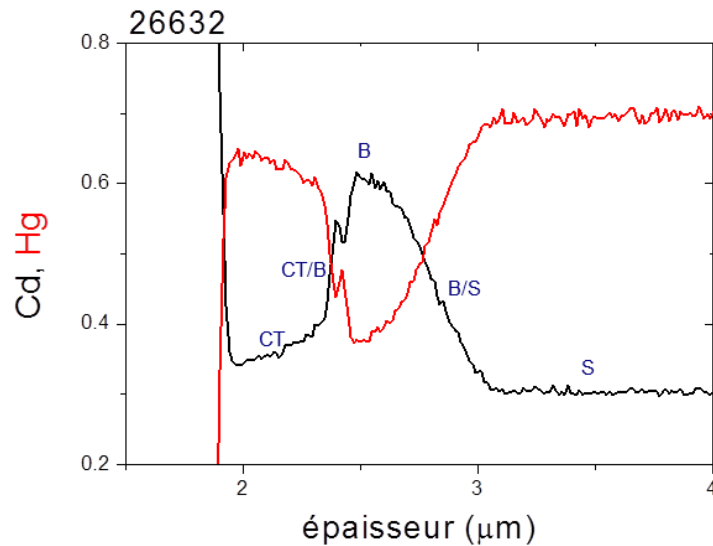


Figure 75 : Résultat de l'analyse SIMS effectué sur une barette nBn MWIR et mettant en évidence le profil peu abrupte de la barrière coté contact.

4. Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre le principe de fonctionnement d'un dispositif nBn qui devrait permettre, à travers un processus technologie plus simple s'affranchissant du dopage arsenic et d'une prise de contact p, un gain non négligeable en termes de courant d'obscurité. Nous nous sommes intéressés ensuite à l'état de l'art des structures nBn à travers lequel nous avons pu constater que la faisabilité expérimentale du dispositif n'a été démontrée que par un seul groupe [44].

A travers ce chapitre, nous avons exposé et discuté les résultats de simulation de la toute première structure nBn investiguée au Leti. L'étude paramétrique que nous avons menée dans les deux gammes SWIR et MWIR avait pour but de dégager un jeu de paramètres technologiques et géométriques assurant un fonctionnement optimal de la structure. Nous avons pu constater qu'un fonctionnement dans le régime limité par la diffusion des porteurs minoritaires depuis la semelle absorbante permet d'assurer une détection optimale avec le courant d'obscurité le plus faible, sur une gamme de tension suffisante. Ce régime de tension nominal visé est limité aux fortes tensions par le courant de génération recombinaison lié à une déplétion s'étendant jusque dans le matériau petit gap. A plus haute tension, apparaît ensuite le courant thermoïnique constitué de porteurs majoritaires en provenance de la couche contact qui passent une barrière de potentiel insuffisante sur la bande de conduction.

De l'autre côté du plateau de diffusion, le système est limité aux faibles tensions par une barrière de potentiel résiduelle sur la bande de valence entravant la collection des photo-porteurs. Cette limitation se manifeste par une tension de collection en deçà de laquelle la barrière filtre tout courant issu de la semelle (porteurs noirs comme porteurs photoniques...) Il faut polariser la structure au-delà de cette tension de collection pour permettre la collection des photo-porteurs rendant ainsi la structure fonctionnelle.

Les simulations montrent que le bon fonctionnement de la structure est naturellement lié à la hauteur et la largeur de la barrière. On comprend intuitivement qu'une barrière insuffisamment haute sur la bande de conduction ne permet pas un bon filtrage des porteurs majoritaires issus du contact, conduisant ainsi à un courant thermoïnique très important. Néanmoins une hauteur de barrière trop élevée conduit à la formation d'une barrière de potentiel résiduelle sur la bande de valence entravant le transport des porteurs minoritaires (dont les photo-porteurs) à travers la structure. Un compromis est donc nécessaire quant à la hauteur de la barrière.

Par ailleurs, la largeur de barrière est elle aussi déterminante sur le fonctionnement de la structure. Une barrière trop épaisse assure un bon filtrage des majoritaires mais peut conduire à une barrière non totalement déplétée, filtrant alors les porteurs minoritaires. A l'inverse, une barrière trop fine conduit à une déplétion débordant dans le matériau petit gap conduisant à une augmentation du courant de génération-recombinaison.

Au-delà de la largeur-hauteur de cette barrière, c'est dans la forme de cette hétérostructure que réside l'optimisation du dispositif. Un profil graduel de l'interface semelle barrière permet de « lisser » la barrière de potentiel résiduelle présente sur la bande de valence. Ce profil graduel permet ainsi de minimiser la tension de collection, assurant une plus grande plage de fonctionnement à la structure. A l'opposé, un gradient barrière contact abrupt est par contre nécessaire pour obtenir une hauteur effective maximum de la barrière vue par les majoritaires du contact sur la bande de conduction. Ceci permet de repousser au maximum le courant thermoïnique vers des tensions plus importantes. Au final, la forme de la barrière optimale doit être asymétrique : abrupte coté contact et graduelle coté semelle d'absorption.

La validation de cette étude de simulation nous a permis de fabriquer ce lot pour ensuite le caractériser. Les résultats de caractérisations du lot SWIR ont montré une dégradation des composants au fil des mesures sans aucune raison apparente. La caractérisation du lot

MWIR, a par contre été plus fructueuse. Les barrières fonctionnelles ont montré une tension de collection cohérente avec nos calculs. Le plateau de diffusion des photo-porteurs obtenus sur ces pixels est apparu suffisamment large pour une exploitation de cette structure pour la détection. Une estimation du rendement quantique de ce type de barrière suggère une efficacité entre 30 et 60%. Une nuance est tout de même à apporter à ce constat. Le courant thermoïonique observé est très important vis-à-vis de nos calculs. En l'absence d'éclairement, ce courant thermique domine les autres sources de courant noir, ne permettant pas la dissociation des régimes de diffusion et de génération-recombinaison comme le montraient les simulations. Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour expliquer un tel état de fait. La plus probable est que le profil de la structure ne soit pas exactement celui attendu. Cela a été confirmé par les analyses SIMS menées sur les plaques utilisées pour la réalisation des dispositifs : le profil de barrière est très différent de celui escompté. L'interface côté contact est notablement plus graduelle que prévue alors que celui côté couche absorbante est conforme, expliquant ainsi le comportement observé : tension de collection conforme à celle attendue mais courant thermoïonique très important.

Soulignons que les structures nBn caractérisées à 80 K ne sont pas adaptées à un fonctionnement à haute température pour le jeu de paramètres choisis. En effet, à ces températures une barrière plus élevée est nécessaire en vue de limiter le fort courant thermoïonique dans cette gamme de température.

Durant ce travail de thèse, nous n'avons pas pu lancer un second lot nBn qui s'affranchirait du profil peu abrupt de la barrière à travers l'adoption d'une autre structure d'épithaxie par jets moléculaires.

Chapitre 4

Le bruit dans les détecteurs

Le mot bruit en électronique est utilisé pour caractériser des fluctuations qui apparaissent dans tout dispositif électronique. Il représente aussi la limite inférieure de détection d'un signal. Il paraît donc important de limiter ces fluctuations pour les faibles signaux. Le bruit est aussi utilisé pour désigner les manifestations aléatoires qui perturbent le signal utile. Toutefois, il arrive que le bruit soit considéré comme le signal utile. En effet, dans certains cas, le signal « bruit » est le signal qui porte l'information comme c'est le cas pour les détecteurs IR fonctionnant à haute température. On parle alors de bruit pour désigner toutes les fluctuations aléatoires d'un paramètre autour de sa valeur moyenne. La connaissance des phénomènes physiques qui génèrent le bruit dans un composant permet de déterminer le minimum de puissance pouvant être détectée. Dans ce chapitre nous introduirons dans un premier temps les différents types de bruit ainsi que les outils mathématiques utilisés pour le traitement des signaux aléatoires. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'état de l'art du bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe. Cet état de l'art dresse les différentes corrélations observées dans la littérature en fonction des différentes variantes géométriques et technologiques testées.

1. Les différents types de bruit électronique

Deux sources de bruit basses fréquences peuvent être distinguées : les sources de bruit irréductibles et les sources de bruit en excès. La première catégorie est irréductible étant donné qu'elle est inhérente aux composants. La seconde, dite en excès, est réductible et a pour origine les défauts localisés dans les couches ou au niveau des interfaces des semi-conducteurs. Il sera donc envisageable de les diminuer en intervenant directement sur le process technologique du composant.

Le bruit est un phénomène aléatoire dont le résultat est le fruit du hasard et dont la prévision est impossible. L'étude des phénomènes aléatoires ne peut se faire qu'à partir de leurs propriétés statistiques. Ces propriétés statistiques pour un temps de mesure suffisamment long ou pour un nombre de réalisations suffisamment grand deviennent constantes. Un phénomène (signal) cesse d'être aléatoire dès lors que l'on maîtrise les lois

qui le régissent. On parle alors de phénomène déterministe. Dans la partie qui suit nous introduirons très brièvement les principaux outils mathématiques et concepts nécessaires à la description du bruit.

1.1 Outils mathématiques

L'étude mathématique des fonctions aléatoires est l'objet de ce qui est appelé le traitement statistique des données ou le traitement de signal dont l'analyse spectrale est un outil très courant.

Un signal aléatoire $x(t)$ est dit stationnaire si ses propriétés statistiques restent invariantes dans le temps. Celui-ci est ergodique si, pour une propriété quelconque du signal, les moyennes d'ensemble et temporelle sont identiques. La probabilité $P(x, dx)$ que la valeur du signal aléatoire $x(t)$ soit comprise entre x et $x+dx$ est égale à $p(x)dx$, où $p(x)$ est la densité de probabilité. On parlera de bruit gaussien pour désigner un bruit dont la densité de probabilité $p(x)$ s'écrit :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \times \exp\left[-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (52)$$

où m est la valeur moyenne et σ^2 la variance. La variance est une mesure arbitraire servant à caractériser la dispersion d'une distribution aléatoire par rapport à la moyenne. Une des principales propriétés des processus gaussiens est qu'ils sont entièrement définis à partir de leurs caractéristiques du premier et du second ordre, c'est-à-dire leur moyenne m et leur variance σ^2 . Le théorème central limite montre que si l'on ajoute plusieurs processus aléatoires quelconques, le résultat tend rapidement vers un processus gaussien lorsque le nombre de processus augmente. Aussi, la description des signaux aléatoires nécessite la connaissance de la fonction d'autocorrélation du signal $x(t)$ définie par :

$$R(t_1 - t_2) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t - t_1) \cdot x(t - t_2) dt \quad (53)$$

Pour $t_1 = t_2$, la fonction d'autocorrélation est maximale on a alors :

$$R(0) = \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt \quad (54)$$

La fonction d'autocorrélation représente la corrélation croisée d'un signal par lui-même à l'intervalle de temps τ . La corrélation croisée est la mesure de similarité entre deux signaux. L'autocorrélation permet de détecter des régularités, des profils répétés dans un signal comme un signal périodique bruité ou encore une fréquence fondamentale d'un signal qui ne contient pas cette fondamentale mais l'implique avec plusieurs de ses harmoniques. Etudier la corrélation entre deux variables aléatoires revient à chercher la liaison qui existe entre les deux variables à l'aide d'une droite (droite de régression linéaire). L'autocorrélation n'est autre que la corrélation du processus par rapport à une version décalée de lui-même. Pour un signal aléatoire, la fonction d'autocorrélation tend vers zéro quand t_1-t_2 tend vers l'infini. Il est question alors de perte de corrélation ou encore de perte de "mémoire" pour signifier que la valeur $x(t_1)$ est indépendante de la valeur $x(t_2)$. Dans le domaine fréquentiel, un signal aléatoire est décrit par sa densité spectrale de puissance $S_x(f)$. Wiener a montré que la fonction d'autocorrélation $C_{xx}(\tau)$ et la densité spectrale de puissance $S_x(f)$ sont les transformées de Fourier l'une de l'autre :

$$C_{xx}(\tau) = TF^{-1}(S_x(f)) = \int_0^T S_x(f) \times \exp(j2\pi f\tau) df \quad (55)$$

$$S_x(f) = TF(C_{xx}(\tau)) = \int_0^T C_{xx}(\tau) \times \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (56)$$

La densité spectrale de puissance exprime la répartition de la puissance du signal entre les différentes fréquences. L'intégrale de cette densité sur l'étendue des fréquences est égale à la variance du signal. La densité spectrale de puissance et la valeur moyenne caractérisent entièrement tout signal qu'il soit stationnaire, ergodique ou encore gaussien. La densité spectrale n'est pas accessible directement par la mesure : ce que l'on mesure c'est la puissance moyenne du signal dans une bande de fréquence df . La densité spectrale sera d'autant plus précise que pour des faibles valeurs de df (i.e. pour de longs temps de mesure). On parlera de bruit blanc pour désigner un signal dont la densité spectrale de puissance est constante sur toute l'étendue des fréquences. La fonction d'autocorrélation d'un tel bruit est une impulsion de Dirac à $t=0$, i.e. que le signal ne contient aucune corrélation temporelle. Le terme de bruit blanc a été choisi par analogie avec la lumière blanche qui contient toutes les fréquences du spectre visible. L'unité de mesure de la densité spectrale de puissance dans le cas des fluctuations électriques est le V^2/Hz pour une fluctuation de tension $V(t)$ ou l' A^2/Hz pour une fluctuation de courant $I(t)$.

Si l'on veut additionner deux sources de bruit, il est nécessaire de savoir s'il existe une corrélation entre leurs fluctuations. Lorsque les tensions V_1 et V_2 (respectivement les courants) de deux sources de bruit sont indépendantes et qu'il n'y a pas de relation entre leurs valeurs instantanées, on dit des sources qu'elles sont non corrélées. La tension de bruit totale est donnée par :

$$V_T = \sqrt{V_1^2 + V_2^2} \quad (57)$$

Cette expression suppose que le calcul du bruit total s'écrit comme la somme quadratique de de chaque source de bruit prise individuellement.

1.2 Les bruits électroniques

Le caractère fluctuant de la nature a été pour la première fois observé et mis en évidence par Robert Brown qui lui avait attribué l'appellation de "mouvement brownien" pour caractériser le mouvement aléatoire de petits corpuscules en suspension dans un liquide. L'explication théorique de ce caractère fluctuant fut donnée en 1905 par Einstein [45] puis Smoluchowski [46]. Dans le domaine des mesures électriques, quatre principaux types de bruit coexistent : le bruit thermique, le bruit de grenaille, le bruit de génération-recombinaison et le bruit 1/f.

1.2.1 Le bruit thermique

Le bruit thermique est le bruit généré par l'agitation thermique des porteurs dans toute résistance électrique en équilibre thermique. Chaque résistance présente des fluctuations de courant ou de tension aléatoires qui augmentent linéairement avec la température et qui ne dépendent ni de la forme ni du matériau considéré comme nous pouvons le voir sur la Figure 61 [47]. Ce bruit thermique mis en évidence expérimentalement par Johnson et justifiée théoriquement par Nyquist [48] est appelé aussi bruit Johnson ou encore bruit Johnson-Nyquist. La densité spectrale associée à une fluctuation en courant est donnée selon le théorème de Nyquist par :

$$S_I = \frac{4K_B T}{R} \quad (58)$$

Remarquons à travers cette équation que le bruit thermique ne dépend pas de la fréquence : c'est donc un bruit blanc (Figure 77). Comme nous l'avons spécifié au début de cette partie, le théorème de Nyquist est un théorème universel qui s'applique à l'équilibre thermodynamique. La force de ce théorème réside dans le fait que la manifestation macroscopique de ce bruit quelque en soit la source des fluctuations est accessible grâce à la simple mesure de la résistance. Toutefois, le passage de l'échelle microscopique (échelle des porteurs de charge) à l'échelle de la mesure peut être à l'origine de nombreuses confusions lors de l'interprétation des phénomènes de bruit. En effet, cette facilité de passage entre ces deux échelles est souvent généralisée à tort hors équilibre thermodynamique et étendue à d'autres types de bruit. En vue de corriger cet amalgame, de nombreux auteurs recommandent de remplacer la résistance statique par la résistance différentielle dV/dI sous condition de rester dans le cas du régime linéaire de transport de charges. Toutefois, cette préconisation loin d'être anodine dans certains cas possède des bases théoriques moins ancrées.

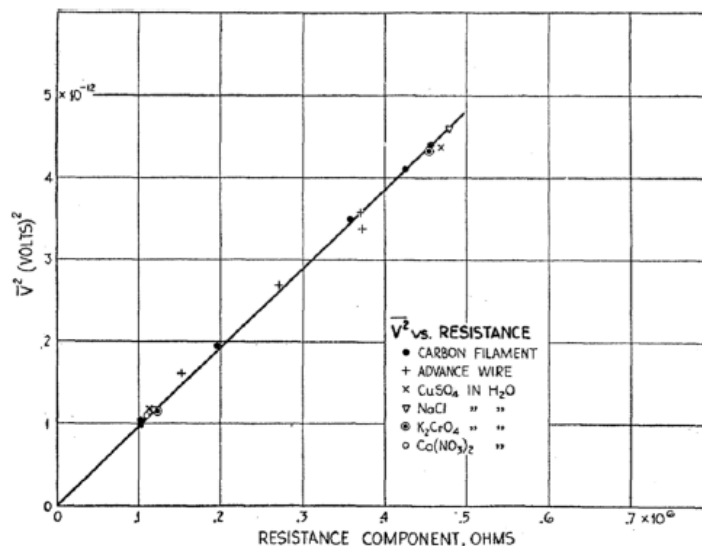


Figure 76 : Mise en évidence expérimentale de l'évolution linéaire des fluctuations thermiques avec la température et la résistance dans divers matériaux [47].

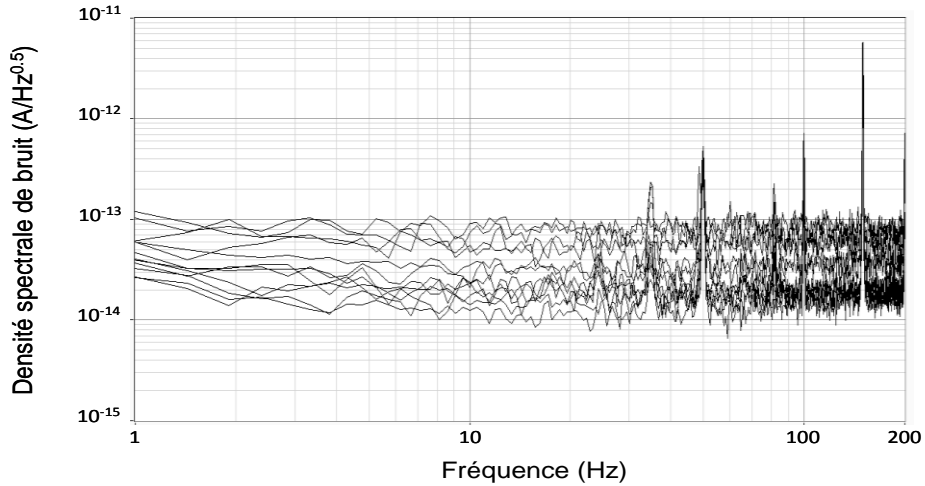


Figure 77 : Densité spectrale d'un bruit blanc.

1.2.2 Le bruit de grenaille

Le franchissement d'une barrière de potentiel par un porteur de charge est un processus aléatoire à l'origine du bruit de grenaille appelé aussi bruit Schottky, ou encore bruit quantique. Cette dernière appellation est due à la nature corpusculaire de la lumière. En effet, le flux de photons reçu par un détecteur suit une statistique de poisson : les photons arrivent sur le détecteur de façon complètement aléatoire. Dans une photodiode, chaque photon reçu a une probabilité de créer une paire électron-trou. Les électrons qui traversent la barrière de potentiel à l'issue des photons incidents, suivent aussi une statistique de poisson. Le nombre moyen d'électrons (N_{emoy}) traversant la photodiode pendant un temps d'intégration τ' et son écart type sont donnés par :

$$N_{emoy} = n_e \times \tau' \quad (59)$$

$$\sigma_{n_e} = \sqrt{n_e \tau'} \quad (60)$$

où n_e est le nombre moyen d'électrons traversant la photodiode par seconde. Cette intégration pendant l'intervalle de temps τ' est équivalente à un filtrage fréquentiel dont la bande passante équivalente est donnée par $\Delta f = 1/(2 \tau')$. Le courant moyen dans la photodiode est quant à lui donné par :

$$I_{ph} = n_e \times q \quad (61)$$

La densité spectrale de puissance de bruit est donnée par la formule de Schottky :

$$S_{I_{shot}} = \left(\frac{\sigma_{n_e}}{\tau'} \right)^2 \times q^2 = 2qI_{ph} \quad (62)$$

Remarquons à travers cette équation que le bruit de grenaille est un bruit blanc. En plus des sources de bruit blanc, il existe deux sources de bruit qui dépendent de la fréquence et qui sont le bruit de génération-recombinaison et le bruit de scintillement plus largement connu sous le nom de bruit 1/f. Ces deux sources de bruit sont des sources de bruit en excès par rapport aux sources fondamentales que sont le bruit thermique et le bruit de Schottky.

1.2.3 Le bruit de génération-recombinaison

Le bruit de génération-recombinaison est dû à la fluctuation du nombre de porteurs participant à la conduction électrique. Ces fluctuations sont liées à la présence de défauts dans le semi-conducteur qui piègent et dépiègent les porteurs. Le passage d'un porteur quittant un piège pour atteindre la bande de conduction (pour les électrons) ou la bande de valence (pour les trous) est la génération. Le passage de la bande de conduction (pour les électrons) ou la bande de valence (pour les trous) au piège est la recombinaison. La densité spectrale de puissance associée à ce bruit G-R s'apparente à un spectre Lorentzien : Un plateau pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du piège et une pente en $1/f^2$ pour des fréquences supérieures. Celle-ci est donnée par :

$$S_{I_{G-R}} = \frac{4\tau''\langle\Delta N^2\rangle}{1 + (2\pi ft)^2} \quad (63)$$

où τ'' est le temps de relaxation caractéristique pour les pièges et ΔN la fluctuation du nombre de porteurs. Ce bruit peut être diminué en réduisant le nombre et la densité des pièges à travers une technologie d'élaboration de matériau adéquate.

1.2.4 Le bruit 1/f

Le bruit 1/f est un bruit excédentaire qui a initialement été observé par Johnson [49]. Celui-ci avait constaté que la circulation d'un courant dans un dispositif résistif s'accompagnait à basse fréquence d'un bruit dont la densité spectrale est inversement proportionnelle à la fréquence de mesure. Ce bruit alors appelé bruit 1/f ou bruit rose ou encore bruit de scintillement a été ensuite détaillé par Schottky [50]. Ce dernier, à partir de la

mesure de Johnson, a trouvé que le bruit $1/f$ était proportionnel au carré du courant de polarisation. Ce bruit présent dans presque tous les systèmes et d'une complexité ardue a longtemps suscité la controverse dans la communauté scientifique. Ce travail de thèse a pour but la compréhension des différents mécanismes physiques pouvant être à l'origine de ce type de bruit dans les photodiodes CdHgTe et la détermination de la configuration optimale permettant un fonctionnement à plus haute température.

Le bruit excédentaire $1/f$ est présent dans presque tous les systèmes et ses mécanismes sont assez complexes. En général, on considère que le bruit $1/f$ est lié aux fluctuations de la résistance puisqu'il n'apparaît que lors du passage d'un courant. L'origine de cette fluctuation de résistance n'étant pas complètement clarifiée, il est donc difficile de trouver un modèle exact pour le quantifier. Divers modèles utilisant différentes approches ont été proposés dans la littérature sans réussir à converger vers une source de bruit commune.

2. Différents modèles de bruit $1/f$

Une des caractéristiques les plus surprenantes du bruit $1/f$ est son universalité. En effet, en dessous de quelques centaines de hertz, on observe dans tout composant actif et certains composants passifs, une composante de bruit présentant une densité spectrale de puissance caractérisée par une loi proportionnelle à l'inverse de la fréquence (bruit rose). Ce bruit résulte de la contribution de différents processus aléatoires encore mal connus. Dans les circuits électriques, il est généralement attribué aux phénomènes de piégeage-dépiégeage de paires électron-trou en surface des semi-conducteurs ou encore l'inhomogénéité des matériaux. Il est toujours associé à un courant direct et est modélisé par une densité spectrale de puissance exprimée en A^2/Hz et donnée par :

$$S_I(f) = I^2 \frac{A'}{f^\alpha} \quad (64)$$

où A' est une constante expérimentale qui dépend du matériau et α un coefficient déterminé empiriquement généralement voisin de 1. Contrairement au bruit thermique et au bruit de grenaille, le bruit $1/f$ dépend des paramètres expérimentaux qui peuvent varier d'un matériau à l'autre voire même d'un composant à l'autre. Le bruit $1/f$ est caractérisé par une densité spectrale $S(f)$ qui augmente lorsque la fréquence diminue. Les fluctuations basses fréquences sont très variables et sont de la forme de $1/f^\alpha$ avec α variant de 0.8 à 1.4. Nous avons vu dans la première section que l'intégrale de la densité spectrale sur l'étendue des

fréquences était égale à la variance du signal. Cependant, dans le cas du bruit $1/f$, cette intégrale est divergente. La puissance totale apparaît donc comme étant infinie, ce qui peut être paradoxal. Toutefois, cette divergence à basse fréquence n'est jamais observée étant donné que l'ensemble des signaux sont mesurés dans une bande passante bien définie. La fréquence maximale f_c d'observation du bruit $1/f$, clairement mise en évidence par la Figure 78, correspond à la fréquence pour laquelle celui-ci est dominé par un bruit blanc.

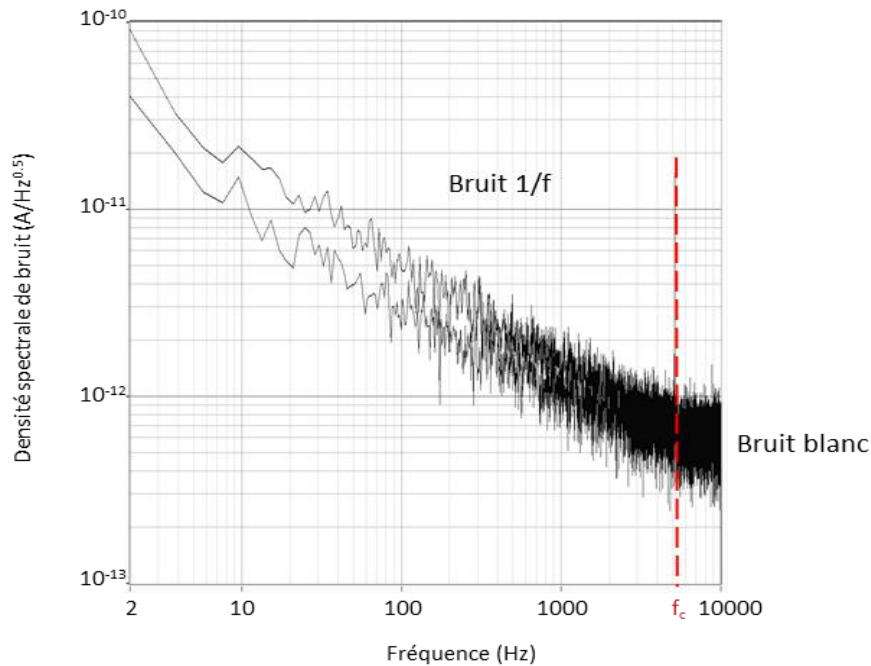


Figure 78 : Mise en évidence de la fréquence de coupure de la densité spectrale de bruit $1/f$.

En vue de donner un cadre théorique aux fluctuations observées dans les métaux et semi-conducteurs, de vastes modèles très spécialisés ont été proposés. Soulignons que les premiers modèles sont issus de mesures de bruit effectuées sur des barreaux résistifs et non sur des photodiodes. Parmi ces modèles on peut citer, le modèle de Dutta Horn [51] reposant sur des distributions d'énergie d'activation, le modèle de McWhorter [52] reposant sur la fluctuation du nombre de porteur de charges à la surface d'un semi-conducteur, le modèle de fluctuation de la température [53], le modèle de fluctuation de la conductance [54], le modèle de Hooge [55] reposant sur la fluctuation de la mobilité des porteurs de charges etc... Toutefois, malgré les divers modèles de bruit proposés, le débat houleux autour de cette problématique de bruit a divisé les principaux acteurs de ce domaine en deux catégories : les partisans de la théorie de McWhorter et les partisans de la théorie de Hooge. Il est admis cependant par les

deux camps que le bruit $1/f$ est induit par une fluctuation de la conductivité. Cette dernière est donnée par :

$$\sigma = nq\mu \quad (65)$$

où n est le nombre de porteurs de charge. Il existe des preuves expérimentales concluantes démontrant cette fluctuation de conductivité. Des fluctuations de conductivité engendrent des fluctuations de la résistance R et donc des fluctuations de la densité spectrale de puissance du bruit thermique donnée par l'équation (58). A travers cette équation, nous pouvons déduire le bruit de la résistance au moyen d'une simple mesure des fluctuations de courant. L'origine du bruit $1/f$ étant attribuée unanimement à la fluctuation de la conductivité, la question qui se pose à ce stade est la suivante : le caractère fluctuant du bruit $1/f$ est-il induit par la fluctuation δn du nombre de porteurs de charge ou est-il induit par la fluctuation $\delta\mu$ de leur mobilité ? Deux possibilités se présentent alors :

$$\delta\sigma = q\mu\delta n \quad (66)$$

$$\delta\sigma = qn\delta\mu \quad (67)$$

Ces deux hypothèses seront discutées à travers les deux modèles de Hooge et de McWhorter dans des conditions d'équilibre thermique.

2.1.1 Modèle de Hooge

En se basant sur un nombre conséquent de résultats expérimentaux, Hooge proposa en 1969 une relation semi-empirique servant à caractériser le bruit de scintillement [55]. Celui-ci considère que le bruit $1/f$ est lié aux fluctuations de la mobilité des porteurs de charge dans un volume étudié et non pas à leur nombre [56,57]. La relation de Hooge généralement utilisée pour quantifier le niveau de bruit $1/f$ dans les différents types de matériaux est donnée par :

$$\frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{\alpha_H}{N_c} \times \frac{1}{f^\gamma} \quad (68)$$

où I est le courant circulant à travers le système, N_c est le nombre de porteurs de charge dans le système, α_H est le paramètre de Hooge et γ un paramètre censé être égal à 1 en

régime de bruit $1/f$ et égal à 0 dans le régime de bruit blanc. Le paramètre de Hooge, qui dépend de la pureté et de la présence de défauts dans le matériau, est souvent utilisé pour comparer l'amplitude du bruit $1/f$ entre les différents matériaux. Une faible valeur de α_H correspond à une haute qualité cristalline. Les expériences menées par Hooge sur des échantillons de semi-conducteur homogènes suggèrent une valeur typique de α_H de l'ordre de 10^{-3} sur des échantillons Silicium. Ce même paramètre atteint des valeurs plus élevées dans des matériaux inhomogènes où le nombre de porteurs de charge actifs est en général inférieur au nombre total de porteurs. La connaissance exacte du nombre de porteurs participant à la conduction est capitale en vue de déterminer le paramètre de Hooge du matériau.

La relation empirique de Hooge suppose que le bruit $1/f$ est généré dans le volume du semi-conducteur. Aussi, cette relation ne permet pas de conclure quant au fait que le bruit $1/f$ soit dû à la fluctuation de la mobilité des porteurs de charge ou à leur nombre. La dépendance en $1/N_c$ a été pendant plusieurs années admise comme étant inhérente au bruit $1/f$ [58,59,60,61,62]. La contribution relative par porteur mobile est donnée par le rapport α_H/f . Le problème peut ainsi être abordé par la détermination des paramètres influençant le paramètre de Hooge. A l'époque où a été proposée cette relation, le paramètre de Hooge était considéré comme une constante universelle dont la valeur était égale à $2 \cdot 10^{-3}$. Toutefois, ce paramètre dont les valeurs estimées par [63] fluctuaient entre 10^{-7} et 10^{-2} ont grandement suscité des critiques vis-à-vis de la recevabilité de cette relation empirique [64,65,66]. Il s'est avéré toutefois que le niveau de bruit $1/f$ était plus haut dans les matériaux de médiocre qualité cristalline [67]. En effet, le nombre accru des différentes techniques de croissance développées au cours des dernières décennies explique le large écart observé dans les valeurs du paramètre de Hooge. α_H ne peut donc pas être considérée comme une constante universelle à tous les matériaux. L'écart observé ne peut pas ainsi remettre en question la validité de la relation de Hooge. D'une autre part, les différentes valeurs de α_H mesurées sur des échantillons différents d'un même matériau (variation dopage...) permettent de mettre en évidence les propriétés basique du bruit $1/f$ [68,69,70]. Notons toutefois que différentes contributions de puissances de bruit $1/f$ ($S_I = S_I' + S_I'' + \dots$) et donc différentes contributions du paramètre de Hooge ($\alpha_H = \alpha_H' + \alpha_H'' + \dots$) sont susceptibles d'être observées sur un même échantillon voire sur plusieurs échantillons issus d'un même matériau.

Le modèle de fluctuation de mobilité est un modèle couramment abordé dans les études de bruit $1/f$. Toutefois, ce modèle est resté un modèle empirique malgré sa fiabilité

[63,68,69,70, 71,72] et n'a jamais été parfaitement justifié d'un point de vue théorique. En effet, certains considèrent que les fluctuations de la mobilité sont induites par le volume [71,72], par la surface [73], par les modes vibratoires de la diffusion [61,68,69,70,74] ou encore par les impuretés et défauts du réseau cristallin [51,75,76]. Divers modèles liés à différents mécanismes de génération ont été établis en vue d'expliquer le phénomène de fluctuation de mobilité [56,57], [61,74], [75,76] et [77,78]. La description de chacun de ces modèles s'appuie sur un ensemble de faits expérimentaux le valorisant. La totalité de ces modèles ne sera pas décrite dans ce manuscrit, néanmoins, nous nous intéresserons dans cette partie au modèle développé par le groupe Eindhoven [56,57]. Ce modèle suppose que le bruit $1/f$ est, pour les semi-conducteurs homogènes, uniquement induit par l'interaction des porteurs avec les atomes constituant le réseau cristallin. La diffusion des porteurs due à leur interaction avec les impuretés du réseau cristallin n'apporte aucune contribution au bruit $1/f$.

Les valeurs expérimentales du paramètre de Hooge issus d'échantillons non homogènes, de contacts bruités et de charges à la surface des échantillons ne sont généralement pas fiables. En effet il existe un ensemble de conditions expérimentales que nous ne détaillerons pas dans cette partie mais que l'article de Hooge aborde et qui permettent d'avoir des valeurs fiables du paramètre de Hooge [56].

Dans la partie qui suit nous exposons le modèle de McWhorter, principal rival de la théorie de Hooge.

2.1.2 Modèle de McWhorter

L'une des difficultés majeures dans la compréhension du bruit $1/f$ est l'incapacité des modèles physiques proposés à donner un spectre $1/f$ de façon naturelle. Un spectre en $1/f$ peut être considéré comme la superposition de nombreux spectres lorentziens liés à un processus à deux niveaux (Figure 79). Si l'on suppose que chaque processus est indépendant et qu'il correspond à une durée de temps caractéristique $D(\tau)$, la densité spectrale d'un spectre Lorentzien non corrélé est alors donnée par :

$$S_V(f) \propto \int \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} D(\tau) d\tau \quad (69)$$

L'intégration de spectres Lorentziens pour des constantes de temps comprises entre τ_1 et τ_2 en considérant que $D(\tau)$ est proportionnelle à $1/\tau$ est donnée, pour $\tau_2^{-1} \leq f \leq \tau_1^{-1}$, par :

$$S_V(f) \propto \frac{1}{f} \quad (70)$$

Si l'intervalle de temps correspondant à la durée d'un niveau donné est assez long, le spectre en $1/f$ s'étalera d'autant plus sur l'espace des fréquences.

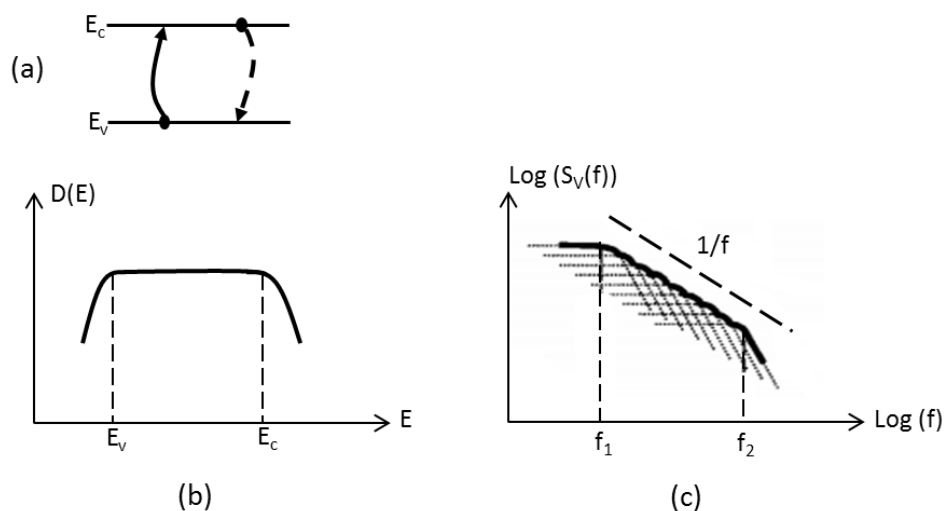


Figure 79 : Mise en évidence de l'obtention d'un spectre de bruit en $1/f$ par superposition de spectres Lorentziens avec (a) modèle d'énergie à deux niveaux, (b) distribution d'énergie et (c) superposition de spectres lorentziens.

Le seul modèle simple ayant naturellement abouti à un spectre en $1/f$ par la superposition d'un ensemble de spectres lorentziens est le modèle proposé par McWhorter [79]. C'est d'ailleurs le modèle $1/f$ le plus accepté dans les études de bruit relatives aux transistors MOS. Le modèle de McWhorter a initialement été développé à partir d'expériences sur des filaments de Germanium [79]. L'idée principale de ce modèle est que la capture des porteurs de charges par les défauts localisés à une distance de l'interface du semi-conducteur se fait avec des constantes de temps différentes suivant une distribution en $1/\tau$ donnant bien un spectre rose de fluctuations de type $1/f$. Les partisans de la théorie de McWhorter admettent les faits suivants : (i) les états de surface sont à l'origine du bruit $1/f$ et (ii) la fluctuation du nombre de porteurs de charge est à l'origine du bruit $1/f$. Dans un sens plus large, les états de surface sont définis comme étant des états électroniques localisés à la surface. Ces états de surface ont des fonctions d'ondes dont l'amplitude est maximale à la surface ou à sa proximité et nulle à une assez grande distance de celle-ci. Dans cet aspect, les états localisés dans l'oxyde proche de l'interface ou dans la couche d'inversion ou d'accumulation dans le cas du silicium peuvent être classés comme étant des états de surface. Les adjectifs « rapides » et « lents » attribués aux états de surface ont été utilisés dans les premières études menées sur les états localisés à l'interface SiO_2 . Les états de surface dit rapides sont supposés interagir d'une façon directe ou par le biais des mécanismes tunnels avec le substrat

silicium et doivent donc être situés au niveau ou plus ou moins près de l'interface. Les échanges de charges entre le silicium et les états de surface lents nécessitent quant à eux une longue période de temps d'où l'adjectif lent.

Dans les transistors MOS il est toujours admis que la dispersion de la constante de temps est due à la mécanique quantique tunnel des porteurs de l'interface Si/SiO₂ aux pièges localisés dans l'oxyde. Ce modèle de McWhorter a longtemps été utilisé dans des calculs théoriques par un ensemble d'auteurs parmi lesquels on peut citer Christensson [80], Berz [81] ou encore Hsu [82]. L'ensemble de ces calculs théoriques menés par ces groupes avaient plus ou moins aboutit à la même expression de bruit. Fu et Sah [83] avaient suggéré que le mécanisme tunnel direct des porteurs de charge depuis la bande de conduction ou la bande de valence vers les pièges localisés dans l'oxyde était un mécanisme peu probable de bruit 1/f. Ils avaient proposé à la place un mécanisme à deux étapes dans lequel les porteurs de charge communiquent dans un premier temps avec les états de surface "rapides" localisés à l'interface puis entrent dans un processus tunnel avec les pièges localisés dans l'oxyde. L'ajout de cet état intermédiaire aboutit à la même expression de bruit. Dans cette configuration, la composante dominante de bruit basses fréquences viendrait de la fluctuation dans l'occupation des pièges localisés dans l'oxyde. Si les électrons d'un élément de l'interface n'interagissent pas avec un piège spécifique localisé dans l'oxyde mais avec plusieurs d'entre eux ayant chacun son propre temps caractéristique, le résultat serait alors un simple spectre de génération-recombinaison avec un temps caractéristique effectif proche du plus petit temps caractéristique dès lors que :

$$1/\tau_{eff} = \sum_i 1/\tau_i \quad (71)$$

La forme la plus simplifiée pour expliquer le modèle de McWhorter est la suivante. Il est admis que la densité de pièges localisés dans l'oxyde du semi-conducteur est constante et homogène. La seconde hypothèse émise dans ce modèle est que la probabilité de pénétration dans la couche d'oxyde décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. Dans ce cas, τ est déterminé par les mécanismes quantiques tunnels ou par le chevauchement des fonctions d'ondes. La probabilité de pénétration est inversement proportionnelle à τ et proportionnelle à $\exp(-x/\lambda)$. Par conséquent, τ devient :

$$\tau = \tau_0 \exp(x/\lambda) \quad (72)$$

où λ est la longueur de décroissance caractéristique dont l'ordre de grandeur est de 1 Å. Les pièges loin de l'interface ont des temps caractéristiques assez grands pour contribuer fortement à la partie basse fréquence du spectre. La fonction de distribution des temps caractéristiques devient :

$$D(\tau) = \frac{dN}{d\tau} = \frac{dN}{dx} \frac{1}{d\tau/dx} = C \frac{\lambda}{\tau} \quad (73)$$

C'est la fonction de distribution adéquate à l'obtention d'un spectre rose de type 1/f.

2.1.3 Bilan comparatif : interfaces ou volume

La plus forte antithèse au modèle de McWhorter est que le bruit 1/f serait un effet de volume et non pas un effet de surface comme nous l'avons vu dans les deux sections précédentes. La théorie de Hooge suppose que le bruit 1/f est inversement proportionnel au nombre total de porteurs de charge excluant ainsi les effets de surface en tant que source de bruit. D'après la théorie de Hooge, la densité de bruit 1/f ne serait pas liée à la forme géométrique et à la surface mais dépendrait plutôt de la masse et donc du volume de l'échantillon. Une démonstration claire de l'hypothèse de la source volumique de bruit a été formulée suite à un ensemble d'expériences menées par Hooge et Hoppenbrouwers [84] sur des films d'or. Il a été démontré que la densité de bruit 1/f sur des films de différentes épaisseurs ne dépendait que du volume des films.

Un bon nombre d'expériences menées par plusieurs groupes ont démontré que le bruit 1/f était bien un effet de volume. Parmi ces expériences on peut citer : le bruit 1/f dans les diodes à jonction p-n, dans les thermocouples... Dans tous les cas cités le bruit 1/f a été calculé à partir de la formule empirique de Hooge. La correspondance entre les résultats théoriques et expérimentaux était frappante. Aussi il existe un bon nombre d'autres expériences pour lesquelles le modèle de McWhorter n'explique pas les résultats expérimentaux [85,86].

Le bruit 1/f a été aussi mesuré dans un bon nombre de dispositifs dans lesquels la conduction se fait proche de la surface. Dans ce cas la densité de bruit 1/f dépend fortement de la qualité de l'interface. Quelques groupes en avaient donc conclu que le modèle de McWhorter l'emportait sur le modèle de Hooge. D'autres ont plutôt supposé que l'état des interfaces affectait le profil de la densité des porteurs de charge, le profil du champ électrique et la probabilité de diffusion des porteurs de charge. Dans l'hypothèse où le bruit 1/f dépend

de ces quantités, il est possible que l'état de la surface affecte le bruit de manière indirecte. Ce constat a été formulé suite à un bon nombre d'expériences sur les films fins de Bismuth [87] et sur les transistors MOS [88]. Ainsi, ces différents points tendent à renforcer la théorie de Hooge vis-à-vis de celle de McWhorter. Toutefois, les cas abordés ci haut concernent pour la plupart des études menées sur des films métalliques et sur des transistors. Le cas de la photodiode n'a pas été abordé. Rappelons que cette structure de détection, est la structure de détection élémentaire des matrices IR dont nous cherchons à gérer l'opérabilité et par voie de conséquence les sources de bruit $1/f$. La partie suivante aborde l'état de l'art des différentes tendances de bruit observées dans les structures de photodiodes CdHgTe à jonction p-n.

3. Tendances observées dans la littérature des photodiodes IR

Malgré l'intérêt suscité, et en dépit des efforts déployés à l'analyse et à la compréhension du bruit $1/f$ diverses hypothèses et paradoxes rodent autour de son origine dans les photodiodes. Un des premiers articles à avoir abordé le bruit $1/f$ dans les photo-détecteurs à jonction p-n est l'article de van der Ziel en 1979 [89]. Ce dernier attribuait le bruit $1/f$ aux fluctuations de la vitesse de recombinaison en surface. Ici, la vitesse de recombinaison en surface est supposée être modulée par le caractère fluctuant du piégeage-dépiégeage des porteurs libres dans la couche adjacente à l'interface. Cette interprétation est comme nous pouvons le remarquer basée sur le modèle de McWhorter. En 1980, Kleinpenning [58] contrait cette interprétation par une étude de bruit approfondie sur différents types de diodes p-n en se basant sur le modèle de fluctuation de mobilité et en adaptant le formalisme de Hooge aux photodiodes. En 2010, Norton avait expliqué dans un de ses travaux (non publié) qu'un écoulement turbulent peut expérimentalement expliquer le comportement du bruit $1/f$ observé dans les appareils électroniques.

Historiquement, le transport de charges dans les matériaux semi-conducteurs a toujours été décrit par des équations linéaires de drift et de diffusion qui ne faisaient pas apparaître un quelconque terme modélisant la turbulence. Toutefois, les équations de Navier-Stokes ont été récemment adaptées au transport de flux de porteurs de charge [90,91]. Ces équations font intervenir un terme modélisant les turbulences pour certaines valeurs critiques prises par le nombre de Reynolds. Pour un flux uniforme de porteurs, le nombre de Reynolds est de l'ordre de quelques 10^3 . Pour des petits flux de porteurs s'écoulant le long d'un réservoir ou

le long d'un contact diode dans notre configuration, ce nombre pourrait être un à deux ordres de grandeurs plus faible.

L'utilisation des équations de Navier-Stokes pour simuler le transport des porteurs de charge a permis de mettre en évidence l'existence de turbulences. Toutefois, aucun lien n'a été établi auparavant entre ces turbulences et le bruit $1/f$. Les équations de Navier-Stokes ont une formulation mathématique assez complexe. Toutefois, le phénomène de turbulence issue de ces équations a été introduit à travers une formulation simple qui se manifeste par le nombre de Reynolds qui est donné dans le cas d'un canal rectangulaire par :

$$R_e = \frac{\rho V D_H}{\mu} = \frac{V D_H}{\nu} = \frac{4Q}{p \nu} \quad (74)$$

où ρ est la densité du fluide ou du gaz, V est la vitesse moyenne du fluide/gaz, D_H est le diamètre hydraulique ($D_H=4.A/p$), p est le périmètre "mouillé", μ est la viscosité dynamique, ν est la viscosité cinématique ($\nu=\mu/p$), $Q=V.A$ est le débit volumétrique, et A est l'aire de la section à travers laquelle est véhiculé le débit ou le flux. Notons que cette équation est sujette à de légères modifications dans le cas où le flux est véhiculé dans des canaux dont la géométrie nécessite de prendre en considération les conditions limites. Notons aussi à travers cette équation que le nombre de Reynolds est inversement proportionnel à la mobilité des porteurs de charge ce qui rapprocherait le modèle de bruit développé au modèle de Hooge.

La question à se poser à ce stade est de savoir si la turbulence de l'écoulement donne un spectre de puissance avec une dépendance en $1/f^n$. Le spectre de puissance du courant électrique, n'a pas encore été calculé à notre connaissance pour les applications de l'équation de Navier-Stokes de transport électronique. A cet effet, nous passons en revue ce qui a été couvert par la théorie et l'expérience dans le domaine de la dynamique des fluides concernant le spectre de puissance d'un écoulement turbulent.

Plusieurs travaux ont discuté la dépendance en $1/f$ des turbulences observées dans les milieux fluides [92,93,94]. La référence [92] met en évidence une dépendance en $1/f^{5/3}$ du spectre d'énergie, unidimensionnel et longitudinal, de turbulences caractérisées par un nombre de Reynolds élevé. Les turbulences associées à un bruit de moteur à réaction reportées par la référence [93] ont révélé une dépendance du spectre de puissance en $1/f^n$. Toutefois, ces données devraient être examinées avec prudence, car le moteur était en

environnement « silencieux » en vue d'atténuer les plus hautes fréquences. Néanmoins cela suggèrerait que le spectre de puissance de la turbulence diminue rapidement avec l'augmentation de la fréquence du bruit du moteur à réaction. Dans un tout autre domaine, la densité spectrale d'électrons dans le milieu cosmique [94] présente une dépendance en $1/f^{1/3}$.

Deux types distincts de bruit $1/f$ ont été mis en évidence. Un bruit $1/f$ de faible amplitude émanant de la diffusion des porteurs de charges et des photo-courants, et un autre type de bruit $1/f$ d'amplitude plus élevée, dont l'origine est attribuée aux pièges localisés dans la zone de déplétion. La différence entre ces deux types de bruit proviendrait selon Norton de la géométrie du courant circulant à travers les dispositifs dans chaque cas. La diffusion des photo-porteurs accélérés vers le côté p^+ de la jonction par le champ de la zone de charge et d'espace induit, comme illustré sur la Figure 80, à la formation de tourbillons suite à leur décélération rapide. Ces tourbillons génèrent des quantités modestes de bruit $1/f$ jusqu'à l'établissement d'un équilibre entre les charges incidentes et les réservoirs de trous dans la région p^+ . Soulignons toutefois que l'écoulement du courant doit être uniforme en vue de rendre cette situation comparable à celle de l'écoulement d'un fluide dans un canal uniforme.

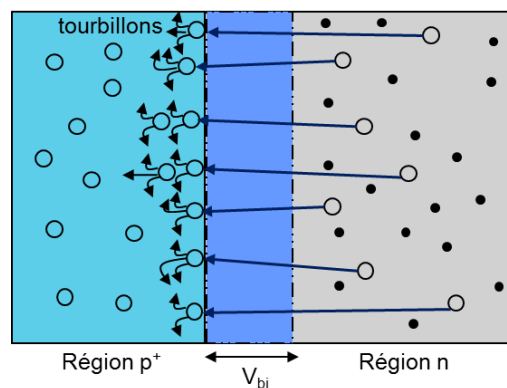


Figure 80 : génération uniforme des photo-porteurs dans la région n d'une photodiode non polarisée et leur diffusion vers la région p^+ suite à leur accélération. Les tourbillons sont créés suite à la décélération rapide des photo-porteurs incidents.

Nous allons passer en revue dans cette section les différentes tendances observées dans la littérature avant de détailler les principaux modèles utilisés pour décrire le bruit $1/f$ dans la photodiode IR.

3.1 Différences entre gammes spectrales

Plusieurs groupes [95], [96], [97], [98], [99] ont mené des campagnes approfondies de mesures de bruit dans différentes configurations géométriques de photodiodes CdHgTe (Figure 81) et dans différentes gammes spectrales allant du moyen (MWIR) au lointain infrarouge (LWIR) (~ 3 à ~ 12 μm).

Trois grandes catégories de configuration de photodiodes ont fait l'objet de larges études de bruit par différents pionniers du domaine. La première catégorie représentée sur la Figure 81 (a) est obtenue par le dopage local du matériau par implantation ionique. Les espèces dopantes, introduites dans le matériau suite à un bombardement ionique forment un caisson dopé différemment du reste du semi-conducteur. Le masquage d'une partie du matériau implanté par une résine photosensible permet la localisation de la photodiode. La structure ainsi obtenue est dite planaire étant donné que sa surface supérieure reste plane, à la différence de la structure représentée sur la Figure 81 (b). La croissance de cette dernière est réalisée en introduisant une variation contrôlée de la densité d'espèces dopantes lors de la croissance épitaxiale. Une étape de gravure localisée et plus ou moins profonde de la jonction permet la réticulation des photodiodes. On parle alors de structure mesa (table en espagnol) étant donné la géométrie résultante. Dans les deux configurations, une étape de passivation est généralement indispensable en vue de limiter la génération des porteurs noirs et les recombinaisons des photo-porteurs à l'interface. La troisième configuration de photodiode est illustrée sur la Figure 81 (c). Cette structure exotique et spécifique au CdHgTe est dite structure à haute densité d'intégration verticale ou encore structure loophole. Le processus de fabrication consiste dans cette structure à venir coller la couche active de CdHgTe sur le circuit de Silicium à l'aide d'une colle époxy. L'ensemble est ensuite manipulé à la manière d'un circuit monolithique. Une étape d'amincissement de la couche absorbante est en premier lieu entreprise en vue d'obtenir une épaisseur optimum pour le fonctionnement de la structure de détection. Une bonne passivation de cette interface est donc indispensable. L'étape la plus critique consiste ensuite en la gravure profonde de vias à travers le CdHgTe et la colle époxy, jusqu'à atteindre la connectique du ROIC. L'ultime étape consiste à remplir les vias de métal en vue de créer les contacts diodes. Cette structure exotique a pour principal avantage la réalisation simultanée des jonctions et des interconnexions.

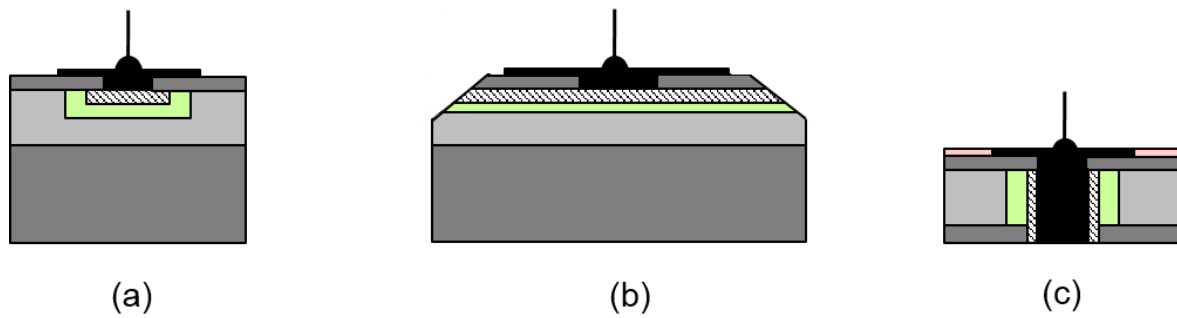


Figure 81 : Représentation schématique d'une (a) structure planaire, (b) structure mesa, (c) structure HDVIP.

La partie qui suit expose les différentes tendances de bruit observées dans la littérature dans les configurations de photodiodes décrites ci-dessus en fonction de la gamme spectrale étudiée et en fonction des différents paramètres technologiques et géométriques.

3.1.1 Cas du MWIR

Le bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe dans la gamme MWIR a longtemps suscité l'intérêt de plusieurs groupes [95], [96], [97]. Radford [95] a mesuré le bruit $1/f$ dans des photodiodes n/p en fonction de la température, de la surface de la jonction, et de la tension de la diode en vue d'identifier les mécanismes de bruit dominants. Deux types de composants ont fait l'objet d'une étude de bruit détaillée : des composants à implantation ionique et des composants à double couche épitaxiale. Pour les deux dispositifs la densité spectrale de puissance de bruit $1/f$ était proportionnelle à la surface de la jonction. Bajaj [96] a mesuré le bruit $1/f$ dans des photodiodes n+/p à implantation ionique ayant différentes géométries. Ces photodiodes ont été examinées afin de déterminer les contributions du volume et de la surface en termes de bruit pour des températures allant de 77 à 250 K. Deux types de diodes ont été étudiés : des diodes mesa non passivées et des diodes planaire passivées (CdTe). À des températures élevées, l'étude de bruit a montré pour les deux types de diodes, une densité spectrale de puissance de bruit proportionnelle à la surface et un courant d'obscurité proportionnel au périmètre. Dans les diodes n/p à implantation ionique caractérisées par Chung [97], la puissance de bruit s'est avéré être inversement proportionnelle au périmètre et semblait avoir comme origine la surface de la zone de déplétion.

3.1.2 Cas du LWIR

Dans la gamme LWIR, le bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe a tout aussi bien suscité l'intérêt de plusieurs groupes [98], [99]. Nemirovsky [98] a mesuré le bruit $1/f$ dans des photodiodes n/p en fonction de la tension de la diode, de la tension de polarisation de la grille, et enfin des courants de fuite. Il a constaté que les densités de bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe semblaient plutôt être liées au volume. Bae [99] a constaté que les centres de recombinaisons (pièges) pouvaient être responsables du bruit $1/f$ dans les photodiodes testées.

Les hypothèses formulées ci-dessus concernant l'origine du bruit $1/f$ dans les deux gammes spectrales MWIR et LWIR correspondent à des diodes relativement anciennes dont les performances étaient limitées par le phénomène de génération-recombinaison dans la zone de déplétion et dans lesquelles le bruit $1/f$ posait encore problème à basse température. Les valeurs de courant d'obscurité et de bruit observées à cette époque étaient nettement supérieures à celle obtenues aujourd'hui.

Depuis ce temps, des diodes hautes performances avec des performances de bruit limitées à basse température par le bruit de grenaille sont systématiquement obtenues par la plupart des acteurs travaillant à basse température quel que soit la configuration de photodiode adoptée (Figure 81). Des photodiodes verticalement intégrées (VIP) et des photodiodes à haute densité d'intégration verticale (HDVIP) (Figure 81 (c)) ayant des qualités de passivation élevées ont été minutieusement étudiées par Kinch [100], [101]. Celui-ci a trouvé que la puissance de bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe MWIR était proportionnelle à la surface de la jonction et que son origine pouvait être attribuée de façon cohérente à la surface de la photodiode due aux fluctuations de charges dans la couche de passivation. La généralisation de ce résultat à d'autres dispositifs et la présence d'autres contributions de bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe suscite encore le débat au sein de la communauté scientifique.

Le tableau suivant résume les différentes corrélations de bruit dans les différentes structures abordées ci haut.

Référence	Structure	Gamme spectrale	Dopage	Corrélation
Radford (1985) [46]	- Structure à implantation ionique	MWIR	extrinsèque	$S_1 \propto P^2$
	- Structure à double couche épitaxiale			
Bajaj (1985) [47]	- Diodes mesa non passivées	MWIR	extrinsèque	$S_1 \propto A$
	- Diodes planaires passivées			$I_{obs} \propto P$
Chung (1985) [48]	- Structure à implantation ionique	MWIR	extrinsèque	$S_1 \propto P$
Nemirovsky (1990) [49]	- Structure à implantation ionique	LWIR	extrinsèque	Le bruit 1/f semble être lié au volume
Bae (2000) [50]	- Structures à implantation ionique	LWIR	extrinsèque	Le bruit 1/f semble avoir pour origine les centres de recombinaisons
Kinch (2005) [52]	- Structures loophole	MWIR	extrinsèque	$S_1 \propto A$

Tableau 2 : Mise en évidence des différentes corrélations de bruit observées dans la littérature.

Ainsi comme nous avons pu le voir dans cette partie, différentes technologies, différents matériaux et différentes structures de photodiodes conduisent à des comportements de bruit différents.

3.2 Modélisation du bruit 1/f dans la photodiode IR

Les toutes premières études de bruit menées sur des photodiodes CdHgTe ont été entreprises par Tobin [102]. Celui-ci qui avait trouvé que le courant d'obscurité dans ces diodes planaires à implantation ionique était limité par les courants de surface pour des températures inférieures à 180 K et par la diffusion à de plus haute températures. Dans cette étude clairement inspirée par le modèle de McWhorter, la densité spectrale de puissance de bruit est donnée par :

$$S_I(V, T, f) = \frac{\alpha_T^2}{f} I_S^2 \quad (75)$$

où I_S est le courant de génération à la surface de la zone de déplétion et α_T une constante égale à 10^{-3} . Le bruit $1/f$ aurait donc pour origine la modulation du courant de génération en surface qui serait induite par la fluctuation du potentiel en surface comme l'avait suggéré Hsu [82] pour expliquer le bruit $1/f$ observé dans les diodes silicium à grilles. Dans la continuité du modèle de fluctuation du nombre de porteurs en surface, Kinch [100] avait proposé une adaptation du modèle de McWhorter aux photodiodes CdHgTe. Celui-ci discutait dans son adaptation, l'applicabilité de la théorie de McWhorter sur le courant de diffusion généré thermiquement et sur le courant de déplétion dans le volume actif de la diode dans des conditions de non-équilibre et sous polarisation inverse. Dans le modèle de Kinch adapté à la photodiode, la densité spectrale de puissance de bruit dans une photodiode n/p est donnée par [100] :

$$S_I = \frac{J_V^2}{N^2} \times \frac{N_T A}{f} \quad (1)$$

où J_V est la densité de courant d'obscurité par unité de volume dans la zone d'absorption, N est la concentration des porteurs majoritaires dans cette même zone, A est l'aire de la surface effective et N_T est la densité des pièges localisés entre le matériau absorbant et la passivation.

L'adaptation de la théorie de Hooge aux photodiodes a été comme nous l'avons spécifiée au début de cette section initiée par Kleinpenning [58]. Ce dernier, a développé un ensemble d'expressions théoriques basées sur la relation empirique de Hooge pour différents types de diodes p-n et dans une gamme de température couvrant les deux régimes de diffusion et de génération-recombinaison. Ce modèle suppose que la densité de puissance de bruit $1/f$ est proportionnelle au courant pour les diodes limitées par le régime de diffusion et par le régime de génération-recombinaison. La densité spectrale de puissance de bruit pour les diodes épaisses testées, limitées par la diffusion, est donnée selon le formalisme de Hooge par :

$$S_I(f) = \frac{\alpha_H}{4f} I \quad (76)$$

Comme nous avons pu le voir dans l'ensemble de cette section, les différents matériaux, les différentes configurations de photodiodes, les différents types de dopages, les différentes géométries, les différentes épaisseurs d'épitaxie, les différentes méthodes de croissance et les différentes gammes spectrales conduisent à des comportements de bruit différents et conduisent donc à des modélisations de bruit différentes. Ce constat nous a poussé pendant ce travail de thèse à mener une importante campagne de mesure comprenant plus de mille mesure de bruit en cherchant à corrélérer l'ensemble de ces paramètres avec le bruit de courant, i_n , observé dans nos structures planaires. Les tendances de bruit observées dans les différentes structures de photodiodes auront pour principal objectif de restreindre le champ de recherche, d'isoler les mécanismes de bruit $1/f$ et de déterminer le ou les paramètres clés devant être pris en considération lors du design des structures de détection haute température.

4. Méthodologie d'investigation adoptée

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une étude approfondie du bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe dans différentes configurations géométriques, différentes gammes spectrales (MWIR et LWIR), différentes concentrations de dopage, différents types de dopage (intrinsèque ou extrinsèque), différentes épaisseurs d'épitaxie (fine et épaisse) et différentes méthodes de croissance (EPL et EJM). La méthodologie adoptée dans ce travail de thèse a pour principale finalité l'isolation des différents mécanismes mis en jeu dans le bruit $1/f$ à travers les différentes corrélations observées dans nos structures. La compréhension de ces différents mécanismes ainsi que la détermination des paramètres technologiques ou géométriques impliqués permettra le développement rapide de dispositifs faible bruit pour des fonctionnements à haute température.

Toutes les structures de détection reportées dans ce manuscrit sont des dispositifs éclairés par la face arrière comme illustré sur la Figure 82 pour les deux structures de photodiodes n/p et p/n caractérisées dans ce mémoire.

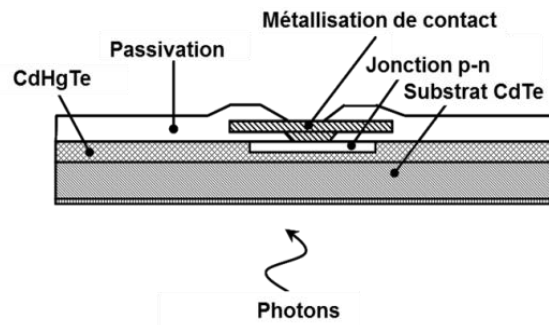


Figure 82 : Représentation schématique d'une photodiode à jonction p-n éclairée par la face arrière.

4.1 Différentes géométries et différentes bandes spectrales

En vue d'investiguer la corrélation du bruit $1/f$ avec la surface et/ou le périmètre des photodiodes testées, nous avons essentiellement dans ce travail caractérisé des diodes ayant différentes largeurs et différentes formes d'implantations dans les deux gammes spectrales MWIR et LWIR (Figure 83). Ces tailles d'implantations vont de $0\ \mu\text{m}$ à $135.4\ \mu\text{m}$ comme nous pouvons le voir sur la Figure 83. Notons à travers le masque représenté sur la Figure 83 (a) que :

- Chaque bloc englobe une variante dont la largeur d'implantation est nulle constituant une diode contact dans le cas d'une configuration n/p et un contact n dans le cas d'une configuration p/n.
- Il existe une variante dans le dépassement métal/implantation: 3 blocs présentent un dépassement de $15\ \mu\text{m}$, alors que les 3 autres blocs présentent un dépassement nettement plus faible ($1.5\ \mu\text{m}$).
- La distance minimum entre les implantations est maintenue constante ($40\ \mu\text{m}$) sur les 6 blocs.

L'influence de la forme d'implantation sur l'évolution du bruit $1/f$ ne concerne que la configuration p/n. Rappelons que les importantes longueurs de diffusion atteintes dans la configuration p/n permettent de se placer dans l'hypothèse couche fine et permettent de fixer la surface de diffusion latérale suspectée pour avoir une influence sur le bruit. Le

masque utilisé à la conception de ces structures est représenté sur la Figure 83 (b). Notons à travers ce masque que :

- Nous sommes passés à des métallisations et implantations rondes sur les 2/3 de la puce de test. L'espace entre les deux implantations est de $8\mu\text{m}$.
- A droite la métallisation est plus petite que l'implantation de $2\mu\text{m}$ par côté, sauf pour la plus petite implantation pour laquelle la métallisation est plus petite de $1\mu\text{m}$ seulement.
- Un anneau de confinement polarisable d'une largeur de $15\mu\text{m}$ est rajouté à gauche autour de l'implantation de la diode. Cet anneau est en fait une jonction implantée sous la forme d'une couronne autour de la diode. Elle permet le confinement de la surface de cette dernière à une valeur fixe indépendante des propriétés du matériau.

L'ensemble des structures étudiées ont été aussi caractérisées en mode confiné.

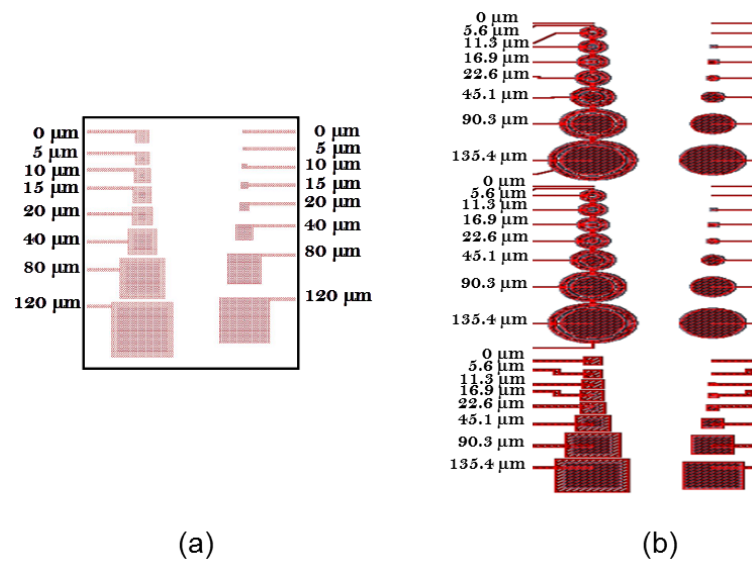


Figure 83 : (a) Représentation schématique d'un bloc de pixel issu du masque utilisé pour la conception des diodes de tailles variables, (b) Représentation schématique du masque utilisé pour la conception des diodes de formes variables.

4.2 Différentes variantes technologiques

Ce travail de thèse englobe une minutieuse étude paramétrique du bruit $1/f$ dans des deux types de configuration n/p et p/n . L'étude paramétrique technologique menée dans le cas de la configuration n/p a porté sur la variation de l'épaisseur de l'épitaxie, la variation de la méthode de croissance (EJM et EPL) et la variation de la concentration de dopage. Celle

menée dans le cas de la configuration p/n a porté sur la variation du nombre de contact diodes (CTD) (Figure 84) et sur l'étude de l'apport de la technologie double ouverture de gap (DOG) en termes de bruit par rapport à la technologie standard. Les deux structures standard et DOG sont représentées sur la Figure 85.

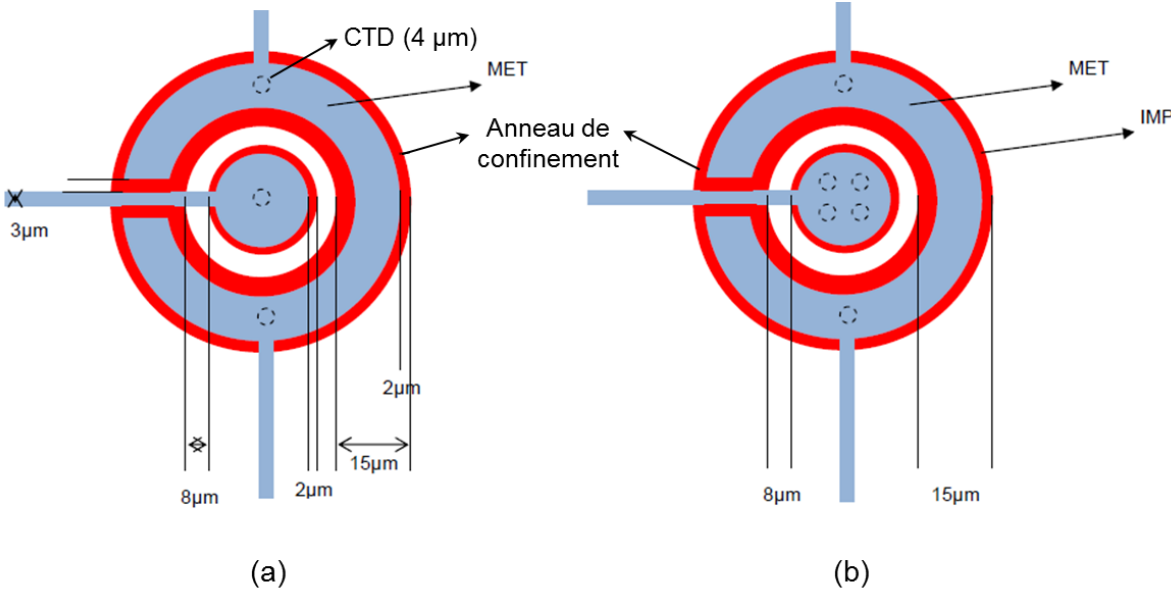


Figure 84 : Représentation schématique des deux types de variantes : (a) mono CTD, (b) multi CTD.

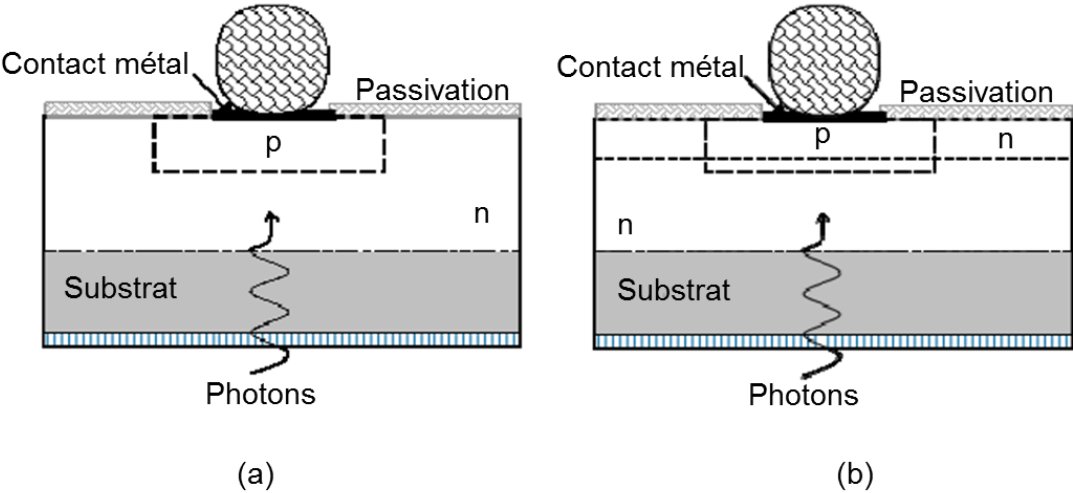


Figure 85 : Représentation schématique des deux types de technologie p/n : (a) EPL standard, (b) EPL DOG.

5. Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différents types de bruits électroniques et nous nous sommes intéressés plus particulièrement au bruit $1/f$ et aux différents modèles et tendances observées dans la littérature. Nous avons vu que la fluctuation de la conductivité à l'origine du bruit $1/f$ faisait l'unanimité dans la communauté scientifique. Toutefois, le fait qu'elle pourrait être induite par une fluctuation du nombre de porteur de charge ou par une fluctuation de leur mobilité divise la communauté scientifique en deux camps : Les partisans de la théorie de Hooge et les partisans de la théorie de McWhorter. Divers arguments ont été mis en avant en faveur de ces différentes hypothèses et des mises en évidence expérimentales ont été réalisées montrant ainsi que ces hypothèses sont congrues en fonction du matériau étudié. Dans le cas du CdHgTe nous avons exposé les différentes corrélations de bruit observées dans la littérature avec le courant, avec la surface, avec le périmètre synthétisée dans le Tableau 1. Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes modélisations de bruit adaptées au cas de la photodiode et basées sur les théories de Hooge et de McWhorter. Les différents comportements de bruit observés par les différentes structures caractérisées en littérature nous ont poussés à mener une grande campagne d'étude paramétrique de bruit. L'ensemble des variantes de cette étude est résumé dans le tableau suivant :

Configuration	Type de dopage	Type de technologie	Gamme spectrale	Variantes
n/p	Intrinsèque (lacunes de mercure)	Technologie standard	- MWIR	- Géométrie Concentration de dopage
			- LWIR	- Géométrie Epaisseur d'épitaxie Méthode De croissance
p/n	extrinsèque	Technologie standard	- MWIR LWIR	- Géométrie Nombre de contact diode
		Technologie DOG	- MWIR LWIR	- Géométrie Nombre de contact diode

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des différentes variantes ayant fait l'objet de caractérisations de bruit dans le chapitre 5.

La mise en avant de notre méthodologie d'investigation va servir de point de liaison au chapitre suivant qui traite l'approche expérimentale employée pour la quantification du bruit sur les différentes technologies de détecteurs. Cette approche a pour but de dégager certaines tendances du bruit en fonction de la température dans les différentes technologies étudiées en vue de déterminer l'origine du bruit $1/f$ et d'optimiser par la suite la géométrie des structures de détection.

Chapitre 5

Mesures du bruit dans les diodes CdHgTe en fonction de la température et de la géométrie

Les différentes variantes géométriques et technologiques détaillées dans le chapitre précédent ont été caractérisées en termes de bruit. Ces mesures de bruit ont pour but de mettre en évidence des éventuelles corrélations du bruit $1/f$ avec la ou les variantes testées. La philosophie de cette démarche est de réaliser des mesures de bruit systématiques sur un grand nombre de variantes de photodiodes, en conservant les mêmes conditions expérimentales de test. La logique est ici d'observer la variation du bruit lors de l'augmentation du courant avec la température du détecteur et la surface des diodes testées. Dans ce cadre, les deux polarités de photodiodes ont été testées, (n^+/p par lacune mercure, p^+/n extrinsèque) permettant d'investiguer l'effet de la nature du dopant de la couche absorbante sur les propriétés en bruit. Dans le cas de la technologie intrinsèque n/p , deux différents niveaux de dopage P (quelques $10^{16}/\text{cm}^{-3}$, et quelques $10^{15}/\text{cm}^{-3}$) ont été investigués. Deux bandes spectrales ont également été investiguées (MWIR et LWIR), permettant d'étudier l'effet de la variation du gap. De plus, plusieurs géométries de diodes ont été examinées (diodes seules, carrées ou rondes, ou encore diodes entourées de diodes de confinement pour reproduire l'environnement matriciel d'un plan focal). Enfin, des photodiodes p/n avec des variantes de passivations ont également été testées.

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps détailler la méthode de mesure expérimentale, depuis la cryogénie utilisée jusqu'au traitement des mesures de bruit sur l'ensemble des photodiodes. La seconde partie de ce chapitre présentera en détails les mesures effectuées dans les différentes configurations. Enfin, la dernière partie sera consacrée à une discussion des résultats avec quelques propositions d'interprétations lorsque cela a été possible.

1. Montage expérimental

Dans ce travail de thèse nous nous sommes intéressés à la caractérisation de photodiodes fonctionnant dans une gamme de température allant de 77 K à 300 K. Pour balayer ces gammes de températures nous avons utilisé un cryostat de très grande autonomie (TGRAU). Ce cryostat était d'un nouveau type au laboratoire et a requis un travail de validation (autonomie, fiabilité...) et de mise en place. Sa structure éclatée est présentée sur la Figure 86. La source de froid est un réservoir de 1.6 litre d'azote liquide en contact avec une colonne froide creuse. Le fond de la colonne froide est en contact avec la table froide où sont successivement positionnés les différents détecteurs testés. Ce doigt froid est muni d'un petit chauffage et d'un thermomètre permettant de faire varier la température du plan froid au-dessus de 77 K. La résistance thermique de la colonne froide est gérée par une vis mobile au centre de la colonne creuse, accessible depuis l'extérieur du cryostat. Ce montage permet des mesures à température variable en utilisant de l'azote liquide comme refroidisseur tout en garantissant une autonomie supérieure à 10 heures pour des températures de fonctionnement allant de 80 K à 250 K.

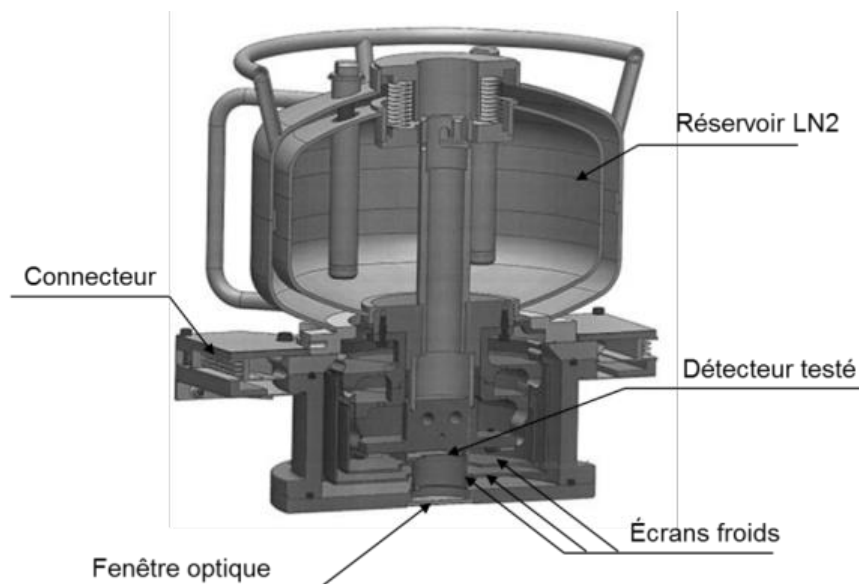


Figure 86 : Vue éclatée du cryostat utilisé.

Les photodiodes mesurées ont été hybridées sur réseaux d'interconnexion silicium. Cette hybridation consiste en la soudure simultanée par billes d'indium du circuit de détection CMT sur le réseau d'interconnexion silicium par la méthode dite du « flip chip » où les photodiodes sont éclairées à travers leur substrat CZT transparent. Ce circuit silicium permet d'épanouir la connectique des différentes diodes testées par le biais de pistes métalliques. Cet empilement hybride est ensuite collé et bondé par fils d'or sur une céramique permettant un second épanouissement des pistes. Cette céramique est ensuite vissée sur la table froide d'un cryostat à température variable. Les pistes sont bondées sur une limande permettant de sortir les signaux du cryostat sur un connecteur 96 broches.

La Figure 87 représente une vue en coupe d'un écran froid entourant le dispositif. Dans notre montage, un diaphragme avec des diamètres variables peut être fixé sur le doigt froid et est placé au voisinage de la surface sensible. Ces diaphragmes ont pour principal objectif la maîtrise du flux de photons sur le détecteur. Notons aussi que ces diaphragmes sont refroidis en même temps que le doigt froid pour minimiser leur rayonnement propre. La fenêtre d'entrée du cryostat, transparente au rayonnement IR, est choisie selon sa transmission dans la gamme spectrale visée.

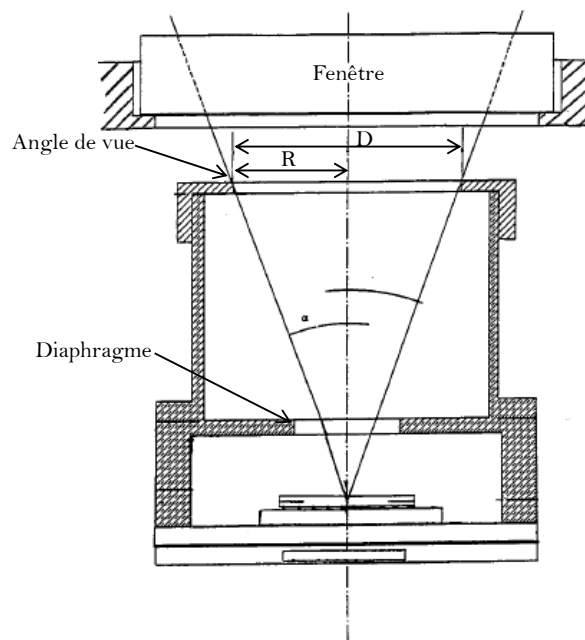


Figure 87 : Vue en coupe d'un écran froid entourant le dispositif.

L'ensemble des dispositifs a été caractérisé à angle de vue nul (écran fermé) et à angle de vue 30° (angle au sommet). Le premier angle de vue permet d'estimer le courant d'obscurité de la structure caractérisée. Les mesures à angle de vue 30° permettent d'extraire le courant photonique de la diode à des température où celui-ci n'est pas encore dominé par le courant d'obscurité. Notons tout de même qu'à haute température, le courant noir mesuré devient très élevé de sorte que ce courant devient franchement dominant sur le courant photonique, quelque soit le scénario d'éclairement. A ces hautes températures de fonctionnement, les diodes sont généralement dominées par le courant d'obscurité. Notons aussi que l'utilisation d'une source laser (source ASE) très intense ou encore d'un corps noir très chaud en vue d'augmenter le courant photonique a été écartée étant donné que la contribution en bruit de ces deux sources reste douteuse.

Les puces caractérisées comprennent au maximum 88 photodiodes réparties sur les 96 broches du cryostat. Parmi les broches testées, une seule est en circuit ouvert. Cette broche permet l'estimation du bruit de la chaîne de mesure. Ce bruit sera ensuite soustrait quadratiquement au bruit mesuré sur les autres broches permettant ainsi l'estimation du bruit propre de chaque photodiode. Notons aussi que pour les mesures de bruit en configuration confinée, les photodiodes formant l'anneau de confinement sont polarisées à la polarisation correspondant au maximum de la résistance dynamique.

La connexion électrique des photodiodes se fait par l'intermédiaire d'un multiplexeur mécanique. Celui-ci est composé d'un moteur à courant continu sur lequel est fixée une vis sans fin. Ce moteur permet la translation d'un boîtier comportant un piston qui sert à sélectionner des pistes connectées individuellement avec les diodes testées. Ce type de multiplexeur mécanique présente l'avantage de ne générer aucun bruit sur les mesures effectuées.

Le banc de mesures est ensuite composé de différents instruments : un sourcemètre pour la mesure des caractéristiques $I(V)$, une alimentation pour la polarisation éventuelle de diodes voisines aux diodes testées, un amplificateur trans-impédance dont le gain varie entre 10^3 et 10^{10} V/A, d'un corps noir, d'un analyseur de spectre pour le calcul des spectres de bruit et d'une carte d'acquisition. Le fonctionnement de la baie de mesure est en partie automatisé afin de multiplexer la même mesure sur les différentes diodes contenues dans le cryostat.

Chaque mesure en température requiert la régulation du cryostat à la température de mesure souhaitée. Cette régulation est assurée par un régulateur de température de type LakeShore 336, et d'une sonde étalonnée placée à l'intérieur du doigt froid du cryostat. Cette régulation est assurée grâce à une alimentation de 50 Watts et une résistance chauffante étalonnée elle aussi insérée dans le doigt froid du cryostat. L'ensemble cryostat et régulateur sont illustrés sur la Figure 88.



Figure 88 : photographie représentant le cryostat grande autonomie relié au régulateur.

Les mesures sont réalisées une fois la consigne de température atteinte et la température stabilisée. La caractéristique courant-tension est systématiquement mesurée avant d'effectuer une mesure de bruit. L'allure de la caractéristique $I(V)$ illustrée sur la Figure 89 est commune à la plupart des composants à base de photodiodes n/p dopées lacunes de mercure (v_{Hg}). Notons que pour la configuration p/n, la polarité est inversée de sorte que l'inverse de la jonction est obtenu pour des polarisations positives. L'évolution de la résistance dynamique $R(V)$ est également calculée par une dérivation centrée de la caractéristique $I(V)$. Cette mesure a en particulier pour but de déterminer un ensemble de paramètres électriques des diodes mesurées à savoir : le maximum de la résistance différentielle, sa polarisation et son courant associé. Cette polarisation est ensuite utilisée en tant que point de fonctionnement lors de la mesure de bruit. D'autres paramètres sont

également extraits de ces caractéristique $I(V)$: la résistance série de la diode, la résistance différentielle à polarisation nulle, la tension de la diode en circuit ouvert et enfin le courant de court-circuit de la diode. Pour ce type de mesure le sourcemètre Keithley 6430 permet une mesure de courant tout en appliquant une polarisation et inversement.

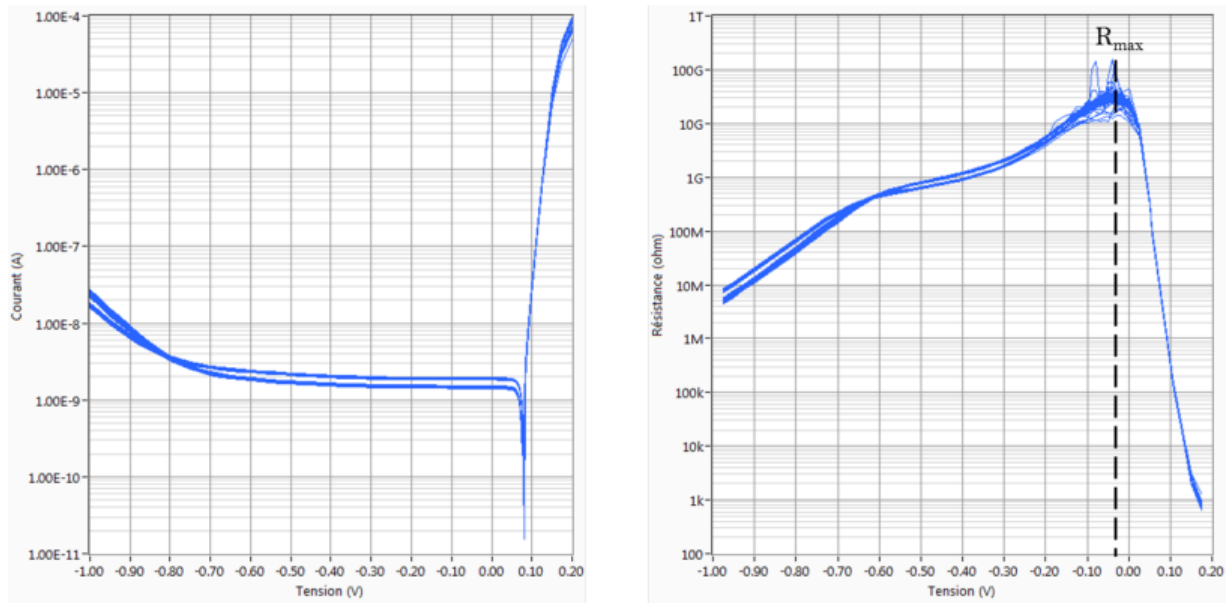


Figure 89 : (a) Caractéristique typique de courant-tension et (b) caractéristique résistance dynamique-tension d'un ensemble de 80 photodiodes n/p CdHgTe détectant dans la gamme MWIR à $T = 90$ K.

Les mesures de bruit sont systématiquement réalisées à la tension correspondant au maximum de la résistance différentielle représentée en trait discontinu sur la Figure 89 (b) et dont l'évolution en fonction de la température est donnée dans la Figure 90. La motivation de ce point de fonctionnement est liée au fait que cette polarisation représente le point de fonctionnement optimal lorsque la diode est couplée à son circuit de lecture dans le plan focal.

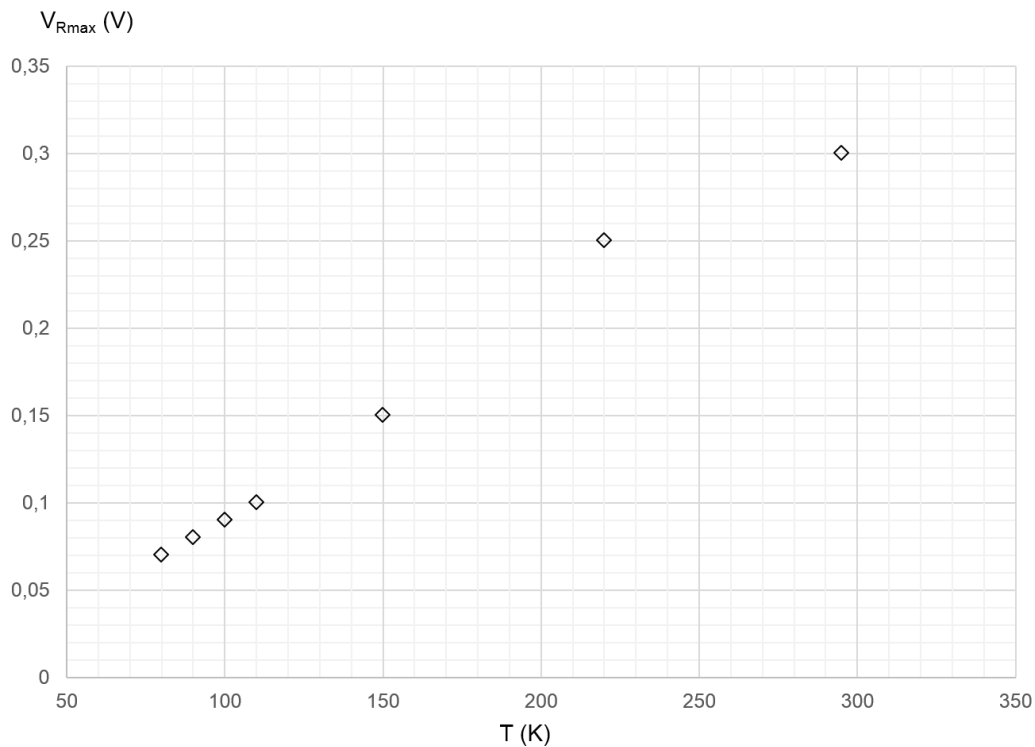


Figure 90 : évolution de la tension correspondant au maximum de la résistance dynamique en fonction de la température.

Les mesures de bruit sont effectuées par l'intermédiaire d'un amplificateur trans-impédance (Keithley 428) suivi d'une carte d'acquisition (NI 6221) ou d'un analyseur de spectre (HP 3561 A). Cet amplificateur permet la polarisation des diodes mesurées ainsi que la conversion courant – tension du signal les traversant. Il permet aussi l'amplification des faibles signaux de bruit qui peuvent être de l'ordre de 10^{-15} A/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Le gain trans-impédance utilisé est choisi de sorte que le signal de sortie reste dans la dynamique du numériseur qui suit (± 5 Volts). Les valeurs de gain typiques sont de 10^9 V/A (pour un courant typique de 1 nA le bruit de chaîne est de $2 \cdot 10^{-14}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$) à 10^6 V/A (pour un courant typique de 1 μA le bruit de chaîne est de $5.6 \cdot 10^{-13}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$).

La carte d'acquisition permet l'acquisition du signal temporel associé à la broche en cours de mesure sur quelques dizaines de secondes. Une FFT est ensuite effectuée sur ce signal par le logiciel d'acquisition pour obtenir la densité spectrale de bruit avec une fréquence d'échantillonnage de 250 kHz. Dans le cas de l'utilisation de l'analyseur de spectre, cette FFT est directement effectuée par ce dernier et ce processus est moyenné huit fois. D'un point de vue pratique, la carte d'acquisition est préférée à ce dernier étant donné qu'elle

permet une acquisition plus rapide des mesures de bruit. Notons toutefois que pour les faibles gains de l'amplificateur ($<10^7$ V/A) il est plus judicieux d'utiliser l'analyseur de spectre. En effet, à ces faibles gains le bruit de la carte d'acquisition prédomine sur celui de l'amplificateur.

Dans la suite du manuscrit, nous utiliserons la notion de bruit systémique $1/f$ pour définir le bruit $1/f$ observé dans des photodiodes seules (non pas en configuration matricielle). Aussi, dans la suite de ce manuscrit la mesure de bruit est généralement exprimée en courant et non en puissance d'où son unité (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$). Rappelons que la relation entre ces deux grandeur est donnée par :

$$S_I(f) = i_n^2(f) \quad (77)$$

On notera également par la suite i_n comme le bruit de courant moyen dans la gamme de fréquence [10-30] Hz, corrigé du bruit de chaîne (noté $i_{n_{chaîne}}(f)$), et exprimé en A/ $\sqrt{\text{Hz}}$:

$$i_n = \sqrt{\langle i_n(f) \rangle^2_{[10;30\text{Hz}]} - \langle i_{n_{chaîne}}(f) \rangle^2_{[10;30\text{Hz}]}} \quad (78)$$

Cette gamme de fréquence permet d'éviter les fréquences parasites du réseau électrique et ses harmoniques (typiquement 50 Hz et ses harmoniques).

Le bruit de la chaîne de mesure est principalement généré par l'amplificateur et par la carte d'acquisition ou l'analyseur de spectre. La densité spectrale de bruit de l'amplificateur est donnée par :

$$i_{n_{amp}} = \sqrt{\frac{4KT_a}{G}} \quad (79)$$

avec G le gain de l'amplificateur exprimé en V/A, et T_a la température ambiante. Le bruit de chaîne total exprimé en A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ est alors donné par :

$$i_{n_{chaîne}} = \sqrt{\left(\frac{i_{n_{num}}}{G}\right)^2 + \frac{4KT_a}{G}} \quad (80)$$

avec $i_{n_{num}}$ le bruit du numériseur (analyseur de spectre ou carte d'acquisition) exprimé en $V/\sqrt{\text{Hz}}$. Les valeurs de bruit typiques de l'analyseur de spectre et de la carte d'acquisition sont respectivement données dans la Figure 91 pour différentes valeurs de gain.

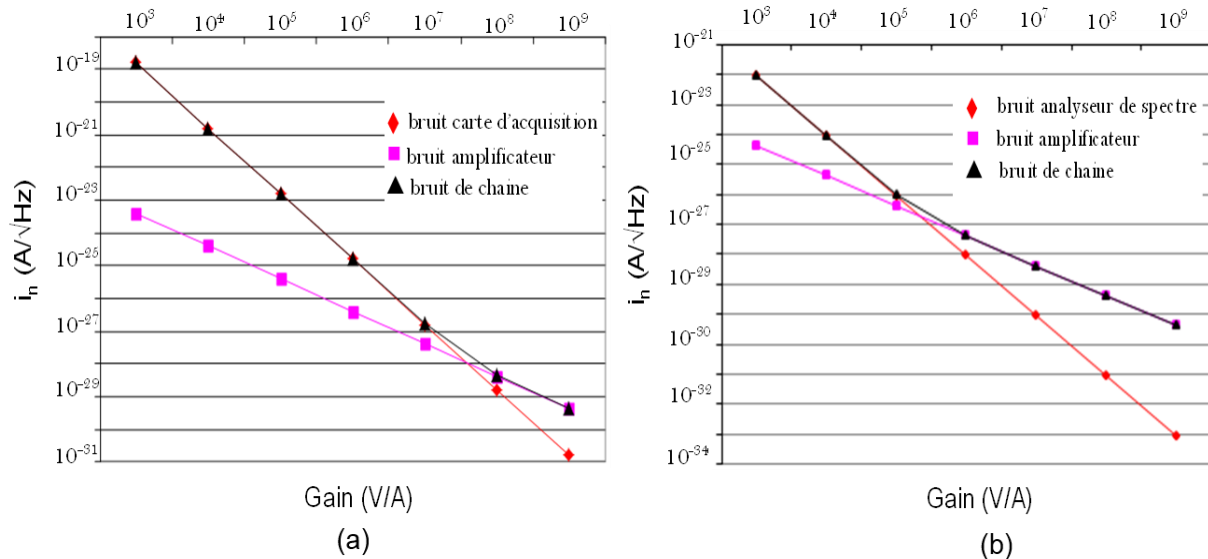


Figure 91 : Comparaison des valeurs de bruit de chaine obtenues avec (a) la carte d'acquisition et (b) l'analyseur de spectre en fonction du gain de l'amplificateur trans-impédance utilisé.

A chaque palier de température, la mesure de 40 à 80 diodes est réalisée de façon automatique. Dans certaines configurations, les surfaces de ces diodes présentent une variation importante, conduisant à des variations de courants également importantes. Le choix d'un gain trans-impédance unique est donc difficile pour optimiser la mesure du bruit de toutes ces diodes. Ainsi, dans certaines configurations les broches correspondant aux forts courants conduiront à une sortie de la dynamique de l'amplificateur ou du numériseur. Dans ce cas, les mesures sont rejetées et n'entrent pas dans l'analyse. A l'opposées, certaines diodes dont le bruit est faible ne sont pas mesurées dans des conditions satisfaisantes car trop proches du bruit de chaine et doivent également être rejetées de la statistique de sortie. Le critère utilisé est le suivant : lorsque le bruit mesuré est inférieur au double du bruit de chaine, la mesure est éliminée. Ainsi, il faut retenir que d'une température à l'autre, le nombre de diodes mesurées peut être différent, suivant les paramètres de mesure.

La température maximale de fonctionnement d'une photodiode IR haute performance est dictée par le courant d'obscurité et par le bruit associé à ce courant et/ou associé au courant photonique. De façon générale, le courant d'obscurité et le bruit associé sont généralement limités par le courant de génération-recombinaison dans la zone de déplétion pour les basses températures. A plus haute température, le courant d'obscurité est généralement limité par le courant de diffusion. La limite entre ces deux régimes dépend du gap et de la quantité du matériau. Néanmoins, pour les températures utilisées dans ce travail de thèse, les photodiodes sont généralement dominées par leur courant de diffusion.

L'exemple illustré dans la Figure 92 montre l'évolution du courant d'obscurité avec l'inverse de la température pour des photodiodes n/p fonctionnant dans la gamme LWIR. Ces photodiodes sont des photodiodes traversantes dans un matériau dont l'épaisseur est voisine de 1 μm . Rappelons que le courant d'obscurité limité par le courant de génération-recombinaison à basse température est proportionnel à n_i . Par contre à haute température celui-ci limité par le courant de diffusion est proportionnel à n_i^2 . Ces deux pentes de courant sont expérimentalement mises en évidence dans l'exemple de la Figure 92. Dans cet exemple, la température de transition T_t entre les deux régimes se situe aux alentours de 130 K.

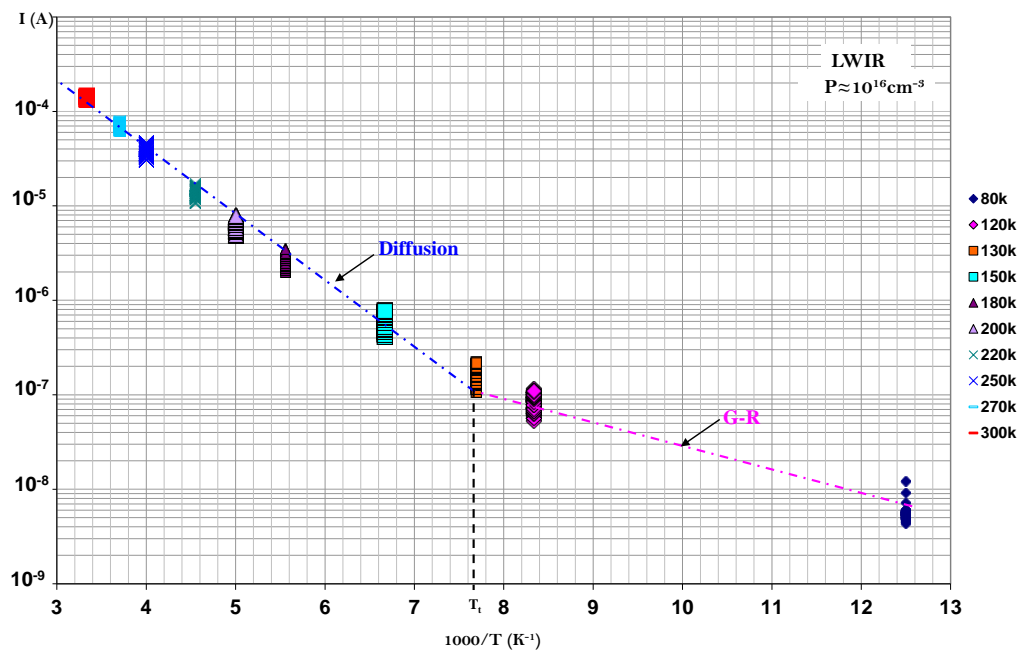


Figure 92 : Exemple représentant l'évolution du courant d'obscurité d'un ensemble de diodes planaires n/p de $5 \mu\text{m}^2$ de surface ($p \approx 10^{16} \text{cm}^{-3}$) détectant dans le LWIR en fonction de $1000/T$. Cet exemple met en évidence la transition G-R diffusion.

2. Variation de la densité de la puissance de bruit avec la fréquence : Bruit 1/f ou 1/f² ?

Un exemple d'évolution thermique de la densité spectrale de bruit en courant est représenté sur la Figure 93 pour 49 diodes n/p fonctionnant dans la gamme MWIR. Cette figure illustre la densité spectrale du bruit de courant sur une échelle logarithmique s'étendant sur la plage de fréquence [1-200] Hz pour les températures 80 K, 270 K et 295 K. Les deux traits pointillés de la Figure 93 représentent les bornes d'intégration (10-30 Hz) du spectre de bruit. Comme nous l'avons expliqué dans la section 1, nous avons choisi de quantifier la densité spectrale de bruit de courant par le bruit moyenné entre 10 et 30 Hz et exprimée en A/√Hz. A 80 K, ce bruit moyen est blanc. A des températures supérieures, l'amplitude du bruit 1/f croît comme nous pouvons le voir sur la Figure 93.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le bruit 1/f est toujours associé à un courant et avec une densité spectrale de bruit de courant inversement proportionnelle à f^{1/2}. Ce paramètre γ est proche d'une valeur $\gamma \approx 1$ dans un régime de bruit 1/f et est égal à zéro en cas d'un bruit blanc. Ces valeurs typiques de γ sont observées expérimentalement comme nous pouvons le voir sur la Figure 94. Cette figure représente une estimation des valeurs de $\gamma/2$ calculées pour les trois températures de la Figure 93. L'estimation de ce paramètre γ est effectuée à partir des densités spectrales $i_n(f)$ de bruit de la Figure 93. Cette estimation consiste à calculer une pente entre 1 et 30Hz :

$$\frac{\hat{\gamma}}{2} = -\frac{d \ln i_n}{d \ln f} = -\frac{\ln(i_n|_{30\text{Hz}}) - \ln(i_n|_{1\text{Hz}})}{\ln(30) - \ln(1)} \quad (81)$$

Chacune de ces valeurs (à 30 et 1Hz) est moyennée sur une bande de 1 Hz.

A basse température, notre estimateur donne des valeurs d'exposants centrées sur 0, cohérentes avec un bruit blanc. A haute température, les exposants estimés $\hat{\gamma}$ sont proches de l'unité correspondant à un régime de bruit 1/f et non pas à une portion de spectre laurentien pour lequel la valeur de γ serait plutôt proche de 2.

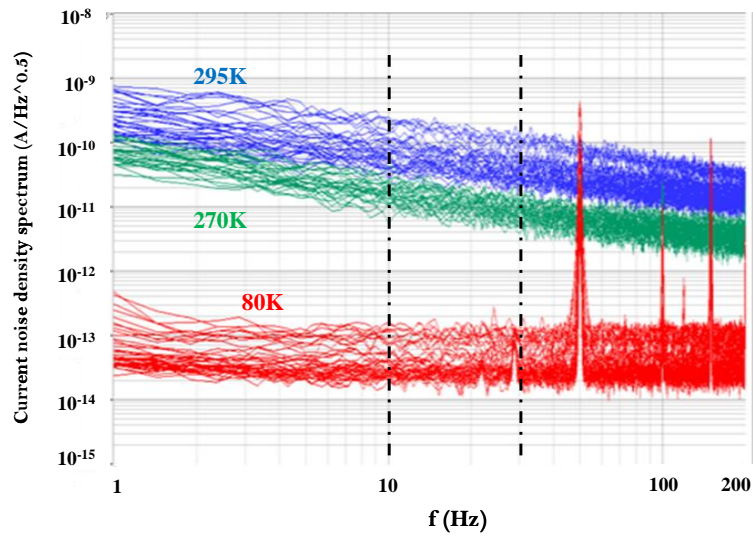


Figure 93 : Densité spectrale de bruit mesurée sur des photodiodes planaires n/p dopées par lacune de mercure au pas de 30 μ m dans la gamme MWIR pour différentes températures de 80 K à 295 K.

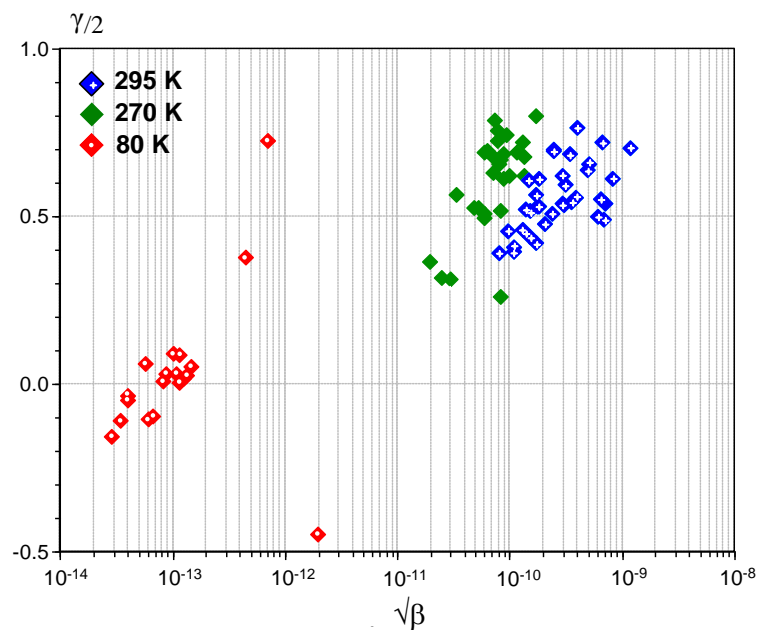


Figure 94 : Valeurs de $\gamma/2$ pour les différentes températures représentées dans la Figure 93.

Rappelons que l'objectif de ce travail de thèse à travers toutes ces mesures de bruit dans les deux configurations n/p et p/n est de mettre en évidence les corrélations de bruit avec les variantes géométriques et technologiques étudiées. Ces corrélations permettront de déterminer les paramètres clés à prendre en considération lors de la conception des dispositifs HOT. Rappelons que la problématique du courant d'obscurité est que ce dernier augmente considérablement à haute température rendant impossible l'exploitation des détecteurs à ces températures de fonctionnement. Rappelons aussi que le facteur de mérite du courant d'obscurité limité par la diffusion à haute température est le rapport $1/N\tau$ (voir chapitre 2 section 1.2.1). De grandes durées de vie de porteurs minoritaires permettent de réduire le courant d'obscurité et permettre ainsi d'augmenter la température de fonctionnement du détecteur. Nous avons vu dans le chapitre 2 que les lacunes de mercure tuent la durée de vie des porteurs minoritaires. En conséquence, les niveaux de courants d'obscurité attendus dans la configuration n/p dont les longueurs de diffusion typiques sont de $5\ \mu\text{m}$ sont plus hauts que ceux attendu dans les structures p/n à dopage extrinsèque et dont les longueurs de diffusion typiques sont de $20\ \mu\text{m}$. La mise en évidence directe de cette différence de niveaux de courant relative à la nature du dopage est représentée sur la Figure 95.

Dans la Figure 95 sont reportées les caractéristiques courant-tension des diodes n/p et p/n à géométries variables dont le comportement en bruit a été analysé ci-haut. Le gain attendu en courant d'obscurité dans la configuration p/n est clairement mis en évidence (un peu moins de deux ordres de grandeur). Remarquons à travers cette figure que les caractéristiques $I(V)$ de la configuration p/n sont plus resserrées que celles des diodes n/p. Ceci est dû au fait que la diffusion latérale est plus faible dans la configuration n/p lacunes de mercure.

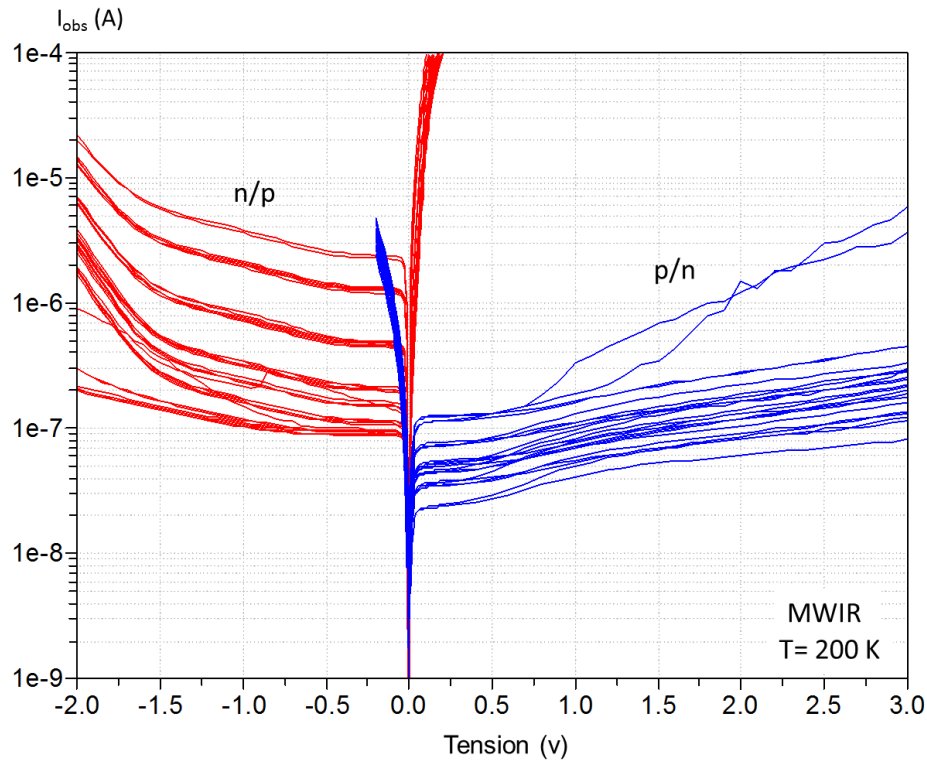


Figure 95 : Caractéristiques courant-tension de diodes MWIR à géométrie variable dans les deux configurations n/p et p/n à T= 200 K.

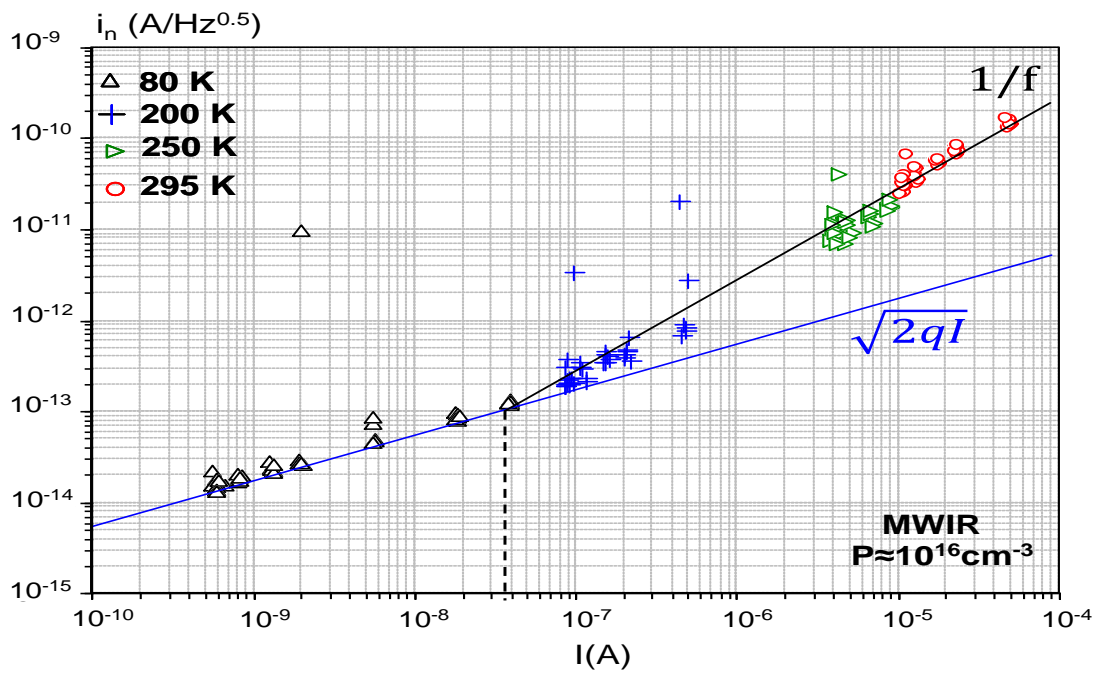
3. Etude du bruit dans les diodes MWIR et LWIR réalisées avec la technologie n/p avec dopage intrinsèque

Dans cette section nous présentons les mesures de bruit réalisées sur des diodes MWIR et LWIR réalisées avec la technologie n/p avec un dopage P intrinsèque (lacunes de mercure). Des mesures de bruit sur les diodes de la gamme MWIR ont porté sur des diodes implantées, de géométries carrées et de tailles variables de 5 μm à 120 μm de côté réalisées dans une épitaxie EPL. Le dopage de la semelle d'absorption p par lacunes de mercure est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . D'autres mesures ont été effectuées sur une mini mosaïque au pas de 30 μm avec une largeur d'implantation constante réalisée sur une épitaxie épaisse et dont le dopage était plus faible (de l'ordre de 10^{15} cm^{-3}).

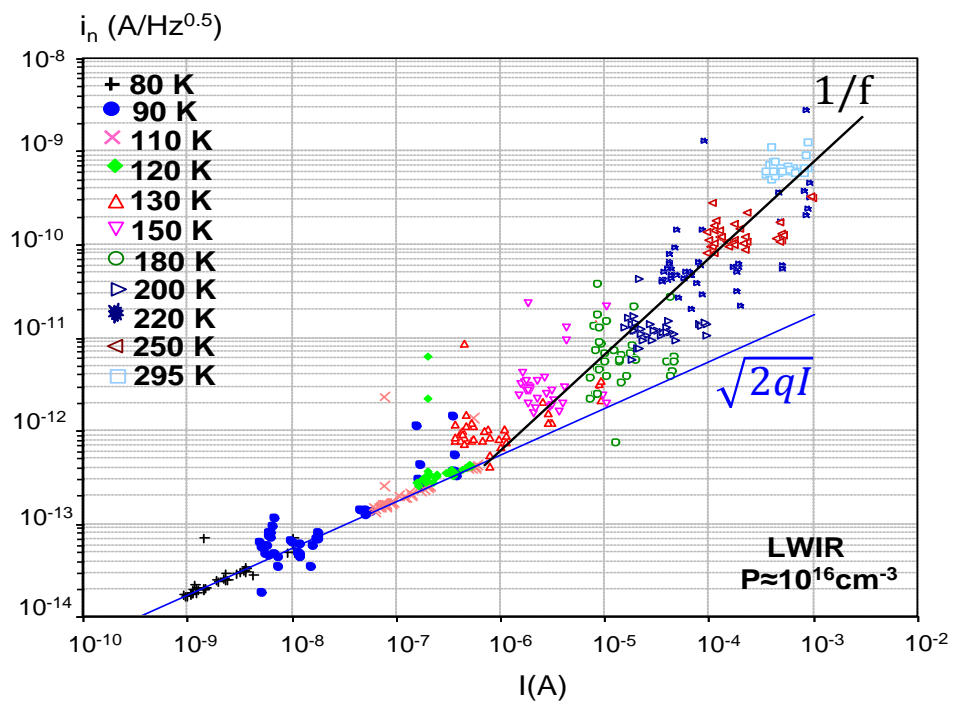
Les mesures de bruit sur les diodes de la gamme LWIR ont porté sur des diodes implantées carrés de tailles variables de 5 μm à 120 μm de côté réalisées dans des épitaxies EPL et EJM. Le masque du motif est rigoureusement identique à celui des diodes de taille variable en MWIR. Dans le cas de ces diodes, le dopage p de la couche d'absorption est de

l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . Ces structures sont caractérisées par des épaisseurs d'épitaxie voisines des $7 \mu\text{m}$. De plus nous avons caractérisé une mini mosaïque de diodes usinées à travers l'épitaxie formant ainsi des diodes transversales dont la configuration est proche des diodes HDVIP réalisées à DRS et caractérisées par Kinch [109]. La particularité de nos diodes transversales est leur faible épaisseur d'épitaxie voisine des $1 \mu\text{m}$. Ces études permettent ainsi de corrélérer le bruit mesuré avec les paramètres suivants : l'évolution thermique du courant, le niveau de dopage, la surface et la géométrie des diodes, l'épaisseur d'épitaxie, et enfin la méthode de croissance potentiellement associée avec une variation de la qualité des épitaxies et la densité et type de défauts.

Dans la partie qui suit nous présentons les tendances de bruit générales observées sur les diodes n/p EPL avec implantation variable dans les deux gammes MWIR et LWIR. La variation du bruit observée sera approfondie pour les deux bandes par l'analyse des résultats obtenus en fonction des autres variantes (géométries de diodes, dopage épaisseur, croissance) traitée à part dans les sections 3.1 (diodes MWIR) et 3.2 (diodes LWIR). Les résultats de mesure de bruit de diodes n⁺/p de tailles variables réalisées dans une épitaxie EPL sont comparés dans la Figure 96 pour les deux gammes spectrales MWIR et LWIR. Dans chaque configuration, le bruit mesuré est représenté pour chaque diode en fonction du courant qui la traverse. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 96, chaque point correspond à une diode d'une géométrie particulière à une température donnée. Ces mesures s'organisent alors en nuages de points plus ou moins dispersés montrant (ou non) une corrélation entre le bruit et le courant. Afin de quantifier cette corrélation, il peut sembler intéressant de tenter un ajustement au sens des moindres carrés. Malheureusement, cette approche n'a pas donné de résultats très fiables étant donné la dispersion des mesures : le nombre de mesures disponible est faible et le résultat obtenu par fit est particulièrement sensible à l'ensemble statistique utilisé : la suppression d'une seule mesure conduit dans certains cas à une solution totalement différente. Au final, les tendances extraites le sont à main levée, restant ainsi sur un plan plus qualitatif que quantitatif.



(a)



(b)

Figure 96 : Densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes n/p EPL à implantations variables détectant dans le MWIR (a) et dans le LWIR (b).

Pour les basses températures, le bruit évolue conformément au bruit de grenaille (ligne bleue sur la Figure 96) donné par $i_n = \sqrt{2qI}$. A ces températures, la densité spectrale de bruit en courant est donc proportionnelle à la racine carrée du courant. En revanche, à haute température, les mesures de densité de bruit en courant dévient de cette tendance en excédant le bruit de grenaille attendu. Cet excès de bruit observé indique l'établissement du régime de bruit $1/f$ confirmé par la pente γ . La tendance $1/f$ suivie par les données de mesures est indiquée sur la Figure 96 par les lignes noires (tracées à main levée).

Au sein du régime de bruit $1/f$, la densité spectrale de bruit de courant augmente et semble devenir directement proportionnelle au courant et non plus à sa racine carrée. La comparaison des résultats obtenus pour les diodes MWIR et LWIR indique que l'établissement du régime de bruit $1/f$ pour des valeurs de courant plus basses dans la gamme MWIR. En effet, la transition (le coude) entre le régime de bruit de grenaille et le régime de bruit $1/f$ a lieu pour des courants de l'ordre de $10^{-8}A$ pour le MWIR. Cette valeur de courant est légèrement inférieure à celle observée dans la gamme LWIR ($>5.10^{-7}A$). Cette observation est illustrée par la superposition des deux bandes dans la Figure 97. En revanche, on remarque dans la Figure 96 que l'excès de bruit est observé à une température plus basse dans le cas des diodes LWIR : à partir de $T=130$ K pour les diodes LWIR et $T=200$ K dans les diodes MWIR. On observe également que les résultats des mesures des diodes dans la gamme LWIR sont nettement plus dispersés que les résultats de mesures des diodes MWIR.

La grande dispersion des mesures observées dans la gamme LWIR suggèrerait que la source de bruit $1/f$ pourrait être différente dans les deux gammes spectrales étudiées. Une analyse plus approfondie est menée dans les parties qui suivent en traitant séparément chaque gamme spectrale en vue de comprendre cette différence de comportement et les corrélations qui peuvent être mises en évidence avec le ou les paramètres technologiques étudiés.

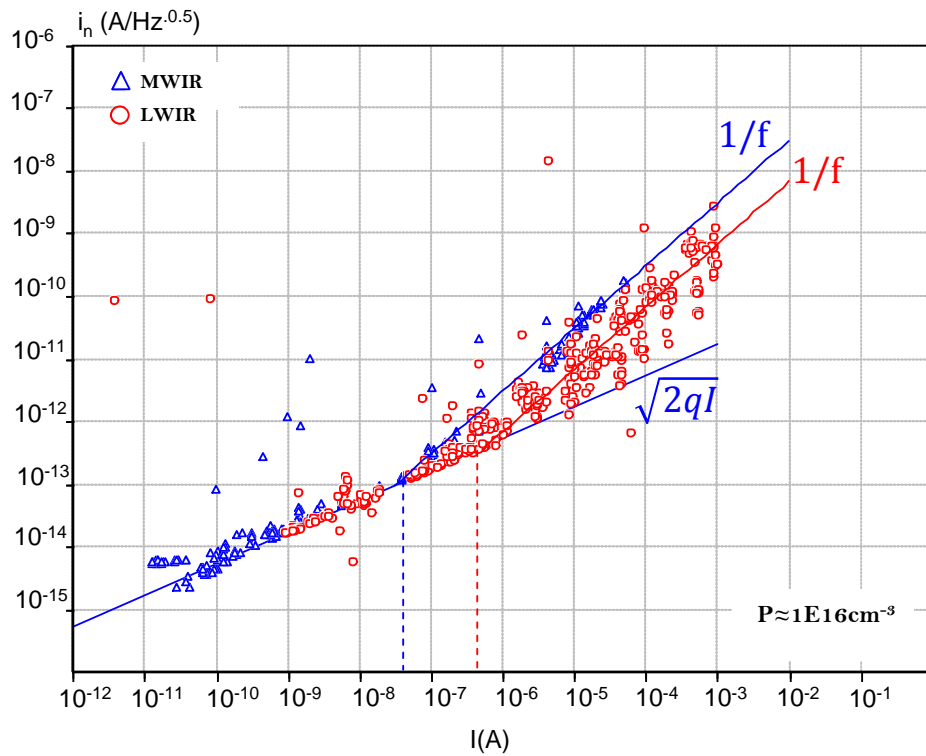


Figure 97 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes n/p EPL à implantations variables mettant en évidence la transition entre les deux régimes de bruit dans les gammes MWIR et LWIR.

3.1 Analyse des mesures n/p dans la gamme MWIR

Dans la gamme MWIR, la variation du courant par variation de la surface ou bien par variation de la température sembleraient donner la même tendance générale sur le bruit (Figure 96 (a)). Cette observation indique que l'excès de bruit est induit par une modulation du courant indépendante de la géométrie des diodes et de la température. Ainsi, la variation du courant par la température ou par la surface de la diode conduit au même effet sur le bruit. Ce comportement suggère que dans cette configuration le bruit $1/f$ est simplement corrélé avec le courant total généré au sein du volume de la diode et ne dépendrait pas directement de sa surface ou de la température.

La corrélation de la densité de bruit de courant avec le courant total plutôt qu'avec la surface ou encore la température de la diode est corroborée par la comparaison des mesures de bruit en configuration confinée et en configuration non confinée. La configuration confinée permet comme nous l'avons précisé dans les chapitres précédents de limiter la surface de collection susceptible de fluctuer. Les données de mesure de bruit de ces deux

configurations sont reportées sur la Figure 98. La différence de courant entre les deux configurations est expliquée par le fait que la longueur de diffusion, de l'ordre de 20 μm dans nos structures faiblement dopées, induit à un confinement important sur les plus proches voisins. Les mesures issues des deux configurations et illustrées sur la Figure 98 suivent majoritairement la même tendance de bruit $1/f$ avec toutefois une large dispersion des données confinées confirmant bien une dépendance du bruit $1/f$ avec le courant total débité par la diode. La dispersion des données confinées est expliquée par le fait que les diodes confinées dépendent fortement des diodes voisines. Un quelconque caractère fluctuant observé dans ces dernières peut affecter le comportement en bruit des diodes confinées.

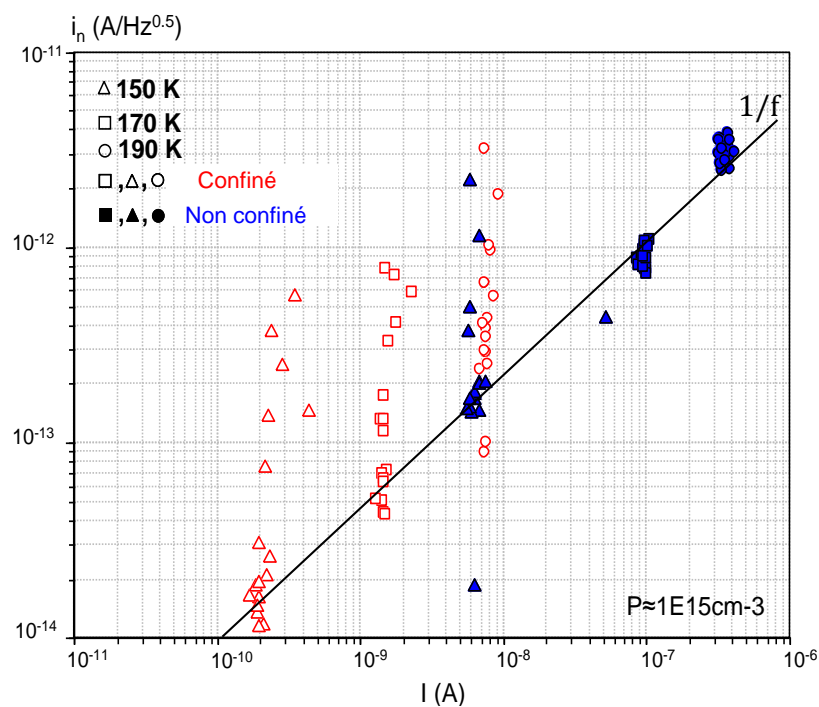


Figure 98 : Mesures de bruit de photodiodes n/p EPL MWIR en configuration confinée et non confinée dont le dopage est de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} .

Le comportement du bruit systémique dépendant principalement du courant n'ayant pas été observé dans la littérature des photodiodes CdHgTe suggérerait la mise en évidence d'une nouvelle source de bruit $1/f$ dans ces diodes. Cette contribution est caractérisée par une variation du bruit $1/f$ qui peut être décrite avec une expression du type :

$$i_n^2 = \frac{\alpha_H}{f} I^2 \quad (82)$$

où le paramètre α qui s'apparente au paramètre de Hooge est indépendant de la température, de la surface et du volume de collection.

Dans la suite, nous nous intéresserons à la comparaison de ces mesures dont l'épaisseur d'épitaxie est voisine des $5 \mu\text{m}$ avec des mesures de bruit sur une mini mosaïque au pas de $30 \mu\text{m}$ réalisée sur une épitaxie épaisse ($20 \mu\text{m}$) et dont le dopage est plus faible (de l'ordre de 10^{15}cm^{-3}).

Ces mesures de bruit effectuées sur des photodiodes MWIR ayant différentes concentrations de dopage sont reportées dans la Figure 99. Ces mesures ont montré un plus haut niveau de bruit pour les structures faiblement dopées. En effet comme nous pouvons le voir sur la Figure 99, ce bruit est 4 à 5 fois plus haut dans les structures faiblement dopées. Ces dernières 10 à 20 fois moins dopées que nos structures standards présentent une couche absorbante 3 fois plus épaisse ce qui induit à un nombre de charges 3 à 5 fois moins élevé qui expliquerait le rapport sur les bruits $1/f$ observés entre les deux structures.

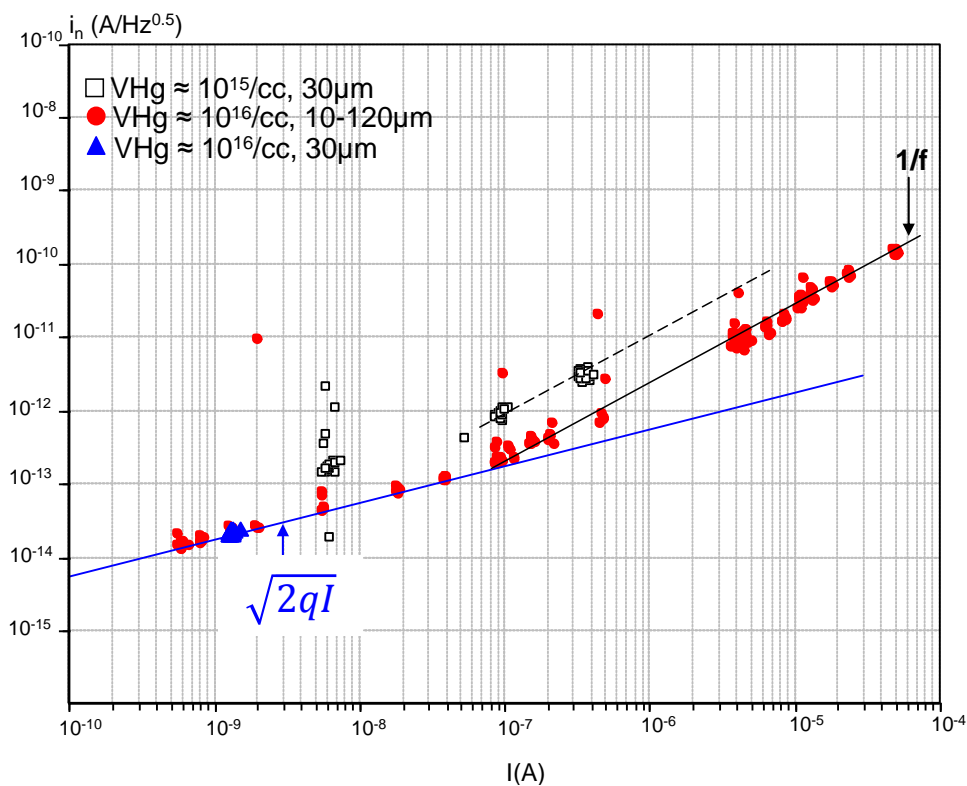


Figure 99 : Mesures de bruit de photodiodes n/p EPL MWIR ayant différentes concentration de dopage.

La dépendance du bruit au dopage nous évoque le modèle de Hooge. En effet, celui-ci fait intervenir dans sa relation empirique la concentration de dopage à travers le nombre de porteurs de charge N_c générés dans le volume du matériau (équation (68), chapitre 4). Toutefois, la corrélation de la densité de bruit $1/f$, observée dans nos photodiodes, est incompatible avec le modèle de Kleinpenning [103] basé sur une adaptation du modèle de Hooge [104] au cas de la photodiode. Rappelons que le modèle de Kleinpenning suppose que la densité de bruit en courant est proportionnelle à la racine carrée du courant pour les diodes limitées par le régime de diffusion et par le régime de génération-recombinaison.

Les résultats expérimentaux obtenus de nos dispositifs MWIR peuvent être résumé par la relation phénoménologique suivante :

$$i_{nH} = \frac{\alpha_M}{\sqrt{N_D f^\gamma}} \times I \quad (83)$$

où γ est proche de l'unité, α_M est une constante expérimentale indépendante de la température mais qui peut dépendre des paramètres du matériau et N_D est la densité de dopage. On peut retrouver cette expression à partir du modèle de Kinch [105] en supposant que le terme qui induit les fluctuations dépend lui-même de la distance à la diode. On peut évoquer la possibilité que l'intensité de bruit dépend de la probabilité d'interaction avec un nombre de sites fluctuant qui dépend de la distance totale traversée lors de la diffusion avant la détection des porteurs. Cette distance qui est proportionnelle au carré de la distance à la diode dans le cas d'une diffusion 2D isotrope.

3.2 Analyse des mesures n/p dans la gamme LWIR

Les résultats de mesure de bruit des diodes LWIR reportés dans la Figure 96 (b) ont montré une densité spectrale de bruit proportionnelle au courant moyen pendant l'ensemble de l'évolution thermique. Toutefois à une température donnée, cette densité spectrale de bruit ne semble être ni corrélée avec le courant total ni avec la surface de la diode. En effet, comme le montre la Figure 100, pour une température donnée et quel que soit la surface des diodes LWIR la densité spectrale de bruit semble presque constante sur la plage d'intégration du bruit (à la dispersion de mesure près). Une très légère augmentation du bruit avec la surface semble néanmoins se dégager des données, à peine supérieure à la dispersion de mesure. Cette augmentation est néanmoins sans commune mesure avec l'évolution observée précédemment dans la gamme MWIR. Remarquons également que ces

diodes LWIR, à température donnée, exhibent une densité spectrale de bruit un ordre de grandeur plus élevée que les diodes MWIR de même géométrie reflétant ainsi un fort courant d'obscurité mais exhibant toutefois moins de bruit à courant constant.

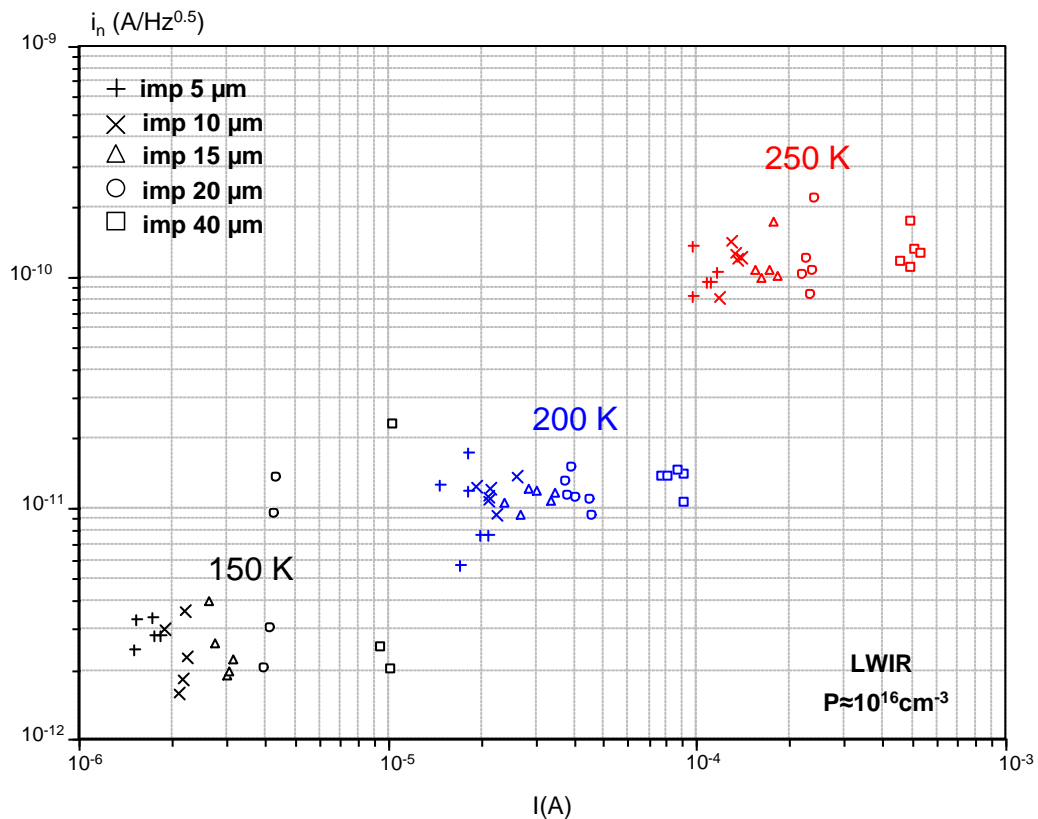


Figure 100 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total correspondant à des diodes n/p EPL LWIR ayant différentes tailles d'implantations.

Ce comportement est totalement différent de celui observé dans les diodes MWIR, où le bruit $1/f$ était directement proportionnel avec le courant. Il est aussi différent du comportement de bruit donné par les différents modèles et données expérimentales reportées dans la littérature qui affichent une corrélation avec la racine carrée de la surface [106], avec la racine carrée du périmètre [97] ou encore avec le périmètre [107].

Pour une surface de diode donnée, l'augmentation de la densité de bruit en courant en fonction de la température semblerait être presque proportionnelle au courant de diffusion. Ceci indique que le bruit est dû à la modulation d'une quantité proportionnelle au taux de génération du courant de diffusion et donc à ni^2 , ou d'une modulation avec une énergie

d'activation proche du gap du matériau. Selon les données actuelles, l'origine de cette modulation ne serait pas liée à la géométrie de la diode étant donné que la variation de la surface ne fait pas particulièrement varier le bruit $1/f$. Une explication possible serait la modulation du volume de la zone de charge et d'espace en des points singuliers de la jonction localisés au niveau des coins des implantations de forme carré.

La Figure 101 illustre une comparaison entre les mesures de bruit LWIR EPL reportées ci haut avec des mesures de bruit issues de diodes à géométries variables réalisées en épitaxie EJM. Le même comportement de bruit des diodes LWIR EPL a été observé dans des diodes LWIR EJM. Notons toutefois qu'un niveau de bruit plus élevé a été observé dans ces dernières : la transition entre bruit de grenaille et bruit $1/f$ a lieu à une température plus faible dans le cas du matériau EJM. Ainsi, pour un courant donné le niveau de bruit $1/f$ est légèrement plus faible dans les photodiodes EPL.

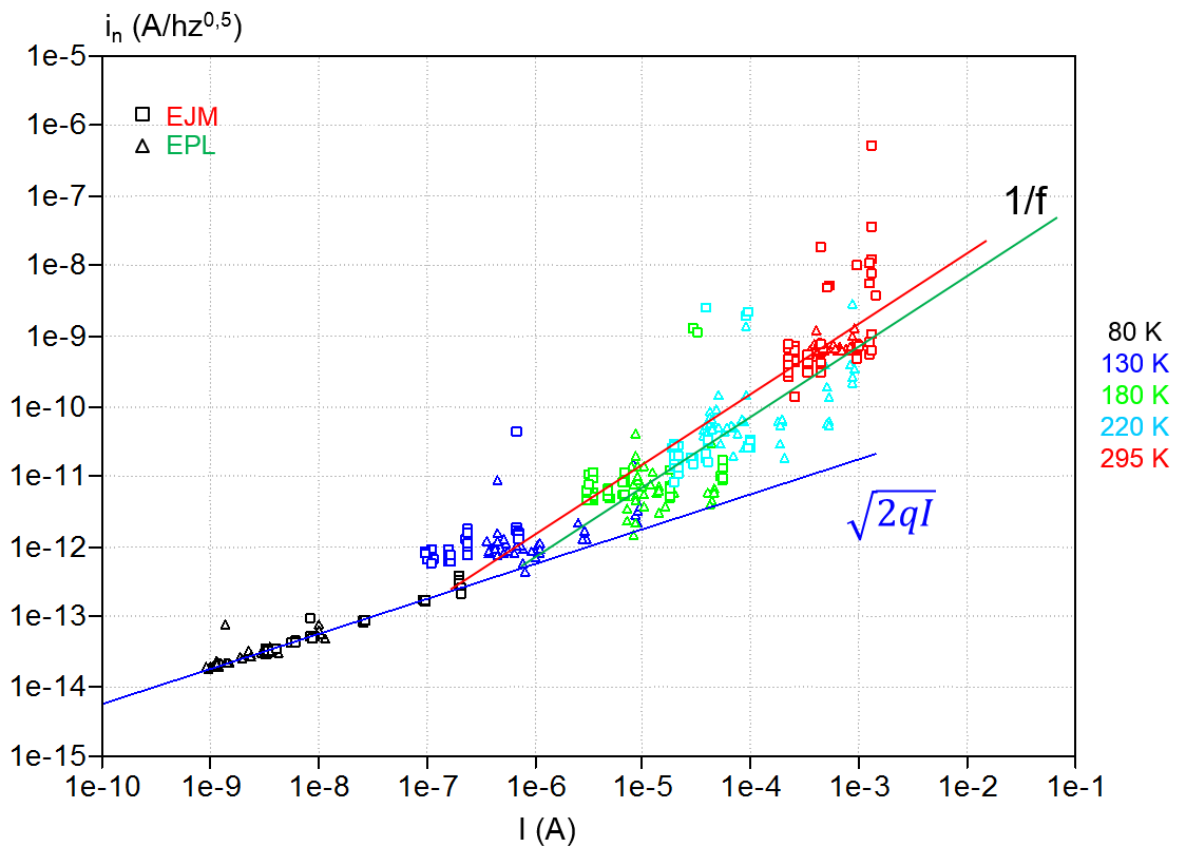


Figure 101 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total correspondant à des diodes n/p LWIR, EPL et EJM ayant différentes tailles d'implantations.

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'épaisseur de l'épitaxie sur l'évolution de la densité spectrale de bruit. A cet effet nous avons réalisé des mesures de bruit sur des diodes de même taille géométrique dont l'épaisseur d'épitaxie est égale à $7.1 \mu\text{m}$. Notons aussi que ces diodes sont réalisées par EPL. Les mesures de densités spectrales de bruit issues de ces diodes ont été comparées avec des diodes EPL usinées traversantes de $4 \mu\text{m}$ de large et dont la configuration est proche des diodes HDVIP caractérisées par Kinch [105]. Ces diodes amincies par voie chimique, ont une épaisseur d'épitaxie voisine des $1 \mu\text{m}$.

La Figure 102 compare la variation du bruit dans les deux structures. Notons en premier lieu qu'à une température donnée, le courant traversant les diodes fines est presque un ordre de grandeur plus faible que dans le cas d'une épaisseur standard, cohérent avec la réduction du volume de la diffusion lié à la réduction d'épaisseur. Aussi, on observe à courant constant une plus haute densité spectrale de bruit pour les diodes transversales usinées dans l'épitaxie mince EJM. En effet comme nous pouvons le voir sur la Figure 102 la densité spectrale de bruit est presque 5 fois plus élevée dans ces diodes. Une explication possible est que la diode étant traversante, la zone de charge d'espace intercepte les deux interfaces (avant et arrière) de la couche petit gap, alors que dans la configuration standard (diodes épaisses), seule la face avant est en contact avec la zone déplétée. Dans l'hypothèse où ces interfaces sont source de bruit $1/f$, celui-ci s'en trouverait augmenté. Cependant, le procédé d'amincissement (non standard) de la couche absorbante peut également introduire une dégradation importante de la qualité de l'interface, intervenant sur le niveau de bruit $1/f$.

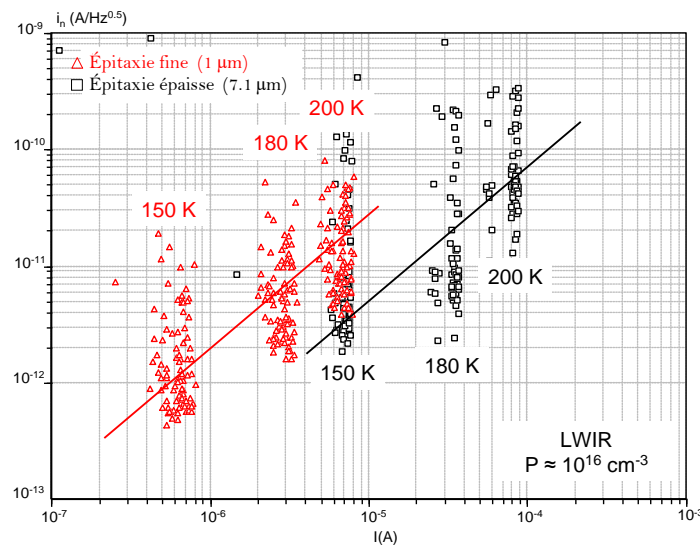


Figure 102 : Mesures de bruit correspondant à deux structures LWIR EPL ayant différentes épaisseurs d'épitaxie.

3.3 Bilan récapitulatif des tendances observées dans les deux gammes spectrales

Nous avons étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes n/p MWIR et LWIR dopées lacunes de mercure (v_{Hg}) de différentes géométries, de différentes épaisseurs d'épithaxie et de différentes concentrations de dopage lacune mercure. Différents comportements ont été observés sur le bruit $1/f$ pour les différentes diodes détectant dans les gammes spectrales étudiées. Les mesures de bruit $1/f$ effectuées sur les photodiodes MWIR ont révélées un comportement inattendu et n'ayant pas été observé auparavant dans la littérature des photodiodes CdHgTe: la variation du courant par la température ou par la taille de la diode conduisent au même sur l'évolution du bruit $1/f$. Dans ce cas, le bruit $1/f$ ne dépend que de la valeur du courant traversant la photodiode suggérant une source volumique et non surfacique. De plus, ce comportement semble inversement proportionnel au nombre de charges en jeu dans le système.

Ce comportement inattendu nous a poussés à développer une relation phénoménologique inspirée du formalisme de Hooge. Cette relation fait intervenir une constante expérimentale qui dépendante du matériau et a priori indépendante de la température.

Pour les photodiodes LWIR, les mesures de bruit ont montré à une température donnée une densité spectrale de bruit de courant qui ne semble être ni corrélé avec le courant total ni avec la surface de la diode. Ce comportement en bruit indépendant de la géométrie est très différent du comportement reporté dans la littérature qui affiche une corrélation avec la racine carrée de la surface [106], avec la racine carrée du périmètre [108] ou encore avec le périmètre [107]. L'augmentation de la densité de bruit de courant est, pour une surface de diode LWIR donnée, proportionnelle au courant de diffusion. Ceci indique que le bruit est dû à la modulation d'une quantité proportionnelle au taux de génération du courant de diffusion. Aussi cette quantité ne serait pas liée, à notre connaissance, à la géométrie de la diode mais plutôt lié à une composante commune à toutes les géométries étudiées. Une explication possible serait la modulation du volume de la zone de déplétion en des points singuliers de la jonction localisés au niveau des coins des implantations de forme carré, ou encore au contact P commun à toutes les diodes testées. Cette hypothèse formulée vis-à-vis de la diode nous a poussé par la suite à envisager de concevoir un masque qui regrouperait des diodes de formes rondes et des diodes de formes carrés, munis d'un nombre variable de contact et qui permettrait de réfuter ou de consolider cette hypothèse. Notons que travailler

avec des contours ronds et bien lisses est préférable en vue d'avoir une distribution homogène de courant. Notons aussi que le masque regroupant la variante ronde de photodiode n'a par contre put être utilisé qu'en configuration p/n.

3.4 Comparaison des performances des diodes n/p Leti avec celles de la littérature

Nous avons comparé dans cette partie du manuscrit les performances en bruit de nos photodiodes MWIR avec des données reportées par un des acteurs du domaine, l'entreprise américaine DRS. Ces données issues de la littérature sont associées à des photodiodes MWIR à haute densité d'intégration verticale (configuration HDVIP) [109,110]. Notons aussi que ces diodes de type n/p sont dopées extrinsèquement à l'arsenic et présentent différentes concentrations de dopage. Dans la Figure 103 sont reportées l'ensemble de ces données. Les valeurs des densités spectrales de bruit de courant ont été mesurées à 1 Hz et normalisées par la racine carrée de la surface. Celles-ci sont donc exprimées en $A/\sqrt{\text{Hz-cm}}$. Les valeurs de courant ont été normalisées par la surface des diodes reportées.

Remarquons à travers la Figure 103 que les données issues de la littérature exhibent nettement moins de courant d'obscurité que nos photodiodes avec un gain d'un à deux ordres de grandeur. Ce gain en courant noir provient de la nature du dopage de la couche d'absorption. Dans le cas des diodes du LETI, le dopage est obtenu par lacune mercure, alors que le dopage est d'origine extrinsèque dans le cas des diodes DRS. Or la durée de vie associée à la lacune mercure est beaucoup plus faible que celle associée au dopage extrinsèque [111] conduisant ainsi à un courant noir de diffusion plus important.

Les données de mesures de bruit de DRS semblent suivre la même tendance de bruit $1/f$ malgré les différents écarts entre les niveaux de dopage. Selon Kinch [111], le comportement de bruit observé, corrélé avec la racine carrée de la surface, est compatible avec une modulation de surface du courant de diffusion d'origine surfacique. Par ailleurs, la large dispersion observée dans nos mesures de bruit s'explique par le fait que la densité spectrale de bruit à une température donnée est corrélée avec la surface de la diode et non pas avec sa racine carrée. Remarquons aussi que les structures de DRS, dopées extrinsèquement, présentent un niveau de bruit plus élevé que nos structures à une densité de courant donnée. La faible densité spectrale de bruit de courant observée dans nos photodiodes à une densité de courant donnée pourrait s'expliquer par le fait que les surfaces seraient moins actives sur le bruit.

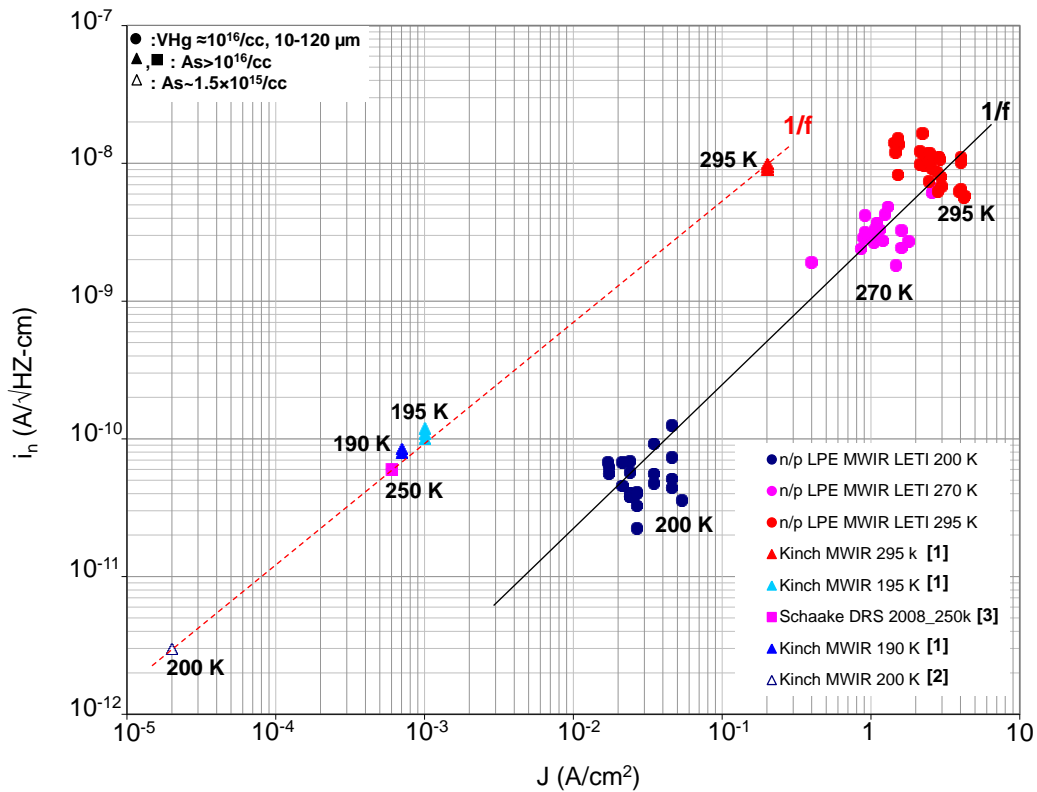


Figure 103 : Comparaison des densités de bruit de courant en fonction du courant total entre des données reportées dans la littérature et les données du Leti.

4. Etude du bruit dans les diodes CdHgTe p/n avec dopage extrinsèque

La configuration p/n diffère de la configuration n/p étudiée ci haut par plusieurs aspects. Notons que dans cette configuration les porteurs minoritaires ne sont plus les électrons mais les trous. Notons aussi que la jonction est abrupte et que le dopage est 10 fois plus faible que celui de la configuration n/p. Aussi, dans la configuration p/n les longueurs de diffusions sont de l'ordre de 20 μm (au lieu de 5-6 μm dans la configuration n/p) et que la densité de courant d'obscurité est 2 à 3 ordres de grandeur en dessous de la configuration n/p.

Dans la configuration p/n l'obtention d'un contact p de type ohmique est d'un point de vue technologique assez contraignante par rapport à une facilité d'obtention d'un contact n (généralement de bonne qualité) dans la configuration n/p. L'éventualité que le bruit puisse provenir du contact n'est donc pas écartée dans la configuration p/n. La logique qui découle de cette investigation est de faire varier le nombre de contacts en vue de réfuter ou de consolider cette hypothèse.

L'ensemble des photodiodes p/n caractérisées se divisent en deux grandes familles qui se distinguent par leur technologie. Le premier lot caractérisé concerne des photodiodes standard. Le deuxième lot caractérisé concerne des photodiodes à double ouverture de gap (DOG). Cette technologie diffère par rapport à la technologie standard par la présence d'une couche grand gap sous la surface et a pour but de mettre en évidence les sources de bruit qui auraient une origine surfacique.

Les mesures de bruit dans les deux gammes MWIR et LWIR ont porté sur des diodes implantées de forme carrée et de forme ronde dont la largeur d'implantation varie de 5.6 à 135.4 μm . Le dopage extrinsèque (Indium) de la couche absorbante de ces diodes est de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} . Le but à travers ces mesures est de mettre en évidence une corrélation claire du bruit avec l'une des variantes suivantes : l'évolution thermique du courant, la surface de la diode, la forme de la diode, la technologie de la diode ou encore le nombre de contacts diodes. Cette dernière variante ne concerne que les diodes rondes. Soulignons aussi que l'ensemble des diodes caractérisées sont réalisées par EPL.

4.1 Analyse des mesures p/n dans la gamme MWIR

La caractérisation des photodiodes de technologie p/n standard a montré la présence d'une large dispersion du bruit s'étalant sur un ordre de grandeur comme nous pouvons le voir sur la Figure 104 (a). Les densités spectrales de bruit de courant semblent suivre une tendance générale de bruit $1/f$ sur l'ensemble des températures étudiées. Notons aussi qu'à une température donnée, ce bruit semble être corrélé avec la racine carrée du courant qui est proportionnel à la surface (traits discontinus sur la Figure 104 (a)). En effet, la densité spectrale de bruit en courant semble être plus sensible à la variation du courant suite à une variation de température plutôt que sa variation avec la géométrie.

Notons aussi que ce comportement en bruit est caractérisé par une large dispersion commune aux deux formes d'implantations. Ainsi, nous pouvons remarquer à travers la Figure 104 (b) que la forme d'implantation n'a a priori aucune influence sur le bruit $1/f$.

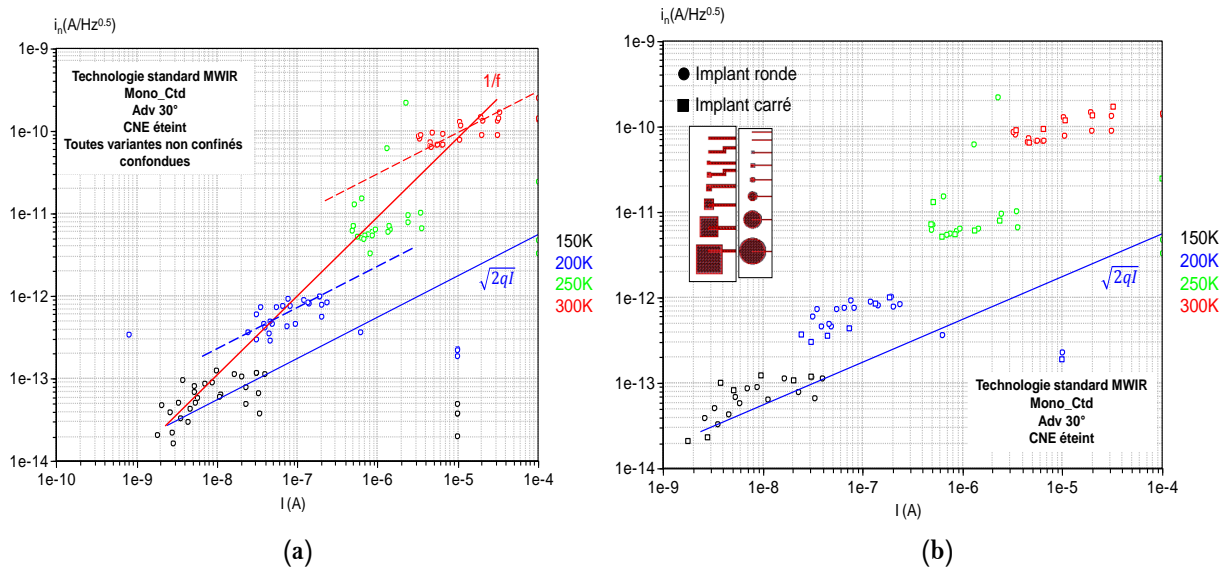


Figure 104 : Densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes standard mono CTD p/n EPL à implantations variables (forme ronde + forme carré) détectant dans le MWIR.

La Figure 105 illustre les résultats de mesure de densités spectrales de bruit issues de diodes rondes confinées et de diodes rondes non confinées. A une température donnée, ces mesures de bruit montrent que la densité spectrale de bruit dans les deux configurations reste corrélée avec la racine carrée de la surface malgré une variation de la surface de collection due au confinement. Ce comportement suggère que la fluctuation de la surface de collection n'est pas à l'origine du bruit 1/f dans ces diodes.

Ainsi à géométrie constante le bruit augmente avec la température proportionnellement au courant. A température constante, le bruit augmente avec la racine carrée du courant, qui est lié à la racine carré de la surface. Ainsi ces mesures illustrent un comportement de bruit similaire à la description de Kinch.

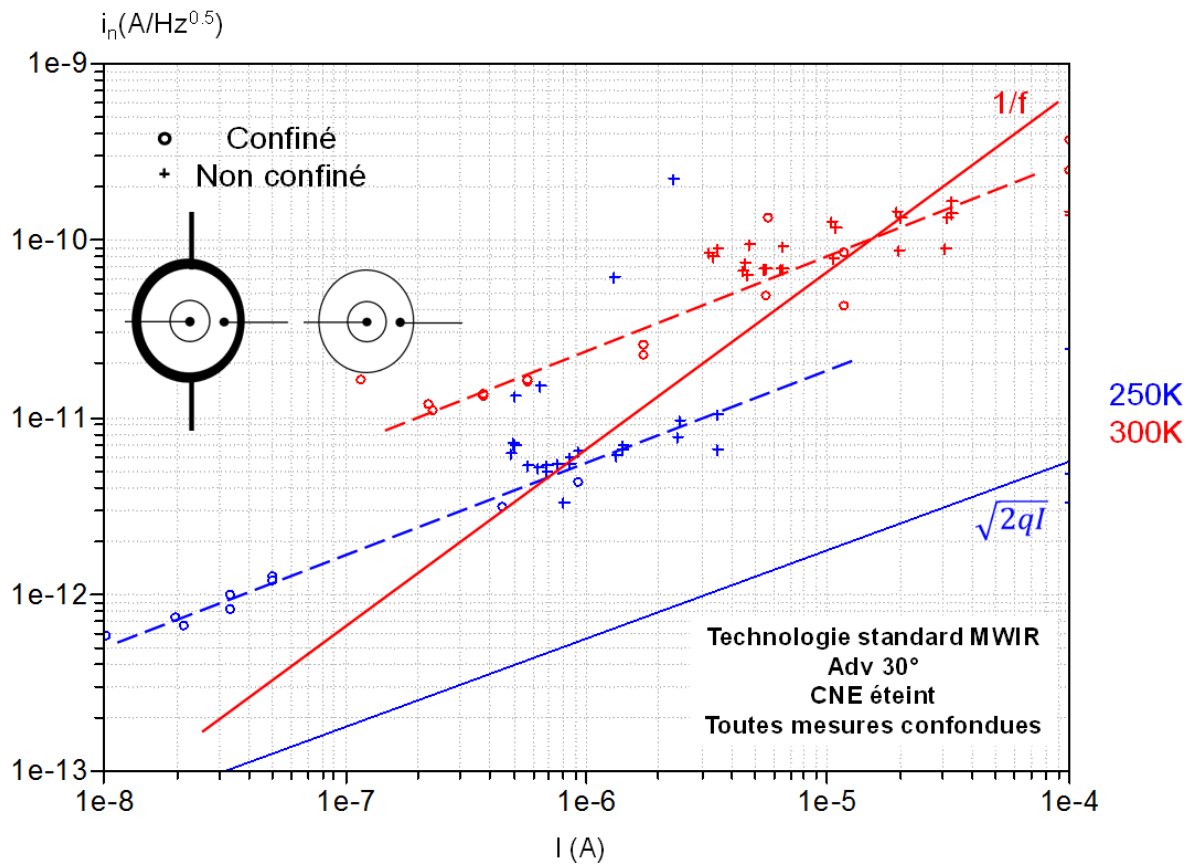


Figure 105 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes standard mono CTD p/n EPL MWIR mettant en évidence l'effet du confinement sur le bruit.

Les mesures de densités spectrales de bruit reportées sur la Figure 106 sont issues de mesures effectuées sur deux composants MWIR différant par leurs nombre de contacts. Ces mesures montrent que le contact n'a aucune influence sur le bruit étant donné que les données de mesure suivent la même tendance de bruit $1/f$ et exhibent la même dispersion à une température donnée.

Les résultats de caractérisation de photodiodes ayant les mêmes variantes géométriques que celles caractérisées précédemment, mais dont la technologie se distingue par une double ouverture de gap, sont reportées dans la Figure 107. Ces mesures de densité spectrale de bruit montrent une large dispersion s'étalant sur un ordre de grandeur. Notons aussi qu'à température donnée la densité spectrale de bruit semble être corrélée avec la racine carrée de la surface soit un comportement identique à celui observé dans les diodes p/n standard.

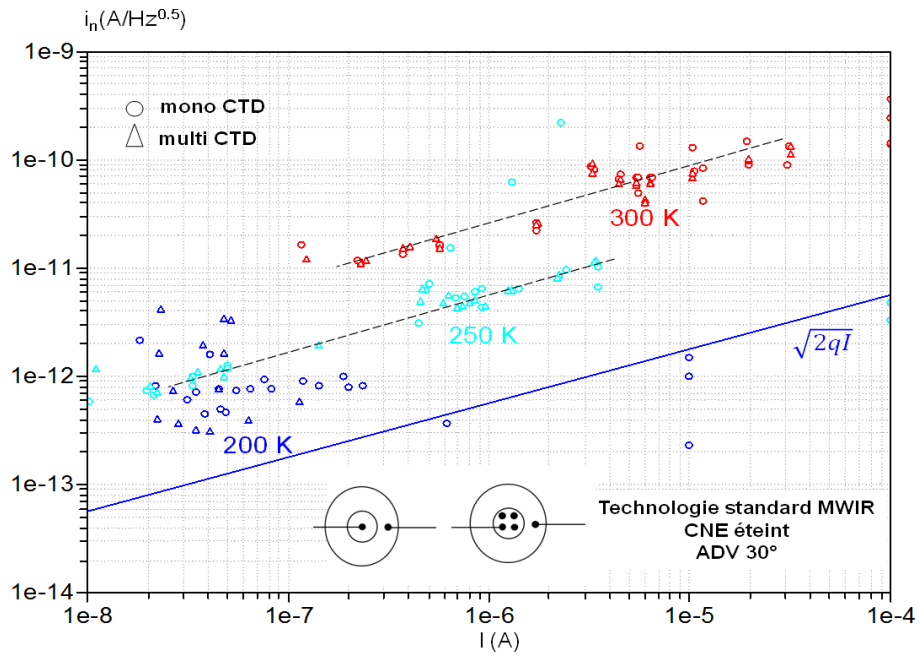


Figure 106 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'influence du nombre de contacts diodes sur le bruit associé à des photodiodes standard p/n EPL à implantations variables détectant dans le MWIR.

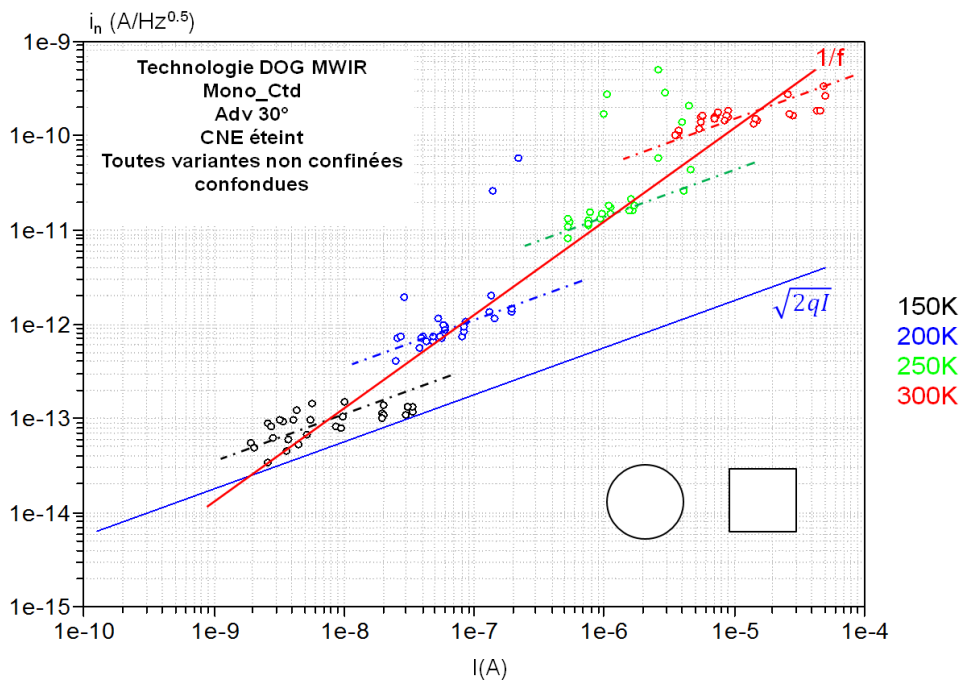


Figure 107 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes DOG mono CTD p/n EPL à implantations variables (forme ronde + forme carré) détectant dans le MWIR.

Ces mêmes mesures ont montré une densité spectrale de bruit de courant qui semble être indépendante de la forme d'implantations comme nous pouvons le voir sur la Figure 108 portant sur des diodes implantées de forme carrée ou ronde. La Figure 109 illustre les résultats de mesures de bruit issues de diodes différant par leur nombre de contacts (un contact ou quatre contacts à géométrie variable). Ces mesures montrent que le bruit ne semble pas être lié au contact. Ce comportement en bruit est identique à celui observé dans la technologie p/n standard.

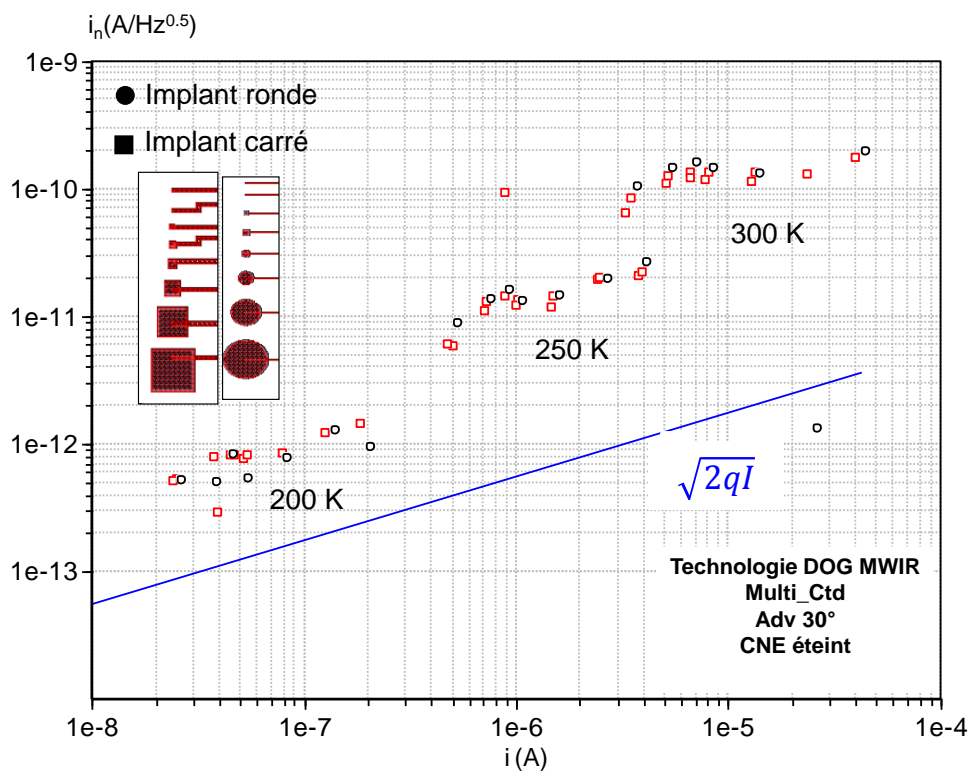


Figure 108 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'indépendance de la forme d'implantation sur le bruit associé à des photodiodes DOG mono CTD p/n EPL à implantations variables détectant dans le MWIR.

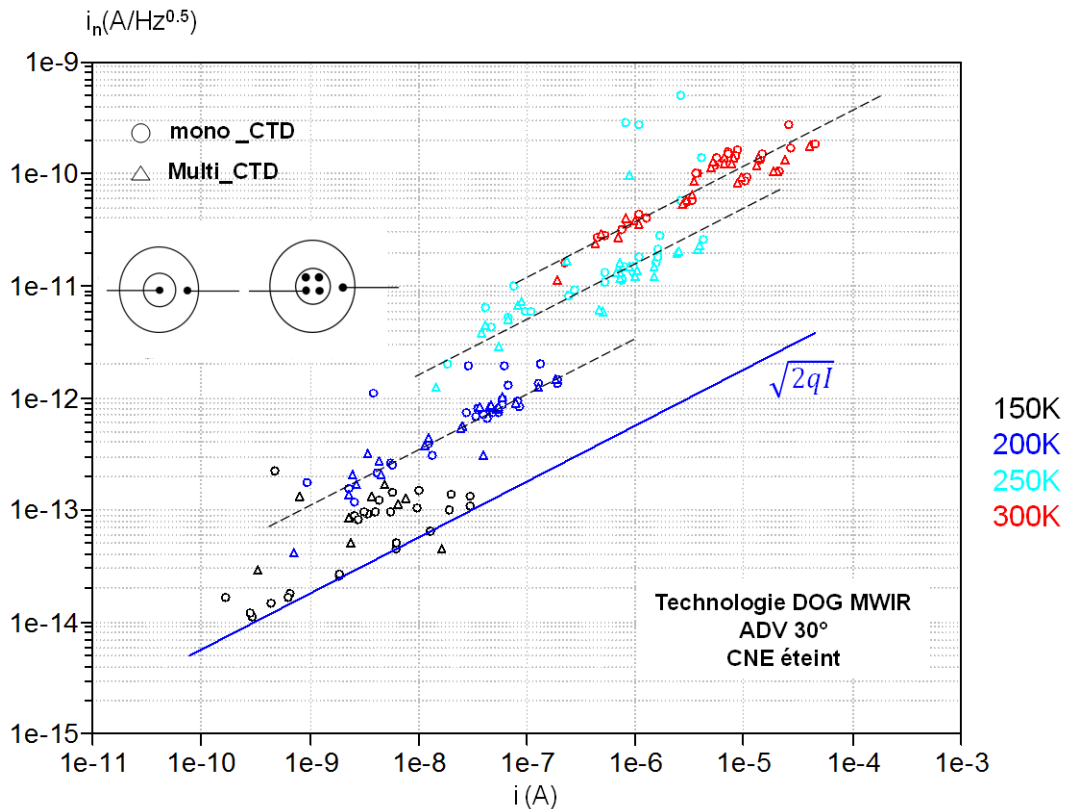


Figure 109 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'influence du nombre de contacts diodes sur le bruit associé à des photodiodes DOG p/n EPL à implantations variables détectant dans le MWIR.

4.1.1 Bilan comparatif entre les deux technologies

La Figure 110 compare les mesures de densité spectrale de bruit issues des résultats de caractérisations de diodes MWIR standard et DOG. La comparaison de ces résultats de mesures a montré un niveau de bruit plus haut (3 à 4 fois plus élevé) dans les diodes p/n DOG qui pourrait s'expliquer par une densité de pièges N_t plus importante dans la technologie double ouverture de gap. Ce constat met en cause le procédé technologique DOG, non standard et peu mature et qui serait susceptible d'introduire une dégradation importante de la qualité de l'interface avant. La qualité de cette interface, mise en cause justifierait la dépendance observée de la puissance de bruit $1/f$ à la surface et donc la dépendance de la densité spectrale de bruit en courant à la racine carrée de la surface à une température donnée.

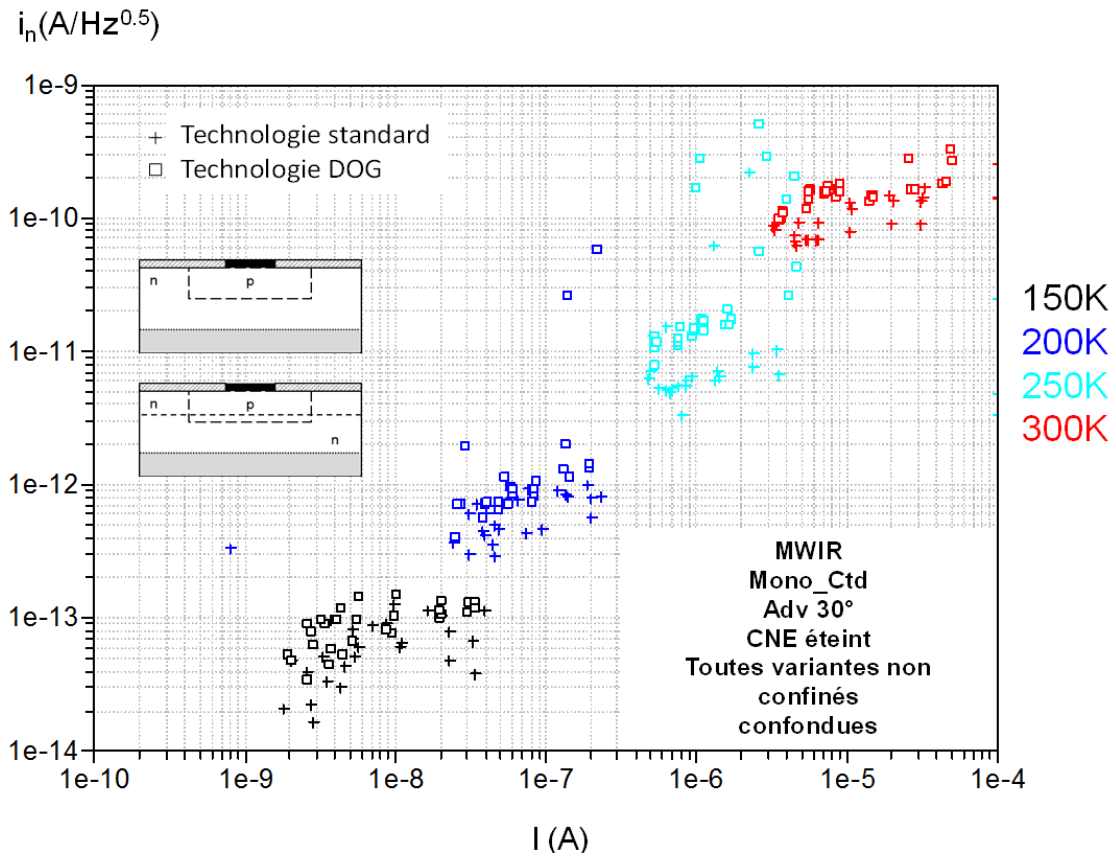


Figure 110 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence des niveaux de bruit quasi-identiques pour les deux technologies DOG et p/n standard.

Les mesures de bruit effectuées sur l'ensemble des photodiodes MWIR ont révélé un mécanisme de bruit $1/f$ dans lequel la densité spectrale de bruit semble être plus sensible à la variation du courant avec la température plutôt qu'avec sa variation avec la géométrie de la diode. Ce comportement en bruit corrélé avec la racine carré de la surface de la diode nous évoque le modèle de Kinch basé sur une adaptation du modèle de McWhorter à la photodiode. Les résultats expérimentaux mesurés sur nos dispositifs MWIR peuvent être résumé par la relation de Kinch donnée par :

$$i_n = \frac{J_V}{N} \times \sqrt{\frac{N_T A}{f}} \quad (84)$$

La densité de courant par unité de volume J_V traduit dans cette équation l'évolution du bruit de courant avec la température à travers l'évolution thermique du courant d'obscurité tandis que le terme \sqrt{A} traduit son évolution avec la surface des dispositifs de détection. Notons à travers cette équation que les contributions de bruit interviennent avec une

dominance de l'une ou de l'autre orientant ainsi les différents comportements de bruit observés comme nous l'avons vu dans les courbes ci haut.

4.2 Analyse des mesures p/n dans la gamme LWIR

La Figure 111 illustre les résultats de mesures de densité spectrale de bruit issues de diodes LWIR standard. Ces résultats de caractérisation ont montré un bruit (exprimé en courant) caractérisé par une légère dispersion et corrélé avec le courant total pendant l'ensemble de l'évolution thermique. Ce comportement en bruit nous évoque le comportement observé dans les diodes n/p MWIR. Notons aussi que ce comportement est totalement différent de celui observé dans les diodes n/p LWIR, indépendant de la surface de la diode à température constante.

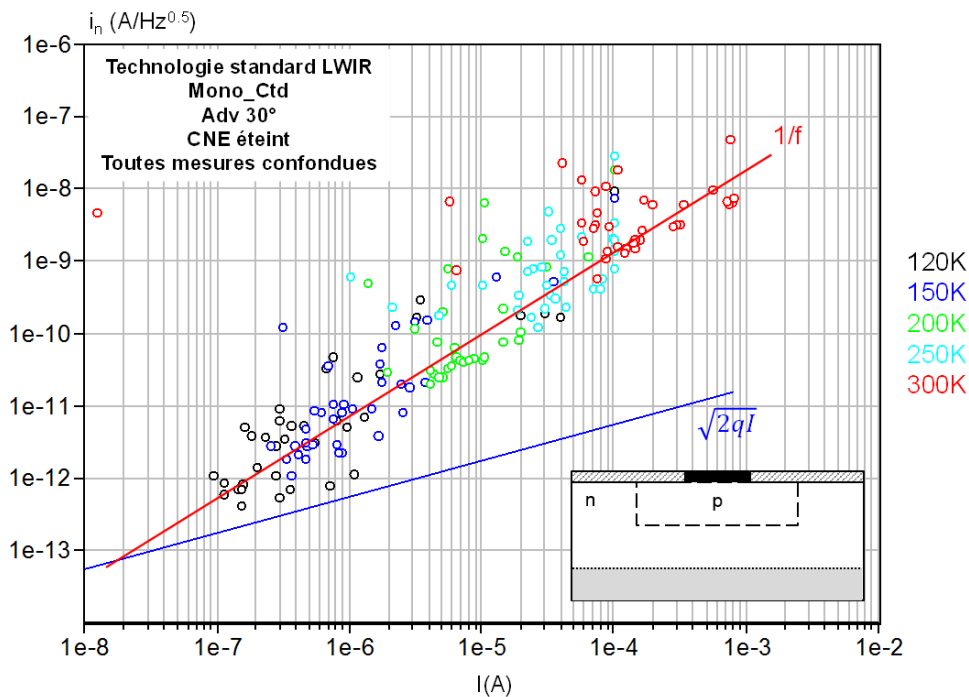


Figure 111 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes standard mono CTD p/n EPL à implantations variables (forme ronde + forme carré) détectant dans le LWIR.

La Figure 112 illustre la comparaison des résultats de mesures de bruit en courant issues de diodes p/n LWIR différant par leur nombre de contacts. A travers ces données nous pouvons statistiquement constater que le niveau de bruit de la configuration multi contact diode est plus bas que celui des dispositifs présentant un seul contact. Ce constat est particulièrement visible à 200 K comme nous pouvons le voir sur la Figure 112. Ce comportement indique que l'origine du bruit est située au niveau de la collection du courant

au niveau des contacts diodes. Une explication possible serait une fluctuation des propriétés du contact au fil du temps entrainant le changement des états de surface au niveau du contact (création d'une barrière de potentiel). Une autre explication possible de cette observation peut être la génération de bruit par des turbulences induites par le flux des porteurs (trous) traversant les contacts. La répartition du flux des trous sur plusieurs contacts engendrerait moins de turbulences et donc moins de bruit. Cette hypothèse a déjà fait l'objet d'une étude approfondie menée par Norton mais qui n'a pas été publiée [112].

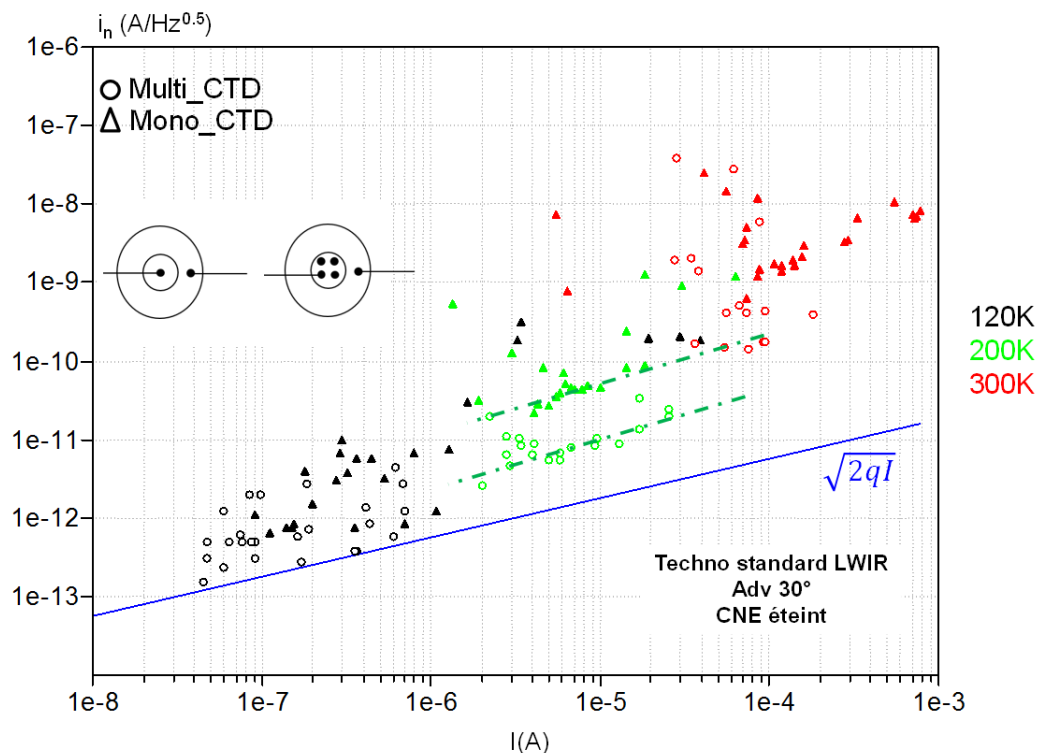


Figure 112 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'influence du nombre de contacts diode sur le bruit associé à des photodiodes standard p/n EPL à implantations variables détectant dans le LWIR.

Le comportement des photodiodes LWIR p/n en technologie standard pourrait être expliqué en s'appuyant sur l'interprétation de Norton (chapitre 4) par une concentration intense du flux de porteurs dans un seul contact (analogie avec un canal étroit) qui engendrerait d'importantes contraintes au niveau du contact étroit de la configuration mono contact. Ces contraintes seraient nettement réduites dans la configuration multi contact diode étant donné la répartition du flux de porteurs sur l'ensemble des contacts. La réduction de ces turbulences expliquerait la diminution du niveau de bruit 1/f observée dans la configuration multi contact diode. Cette analyse inspirée des phénomènes observés dans la

mécanique des fluides dont les turbulences sont quantifiées à travers le nombre de Reynolds, inversement proportionnel à la mobilité, suggèreraient que le bruit $1/f$ serait généré dans le volume effectif de la photodiode. Le modèle de bruit serait donc inspiré du modèle de Hooge.

Les mesures de bruit ont révélé dans la technologie DOG les mêmes tendances observées qu'en technologie standard avec la même dispersion des données autour de la tendance de bruit $1/f$ comme nous pouvons le voir sur la Figure 113. Comme pour la technologie p/n standard, l'influence de la forme d'implantation sur le bruit n'a pas pu être mise en évidence comme nous pouvons le constater à travers la Figure 114. Les données de la Figure 115 issues des mesures de densités spectrales de bruit des deux configurations mono et multi contact diode montrent que le nombre de contacts n'aurait a priori pas d'influence sur le niveau de bruit. Ce constat diffère de celui observé dans la technologie p/n standard pourrait s'expliquer par le fait qu'une double ouverture de gap placerait le dispositif dans une configuration proche du MWIR du point de vue du contact étant donné que l'on a augmenté localement le gap sous la surface. En effet, dans la configuration DOG le contact est souvent moins ohmique, mais la dynamique des porteurs peut changer avec le gap.

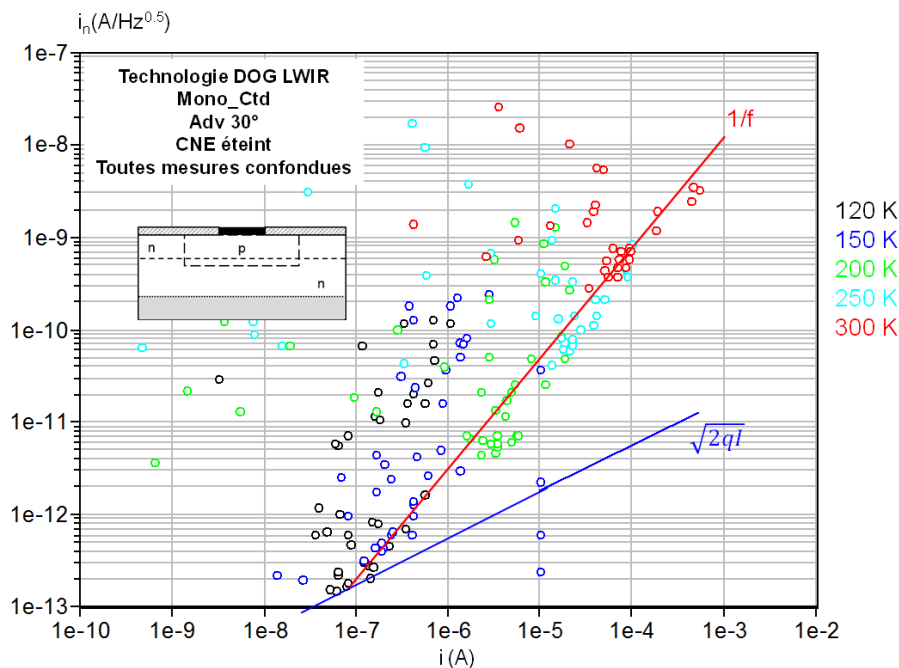


Figure 113 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes DOG mono CTD p/n EPL à implantations variables (forme ronde + forme carré) détectant dans le LWIR

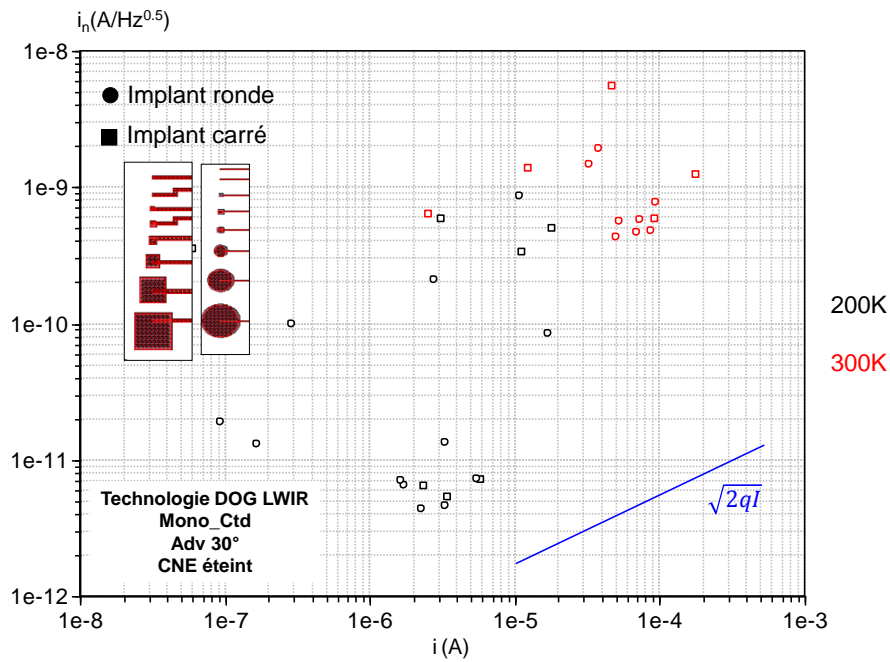


Figure 114 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'influence de la forme d'implant sur le bruit associé à des photodiodes DOG mono CTD p/n EPL à implantations variables détectant dans le LWIR.

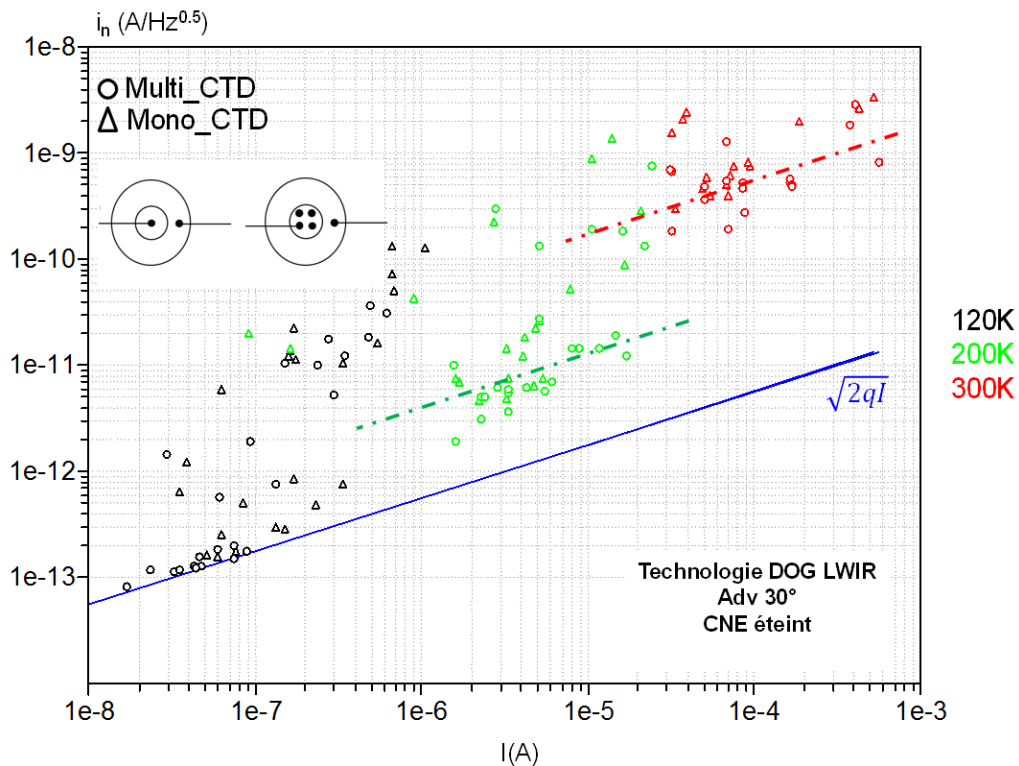


Figure 115 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total mettant en évidence l'influence du nombre de contacts diode sur le bruit associé à des photodiodes DOG p/n EPL à implantations variables détectant dans le LWIR.

4.2.1 Bilan comparatif entre les deux technologies

La Figure 116 compare les mesures de densité spectrale de bruit issues des résultats de caractérisations des diodes LWIR standard et DOG. La comparaison de ces résultats de mesures a montré un niveau de bruit un peu plus bas (au moins un facteur 2) dans la technologie DOG. Ce constat met ainsi en évidence la dépendance du bruit à l'interface avant de la photodiode.

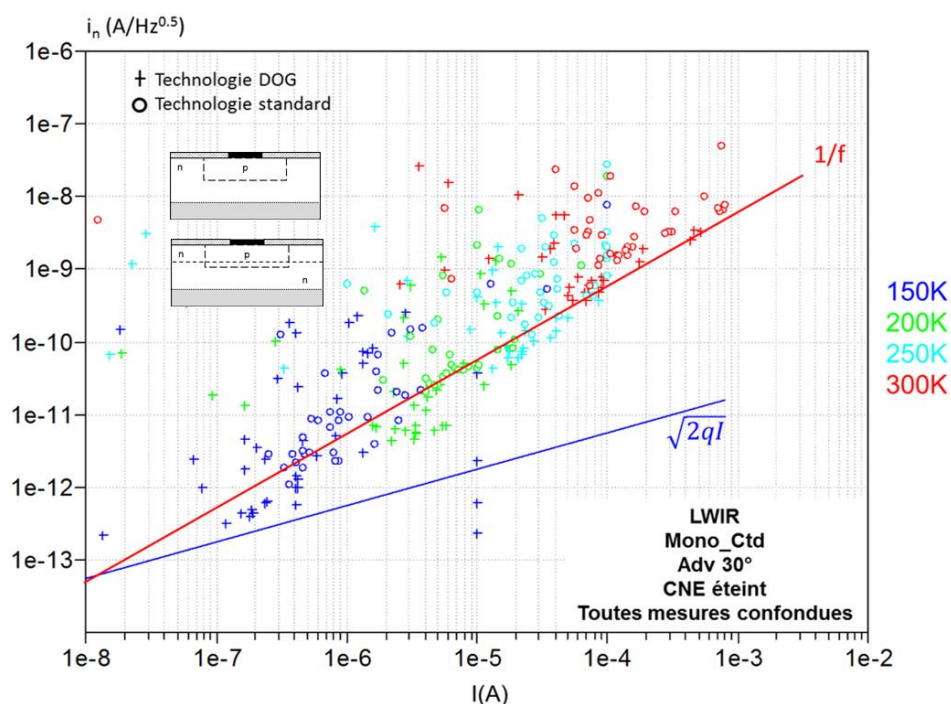


Figure 116 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour les deux technologies de photodiodes LWIR p/n standard et DOG.

4.3 Bilan comparatif entre MWIR et LWIR

Nous avons étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes p/n MWIR et LWIR dopées extrinsèquement à l'indium. Le but à travers ces mesures était de mettre en évidence une corrélation claire du bruit avec l'une des variantes suivantes : l'évolution thermique du courant, la surface de la diode, la forme de la diode, la technologie de la diode ou encore le nombre de contacts diodes. Différents comportements de bruit $1/f$ ont été observés pour les différentes diodes détectant dans les gammes spectrales étudiées.

Les mesures issues des caractérisations des photodiodes MWIR standard et DOG ont montré une densité spectrale de bruit en courant proportionnelle à la racine carrée de la surface des dispositifs. Ces mêmes mesures ont montré à température donnée un niveau de bruit plus élevé dans la technologie DOG indépendamment de la forme des diodes et indépendamment du nombre de contacts. Ce constat a mis en cause le procédé technologique DOG, non standard et peu mature et qui serait susceptible d'introduire une dégradation importante de la qualité de l'interface avant. La qualité de cette interface, mise en cause justifierait la dépendance observée de la puissance de bruit $1/f$ à la surface et donc la dépendance de la densité spectrale de bruit en courant à la racine carrée de la surface à une température donnée. Ce comportement en bruit observé dans les résultats de mesures MWIR a montré des mesures de bruit, pour les deux technologies, cohérentes avec le modèle de Kinch ($S_i \propto A$).

Pour les photodiodes LWIR, les mesures issues des caractérisations des dispositifs dans les deux technologies standard et DOG ont révélé un bruit corrélé avec le courant total sur l'ensemble des températures mesurées, indépendamment du nombre de contacts et indépendamment de la forme d'implantation. Ces mêmes mesures ont montré à température donnée un niveau de bruit plus bas (au moins un facteur 2) dans la technologie DOG indépendamment de la variante testée. Le modèle de bruit correspondant à ce comportement serait donc plutôt inspiré du modèle de Hooge et identique au modèle formulé dans la configuration n/p MWIR.

La Figure 117 compare les mesures de densité spectrale de bruit issues des résultats de caractérisations des diodes LWIR et MWIR p/n standards. La comparaison de ces résultats de mesures, dispersées, a montré que les données issues de ces mesures s'alignaient de façon générale sur la tendance générale de bruit $1/f$, ie proportionnellement au courant des diodes.

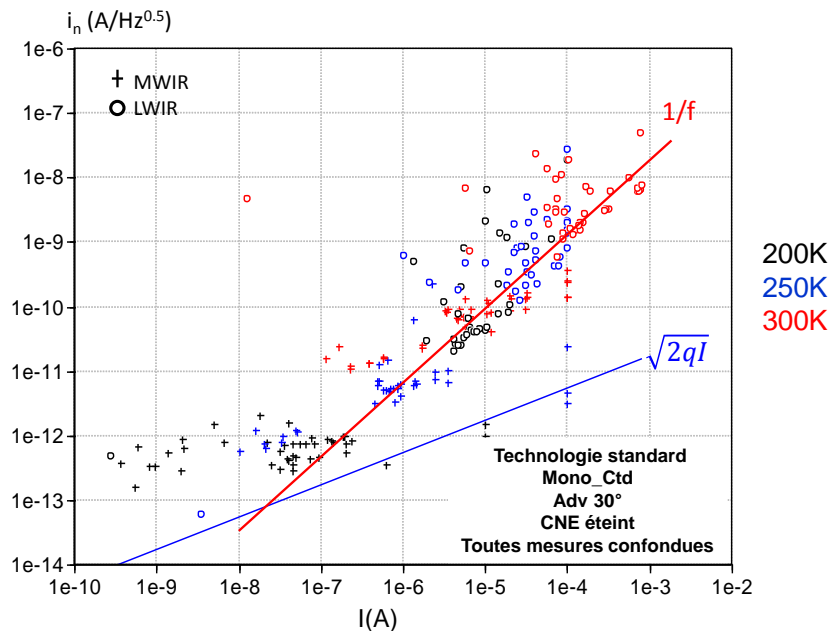


Figure 117 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes p/n standards fonctionnant dans les deux gammes spectrales MWIR et LWIR.

La Figure 118 compare les mesures de densité spectrale de bruit issues des résultats de caractérisations des diodes LWIR et MWIR DOG. La comparaison de ces résultats de mesures a révélé un comportement en bruit très inattendu. Les mesures de bruit MWIR s'alignent parfaitement à une température donnée avec les résultats de mesures correspondant aux photodiodes LWIR de petite taille. Nous n'avons à ce stade malheureusement pas pu fournir d'hypothèse qui permettrait d'expliquer ce comportement.

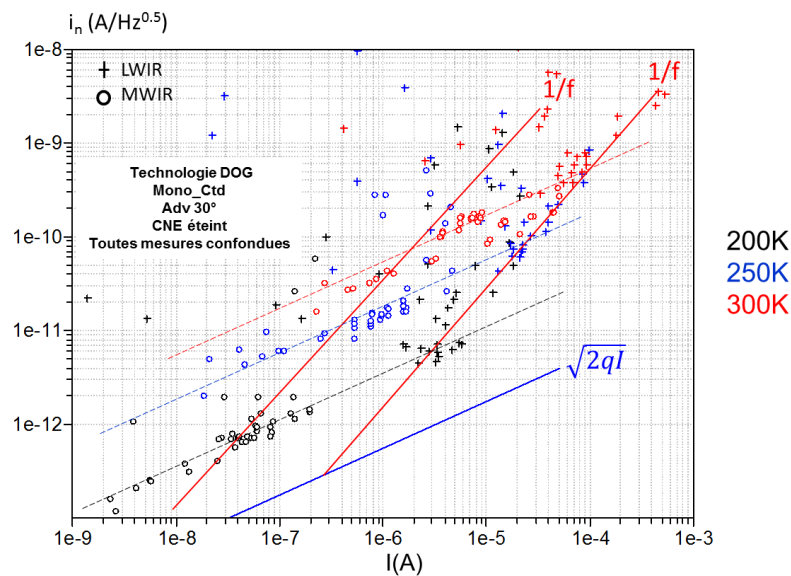


Figure 118 : Corrélation de la densité de bruit de courant en fonction du courant total pour des photodiodes p/n DOG fonctionnant dans les deux gammes spectrales MWIR et LWIR.

5. Synthèse des différentes configurations expérimentales investiguées

Nous avons étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes n/p MWIR et LWIR dopées lacunes de mercure (v_{Hg}). Le but à travers ces mesures était de corrélérer le bruit en courant avec la ou les variantes suivantes : l'évolution thermique du courant, la surface, l'épaisseur d'épitaxie ou encore la concentration de dopage. Nous avons aussi étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes p/n MWIR et LWIR dopées extrinsèquement à l'Indium. Ces photodiodes caractérisées se divisent en deux grandes familles suivant leur technologie : une technologie p/n standard et une technologie p/n à double ouverture de gap. Le but à travers ces mesures était de mettre en évidence une corrélation claire du bruit avec la ou les variantes suivantes : l'évolution thermique du courant, la surface de la diode, la forme de la diode, la technologie de la diode ou encore le nombre de contacts diodes. Différents comportements de bruit $1/f$ ont été observés dans les deux configurations n/p et p/n pour les différentes diodes détectant dans les gammes spectrales étudiées.

L'étude des diodes n/p a révélé dans la gamme MWIR un comportement de bruit n'ayant pas été observé à notre connaissance dans la littérature des photodiodes CdHgTe. L'évolution du bruit est identique suivant que la variation du courant provient d'une variation de la température (ie variation de la génération thermique au sein du volume de diffusion) ou bien d'une différence dans la taille des diodes. Ainsi, dans ce cas, le paramètre unique déterminant le bruit est le courant total traversant la diode. Ce comportement en bruit nous a poussés à développer une relation phénoménologique inspirée du formalisme de Hooge.

L'étude des diodes n/p a révélé dans la gamme LWIR des densités spectrales de bruit de courant qui ne semblaient pas être corrélé directement avec la surface de la diode. Ce bruit indépendant de la géométrie est un comportement très différent de celui reporté dans la littérature. En effet, les modèles existant affichent une corrélation avec la racine carrée de la surface [106], avec la racine carrée du périmètre [97] ou encore avec le périmètre [107]. Une hypothèse proposée est que la modulation du volume de la zone de déplétion au niveau des coins des implantations de forme carré pourrait être à l'origine de ce comportement. Malheureusement, dans cette configuration (n/p LWIR), des diodes de différentes géométries n'étaient pas disponibles pour poursuivre plus avant cette investigation.

L'étude des diodes p/n, standards et DOG, a révélé dans la gamme MWIR des densités spectrales de bruit qui semblent être corrélés avec la racine carrée de la surface des diodes à une température donnée indépendamment de la forme d'implantation. Par ailleurs, l'augmentation du courant par augmentation de la température se traduit par une évolution du bruit proportionnelle au courant. Ce comportement est très différent de ce qui a été observé précédemment dans les diodes n/p. La comparaison des résultats de mesures de diodes p/n dans les deux technologies DOG et standard a montré un niveau de bruit plus haut (3 à 4 fois plus élevé) dans les diodes p/n DOG qui pourrait s'expliquer par une densité de pièges N_t plus importante dans la technologie double ouverture de gap. Rappelons que ces diodes diffèrent par rapport aux diodes p/n standards par l'étendue de l'ouverture de gap sous la passivation, l'interface de la face avant est donc a priori très différente dans ces deux configurations. Ce comportement en bruit observé dans nos photodiodes a mis en cause le procédé technologique DOG, non standard et peu mature et qui serait susceptible d'introduire une dégradation importante de la qualité de l'interface avant ce qui pourrait expliquer la dépendance de la densité spectrale de bruit en courant à la racine carrée de la surface à une température donnée. Aussi, nous avons pu voir que les mesures de bruit effectuées sur des diodes différant par leur nombre de contacts ont montré des niveaux de bruit similaires incriminant le contact diode comme source de bruit $1/f$ dans cette configuration.

L'étude des diodes p/n, standards et DOG de la gamme LWIR a montré, dans cette configuration, un bruit qui semble être corrélé avec le courant total pendant l'évolution thermique. La comparaison des résultats de mesures de densités spectrales de bruit issues de diodes p/n standards LWIR différant par leur nombre de contacts a montré un plus haut niveau de bruit dans la configuration mono contact diode. Une hypothèse a été avancée pour tenter d'expliquer ce phénomène : des turbulences dans le flux des porteurs traversant le contact. Cette hypothèse est inspirée des phénomènes de turbulences observés dans la mécanique des fluides. Plus concrètement, ce comportement pourrait être expliqué par une concentration intense du flux de porteurs dans un seul contact qui engendrerait d'importantes turbulences au niveau du contact étroit de la configuration mono contact. La répartition du flux sur l'ensemble des contacts dans l'autre configuration permettrait de réduire ces turbulences et induirait une diminution du bruit $1/f$ généré dans le volume effectif de la diode. Toutefois, dans la technologie DOG cette dépendance du bruit au nombre de contacts n'a pas été observée. En effet, les résultats de mesures de bruit dans les deux configurations mono et multi contacts ont montré que le nombre de contacts n'avait a priori

aucune d'influence sur le niveau de bruit. Ce constat différent de celui observé dans la technologie p/n standard pourrait s'expliquer par le fait qu'une double ouverture de gap placerait le dispositif dans une configuration proche du MWIR du point de vue du contact étant donné que l'on a augmenté localement le gap sous la surface. En effet, dans la configuration DOG le contact est souvent moins ohmique, mais la dynamique des porteurs peut changer avec le gap. Aussi, nous avons pu voir dans la gamme LWIR à travers la comparaison des résultats de mesures dans les deux technologies un niveau de bruit un peu plus bas (au moins deux fois plus bas) dans la technologie DOG. Ce constat a mis ainsi en évidence la dépendance du bruit à l'interface avant du dispositif photo-détecteur. Les différentes tendances observées dans les différentes configurations et gammes spectrales sont résumées dans le Tableau 4.

Configuration	Type de dopage	Type de technologie	Gamme spectrale	Variantes	Tendances observées
n/p	Intrinsèque (lacunes de mercure)	Technologie standard	- MWIR	- Géométrie - Concentration de dopage	- $i_n \propto \frac{I}{\sqrt{N_c}}$ - Dépendance volumique: modèle de Hooge
			- LWIR	- Géométrie - Epaisseur d'épitaxie - Méthode De croissance	- Aucune dépendance avec la géométrie: $i_n = cte$ à $T_{donnée}$
p/n	extrinsèque	Technologie standard	- MWIR	- Géométrie - Nombre de contact diode	- À $T_{donnée}$: $i_n \propto \sqrt{A}$ - Dépendance surfacique: modèle de Kinch. - i_n indépendant du nombre de contacts
			- LWIR	- Géométrie - Nombre de contact diode	- $i_n \propto l$ - Dépendance volumique: modèle de Hooge - $i_n \text{ mono contact} > i_n \text{ multi contact}$ - $i_n \text{ (DOG)} < i_n \text{ (standard)}$
		Technologie DOG	- MWIR	- Géométrie - Nombre de contact diode	- À $T_{donnée}$: $i_n \propto \sqrt{A}$ - Dépendance surfacique: modèle de Kinch. - i_n indépendant du nombre de contacts - $i_n \text{ (DOG)} > i_n \text{ (standard)}$
			- LWIR	- Géométrie - Nombre de contact diode	- $i_n \propto l$ - Dépendance volumique: modèle de Hooge - $i_n \text{ mono contact} > i_n \text{ multi contact}$ - $i_n \text{ (DOG)} < i_n \text{ (standard)}$

Tableau 4 : récapitulatif des différentes tendances de bruit observées dans les structures testées.

Dans la Figure 119 sont comparés les résultats de mesures de densités spectrales de bruit issues des diodes n/p et p/n à géométrie variable. Comme nous pouvons le voir sur cette figure à température donnée et à courant donné, le niveau de bruit 1/f est un ordre de

grandeur plus haut dans la configuration p/n. Nous avons vu dans les diodes n/p MWIR que le bruit 1/f exprimé en courant était inversement proportionnel à la racine carrée du dopage. Ainsi, la différence d'un facteur 3 dans le bruit entre les deux configurations n/p et p/n correspondrait à la différence entre les niveaux de dopage qui rappelons-le sont de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} dans la configuration p/n et de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans la configuration n/p. Le même constat a été observé dans la gamme LWIR en termes de niveau de bruit 1/f comme nous pouvons le voir dans la Figure 120.

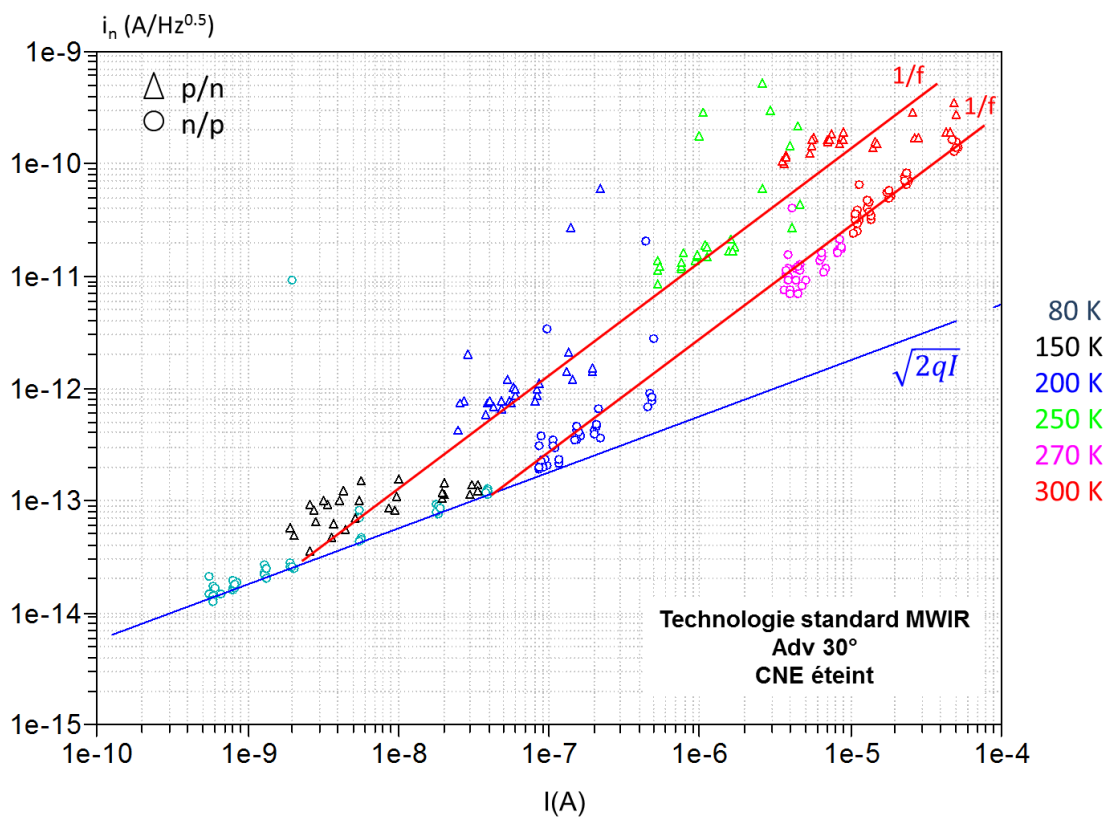


Figure 119 : Corrélation de la densité spectrale de bruit en fonction du courant total pour les deux configurations p/n et n/p MWIR.

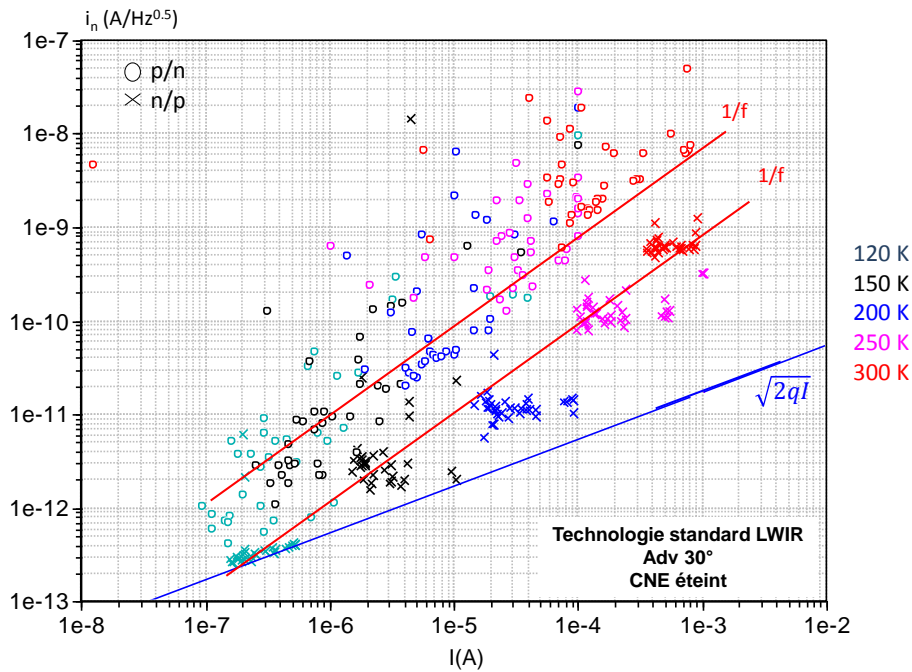


Figure 120 : Corrélation de la densité spectrale de bruit en fonction du courant total pour les deux configurations p/n et n/p LWIR.

A travers ce chapitre nous avons vu plusieurs contributions de bruit : des contributions plus liées à la surface et d'autres plus liées au volume du matériau. Nous avons vu dans la littérature du bruit 1/f et plus spécifiquement dans la littérature des photodiodes CdHgTe des comportements de bruit très différents selon les paramètres technologiques et géométriques adoptés, ou encore selon l'architecture de la photodiode. Les différentes corrélations que nous avons pu observer dans cette étude de bruit montrent la coexistence de différents mécanismes de bruit 1/f dont la dominance est orientée par les différentes variantes technologiques et géométriques. Toutefois l'élément essentiel de cette conclusion est qu'il est préférable de travailler à dopage élevé en vue de contenir au maximum le bruit 1/f à haute température. En effet nous avons vu que travailler à faible dopage permettait de travailler avec des courants d'obscurité faibles mais augmentait le bruit 1/f de manière considérable.

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse nous nous sommes intéressés à l'étude de deux catégories de structures de détection : des structures de photodiodes implantées caractérisées par une technologie mature et des structures exotiques relativement récentes : les structures nBn (diodes à barrière ou encore barrières). L'ensemble des structures étudiées concerne des structures en CdHgTe.

Les structures nBn ont été simulées dans les deux gammes spectrales SWIR et MWIR en prenant comme structure de référence la photodiode de configuration p/n. Ces simulations menées à 77 K ont permis de dégager le jeu de paramètres technologique et géométrique optimal assurant une collection du courant avec le courant d'obscurité le plus faible. La validation des études de simulation a permis par la suite la fabrication, au Leti, d'une toute première structure nBn. Ces caractérisations avaient pour principal objectif de mettre en évidence la fonctionnalité et l'apport en termes de courant d'obscurité de cette structure par rapport à la photo-diode p/n. La caractérisation électro-optique de ces structures peu matures a révélé une dégradation des composants SWIR au fil des mesures sans aucune raison apparente. La caractérisation du lot MWIR, a quant à elle montré des niveaux de courants d'obscurité plus importants que ceux obtenus en simulation mais a démontré toutefois des structures de détection fonctionnelles démontrant ainsi la faisabilité, au Leti, de ce type de structures exotiques. La mise en évidence de la sensibilité de ces structures à la lumière et la mise en évidence du caractère filtrant de la barrière malgré des courants d'obscurité plus hauts que ceux obtenus en simulation sont des résultats très encourageants vu la faible maturité technologique. Ces niveaux de courants attribués à un profil de barrière peu abrupte entraînant une forte injection des porteurs depuis la couche contact n'ont pas pu permettre la caractérisation de ces structures en termes de bruit. En effet, le courant d'obscurité étant un paramètre de premier ordre il est nécessaire d'avoir des niveaux de courants d'obscurité raisonnables dans toute structure de détection avant de la caractériser en termes de bruit. Néanmoins l'origine de ces hauts niveaux de courant étant identifiée, liée à un mauvais profil de la barrière, la fabrication d'un second lot nBn s'affranchissant de tous ces problèmes d'ordre technologique s'avèrerait parfaitement envisageable et rendrait possible la mise en évidence du gain en termes de courant d'obscurité par rapport aux structures de photo-détection standard et par voie de conséquence un gain éventuel en termes de bruit $1/f$ par rapport à ce qui a été observé en littérature.

La seconde partie de ce travail de thèse a porté sur l'étude du bruit $1/f$ dans les photodiodes CdHgTe à haute température de fonctionnement. Divers comportements de bruit $1/f$ ont été observés dans la littérature pour divers types et diverses configurations de structures de détection. Divers modèles de bruit $1/f$ pour la plupart empiriques ont été explorés. Les deux principaux modèles sont les modèles de Hooge et de McWhorter. Le premier attribue l'origine du bruit $1/f$ à la fluctuation de la mobilité des porteurs de charge et le deuxième à la fluctuation du nombre de porteurs de charge. Divers arguments ont été mis en avant en faveur de ces différentes hypothèses et des mises en évidence expérimentales ont été réalisées montrant ainsi que ces hypothèses sont congrues en fonction du matériau étudié. Ainsi, ces deux sources de bruit coexistent probablement avec une dominance de l'une par rapport à l'autre selon le matériau ou encore la technologie adoptée.

Dans le cas du CdHgTe et plus particulièrement dans les structures de photodiodes, le bruit $1/f$ est le facteur limitant le fonctionnement des plans focaux à hautes températures. En effet, l'augmentation du courant d'obscurité dans les photodiodes se traduit par une augmentation du bruit $1/f$ associé. A ces hautes températures, l'évolution du bruit de grenaille étant différente de celle du bruit $1/f$, ce dernier finit par dominer au-delà d'un certain niveau de courant. La compréhension des limitations en bruit des photodiodes à hautes températures passe donc par la compréhension des différents mécanismes associés au bruit $1/f$. Aussi, les différents comportements de bruit observés par les différentes structures caractérisées dans la littérature nous ont poussés à mener une grande campagne d'étude paramétrique de bruit. Ces mesures de bruit avaient pour but de déterminer les éventuelles corrélations du bruit $1/f$ avec la ou les variantes testées.

La philosophie de la démarche adoptée dans ce travail de thèse était de réaliser des mesures de bruit systématiques sur un grand nombre de variantes de photodiodes, en conservant le même protocole de test. La logique était d'observer la variation du bruit lors de l'augmentation du courant en augmentant fortement la température du détecteur mais en jouant également sur la géométrie des diodes testées. Dans le cadre de ce travail, les deux polarités de photodiodes ont été testées (n^+/p par lacune mercure, p^+/n extrinsèque) permettant ainsi d'investiguer l'effet de la nature du dopant de la couche absorbante sur les propriétés en bruit. Dans le cas de la technologie intrinsèque n/p , deux différents niveaux de dopage P (quelques $10^{16}/\text{cm}^{-3}$, et quelques $10^{15}/\text{cm}^{-3}$) ont été investigués. Plusieurs bandes spectrales ont également été investiguées (MWIR et LWIR) permettant d'observer l'effet d'un quasi doublement du gap. Aussi, plusieurs géométries de diode ont été examinées (diodes seules, carrées ou rondes, ou encore diodes entourées de diodes de confinement pour

reproduire l'environnement matriciel d'un plan focal, différentes prises de contact). Enfin, plusieurs variantes de photodiodes p/n de différentes formes géométriques (rondes et carrées) ont été testées et dans lesquelles la surface (passivation) est traitée différemment.

Nous avons étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes n/p MWIR et LWIR dopées lacunes de mercure (v_{Hg}). Le but à travers ces mesures était de corrélérer la densité spectrale de bruit de courant avec l'évolution thermique du courant, la surface, l'épaisseur d'épitaxie ou encore la concentration de dopage. Nous avons aussi étudié le bruit $1/f$ dans des photodiodes p/n MWIR et LWIR dopées extrinsèquement à l'indium. Ces photodiodes caractérisées se divisent en deux grandes familles suivant leur technologie : une technologie p/n standard et une technologie p/n à double ouverture de gap. Le but à travers ces mesures était de mettre en évidence une corrélation claire du bruit avec la ou les variantes suivantes : l'évolution thermique du courant, la surface de la diode, la forme de la diode, la technologie de la diode ou encore le nombre de contact diode. Différents comportements de bruit $1/f$ ont été observés dans les deux configurations n/p et p/n pour les différentes diodes détectant dans les gammes spectrales étudiées.

L'étude des diodes n/p a révélé dans la gamme MWIR un comportement de bruit n'ayant pas été observé à notre connaissance dans la littérature des photodiodes CdHgTe. La variation du courant avec la température et sa variation avec la géométrie de la diode conduit au même effet sur le bruit. La densité spectrale de bruit semble être ainsi principalement corrélée avec le courant total généré au sein du volume de la diode et ne semble pas dépendre directement de sa surface. La caractérisation de photodiodes ayant différentes concentrations de dopage a montré un niveau de bruit plus élevé dans les diodes faiblement dopées. Ainsi, la diminution du dopage en vue d'augmenter les durées de vie des porteurs minoritaires et donc de diminuer le courant d'obscurité peut s'avérer dangereuse en termes de bruit $1/f$. Le dopage est donc un paramètre clé à prendre en considération lors de la conception des structures de détection haute température de fonctionnement.

L'étude des diodes n/p a révélé dans la gamme LWIR des densités spectrales de bruit de courant qui ne semblent être ni corrélé avec le courant total ni avec la surface de la diode. Ce comportement de bruit indépendant de la géométrie semble être différent du comportement reporté dans la littérature qui affiche une corrélation avec la racine carrée de la surface (Bajaj), avec la racine carrée du périmètre (Chung) ou encore avec le périmètre (Radford). L'hypothèse que nous avons formulée est que la modulation du volume de la zone de

déplétion au niveau des coins des implantations de forme carré pourrait être à l'origine de ce comportement.

L'étude des diodes p/n dans les deux technologies standard et double ouverture de gap, a révélé dans la gamme MWIR des densités spectrales de bruit qui semblent être corrélées avec la racine carrée de la surface des diodes à une température donnée indépendamment de la forme d'implantation. Un niveau de bruit plus haut a été observé dans la technologie double ouverture de gap. Ce constat a mis en cause le procédé technologique DOG, non standard et peu mature et qui serait susceptible d'introduire une dégradation importante de la qualité de l'interface avant. La qualité de cette interface, mise en cause justifierait la dépendance observée de la puissance de bruit $1/f$ à la surface et donc la dépendance de la densité spectrale de bruit en courant à la racine carrée de la surface à une température donnée. Les mesures de bruit effectuées sur des diodes différant par leur nombre de contact ont montré des niveaux de bruit similaires montrant ainsi que le bruit n'a pas pour origine le contact p.

L'étude des diodes p/n LWIR dans les deux technologies a montré un comportement différent : la densité spectrale de bruit semble être corrélée avec le courant total pendant l'évolution thermique soit un comportement identique à celui observé dans les diodes n/p MWIR. La comparaison des résultats de mesures de densité spectrale de bruit issues de diodes p/n LWIR différant par leur nombre de contact a montré un plus haut niveau de bruit dans la configuration mono contact diode. Nous avons vu que ce comportement pouvait être expliqué par des turbulences observées dans le flux des porteurs traversant le contact. Cette hypothèse est inspirée des phénomènes de turbulences observés dans la mécanique des fluides. Plus concrètement, ce comportement pourrait être expliqué par une concentration intense du flux de porteurs dans un seul contact (analogie avec canal dans la mécanique des fluides) qui engendrerait d'importantes contraintes au niveau du contact étroit de la configuration mono contact. La répartition du flux sur l'ensemble des contacts dans l'autre configuration permettrait de réduire ces turbulences et induirait une diminution du bruit $1/f$ généré dans le volume effectif de la diode. Aussi, nous avons pu voir dans la gamme LWIR à travers la comparaison des résultats de mesures dans les deux technologies un niveau de bruit un peu plus bas (au moins deux fois plus bas) dans la technologie DOG. Ce constat a mis ainsi en évidence la dépendance du bruit à l'interface avant du dispositif photo-détecteur.

Enfin, les mesures de bruit dans des couches absorbantes très fines ont montrée dans certains cas une augmentation du bruit $1/f$ (relativement au courant). Ce résultat reste

cependant à confirmer étant donnée la moindre maturité du procédé de fabrication des photodiodes dans cette configuration (diodes traversantes).

Ainsi, ce travail de thèse a permis de dégager différentes corrélations de bruit fonction des paramètres géométriques et technologiques étudiés. Les différentes corrélations que nous avons pu observer dans cette étude de bruit montrent la coexistence de différents mécanismes de bruit $1/f$ dont la dominance est orientée par les différentes variantes technologiques et géométriques. L'étude menée au cours de ce travail de thèse n'a malheureusement pas permis l'étude de toutes les variantes technologiques dans les deux configurations n/p et p/n. Il serait donc intéressant par la suite de caractériser la variante n/p dans la configuration n/p, de caractériser des diodes p/n présentant différentes variantes de dopage, différentes épaisseurs d'épitaxie, différentes épaisseurs... Néanmoins ce qu'il faut retenir de ce travail de thèse lors de la conception des structures de détection est qu'il est impératif de travailler à des niveaux de dopage raisonnables (pas trop bas) en vue de ne pas détériorer les performances en bruit.

Annexe

▪ Lois du corps noir :

1. Loi de Planck :

C'est à partir de considérations thermodynamiques statistiques que l'émission spectrale du corps noir fut décrite par la loi de Planck. La densité spectrale d'énergie rayonnante $u(\lambda, T)$ diffère selon la température du corps et vérifie la loi de Planck donnée par (1) où λ est la longueur d'onde d'émission, T_c la température du corps noir, h la constante réduite de Planck, K la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide.

$$u(\lambda, T_c) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda KT_c}\right) - 1} \quad (85)$$

2. Loi de Wien :

Dans la Figure 121 a été reportée l'allure de la densité spectrale de l'énergie rayonnante pour des températures de 5780 K, 300 K et 77 K. Ces températures correspondent respectivement aux températures du soleil, de l'ambiante et de l'azote liquide. Chaque courbe présente un maximum pour une longueur d'onde qui lui est propre. Il existe donc par conséquent pour chaque température une longueur d'onde pour laquelle l'émission d'énergie par le corps noir est maximale. Ce maximum se déplace vers de plus grandes longueurs d'ondes lorsque la température diminue en suivant la loi de Wien, donnée par la relation :

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{4.965 KT_c} = \frac{2.898 \cdot 10^{-3}}{T_c} \quad (86)$$

avec λ_{max} exprimée en mètres et T_c en kelvins. Cette expression permet de conclure que le maximum d'émission d'un corps noir se trouvant à une température environnant les 300 K sera atteint pour des longueurs d'ondes se situant dans le spectre infrarouge. De même, Cette loi montre que le produit de la température et de la longueur d'onde du pic de la courbe est toujours égal à une constante. De ce fait, on peut connaître la température d'un corps assimilé à un corps noir par la simple forme de son spectre et la position de son maximum (Figure 121). Remarquons que, plus particulièrement, la longueur d'onde d'émission maximale d'un corps noir se trouvant à température ambiante se situe aux

alentours de 10 μm , c'est à dire dans la fenêtre LWIR, faisant de celle-ci une fenêtre de prédilection pour les applications de vision nocturne ou encore pour des applications où la visibilité est faible. Par conséquent, la fabrication et la mise en place de dispositifs capables de détecter ces longueurs d'ondes présentent un très grand intérêt.

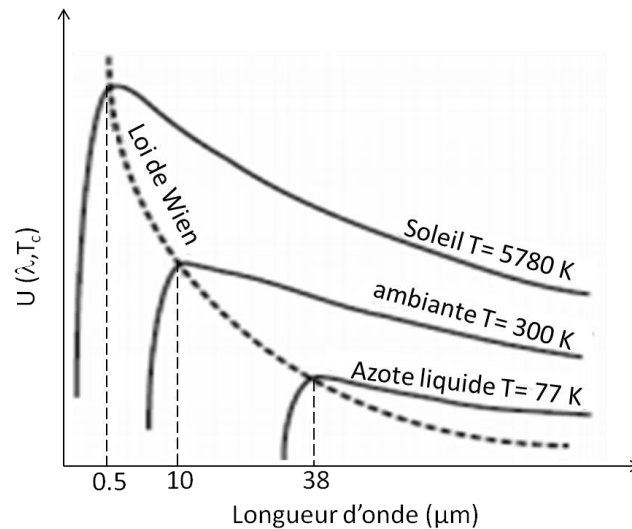


Figure 121: Allures de la densité spectrale d'énergie rayonnante u en fonction de la longueur d'onde et illustration de la loi de Wien relative au déplacement du maximum d'émission.

3. Loi de Stefan-Boltzmann

Cette loi stipule que la densité de flux d'énergie ou densité de puissance ou exitance énergétique (intégrale de la loi de Planck sur toutes les longueurs d'onde et sur un demi-espace) émis par le corps noir varie en fonction de la température selon :

$$M^\circ(T) = \sigma T^4 \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (87)$$

où $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann. Cette loi met en évidence qu'un corps rayonne d'autant plus qu'il est chaud.

▪ **Luminance**

La luminance est le rapport de l'intensité d'une source étendue dans une direction donnée par l'aire de cette source dans cette même direction.

▪ Puits quantiques

Une hétérostructure à puit quantique est constituée d'un premier matériau petit gap pris en sandwich entre un même matériau grand gap. Ces puits quantiques se présentent sous la forme d'un empilement de plusieurs dizaines de périodes. Cet empilement périodique de deux matériaux est appelé super-réseau étant donné que la structure reproduit à une échelle supérieure la périodicité du réseau atomique. L'adjectif quantique intervient étant donné qu'il y a confinement des porteurs. En effet, la détection se fait entre bandes infimes : les unes servant au transport des trous et contenues dans la bande de valence alors que les autres servent plutôt au transport des électrons et sont contenues dans la bande de conduction. Ce mode de confinement offre comme principal avantage et pas des moindres une grande durée de vie des paires électrons-trous. Selon le confinement des porteurs, il existe différents types de structures quantiques, les deux principales configurations sont présentées ci contre :

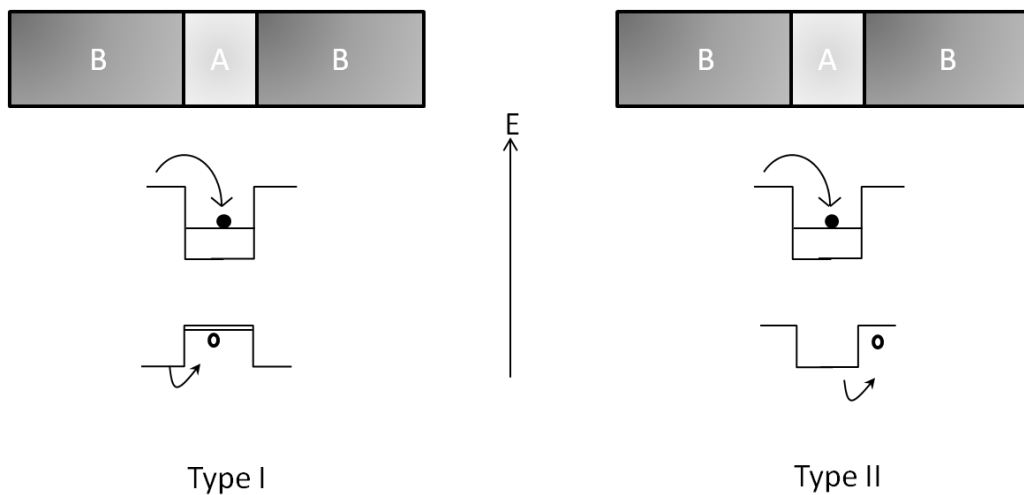


Figure 122: Représentation des différents types de puits quantiques.

Dans une structure de type I, les électrons et les trous sont confinés dans le puits du même semi-conducteur. Dans une structure de type II, les électrons et les trous sont spatialement séparés dans cette configuration. Dans les structures à puits quantiques le mouvement de l'électron est libre dans le plan de la couche mais n'est pas possible suivant la direction de croissance. En effet, il existe dans les puits quantiques une règle de sélection qui ne permet pas théoriquement l'absorption du champ électromagnétique en incidence normale. En réalité, il existe une absorption résiduelle due à la diffusion par les défauts ou encore aux

effets de taille finie du pixel. Toutefois, il est nécessaire afin d'augmenter l'absorption d'ajouter un système de

Couplage : on parle ainsi de puits quantiques couplés. La solution la plus souvent retenue en pratique est la gravure d'un réseau de couplage à la surface des pixels. Le flux de photons traverse en premier le pixel avant de rencontrer le réseau qui le réfléchit dans une autre direction. Expérimentalement le couplage est à son optimum lorsque le pas du réseau est égal à la longueur d'onde dans le matériau.

▪ Ionisation par impact

L'ionisation par impact est un mécanisme physique permettant la génération de nouveaux porteurs. Ce mécanisme est le processus inverse de la recombinaison Auger. La description de ce principe donnée par Chynoweth [113], Stillman et Wolfe [114] et Capasso [115] est illustrée sur la Figure 123. Cette figure est une représentation schématique qui illustre le mécanisme de création des porteurs, initié dans cet exemple par un électron, par le principe de l'ionisation par impact et ce à travers plusieurs diagrammes représentant l'évolution de l'énergie des porteurs au cours du temps.

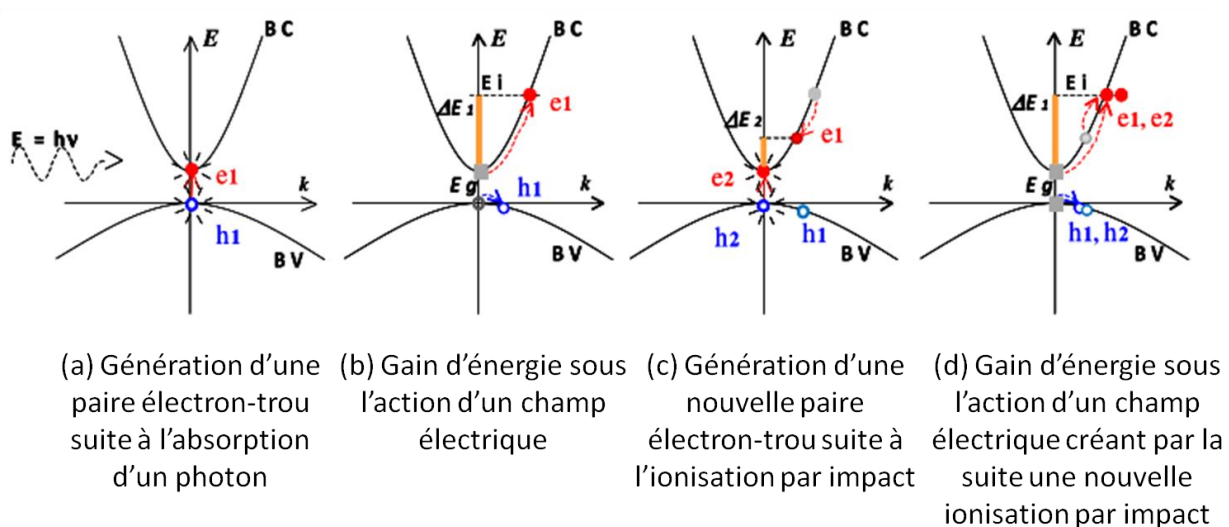


Figure 123 : Principe de l'ionisation par impact dans une photodiode.

- (a) Il y aura création d'une paire électron-trou suite à l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie de gap E_g du matériau. Grâce à l'énergie du photon absorbé, un électron de la bande de valence transite jusqu'à la bande de conduction laissant un trou derrière au niveau de la bande de valence. Une nouvelle paire électron-trou est ainsi créé.

- (b) Le champ électrique présent dans la jonction, polarisée en inverse, va accélérer les porteurs et leur permettre de gagner de l'énergie. Cette dernière va subir une augmentation sous l'action des interactions avec le réseau cristallin qui vont modifier le moment k et/ou l'énergie des porteurs. En effet, sous l'action du champ électrique, les porteurs vont acquérir de l'énergie plus rapidement qu'ils ne pourront la dissiper au moment de leur interactions avec le réseau cristallin. Ainsi, l'accélération constante qu'ils subissent leur permettent de gagner de l'énergie. L'énergie acquise par un électron va atteindre un niveau d'énergie E_i représentant le niveau d'énergie seuil à partir duquel l'électron sera susceptible de déclencher une ionisation par impact.
- (c) L'électron (e_1 dans la figure), ayant atteint un niveau d'énergie supérieur ou égal à E_i , libère son énergie en créant une nouvelle paire électron-trou : un électron de la bande de valence transite jusqu'à la bande de conduction et libère ainsi un trou derrière lui dans la bande de valence. L'énergie seuil E_i doit ainsi être au minimum supérieure au gap du matériau. La paire électron-trou nouvellement créée va être faiblement énergétique respectant les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement des porteurs. L'énergie de l'électron à l'origine de l'ionisation par impact diminue de telle sorte que l'énergie de l'électron créé soit à un niveau ΔE_2 au dessus du bas de la bande de conduction.
- (d) Les deux trous et les deux électrons vont individuellement acquérir de l'énergie sous l'action du champ électrique: les trous auront une énergie plus élevée sur la bande de valence, et les électrons vont atteindre l'énergie seuil E_i . La position énergétique des électrons va entraîner de nouvelles générations de porteurs par ionisation par impact.

▪ Hétérojonction :

Une hétérojonction est une jonction formée de deux semi-conducteurs différents ou d'un même semi-conducteur présentant différentes concentrations de dopage.

Références

-
- [1]. Tissot, J. L. (2001). "DéTECTEURS non refroidis pour l'imagerie infrarouge bas coût". MINATEC.
- [2]. R.C. Jones 1952 «Performance of detectors for visible and infrared radiation » in Advances in Electronics Vol. 5 Academic Press, New York 1952.
- [3]. A. Rogalski, Infrared detectors: status and trends, Progress in quantum electronics, 27, 59-210, (2003).
- [4]. W. Schottky; Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Electrizitätsleitern.
- [5]. Lawson, W. Nielsen, E. H. Putley et A. S. Young, Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe. J. Phys. Chem. Solids, 9, 325-329 (1959).
- [6]. G.L. Hansen, J. L. Schmit, and T. N. Casselman "Energy gap versus alloy composition and temperature in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ " J. Appl. Phys. 53 (10), 1982, pp 7099-7101.
- [7]. G. L. Hansen and J. L. Schmidt, J. Appl. Phys. 54, 1639 (1983).
- [8]. A. Rogalski, Prog. Quant. Electr. 12 p87-289 (1988).
- [9]. J.P. Rosbeck, JAP 53(9) p6430 (1982).
- [10]. M. Astles. Capper, Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds (INSPEC, Londres,UK, 1994).
- [11]. J. Arias, M. Zandian, J. Bajaj, J. Pasko, L. Bubulac, S. Shin, and R. D. Wames. "Molecular beam epitaxy HgCdTe growth-induced void defects and their effect on infrared photodiodes". J. Electron. Mater. 24, 521 (1995).
- [12]. W. van Roosbroeck, and W. Shockley, *Phys. Rev.* 94, 1558 (1954).
- [13]. R.N. Hall, *Proc. Inst. Electr. Eng. B Suppl.* 106, 923 (1959).
- [14]. M.A. Kinch, M. J. Brau, and A. Simmons, *J. Appl. Phys.* 44, 1649 (1973).
- [15]. A.R. Beattie, *J. Phys. Chem. Solids.* 24, 1049 (1962).

-
- [16]. T.N. Casselman et P.E. Petersen, *Solid State Com.* 33, 616 (1980).
- [17]. M.A. Kinch, F. Aqariden, D. Chandra, P-K. Liao, H.F. Schaake, and H.D. Shih, *J. Electron. Mat.* 34, 880 (2005).
- [18]. W. Shockley, and W.T. Hall, *Physical Review.* 87, 835 (1952).
- [19]. R.N. Hall, *Physical Review.* 87, 387 (1952).
- [20]. V. Gopal, S. Gupta, R.K. Bhan, R. Pal, P.K. Chaudhary, and V. Kumar, *Infrared Phys Techn.* 44, 143 (2003).
- [21]. M. Lanir, and K.J. Riley, *IEEE T Electron Dev.* 29, 274 (1982).
- [22] P.Y. Emelie. HgCdTe Auger-Suppressed Infrared Detectors Under Non-Equilibrium operation. Ph.d. thesis, University of Michigan, 2009.
- [23] R. Landauer, *Phys. Rev. B.* 47, 16427 (1993).
- [24] R. Firth, Proc. R. Soc. London Ser. A 192, 593 (1948).
- [25] W. Schottky, *Z. Phys.* 104, 248 (1937).
- [26] R. Landauer, *Physica D.* 38, 226 (1989).
- [27] G.B. Lesovik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 49, 513 (1989) [JETP Lett. 49, 592 (1989)]; V.A. Khlus, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 93, 2179 (1987) [Sov. Phys. JETP 66, 1243 (1987)]
- [28] J.W. Wilkins, S. Hershfield, J.H. Davies, P. Hyldgaard, and C.J. Stanton, Phys. Scr. T42, 115 (1992); M. Biittiker, Phys. Rev. Lett. 68, 843 (1992); *Phys. Rev. B* 46, 12485 (1992).
- [29] R. Landauer and Th. Martin, *Physica B.* 175, 161 (1991).
- [30] O. Gravrand, L. Mollard, C. Langeron, N. Baier, E. Deborniol and Ph. Chorier, *J. Electron. Mater.* 38, 1733 (2009).
- [31] T. Chuh, *Proc. SPIE.* 5563, 19 (2004).
- [32] C.L. Jones, L.G. Hipwood, C.J. Shaw, J.P. Price, R.A. Catchpole, M. Ordish, C.D. Maxey, H.W. Lau, R.C. Mistry, M.C. Wilson, A.D. Parsons, J. Gillespie, L. Baggaley, and M. Wallis, *Proc. SPIE.* 6206, 10 (2006).
- [33] A.S. Gilmore, J. Bangs, A. Gerrish, A. Stevens, and B. Starr, *Proc. SPIE,* 5783, 223 (2005).
- [34] J.A. Stobie, S.P. Tobin, P. Norton, M. Hutchins, K.-K. Wong, R.J. Huppi, and R. Huppi, *Proc. SPIE,* 5543, 293 (2004).
- [35]. A.M. Itsuno, J.D. Phillips and S. Velicu, *J. Electron. Mat.* 40, 8 (2011).
- [36]. A. M. White, "IR detector," Patent, vol. US4679063 (1987).

-
- [37]. S. Maimon and G.W. Wicks, *Appl. Phys. Lett.* 89, 1 (2006).
- [38]. J.R. Pedrazzani, S. Maimon, and G.W. Wicks, *Electronic Letters*, 44, 25 (2008).
- [39]. G. Bishop, E. Plis, J.B. Rodriguez, Y.D. Sharma, H.S. Kim, L.R. Dawson, and S. Krishna, *J. Vac. Sci. Technol. B* 26,1145 (2008).
- [40]. J.B. Rodriguez, E. Plis, G. Bishop, Y.D. Sharma, H. Kim, L.R. Dawson, and S. Krishna, *Appl. Phys. Lett.* 91,1 (2007).
- [41]. A.M. Itsuno, J.D. Phillips, and S. Velicu, *J. Electron. Mat.* 40, 8 (2011).
- [42]. T.J. De Lyon, J.E. Jensen, I. Kasai, G.M. Venzor, K. Kosai, J.B. De Bruin, and W.L. Ahlgren, *J. Electron. Mater.* 31, 220 (2002).
- [43]. A.I. D'Souza, J. Bajaj, R.E. De Wames, D.D. Edwall, P.S. Wijewarnasuriya, and N. Nayar, *J. Electron. Mater.* 27, 727 (1998).
- [44]. A. M. Itsuno, "Bandgap-Engineered HgCdTe Infrared detector structures for reduced cooling requirements", Thèse (2012). ;
- [45]. A. Einstein, *Ann. Phys.*, 17 (1905), 549.
- [46]. M. von Smoluchowski, *Ann. Phys.*, 21 (1906), 75.
- [47]. J. B. Johnson, *Phys. Rev* 32, 97 (1928).
- [48]. H. Nyquist, *Phys. Rev* 32, 110 (1928).
- [49]. J. B. Johnson, *Phys. Rev* 26, 71 (1925).
- [50]. Schottky, *Phys. Rev* 28, 74 (1925).
- [51]. P. Dutta, P. M. Horn, "Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise", *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 53 (3), 497, (1981).
- [52]. A. L. McWhorter, *Rev. Mod. Phys* 53, 497 (1981).
- [53]. Voss, Clarke, *Phys. Rev. B* 13, 556 (1976).
- [54]. Feng, Lee, *Phys. Rev. Lett* 56, 1960 (1986).
- [55]. F. Hooge, *Physics letters A* 29, 139 (1969).
- [56]. F. Hooge et L. Vandamme, *Physics Letters A* 66, 315 (1978).
- [57]. F. Hooge, *IEEE Trans. Electron. Devices* 41, 1926 (1994).

-
- [58]. T. G. M. Kleinpenning, *Physica B* 98, 289 (1980).
- [59]. F. N. Hooge, *Physica B* 162, 344 (1990).
- [60]. F. Hofman et R. J. J. Zijlstra, *Solid State Commun.* 72, 1163 (1989).
- [61]. R. P. Jindal et A. van der Ziel, *J. Appl. Phys.* 52, 2884 (1981).
- [62]. F. N. Hooge, *Physica B* 114, 391 (1982).
- [63]. F. N. Hooge, *IEEE Trans. Electron. Devices* 41, 1926 (1994).
- [64]. R. D. Black, M. B. Weissman et P. J. Restle, *J. Appl. Phys.* 53, 6280 (1982).
- [65]. B. Weissman, *Rev. Mod. Phys.* 60, 537 (1988).
- [66]. Sh. Kogan. *Electronic Noise and Fluctuations in Solids* (Cambridge Univ. Press, England, 1996), p. 228.
- [67]. L. Ren, *J. Appl. Phys.* 74, 4534 (1993).
- [68]. F. N. Hooge et L. K. J. Vandamme, *Physics Lett.* 66A, 315 (1978).
- [69]. X. Y. Chen et M. R. Leys, *Solid-st. Electron.* 39, 1149 (1996).
- [70]. R. Ren et M. R. Leys, *Physica B* 172, 319 (1991).
- [71]. T. G. M. Kleinpenning, *J. Appl. Phys.* 51, 3438 (1980).
- [72]. L. Ren et J. S. Liberis, *Physica B* 183, 40 (1993).
- [73]. C. Surya et T. Y. Hsiang, *Phys. Rev. B* 35, 6343 (1987).
- [74]. B. Dierickx et E. Simoen, *IEEE Trans. Electron. Devices* 38, 1913 (1991).
- [75]. J. Pelz et J. Clarke, *Phys. Rev. B* 36, 4479 (1987).
- [76]. N. Giordano, *Rev. Solid State Science* 3, 27 (1989).
- [77]. C. M. van Vliet, *Solid-st. Electron.* 34, 1 (1991).
- [78]. P. H. Handel, *Phys. Rev. Lett.* 34, 1492 (1975).
- [79]. A. McWhorter, « 1/f noise and germanium surface properties », *Semiconductor Surface Physics*, p. 207–228, (1957).
- [80]. S. Christensson, I. Lundstrom, and C. Svensson, *Solid-State Electron.* 11, 797 (1968).
- [81]. F. Berz, *Solid. State. Electron.* 13, 621 (1970).
- [82]. S. T. Hsu, *Solid. State. Electron.* 13, 1451 (1970).
- [83]. H. Fu et C. T. Sah, *Transactions on Electron Devices.* 19, 273 (1972).
- [84]. F. N. Hooge and A. M. H. Hoppenbrouwers, *Physica.* 45, 386 (1969).
- [85]. T.G.M. Kleinpenning, *J. App. Phys.* 51 (6), 3438(1980).
- [86]. H.M.J. Vaes and T.G.M. Kleinpenning, *J. App. Phys.* 48 (12), 5131(1977).

-
- [87]. F. N. Hooge, J. Kedzia and L. K. J. Vandamme, *J. Appl. Phys.* 50, 8087 (1979).
- [88]. S. Y. Pai, "Theory and experiments of low-frequency $1/f$ noise in MOSFET's", Ph.D. Thesis Minnesota Univ., Minneapolis.
- [89]. H. I. Hanafi and A. van der Ziel, *Solid. State. Electron.* 21, 1019 (1978).
- [90]. L. Ballestra, S. Micheletti, and R. Sacco, "Semiconductor device simulation using a viscous-hydrodynamic model", *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 191 5447-5466 (2002).
- [91]. N. Bushong, Y. Pershin, and M. Di Ventra, "Turbulence-induced magnetic flux asymmetry at nanoscale junctions", *Phys. Rev. Lett.* 99, 226802-1-4 (2007).
- [92]. A.N. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers", *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30, 301 (1941).
- [93]. R.G. Gibson, E. Stusnick, J.P. Smith, R.A. Burdisso, and C.R. Fuller, "An investigation of active noise reduction of jet engine runup noise", Final technical report 1985, Contract AL/OE-TR-1995-00113.
- [94]. J.W. Armstrong, B.J. Rickett, and S.R. Spangler, "Electron density power spectrum in the local interstellar medium", *The Astrophysical Journal* 443, 209-221 (1995).
- [95]. W. A. Radford and C. E. Jones, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 183 (1985).
- [96]. J. Bajaj, G. M. Williams, N. H. Sheng, M. Hinrichs, D. T. Cheung, J. P. Rode, and W. E. Tennant, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 192 (1985).
- [97]. H. K. Chung, M. A. Rosenberg, and P. H. Zimmerman, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 189 (1985).
- [98]. Y. Nemirovsky and D. Rosenfeld, *J. Vac. Sci. Technol. A* 8, 1159 (1990).
- [99]. Bae, Sang Jun Lee, Young Ho Kim, Hee Chul Lee et Choong Ki Kim, *J. Electron. Mat.* 29, (2000).
- [100]. Kinch, "Universal $1/f$ noise model for reverse biased diodes", *Applied Physics Letters*.
- [101]. Kinch, " $1/f$ Noise in HgCdTe Photodiodes", *Journal of Electronic Materials*, Vol.34, No. 6, (2005).
- [102]. Stephen P. Tobin, Shigesato Iwasa, and Timothy J. Tredwell *IEEE. T. Electron. Dev.* ED-27, 43 (1980).
- [103] T. G. M. Kleinpenning, *Physica B* 98, 289 (1980).
- [104]. F. N. Hooge, *Physica B* 114, 391 (1982).
- [105]. M.A. Kinch, C.-F. Wan, and J.D. Beck, *J. Electron. Mater.* 34, 928 (2005).

-
- [106]. J. Bajaj, G. M. Williams, N. H. Sheng, M. Hinnrichs, D. T. Cheung, J. P. Rode, and W. E. Tennant, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 192 (1985).
- [107]. W. A. Radford and C. E. Jones, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 183 (1985).
- [108]. H. K. Chung, M. A. Rosenberg, and P. H. Zimmerman, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3, 189 (1985).
- [109]. M.A. Kinch, C.-F. Wan, H. Schaake, and D. Chandra, *Appl. Phys. Lett.* 94, 193508 (2009).
- [110]. H.F. Schaake, M.A. Kinch, D. Chandra, F. Aqariden, P.K. Liao, D.F. Weirauch, C.-F. Wan, R.E. Scritchfield, W.W. Sullivan, J. T. Tehrani, and H.D. Shih, *J. Electron. Mater.* 37, 1401 (2008).
- [111]. M. A. Kinch, F. Aqariden, D. Chandra, P. Liao, H. F. Schaake, H. D. Shih, and S. Read, "Minority Carrier Lifetime in p-HgCdTe," *Journal of Electronic Materials*, vol. 34, no. 6, 2005.
- [112]. P. Norton. Workshop II-VI 2010 : article non publié.
- [113]. A.G. Chynoweth, « Charge multiplication phenomena », *Semicond. and Semimet.* 4, Chpt. 4, Ed. Willardson Beer (1968).
- [114]. G.E. Stillman, C.M. Wolfe, "Avalanche photodiodes », *Semicond. and Semimet* 12, Chpt. 5, Ed. Willardson Beer (1977).
- [115]. F. Capasso, « Physics of Avalanche Photodiodes », *Semicond. and Semimet.* 22D, Chpt. 1, Ed. Willardson Beer (1985).