HAL
open science

Détecteur en silicium sur cristal photonique par absorption non linéaire à deux photons

Laurent-Daniel Haret

To cite this version:

Laurent-Daniel Haret. Détecteur en silicium sur cristal photonique par absorption non linéaire à deux photons. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112410 . tel-00911884

HAL Id: tel-00911884

https://theses.hal.science/tel-00911884v1

Submitted on 1 Dec 2013

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.

UNIVERSITÉ PARIS SUD

Comprendre le monde, construire l'avenir®

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : STITS

Laboratoire : Institut d'Electronique Fondamentale

***DISCIPLINE** PHYSIQUE*

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 19/12/2012

par

Laurent-Daniel HARET

Détecteur en silicium sur cristal photonique par absorption non linéaire à deux photons

Directeur de thèse : Xavier CHECOURY

Composition du jury :

Rapporteurs : Jean-Yves DUBOZ
Nicolas LE THOMAS

Examinateurs : David CASSAGNE
Guang-Hua DUAN
Sylvain COMBRIE
Philippe BOUCAUD

Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu mon directeur de thèse Xavier Checoury, pour son engagement de tous les instants, sa disponibilité, et son sens du dialogue. Grâce à son expertise dans une très large palette de sujets allant de la simulation numérique à la fabrication en salle blanche, en passant par les mesures sur banc optique ou encore les télécommunications, il a été un interlocuteur indispensable sur tous les aspects de mon travail. Je voudrais également remercier Philippe Boucaud, qui a suivi mon travail de très près. Son expérience de la recherche, son pragmatisme et sa bonne humeur lors des nombreuses discussions qu'il a pu avoir avec Xavier et moi ont été très précieux. Il a aussi contribué à la qualité de mon environnement de travail par son implication dans la vie du laboratoire. Je les remercie tous les deux encore une fois, pour avoir eu la gentillesse et l'ouverture d'esprit de me laisser poursuivre des études musicales pendant mon doctorat.

Je remercie ensuite Jean-Yves Duboz et Nicolas Le Thomas d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Leurs remarques constructives m'ont permis d'améliorer la version finale de mon mémoire. J'associe bien sûr les autres membres extérieurs de mon jury à ces remerciements : Sylvain Combrié, David Cassagne et Guang-Hua Duan.

Nos collaborateurs de Thalès Research and Technology, Alfredo de Rossi et Sylvain Combrié, ont mis très aimablement leur banc expérimental, leur savoir-faire et leur temps à ma disposition pour réaliser notamment les mesures de bande-passante optoélectronique. Je les remercie également des nombreux échanges et discussions que nous avons pu avoir. Parmi les autres personnes qui ont contribué à la réalisation scientifique de ce travail, je salue en particulier Paul Crozat pour les mesures de paramètres s, et Fabien Bayle pour les mesures EBIC. Je voudrais aussi remercier Zheng Han, le doctorant qui m'a précédé, pour le travail considérable qu'il a fait sur la technologie de fabrication des cristaux photoniques. Il a transmis ce travail à travers un mémoire de thèse très clair, et par les innombrables conseils qu'il m'a donnés. De plus, il a eu la gentillesse de fabriquer certaines des structures de ma thèse. De manière directe ou indirecte, mon travail lui doit beaucoup.

Le bon fonctionnement de la salle blanche étant vital pour l'IEF, je voudrais remercier ici tous ceux qui y sont impliqués, et plus particulièrement les ingénieurs et les chercheurs qui m'ont formé aux machines que j'ai utilisées et m'ont ensuite toujours aidé dans les situations un peu délicates : David Bouville, Abdel Aassime, Delphine Néel, José Palomo, Jean-René Coudeyville, et Benoit Bélier.

Mon travail de thèse a été financé par le ministère de la recherche, à travers la bourse de l'Ecole Polytechnique (AMX). Par ailleurs les projets de recherche du groupe qui m'a accueilli et le matériel de la salle blanche ont bénéficié des financements attribués par le RTRA Triangle de la physique et le réseau Renatech. Ces organismes sont vivement remerciés.

J'ai eu la chance de travailler dans une ambiance conviviale pendant ces trois années, ce grâce aux permanents qui travaillent dans mon couloir. La grande variété des personnalités et des domaines scientifiques représentés ont donné lieu à des conversations très stimulantes, et pas toujours à propos de physique. Je remercie donc Sébastien Sauvage, Mustafa El Kurdi, Paul Crozat (encore une fois), Guy Fishman, Frédéric Aniel, Nicolas Zérounian, Anne-Sophie Grimault, Eric Akmansoy et Aloyse Degiron pour ces moments sympathiques passés ensemble. Ce tableau ne serait pas complet sans les autres doctorants et post-doctorants, mes compagnons de route, avec qui j'ai partagé les joies et parfois aussi les frustrations liées au travail de recherche. Je remercie donc Malo de Kersauson, Nicolas Cazier, Candice Blin, Abdel Ghrib, Matthias Prost, Zheng Han, Ahmad Driss, Trung Nguyen, et François Réveret. Je leur souhaite à tous une bonne continuation !

Je remercie enfin ma famille et mes amis, qui m'ont soutenu vaillamment pendant ces trois années de thèse, et à qui je dois l'organisation impeccable du pot de soutenance.

Table des matières

Introduction **5**

1 Contacts Schottky et absorption à deux photons dans les cristaux photoniques en silicium **9**
1.1 Photodétecteurs télécom et photonique silicium . . . 9
1.1.1 Optique intégrée et photonique silicium . . . 9
1.1.2 Principe de fonctionnement et performances des photodétecteurs télécom . . 11
1.1.3 Photodétecteur télécom tout silicium : les solutions à explorer . . . 12
1.2 Contacts Schottky . . . 13
1.2.1 Interface métal-semiconducteur . . . 14
1.2.2 Résolution des équations de dérive-diffusion dans le silicium . . . 20
1.3 Cristaux photoniques . . . 24
1.3.1 Généralités . . . 24
1.3.2 Ondes de Bloch et diagrammes de bande . . . 25
1.3.3 Confinement tridimensionnel par des cavités en cristal photonique 2D à très haut facteur de qualité . . . 31
1.4 Optique non-linéaire en cavité . . . 40
1.4.1 Effets dus à la susceptibilité non-linéaire dans le silicium . . . 40
1.4.2 Théorie des modes couplés pour une hétérostructure photonique . . . 46

2 Contacts MSM sur cristal photonique en Silicium sur isolant **59**
2.1 Zones de déplétion et régimes de circulation du courant : modèle analytique 1D . . . 60
2.1.1 Courant d'obscurité . . . 60
2.1.2 Photocourant . . . 65
2.1.3 Prise en compte de la géométrie du contact latéral en surface . . . 68
2.2 Simulation de la jonction MSM avec ATLAS en régime continu . . . 69
2.2.1 Mise en place de la simulation . . . 69
2.2.2 Courant d'obscurité . . . 73
2.2.3 Distribution de porteurs sous illumination et photocourant . . . 79
2.2.4 Prise en compte du cristal photonique . . . 84
2.2.5 Réduction du courant d'obscurité dans une photodiode asymétrique . . . 88
2.3 Fabrication des contacts . . . 92
2.3.1 Dépôt métallique par évaporation ou pulvérisation suivi d'un lift-off . . . 92
2.3.2 Amélioration de la qualité et de la reproductibilité des jonctions MSM . . . 95
2.4 Caractérisation en régime permanent . . . 99
2.4.1 Recherche empirique du meilleur ratio photocourant sur courant d'obscurité en régime de diffusion . . . 99

2.4.2 Courant d'obscurité . . . 100
2.4.3 Validation du principe de la photodiode MSM asymétrique . . . 107
2.4.4 Jonction MSM sur cristal photonique. Mise en évidence de la zone de déplétion sur cristal photonique par mesure EBIC . . . 108
2.5 Caractérisation des composantes électriques parasites en régime haute-fréquence . . . 113
2.5.1 Circuit équivalent . . . 113
2.5.2 Mesures de paramètre s . . . 115

3 Photodétecteur télécom en silicium sur cristal photonique 125
3.1 Conception de la cavité . . . 125
3.1.1 Dimensionnement préalable . . . 125
3.1.2 Cavités de type Kuramochi sur SOI . . . 128
3.1.3 Prise en compte de la conductivité du métal . . . 130
3.2 Fabrication du détecteur . . . 134
3.2.1 Fabrication des cristaux photoniques et des guides d'accès . . . 134
3.2.2 Alignement des niveaux de lithographie . . . 136
3.2.3 Découpe précise des guides sur SOI . . . 139
3.3 Démonstration expérimentale . . . 140
3.3.1 Propriétés optiques . . . 140
3.3.2 Photocourant résonnant . . . 145
3.3.3 Estimation de l'absorption linéaire résiduelle du silicium . . . 148
3.3.4 Caractérisation haute-fréquence . . . 152
3.3.5 Bilan des performances . . . 154
3.4 Etude des effets non linéaires . . . 155
3.4.1 Description du modèle . . . 155
3.4.2 Mise en œuvre . . . 159
3.4.3 Modification des spectres avec la polarisation : aspects expérimentaux . . . 164

Conclusion 173

Introduction

Contexte et motivations L'optique non linéaire sur silicium est un domaine de recherche qui a pris son essor en raison des nombreuses perspectives d'applications à l'optoélectronique en circuit intégré. En plus d'être le semiconducteur fondateur de l'industrie électronique et de guider la lumière aux longeurs d'onde télécom où c'est un matériau transparent d'indice élevé, le silicium possède plusieurs effets de dispersion non linéaire - l'effet Kerr, l'effet des porteurs libres, l'effet thermo-optique - qui sont les fondements physiques pour bâtir les fonctionnalités de base d'un circuit logique tout optique. Dans ce contexte, les résonateurs optiques apparaissent comme l'unique moyen pour observer ces effets sans pour autant travailler à des puissances optiques extrêmement élevées ou recourir à l'accumulation de l'effet lors de la propagation dans un guide macroscopique.

Le rapport du facteur de qualité (Q) au volume (V) est la figure de mérite qui quantifie l'efficacité d'un résonateur. L'optimisation du rapport Q/V dans la filière silicium a donc fait l'objet de nombreuses recherches. Parmi les types de résonateurs envisagés, les microtores et microsphères de silice présentent les facteurs de qualité les plus élevés ($> 10^8$) mais les microcavités en cristal photonique bidimensionnel, dont les facteurs de qualité montent actuellement au-dessus de 10^6, donnent accès à des rapports Q/V tout aussi bons en raison de leur plus faible volume. De plus les cristaux photoniques sont attrayants en tant que plateforme technologique pour l'intégration planaire. Au cours des dernières années, l'équipe de recherche où s'est déroulée la présente thèse a acquis la maîtrise des procédés de fabrication des cristaux photoniques sur silicium. Une fois qu'on dispose du résonateur adéquat, des difficultés surgissent du fait de la compétition entre les effets non-linéaires utiles déjà cités d'une part et les effets d'absorption non linéaire à deux photons et par porteurs libres d'autre part qui dégradent la transparence du silicium et induisent une limitation de la densité de puissance acceptable en régime de fonctionnement. Ce type de scénario concerne également les microlasers silicium qui exploitent l'effet Raman.

Au cours de cette thèse, nous avons voulu au contraire utiliser l'absorption à deux photons en tant que processus physique moteur d'une application des microcavités à cristal photonique à la détection aux longueurs télécom dans le silicium. Le principe de fonctionnement peut se résumer simplement par la collection des porteurs générés par absorption des photons piégés dans la microcavité, au moyen d'une jonction polarisée. Ainsi défini, ce travail répond à deux motivations principales : proposer une nouvelle voie pour la détection dans le proche infrarouge compatible avec les procédés CMOS, et mettre en œuvre de façon concrête le très fort confinement de la lumière au sein des cavités à cristal photonique.

Etapes du travail Le travail de cette thèse comporte en premier lieu un aspect de modélisation conséquent, fondé sur la résolution des équations de Maxwell et des équations de transport électronique dans la cavité. Nous utilisons d'abord des outils de simulation numérique pour calculer la dépendance spatiale des grandeurs physiques, puis nous construisons un modèle analytique global qui permet de prendre en compte les aspects optiques et électriques simultanément.

A partir de ce travail de modélisation, nous avons conçu le dispositif de détection. Dans les choix que nous avons dû opérer, nous avons accordé une grande importance à la simplicité de la solution retenue. Ainsi, concernant le mode d'extraction des porteurs, nous avons décidé d'utiliser une jonction métal-semiconducteur-métal (MSM) plutôt qu'une jonction *p-i-n* : en plus d'être une solution privilégiée pour la photodétection ultra-rapide, la technologie MSM permet dans notre cas d'éviter le dopage localisé du silicium sous les contacts.

La fabrication du détecteur repose en partie sur les technologies complexes mais maîtrisées autour des cristaux photoniques. Cependant, l'ajout de la jonction a demandé un travail significatif de fiabilisation de la fabrication des métallisations, ainsi que de l'enchaînement des étapes. Enfin, la caractérisation expérimentale du dispositif constitue l'étape finale et comprend deux aspects : la mesure des performances du dispositif en tant que détecteur (réponse, bande passante, NEP), et la confrontation aux modèles physiques élaborés.

Organisation du mémoire de thèse Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Le premier expose l'ensemble des éléments nécessaires à la compréhension ou à l'appréciation de ce qui suit. Nous y aborderons l'état de l'art de la recherche sur les photodétecteurs télécom tout silicium. Puis nous présenterons les notions utiles à propos des contacts Schottky, des cristaux photoniques et des effets non linéaires dans le silicium. Le second chapitre est dédié aux jonctions MSM sur cristal photonique. Après la présentation de modèles analytiques standards pour les photodiodes MSM, nous simulons les équations de transport dans la cavité en cristal photonique. Cette partie théorique sert de socle à la suite du chapitre, où la fabrication et la caractérisation des jonctions sont exposées. Le dernier chapitre est consacré au détecteur lui-même. La conception de la cavité optique et la fabrication du détecteur en salle blanche sont suivies d'une caractérisation détaillée du dispositif, dans laquelle les résultats essentiels de cette thèse sont rassemblés.

Chapitre 1

Contacts Schottky et absorption à deux photons dans les cristaux photoniques en silicium

Dans ce chapitre, nous présentons le contexte de notre travail ainsi que les concepts physiques et les outils numériques utiles pour la suite. Le détecteur à deux photons en cristal photonique sur silicium auquel nous avons travaillé durant notre thèse est un photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal : nous commençons donc par décrire le principe de fonctionnement et les performances à l'état de l'art de cette famille de détecteurs. Nous abordons ensuite plus en détail la physique des contacts métal-silicium, puis l'optique non-linéaire au sein de cavités en cristal photonique en silicium.

1.1 Photodétecteurs télécom et photonique silicium

1.1.1 Optique intégrée et photonique silicium

Cette thèse s'inscrit dans l'ensemble des travaux menés en photonique sur silicium, un domaine de recherche qui a pris une place grandissante au sein de l'optique intégrée depuis deux décennies [1]. L'optique intégrée et plus particulièrement la photonique sur silicium répondent en effet à des problématiques cruciales au carrefour de l'optique, des réseaux de télécommunications et de l'industrie des composants microélectroniques. Le silicium est le matériau de base en électronique, ce qui en fait *a priori* un matériau intéressant pour les composants optiques, d'un point de vue technologique et économique. A l'origine du développement spectaculaire de l'informatique dans les quarante dernières années, il y a une somme de connaissances et de savoir-faire considérables autour du silicium et des technologies CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor) : fabrication de substrats de silicium cristallin, nanostructuration par lithographie électronique, gravure, dopage, implantation, épitaxie, métallisation, polissage, traitement de surface etc. Cet ensemble de techniques sont immédiatement utiles pour la conception de composants optiques. D'un point de vue économique, l'existence des fonderies CMOS garantit la possibilité d'une production en masse de composants optiques en silicium. Les sociétés américaines Luxtera et Kotura [2] sont des exemples réussis de commercialisation de tels composants.

Réciproquement, l'industrie des composants et des télécommunications ont beaucoup à gagner au développement de l'optique intégrée. Plusieurs possibilités d'applications majeures sont envisagées. Par exemple, au niveau des routeurs internet standards, les signaux optiques sont convertis en

signaux électriques sur lesquels le routage s'effectue, avant une conversion inverse (électrique vers optique). Ces conversions sont très coûteuses en énergie, et la consommation explose en même temps que la quantité de données échangées chaque année. Dans un routeur tout-optique, ces conversions n'existent plus : les opérations de routage sont effectuées au moins en partie optiquement [3, 4]. Le traitement entièrement optique du routage requiert la réalisation de circuits logiques et de mémoire optiques [5] et n'est intéressant que si les opérations logiques ont un coût énergétique très faible. Ces technologies tout-optiques sont actuellement en phase de test et de mise sur le marché. L'échange optique des données entre les cartes au sein d'un super calculateur [6] sont un deuxième exemple d'application de l'optique intégrée : les débits sont tels ($> 100\,\mathrm{GHz}$) que le câblage électrique n'est plus adapté.

Au niveau des composants grand public (puces, processeurs d'ordinateurs), la fréquence de l'horloge est maintenant telle que les limites en bande passante des interconnexions cuivrées (quelques dizaines de GHz) sont en passe d'être atteintes. Le remplacement de ces interconnexions cuivrées par des interconnexions optiques en silicium est une solution pour l'instant théorique à ce problème. Pour que cette solution soit viable, le cahier des charges est très exigeant. Il faut que les interconnexions soient compatibles avec la technologie CMOS, donc obligatoirement fabriquées à partir de semiconducteurs du groupe IV, silicium ou germanium. Les fonctions d'émission laser, de modulation, de détection et de guidage doivent être réalisées par des composants qui consomment très peu d'énergie et qui sont très compacts ($< 1\,\mu\mathrm{m}^2$). L'effort de la recherche en photonique silicium porte sur ces critères.

Quels sont les qualités et les défauts du silicium en tant que matériau pour la photonique ? Un premier constat important est que le silicium possède un indice élevé (3.45) et un oxyde (la silice de formule chimique SiO_2) d'indice beaucoup plus faible. La technologie SOI (Silicon On Insulator) permet de fabriquer des substrats formés par des alternances de couches minces de silicium cristallin et de silice. Cette technologie donne un moyen simple et efficace de confiner la lumière par différence d'indice : les guides sub-micrométriques en silicium sur silice font partie des éléments fondateurs de la photonique sur silicium. Autre avantage, le silicium massif est transparent dans une fenêtre allant de 1 à 7 microns : la transmission d'un signal aux longueurs d'onde télécom peut être assurée quasiment sans pertes grâce aux techniques de passivation de la surface. Par ailleurs, les effets Kerr, Raman et l'effet des porteurs libres sont des effets non linéaires présents dans le silicium, ce qui est un pré-requis pour concevoir, par exemple, une mémoire optique. Du côté des désavantages du silicium en tant que matériau pour la photonique, il y a principalement le caractère indirect de la bande interdite : la réalisation d'un laser en silicium est un défi en soi. Par ailleurs, malgré l'existence des effets non-linéaires d'ordre 3 nommés plus haut, l'absence d'effets non-linéaires d'ordre 2 reste une source de complications : la somme de fréquences n'est pas possible, et les effets non-linéaires d'ordre 3 sont en fait en compétition les uns par rapport aux autres. Pour toutes ces raisons, l'optique intégrée s'est d'abord développée dans des matériaux à bandes interdites directes (semiconducteurs III-V : InP, GaAs). La photonique sur silicium ne sera attrayante économiquement que si ces difficultés techniques sont résolues pour des composants produits en très grand nombre [7]

A l'état de l'art de la recherche, les circuits tout-optiques intégrables au niveau d'un processeur sont un objectif encore inaccessible, même si des avancées importantes ont eu lieu. Nous avons déjà évoqué les guides en silicium sur silice. En ce qui concerne les sources sur silicium, les stratégies en cours d'exploration incluent notamment : la mise sous contrainte du germanium pour rendre le gap direct [8, 9], le dopage du silicium à l'Erbium (utilisation de boîtes quantiques), l'intégration monolithique de matériaux III-V [10] et l'utilisation de la diffusion Raman stimulée [11]. Du côté des modulateurs télécom tout en silicium, la dispersion de l'indice optique due à la présence des

porteurs libres a servi de principe physique pour la démonstration de composants fonctionnant au delà de 10 GHz [12], mais, à cause de l'intensité relativement faible de cet effet, la taille d'un dispositif large bande est centimétrique. Les photodétecteurs télécom sur silicium constituent notre sujet de thèse, et nous reviendrons sur la recherche qui y est consacrée section 1.1.3 après avoir rappelé le principe de fonctionnement et les performances à l'état de l'art des photodiodes télécom.

1.1.2 Principe de fonctionnement et performances des photodétecteurs télécom

Les photodétecteurs sont une brique élémentaire des réseaux de télécommunications optiques : ils servent à convertir l'information contenue dans l'onde optique en une information électrique. En vertu de l'effet photoélectrique appliqué aux semiconducteurs, un photon incident dont l'énergie est supérieure au gap peut exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction et créer ainsi une paire de porteurs libres qui participent à la conduction. En imposant un potentiel externe à la structure, on récupère un courant électrique photogénéré. Si on note P la puissance incidente et $\omega/2\pi$ la fréquence des photons, le courant photogénéré vaut

$$I_{\mathrm{ph}} = \eta_{\mathrm{opt}}\eta_{\mathrm{el}}\frac{q}{\hbar\omega}P \tag{1.1}$$

où η_{opt} représente l'efficacité optique du détecteur, c'est à dire la fraction de la puissance incidente effectivement absorbée, et η_{el} l'efficacité interne du détecteur, c'est-à-dire la fraction des porteurs libres générés qui sont effectivement collectés dans le circuit extérieur. Typiquement, pour un photodétecteur éclairé par la surface l'efficacité optique est une fonction du coefficient de réflexion r à l'interface air-semiconducteur, du coefficient d'absorption du semiconducteur et de l'épaisseur h du substrat : $\eta_{\mathrm{opt}} = (1-r)\exp(-\alpha h)$ [13].

Réponse et bande passante

Les photodétecteurs sont classés selon le moyen dont le potentiel externe est imposé. Lorsque la jonction est ohmique, on parle de photoconducteur. Dans le cas d'une jonction *p-n*, *p-i-n* ou MSM (Metal-Semiconductor-Metal), on parle d'une photodiode.

Dans un photoconducteur (fig. 1.1), le courant est proportionnel au flux incident et à la tension externe V, imposée entre deux contacts ohmiques séparés d'une distance d. Quantitativement, η_{el} est le ratio du temps de vie intrisèque des porteurs libres τ_i et du temps de collection $\tau_c = \frac{d/2}{\mu(V/d)}$, (où d est la distance interélectrode, μ la mobilité des porteurs, et V la tension appliquée), et peut devenir très grand devant 1. Le flux de charges étant alors plus important que le flux de photons, cela signifie que des porteurs sont réinjectés dans le matériau au niveau des contacts ohmiques. La réponse d'un photoconducteur $\mathcal{R} := I_{\mathrm{ph}}/P = \eta_{\mathrm{opt}}\eta_{\mathrm{el}}\frac{\lambda}{1.24\,\mu\mathrm{m}}$ est donc élevée lorsque le coefficient d'absorption et le temps de vie des porteurs sont importants, tandis que le temps de collection sera faible. La bande-passante, définie comme étant la fréquence de coupure à -3 dB, est elle inversement proportionnelle au temps de vie des porteurs [14]. En pratique, les photoconducteurs sont des dispositifs sensibles mais un peu trop lents pour des applications télécom haut débit, le temps de vie des porteurs étant supérieur à la nanoseconde.

Dans une photodiode, l'efficacité électrique est limitée à 1 à cause de la barrière de potentiel de la jonction : il n'y a pas de réinjection des porteurs. La bande passante est limitée cette fois par le temps de transit des porteurs jusqu'aux électrodes et par la capacité électrostatique des électrodes. On voit que la distance entre les électrodes doit optimiser un compromis : trop longue, et le temps de transit sera important, trop courte, la capacité sera trop élevée. Si ce compromis est correctement résolu, les photodiodes sont des dispositifs potentiellement très rapides (jusqu'à 100 GHz). Nous nous intéressons donc prioritairement aux photodiodes désormais.

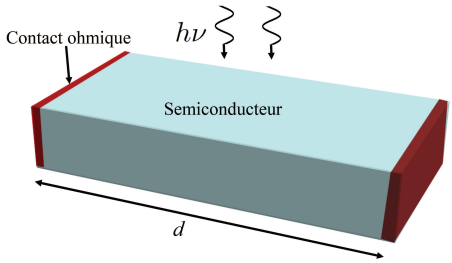


FIGURE 1.1 – Schema d'un photoconducteur illuminé par la surface

Sources de bruit et NEP

Le bruit dans une photodiode provient de trois sources : le bruit de grenaille du courant d'obscurité et du photocourant i_{gr}, et le courant dû à l'excitation thermique i_{th} des électrons dans le circuit extérieur. Si R_L désigne la résistance totale du circuit extérieur et ν la fréquence de modulation, on a :

$$i_{\mathrm{gr}} = \sqrt{2q(I_{\mathrm{ph}} + I_{\mathrm{dark}})\nu}, \qquad i_{\mathrm{th}} = \sqrt{\frac{4kT\nu}{R_L}} \tag{1.2}$$

Le rapport signal à bruit en puissance vaut alors :

$$\frac{S}{N} = \frac{1}{2}\frac{(\mathcal{R}P_{\mathrm{opt}})^2}{2q(I_{\mathrm{ph}} + I_{\mathrm{dark}})\nu + 4kT\nu/R_L} \tag{1.3}$$

où $\mathcal{R}$ est la réponse du détecteur. On définit le NEP (Noise Equivalent Power) comme la puissance (au sens de la valeur quadratique moyenne) lorsque la fréquence de modulation vaut 1 Hz. Il faut poser $S/N = 1$ dans 1.3 et diviser par $\sqrt{2}$ pour la calculer [14] :

$$NEP = \frac{\hbar\omega}{\eta_{\mathrm{opt}}\eta_{\mathrm{elec}}}\sqrt{\frac{2(I_{\mathrm{ph}} + I_{\mathrm{dark}} + \frac{2k_BT}{qR_L})}{q}} \tag{1.4}$$

La réponse, la bande-passante et le NEP sont les trois figures de mérite principales pour caractériser une photodiode. Pour les télécoms, les technologies standards sont en InGaAs, InP etc. Les valeurs consignées dans le tableau suivant proviennent de la documentation en ligne fournie par des fabricants commerciaux et reflètent l'état de l'art de ces technologies.

Société	Matériau	Plage spectrale	Réponse	Bande passante	NEP
Hamamatsu	InGaAs	1.3 µm	0.9 A/W	10 GHz	non précisé
AlphaLas	InGaAs	0.8 - 1.7 µm	0.7 A/W	25 GHz	$10^{-15}\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{Hz}^{1/2}$
OSI optoelectronics	InGaAs	0.9 - 1.7 µm	0.8 A/W	9 GHz	$3\times10^{-15}\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{Hz}^{1/2}$

TABLE 1.1 – Etat de l'art des photodiodes télécom

1.1.3 Photodétecteur télécom tout silicium : les solutions à explorer

Le problème principal de la photodiode télécom sur silicium est bien sûr la transparence du matériau dans la fenêtre considérée. Le gap du silicium (1.12 eV) correspond en effet à 1.1 µm Les motivations pour relever ce défi ont fait l'objet de la section 1.1.1. Nous présentons maintenant les solutions qui ont été explorées jusqu'ici.

Intégration monolithique du germanium dans la zone active Le germanium est un semiconducteur du groupe IV dont le gap direct vaut 0.8 eV. Il absorbe donc aux longueurs d'onde télécom. De nombreux groupes ont démontré qu'on pouvait égaler les performances des photodiodes InGaAs en intégrant du germanium dans une zone active extrêmement compacte ($< 1\,(\mu m)^2$)[15, 16, 17, 18]. La fabrication passe par une épitaxie du germanium en phase vapeur (fig. 1.2(a)). Le seul point faible de cette méthode est donc la relative complexité de la fabrication : le germanium n'entre pas en effet dans les procédés CMOS les plus courants. Une approche tout silicium serait donc plus facile à faire fabriquer par une fonderie, donc moins coûteuse.

Implantation de défauts La deuxième approche consiste à implémenter des défauts (par exemple en bombardant avec des atomes de silicium), et ainsi à créer des états dans la bande interdite qui vont pouvoir absorber. Là encore, les performances sont comparables à l'état de l'art sur InGaAs [19, 20]. Le défaut de cette méthode vient de la taille du dispositif qui est centimétrique (fig. 1.2(b)).

Détecteur Schottky par photoémission interne Dans ce type de détecteur, un contact métal-semiconducteur est formé et l'absorption a lieu dans le métal. Les porteurs excités ont alors assez d'énergie pour passer la barrière de potentiel entre le métal et le semiconducteur. Ils sont collectés par exemple au moyen d'un contact ohmique placé à proximité (fig. 1.2(c)). Cette méthode est parfaitement compatible avec les procédés CMOS, mais les performances, notamment la réponse, sont encore très loin de l'état de l'art [21, 22]

Absorption à deux photons Les trois méthodes précédentes ont en commun de ne pas reposer sur l'absorption du silicium pur. Dans leur article de 2002, Liang et al. ont démontré que l'absorption non-linéaire à deux photons du silicium pouvait fournir le principe d'un détecteur [23]. Le problème principal est bien entendu que cette absorption ne devient significative qu'à des fortes puissances optiques (10 mW), le dispositif proposé étant centimétrique (fig. 1.2(d)).

Notre approche

Dans cette thèse, nous reprenons l'approche par absorption à deux photons. Celle-ci ne demande aucune modification du silicium (pas d'implantation, ni de dopage). Notre projet sera d'utiliser une technique de détection résonnante pour exalter cette absorption non-linéaire. Cette approche a donc aussi pour but de démontrer expérimentalement un exemple concret d'application des microcavités à cristal photonique. Ces cavités, qui seront décrites en détail dans la section 1.3.3, ont une taille de l'ordre de la longueur d'onde et atteignent des facteurs de qualité de l'ordre du million. Naturellement, une technique de détection résonnante implique que la bande passante spectrale est limitée, mais ouvre des perspectives pour faire par exemple de la spectrométrie.

1.2 Contacts Schottky

Pour les raisons évoquées précédemment, nous avons choisi de travailler à partir de la technologie Métal-Semiconducteur-Métal pour la collection des porteurs photogénérés, ce qui nous conduit à nous intéresser dans un premier temps à la jonction métal-silicium. Dans cette section, nous rappelons brièvement les mécanismes de formation de la barrière de potentiel et du passage du courant à l'interface entre un métal et un semiconducteur. Nous montrons ensuite comment ces mécanismes sont insérés dans le modèle standard des équations de dérive-diffusion, et comment ce

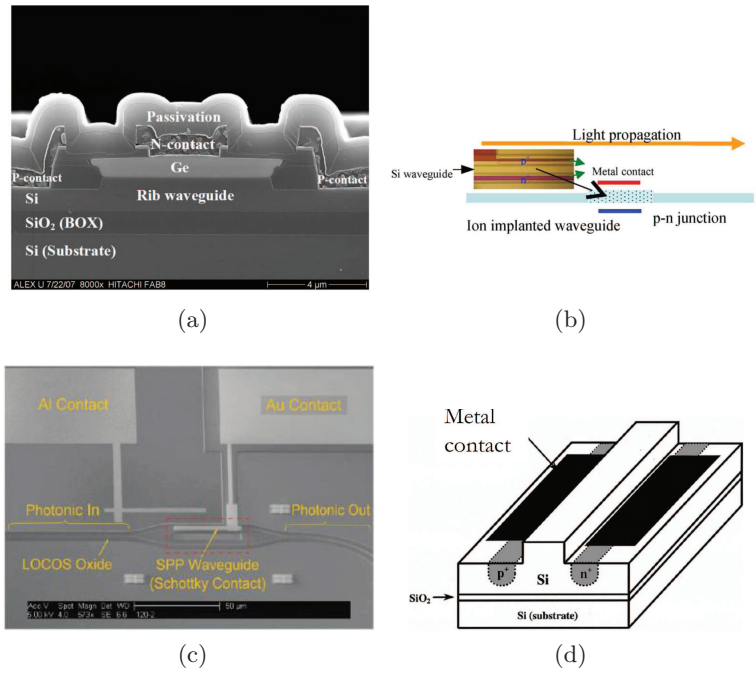


FIGURE 1.2 – Illustration de différentes méthodes pour obtenir un détecteur télécom sur silicium. (a) Détecteur Ge sur Si [15] (b) Détecteur en Si implanté [20] (c) Détecteur par photoémission interne [22] (d) Détecteur (guide) par absorption à deux photons [23]

problème peut être résolu numériquement à l'aide du simulateur ATLAS développé par la société Silvaco.

1.2.1 Interface métal-semiconducteur

Jonction à l'équilibre thermodynamique : formation de la barrière de potentiel

Nous travaillons à température ambiante avec un silicium faiblement dopé, et pouvons par conséquent décrire la statistique des porteurs dans l'approximation de Boltzmann. Conformément aux notations habituelles, E_C désigne l'énergie du bas de la bande de conduction, E_V celle du haut de la bande de valence, E_F le niveau de Fermi, $N_C(T)$ la densité d'états dans la bande de conduction, et $N_V(T)$ la densité d'états dans la bande de valence. Les densités de porteurs suivent la loi de Boltzmann :

$$n_e = N_C(T)\exp\Big(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\Big), \qquad n_h = N_V(T)\exp\Big(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\Big) \tag{1.5}$$

Dans le régime intrinsèque on a $n_e = n_h = n_i = (N_C(T)N_V(T))^{1/2} = 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ dans le silicium à 300 K. En pratique, nos échantillons contiennent un dopage résiduel correspondant à une certaine densité N_D de donneurs et une densité N_A d'accepteurs. On montre [24] que le taux d'occupation des impuretés suit une statistique de Fermi-Dirac : par exemple si E_D désigne le niveau d'énergie des donneurs, et n_d le nombre de donneurs ionisés, le taux d'occupation vaut :

$$\frac{n_d}{N_D} = \frac{1}{\frac{1}{2}\exp\big(-\frac{E_D - E_F}{k_B T}\big) + 1} \tag{1.6}$$

Pour les impuretés habituelles dans le silicium, tous les donneurs et accepteurs sont ionisés à température ambiante. Dans le cas d'un dopage n ($N_D - N_A > 0$, $N_D \gg n_i$), nous notons N_D comme une abréviation pour $N_D - N_A$, et les densités de porteurs à l'équilibre thermodynamique valent simplement

$$n_e = N_D, \qquad n_h = \frac{n_i^2}{N_D} \tag{1.7}$$

et l'écart du niveau de Fermi au niveau de Fermi intrinsèque

$$E_F - E_{Fi} = k_B T \ln\Big(\frac{N_D}{n_i}\Big). \tag{1.8}$$

La charge d'espace $\rho = q(N_D - N_A + n_h - n_e)$ est nulle dans un semiconducteur homogène à l'équilibre. En revanche, lorsque le dopage est inhomogène, comme dans le cas d'une jonction p-n, ou à proximité d'une interface, des zones de charge d'espace apparaissent et créent un potentiel interne $\phi_i(\mathbf{r})$ en vertu de l'équation de Poisson

$$\triangle\phi_i = -\frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}(N_D - N_A + n_h - n_e)(\mathbf{r}) \tag{1.9}$$

Le potentiel interne vient s'ajouter à l'hamiltonien semi-classique des électrons dans le potentiel périodique créé par les atomes du cristal de silicium, ce qui revient à décaler les niveaux d'énergie des états électroniques, et donc le niveau du bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence, et les densités de porteurs dépendent du potentiel :

$$n_e = N_C(T)\exp\Big(-\frac{(E_C - q\phi_i) - E_F}{k_B T}\Big) = n_i(T)\exp\Big(\frac{q\phi_i}{k_B T}\Big) \tag{1.10}$$

$$n_h = N_V(T)\exp\Big(-\frac{E_F - (E_V - q\phi_i)}{k_B T}\Big) = n_i(T)\exp\Big(-\frac{q\phi_i}{k_B T}\Big) \tag{1.11}$$

Les équations 1.9 à 1.11 forment un système auto-cohérent qui ne peut être résolu analytiquement que dans des cas très simples.

Travail de sortie Un matériau est caractérisé par son travail de sortie W, qui est par définition l'écart en énergie entre le niveau de Fermi et le niveau du vide. Dans le cas du métal, W_m correspond à l'énergie que l'on doit fournir à un électron de conduction pour sortir du matériau. Dans le cas du semiconducteur non-dégénéré, le niveau de Fermi est à l'intérieur de la bande interdite et ne correspond à aucun état électronique. On définit alors l'affinité électronique χ comme étant l'énergie (en électronvolts) que l'on doit fournir à un électron du bas de la bande de conduction pour sortir du semiconducteur, et le travail de sortie du semiconducteur s'exprime comme $W_s = q\chi + E_C - E_F$. Lorsque le métal et le semiconducteur sont mis en contact et que l'équilibre thermodynamique est atteint, alors, *au niveau de l'interface*, les travaux de sortie du métal et du semiconducteur doivent être égaux. En effet, dans le cas contraire, il y aurait un flux de charges du matériau ayant le travail de sortie le plus faible vers l'autre. Par ailleurs, les niveaux de Fermi dans le métal et le semiconducteur doivent aussi s'aligner. Or, dans le cas du silicium et des métaux les plus courants, pour des matériaux qui ne sont pas au contact, on a $W_m > W_s = q\chi + (E_C - E_F)$. Puisque l'affinité électronique du semiconducteur et le travail de sortie du métal sont des constantes caractéristiques de chaque matériau, le seul moyen pour que la condition d'égalité du niveau de Fermi soit respectée est que l'écart $E_C - E_F$ augmente dans le semiconducteur à proximité de l'interface (fig. 1.3). D'après les équations 1.10 et 1.11, ceci est équivalent à l'existence d'un potentiel interne qui courbe

les bandes à proximité de l'interface. La variation totale $\delta\phi_i$ du potentiel doit compenser l'écart entre les travaux de sortie respectifs.

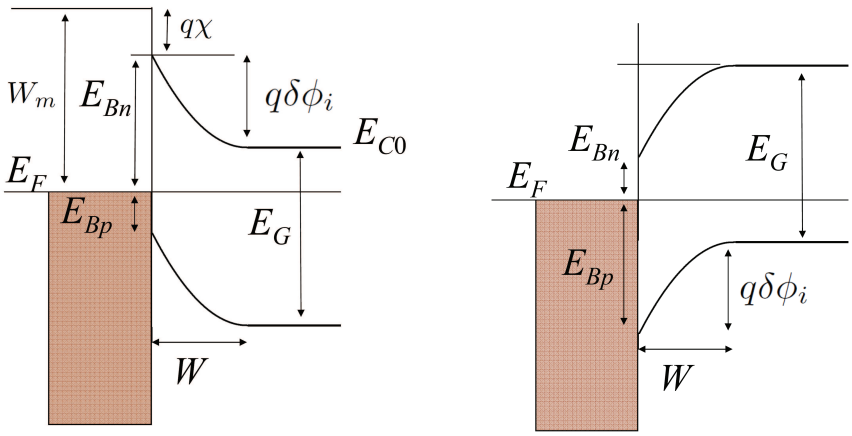
$$q\delta\phi_i = W_m - q\chi - (E_{C0} - E_F) \tag{1.12}$$

où E_{C0} désigne l'énergie du bas de la bande de conduction dans le semiconducteur loin du contact métallique. On rappelle qu'on a la relation

$$E_{C0} - E_F = k_B T \ln \frac{N_C}{N_D}. \tag{1.13}$$

La figure 1.3 indique enfin qu'à l'équilibre, la barrière de potentiel pour un électron allant du métal vers le semiconducteur vaut $E_{Bn} = q\delta\phi_i + (E_{C0} - E_F) = W_m - q\chi$ dans le cas d'un semiconducteur dopé n tandis que la hauteur de barrière pour un trou dans le cas d'un dopage p vaut $E_{Bp} = q\chi + (E_F - E_{V0}) = E_G - E_{Bn}$. Les expressions des barrières de potentiel en fonction des affinités et travaux de sortie sont purement théoriques, car elles ne tiennent pas compte des états de surface du semiconducteur qui peuvent provoquer un ancrage du niveau de Fermi à la surface. Dans la pratique, il faut déterminer expérimentalement les barrières E_{Bn} pour chaque couple semiconducteur/métal. En revanche, la relation entre le potentiel interne et les hauteurs de barrière ainsi que la relation entre la hauteur de barrière pour les électrons et pour les trous sont vraies en toute généralité :

$$E_{Bn} = q\delta\phi_i + (E_{C0} - E_F), \qquad E_{Bn} + E_{Bp} = E_G \tag{1.14}$$



(a) (b)

FIGURE 1.3 – Structure de bande à l'interface entre un métal et un semiconducteur (a) semiconducteur dopé n (b) semiconducteur dopé p

Prise en compte des états de surface : ancrage du niveau de Fermi La surface du silicium est caractérisée par une densité d'états surfacique par unité d'énergie D_s, supposée ici indépendante de l'énergie, et par un *niveau neutre* $q\phi_0 + E_V(x = 0)$, défini de sorte à ce que la densité surfacique de charge soit nulle exactement quand les états d'interface sont remplis jusqu'à ce niveau (fig. 1.4(b)) Ces définitions conduisent à l'expression suivante pour la densité de charge piégée en surface du semiconducteur :

$$\sigma_{sc} = qD_s(q\phi_0 + E_V - E_F) = -qD_s(E_G - q\phi_0 - E_{Bn}) \tag{1.15}$$

A la limite où D_s tend vers l'infini, le niveau de Fermi devient très proche du niveau neutre, et la hauteur de barrière tend vers une valeur $E_G - q\phi_0$ indépendante du métal considéré : l'accumulation des charges en surface du semiconducteur suffit à compenser la variation de potentiel imposée par le métal. Dans le silicium, la densité surfacique d'états vaut environ $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{eV}^{-1}$ ce qui est élevé mais ne conduit pas à un ancrage complet du niveau de Fermi : la hauteur de barrière dépend encore du métal utilisé, mais la dépendance est nettement plus faible que ce qu'indique l'équation 1.14. Le tableau 1.2 rapporte les valeurs données dans [14] pour le silicium et les métaux qui sont accessibles dans la salle blanche de l'IEF. En pratique, la densité d'états, le niveau neutre et par conséquent

Métal	Or	Platine	Chrome	Titane	Nickel	Plomb	Cuivre
E_{Bn} (eV)	0.83	0.9	0.6	0.6	0.74	0.79	0.8

Table 1.2 – Hauteurs de barrière à l'interface entre des métaux d'usage courant et le silicium

les hauteurs de barrière dépendent de manière très sensible de l'état de la surface : contamination, présence d'une couche d'oxyde (SiO_2) etc. Selon les conditions de dépôt, notamment la température, la couche interfaciale peut contenir plusieurs phases chimiques (silicides), qui modifient aussi le contact.

Taille de la zone de déplétion Si le conducteur est de type n, à l'équilibre, la zone de variation du potentiel correspond à une zone de *déplétion* des électrons. On peut estimer sa taille W_D à l'aide de l'équation de Poisson projeté sur l'axe x normal à la surface de contact. On suppose pour simplifier que la déplétion est complète dans toute cette zone : $x < W_D \Rightarrow \rho = qN_D$, $x > W_D \Rightarrow \rho = 0$. L'intégration de l'équation de Poisson donne un potentiel quadratique par rapport à x, et permet de montrer que $\delta\phi_i = \phi(W_D) - \phi(0) = \frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0} W_D^2$ soit :

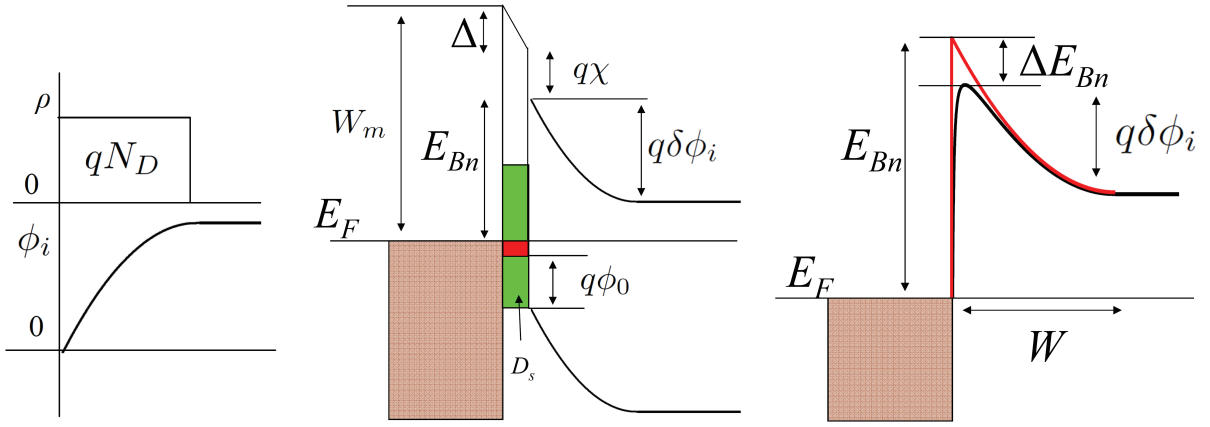
$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}\delta\phi_i} \tag{1.16}$$

En réalité, la transition entre la zone déplétée et le semiconducteur à l'équilibre loin de la jonction n'est pas abrupte. Si on prend cette remarque en compte, on est conduit à l'ajout d'un terme [14] $kT/q = 25\,\mathrm{meV}$ dans 1.16

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}\Big(\delta\phi_i - \frac{k_BT}{q}\Big)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q^2N_D}\Big(E_{Bn} - k_BT\big(\ln\frac{N_C}{N_D} + 1\big)\Big)} \tag{1.17}$$

Abaissement de la barrière par effet Schottky Lorsqu'un champ externe est appliqué à la surface d'un métal, son travail de sortie est modifié. En effet, en l'absence de champ, le potentiel électrostatique d'un électron dans le vide à une distance x du métal vaut $E_{p0} = -\frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x}$ en vertu du théorème de la charge image. Ce potentiel est maximal à l'infini où il est nul. En revanche, en présence d'un champ électrique orienté vers le métal, l'énergie potentielle $E_{p0} - q|E_x|x$ a un maximum atteint pour un certain x_m et la valeur du potentiel en x_m est strictement négative : la barrière de potentiel E_{Bn} est plus petite (fig. 1.4(c)). Un calcul élémentaire [14] donne

$$\Delta E_B = q\sqrt{\frac{q|E_x|}{4\pi\varepsilon_0}} \tag{1.18}$$



(a) Zone de charge d'espace et potentiel

(b) Ancrage du niveau de Fermi

(c) Abaissement de la barrière par effet Schottky

FIGURE 1.4 – Mécanismes de formation de la barrière de potentiel

A l'interface avec un semiconducteur, on a un effet similaire. La formule 1.18 s'applique en remplaçant la valeur de la permittivité du vide par celle du semiconducteur, et le champ électrique par le champ à l'interface, dont on montre qu'il vaut $\sqrt{\frac{2qN_D\delta\phi_i}{\varepsilon_0\varepsilon}}$ par le même raisonnement que celui qui a permis d'établir l'équation 1.17. Au final, on a

$$\Delta E_B = q\Big(\frac{q^3 N_D \delta\phi_i}{8\pi^2\varepsilon_0^2\varepsilon^2}\Big)^{1/4} \tag{1.19}$$

Cet effet a une grande importance dans le courant en inverse d'une jonction semiconducteur métal.

Jonction hors équilibre : mécanismes de passage du courant

Lorsqu'un potentiel externe $V = V_m - V_s$ est appliqué entre le métal et le semiconducteur, il vient s'ajouter au potentiel interne ϕ_i. L'équilibre thermodynamique n'est plus vérifié ($n_e n_h \neq n_i^2$) et le niveau de Fermi n'est plus défini. On travaille alors avec un quasi-niveau de Fermi pour les électrons E_{Fn} et un niveau de Fermi pour les trous E_{Fp} tels que :

$$n_e = N_C(T)\exp\Big(-\frac{(E_C - q\phi_i) - E_{Fn}}{k_B T}\Big), \qquad n_h = N_V(T)\exp\Big(-\frac{E_{Fp} - (E_V - q\phi_i)}{k_B T}\Big) \tag{1.20}$$

Par ailleurs, le potentiel externe doit être pris en compte dans les expressions 1.17 et 1.19 qui donnent respectivement la taille de la zone de déplétion et l'abaissement de la barrière par effet Schottky :

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{N_D}\Big(E_{Bn} - k_B T\big(\ln\frac{N_C}{N_D} + 1\big) - V\Big)} \qquad \Delta E_B = q\Big(\frac{q^3 N_D(\delta\phi_i - V)}{8\pi^2\varepsilon_0^2\varepsilon^2}\Big)^{1/4} \tag{1.21}$$

Le passage du courant au niveau d'une jonction métal semiconducteur polarisée est assuré par trois mécanismes principaux [25] : le courant thermionique, le courant de diffusion, le courant par effet tunnel

Le courant thermionique Il provient de la densité n_{th} des électrons dont l'énergie thermique est suffisante pour surmonter la barrière de potentiel. Si on fait l'hypothèse dite de pseudo-équilibre, qui consiste à supposer que la densité totale d'électrons libres au niveau de l'interface hors équilibre est la même qu'à l'équilibre, on tire pour n_{th} :

$$n_{\text{th}} = N_C(T) \exp\Big(\frac{-(E_{Bn} - qV)}{k_B T}\Big) \tag{1.22}$$

A partir de là, des résultats standard sur les distributions de vitesses dans un gaz de Boltzmann donnent la densité de courant associée aux électrons allant du semiconducteur vers le métal, que l'on peut exprimer :

$$J^e_{s\to m} = A^* T^2 \exp\Big(-\frac{E_{Bn} - qV}{k_B T}\Big) \qquad A^* = \frac{4\pi q m^* k_B^2}{h^3} \tag{1.23}$$

où A^* est la constante de Richardson. Le courant provenant du flux d'électrons allant du métal vers le semiconducteur, est lui indépendant de la polarisation. Comme à polarisation nulle, le courant à travers la jonction doit être nul, on obtient le comportement redresseur d'une diode

$$J_{\text{th}} = A^* T^2 \exp\Big(-\frac{E_{Bn}}{k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{1.24}$$

Le courant de diffusion Il traduit la diffusion des porteurs majoritaires de mobilité μ dans la zone de déplétion. Sous l'hypothèse de pseudo-équilibre, il s'exprime comme

$$J_{\text{diff}} = q\mu_n N_C |E_x| \exp\Big(\frac{-E_{Bn}}{k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{1.25}$$

On remarque que le courant de diffusion et le courant thermionique sont en série (le courant de diffusion a été calculé dans la zone de déplétion, le courant thermionique au niveau de l'interface), et doivent être égaux. En écrivant l'égalité $J_{\text{th}} = J_{\text{diff}}$, et en écartant l'hypothèse de pseudo-équilibre, on peut calculer la densité de porteurs à l'interface, et trouver une expression générale qui tient compte des deux contributions. En pratique, cela revient à changer la valeur de la constante de Richardson dans 1.24.

$$J = A^{**} T^2 \exp\Big(\frac{-E_{Bn}}{k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{1.26}$$

La constante de Richardson effective A^{**} doit être déterminée expérimentalement. Pour le silicium à 300 K, la valeur typique est $A_e^{**} = 112\,\text{A}\,\text{cm}^{-2}\,\text{K}^{-2}$ pour les électrons et $A_h^{**} = 30\,\text{A}\,\text{cm}^{-2}\,\text{K}^{-2}$ pour les trous [26].

Le courant tunnel Il est constitué par le flux d'électrons libres, éventuellement thermiquement excités qui passent la barrière par effet tunnel. Cet effet est significatif à des dopages très élevés. Aux concentrations auxquelles nous travaillons, le courant tunnel peut-être pris en compte empiriquement par l'introduction d'un facteur d'idéalité n supposé proche de 1 dans 1.26 :

$$J = A^{**} T^2 \exp\Big(\frac{-E_{Bn}}{n k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{1.27}$$

La caractéristique courant-tension d'une jonction métal-semiconducteur dépend donc de trois paramètres qu'il faut ajuster expérimentalement : la hauteur de barrière, la constante de Richardson et le facteur d'idéalité.

1.2.2 Résolution des équations de dérive-diffusion dans le silicium

Modèle général

La description de la jonction métal-semiconducteur donnée au paragraphe précédent est essentielle pour la compréhension de la physique en jeu, mais reste générale et qualitative. Pour aller plus loin dans notre étude, et appréhender ce qui se passe dans nos structures dans le détail, comme par exemple les lignes de champ ou la densité des porteurs en tout point, il faut résoudre les équations de dérive-diffusion. Cet ensemble de cinq équations aux dérivées partielles prend comme inconnues les densités d'électrons et de trous, les densités de courant associées, et le potentiel interne. Un problème est défini par la donnée des paramètres du matériau, d'une géométrie et d'un profil de dopage ($N_D(\mathbf{r})$, $N_A(\mathbf{r})$) :

$$\triangle\phi_i = -\frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}(N_D - N_A + n_h - n_e)(\mathbf{r}) \tag{1.28}$$

$$\mathrm{J}_n = -q\mu_n n_e \nabla\phi_i + qD_n\nabla n_e \qquad \mathrm{J}_h = -q\mu_h n_h \nabla\phi_i - qD_h\nabla n_h \tag{1.29}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{q}\nabla\cdot\mathbf{J}_n + g_n - r_n \qquad \frac{\partial n_h}{\partial t} = -\frac{1}{q}\nabla\cdot\mathbf{J}_h + g_h - r_h \tag{1.30}$$

où $\mu_{e,h}$ désigne la mobilité des porteurs, $D_{e,h}$ leur diffusivité, g et r les taux de génération et recombinaison respectivement. Le modèle rassemble ainsi l'équation de Poisson, les équations de dérive-diffusion à proprement parler pour les électrons et les trous, qui relient le courant au champ électrique et au gradients de concentration ([**?**]), et enfin les équations bilan portant sur les concentrations d'électrons et de trous ([**?**]). Les équations 1.29 peuvent être réécrites de manière plus concise à l'aide des pseudos niveaux de Fermi :

$$\mathrm{J}_n = -q\mu_n n_e \nabla E_{Fn}, \qquad \mathrm{J}_h = -q\mu_h n_h \nabla E_{Fh} \tag{1.31}$$

Le modèle n'est complet que lorsque la mobilité des porteurs, les taux de génération et de recombinaison, et les conditions aux limites sont définis.

Mobilité des porteurs Pour de faibles intensités du champ électrique, il existe des valeurs tabulées pour la mobilité dans le silicium en fonction du niveau de dopage. Lorsque le champ électrique augmente, il a été montré expérimentalement [27] que la mobilité diminue et que la vitesse des porteurs tend vers une valeur de saturation v^{sat}, ce qui peut être modélisé pour le silicium de la façon suivante :

$$\mu_e(E) = \mu_e^0 \frac{1}{1 + \frac{\mu_e^0 E}{v^{\mathrm{sat}}}} \qquad v^{\mathrm{sat}} = 10^7 \mathrm{cm}\cdot\mathrm{s}^{-1} \tag{1.32}$$

Taux de génération et de recombinaison Nous serons amenés à considérer quatre mécanismes : la recombinaison de Shockley-Read-Hall (SRH), la recombinaison Auger, la multiplication par avalanche et la photogénération. La recombinaison assistée par un centre de recombinaison (modèle de Shockley-Read-Hall) est le processus dominant dans le silicium faiblement dopé à température ambiante. En supposant que l'énergie du centre de recombinaison est proche du centre de la bande interdite, on a l'expression suivante pour les taux de recombinaison

$$r_n^{\mathrm{SRH}} = r_h^{\mathrm{SRH}} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{SRH}}}\frac{n_e n_h - n_i^2}{2n_i + n_e + n_h}, \qquad \tau_{\mathrm{SRH}} \simeq 1\,\mu\mathrm{s} \tag{1.33}$$

La recombinaison Auger est une interaction à trois particules. Ce mécanisme ne devient significatif que pour des densités de porteurs élevées ($n_{e,h} > 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$) qui pourraient être atteintes dans notre cas par l'intermédiaire d'un fort pompage optique

$$\begin{aligned} r_e^{\mathrm{Au}} &= C_e^{\mathrm{Au}}(n_h n_e^2 - n_e n_i^2) \qquad r_h^{\mathrm{Au}} = C_h(n_e n_h^2 - n_h n_i^2) \\ C_e^{\mathrm{Au}} &= 2.8 \times 10^{-31}\,\mathrm{cm}^6 \cdot \mathrm{s}^{-1}, \qquad C_h^{\mathrm{Au}} = 9.9 \times 10^{-32}\,\mathrm{cm}^6 \cdot \mathrm{s}^{-1} \end{aligned} \tag{1.34}$$

La multiplication par avalanche traduit la collision d'un électron libre accéléré par un champ électrique avec un électron de la bande de valence. Ce mécanisme ne devient significatif que lorsque l'intensité du champ électrique est importante. Dans le modèle standard dû à Selberherr [28], le taux de génération associé dépend exponentiellement du champ électrique et linéairement de la densité de courant :

$$\begin{aligned} r_e^{\mathrm{Av}} &= A^{\mathrm{Av}} \exp\Big(-\frac{E_0}{E}\Big) J_e \qquad r_h^{\mathrm{Av}} = A^{\mathrm{Av}} \exp\Big(-\frac{E_0}{E}\Big) J_h \\ A^{\mathrm{Av}} &= 7 \times 10^5\,\mathrm{cm}^{-1}, \qquad E_0 = 1.5 \times 10^6 \mathrm{V} \cdot \mathrm{cm}^{-1} \end{aligned} \tag{1.35}$$

Enfin, la photogénération des porteurs s'écrit en fonction du coefficient d'absorption α et de la densité d'énergie électromagnétique

$$r_e^{\mathrm{phot}} = r_h^{\mathrm{phot}} = \frac{\alpha}{\hbar\omega}\Big(\frac{c}{n}\Big)\varepsilon|\mathrm{E}|^2 \tag{1.36}$$

Conditions aux limites Elles définissent la physique aux interfaces entre les matériaux, y compris dans le cas des contacts métal/semiconducteur. Les électrodes sont donc prises en compte dans le modèle de transport-diffusion comme des conditions aux limites particulières. Nous passons maintenant en revue les différents types de conditions aux limites que nous serons amenés à utiliser. A l'interface avec un isolant - pour nous de l'air ou de la silice - les conditions de Von Neumann sont les plus simples qu'on puisse choisir. Elles expriment que les porteurs ne peuvent pas sortir du semiconducteur :

$$\nabla\phi_i^{\perp} = 0, \qquad J_{e,h}^{\perp} = 0 \tag{1.37}$$

En réalité, l'interface avec un isolant présente des défauts qui en font un canal de recombinaison des porteurs : tout se passe comme si les charges « sortaient »du milieu avec une vitesse caractéristique v_{rec} appelée vitesse de recombinaison :

$$J_e^{\perp} = q v_{\mathrm{rec}}(n_e - n_e^{\mathrm{eq}}) \qquad J_h^{\perp} = q v_{\mathrm{rec}}(n_h - n_h^{\mathrm{eq}}) \tag{1.38}$$

où n_e^{eq} et n_h^{eq} sont les densités de porteurs équivalentes, c'est-à-dire les densités de porteurs qu'on aurait si la vitesse de recombinaison était infinie. Les vitesses de recombinaison typiques à l'interface entre le silicium et l'air sont de l'ordre de $10^3\,\mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Dans ATLAS, la recombinaison à l'interface est modélisée comme un taux volumique de recombinaison présent uniquement aux nœuds de l'interface. Les conditions aux limites permettant de modéliser un contact ohmique correspondent justement au cas où la vitesse de recombinaison est infinie : rien ne s'oppose alors au flux des porteurs libres. Les densité de porteurs, calculables par dans l'équation 1.20, et le potentiel en surface, sont fixés par trois conditions : les pseudos-niveaux de Fermi sont égaux au potentiel externe imposé, et la charge surfacique doit être nulle :

$$E_{Fn} = E_{Fp} = qV, \qquad n_e = n_e^{\mathrm{eq}} = N_D \tag{1.39}$$

Enfin, les conditions aux limites correspondant aux contacts Schottky expriment le potentiel à l'interface en fonction de la hauteur de barrière. Les pseudos-niveaux de Fermi ne sont pas égaux, et on a une vitesse de recombinaison $v_{e,h}^{\text{Schottky}} = A_{e,h}^{*}T^2/qN_C$

$$q\phi_S = qV - E_{Bn} + (E_C - E_F) \tag{1.40}$$

$$J_e = q\frac{A_e^{*}T^2}{qN_C}(n_e - n_e^{\text{eq}}) \qquad J_h = q\frac{A_h^{*}T^2}{qN_C}(n_h - n_h^{\text{eq}}) \tag{1.41}$$

Résolution avec ATLAS

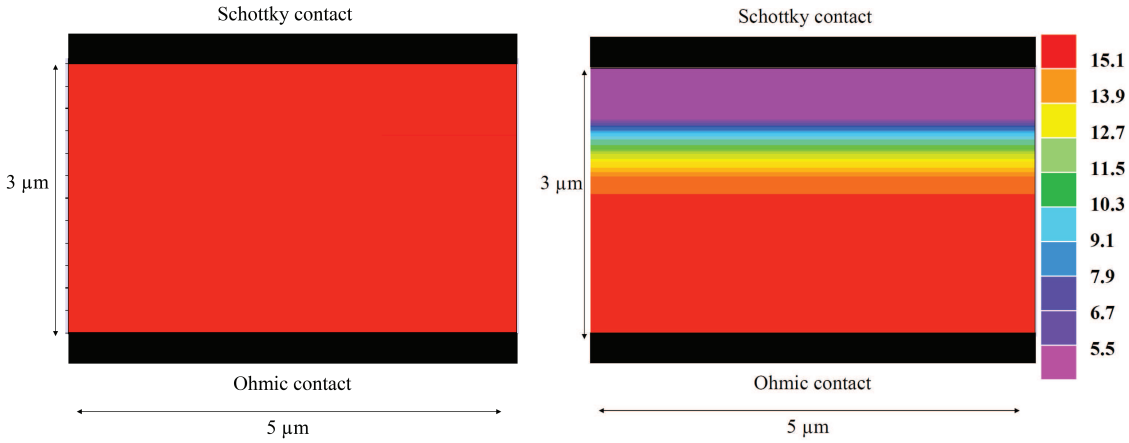
Le simulateur ATLAS est un logiciel commercial de TCAD (Technology Computer Aided Design)[29] développé par la société Silvaco et largement utilisé dans l'industrie des composants. Il est fourni avec un logiciel de calcul de grilles de simulation (Devedit) et un utilitaire pour l'affichage des résultats (Tonyplot). Sous Windows, l'interface se fait par un langage de script qui sert à spécifier successivement la géométrie, le profil de dopage, les modèles physiques à utiliser, les conditions aux limites, les méthodes numériques et enfin l'ensemble des potentiels externes et intensités d'illumination pour lesquels la solution doit être calculée. L'ensemble des équations 1.30 à 1.39 est pré-implémenté dans ATLAS, qui s'est ainsi révélé être un outil particulièrement adapté pour traiter la partie électronique de notre travail.

Le modèle est discrétisé sur une grille triangulaire calculée à partir de la géométrie et des contraintes choisies par l'utilisateur. Typiquement, ces contraintes imposent des limites sur les caractéristiques géométriques de la maille : taille minimale et maximale d'une arrête, angle minimal toléré, dans le but de minimiser le nombre de triangles obtus ou trop « fins ». On spécifie également un taux de variation maximale pour la concentration de dopants en deux points adjacents du maillage. Devedit a pour charge de construire une grille qui réponde à tous ces critères. La grille peut enfin être affinée en cours de simulation une fois que des zones de variation rapide des quantités physiques (par exemple le potentiel) ont été identifiées.

La discrétisation suit le principe de l'intégration par boîtes (Box Integration Method). A chaque nœud i du maillage est associé une zone appelée « boîte i »qui contient le nœud. L'ensemble des boîtes constitue une partition du domaine de simulation. Le schéma de discrétisation assure que les relations de conservation de la charge sont vérifiées par les valeurs discrétisées et l'équation de Poisson est implémentée en écrivant le théorème de Gauss dans chaque boîte. Le problème discrétisé est un système d'équations non-linéaires qu'ATLAS résout par défaut avec une méthode de Newton [30]. La convergence est rapide (quelques itérations) dès lors que le point de départ est suffisamment proche de la solution. Dans le cas contraire, l'algorithme diverge. ATLAS commence donc par résoudre la structure sans illumination et pour des potentiels appliqués tous nuls. Quand un calcul est lancé pour un point de tension donné, le résultat du calcul précédent est utilisé comme point de départ. Autrement dit, il faut faire attention à faire varier un à un et très progressivement les potentiels et les intensités d'illumination entre deux calculs successifs.

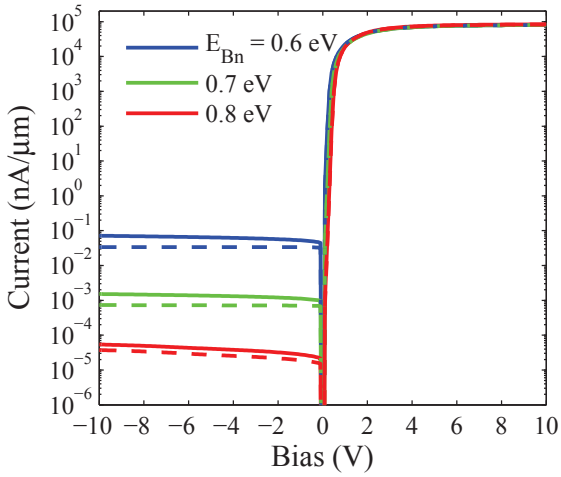
Nous terminons cette section en illustrant le calcul du passage du courant à travers un contact Schottky pour une géométrie 2D très simple : une couche de silicium de 100 µm de long et 10 µm d'épaisseur, avec une électrode Schottky sur la face avant et un contact ohmique sur la face arrière. La caractéristique courant-tension de ce dispositif est calculée pour différentes hauteurs de barrières et le résultat est cohérent avec l'expression analytique 1.26. Le calcul a été mené avec et sans la diminution de la barrière par effet Schottky, afin d'en apprécier l'impact (fig. 1.5(c)). La simulation donne accès à toutes les quantités intéressantes, notamment les densités de porteurs (fig. 1.5 (a) et (b)).

Nous avons présenté les modèles et outils numériques qui servent de socle à l'étude détaillée des



(a) Densité d'électrons (cm^{-3}, échelle logarithmique) dans une couche de Si avec une électrode Schottky face avant et une électrode ohmique face arrière. La diode est polarisée dans le sens passant (+ 1 V)

(b) Même structure, polarisation inverse (-1 V)



(c) Caractéristique I(V) pour différentes barrières Schottky : avec effect Schottky (traits pleins) et sans effet Schottky (pointillés)

FIGURE 1.5

performances électriques de notre dispositif menée dans le chapitre 2. Nous passons maintenant au cœur de notre solution pour rendre le silicium absorbant : les microcavités en cristal photonique.

1.3 Cristaux photoniques

1.3.1 Généralités

Définitions

On appelle cristal photonique une structure diélectrique dont l'indice optique est modulé dans l'espace de manière périodique. Si la variation d'indice n'a lieu que dans une direction de l'espace, on parle de cristal photonique unidimensionnel. De même, quand la variation de l'indice a lieu dans deux (respectivement trois) directions de l'espace, on parle de cristal bidimensionnel (respectivement tridimensionnel).

De manière formelle, en se plaçant dans le cadre idéal d'une structure infiniment étendue dans toutes les directions de l'espace, et en notant, selon les conventions habituelles, ε la permittivité relative du matériau ($\varepsilon = n^2$), on parlera d'un cristal photonique par exemple bidimensionnel si on peut écrire

$$\varepsilon(\mathbf{r} + ia\mathbf{u_1} + jb\mathbf{u_2}) = \varepsilon(\mathbf{r}) \quad \forall \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3, i, j \in \mathbb{Z} \tag{1.42}$$

où $\mathbf{u_1}$, $\mathbf{u_2}$ sont des vecteurs unitaires et a, b des réels positifs. Dans la définition ci-dessus, il est implicite que la permittivité est invariante par translation selon une direction $\mathbf{z}$ hors du plan $(\mathbf{u_1}, \mathbf{u_2})$. Les plus petits réels (a, b) pour lesquels on peut écrire l'équation 1.42 et les vecteurs $(\mathbf{u_1}, \mathbf{u_2})$ associés définissent la *maille élémentaire* du cristal.

La périodicité de la structure a pour effet de créer des interférences entre les ondes réfléchies et diffractées aux interfaces entre les régions d'indice faible et les régions d'indice élevé, dès lors que la taille de la maille est comparable à la longueur d'onde. Un exemple d'application de ce principe est connu depuis plus d'un siècle sous le nom de miroir de Bragg. Il s'agit d'un empilement de couches diélectriques, donc d'un cristal photonique 1D, qui présente une réflectivité de 100 % lorsque l'épaisseur optique des couches diélectriques vaut environ un quart de la longueur d'onde. Les ondes réfléchies à chaque interface interfèrent alors constructivement.

L'optique ondulatoire permet de comprendre pourquoi les structures périodiques peuvent être intéressantes, mais la notion de cristal photonique ne prend toute sa signification que lorsqu'on considère l'analogie entre la périodicité d'une structure optique et celle d'un réseau d'atomes cristallin en physique des solides. Ce rapprochement est fécond car il concerne la structure des équations fondamentales qui sont à l'œuvre, Maxwell pour le champ électromagnétique et Schrödinger pour les fonctions d'onde électroniques. Un aperçu plus détaillé de l'analogie est donné dans le tableau 1.3

	Physique du solide	Cristaux photoniques
Particule	Electron	Photon
Périodicité	Sites atomiques	Indice réfractif
Fonction	Fonction d'onde $\psi(\mathbf{r}, t)$	Champ $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$
Equation fondamentale	Schrödinger	Maxwell

Table 1.3 – Comparaison entre un cristal d'atomes et un cristal photonique

L'analogie se poursuit en calculant une structure de bande photonique à partir des équations de Maxwell. (cf. section 1.3.2) Les propriétés de propagation de la lumière dans le milieu se déduisent à partir de ce diagramme qui représente les courbes de dispersion $\omega(k)$ du cristal. A partir de là, on peut fabriquer des cristaux photoniques tout exprès en vue d'obtenir la structure de bande que l'on souhaite et ainsi contrôler les propriétés optiques d'un objet, ce qui ouvre beaucoup de perspectives en termes d'applications.

Applications des cristaux photoniques

Les diagrammes de bande sont souvent conçus pour qu'il y ait une bande de fréquences interdites, c'est à dire un intervalle $[\omega_1,\ \omega_2]$ pour lequel il n'existe aucun mode propagatif de la lumière dans le matériau. Cette bande interdite peut exister dans une, deux ou trois directions de l'espace, et soit pour une polarisation particulière (TE ou TM) de la lumière, soit pour une polarisation quelconque. On parle de bande interdite complète lorsque la propagation est impossible dans les trois directions de l'espace et pour les deux polarisations. Le cristal photonique se comporte alors comme un miroir très réfléchissant. Si, en théorie, il est nécessaire d'avoir un nombre infini de périodes pour que l'on puisse vraiment parler de bande interdite photonique, en pratique, les phénomènes de réflexion apparaissent nettement alors que le nombre de périodes est très raisonnable (environ 10), car l'efficacité du miroir photonique varie exponentiellement avec le nombre de périodes. Cette propriété remarquable est fondamentale pour que le concept de bande interdite soit utilisable. Les applications de ce concept comprennent en particulier miroirs photoniques, guides d'onde, résonateurs.

Avant d'approfondir la thématique des résonateurs à critaux photoniques dans la suite, notons que l'ingéniérie des diagrammes de bande photonique a ouvert de nombreuses autres applications : superprismes, supercollimateurs, matériaux à indice négatif, fibres microstructurées (guidage dans l'air) etc.

1.3.2 Ondes de Bloch et diagrammes de bande

Après ce tour d'horizon concernant les utilisations des cristaux photoniques, nous centrons le propos sur la bande interdite et sur les cavités optiques à cristal photonique qui nous concernent directement. Il faut commencer par écrire les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique périodique. Nous supposons donc que le milieu est non-magnétique transparent, isotrope, et linéaire. Dans ces conditions, les équations constitutives du milieu sont

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \qquad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E} \tag{1.43}$$

où $\varepsilon(\mathbf{r})$ est réel et positif. Les équations de Maxwell donnent alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \tag{1.44}$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \tag{1.45}$$

La linéarité des équations de Maxwell implique qu'un mode se décompose en une somme de modes harmoniques en temps : on peut écrire en toute généralité que $\mathbf{H} = \int \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\, \mathrm{d}\omega$, et une relation analogue pour $\mathbf{E}$. L'analogie entre les équations de Maxwell et l'équation de Schrödinger indépendante du temps peut se faire à partir des définitions suivantes :

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \begin{pmatrix} \mathbf{E}_\omega \\ \mathbf{H}_\omega \end{pmatrix} \qquad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 \varepsilon & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \\ \widehat{\mathbf{M}} &= i \begin{pmatrix} 0 & \nabla\times \\ -\nabla\times & 0 \end{pmatrix} \qquad \langle \Psi_1 | \hat{\rho} \Psi_2 \rangle = \iiint_{\mathcal{V}} \mu_0 |\mathbf{H}_\omega|^2 + \varepsilon_0 \varepsilon |\mathbf{E}_\omega|^2 \, \mathrm{d}^3 r \end{aligned} \tag{1.46}$$

La partie rotationnel des équations de Maxwell est alors résumée dans l'égalité suivante :

$$\widehat{\mathbf{M}} |\Psi\rangle = \hat{\rho} \omega |\Psi\rangle. \tag{1.47}$$

Cette formulation nous sera utile dans la section 1.4.2. Pour l'instant, nous allons travailler avec une formulation plus habituelle [31] qui privilégie le champ magnétique. $\mathbf{H}_\omega$ est en effet solution du couple d'équations suivant :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon}\nabla \times \mathbf{H}_\omega\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}_\omega \qquad \nabla \cdot \mathbf{H}_\omega = 0 \tag{1.48}$$

Dans l'espace des champs vectoriels complexes munis du produit hermitien $\langle \mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2 \rangle = \int \mathbf{H}_1^* \mathbf{H}_2 \, \mathrm{d}\mathbf{r}$, les équations 1.48 exprime que $\mathbf{H}_\omega$ est un vecteur propre de l'opérateur $\widehat{\mathbf{O}} = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon}\nabla \times\right)$ avec la valeur propre $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$, et qu'il appartient au sous-espace des champs de divergence nulle. Cette deuxième condition est automatiquement vérifiée dès que $\omega \neq 0$, comme on le voit en prenant la divergence de la première des équations 1.48. D'un point de vue physique, il est intéressant de se rappeler que la recherche des valeurs propres d'un opérateur hermitien $\widehat{\mathbf{O}}$ peut se faire de manière itérative en minimisant la fonctionnelle $\mathfrak{F}(\mathbf{H}) = \frac{\langle \mathbf{H}, \widehat{\mathbf{O}}\mathbf{H} \rangle}{\langle \mathbf{H}, \mathbf{H} \rangle}$ dans l'espace entier, pour trouver la valeur propre la plus faible, puis dans le sous-espace orthogonal au sous-espace propre trouvé. Dans le cas des équations de Maxwell, on montre que la fonctionnelle à minimiser s'écrit simplement en fonction du champ électrique $\mathbf{E}$:

$$\mathfrak{F}(\mathbf{H}) = \frac{\int |\nabla \times \mathbf{E}|^2 \, \mathrm{d}\mathbf{r}}{\int \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \, \mathrm{d}\mathbf{r}} \tag{1.49}$$

Les modes ayant la fréquence ω la plus basse sont donc ceux dont le champ électrique est intense dans les zones où la constante diélectrique est élevée. Cette remarque permet de faire le lien avec le confinement dans les zones d'indice élevé en optique guidée.

La structure de l'équation 1.48 est semblable à celle de l'équation scalaire de Schrödinger $\widehat{H}\psi = E\psi$. Le point fondamental pour la théorie des cristaux photoniques est la périodicité de la fonction $\varepsilon(\mathbf{r})$ dont la première conséquence est de rendre l'opérateur $\widehat{\mathbf{O}}$ périodique également. La situation est alors analogue au cas de la physique des solides où on a $\widehat{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r})$ avec le potentiel V qui est périodique. On déduit de cette analogie que la théorie des ondes de Bloch et de la structure de bande électronique se transpose dans les cristaux photoniques en une théorie électromagnétique des ondes de Bloch et en une structure de bande photonique.

Rappelons brièvement le contenu du théorème de Bloch dans le cas d'un cristal photonique bidimensionnel, de maille élémentaire $(\mathbf{u_1}, \mathbf{u_2})$. La maille élémentaire $(\mathbf{b_1}\, \mathbf{b_2})$ du réseau des vecteurs de l'espace réciproque est définie par l'ensemble des relations $\langle b_i, b_j \rangle = 2\pi\delta_{ij}$ $i, j = 1, 2$. Pour un vecteur $\mathbf{R} = m\mathbf{u_1} + n\mathbf{u_2}$ du réseau direct, on note $\widehat{\mathbf{T}}_\mathbf{R}$ l'opérateur de translation associé dans l'espace des champs vectoriels. La périodicité de l'opérateur fondamental $\widehat{\mathbf{O}}$ implique qu'il commute avec tous les $\widehat{\mathbf{T}}_\mathbf{R}$ qui eux-mêmes commutent entre eux. Tous ces opérateurs ont donc une base de diagonalisation commune. Les champs $\mathbf{H}$ de cette base sont des solutions aux équations de Maxwell qui vérifient par construction les relations suivantes

$$\widehat{\mathbf{T}}_{\mathbf{u_i}}\mathbf{H} = \exp(2i\pi x_i)\mathbf{H},\ x_i \in \mathbb{R} \tag{1.50}$$

$$\Rightarrow \widehat{\mathbf{T}}_\mathbf{R}\mathbf{H} = \exp(2i\pi(mx_1 + nx_2))\mathbf{H} = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R})\mathbf{H},\ \mathbf{k} = x_1\mathbf{b_1} + x_2\mathbf{b_2} \tag{1.51}$$

$$\Rightarrow \mathbf{H}(\mathbf{r}+\mathbf{R}) = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R})\mathbf{H}(\mathbf{r}) \tag{1.52}$$

L'équation 1.52 est équivalente au théorème de Bloch qui affirme que les modes peuvent s'exprimer comme le produit d'une onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et d'une fonction ayant la périodicité de la maille :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\mathbf{h_k}(\mathbf{r}),\ \mathbf{h_k}(\mathbf{r}+\mathbf{R}) = \mathbf{h_k}(\mathbf{r}) \tag{1.53}$$

Diagrammes de bande

Pour aller plus loin, il faut être capable de calculer la fonction $\mathbf{h_k}$. En utilisant l'expression 1.53 dans l'équation fondamentale 1.48, on voit que $\mathbf{h_k}$ est la solution d'un problème aux valeurs propres dont l'opérateur dépend du vecteur d'onde $\mathbf{k}$.

$$\widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}\mathbf{h_k} = (i\mathbf{k}+\nabla)\times\frac{1}{\varepsilon}(i\mathbf{k}+\nabla)\times\mathbf{h_k} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\mathbf{h_k} \qquad \nabla\cdot\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\mathbf{h_k} = 0 \tag{1.54}$$

L'espace des solutions de ce dernier problème est celui des champs vectoriels qui ont la périodicité de la maille. Les valeurs propres d'un opérateur dans cet espace forment un spectre discret de valeurs $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2_n$, $n \in \mathbb{N}$, et l'ensemble des fonctions $\omega_n(\mathbf{k})$ est appelé diagramme de bande photonique. Celui-ci n'est calculé que pour les vecteurs $\mathbf{k}$ appartenant à la première zone de Brillouin. En effet, si l'on remplace $\mathbf{k}$ par $\mathbf{k}+\mathbf{K}$, où $\mathbf{K}$ est un vecteur de la maille réciproque, dans l'équation 1.53, on voit que la substitution $\mathbf{h_{k+K}}(\mathbf{r}) \to \exp(i\mathbf{Kr})\mathbf{h_k}$ décrit en fait le même mode électromagnétique que l'équation 1.53. Dans la pratique, le calcul du diagramme de bande d'une structure diélectrique demande la résolution de l'équation 1.54 par des méthodes numériques.

Considérons le cas élémentaire d'un empilement de deux couches diélectriques d'indice n_1 et n_2, d'épaisseur d_1 et d_2 répété à l'infini dans la direction $\mathbf{z}$. A la limite où $n_1 = n_2 = n$, on retrouve la relation de dispersion usuelle $\omega = \frac{ck}{n}$. La courbe est simplement « repliée » dans la première zone de Brillouin (fig. 1.6 (a)). Lorsque $|n_2 - n_1| \ll 1$, on constate l'ouverture d'une bande interdite au point $k_z = (\frac{\pi}{d_1+d_2})$. Pour cette valeur particulière de k le plan médian de chacune des couches de diélectrique est un plan de symétrie de l'opérateur $\widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}$, donc les modes doivent être pairs ou impairs par rapport à ces plans. Dans un cas, l'énergie est concentrée dans la zone de fort indice, dans l'autre cas dans la zone de faible indice. D'après l'équation 1.49, ceci entraîne une différence dans la fréquence des deux modes, d'où l'ouverture de la bande interdite. Ce phénomène, dont nous avons déjà souligné l'importance quant aux applications des cristaux photoniques, se retrouve avec des cas plus complexes, dont le réseau triangulaire de trous d'air qui a servi pour les structures étudiées dans cette thèse.

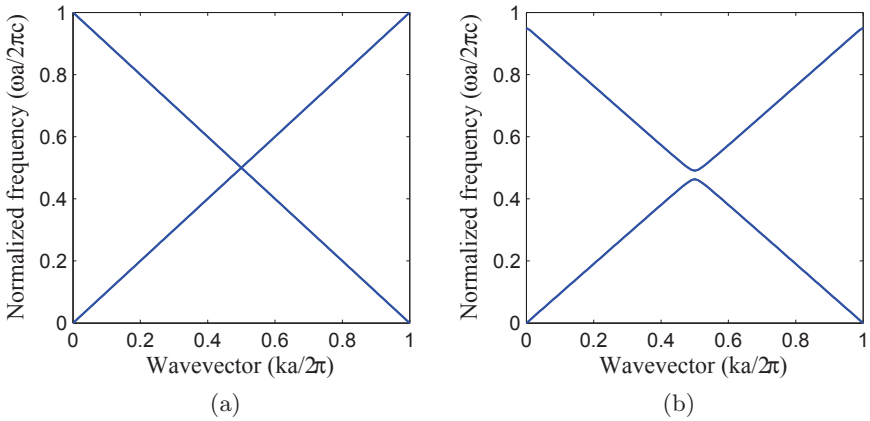


FIGURE 1.6 – (a) Diagramme de bande d'un milieu homogène d'indice 1 (b) Ouverture de la bande interdite dans empilement de Bragg de période a avec un faible constrate d'indice. Couche 1 : air, épaisseur $0.5a$. Couche 2 : $\varepsilon = 1.2$, épaisseur $0.5a$

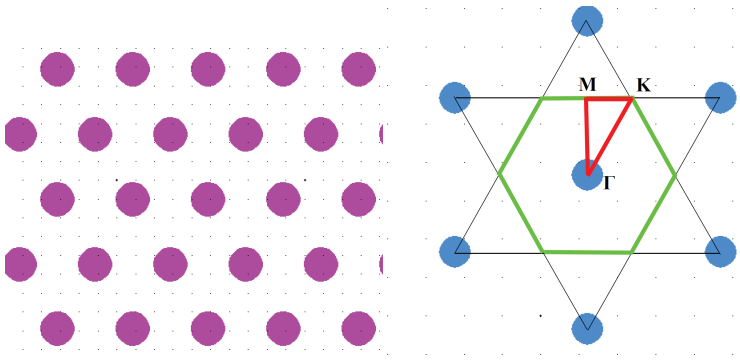
Le réseau triangulaire de trous d'air

Cette structure est un cristal photonique bidimensionnel couramment utilisé par les photoniciens (fig. 1.7 (a)). On note a la période spatiale, qui est la distance entre les centres des trous les plus proches voisins, et r le rayon des trous. Dans l'espace réciproque, représenté figure 1.7 (b), on définit le point Γ ($\mathbf{k} = 0$), la direction ΓK, le long des vecteurs de base de l'espace direct, et la direction ΓM à 30° de la précédente. La distance entre deux trous consécutifs dans la direction ΓM vaut $\sqrt{3}a$. La taille des trous détermine le facteur de remplissage qui est la fraction f du plan constitué par de l'air :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{1.55}$$

Pour les cristaux photoniques bidimensionnels, le plan du cristal photonique $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ est un plan de symétrie dès lors que le vecteur d'onde de Bloch est dans le plan. Dans ce cas, les modes se répartissent en deux catégories : les modes pairs par rapport au plan $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ sont dits modes Transverses Electriques (TE). Le champ électrique, qui est un vecteur, est alors dans le plan tandis que le champ magnétique $\mathbf{H}$ qui est un pseudo-vecteur est selon $\mathbf{z}$. Dans le cas d'un mode impair, dit Transverse Magnétique (TM), la situation est inversée : c'est le champ $\mathbf{E}$ qui est normal et le champ $\mathbf{H}$ qui est dans le plan.

Le chapitre 5 de [31] explique en détail pourquoi le réseau de trous d'air est intéressant, et comment il permet d'obtenir une bande interdite pour les deux polarisations à la fois lorsqu'on a $0.4 < \frac{r}{a} < 0.5$. Toutefois, dans notre travail, nous nous sommes placés autour de $r = 0.25a$, configuration qui crée uniquement une bande interdite pour les modes TE. Si le diagramme de bande complet d'un cristal photonique bidimensionnel est un graphe 3D ($\omega = \omega(k_x, k_y)$), on représente le plus souvent un contour particulier de cette surface choisi pour que $\mathbf{k}$ parcoure le bord de la première zone de Brillouin selon le trajet ΓMKΓ, imitant les conventions de la physique du solide. Ce diagramme est tracé en unités réduites $\frac{\omega a}{2\pi c}$ pour $r = 0.25a$ sur la figure 1.8 (a). La bande interdite apparaît au point M pour lequel nous avons représenté les profils spatiaux des modes pour les deux premières bandes (figure 1.8 (b)). L'orthogonalité des deux modes force le mode de la deuxième bande à avoir plus d'énergie dans l'air et donc une fréquence plus élevée.



(a) Réseau triangulaire de trous d'air

(b) Réseau réciproque

FIGURE 1.7

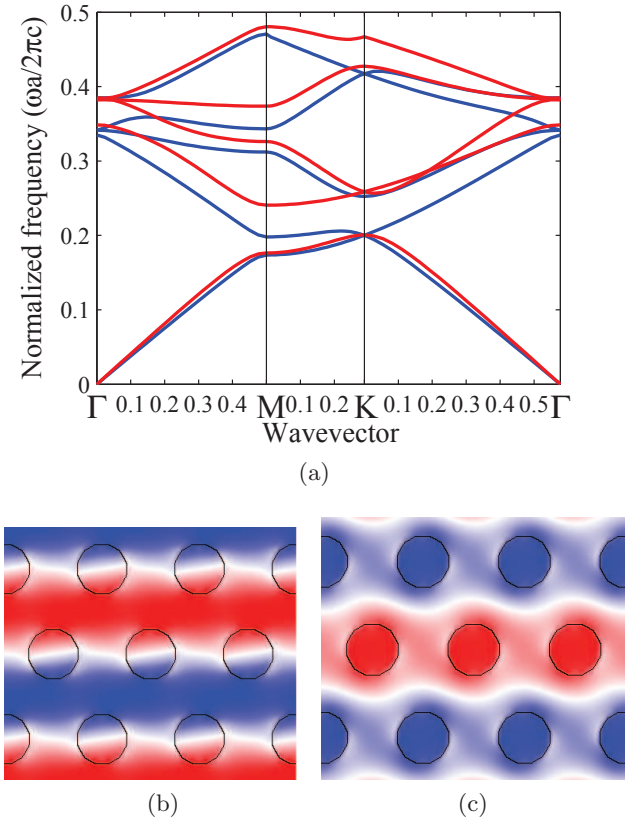


FIGURE 1.8 – (a) Diagramme de bande d'un réseau triangulaire de trous d'air (b) Champ E pour k = M (première bande) (c) Champ E pour k = M (deuxième bande)

Calcul du diagramme de bande par la méthode des ondes planes

Les diagrammes de bande présentés ci-dessus ont été calculés avec le logiciel libre MPB (MIT Photonic Bands). Celui-ci résout l'équation 1.54 en décomposant la fonction périodique $\mathbf{h_k}$ sur une base d'ondes planes [32]. Dans le cas d'un cristal bi-dimensionnel on a :

$$\mathbf{h_k}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \tilde{\mathbf{h}}_\mathbf{k}(n_1, n_2) \exp((m\mathbf{b_1} + n\mathbf{b_2}) \cdot \mathbf{r}) \tag{1.56}$$

La base est bien entendu de taille finie ($n_1 \leq N_1$, $n_2 \leq N_2$, $N = N_1 N_2$) ce qui conditionne la résolution spatiale de la simulation : on a $\delta x \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$. L'équation 1.56 décrit alors une transformée de Fourier discrète entre le champ spatial $\mathbf{h_k}(\mathbf{r})$ et les composantes $\tilde{\mathbf{h}}_\mathbf{k}(m, n)$. L'opérateur $\widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}$ de l'équation 1.54 est représenté dans cette base comme une matrice de taille N^2 dont il faut trouver les vecteurs propres. Dans la base d'ondes planes, il devient facile de tenir compte de la condition de transversalité résultant de la relation $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$: il suffit de s'assurer que $(\mathbf{k} + m\mathbf{b_1} + n\mathbf{b_2}) \cdot \tilde{\mathbf{h}}_\mathbf{k}(n_1, n_2) = 0$. Souvent, on ne s'intéresse qu'aux p valeurs propres les plus petites, c'est-à-dire aux premières bandes photoniques. Dans ce cas, il est avantageux de rechercher ces vecteurs propres par minimisation du *quotient de Rayleigh* $\frac{\langle \mathbf{h}, \widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}\mathbf{h} \rangle}{\langle \mathbf{h}, \mathbf{h} \rangle}$ à l'aide d'un algorithme de gradient conjugué préconditionné [33]. Cette méthode permet de ne pas calculer explicitement la matrice $\widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}$. On se contente de calculer $\widehat{\mathbf{O}}_\mathbf{k}\mathbf{h}$ à chaque itération lors de la minimisation. Or le calcul des rotationnels

dans $\widehat{\mathbf{O}}_{\mathbf{k}}$ correspond à de simples produits vectoriels dans l'espace de Fourier, et la multiplication par $\frac{1}{\varepsilon}$ se fait par un aller-retour dans l'espace réel au moyen d'une transformée de Fourier rapide, générant une complexité totale de $ipN \log N$ où i est le nombre d'itérations, au lieu de N^3 dans le cas de la diagonalisation brutale de l'opérateur.

L'algorithme de gradient conjugué minimise le quotient de Rayleigh en construisant une suite de directions de recherche d_i de façon itérative. A chaque itération, on considère l'opposé de la direction du gradient pris au point x_i de l'espace où l'étape précédente nous a amené, direction que nous notons r_{i+1}. Ce vecteur est par construction orthogonal à d_i. Le vecteur d_{i+1} est déterminé par les conditions suivantes : le sous-espace $\{d_1, \dots d_i, d_{i+1}\}$ est identique au sous-espace $\{d_1, \dots d_i, r_{i+1}\}$, et les vecteurs d_{i+1} et d_i sont conjugués, c'est-à-dire orthogonaux au sens de la norme définie par l'opérateur $\widehat{\mathbf{O}}_{\mathbf{k}}$: $\left\langle d_i, \widehat{\mathbf{O}}_{\mathbf{k}} d_{i+1} \right\rangle = 0$. Cet algorithme classique tire parti de la propriété suivante : dans le cas idéal où l'opérateur est une forme quadratique, la minimisation par recherche selon des directions successives conjuguées assure que l'algorithme converge en N itérations. En pratique, la convergence sera donc très bonne dès lors que l'on sera suffisamment près du minimum pour que l'opérateur soit assimilable à sa matrice hessienne. On peut montrer que la convergence de l'algorithme de gradient conjugué est telle que l'erreur e_i est majorée par la quantité $2\left(\frac{\sqrt{\kappa}-1}{\sqrt{\kappa}+1}\right)^i e_0$ où κ est le conditionnement de l'opérateur. La convergence peut donc être améliorée si on est capable d'exprimer le problème de minimisation initial au moyen d'un opérateur mieux conditionné. Ceci est un problème délicat qui suppose le choix ingénieux d'un pseudo-inverse K de l'opérateur. Dans MPB, K est construit à partir du constat que le champ E est à divergence nulle en dehors des pixels de discontinuité.

La recherche des p premières valeurs propres peut se faire en appliquant p fois l'algorithme de gradient conjugué dans le supplémentaire orthogonal à l'ensemble des vecteurs propres déjà calculés. On peut aussi les calculer directement en minimisant le quotient de Rayleigh dans un espace de dimension p (minimisation par blocs). MPB utilise un mélange des deux méthodes dans le but d'optimiser le temps de calcul et l'espace mémoire requis. Par ailleurs, l'algorithme peut être adapté pour calculer directement les valeurs propres les plus proches d'une fréquence ω donnée. Notons enfin que par la méthode de la supercellule, on peut calculer le mode résonnant d'un défaut linéique (guide) ou ponctuel. Il suffit que la taille du motif périodisé, ou supercellule, soit grande devant l'extension spatiale du mode pour que la méthode des ondes planes soit utilisable.

Un point délicat résolu dans MPB est la représentation de l'inverse de la constante diélectrique $\frac{1}{\varepsilon}$ qu'il faut adopter. Dans le monde des cristaux photoniques, la constante diélectrique présente des discontinuités aux interfaces entre matériaux que l'on ne peut pas décrire correctement dans l'espace de Fourier et qui dégradent la convergence de l'algorithme en fonction de N. La solution retenue par les auteurs de MPB est alors de moyenner ε dans les pixels contenant la discontinuité. Le moyennage retenu s'inspire de la théorie des milieux effectifs [34]. Dans le cas simple d'un champ statique dans un milieu constitué d'un alternance périodique de deux couches plans de permittivités respectives ε_1 et ε_2, on montre à partir des relations de continuité de $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ que si le champ est parallèle aux interfaces (polarisation TE), la constante diélectrique effective correspond à une moyenne arithmétique. En revanche, quand le champ est perpendiculaire à l'interface (polarisation TM), il faut faire une moyenne harmonique. MPB reprend ce principe, et, dans le cas général, représente l'inverse de la constante diélectrique sous forme d'un tenseur effectif $\varepsilon_{\text{eff}}^{-1}$. Si P est l'opérateur de projection sur l'interface entre deux zones ayant des permittivités différentes on pose

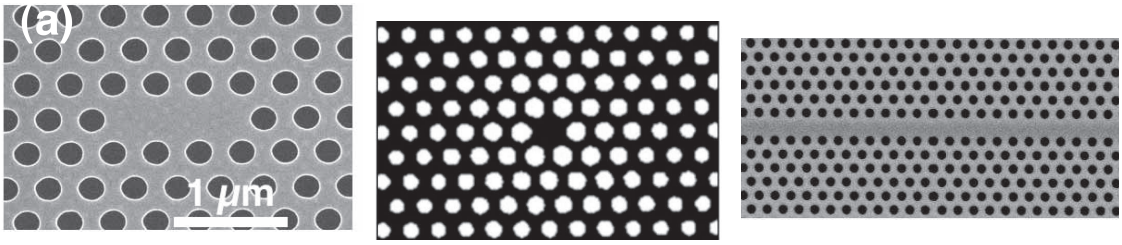
$$\varepsilon_{\text{eff}}^{-1} = P\langle \varepsilon^{-1} \rangle + (1-P)\langle \varepsilon \rangle^{-1} \tag{1.57}$$

où $\langle\ \rangle$ désigne le moyennage en volume. Des expériences numériques ont ensuite permis de vérifier que ce choix optimise la convergence de l'algorithme.

1.3.3 Confinement tridimensionnel par des cavités en cristal photonique 2D à très haut facteur de qualité

Nous avons vu qu'une des réussites de la recherche sur les cristaux photoniques était de permettre un très bon confinement de la lumière grâce à la bande interdite. Le principe général est d'introduire des défauts dans la maille photonique : une source placée sur le défaut et rayonnant à une fréquence appartenant à la bande interdite ne pourra pas se propager dans le reste du cristal. Quand le défaut est ponctuel, on obtient une cavité résonnante et quand le défaut est linéique, on a un guide d'onde. Dans le cas de la maille triangulaire de trous d'air, on peut, par exemple, tout simplement retirer un ou plusieurs trous adjacents pour former une cavité. Les structures appelées cavité L_n (L pour « linéaire ») ou cavité H_n (H pour « hexagonal », où n est un entier qui donne la taille du défaut, en sont un exemple habituel dans la littérature (figure 1.9). Autre exemple : la structure appelée guide W1 que nous utiliserons beaucoup par la suite, s'obtient en retirant une rangée de trous dans la direction ΓK. La distance entre le centre des trous situés de part et d'autre du guide est alors $a\sqrt{3}$ où a est la période du cristal photonique. Par généralisation, l'appellation guide Wx (x réel) désigne cette même structure modifiée de façon que la distance entre le centre des trous de part et d'autre du guide vaille $xa\sqrt{3}$.

Si le principe est simple, en revanche, la conception de ces défauts photoniques laisse beaucoup de libertés : pour chaque trou, on peut faire varier son rayon et sa localisation et ainsi optimiser la géométrie en fonction de l'objectif, par exemple la maximisation du facteur de qualité d'une cavité. L'optimisation nécessite d'avoir un moyen de calculer numériquement les modes de la structure. Deux méthodes sont utilisées : la méthode des ondes planes, présentée ci-dessus et la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain Method). En général, ces calculs sont assez lourds, et l'optimisation se fait par essais successifs de différentes structures. Pour espérer parvenir au but, il faut avoir une stratégie et donc une bonne compréhension des mécanismes du confinement électromagnétique dans les structures réalistes, donc tridimensionnelles.



(a) Cavité L_3 (ref. [35]) (b) Cavité H_6 (c) Guide W1

FIGURE 1.9

Le cône de lumière

Si les cristaux photoniques 3D permettent en théorie d'avoir une bande interdite photonique dans les trois directions de l'espace, leur fabrication demeure difficile et on privilégie souvent une technologie planaire à base de membranes en cristal photonique 2D. Outre la simplicité de fabrication, ce choix offre l'avantage de la compatibilité avec les technologies CMOS utilisées pour la fabrication des circuits électroniques. Dans ces conditions, le confinement par bande interdite n'est opérant que dans le plan, et c'est le contraste d'indice entre le matériau du cristal photonique - ici, du silicium - et l'air qui assure le confinement vertical. Pour décrire la structure de bande de la membrane en cristal photonique 2D, on fait une simulation 3D par la méthode des ondes planes en

utilisant une supercellule dont l'extension en z est grande devant l'épaisseur de la membrane. De plus, pour distinguer les modes qui sont effectivement confinés par contraste d'indice et ceux qui ne le sont pas, on trace la droite d'équation $\omega = ck_{\|}$ dans le diagramme de bande (fig. 1.10). Cette droite est en fait la projection dans le plan d'un cône, appelé cône de lumière. Les modes confinés sont ceux qui sont sous le cône de lumière. En effet, si on décrit un mode de la membrane en cristal photonique par un vecteur d'onde dans le plan $k_{\|}$ et une pulsation ω, on voit que le mode dans le semi-espace libre au-dessus de la membrane a la même pulsation et le même $k_{\|}$, par les relations de continuité. Le confinement s'exprime alors par la condition

$$k_z \text{imaginaire pur} \Rightarrow k_{\|}^2 + k_z^2 = (\frac{\omega}{c})^2 \leq k_{\|}^2 \tag{1.58}$$

Le diagramme de bande de la membrane constituée d'une maille triangulaire de trous d'air est présentée figure1.10 avec le cône de lumière. Le point important est que la bande interdite TE du cristal photonique « théorique »de la figure 1.8 est toujours présente.

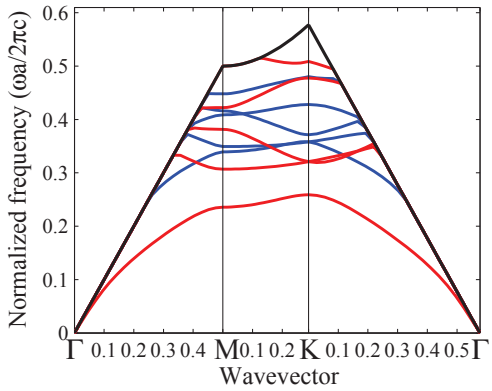


FIGURE 1.10 – Diagramme de bande d'une membrane de trous d'air

Cavités par modulation d'un guide W1

L'obtention d'une cavité en cristal photonique à très fort facteur de confinement a fait l'objet de recherches très poussées, tant sur le plan de la simulation des modes que de la réalisation technologique des structures. Le facteur de confinement d'une cavité optique caractérise l'exaltation de l'interaction lumière-matière au sein de la cavité, et s'exprime comme le quotient du facteur de qualité Q par le volume modal V_m. On définit le facteur Q comme étant le produit du temps de vie des photons dans la cavité par la pulsation : $Q = \omega_0 \tau$. En l'absence de sources, la puissance électromagnétique stockée dans le mode décroit avec un temps caractéristique τ et le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(-\omega_0 t/2Q) \exp(i\omega_0 t) \tag{1.59}$$

Le spectre résonnant s'exprime alors comme la densité spectrale de puissance du champ $\mathbf{E}$ et vaut

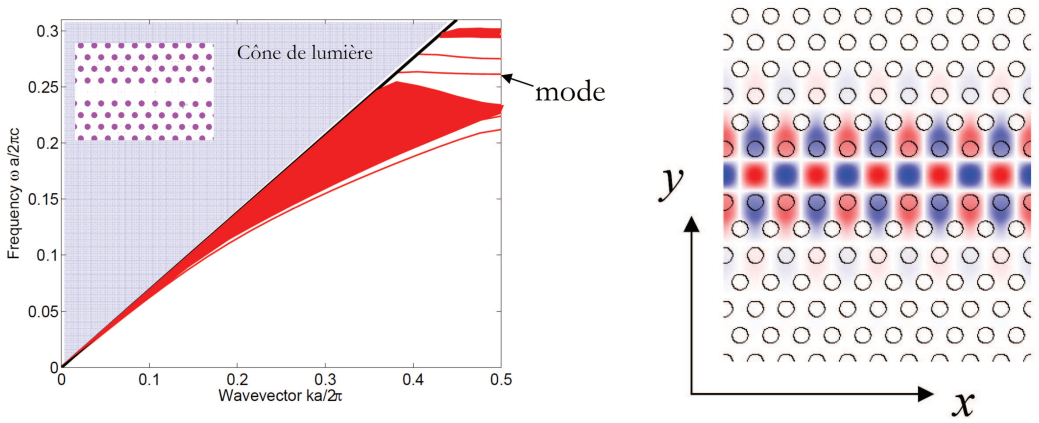
$$\mathcal{P}(\omega) = \|\widetilde{\mathbf{E}}(\omega)\|^2 = E_0^2 \frac{1}{(\frac{\omega_0}{2Q})^2 + (\omega_0 - \omega)^2} \tag{1.60}$$

L'équation 1.60 montre que le facteur de qualité correspond aussi à la largeur à mi-hauteur de la résonance lorentzienne qui caractérise la cavité. Le volume modal $\mathcal{V}$ est défini par le rapport :

$$\mathcal{V} = \frac{\int \varepsilon |E|^2(\mathbf{r}) \mathrm{d}^3 r}{\max_{\mathcal{V}} |E|^2(\mathbf{r})} \tag{1.61}$$

Les cavités à cristal photonique permettent d'atteindre des facteurs de qualité expérimentaux de plusieurs millions *tout en maintenant un volume modal de l'ordre de* $(\lambda/n)^3$, et donc d'excellents facteurs de confinement. Par comparaison, les microsphères de silice ont des facteurs de qualité encore plus élevés, mais au détriment du volume modal.

Les structures que nous avons fabriquées pendant la thèse reprennent une géométrie publiée par Kuramochi et al. en 2006 [36]. Il s'agit de moduler localement la largeur d'un guide W1. Pour en comprendre le principe de confinement, nous considérons d'abord le diagramme de bande du guide W1 non modulé (fig. 1.11). Pour interpréter le résultat, rappelons que le calcul est fait à partir d'une



(a) Diagramme de bande du guide W1

(b) Profil du mode

FIGURE 1.11

supercellule formée d'un grand nombre N de périodes de cristal photonique dans la direction $\mathbf{y}$ et d'une seule période de cristal photonique dans la direction $\mathbf{x}$. Nous désignons dans ce paragraphe par des lettres majuscules les vecteurs d'onde au sens de la supercellule, et par des lettres minuscules les vecteurs d'onde au sens de la cellule élémentaire du cristal photonique. Pour chaque valeur de K_x, K_y étant supposé nul, MPB calcule alors les n premiers modes propres de la supercellule. Quand la supercellule est simplement la réplication N fois du cristal photonique, il se passe la chose suivante : si $\mathbf{h}_{k_x\mathbf{x}+k_y\mathbf{y}}$ est un mode de Bloch du cristal photonique, le champ $\exp(ik_y y)\mathbf{h}_{k_x\mathbf{x}+k_y\mathbf{y}}$ est un mode périodique de la supercellule de vecteur d'onde $K_x\mathbf{x}$ dès que $k_y = \frac{2\pi m}{aN}$, $m \in \{0, 1, ...N-1\}$. Autrement dit, le calcul des modes de la supercellule dont le vecteur d'onde est selon l'axe x permet, à la limite où N tend vers l'infini, de calculer tous les modes de Bloch du cristal photonique. On dit que le diagramme de bande du cristal photonique est replié. Dans le cas du guide W1, nous voyons ainsi apparaître des continuums de modes correspondant aux bandes successives du cristal photonique. Ces modes sont étendus dans la structure. Les autres bandes correspondent aux modes confinés par le guide W1 : ce sont ceux qui nous intéressent. Pour chacun de ces modes guidés, la pente $\frac{\partial\omega}{\partial k}$ donne la vitesse de groupe.

La structure de Kuramochi exploite le premier mode guidé dans la bande interdite TE. Le pseudo-vecteur H correspondant est impair par rapport à la direction $\mathbf{y}$, ce qui donne une composante H_z paire. Cette polarisation est favorable pour le couplage depuis une fibre monomode standard. Au point $k = \frac{\pi}{a}$ la vitesse de groupe est nulle, et on remarque que l'ensemble des pulsations accessibles est supérieure à $\omega(\frac{\pi}{a}\mathbf{x})$, qui est donc une pulsation de coupure que nous notons ω_{c1}. Le profil du mode correspondant est représenté figure 1.11 (b). Que se passe-t-il quand on augmente la largeur du guide W1 ? En raison de l'agrandissement de la région de fort indice, et en tenant

compte de l'équation 1.49, on voit que la bande est poussée légèrement vers le bas, ce qui résulte en une pulsation de coupure $\omega_{c2} < \omega_{c1}$. Considérons à présent une structure où le guide est élargi localement (fig. 1.12), dans laquelle on injecte un rayonnement TE à la pulsation $\omega \in [\omega_{c2}\, \omega_{c1}]$. Dans la région où le guide est étroit, que nous appellerons la *barrière*, le rayonnement ne peut se propager, mais il peut pénétrer la région où le guide est large par couplage évanescent. La région où le guide est large constitue alors une cavité dont les fréquences de résonance - discrètes - seront comprises dans la plage $[\omega_{c2}\, \omega_{c1}]$. Cette cavité possède un mode résonnant dont le profil est similaire à celui du mode guidé dans le guide W1. Un avantage évident de ce type de géométrie planaire est de fournir à la fois les guides d'accès et la cavité, et d'être ainsi une brique élémentaire pour la conception de circuits optiques intégrés par exemple sur silicium. Des versions où les guides d'accès sont décalés de quelques rangées par rapport à la cavité - on parle alors de couplage latéral - sont également utilisées dans la littérature. Le facteur de qualité d'une cavité couplée à un guide est limité par deux mécanismes : le couplage au guide d'accès qui est déterminé par la longueur de la barrière et caractérisé par un temps de vie des photons $\frac{Q_C}{\omega_0}$, et le rayonnement vertical au niveau de la cavité, caractérisé par un temps de vie intrinsèque Q_I. Le facteur de qualité global Q s'exprime comme

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_I} \tag{1.62}$$

La géométrie détaillée définissant la modulation du guide au niveau de la cavité vise à optimiser le facteur de qualité intrinsèque. La solution retenue ([36]) consiste à décaler des trous vers l'extérieur du guide sur trois rangées. Le décalage est progressif et il est maximal au niveau des trous centraux de la première rangée. Ce décalage maximal δ est un paramètre important qui vaut $\frac{a}{47} = 9\,\text{nm}$. Les décalages intermédiaires sont simplement $\frac{2\delta}{3}$ et $\frac{\delta}{3}$. Une vue où la modulation est très exagérée est donnée figure 1.12. Le caractère progressif de la modulation répond à un principe général expliqué par Noda dans [37, 38] selon lequel un confinement spatial trop abrupt du champ électromagnétique induit par transformée de Fourier spatiale l'existence de composantes dans la zone $|k_x| < \frac{\omega}{c}$, c'est-à-dire au-dessus du cône de lumière. Ces composantes rayonnent au-dessus de la membrane, d'où une dégradation du facteur de qualité. Un confinement spatial de profil gaussien permet d'éliminer ce problème : pour s'en convaincre il suffit de comparer (fig. 1.13) les transformées de Fourier respectives des fonctions

$$x \mapsto \sin(10x),\ |x| < 10,\ x \mapsto 0,\ |x| > 10$$

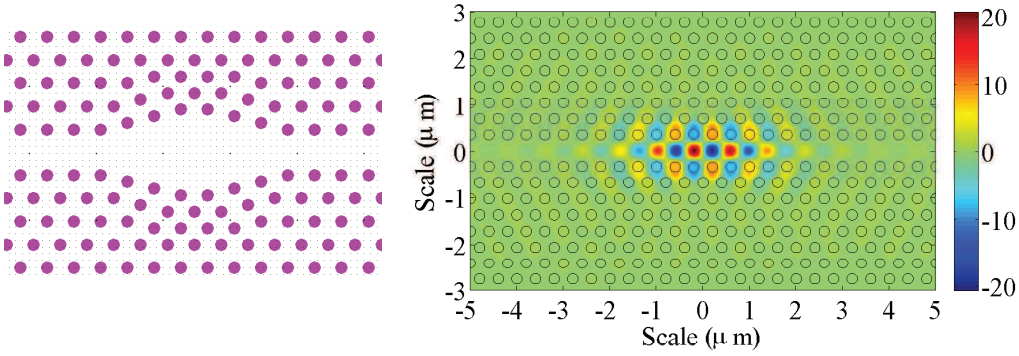
et

$$x \mapsto \sin(10x) \exp\big(-\frac{x^2}{2}\big)$$

La modulation progressive de la largeur du guide W1 dans la structure de Kuramochi est une approximation empirique du confinement gaussien et permet d'optimiser le facteur de qualité (jusqu'à deux millions en mesure [36, 39] *le tout dans un petit volume de l'ordre de* $(\frac{\lambda}{n})^3$. De plus, cette géométrie a la propriété remarquable d'être peu sensible au désordre. C'est précisément pour optimiser dans le détail la géométrie de ces cavités que l'outil de simulation devient indispensable.

Calcul de modes de cavité par FDTD 3D

Si la méthode des ondes planes est particulièrement adaptée aux calculs de structure de bande photonique, la méthode FDTD3D (Méthode par différence finie dans le domaine temporel en trois dimensions) est plus couramment utilisée pour déterminer par la simulation le facteur de qualité d'une cavité, ou le spectre en transmission d'une structure. Le domaine à simuler est muni d'une grille sur laquelle les équations de Maxwell sont discrétisées. Cette discrétisation est originale en



(a) Géométrie de la cavité de type Kuramochi. Les décalages des trous ont été exagérés

(b) Profil du mode résonant associé

FIGURE 1.12

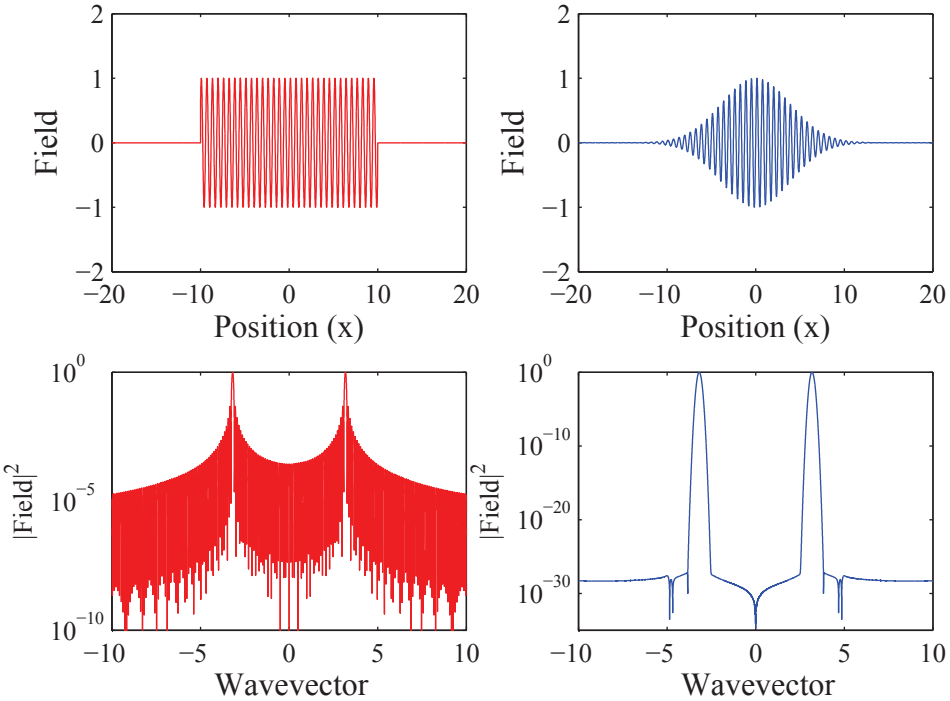


FIGURE 1.13 – Illustration de l'intérêt du confinement gaussien. Colonne de gauche : confinement abrupte et sa transformée de Fourier. Colonne de droite : confinement gaussien et sa transformée de Fourier. Le confinement gaussien permet de minimiser les composantes autour de $k = 0$ qui sont au-dessus du cône de lumière

ce que les champs **E** et **H** ne sont pas calculés aux mêmes points de l'espace, mais ont chacun leur grille, selon un système en quinconce appelé grille de Yee [40] et adapté à la structure des équations

de Maxwell. Cette disposition facilite par exemple le calcul de $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, donc du rotationnel de $\mathbf{H}$ à partir des valeurs de $\mathbf{H}$ estimées pour des points voisins, et surtout donne des approximations des dérivées précises à l'ordre 2. Le résultat brut de la simulation donne le champ $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ en tout point et en fonction du temps, à partir duquel on peut extraire par exemple le temps de décroissance associé à un mode résonant, qui donne accès au facteur de qualité, ou encore l'intégrale du vecteur de Poynting sur un plan, qui donne accès au spectre en transmission. L'inconvénient d'une telle méthode est que la complexité numérique croît comme la puissance quatrième de la taille du problème, car la grille doit être très sub-longueur d'onde et le pas de temps doit vérifier $\delta t < \frac{\delta x}{\sqrt{3}c}$ pour assurer la stabilité de la FTDT. En revanche, la souplesse d'utilisation est très grande : la FTDT étant un calcul *ab initio*, on peut sans difficulté inclure des effets non-linéaires. A contrario, la méthode des ondes planes implémentée dans MPB ne peut traiter que des problèmes hermitiens.

Bien que l'équipe où la thèse s'est déroulée ait développé son propre code FDTD, nous avons surtout travaillé avec le logiciel libre Meep [41], développé par le même groupe que MPB, afin que l'équipe puisse éventuellement mettre en regard les deux FDTD, soit en termes de performances, soit pour comparer les résultats d'un calcul en particulier. Meep est conçu exprès pour la simulation de structures diélectriques de type cristal photonique : comme dans MPB, il faut adresser le problème des discontinuités de la constante diélectrique. Si on se contente de discrétiser brutalement ε la convergence dépend cette fois linéairement de la taille du pixel. Dans Meep, la valeur (unique) attribuée à la fonction diélectrique à l'intérieur d'un pixel qui contient un discontinuité est une valeur moyennée selon l'équation 1.57. Ce moyennage a pour premier effet de garantir que la dépendance entre la position des interfaces et les résultats de la simulation est continue, malgré la discrétisation. Ceci aurait été vérifié quel que soit le moyennage utilisé, mais le choix de l'équation 1.57 premièrement minimise l'erreur commise (par rapport à l'utilisation de la fonction diélectrique « exacte »), deuxièmement garantit une convergence quadratique avec la taille du pixel. Une autre particularité dans le code de Meep est que la grille est conçue comme pouvant être divisée en régions connexes qui se partagent les pixels. Cette division n'est pas gérée par l'utilisateur mais a des incidences sur les possibilités du logiciel. Hormis le problème, délicat, des pixels aux frontières entre deux régions, les calculs peuvent être menés de manière indépendante dans chaque région. Cette architecture permet une parallélisation efficace du code, chaque région se voyant attribuer un processeur. De plus, dans le cas, fréquent en pratique, où le problème présente une symétrie spatiale, l'utilisateur décrit la géométrie de la structure entière, puis indique quelles sont les symétries. Les régions sont alors définies en fonction des symétries spécifiées, et le calcul ne s'effectue que dans les régions nécessaires, les résultats étant ensuite reportés dans les autres régions. Le traitement des données se fait ensuite sur l'intégralité de la structure, comme pour une structure non symétrique : les auteurs parlent de rendre l'utilisation des symétries transparentes à l'utilisateur.

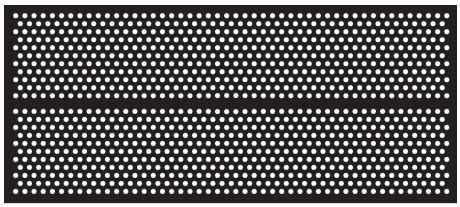
Meep est doté d'une interface sous forme d'un langage de script dédié qui permet de spécifier les matériaux, la géométrie, les conditions aux limites, les termes sources, la durée de simulation et les sorties. La géométrie est donc entièrement paramétrable. Les conditions aux limites font appel à des PML (Perfectly Matched Layers). Ces matériaux absorbants artificiels sont positionnés au bord de la cellule de calcul. Leur rôle est d'atténuer très fortement les ondes qui se propagent vers l'extérieur de la cellule, afin de supprimer les réflexions parasites provoquées par les conditions aux limites standard de Dirichlet $\mathbf{E} = \mathbf{B} = 0$. Mathématiquement, ils sont équivalents à une transformation des coordonnées dans le cadre d'un prolongement analytique des équations de Maxwell dans un espace complexe. Les ondes propagatives sur la partie réelle d'un axe de coordonnée sont évanescentes dans le demi-plan complexe au-dessus de la droite réelle. La transformation de coordonnées laisse les équations de Maxwell inchangées en dehors des PML, autrement dit, il n'y pas de réflexions à l'interface avec les PML. Un tel « miracle »n'est possible que parce que les PML correspondent

à un matériau fictif possédant une perméabilité magnétique complexe. Une fois le cadre défini, il faut spécifier des termes sources en courant pour initier le calcul. Dans le cas du calcul d'un mode de cavité, ces termes sources s'annulent au bout d'un certain temps. Le champ électromagnétique évolue ensuite suffisamment longtemps, de sorte à ce qu'il ne reste pratiquement plus que le(s) mode(s) résonant(s). Meep propose des sources sinusoïdales modulables par un enveloppe gaussienne qui définit la largeur spectrale. Pour que le calcul fonctionne, il faut veiller à ce que les fréquences des modes recherchés soient incluses dans la bande spectrale excitée, et à ce que la géométrie des sources ne conduise pas à exciter exclusivement des modes orthogonaux à ceux que l'on souhaite obtenir.

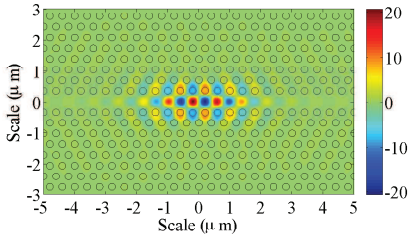
Etudions plus en détail la cavité de Kuramochi. Pour cet exemple, le rayon des trous vaut $0.26a$, la hauteur de la membrane $0.49a$, la largeur du guide non modulé $0.98\sqrt{3}a$. La structure présente une première symétrie par rapport au plan central de la membrane $z = 0$. Le mode étudié est polarisé TE. Par ailleurs, le plan $y = 0$ est aussi une symétrie, et l'étude préalable du mode du guide W1 associé (fig. 1.11 (b)) montre que H_z est pair par rapport à ce plan. Afin d'avoir accès au facteur de qualité intrinsèque, il faut s'assurer que $Q_C \gg Q_I$, donc prendre une barrière suffisamment longue. Dans notre cas, 20 périodes de cristal photonique sont suffisantes (fig. 1.14(a)). Une source sinusoïdale d'enveloppe gaussienne est placée au point $(0.3a, 0, 0)$, qui est un ventre du mode recherché. Le choix de la résolution est le résultat d'un compromis : alors que le temps de calcul croit comme la puissance quatrième de la résolution, il faut tout de même que le pas spatial choisi permette de résoudre la géométrie. La résolution choisie vaut $\frac{a}{18} = 22\,\text{nm}$, ce qui reste grand devant le plus petit détail de la géométrie (décalage de 3 nm pour certains trous de la cavité). La technique de moyennage de la constante diélectrique est donc cruciale pour que le calcul fonctionne en un temps raisonnable. Le pas de temps vaut $\frac{a}{36c}$ et la simulation est arrêtée au bout d'environ 100.000 pas, ce qui correspond à une durée simulée de 4 ps, et un temps de simulation de plusieurs heures. Au bout de ce temps, il ne reste pratiquement que le mode de cavité qui oscille dans le temps. On en obtient le profil en prenant une photographie du champ à un instant d'amplitude maximale (fig. 1.14(b)), d'où on peut extraire le volume modal qui vaut $1.84a^3$ par l'équation 1.61. Le profil du mode montre que l'énergie est concentrée au centre du guide W1, et distribuée dans le plan selon quatre lobes, en diagonale.

Extraction des facteurs de qualité et des spectres en transmission par une méthode de Prony

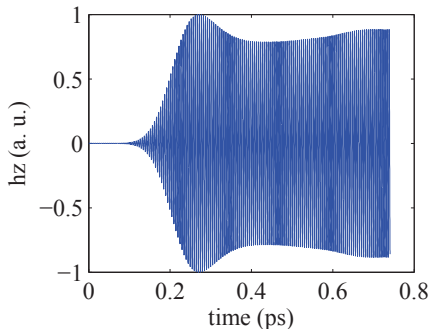
L'évolution temporelle du champ évalué en un point choisi particulier - par exemple un ventre (fig. 1.14 (c)) - donne accès, en théorie, à la fréquence d'oscillation ω_0 et au temps caractéristique τ de décroissance de l'amplitude du champ, par exemple à l'aide de la transformée de Fourier. Toutefois, la durée simulée ($\sim$ 4 ps) est très courte devant τ ($\sim$ 10 ns), et par conséquent, la finesse spectrale accessible par une transformée de Fourier numérique ne résout pas le pic de largeur $\frac{1}{\tau}$ autour de ω_0. Il faut donc faire appel à des méthodes dites *haute résolution*. Celles-ci partent de l'hypothèse que le signal est composé d'une somme de sinusoïdes exponentiellement décroissantes et tentent de retrouver les amplitudes et les fréquences complexes correspondantes à partir de N échantillons. Parmi les techniques utilisées, on peut citer la méthode des approximants de Padé [42], ou la recherche des harmoniques par FDM (Filter Diagonalisation Method) [43], qui est la technique implémentée dans Meep. Nous avons utilisé une méthode due à Prony (1785 - 1839), implémentée en Matlab par X. Checoury [44]. L'étude et la comparaison détaillée de ces différentes techniques étant hors de notre sujet de recherche, nous nous conterons ici de donner le principe de la méthode de Prony.



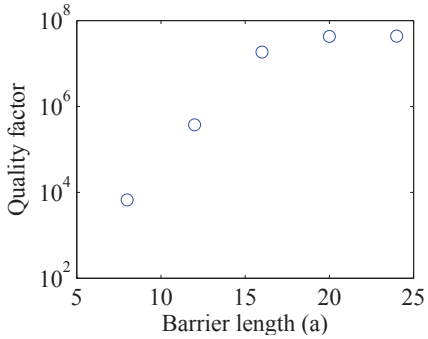
(a) Géométrie simulée



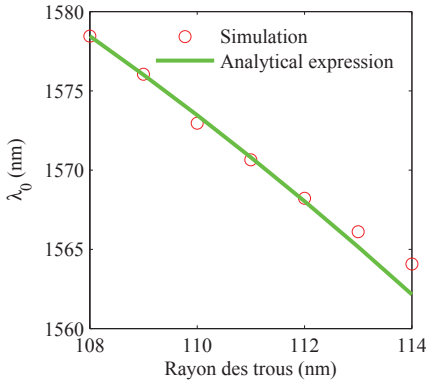
(b) Mode résonnant (H_z)



(c) Champ ponctuel en fonction du temps



(d) Facteur de qualité en fonction de la barrière



(e) Fréquence de résonnance en fonction du rayon des trous. La courbe en trait plein vient de l'équation 1.70

FIGURE 1.14

Soit s un signal décrit par le modèle suivant :

$$\tilde{s}(t) \quad = \quad \sum_{i=1}^{p} c_i \exp(-j(\omega_i t - j\alpha_i t + \phi_t)) \tag{1.63}$$

échantillonné selon le pas de temps δt :

$$\tilde{s}_n = \tilde{s}(n\delta t) = \sum_{i=1}^{p} C_i z_i^n \;\; C_i := c_i \exp(-j\phi_i) \;\; z_i := \exp(-j(\omega_i - j\alpha_i)\delta t), \;\; 1 \leq n \leq N \tag{1.64}$$

L'ensemble des équations 1.64 est un système non-linéaire à N équations et $2p$ inconnues complexes. Dans notre cas, on a en général $N \gg 2p$. On cherche donc une solution au sens des moindres carrés, c'est à dire un jeu de paramètres z_i, C_i qui minimise $\sum_{n=1}^{N} |\sum_{i=1}^{p} C_i z_i^n - s_n|^2$. La méthode de Prony permet de ramener ce problème non-linéaire difficile à un enchaînement de trois problèmes linéaires. Si on considère le polynôme

$$P(z) = \prod_{i=1}^{p}(z - z_i) = \sum_{k=0}^{p} a_k z^k \tag{1.65}$$

dont les racines sont exactement les z_i et dont les coefficients sont notés a_k, on voit que pour n'importe quel entier m compris entre 1 et $N - p$:

$$\sum_{k=0}^{p} a_k \tilde{s}_{k+m} = \sum_{k=0}^{p}\sum_{i=1}^{p} a_k C_i z_i^{k+m} = \sum_{i=1}^{p} C_i z_i^m P(z_i) = 0 \tag{1.66}$$

$$\tag{1.67}$$

A partir de ce constat, on voit que la résolution du problème se décompose en trois étapes : trouver les coefficients $\{a_k\}$ en résolvant le système *linéaire* $\left(\sum_{k=0}^{p} a_k s_{k+m} = 0\right)_{1 \leq m \leq N-p}$ au sens des moindres carrés, puis trouver les z_i en calculant les racines de P, enfin reporter les z_i dans 1.64 pour obtenir un système linéaire en C_i et le résoudre au sens des moindres carrés. Les trois étapes sont des problèmes d'algèbre linéaire standard pour lesquels il existe des routines Matlab efficaces : la fonction *roots* recherche des racines d'un polynôme (équivalent à la recherche des valeurs propres de la matrice compagnon), et la décomposition en valeurs singulières à travers la fonction *svd* permet la résolution d'un système linéaire au sens des moindres carrés. La précision de l'estimation finale est quantifiée par l'erreur au sens des moindres carrés. Les facteurs de qualité associés aux p modes trouvés s'expriment comme $Q_i = \frac{\omega_i}{2\alpha_i}$. En appliquant cette méthode numérique au cas du champ rémanent dans la cavité de Kuramochi, on obtient $p \sim 50$ modes, dont un seul qui a une amplitude beaucoup plus grande que tous les autres. C'est le mode recherché. Le facteur de qualité vaut 43×10^6 et la fréquence de résonance $0.26\frac{c}{a}$. La longueur d'onde associée vaut $3.76a$ d'où on déduit que, comme annoncé, le volume modal vaut $1.44(\frac{\lambda}{n})^3$. Notons que la méthode d'inversion harmonique implémentée dans Meep échoue à trouver ce mode ! On vérifie en faisant varier la longueur de barrière de la structure simulée que Q augmente exponentiellement avec la longueur de barrière lorsque celle-ci est courte, puis sature à la valeur $Q_I = 43 \times 10^6$ trouvée précédemment (fig. 1.14 (d)).

Le choix de la géométrie ne représente qu'une étape dans la réalisation des cavités à cristal photonique. La fabrication des structures introduit toutes sortes d'écarts à la géométrie (granularité, imprécision due au facteur de dose de la lithographie électronique). Pour cette raison, il est préférable que la géométrie ne soit pas trop sensible au désordre, et il peut être intéressant de savoir comment les paramètres d'intérêt varient en fonction de la géométrie. Par exemple, que se passe-t-il si le rayon des trous change ? Si les trous sont plus petits, le mode voit plus de silicium, et sa fréquence propre doit donc diminuer, en vertu de 1.49. Un calcul différentiel à l'ordre 1 donne une estimation de la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation des rayons. Si on estime que l'énergie du mode est contenue dans une boîte de dimension $(11a, 4\frac{a\sqrt{3}}{2})$ centrée sur le guide et contenant 33 trous, on peut calculer la variation d'indice effectif à partir du facteur de remplissage. La boîte considérée contient 96 % de l'énergie du mode et f vaut $0.825\frac{2\pi}{\sqrt{3}}\left(\frac{r}{a}\right)^2$. Si on compare avec l'expression 1.55, le facteur 0.825 vient de ce que le mode est surtout centré sur

le guide W1. Dès lors, on a les égalités suivantes :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = f + \varepsilon_{\text{Si}}(1-f) \tag{1.68}$$

$$\delta\varepsilon_{\text{eff}} = -(\varepsilon_{\text{Si}}-1)\delta f = -2(\varepsilon_{\text{Si}}-1)f\frac{\delta r}{r} \tag{1.69}$$

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2}\frac{\delta\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{eff}}} = -\frac{f(\varepsilon_{\text{Si}}-1)}{f+\varepsilon_{\text{Si}}(1-f)}\frac{\delta r}{r} \tag{1.70}$$

La valeur exacte pour ε_{eff} est en fait $\frac{\int \varepsilon \mathbf{E}^2}{\int \mathbf{E}^2}$, et l'équation 1.70 repose donc sur deux approximations : la première consiste à remplacer le mode de la FDTD par une simple boîte, la deuxième est de négliger le changement dans le mode lui-même induit par la variation de la fonction ε. Un calcul exact nécessite en fait de faire tourner la FDTD pour différents rayons des trous, ce qui est beaucoup plus long que d'appliquer 1.70. La figure 1.14 (e) permet de comparer les résultats selon les deux méthodes, et de constater que l'approximation brutale donne les bons ordres de grandeur à moins de 1 % près.

1.4 Optique non-linéaire en cavité

Note : Dans cette section, un champ $\mathbf{X}(t)$ *exprimé dans le domaine de Fourier sera noté* $\widetilde{\mathbf{X}}(\omega)$ *pour plus de clarté.* Les cavités optiques à fort facteur de confinement sont un lieu d'étude privilégié pour l'interaction lumière-matière. Dans cette section, nous listons les phénomènes physiques principaux qui apparaissent dans le silicium, et nous en donnons un modèle quantitatif dans le cadre de la théorie des modes couplés.

1.4.1 Effets dus à la susceptibilité non-linéaire dans le silicium

Les équations constitutives du milieu 1.43 sont une approximation d'ordre 1 valable uniquement aux faibles densités d'énergie électromagnétique. Or, la raison d'être de nos structures résonnantes est précisément de travailler à des densités d'énergie élevées. La dépendance de $\mathbf{P} = \mathbf{D} - \varepsilon_0\mathbf{E}$ en fonction de $\mathbf{E}$ est alors non-linéaire. A l'ordre 1, la partie linéaire de la polarisation, $\mathbf{P}^L$ s'exprime comme la convolution d'une fonction de réponse avec le champ $\mathbf{E}(t)$, ce qui correspond dans l'espace de Fourier à un tenseur susceptibilité 3×3 dépendant de la pulsation ω. Ce tenseur contient bien sûr la même information que le tenseur diélectrique. Aux ordres plus élevés, la polarisation non-linéaire $\mathbf{P}^{NL} = \mathbf{P} - \mathbf{P}^L$ s'exprime dans le régime temporel comme une somme de convolutions multiples équivalent à un développement de $\widetilde{\mathbf{P}}(\omega)$ en série de Taylor. Le point clé dans notre cas est qu'en raison de la symétrie centrale de la maille du silicium, les termes d'ordre pair sont tous nuls. Le premier terme non linéaire, celui qui nous intéressera désormais dans cette sous-section, est donc le terme d'ordre 3. Selon les notations habituelles de l'optique non-linéaire [45], on a :

$$\begin{aligned}\widetilde{P}_i(\omega) &= \widetilde{P}_i^L + \widetilde{P}_i^{NL} \\ &= \varepsilon_0(\varepsilon_{ij}-\delta_{ij})\widetilde{E_j} + \varepsilon_0 \iint_{\omega_j-\omega_k+\omega_l=\omega} \chi^{(3)}_{ijkl}(-\omega;\omega_j,-\omega_k,\omega_l)\widetilde{E}_j(\omega_j)\widetilde{E}^*_k(\omega_k)\widetilde{E}_l(\omega_l)\mathrm{d}\omega_j\mathrm{d}\omega_k\end{aligned} \tag{1.71}$$

avec sommation implicite sur les indices répétés.

Le $\chi^{(3)}$ dans le silicium se décompose en un terme d'origine phononique χ^R et un terme d'origine électronique χ^e [46] : le premier donne lieu à l'effet Raman, le second aux effets Kerr et à l'absorption à deux photons.

Diffusion Raman spontanée et stimulée

L'effet Raman dans le silicium résulte de l'interaction entre les photons et les phonons optiques du centre de la zone de Brillouin. Un photon incident à la pulsation ω_p peut donner naissance à un phonon de pulsation Ω_R et à un photon de pulsation $\omega_S = \omega_p - \Omega_R$, par diffusion Raman spontanée selon le processus de Stokes. Le processus inverse, où un phonon est « absorbé »par le rayonnement électromagnétique, est le processus anti-Stokes. La fréquence des phonons optiques en centre de zone de Brillouin dans le silicium vaut $\Omega_R/2\pi = 15.6\,\mathrm{THz}$ pour un temps de vie du phonon de $1/\Gamma_R = 3\,\mathrm{ps}$, soit une largeur de raie Raman de 105 GHz. Lorsque le champ électromagnétique contient des composantes distantes en fréquence de Ω_R, les battements entre ces composantes excitent de manière cohérente les dipôles électriques dans chaque maille cristalline du silicium, alimentant le milieu en phonons optiques. On peut montrer à partir d'un modèle classique de ces dipôles que la composante de Stokes est alors amplifiée [45] : c'est la diffusion Raman stimulée. A l'image de l'émission spontanée en physique des lasers, la diffusion Raman spontanée est un phénomène intrinsèquement quantique qui ne peut pas être décrit par notre modèle classique du champ électromagnétique. En revanche, la diffusion Raman stimulée est correctement modélisée par l'introduction d'un tenseur de susceptibilité Raman χ^R, défini à l'aide du gain scalaire Raman g' et de la fonction de réponse spectrale Raman $\widetilde{H}_R(\Omega)$, dans la base constituée par les axes cristallographiques du silicium.

$$\begin{aligned}\chi^{(R)}_{ijkl}(-\omega;\omega_j,-\omega_k,\omega_l) &= g'\widetilde{H}_R(\omega_l-\omega_k)(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{jk}-\delta_{ijkl}) \\ &+ g'\widetilde{H}_R(\omega_l-\omega_k)(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{ij}\delta_{kl}-\delta_{ijkl}) \qquad (1.72)\\ \widetilde{H}_R(\Omega) &= \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2-\Omega^2-2i\Gamma_R\Omega} \qquad (1.73)\end{aligned}$$

où $\delta_{ijkl} = 1$ si $i = j = k = l$ et 0 sinon.

Pour un rayonnement incident autour de 1550 nm, le décalage Raman correspond à 133 nm et la largeur de raie Raman à 1 nm. L'étude de l'effet Raman stimulé en vue d'obtenir un laser de dimensions micrométriques, intégrable sur puce et entièrement en silicium est un projet mené dans notre groupe par N. Cazier et X. Checoury [47, 11]. Dans le cadre de notre travail, complémentaire, sur le détecteur tout silicium, nous utilisons soit un laser monochromatique (largeur de raie 500 kHz) en continu, ou éventuellement des impulsions de l'ordre de la nanoseconde, ce qui reste très long devant la durée sub-picoseconde d'une oscillation phononique. Ainsi, nous n'observerons pas d'effet Raman stimulé, et seule la diffusion Raman spontanée pourrait jouer un rôle. Toutefois, la valeur faible de l'efficacité angulaire de la diffusion Raman spontanée ($S = 3\times10^{-7}\,\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ [48]) implique que typiquement, dans nos guides SOI, moins d'une part sur un million de l'énergie optique est convertie en rayonnement Stokes. Cette fraction a pu être mesurée dans notre équipe dans le travail de thèse de Z. Han. Dans la suite de notre travail, nous négligerons donc totalement l'effet Raman.

Effet Kerr et absorption à deux photons

En raison du caractère centrosymmétrique de la maille cristalline du silicium, la susceptibilité d'ordre 3 d'origine électronique n'a que quatre composantes indépendantes et peut s'écrire sous la forme [46, 45, 49]

$$\chi^e_{ijkl} = \chi^e_{1122}\delta_{ij}\delta_{kl} + \chi^e_{1212}\delta_{ik}\delta_{jl} + \chi^e_{1221}\delta_{il}\delta_{jl} + (\chi^e_{1111} - \chi^e_{1122} - \chi^e_{1212} - \chi^e_{1221})\delta_{ijkl} \qquad (1.74)$$

Dans le cas particulier où une seule longueur d'onde ω se propage dans le milieu, nous sommes intéressés uniquement par la valeur de $\chi^e(-\omega;\omega,-\omega,\omega)$. Des symétries supplémentaires permettent

de simplifier encore l'expression du tenseur χ^e :

$$\chi^e_{ijkl} = (\chi^e_{1111} - 3\chi^e_{1122})\delta_{ijkl} + \chi^e_{1122}(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jl}) \tag{1.75}$$

Afin de décrire les phénomènes physiques importants, nous simplifions momentanément le problème en supposant que le tenseur est scalaire ($\chi^e_{1111} - 3\chi^e_{1122} = 0$). La polarisation non-linéaire s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \widetilde{P}_i^{NL}(\omega) &= \varepsilon_0 \sum_{\omega_{j,k,l}\in\{\omega,-\omega\},\omega_j+\omega_k+\omega_l=\omega} \chi^e_{ijkl}(-\omega;\omega_j,-\omega_k,\omega_l)\widetilde{E}_j(\omega_j)\widetilde{E}^*_k(\omega_k)\widetilde{E}_l(\omega_l) \\ &= 3\varepsilon_0\chi^e_{1111}(-\omega;\omega,-\omega,\omega)\widetilde{E}_i(\omega)|\widetilde{\mathbf{E}}(\omega)|^2 \end{aligned} \tag{1.76}$$

La composante χ_{1111} est en général un nombre complexe que nous décomposons ainsi : $\chi^e_{1111} = \chi^e_{re} + i\chi^e_{im}$. Une comparaison de l'équation 1.76 avec 1.71 montre que la susceptibilité électronique d'ordre 3 induit un effet équivalent à l'introduction d'une constante diélectrique $\varepsilon_0\varepsilon^{NL}$ complexe et dépendante de l'intensité du champ.

$$\varepsilon^{NL} = 3(\chi^e_{re} + i\chi^e_{im})|\widetilde{\mathbf{E}}(\omega)|^2 \tag{1.77}$$

Ceci revient encore à considérer que l'indice réfractif et le coefficient d'absorption sont variables en fonction de l'intensité optique $I = 2n\varepsilon_0 c|\mathbf{E}(\omega)|^2$. Ces deux effets sont respectivement appelés effet Kerr et absorption à deux photons et décrits par les deux équations suivantes :

$$n = n_0 + n_2 I, \qquad \alpha = \mathrm{Im}(\varepsilon^{NL})\frac{\omega}{n_0 c} = \alpha_0 + \beta_{\mathrm{TPA}} I \tag{1.78}$$

Dans l'approximation des petites variations d'indice, la variation d'indice δn vaut $\delta\varepsilon/2n_0$ ([50] p.310), et les expressions pour le coefficient Kerr n_2 et le coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} se déduisent de 1.76 et 1.78 :

$$n_2(\omega) = \frac{3\chi^e_{re}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \qquad \beta_{\mathrm{TPA}}(\omega) = \frac{3\omega\chi^e_{im}}{2\varepsilon_0 c^2 n_0^2} \tag{1.79}$$

A cause de l'aspect tensoriel de la non-linéarité $\chi^{(3)}$, les coefficients Kerr et TPA dépendent de la direction de propagation et de la polarisation, introduisant une variation relative de 10% aux longueurs d'onde télécom [51]. Les techniques de mesures habituelles pour ces coefficients comprennent la technique « z-scan »[52, 53], l'auto-modulation de phase (SPM) [54], et le mélange à quatre ondes (FWM) [55]. Dans le silicium, n_2 est positif et vaut $4.4 \times 10^{-18}\,\mathrm{m^2W^{-1}}$ à 1550 nm. En anticipant sur la section 1.4.2, on peut calculer que dans les régimes de puissance que nous utilisons, l'effet Kerr provoque une variation d'indice faible ($\delta n_{\mathrm{Kerr}} \sim 10^{-6}$) devant celle occasionnée par les effets liés aux porteurs libres et les effets thermo-optiques ($\delta n \sim 10^{-4}$). Nous négligerons donc l'effet Kerr dans nos modèles à venir.

L'absorption à deux photons est un processus à trois corps que l'on peut décrire de manière quantique : l'énergie des deux photons absorbés fait passer un électron de l'état fondamental à l'état excité, en passant par un état intermédiaire virtuel (fig. 1.15 (a)). L'efficacité du processus suit une règle d'or de Fermi généralisée ([45] p. 558), où les probabilités de transition sont sommées sur l'ensemble des états virtuels atteignables après absorption du premier photon. Dans le cas particulier des semiconducteurs, les états fondamentaux et excités correspondent au sommet de la bande de valence et au bas de la bande de conduction. Le processus ne peut donc avoir lieu que si $2\hbar\omega \geq E_G$. Cette inégalité est vérifiée pour le silicium à 1550 nm avec $E_G = 1.1\,\mathrm{eV}$, et nous

proposons dans cette thèse d'utiliser l'exaltation de l'absorption à deux photons comme mécanisme physique de détection. Un calcul théorique du coefficient β_{TPA} en fonction de E_G dans le cas d'un semiconducteur à gap direct est proposé dans [56]. β_{TPA} dépend alors de l'énergie des photons normalisée selon la relation :

$$\beta_{\mathrm{TPA}} \propto \frac{(2\hbar\omega/E_G - 1)^{3/2}}{(2\hbar\omega/E_G)^5} \tag{1.80}$$

Dans le cas du silicium dont le gap est indirect, le processus d'absorption à deux photons ne peut pas avoir lieu sans l'absorption ou l'émission d'un phonon. Il faut alors tenir compte du fait que ce ne sont pas les mêmes transitions qui sont permises ou interdites. D'après [57], la dépendance spectrale de β_{TPA} se décompose selon plusieurs processus (selon le moment où le phonon intervient). Le processus dominant donne la dépendance suivante :

$$\beta_{\mathrm{TPA}} \propto \frac{(2\hbar\omega/E_G - 1 + \hbar\Omega_{\mathrm{phonon}}/E_G)^2}{(2\hbar\omega/E_G)^5} \tag{1.81}$$

La dispersion du coefficient d'absorption à deux photons dans le cas d'un semiconducteur à gap indirect est représentée figure 1.15 (b). Pour un semiconducteur à gap indirect, l'effet est maximal pour $\hbar\omega = 0.73E_G$, ce qui est proche de nos conditions expérimentales. Les mesures du coefficient d'absorption à deux photons dans le silicium donnent $8 \times 10^{-12}\,\mathrm{m \cdot W^{-1}}$ à 1550 nm [58], avec une variation relative de l'ordre de 10% en fonction de la direction.

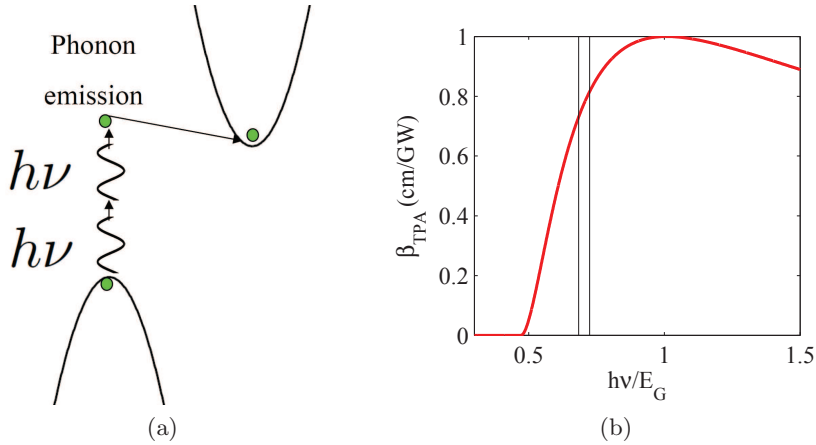


FIGURE 1.15 – (a) Schéma du processus d'absorption à deux photons dans un semiconducteur à gap indirect (b) Dispersion du coefficient d'absorption à deux photons

Effets des porteurs libres

L'absorption à deux photons crée une paire électron-trou pour chaque couple de photons absorbés. La présence de ces porteurs libres augmente la conductivité du matériau - c'est le principe même de notre dispositif - et par conséquent contribue à en modifier la permittivité complexe linéaire. Dans le silicium peu dopé que nous utilisons, la densité de porteurs libres à température ambiante est égale au dopage résiduel, et la concentration est trop faible pour que l'effet des porteurs libres soit significatif. En revanche, sous éclairement aux puissances que nous utilisons, l'absorption à deux photons peut générer une telle quantité de porteurs (jusqu'à $n_{e,h} = 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$) que l'effet des porteurs libres sur les propriétés optiques devient non-négligeable [59].

La polarisation linéaire induite par les porteurs libres $\mathbf{P}^{\mathrm{eh}}$ est qualitativement bien décrite par un modèle de Drude [60]. Dans le domaine de Fourier, $\widetilde{\mathbf{P}}^{\mathrm{eh}}(\omega)$ s'exprime en fonction de la densité N_e d'électrons et de la densité N_h de trous, supposées constantes dans le temps, comme :

$$\widetilde{\mathbf{P}}^{\mathrm{eh}}(\omega) = -\Big(n_e \frac{q^2\tau_e}{m_e^*}\frac{1}{\omega(\omega\tau_e + i)} + n_h \frac{q^2\tau_h}{m_h^*}\frac{1}{\omega(\omega\tau_h + i)}\Big)\mathbf{E}(\omega) \tag{1.82}$$

Les variables $m_{e,h}^*$ et $\tau_{e,h}$ représentent respectivement les masses effectives et les temps de relaxation des électrons et des trous. En toute généralité, les densités de porteurs libres varient dans le temps, et l'expression exacte pour $\widetilde{\mathbf{P}}^{\mathrm{eh}}(\omega)$ devrait intégrer un produit de convolution. Cependant, les temps de variation caractéristiques sont très longs devant une oscillation optique et on peut considérer que les densités de porteurs évoluent de manière adiabatique. Dans le cas fréquent où l'excitation optique contient une seule fréquence ω_0, $\mathbf{P}(t)$ obéit alors à l'équation 1.82, où les densités de porteurs sont simplement évaluées à l'instant t considéré. Enfin, les temps de relaxation dans le silicium étant de l'ordre de la picoseconde, on peut réécrire l'équation 1.82 en tenant compte des relations $\omega_0\tau_{e,h} \gg 1$ et $\tau_{e,h} = \mu_{e,h}m_{e,h}^*/q$:

$$\widetilde{\mathbf{P}}^{\mathrm{eh}}(\omega) = -\frac{q^2}{\omega^2}\Big(\frac{n_e}{m_e^*} + \frac{n_h}{m_h^*}\Big)\mathbf{E} + i\frac{q^3}{\omega^3}\Big(\frac{n_e}{m_e^{*2}\mu_e} + \frac{n_h}{m_h^{*2}\mu_h}\Big)\mathbf{E} \tag{1.83}$$

Par des calculs analogues à ceux de la section précédente, la variation d'indice δn^{pl} et le coefficient d'absorption par porteurs libres se déduisent de l'équation 1.83 :

$$\delta n^{\mathrm{pl}} = -\frac{q^2}{2\epsilon_0 n_0\omega^2}\Big(\frac{n_e}{m_e^*} + \frac{n_h}{m_h^*}\Big), \qquad \alpha^{\mathrm{pl}} = \frac{q^3}{\epsilon_0 c n_0\omega^2}\Big(\frac{n_e}{m_e^{*2}\mu_e} + \frac{n_h}{m_h^{*2}\mu_h}\Big) \tag{1.84}$$

Ces valeurs calculées à partir d'un simple modèle de Drude donnent accès aux ordres de grandeur et à l'évolution générale des grandeurs. Toutefois, les mesures indiquent que l'effet est plus important que ce qui est prévu par l'équation 1.84 et dépend sous-linéairement de la densité de trous [60]. La situation dans le silicium est résumée dans les équations empiriques suivantes, où les concentrations n_e et n_h sont exprimées en cm^{-3}

$$\delta n^{\mathrm{pl}} = -(8.8\times 10^{-4} {n_e}^{\mathrm{cm}^{-3}} + 8.5 n_h^{0.8})\times 10^{-18}, \qquad \alpha^{\mathrm{pl}} = (8.5 n_e + 6.0 n_h)\times 10^{-18}\mathrm{cm}^{-1} \tag{1.85}$$

Pour des porteurs photocréés, on a $n_e = n_h = n_{\mathrm{ph}}$, et dans la gamme de puissance optique typique qui nous est accessible, nous arrivons à générer 10^{17} porteurs par cm^3 en cavité. Pour ces densités, l'équation 1.85 est bien approchée par les formules simplifiées suivantes (cf. fig. 1.16)

$$\begin{aligned} \delta n^{\mathrm{pl}} &= -\sigma_{\mathrm{FCD}} n_{\mathrm{ph}}, \qquad \alpha^{\mathrm{pl}} = \sigma_{\mathrm{FCA}} n_{\mathrm{ph}} \\ \sigma_{\mathrm{FCD}} &= -5.3\times 10^{-21}\Big(\frac{\lambda}{1550\,\mathrm{nm}}\Big)^2 \mathrm{cm}^3 \qquad \sigma_{\mathrm{FCA}} = 1.45\times 10^{-17}\Big(\frac{\lambda}{1550\,\mathrm{nm}}\Big)^2 \mathrm{cm}^2 \end{aligned} \tag{1.86}$$

La dispersion et l'absorption des porteurs libres sont des effets quasi-instantanés : les porteurs sont créés et absorbent en suivant l'équation 1.85 en moins de 100 fs. En cela, ces phénomènes peuvent être utiles pour concevoir des dispositifs photoniques très rapides [5, 61], ou pour sonder la population de porteurs. Dans notre cas, cependant, l'absorption par porteurs libres est une limitation de notre détecteur car elle représente un canal de pertes important.

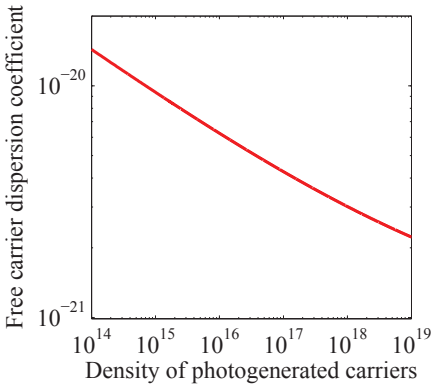


FIGURE 1.16 – Dispersion des porteurs libres en fonction de la densité de paires photocréées

Effets thermiques

La majeure partie de la puissance absorbée optiquement est restituée au milieu sous forme de chaleur par différents mécanismes [62, 63]. Tout d'abord, l'excédent de l'énergie fournie par les deux photons par rapport au gap ($2\hbar\omega - E_G$) est cédée à la maille cristalline par la désexcitation des porteurs chauds qui thermalisent avec le reste de la population de porteurs libres en émettant des phonons. De même, les porteurs excités par l'absorption des porteurs libres redescendent eux aussi vers le bas de la bande de conduction en émettant des phonons. Les temps de relaxation sont typiquement sub-picosecondes [64]. Une fois redescendus en bas de la bande de conduction, les porteurs photoexcités se recombinent en émettant des phonons, selon les processus de recombinaison de Shockley-Read-Hall, Auger, et par recombinaison radiative. L'équation de la chaleur dans les semiconducteurs comprend en effet un terme de puissance volumique en $R(E_G + 3k_BT)$, où R est le taux de recombinaison global [62]. En l'absence de lumière et à l'équilibre thermodynamique, $R = r_{th} - g_{th} = 0$. Sous éclairement continu, en revanche, les états de la bande de conduction sont alimentés par la photogénération et le terme de recombinaison thermique global devient positif. Le temps de latence entre l'absorption des photons et la libération de l'énergie sous forme de chaleur correspond au temps de vie des porteurs libres τ_{fc}, qui est de l'ordre de la nanoseconde dans le silicium microstructuré [65]. Par conséquent, dès lors qu'on s'intéresse à des durées d'excitation très supérieures à τ_{fc}, on peut considérer que l'ensemble des mécanismes mentionnés est instantané, et que la totalité de la puissance optique absorbée constitue un terme source de l'équation de la chaleur :

$$\frac{k}{D}\frac{\partial T}{\partial t} = k\triangle T + p_{\text{abs}}^{\text{TPA}}(\mathbf{r}) + p_{\text{abs}}^{\text{FCA}}(\mathbf{r}) \tag{1.87}$$

où $D = 8 \times 10^{-5}\,\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ est la diffusivité du silicium, et $k = 163\,\text{W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ sa conductivité thermique. En régime permanent, l'élévation de température dans le milieu dépend linéairement de la puissance absorbée, à travers la résistance thermique R_{th} de la structure. Celle-ci peut être estimée à partir d'une simulation de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis [66]. L'ordre de grandeur de la résistance thermique pour une microcavité sur silicium est $10^4\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, et les puissances optiques absorbées maximales qui nous sont accessibles expérimentalement sont de l'ordre du mW, ce qui occasionne des variations de température de quelques degrés Kelvin. Or le coefficient thermo-optique du silicium à 1550 nm vaut

$$n_T \equiv \left.\frac{\partial n}{\partial T}\right) = +1.87 \times 10^{-4}\ \text{K}^{-1}, \tag{1.88}$$

si bien que l'indice du silicium augmente avec la puissance optique incidente. Cet effet est très important dans nos structures où le décalage vers le rouge des résonances, induit par l'augmentation de température peut être rendu supérieur à la largeur de la résonance et donner lieu à un comportement bistable [67, 68, 66] De fait, les trois effets de modification de l'indice et de l'absorption : l'effet Kerr, l'effet des porteurs libres, et l'effet thermo-optique sont utilisés comme des moyens de construire des mémoires optiques. En fonction du matériau et des critères de performance qu'on souhaite optimiser, on privilégie tel ou tel effet. Ainsi, dans le silicium, l'effet Kerr est très faible, tandis que l'effet thermo-optique peut être atteint dans le continu pour de faibles puissances d'entrée, et que l'effet des porteurs libres est lui très rapide.

Pour terminer cette section, nous rassemblons les paramètres matériaux du silicium dans le tableau 1.4

Symbole	Nom	Silicium
n_2	Kerr	$4.4 \times 10^{-18}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{W}^{-1}$
β_{TPA}	Absorption à deux photons	$8 \times 10^{-12}\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{W}^{-1}$
σ_{FCD}	Dispersion des porteurs libres	$-5.3 \times 10^{-21}\,\mathrm{cm}^3$
σ_{FCA}	Absorption des porteurs libres	$1.45 \times 10^{-17}\,\mathrm{cm}^2$
n_T	Effet thermo-optique	$1.87 \times 10^{-4}\,\mathrm{K}^{-1}$
k	Conductivité thermique	$163\,\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}$
τ_{fc}	temps de vie	1 ns

Table 1.4

1.4.2 Théorie des modes couplés pour une hétérostructure photonique

Nous construisons maintenant un modèle de la microcavité optique qui tient compte de l'ensemble des effets décrits à la section précédente. Nous restreignons notre étude à cavité munie d'un guide d'accès et d'un guide de sortie couplés directement, et symétrique par rapport au plan d'équation $x = 0$. A priori, un modèle complet devrait comporter l'équation de Maxwell avec les termes non linéaires, les équations de transport-diffusion des porteurs 1.30, et l'équation de la chaleur 1.87. Cet ensemble constitue un système d'équations couplées en principe soluble numériquement par exemple par une combinaison de la méthode FTDT et d'un calcul aux éléments finis. Toutefois, cette méthode serait complexe à mettre en œuvre et ne mènerait pas à une meilleure compréhension de la physique. Aussi, avons-nous préféré traiter le problème par la théorie temporelle des modes couplés (Temporal Coupled Mode Theory). L'hypothèse centrale pour que ce traitement soit possible est que les termes non-linéaires introduisent une perturbation de la solution qui, au premier ordre, n'affecte pas le profil spatial du mode de cavité, et modifie donc uniquement son amplitude. On doit également s'assurer que les temps caractéristiques de variation associés aux perturbations sont très longs devant une oscillation optique. Ces conditions sont réunies dans notre cas, et le champ électrique se décompose ainsi :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) A(t). \tag{1.89}$$

où ω_0 est la pulsation de l'excitation et $A(t)$ est une fonction qui varie beaucoup plus lentement que $\exp(i\omega_0 t)$. Le mode $\mathbf{E}_0$ est normalisé de façon à ce que $|A(t)|^2$ soit l'énergie stockée dans le mode :

$$\iiint \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 \,\mathrm{d}^3\mathbf{r} = 1 \qquad \mathbf{E_0} = \frac{\mathbf{E}}{\sqrt{\iiint_{\mathcal{V}} \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \,\mathrm{d}^3\mathbf{r}}} \tag{1.90}$$

La théorie des modes couplés s'applique, telle qu'exposée dans [69] ou [70]. Dans le cas particulier d'une cavité couplée latéralement, il faut introduire cinq grandeurs complexes : l'amplitude A du mode de cavité, et les puissances entrantes et sortantes dans les guides d'entrée et de sortie (fig. 1.17). La linéarité des équations de Maxwell implique que, dans le régime sans perturbations non-linéaires, ces différentes grandeurs sont reliées par des équations linéaires à travers des coefficients de couplage. Une série de raisonnements sur les symétries du système, le renversement du temps, la conservation de l'énergie permettent de réduire le nombre de coefficients de couplage indépendants. Comme nous supposons en plus que la structure est symétrique par rapport au plan $x = 0$, les coefficients de couplage dans le guide d'entrée et de sortie sont égaux. En supposant une illumination par la gauche quantifiée par une puissance d'entrée P_{in}, et en notant ω_0 la pulsation du mode résonnant, τ_I le temps caractéristique de décroissance de l'amplitude associé au rayonnement hors plan et τ_C celui au couplage dans *un* guide, alors, en l'absence de perturbations non-linéaires, on a

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = i(\omega - \omega_0)A - \left(\frac{2}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_I}\right)A + \sqrt{\frac{2}{\tau_C}}\sqrt{P_{\text{in}}} \tag{1.91}$$

$$\sqrt{P_{\text{out}}} = \sqrt{\frac{2}{\tau_C}}|A| \tag{1.92}$$

Dans l'équation précédente, la puissance d'entrée P_{in}, réelle, est prise comme référence de phase. Le temps global de décroissance de l'amplitude $\left(\frac{2}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_I}\right)^{-1}$ vaut $2Q/\omega_0$ (le facteur 2 valant pour la conversion amplitude vers puissance). D'autre part, le facteur de qualité associé au couplage, tel que défini dans l'équation 1.62 vérifie la relation $2Q_C/\omega_0 = \tau_C/2$. En régime permanent, les équations 1.91 et 1.92 donnent accès à l'expression du spectre lorentzien en transmission :

$$\mathrm{Tr}(\omega) = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \left(\frac{Q}{Q_C}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(2Q\frac{\omega-\omega_0}{\omega}\right)^2} \tag{1.93}$$

On peut réécrire 1.91 et 1.92 en fonction de Q et de la transmission à la résonance $\mathrm{Tr}_0 = \mathrm{Tr}(\omega_0)$ qui sont les paramètres que l'on mesure expérimentalement en se plaçant à faible puissance :

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = i(\omega - \omega_0)A - \frac{\omega_0}{2Q}A + \left(\frac{\omega_0\sqrt{\mathrm{Tr}_0}}{2Q}P_{\text{in}}\right)^{1/2} \tag{1.94}$$

$$\sqrt{P_{\text{out}}} = \left(\frac{\omega_0\sqrt{\mathrm{Tr}_0}}{2Q}\right)^{1/2}|A| \tag{1.95}$$

L'énergie présente dans la cavité en régime permanent à la résonnance vaut ainsi

$$|A|^2 = \frac{2\sqrt{\mathrm{Tr}_0}QP_{\text{in}}}{\omega_0} \tag{1.96}$$

Lorsque le facteur de qualité de couplage est trop grand, la transmission s'effondre, et il est impossible de coupler de l'énergie dans la cavité, tandis que pour un facteur de qualité de couplage trop petit, c'est le facteur de qualité global s'effondre. En fait, pour un facteur de qualité intrinsèque donné, il existe un facteur de qualité de couplage qui maximise $|A|^2$: c'est la condition de couplage critique. En posant $x = \sqrt{\mathrm{Tr}_0} = Q/Q_C$, on montre aisément à partir de l'équation 1.62 que $Q = (1-x)Q_I$, et que, d'après 1.96, le couplage varie comme $x(1-x)$ à Q_I fixé. Le couplage critique est donc atteint lorsque $\mathrm{Tr}_0 = 25\%$ et $Q_C = Q_I$.

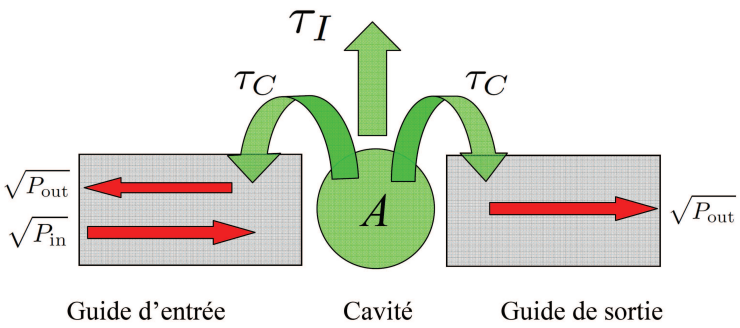


FIGURE 1.17 – Schéma illustrant la théorie temporelle des modes couplés pour une microcavité couplée en direct

Prise en compte globale des effets non-linéaires

Nous explicitons les termes non-linéaires à rajouter à 1.91 en partant de l'équation de propagation non-linéaire générale

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(t) + \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} \tag{1.97}$$

dans laquelle on injecte la décomposition 1.89. A cause des effets non-linéaires, le taux d'absorption dépend de la valeur du champ en chaque point. Pour le terme d'absorption à deux photons, en tenant compte des approximations $\frac{1}{|\mathbf{E}|}|\frac{\mathrm{d}|\mathbf{E}|}{\mathrm{d}t}| \ll \omega$ et de 1.79, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E}_0 A) = -\varepsilon_0 c^2 \beta_{\text{TPA}} |\mathbf{E}_0|^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) |A|^2 A \tag{1.98}$$

La densité de puissance p_{TPA} localement perdue par absorption à deux photons s'exprime alors comme

$$p_{\text{TPA}} = -\frac{\partial}{\partial t}(\frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon |\mathbf{E}_0 A|^2) = \beta_{\text{TPA}} \varepsilon_0^2 c^2 \varepsilon |\mathbf{E}_0|^4(\mathbf{r}) |A|^4 \tag{1.99}$$

Pour notre modèle, qui ne dépend que du temps, on doit choisir un taux de variation TPA de l'amplitude tel que la puissance totale perdue par absorption à deux photons soit égale à l'intégrale *dans le silicium* de l'équation 1.99. En tenant compte de la définition 1.90 :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}|A|^2}{\mathrm{d}t}\Big)_{\text{TPA}} = 2\mathrm{Re}\Big(A^* \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\Big)_{\text{TPA}}\Big) &= -\varepsilon_0^2 (\frac{c}{n_{\text{Si}}})^2 \beta_{\text{TPA}} |A|^4 \iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^4 |\mathbf{E}_0|^4(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r \\ &= -\beta_{\text{TPA}} \Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)^2 |A|^4 \frac{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\Big(\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r\Big)^2} \end{aligned} \tag{1.100}$$

Au premier ordre, les intégrales qui apparaissent dans 1.100 sont calculables à partir du profil des modes calculés par FDTD. Par ailleurs, l'absorption à deux photons est un phénomène instantané. Par conséquent $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\Big)_{\text{TPA}}$ et A sont en phase, et la quantité $A^* \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\Big)_{\text{TPA}}$ est réelle. En introduisant un volume caractéristique de l'absorption à deux photons V_{TPA}, la solution de notre problème s'écrit finalement :

$$V_{\text{TPA}} := \frac{\Big(\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r\Big)^2}{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \qquad \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\Big)_{\text{TPA}} = -\frac{\beta_{\text{TPA}}}{2V_{\text{TPA}}}\Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)^2 |A|^2 A \tag{1.101}$$

Le calcul du taux de variation d'amplitude associé à l'absorption par les porteurs libres photocréés peut se faire selon une méthode similaire. En notant $n_{\mathrm{ph}}(\mathbf{r})$ la densité de porteurs photocréés, on a :

$$\left.\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{FCA}} = \frac{1}{2}\left(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\right)\sigma A \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} n_{\mathrm{ph}}(\mathbf{r}) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r} \tag{1.102}$$

Notre but est de travailler avec des grandeurs qui dépendent uniquement du temps, nous introduisons une densité effective de porteurs photocréés $n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}$. L'équation 1.102 se réécrit alors sous la forme :

$$\left.\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{FCA}} = \frac{1}{2}\left(\frac{c}{n}\right)\sigma n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}} A \qquad n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}} := \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} n_{\mathrm{ph}}(\mathbf{r}) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r} \tag{1.103}$$

Définir une densité effective de porteurs est équivalent à diviser le nombre total de porteurs dans le milieu par un volume caractéristique de l'absorption par porteurs libres :

$$V_{\mathrm{FCA}} := \frac{\left(\iiint_{\mathrm{Si}} n_e(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r\right)\left(\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r\right)}{\iiint_{\mathrm{Si}} n_e(\mathbf{r}) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r} \tag{1.104}$$

Par définition le volume V_{FCA} décrit le recouvrement entre la distribution spatiale des porteurs et celle du champ, et ne dépend pas de leur intensité. En raison de la linéarité des équations de transport dans les semiconducteurs, la distribution normalisée des porteurs n'est pas modifiée quand la puissance optique augmente. On peut donc essayer d'estimer V_{FCA} à partir d'une simulation de ces équations, par exemple avec ATLAS. Nous détaillerons ce point précis dans les chapitres 2 et 4.

Pour le calcul de l'effet global de la dispersion due aux porteurs libres ou à la température, l'argument lié à l'intégration des pertes d'énergie, qui a permis d'écrire l'équation 1.100, ne s'applique pas. On peut en revanche s'appuyer sur la théorie des perturbations appliquée aux équations de Maxwell. Il est clair que la dérivée temporelle de l'amplitude liée à la dispersion des porteurs libres sera un terme du type $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = -i\delta\omega A$, exprimant un décalage de la pulsation de résonance ω_0. Or, ω_0 peut-être interprété comme une valeur propre dans le cadre de la formulation 1.47 des équations de Maxwell. Dans ce cadre, l'effet des porteurs libres revient à une modification de l'opérateur $\hat{\rho}$: $\hat{\rho} = \hat{\rho_0} + \hat{\delta\rho}^{\mathrm{pl}}$. Pour une concentration de porteurs dans la gamme des 10^{17}, l'équation 1.104 donne $\sigma_{\mathrm{FCD}} = -5.3 \times 10^{-21}$. En notant $|\Psi_0\rangle$ le mode non-perturbé et $|\Psi_1\rangle$ la partie linéaire de la perturbation, un traitement perturbatif donne

$$\hat{\mathbf{M}}(|\Psi_0\rangle + |\Psi_1\rangle) = (\omega_0 + \delta\omega)(\hat{\rho_0} + \hat{\delta\rho}^{\mathrm{pl}})(|\Psi_0\rangle + |\Psi_1\rangle) \tag{1.105}$$

En regroupant les termes perturbatifs d'ordre 1 cela devient :

$$\hat{\mathbf{M}}|\Psi_1\rangle) = \omega_0\hat{\rho_0}|\Psi_1\rangle + \delta\omega\hat{\rho_0}|\Psi_0\rangle + \omega_0\hat{\delta\rho}^{\mathrm{pl}}|\Psi_0\rangle. \tag{1.106}$$

d'où, par projection sur le mode propre $|\Psi_0\rangle$:

$$\langle\Psi_0|\delta\omega\hat{\rho_0}|\Psi_0\rangle + \langle\Psi_0|\omega_0\hat{\delta\rho}^{\mathrm{pl}}|\Psi_0\rangle = \langle\Psi_0|\hat{\mathbf{M}}|\Psi_1\rangle) - \langle\Psi_0|\omega_0\hat{\rho_0}|\Psi_1\rangle = 0 \tag{1.107}$$

En explicitant les produits hermitiens, on a :

$$\delta\omega_{\mathrm{FCD}} = -\frac{\omega_0}{n}\sigma_{\mathrm{FCD}} \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} n_{\mathrm{Si}}^2 n_{ph}(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r} = -\frac{\omega_0}{n}\sigma_{\mathrm{FCD}} n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}} \tag{1.108}$$

Enfin, le calcul du terme global lié à l'augmentation de température se fait par une méthode similaire. Si δT désigne l'écart à la température extérieure, on trouve :

$$\delta\omega_T = \frac{\omega_0}{n} n_T \frac{\iiint_{\mathrm{V}} \delta T(\mathbf{r}) n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathrm{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \tag{1.109}$$

Là encore, nous introduisons une variable globale adaptée, la hausse de température effective δT^{eff} et réécrivons l'équation précédente sous la forme :

$$\delta\omega_T = \frac{\omega_0}{n} n_T \delta T^{\mathrm{eff}} \qquad \delta T^{\mathrm{eff}} = \frac{\iiint_{\mathrm{V}} \delta T(\mathbf{r}) n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathrm{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \tag{1.110}$$

Notre modèle complet pour l'évolution de l'amplitude du champ électrique peut maintenant se résumer dans l'équation suivante, obtenue en combinant les relations 1.101, 1.103, 1.108 et 1.110 :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} &= i\Big(\omega - \omega_0 + \frac{\omega_0}{n_{\mathrm{Si}}} n_T \delta T^{\mathrm{eff}} - \frac{\omega_0}{n_{\mathrm{Si}}} \sigma_{\mathrm{FCD}} n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}\Big) A \\ &\quad - \Big(\frac{\omega_0}{2Q} + \frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{2V_{\mathrm{TPA}}} \Big(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\Big)^2 |A|^2 + \frac{1}{2}\Big(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\Big) \sigma n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}\Big) A + \Big(\frac{\omega_0 \sqrt{\mathrm{Tr}_0}}{2Q} P_{\mathrm{in}}\Big)^{1/2} \end{aligned} \tag{1.111}$$

Cette équation sera notre outil principal pour l'interprétation des mesures présentées au chapitre 4

Pour terminer cette section, nous faisons une digression sur une preuve *ab initio* de la théorie des modes couplés et en particulier de l'équation 1.91

Dérivation de 1.91 à partir des équations de Maxwell

La théorie des modes couplés repose sur des considérations d'ordre très général, ce qui peut ne pas paraître tout à fait satisfaisant d'un point de vue intellectuel. Une dérivation mathématique de 1.91 directement à partir des équations de Maxwell, dans le cas particulier où les pertes sont dues uniquement au couplage, et à l'aide d'une série d'approximations a fait l'objet d'une démonstration dans une publication récente [71]. Ce calcul permet d'obtenir des expressions explicites pour les coefficients de couplage. L'intérêt des arguments présentés justifie de les présenter brièvement.

Le raisonnement se fait dans le cadre de la formulation matricielle 1.47 des équations de Maxwell. Pour des excitations autour de la pulsation ω_0, l'espace des solutions de l'équation sans termes non linéaires est représenté par un espace vectoriel de dimension deux, dont une base est donnée par le couple de champs

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_+ \\ \mathbf{H}_+ \end{pmatrix} \exp(-i\omega_0 t), \begin{pmatrix} \mathbf{E}_- \\ \mathbf{H}_- \end{pmatrix} \exp(-i\omega_0 t).$$

Les champs marqués par l'indice + correspondent à la solution en présence d'une illumination permanente par la gauche. L'énergie se propage vers la droite. Les champs marqués par l'indice − se propagent vers la gauche, et on a les relations simples $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}_+^*$, $\mathbf{H}_- = -\mathbf{H}_-^*$. La solution générale du problème éventuellement non linéaire se décompose sur cette base :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(t) \\ \mathbf{H}(t) \end{pmatrix} = a_+(\mathbf{r}, t) \begin{pmatrix} \mathbf{E}_+ \\ \mathbf{H}_+ \end{pmatrix} \exp(-i\omega_0 t) + a_-(\mathbf{r}, t) \begin{pmatrix} \mathbf{E}_- \\ \mathbf{H}_- \end{pmatrix} \exp(-i\omega_0 t)$$

Comme précédemment, les quantités scalaires $a(\mathbf{r}, t)$ sont des amplitudes lentement variables, qui ici varient dans l'espace. Cette base est particulièrement adaptée pour exprimer les conditions aux

limites en $x = \pm L/2$: la puissance incidente est proportionnelle à $a(0)$. Un simple changement de base

$$\begin{pmatrix}\mathbf{E}_A\\ \mathbf{H}_A\end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix}\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-\\ \mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_-\end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix}\mathbf{E}_B\\ \mathbf{H}_B\end{pmatrix} = \frac{1}{2i}\begin{pmatrix}\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-\\ \mathbf{H}_+ - \mathbf{H}_-\end{pmatrix}$$

permet de travailler avec deux modes orthogonaux pour lesquels le flux du vecteur de Poynting est nul. Dans une cavité à fort facteur de qualité, on montre que $(\mathbf{E}_A, \mathbf{H}_A)$ correspond au mode résonnant, symétrique par rapport à $x = 0$. L'espace des solutions est décrit cette fois par les amplitudes lentement variables $A(\mathbf{r}, t)$ et $B(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{pmatrix}\mathbf{E}(t)\\ \mathbf{H}(t)\end{pmatrix} = A(\mathbf{r}, t)\begin{pmatrix}\mathbf{E}_A\\ \mathbf{H}_A\end{pmatrix}\exp(-i\omega_0 t) + B(\mathbf{r}, t)\begin{pmatrix}\mathbf{E}_B\\ \mathbf{H}_B\end{pmatrix}\exp(-i\omega_0 t) \tag{1.112}$$

En injectant l'expression 1.112 dans les équations de Maxwell, puis en prenant les produits scalaires hermitiens (au sens de 1.46) avec les éléments de la base, on arrive à montrer la relation suivante :

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{L}\frac{\iiint \mathrm{Re}(\mathbf{E}_+^* \times \mathbf{H}_+)\cdot\mathbf{x}\,\mathrm{d}^3r}{\iiint \varepsilon|\mathbf{E}_+|^2\,\mathrm{d}^3r}A + \sqrt{\frac{1}{L}\frac{\iiint \mathrm{Re}(\mathbf{E}_+^* \times \mathbf{H}_+)\cdot\mathbf{x}\,\mathrm{d}^3r}{\iiint \varepsilon|\mathbf{E}_+|^2\,\mathrm{d}^3r}}\sqrt{P_{\mathrm{in}}} \tag{1.113}$$

Par comparaison avec 1.92, on voit que le facteur de qualité s'exprime en fonction de la valeur moyenne du vecteur de Poynting. La méthode développée ici permet en outre d'inclure de manière rigoureuse les termes non-linéaires en modifiant directement les équations de Maxwell, et de démontrer de manière rigoureuse le modèle non linéaire proposé dans le paragraphe précédent. On se reportera à [71] pour les détails.

Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre, nous avons présenté le cadre de notre recherche et le problème général de la détection sur silicium. Nous avons proposé le photodétecteur non-linéaire par absorption à deux photons en cristal photonique et contacts Schottky comme solution. Nous avons introduit les notions de physique qui vont nécessairement intervenir lors de la conception et caractérisation de ce dispositif, ainsi que les outils de calcul numérique qui leur sont associés. Il nous faut à présent valider la faisabilité de notre approche, ce qui suppose d'étudier dans le détail le problème électronique des contacts Schottky sur un SOI nanostructuré par les cristaux photoniques (chapitre 2), puis, réciproquement, le problème optique de la cavité entourée d'électrodes (chapitre 3), tout en abordant la question de la fabrication.

Bibliographie

[1] B. Jalali and S. Fathpour. Silicon photonics. *J. Lightw. Technol.*, 24(12) :4600–4615, 2006.

[2] http://www.luxtera.com/technology-overview.html.

[3] Yijun Xiong, M. Vandenhoute, and H.C. Cankaya. Control architecture in optical burst-switched wdm networks. *Selected Areas in Communications, IEEE Journal on*, 18(10) :1838 – 1851, oct 2000.

[4] S. C. Nicholes, M. L. Masanovic, B. Jevremovic, E. Lively, L. A. Coldren, and D. J. Blumenthal. The world's first inp 8x8 monolithic tunable optical router (motor) operating at 40 gbps line rate per port. In *Proc. Conf. Optical Fiber Communication - incudes post deadline papers OFC 2009*, pages 1–3, 2009.

[5] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi. Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip. *Opt. Lett.*, 30(19) :2575–2577, October 2005.

[6] Roe Hemenway, Richard Grzybowski, Cyriel Minkenberg, and Ronald Luijten. Optical-packet-switched interconnect for supercomputer applications. *J. Opt. Netw.*, 3(12) :900–913, Dec 2004.

[7] E.R.H. Fuchs, R.E. Kirchain, and Shan Liu. The future of silicon photonics : Not so fast ? insights from 100g ethernet lan transceivers. *Lightwave Technology, Journal of*, 29(15) :2319 –2326, aug.1, 2011.

[8] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Rodolfo Camacho-Aguilera, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. Ge-on-si laser operating at room temperature. *Opt. Lett.*, 35(5) :679–681, Mar 2010.

[9] M. de Kersauson, M. El Kurdi, S. David, X. Checoury, G. Fishman, S. Sauvage, R. Jakomin, G. Beaudoin, I. Sagnes, and P. Boucaud. Optical gain in single tensile-strained germanium photonic wire. *Opt. Exp.*, 19(19) :17925–17934, Sep 2011.

[10] G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, R. Nötzel, and M. Smit. Laser emission and photodetection in an inp/ingaasp layer integrated on and coupled to a silicon-on-insulator waveguide circuit. *Opt. Exp.*, 14(18) :8154–8159, Sep 2006.

[11] X. Checoury, Z. Han, and P. Boucaud. Stimulated Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides under continuous excitation. *Phys. Rev. B*, 82 :041308, 2010.

[12] Ling Liao, Dean Samara-Rubio, Michael Morse, Ansheng Liu, Dexter Hodge, Doron Rubin, Ulrich Keil, and Thorkild Franck. High speed silicon mach-zehnder modulator. *Opt. Exp.*, 13(8) :3129–3135, Apr 2005.

[13] E. Rosencher, B. Vinter, and P.G. Piva. *Optoelectronics.* Cambridge University Press, 2002.

[14] S. M. Sze and K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices.* Wiley-Blackwell, 2006 (3rd edition).

[15] M. El Kurdi, P. Boucaud, S. Sauvage, G. Fishman, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, G. Saint-Girons, I. Sagnes, and G. Patriarche. Silicon–on–insulator waveguide photodetector with Ge/Si self-assembled islands. *J. Appl. Phys.*, 92(4) :1858–1861, 2002.

[16] Tao Yin, Rami Cohen, Mike M. Morse, Gadi Sarid, Yoel Chetrit, Doron Rubin, and Mario J. Paniccia. 31 ghz ge n-i-p waveguide photodetectors on silicon-on-insulator substrate. *Opt. Exp.*, 15(21) :13965–13971, Oct 2007.

[17] Donghwan Ahn, Ching yin Hong, Jifeng Liu, Wojciech Giziewicz, Mark Beals, Lionel C. Kimerling, Jurgen Michel, Jian Chen, and Franz X. Kärtner. High performance, waveguide integrated ge photodetectors. *Opt. Exp.*, 15(7) :3916–3921, Apr 2007.

[18] M. Oehme, J. Werner, M. Jutzi, G. Wöhl, E. Kasper, and M. Berroth. High-speed germanium photodiodes monolithically integrated on silicon with mbe. *Thin Solid Films*, 508(1-2) :393 – 395, 2006. Proceedings of the Fourth International Conf. on Silicon Epitaxy and Heterostructures (ICSI-4) - ICSI-4.

[19] M. W. Geis, S. J. Spector, M. E. Grein, R. T. Schulein, J. U. Yoon, D. M. Lennon, S. Deneault, F. Gan, F. X. Kaertner, and T. M. Lyszczarz. Cmos-compatible all-si high-speed waveguide photodiodes with high responsivity in near-infrared communication band. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(3) :152–154, 2007.

[20] Y. Liu, C. W. Chow, W. Y. Cheung, and H. K. Tsang. In-line channel power monitor based on helium ion implantation in silicon-on-insulator waveguides. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 18(17) :1882–1884, 2006.

[21] Shiyang Zhu, M. B. Yu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong. Near-infrared waveguide-based nickel silicide schottky-barrier photodetector for optical communications. *Appl. Phys. Lett.*, 92(8) :081103, 2008.

[22] Ilya Goykhman, Boris Desiatov, Jacob Khurgin, Joseph Shappir, and Uriel Levy. Locally oxidized silicon surface-plasmon schottky detector for telecom regime. *Nano Letters*, 11(6) :2219–2224, June 2011.

[23] T. K. Liang, H. K. Tsang, I. E. Day, J. Drake, A. P. Knights, and M. Asghari. Silicon waveguide two-photon absorption detector at 1.5 mu m wavelength for autocorrelation measurements. *Appl. Phys. Lett.*, 81(7) :1323–1325, August 2002.

[24] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid state physics.* Science : Physics. Saunders College, 1976.

[25] H. Mathieu and H. Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques - 6ème édition : Cours et exercices corrigés.* Sciences de l'ingénieur. Dunod, 2009.

[26] J.M. Andrews and M.P. Lepselter. Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide schottky diodes. *Solid-State Electronics*, 13(7) :1011 – 1023, 1970.

[27] D.M. Caughey and R.E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proc. IEEE*, 55(12) :2192 – 2193, dec. 1967.

[28] Siegfried Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices.* Springer-Verlag, 1984.

[29] G.A. Armstrong, C.K. Maiti, Institution of Engineering, and Technology. *TCAD for Si, SiGe and GaAs Integrated Circuits.* IET Circuits, Devices and Systems Series. Institution of Engineering and Technology, 2007.

[30] W.H. Press. *Numerical Recipes : The Art of Scientific Computing.* Cambridge University Press, 2007.

[31] J.D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition).* 2008.

[32] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis. *Opt. Exp.*, 8(3) :173–190, January 2001.

[33] Jonathan Richard Shewchuk. An introduction to the conjugate gradient method without the agonizing pain. 1994.

[34] W. Cai and V. Shalaev. *Optical Metamaterials : Fundamentals and Applications.* Springer, 2009.

[35] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, and D. Bensahel. Quality factor of si-based photonic crystal l3 nanocavities probed with an internal source. *Opt. Exp.*, 16(12) :8780–8791, 2008.

[36] E Kuramochi, M Notomi, S Mitsugi, A Shinya, T Tanabe, and T Watanabe. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :041112, 2006.

[37] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity. *Nature Materials*, 4(3) :207–210, 2005.

[38] Yuki Taguchi, Yasushi Takahashi, Yoshiya Sato, Takashi Asano, and Susumu Noda. Statistical studies of photonic heterostructure nanocavities with an average q factor of three million. *Opt. Exp.*, 19(12) :11916–11921, Jun 2011.

[39] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities. *Opt. Comm.*, 283(21) :4387–4391, 2010.

[40] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14(3) :302 –307, may 1966.

[41] Ardavan F. Oskooi, David Roundy, Mihai Ibanescu, Peter Bermel, J. D. Joannopoulos, and Steven G. Johnson. Meep : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method. *Computer Physics Communications*, 181(3) :687–702, March 2010.

[42] G.A. Baker. *Essentials of Padé approximants.* Academic Press, 1975.

[43] Vladimir A. Mandelshtam and Howard S. Taylor. Harmonic inversion of time signals and its applications. *The Journal of Chemical Physics*, 107(17) :6756–6769, 1997.

[44] X. Checoury, S. Enoch, C. Lopez, and A. Blanco. Stacking patterns in self-assembly opal photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 90(16), 2007.

[45] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics.* Academic Press, 1992.

[46] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications. *Opt. Exp.*, 15 :16604–16644, 2007.

[47] X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Deterministic measurement of the purcell factor in microcavities through raman emission. *Phys. Rev. A*, 81(3) :033832, Mar 2010.

[48] J. I. Dadap, R. L. Espinola, R. M. Osgood, S. J. McNab, and Y. A. Vlasov. Spontaneous raman scattering in ultrasmall silicon waveguides. *Opt. Lett.*, 29(23) :2755–2757, 2004.

[49] R.W. Hellwarth. *Third-order Optical Susceptibilities of Liquids and Solids.* Progress in quantum electronics. Pergamon Press, 1977.

[50] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics.* Wiley, 1999.

[51] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 82(18) :2954–2956, May 2003.

[52] Alan D. Bristow, Nir Rotenberg, and Henry M. van Driel. Two-photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm. *Appl. Phys. Lett.*, 90(19) :191104, 2007.

[53] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland. High-sensitivity, single-beam n2 measurements. *Opt. Lett.*, 14(17) :955–957, Sep 1989.

[54] H. K. Tsang, C. S. Wong, T. K. Liang, I. E. Day, S. W. Roberts, A. Harpin, J. Drake, and M. Asghari. Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 mu m wavelength. *Appl. Phys. Lett.*, 80(3) :416–418, 2002.

[55] V. Raghunathan, R. Claps, D. Dimitropoulos, and B. Jalali. Wavelength conversion in silicon using raman induced four-wave mixing. *Appl. Phys. Lett.*, 85(1) :34–36, 2004.

[56] B. S. Wherrett. Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1(1) :67–72, Mar 1984.

[57] Hernando Garcia and Ramki Kalyanaraman. Phonon assisted two photon absorption in the presence of a dc field : the nonlinear franz keldysh effect in indirect gap semiconductors. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39(12) :2737, 2006.

[58] Paul Barclay, Kartik Srinivasan, and Oskar Painter. Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper. *Opt. Exp.*, 13(3) :801–820, 2005.

[59] T. K. Liang and H. K. Tsang. Role of free carriers from two-photon absorption in raman amplification in silicon-on-insulator waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 84(15) :2745–2747, 2004.

[60] R. Soref and B. Bennett. Electrooptical effects in silicon. *IEEE J. Quantum Electron.*, 23(1) :123–129, 1987.

[61] A. Liu, L. Liao, D. Rubin, H. Nguyen, B. Ciftcioglu, Y. Chetrit, N. Izhaky, and M. Paniccia. High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide. *Opt. Exp.*, 2007.

[62] U. Lindefelt. Heat generation in semiconductor devices. *J. Appl. Phys.*, 75(2) :942–957, 1994.

[63] S.S. De, A. K. Ghosh, T. K. Ghosh, and D. Jana. Effective heating in heavily doped semiconductor devices. *Indian Journal of Apllied Physics*, 55 :548–553, 2006.

[64] F. E. Doany and D. Grischkowsky. Measurement of ultrafast hot-carrier relaxation in silicon by thin-film-enhanced, time-resolved reflectivity. *Appl. Phys. Lett.*, 52(1) :36–38, 1988.

[65] T. Tanabe, H. Taniyama, and M. Notomi. Carrier diffusion and recombination in photonic crystal nanocavity optical switches. *J. Lightw. Technol.*, 26(9-12) :1396–1403, May 2008.

[66] Laurent-Daniel Haret, Takasumi Tanabe, Eiichi Kuramochi, and Masaya Notomi. Extremely low power optical bistability in silicon demonstrated using 1d photonic crystal nanocavity. *Opt. Exp.*, 17(23) :21108–21117, Nov 2009.

[67] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, G. Kira, E. Kuramochi, and T. Tanabe. Optical bistable switching action of si high-q photonic-crystal nanocavities. *Opt. Exp.*, 13(7) :2678–2687, April 2005.

[68] E. Weidner, S. Combrie, A. de Rossi, N. V. Q. Tran, and S. Cassette. Nonlinear and bistable behavior of an ultrahigh-Q GaAs photonic crystal nanocavity. *Appl. Phys. Lett.*, 90(10), 2007.

[69] Steven G. Johnson, Peter Bienstman, M. A. Skorobogatiy, Mihai Ibanescu, Elefterios Lidorikis, and J. D. Joannopoulos. Adiabatic theorem and continuous coupled-mode theory for efficient taper transitions in photonic crystals. *Phys. Rev. E*, 66 :066608, Dec 2002.

[70] A.W. Snyder and J.D. Love. *Optical Waveguide Theory.* Science Paperbacks. Chapman and Hall, 1983.

[71] Victor Grigoriev and Fabio Biancalana. Coupled-mode theory for on-channel nonlinear microcavities. *J. Opt. Soc. Am. B*, 28(9) :2165–2173, Sep 2011.

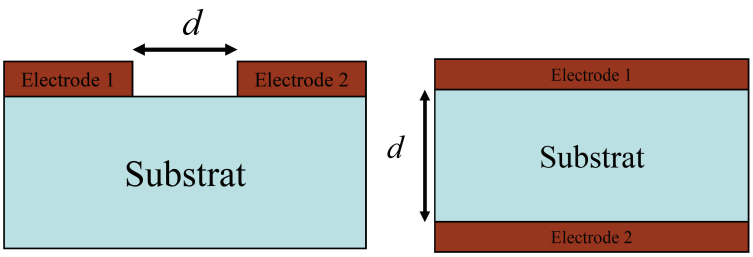
Chapitre 2

Contacts MSM sur cristal photonique en Silicium sur isolant

Dans ce chapitre nous étudions notre détecteur à deux photons sous l'aspect de ses contacts métalliques. La première partie du chapitre est une étude théorique du problème. Nous commençons par traiter la question générale de la jonction MSM à l'aide de modèles analytiques tirés de la littérature (section 2.1). Le cœur de l'étude théorique nécessite le recours à la simulation numérique (section 2.2). En particulier, nous aborderons alors l'influence du cristal photonique (géométrie, recombinaison à la surface) sur le comportement du détecteur dans l'obscurité et sous illumination. Nous y déterminerons également quels sont les choix (métallisations) les plus appropriés a priori pour le détecteur. La deuxième partie du chapitre est consacrée à la réalisation expérimentale des jonctions. La fabrication des dispositifs et l'optimisation des procédés en salle blanche de l'IEF sont détaillés dans la section 2.3. L'étape suivante est la caractérisation en régime continu (section 2.4), qui comprend naturellement la comparaison avec les résultats des simulations. Enfin, nous aborderons la caractérisation des éléments parasites dans le schéma électrique du dispositif (section 2.5).

Cette étude montrera que les contacts Schottky constituent une approche pertinente pour les dispositifs nanophotoniques, justifiant a posteriori le choix adopté pour cette thèse.

Une jonction MSM est formée par deux contacts métalliques Schottky à la surface d'un semiconducteur que nous prendrons dopé n. Dans toute la suite, nous appelons d la distance entre les contacts, S_1 et S_2 la surface de chacun des contacts et h l'épaisseur du substrat. Dans la section 1.2.1 nous avons décrit les mécanismes de passage du courant à l'interface entre un métal et un semiconducteur. Il faut maintenant considérer la géométrie spécifique du MSM et envisager les interactions entre les mécanismes de passage du courant au niveau des deux interfaces et à l'intérieur du silicium polarisé (fig 2.1(a)). Bien que la géométrie soit intrinsèquement 3D, dans un premier temps, nous allons considérer une géométrie plus simple et unidimensionnelle (fig 2.1(b)) où les deux contacts sont respectivement en face avant et arrière d'un substrat infini dans les directions y et z. Même si les lignes de champ seront très différentes entre la géométrie des deux sous-figures (a) et (b) de la figure 2.1, la géométrie unidimensionnelle conserve l'essentiel de la situation physique sur le plan qualitatif (deux contacts Schottky séparés par une épaisseur de silicium), et permet ainsi de développer un modèle analytique simple et instructif.



(a) Géométrie MSM

(b) Géométrie 1 D retenue pour faire un premier modèle

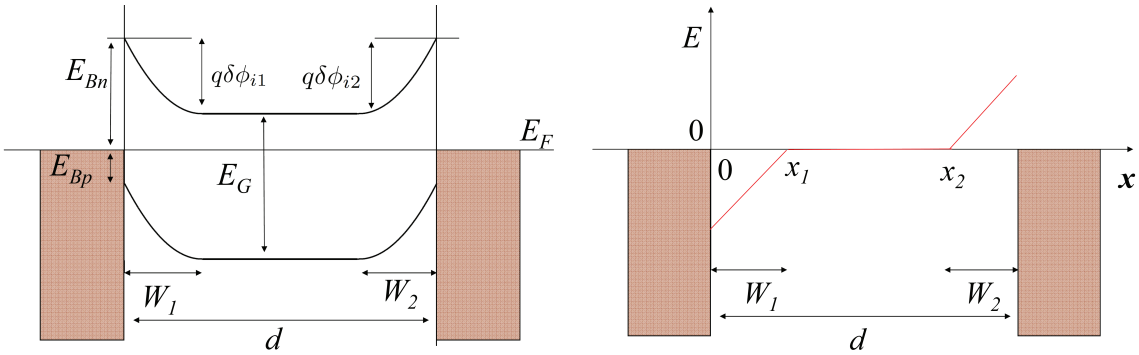
FIGURE 2.1

2.1 Zones de déplétion et régimes de circulation du courant : modèle analytique 1D

2.1.1 Courant d'obscurité

Nous supposons dans cette section que la jonction est symétrique : les métaux et la géométrie sont identiques aux contacts 1 et 2 : $E_{Bn1} = E_{Bn2} = E_{Bn}$, $S_1 = S_2$.

Equilibre thermodynamique ($V = 0$) Nous reprenons les notations adoptées dans le chapitre 1 : W_1 et W_2 représentent les tailles des zones de déplétion, $\delta\phi_{i1}$ et $\delta\phi_{i2}$ les chutes de potentiel interne à proximité des contacts 1 et 2 respectivement. Pour une jonction symétrique, $\delta\phi_{i1} = \delta\phi_{i2} = \frac{1}{q}(E_{Bn} - k_B T \ln \frac{N_C}{N_D})$ et à l'équilibre thermodynamique, $W_1 = W_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \delta\phi_i}{qN_D}}$. Le diagramme de bande correspondant est représenté figure 2.2(a). On suppose dans cette étude que le couple (N_D, d) est tel que $W_1 + W_2 < d$. Le semiconducteur comprend alors trois régions distinctes : les deux zones de charge $(0 < x < x_1 = W1$ et $d - W_2 = x_2 < x < d$ dans lesquelles le champ électrique est affine, et au centre, la zone intrinsèque $(x_1 < x < x_2)$, où le champ électrique est nul (figure 2.2 (b)).



(a) Diagramme de bande d'une jonction MSM à l'équilibre thermodynamique

(b) Répartition du champ électrique

FIGURE 2.2

Régime de diffusion ($0 < V < V_{\mathrm{RT}}$) Lorsque qu'un potentiel externe V est imposé, le niveau de Fermi n'est plus défini pour l'ensemble de la structure. Comme d est supérieur à $W_1 + W_2$, on

peut néanmoins travailler avec trois niveaux de Fermi : E_{Fm1} dans le métal 1 loin de la jonction, E_{Fs} dans le semiconducteur et E_{Fm2} dans le métal 2. (fig 2.3(a)). On appelle V_1 la différence $(E_{Fm1} - E_{Fs})/q$ et $V_2 = (E_{Fs} - E_{Fm2})/q$, de sorte qu'on a les relations suivantes :

$$V = V_1 + V_2 \tag{2.1}$$

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}(V_1 + \delta\phi_i)} \qquad W_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{qN_D}(\delta\phi_i - V_2)} \tag{2.2}$$

Le diagramme de bande de la jonction faiblement polarisée est une déformation du diagramme de bande à l'équilibre thermodynamique (figure 2.3 (a)). Dans le schéma, le contact 1 est polarisé négativement et constitue donc la cathode, tandis que le contact 2 constitue l'anode. La jonction métal-semiconducteur au niveau de la cathode est polarisée en inverse, et l'anode est polarisée dans le sens passant. D'après l'équation 1.24, les courants d'électrons associés J_{n1} et J_{n2} valent donc respectivement

$$J_{n1} = J_{sn} \exp\Big(\frac{\Delta E^0_{Bn1}}{k_B T}\Big)\Big(1 - \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big)\Big) \tag{2.3}$$

$$J_{n2} = J_{sn} \exp\Big(\frac{\Delta E^0_{Bn2}}{k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV_2}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{2.4}$$

où le courant de saturation des électrons J_{sn} et les abaissements de la barrière de potentiel pour les faibles polarisations $\Delta E^0_{Bn1,2}$ sont définis comme suit (cf. équations 1.24 et 1.18) :

$$J_{sn} := A^*_n T^2 \exp\Big(-\frac{E_{Bn}}{k_B T}\Big) \tag{2.5}$$

$$\Delta E^0_{Bn1} = q\Big(\frac{q^3 N_D(\delta\phi_i + V_1)}{8\pi^2\varepsilon_0^3\varepsilon^3}\Big)^{1/4} \qquad \Delta E^0_{Bn2} = q\Big(\frac{q^3 N_D(\delta\phi_i - V_2)}{8\pi^2\varepsilon_0^3\varepsilon^3}\Big)^{1/4} \tag{2.6}$$

Nous verrons par la suite que le courant de trous est très petit devant le courant d'électrons. Par conséquent, on peut écrire de façon approchée la conservation du courant d'électrons : $J_{n1} = J_{n2}$. Sachant que $V_1 + V_2 = V$, on peut résoudre numériquement pour V_1 et V_2 à partir de la relation suivante :

$$\Big(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2\varepsilon_0^3\varepsilon^3}\Big)^{1/4}((\delta\phi_i + V_1)^{1/4} - (\delta\phi_i - V_2)^{1/4}) = \ln\left(\frac{\exp\Big(\frac{qV_2}{k_B T}\Big) - 1}{1 - \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big)}\right) \tag{2.7}$$

Nous avons tracé la solution de l'équation 2.7 figure 2.4. Etant donné que l'anode est polarisée dans le sens passant, la chute de potentiel a lieu presque entièrement à la cathode. On pourra faire l'approximation $V_1 = V$, $V_2 = 0$.

Le courant de trous lui est limité par deux processus : (1) la barrière de potentiel au niveau de l'anode et (2) la diffusion des trous dans la zone intrinsèque où ce sont les porteurs minoritaires. L'équation de diffusion pour $x_1 < x < x_2$ s'écrit

$$\frac{\mathrm{d}^2 n_h}{\mathrm{d}x^2} = \frac{n_h - n_{h0}}{L_h^2} \tag{2.8}$$

où n_h est la densité volumique de trous dans la bande de valence et $L_h = \sqrt{D_h \tau_{\mathrm{SRH}}}$ est la longueur de diffusion des trous. Les conditions aux limites signifient que $J_h(x = x_2)$ est déterminé par l'émission thermionique des trous au niveau de l'anode [1], tandis que la densité de trous en $x = x_1$

est simplement fixée par le potentiel (il n'y a aucune barrière à franchir pour les trous au-delà de x_1) :

$$J_h(x = x_2) = J_{sh} \exp\Big(-\frac{q\delta\phi_i}{k_B T}\Big)\Big(\exp\Big(\frac{qV_2}{k_B T}\Big) - 1\Big) \tag{2.9}$$

$$n_h(x = x_1) = n_{h0} \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big) \tag{2.10}$$

où le courant de saturation des trous J_{sh} est défini ainsi :

$$J_{sh} := A_h^* T^2 \exp\Big(-\frac{E_{Bp}}{k_B T}\Big) \tag{2.11}$$

Les solutions de 2.8 sont à chercher sous la forme $A\cosh((x - x_1)/L_h) + B\sinh((x - x_1)/L_h)$. En prenant en compte les conditions aux limites, on est en mesure de déterminer $n_h(x)$ et $J_h(x) = qD_h \frac{\mathrm{d}n_h}{\mathrm{d}x}$ dans la région $x_1 < x < x_2$:

$$\begin{aligned} n_h(x) &= n_{h0} + n_{h0}\Big(\exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big) - 1\Big)\cosh\Big(\frac{x - x_1}{L_h}\Big) \\ &+ \Big[\frac{L_h J_h(x = x_2)}{qD_h \cosh\frac{x_2 - x_1}{L_h}} - n_{h0}\Big(\exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big) - 1\Big)\tanh\frac{x_2 - x_1}{L_h}\Big]\sinh\Big(\frac{x - x_1}{L_p}\Big) \end{aligned} \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned} J_h(x) &= \frac{qD_h}{L_h} n_{h0}\Big(\exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big) - 1\Big)\sinh\Big(\frac{x - x_1}{L_h}\Big) \\ &+ \Big[\frac{J_h(x = x_2)}{\cosh\frac{x_2 - x_1}{L_h}} - \frac{qD_h n_{h0}}{L_h}\Big(\exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big) - 1\Big)\tanh\frac{x_2 - x_1}{L_h}\Big]\cosh\Big(\frac{x - x_1}{L_p}\Big) \end{aligned} \tag{2.13}$$

Le courant total pour le régime de diffusion s'obtient en additionnant les contributions des électrons et des trous pris en $x = x_1$:

$$\begin{aligned} J_{\text{diff}} &= J_{sn} \exp\Big(\frac{\Delta E_{Bn1}}{k_B T}\Big)\Big(1 - \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big)\Big) + \frac{qD_h n_{h0}}{L_h}\tanh\frac{x_2 - x_1}{L_h}\Big(1 - \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_B T}\Big)\Big) \\ &+ \frac{J_{sh}\exp -\frac{q\delta\phi_i}{k_B T}}{\cosh\frac{x_2 - x_1}{L_h}}\Big(\exp\Big(\frac{qV_2}{k_B T}\Big) - 1\Big) \end{aligned} \tag{2.14}$$

L'application numérique montre que quelque soit la hauteur de barrière, le courant d'électrons est toujours beaucoup plus important que le courant de trous. Ceci résulte du blocage des trous par la zone intrinsèque où ils recombinent avec les électrons libres majoritaires.

Régime intermédiaire ($V_{\text{RT}} < V < V_{\text{FB}}$) Au fur et à mesure qu'on augmente la polarisation, la zone de déplétion autour de la cathode s'agrandit et finit par atteindre celle autour de l'anode. La polarisation correspondante est notée V_{RT} (RT pour « reach through »en anglais). Nous l'appellerons « tension de déplétion totale ». Pour estimer sa valeur, on écrit que $W_1 + W_2 = d$ et on fait l'approximation $V = V_{\text{RT}} = V_1$, $V_2 = 0$. On a alors :

$$V_{\text{RT}} = \frac{qN_D d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon} - d\sqrt{\frac{2qN_D\delta\phi_i}{\varepsilon_0\varepsilon}} \tag{2.15}$$

Dès lors, le champ électrique pénètre dans toute la structure. On peut le calculer en tout point, ainsi que le potentiel électrique, à partir des relations suivantes :

$$E(x) = E(0) + x\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = E(0) + x\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon} \tag{2.16}$$

$$\phi(x) - \phi(0) = -E(0)x - \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}x^2 \tag{2.17}$$

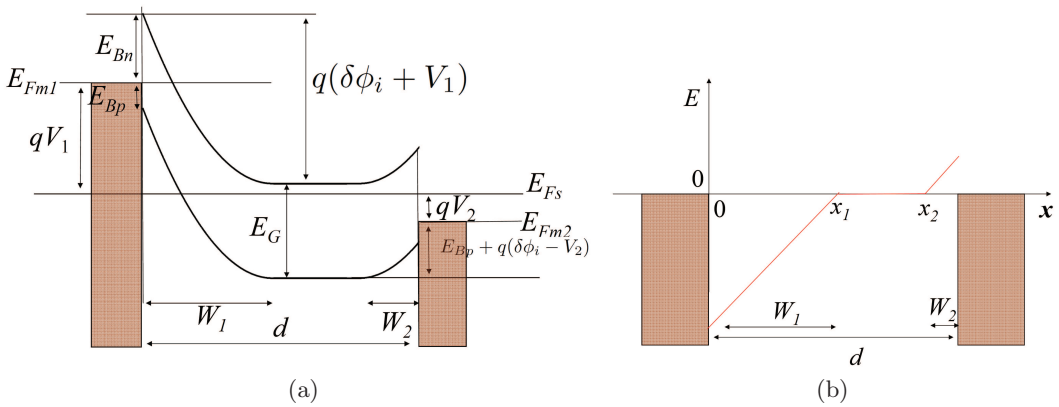


FIGURE 2.3 – (a) Diagramme de bande d'une jonction MSM faiblement polarisée. La cathode est à gauche. (b) Répartition du champ électrique correspondante

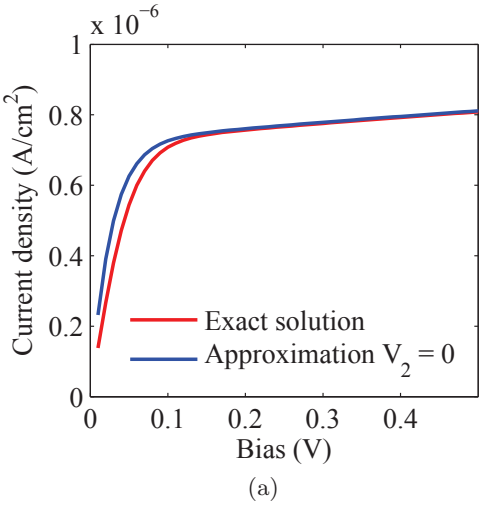


FIGURE 2.4 – Solution de l'équation 2.7 pour le courant d'électrons

Sachant que $\phi(d) - \phi(0)$ est égal au potentiel imposé V, et en introduisant la tension de bande plate $V_{\mathrm{FB}} := \frac{qN_D d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon}$, on tire la valeur de $E(0)$ et on peut donner une expression simple pour le champ électrique :

$$E(x) = -\frac{V + V_{\mathrm{FB}}}{d} + \frac{2V_{\mathrm{FB}}}{d}\frac{x}{d}, \qquad E(d) = \frac{V_{\mathrm{FB}} - V}{d} \tag{2.18}$$

Le point d'annulation du champ se situe en

$$x_{\mathrm{RT}} = d\frac{V + V_{FB}}{2V_{\mathrm{FB}}} \tag{2.19}$$

Le champ s'annule en $x = d$ précisément lorsque $V = V_{\mathrm{FB}}$, ce qui explique l'appellation tension de bande plate (fig. 2.6(a)). On peut maintenant calculer les chutes de potentiel (correspondant aux barrières à franchir) respectivement au bord de la cathode et de l'anode. Si on considère l'aire des triangles délimités par l'axe des abscisses et le champ électrique de part et d'autre de x_{RT} (fig.

2.5(b)), on constate que

$$\delta\phi_i + V_1 = \frac{1}{2}|E(0)|x_{\mathrm{RT}} = \frac{(V_{\mathrm{FB}} + V)^2}{4V_{\mathrm{FB}}} \tag{2.20}$$

$$\delta\phi_i - V_2 = \frac{1}{2}|E(d)|(d - x_{\mathrm{RT}}) = \frac{(V_{\mathrm{FB}} - V)^2}{4V_{\mathrm{FB}}} \tag{2.21}$$

En combinant les équations 1.18 et 2.18, on montre que l'abaissement de la barrière pour les électrons à la cathode est maintenant donné par :

$$\Delta E_{Bn}^{\mathrm{FB}} = \sqrt{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{V + V_{\mathrm{FB}}}{d}} \tag{2.22}$$

Le courant d'électrons continue de croître lentement sans changement de régime, conformément à l'équation 2.3, où on aura remplacé ΔE_{Bn1}^{0} par $\Delta E_{Bn1}^{\mathrm{FB}}$:

$$J_{n1} = J_{sn}\exp\Big(\frac{\Delta E_{Bn1}^{\mathrm{FB}}}{k_BT}\Big)\Big(1 - \exp\Big(-\frac{qV_1}{k_BT}\Big)\Big) \tag{2.23}$$

Remarquons que dès que V_1 est supérieur à quelques k_BT, le terme en $\exp\Big(-\frac{qV_1}{k_BT}\Big)$ devient négligeable devant 1. En pratique, on a bien $V_{\mathrm{RT}} \gg k_BT$, et on fera désormais l'approximation

$$J_{n1} = J_{sn}\exp\Big(\frac{\Delta E_{Bn1}^{\mathrm{FB}}}{k_BT}\Big) \tag{2.24}$$

Suite à la disparition de la zone de diffusion ($x_2 - x_1 = 0$), le courant de trous dans le silicium est entièrement un courant de dérive. Les porteurs injectés au niveau de l'anode peuvent rejoindre la cathode sans être éliminés par la recombinaison dans la zone intrinsèque. En combinant les équations 2.13, 2.21 et 2.9, on constate que le courant de trous augmente exponentiellement avec la polarisation :

$$J_h = J_{sh}\Big(\exp\Big(-\frac{q(V - V_{\mathrm{FB}})^2}{4k_BTV_{\mathrm{FB}}}\Big) - \exp\Big(-\frac{q\delta\phi_i}{k_BT}\Big)\Big) \tag{2.25}$$

Dans le cas d'un métal avec une hauteur de barrière pour les électrons supérieure à la moitié de la bande interdite, le courant de trous devient même beaucoup plus grand que le courant d'électrons. Le courant total augmente alors brusquement pour les polarisations comprises entre V_{RT} et V_{FB} :

$$J = J_{sn}\exp\Big(\frac{\Delta E_{Bn}^{\mathrm{FB}}}{k_BT}\Big) + J_{sh}\Big(\exp\Big(-\frac{q(V - V_{\mathrm{FB}})^2}{4k_BTV_{\mathrm{FB}}}\Big) - \exp\Big(-\frac{q\delta\phi_i}{k_BT}\Big)\Big) \tag{2.26}$$

Régime de bande plate Lorsque $V > V_{\mathrm{FB}}$, le courant d'électrons continue de suivre l'expression 2.24. Le courant de trous, après avoir approché J_{sp} lorsque $V = V_{\mathrm{FB}}$, augmente lentement à cause de l'abaissement de la barrière de potentiel pour les trous au niveau de l'anode :

$$\Delta E_{Bp2}^{\mathrm{FB}} = \sqrt{\frac{qE(d)}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}} = \sqrt{\frac{q(V - V_{\mathrm{FB}})}{4\pi d\varepsilon_0\varepsilon}} \tag{2.27}$$

si bien que le courant total s'écrit comme une somme d'expressions semblables pour les électrons et pour les trous :

$$J = J_{sn}\exp\Big(\frac{q\Delta E_{Bn}}{k_BT}\Big) + J_{sp}\exp\Big(\frac{q\Delta E_{Bp}}{k_BT}\Big) \tag{2.28}$$

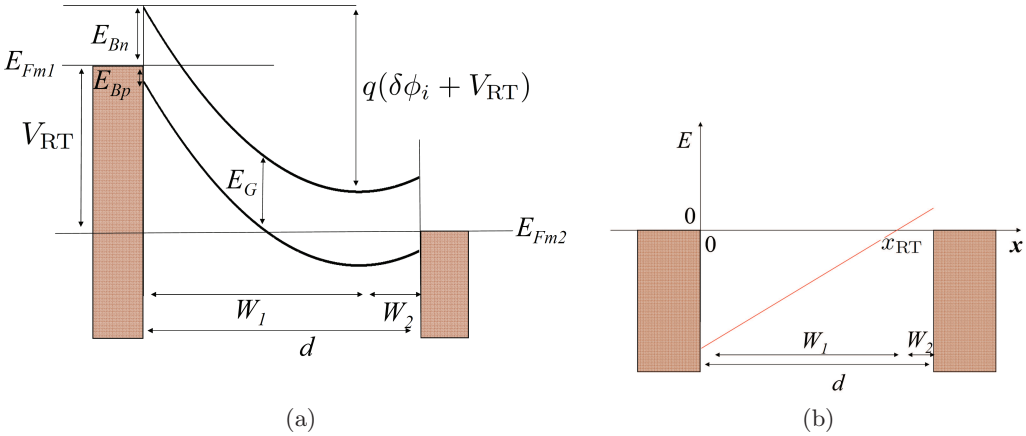


FIGURE 2.5 – (a) Diagramme de bande d'une jonction atteignant le régime de déplétion complète (b) Répartition du champ électrique correspondante

L'ensemble des équations 2.14, 2.26 et 2.28 contiennent toute l'information nécessaire pour tracer la caractéristique I(V) de la structure, représentée figure 2.7 pour plusieurs hauteurs de barrière. Deux scénarios sont possibles : (1) la hauteur de barrière pour les électrons est inférieure à la moitié du gap. Dans ce cas, le courant d'électrons est majoritaire quelque soit le régime de circulation de courant. Il n'y pas de changement notable lorsqu'on augmente la polarisation : la courbe a une allure semblable à celle d'un contact métal semiconducteur simple. (2) la hauteur de barrière pour les électrons est supérieure à la moitié du gap : dès lors que la tension de déplétion complète est dépassée, le courant de trous devient majoritaire : on a donc une augmentation brutale du courant *qui ne correspond pas à un phénomène d'avalanche*. Ce comportement remarquable a été d'abord décrit par Sze [1].

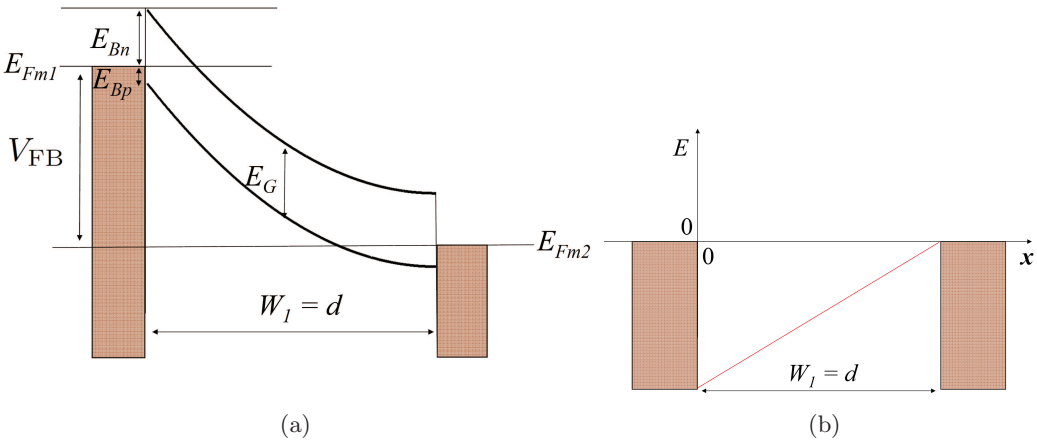


FIGURE 2.6 – (a) Diagramme de bande d'une jonction atteignant le régime de bande plate (b) Répartition du champ électrique correspondante

2.1.2 Photocourant

Le même cadre analytique peut être prolongé pour calculer le courant sous illumination. Les démonstrations détaillées des résultats qui vont suivre se trouvent dans la référence [2]. Comme

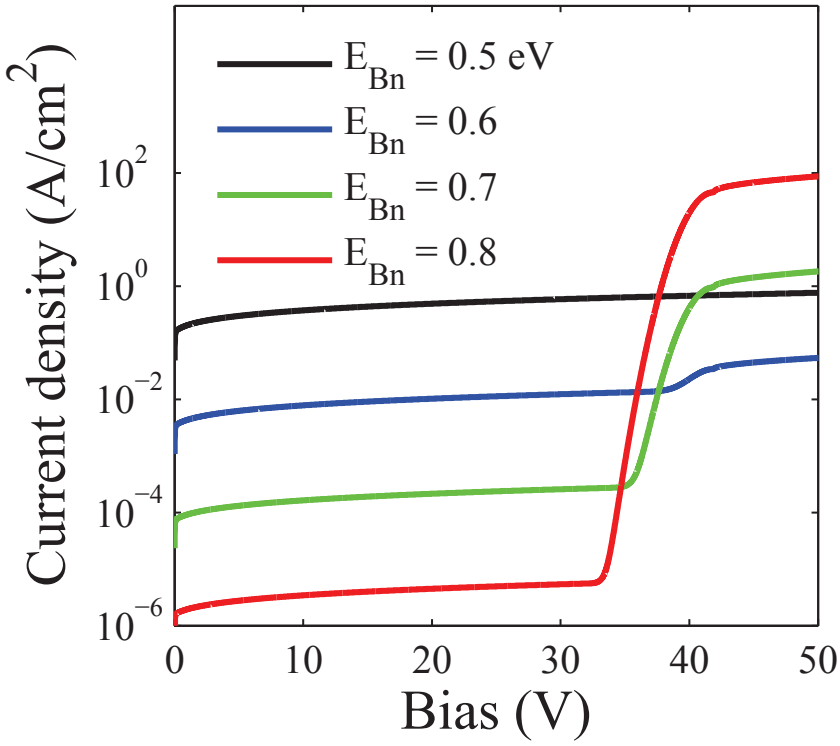


FIGURE 2.7 – Caractéristique I(V) d'un MSM pour plusieurs hauteurs de barrière, sur un semiconducteur dopé n. Lorque la barrière pour les électrons est plus grande que la moitié de la bande interdite, le régime de déplétion complète se caractérise par une forte augmentation du courant imputable aux trous qui peuvent traverser la région inter-électrodes sans recombiner, et pour lesquels la hauteur de barrière est faible. Lorsque la hauteur de barrière pour les électrons est inférieure à la moitié du gap, le courant de trous reste petit devant le courant d'électrons et il n'y a pas de changement de régime sur la caractéristique I(V).

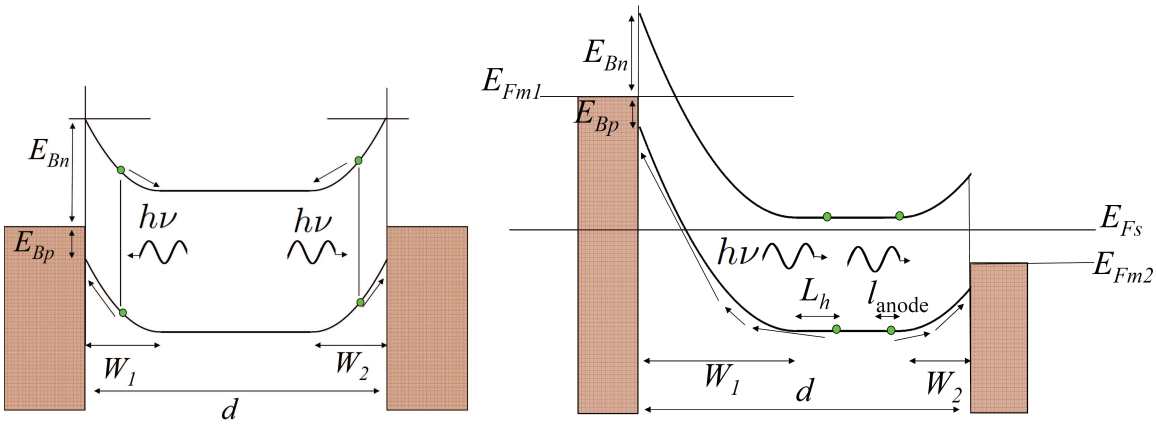
nous sommes préoccupés ici uniquement par les performances électriques du dispositif, nous écrivons simplement que l'illumination est équivalente à un taux de génération volumique de paires électron-trou g, supposé uniforme pour l'instant. On suppose aussi que g est très grand devant les taux de génération et recombinaison SRH, Auger etc., de sorte que le photocourant domine le courant d'obscurité.

Equilibre thermodynamique (V = 0) Le diagramme de bande de la jonction illuminée à l'équilibre thermodynamique (fig. 2.8(a)) montre que, dans les zones déplétées, sous l'effet du champ, les électrons générés optiquement sont repoussés vers la région intrinsèque, tandis que les trous dérivent jusqu'aux électrodes. Le temps de collection de ces trous est simplement égal au temps de transit $\tau = \frac{W^2}{\mu V}$ qui est typiquement de l'ordre de 1 ps, ce qui est très court devant le temps de vie des trous, même dans le cas d'une estimation basse de ce temps de vie. Tous les trous générés dans une zone de déplétion de taille W sont donc collectés avant de recombiner, créant un photocourant surfacique qGW en régime permanent. Le photocourant surfacique total s'écrit comme la somme des photocourants dans les zones déplétées : $I_{ph} = qG(W1 - W2) = 0$ en raison de la symétrie de la structure. Remarquons qu'il suffit d'une légère asymétrie, soit géométrique,

soit dans la hauteur de barrière, par exemple en raison d'une légère inhomogénéité de la surface du substrat pour que le photocourant soit non nul à 0 V. Par ailleurs, la taille de la zone de déplétion décroît avec l'éclairement car les électrons générés optiquement dans la zone intrinsèque auront tendance à diffuser vers la zone déplétée.

Régime de diffusion ($V < V_{\mathrm{RT}}$) Dans le régime de diffusion, le diagramme de bande de la jonction illuminée (fig. 2.8(b)) permet de voir quels sont les différents mécanismes à l'origine du photocourant. (1) Dans les zones déplétées, nous retrouvons le courant de dérive des trous photogénérés qui donne une contribution $qG(W_1 - W_2)$. Comme W_1 augmente avec la polarisation tandis que W_2 diminue, nous voyons que cette contribution au photocourant croît approximativement en racine carrée de V. (2) Les trous générés dans la zone intrinsèque à une distance typique inférieure à L_h de la zone de déplétion de la cathode contribuent au courant positif collecté à la cathode. (3) Réciproquement, les trous générés suffisamment près de l'anode vont contribuer au terme de photocourant négatif à l'anode. La référence [2] contient une discussion sur la valeur à donner à la longueur de diffusion à proximité de l'anode. Le comportement qualitatif du dispositif change donc selon la situation : $d \gg L_p$, $d \sim L_h$, ou $d \ll L_h$. Quantitativement, le photocourant s'exprime comme :

$$J_{ph} = qG(W_1 - W2 + L_h \tanh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_h}\right) - l_{\mathrm{anode}}\left(\frac{1}{\cosh\left(\frac{x_2 - x_1}{L_h}\right)} + 1\right) \tag{2.29}$$



(a) Diagramme de bande d'une jonction illuminée à l'équilibre

(b) Diagramme de bande d'une jonction illuminée faiblement polarisée

FIGURE 2.8

Régime de déplétion complète et régime de bande plate Dès lors que la structure est entièrement déplétée, J_{ph} vaut simplement $qG(W_1 - W_2)$. Lorsque le régime de bande-plate est atteint, $W_1 = d$ et $W_2 = 0$. Le photocourant est alors constant et vaut qGd. L'évolution du photocourant en fonction de la tension est donnée pour différents temps de vie (fig. 2.9). Deux scénarios se dégagent : si le temps de vie entraine $L_h \ll d$, le photocourant croît lentement en racine carrée jusqu'à sa valeur de saturation atteinte pour $V = V_{\mathrm{FB}}$. Si $L_h \gg d$, alors le photocourant atteint sa valeur de saturation beaucoup plus rapidement : il est quasiment constant. Dans notre cas, L_h est de l'ordre de 10 µm, alors que l'écartement entre les électrodes est inférieur (~ 3 µm),

ce qui correspond plutôt au second scénario. Le calcul par simulation numérique du photocourant servira à prendre en compte de manière rigoureuse la diffusion des électrons et des trous, ce qui est équivalent à la donnée d'une estimation correcte pour l_{anode}

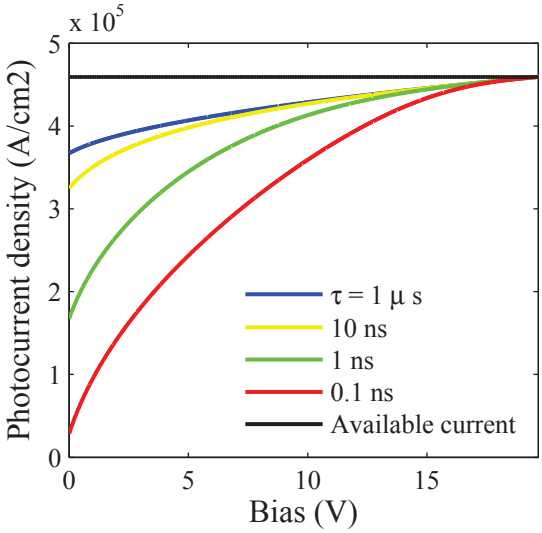


FIGURE 2.9 – Photocourant en fonction de la polarisation pour différents temps de vie d'après l'équation 2.29. La densité de courant disponible (available current) est ici la quantité qGd.

2.1.3 Prise en compte de la géométrie du contact latéral en surface

Les calculs de la section précédente donnent accès à la densité de courant surfacique à l'interface entre le métal et le semiconducteur pour une différence de potentiel donnée. Ceci est équivalent à la donnée d'une résistance surfacique de contact ρ_c définie par

$$\rho_c = \left(\frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}V}\right)^{-1}_{V=V_0} \tag{2.30}$$

Comment remonter à la résistance R totale du contact ? Pour la géométrie 1 D de la section précédente, on a simplement $R = \frac{\rho_c}{S}$. Dans le cas réel, il en est autrement, car les lignes de courant sont courbées et passent sous le contact. La résistance globale est vraisemblablement une fonction des dimensions du contact, de sa résistance surfacique et de la résistivité du silicium. Un calcul élémentaire de R à partir d'un modèle de résistances équivalentes est illustré figure 2.10 [3]. On appelle ρ_{Si} la résistance de couche du silicium (en $\Omega/\square$), qui par définition est égale à la résistivité du silicium divisée par l'épaisseur du substrat. Les dimensions du contact dont on veut calculer la résistance équivalente sont notées L et l (l dans le sens de passage du courant, choisi comme étant la direction x). La structure est découpée en tranches infinitésimales de largeur δx. Pour chaque tranche, on appelle R_1 la résistance au contact entre le métal et le semiconducteur et R_2 la résistance du silicium. Ces quantités valent respectivement :

$$R_1 = \frac{\rho_c}{L\delta x}, \qquad R_2 = \rho_{\text{Si}}\frac{\delta x}{L} \tag{2.31}$$

On applique les lois de Kirchoff pour chaque nœud :

$$V(x+\delta x) - V(x) = I(x)\rho_{\text{Si}}\frac{\delta x}{L}, \qquad I(x+\delta x) - I(x) = V(x)\frac{L\delta x}{\rho_c} \tag{2.32}$$

En faisant tendre δx vers 0, on obtient les équations différentielles suivantes :

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x} = \frac{\rho_s}{L} I(x), \qquad \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}x} = \frac{L}{\rho_c} V(x) \tag{2.33}$$

En éliminant V, on a :

$$\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}^2 x} = \frac{\rho_{\mathrm{Si}}}{\rho_c} I(x) \tag{2.34}$$

Avec les conditions aux limites $I(x = l) = 0$ et $I(x = 0) = I_0$, en introduisant la longueur caractéristique $\lambda := \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_{\mathrm{Si}}}}$, et en supposant que ρ_c est une constante, on obtient pour I et pour V :

$$I(x) = I_0 \frac{\sinh \frac{l-x}{\lambda}}{\sinh \frac{l}{\lambda}}, \qquad V(x) = \frac{\lambda \rho_{\mathrm{Si}}}{L} I_0 \frac{\sinh \frac{l-x}{\lambda}}{\sinh \frac{l}{\lambda}} \tag{2.35}$$

La résistance du contact vaut $\frac{V(x=0)}{I(x=0)}$, soit :

$$R = \frac{\sqrt{\rho_c \rho_{\mathrm{Si}}}}{L} \coth \frac{l}{\lambda} \tag{2.36}$$

Lorsque $l \ll \lambda$, on dit que le contact est court. On peut alors développer la cotangente au voisinage de 0 ($\coth x = 1/x + x/3 + o(x)$). A l'ordre zéro en $\frac{l}{\lambda}$, la résistance équivalente est bien égale à la résistance surfacique divisée par la surface à laquelle il faut rajouter une contribution du semiconducteur :

$$R = \frac{\rho_c}{lL} + \frac{1}{3} \rho_{\mathrm{Si}} \frac{l}{L} + o(\frac{l}{\lambda}) \tag{2.37}$$

Par contre, quand le contact est très long ($l \gg \lambda$), la longueur de pénétration du courant sous le contact est très inférieure à la taille totale, si bien que la résistance tend vers une valeur limite

$$R = \frac{\sqrt{\rho_c \rho_{\mathrm{Si}}}}{L} \tag{2.38}$$

Dans notre cas, on peut estimer que $\rho_{\mathrm{Si}} \approx \frac{1\,\Omega\cdot\mathrm{cm}}{200\,\mathrm{nm}} = 5 \times 10^4\,\Omega/\square$. ρ_c varie selon le métal utilisé, entre 1 et $10000\,\Omega\cdot\mathrm{cm}^2$ d'après les mesures qui feront l'objet de la section 2.4, si bien que $\frac{l}{\lambda}$ varie approximativement entre 1 et 100. Nous sommes donc plutôt dans la configuration du contact court, car les résistances de contact sont élevées. Toutefois, le modèle de résistances équivalentes ne s'applique pas en toute rigueur pour des contacts Shottky car la résistance de contact dépend fortement de la polarisation, alors que l'intégration de l'équation 2.34 suppose que ρ_c est une constante. Une étude numérique paraît donc nécessaire pour prendre en compte à la fois la description en termes de barrière de potentiel et la géométrie de la jonction MSM.

2.2 Simulation de la jonction MSM avec ATLAS en régime continu

2.2.1 Mise en place de la simulation

Géométrie Nous commençons par décrire précisément la structure réelle. La distance typique d entre les électrodes dans le dispositif que nous avons en vue est de quelques microns. Cet ordre de grandeur résulte d'un compromis entre deux critères : d doit en effet être plus grand que l'extension

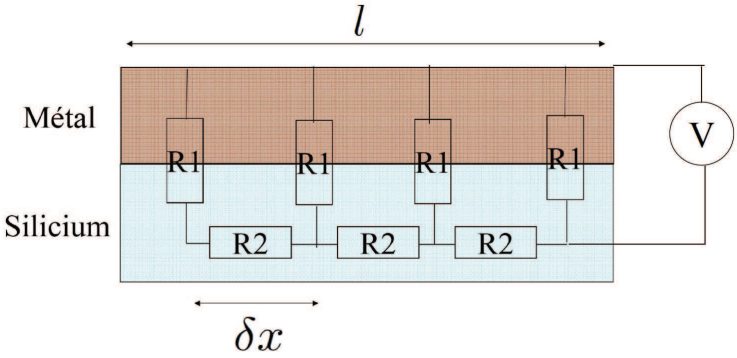
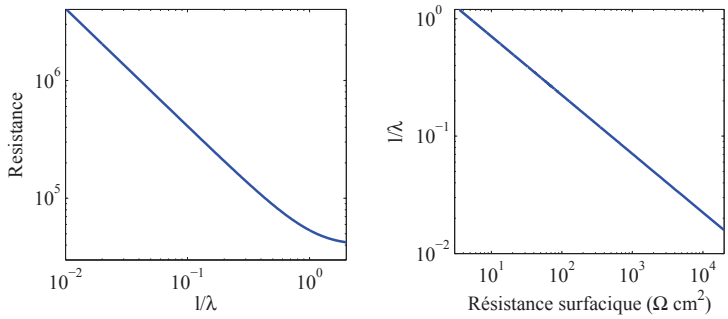


FIGURE 2.10 – Schéma de calcul de la résistance d'un contact latéral



(a) Résistance équivalente en fonction de l/λ

(b) l/λ en fonction de ρ_c

FIGURE 2.11

selon y du mode de cavité (cf. section 3.1.3), tout en restant petit pour maximiser la fraction de porteurs collectés. La largeur des électrodes à proximité de la cavité est également de quelques microns, ce qui correspond à l'extension selon x du mode optique, donc de la zone de génération des porteurs. En s'éloignant de la cavité, les électrodes s'élargissent progressivement en triangle pour former des pistes métalliques dont la dimension typique est 100 µm et qui serviront lors de la caractérisation à venir contacter le dispositif avec des pointes métalliques ou une tête de mesure RF. La distance entre les pistes est environ de 60 µm (cf. fig. 2.12). Le substrat est en silicium sur isolant (SOI), avec les caractéristiques suivantes : épaisseur de la couche superficielle de silicium $h = 200$ nm, épaisseur de la couche de silice $h_2 = 2$ µm, épaisseur du substrat en silicium $w = 750$ µm. Un schéma complet de la structure réelle est proposé figure 2.12.

Pour les simulations ATLAS, nous nous restreindrons dans le plan (x, y) à une zone de 30×30 µm centrée sur la cavité. En effet, cette zone correspond à l'extension dans la direction y du cristal photonique et donc à la région de passage du courant, car, en dehors du cristal photonique, les zones gravées autour du guide en silicium sur silice bloquent le flux de charges. Selon la direction z, nous nous limiterons à la couche superficielle de silicium où passe le courant et traiterons la silice comme une interface de type isolant. Le courant passe dans une couche très mince, ce qui peut sembler a priori défavorable pour absorber l'onde optique et transporter un grand nombre de charges. En fait, cette épaisseur est une donnée imposée de notre problème : on peut montrer que, pour obtenir une bande interdite photonique TE de manière efficace dans un cristal photonique

à maille triangulaire, il faut que $h \approx 0.3a$ et par ailleurs a doit être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans la matériau soit $\frac{\lambda}{n_{\mathrm{Si}}} = \frac{1550\,\mathrm{nm}}{3.45}$. Dans un premier temps toutefois, la simulation des propriétés électriques se fait sans cristal photonique. Une vue 3D de la zone de simulation fait l'objet de la figure 2.13 (a). Bien qu'il y ait un simulateur 3D intégré dans ATLAS, nous avons choisi de privilégier les simulations 2D, plus simples à mettre en place, moins consommatrices en temps de calcul et déjà riches en information sur le comportement du dispositif. Nous concentrerons notre étude sur deux coupes orthogonales : le plan (y, z) (coupe transversale, fig. 2.13 (b)) et le plan (x, y) (vue de dessus, fig. 2.13 (c)). Les deux situations sont intéressantes : l'étude en coupe transversale permet d'apprécier l'impact de l'épaisseur du substrat, tandis que la vue de dessus donnera la distribution de porteurs et les lignes de courant dans le plan, et permettra ensuite de prendre en compte le cristal photonique.

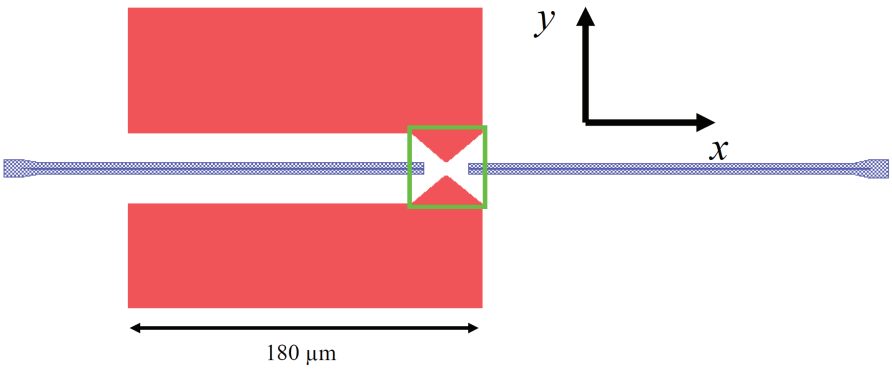
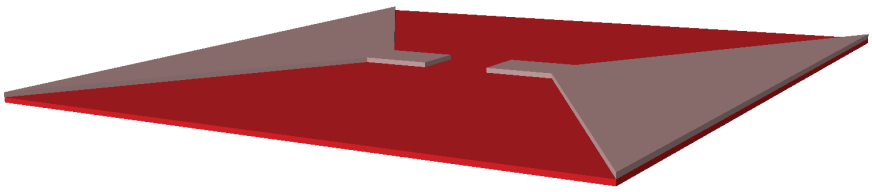


FIGURE 2.12 – Structure réelle. La zone qui fait ensuite l'objet d'une simulation encadrée en vert.



(a) Structure complète (3 D)

(b) Coupe transversale ($x = 0$)

(c) Vue de dessus ($z = 0$)

FIGURE 2.13

Choix des paramètres et des modèles Le silicium de la couche superficielle du SOI que nous utilisons pour fabriquer les cristaux photoniques est dit intrinsèque. Il n'est ni intentionnellement dopé, ni compensé et contient donc une densité résiduelle d'impuretés N comprise entre 10^{14} et $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, ce qui reste bien plus élevé que le nombre de porteurs thermiques intrinsèques $n_i = 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. On modélise ces impuretés dans ATLAS en fixant un dopage uniforme. Durant la thèse, les simulations ont été faites en changeant le type de dopage (n ou p) et en variant les concentrations. Mais, étant donné que les mesures ont permis de vérifier que le dopage du silicium était de type n et autour de quelques $10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, nous présenterons les simulations pour ces valeurs.

Les modèles physiques utiles pour nos calculs parmi ceux proposés par ATLAS ont fait l'objet de la section 1.2.2. Dans toute la suite, la saturation de la vitesse des porteurs, la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) et l'effet Auger seront toujours utilisés. Par contre, nous gardons la possibilité de ne pas prendre en compte l'ionisation par impact dans un premier temps, afin d'être dans un cadre identique à celui adopté dans le modèle 1D de la section 2.1. Le temps de vie SRH définit un temps de vie des porteurs minoritaires et des porteurs en excès dont on étudiera l'influence en le faisant varier autour de la valeur par défaut dans le silicium massif (1 µs). En anticipant sur la suite, il faut préciser que le choix de ce temps de vie est une question délicate pour ces simulations. Des mesures optiques [4] ont en effet montré que le temps de vie effectif des porteurs dans une membrane de silicium est de l'ordre de la nanoseconde. Une première approche pour la simulation serait d'essayer de retrouver cette valeur par un calcul *ab initio* : on estimera alors le temps de vie à partir de la densité de porteurs photogénérés pour un taux de génération donné, en prenant en compte une vitesse de recombinaison à la surface (cf. section 2.2.3). Une autre approche consiste à choisir une valeur effective pour le temps de vie - par exemple 1 ns - à partir de la littérature, et à utiliser cette valeur en tant que paramètre τ_{SRH}. Dans ce cas, on ne spécifie pas de vitesse de recombinaison de surface.

La hauteur de barrière est l'unique paramètre par lequel on définit le métal utilisé du point de vue de la simulation. En se référant à la table 1.2, on voit qu'il convient de faire varier E_{Bn} entre 0.5 et 0.9 eV pour couvrir l'étendue des valeurs accessibles avec des métaux usuels. Les électrodes sont une région de l'espace en réalité exclue du domaine de simulation et interviennent uniquement en tant que conditions aux limites via une vitesse de recombinaison (cf eq. 1.41). La hauteur de barrière est recalculée en chaque point de l'interface de manière à inclure l'effet Schottky décrit par l'équation 1.18. Par défaut, les conditions de Von Neumann sont imposées aux interfaces entre les matériaux et notamment aux bords de la simulation. Il faut donc veiller à choisir un domaine de simulation suffisamment grand devant la longueur de diffusion des porteurs qui vaut au plus une dizaine de microns. A l'intérieur du domaine de simulation, on peut choisir de travailler avec une vitesse de recombinaison aux interfaces. C'est également un paramètre que nous ferons varier, entre 0 (interface passivée, sans aucun défaut) et $10^5\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ qui est l'ordre de grandeur supérieur pour une vitesse de recombinaison de surface dans le silicium [5]. Le tableau 2.1 résume l'ensemble des paramètres variables utilisés en précisant la plage de variation et la valeur par défaut de chacun d'entre eux.

Pour achever de définir le calcul, il faut fixer l'ensemble des polarisations à appliquer de façon à couvrir la totalité des régimes physiques que nous avons anticipés : diffusion, déplétion complète, avalanche. Cela nous amène jusqu'à des polarisations de plusieurs dizaines de volts. Si la structure est symétrique, on se contente bien entendu de polariser une des électrodes positivement. La simulation commence par résoudre le problème à 0 V. L'incrément de tension δV doit être suffisamment petit pour que l'algorithme converge. En pratique, on peut prendre δV égal à quelques fois $\frac{k_B T}{q} = 25\,\mathrm{mV}$. $\delta V = 0.1\,\mathrm{V}$ est un choix raisonnable.

Paramètre	Symbole	Plage de variation	Valeur par défaut
Distance entre électrodes	d	$1 - 10\,\mu\text{m}$	$3\,\mu\text{m}$
Taille des électrodes en x	l	$10 - 100\,\mu\text{m}$	$13.5\,\mu\text{m}$
Epaisseur de la couche de silicium	h	$50 - 10000\,\text{nm}$	$200\,\text{nm}$
Hauteur de barrière	E_{Bn}	$0.5 - 0.9\,\text{eV}$	$0.8\,\text{eV}$
Recombinaison de surface	v_{rec}	$0 - 10^4\,\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$	0
Temps de vie SRH	τ_{SRH}	$0.1 - 100\,\mu\text{s}$	$1\,\mu\text{s}$
Dopage	N_D	$1 - 10 \times 10^{15}\,\text{cm}^{-3}$	$4 \times 10^{15}\,\text{cm}^{-3}$

TABLE 2.1 – Paramètres variables

2.2.2 Courant d'obscurité

Géométrie 1 D Il est intéressant de faire un essai dans une configuration 1 D (les deux électrodes face à face) afin d'avoir une comparaison directe avec la section 2.1. Pour ce faire, on définit un domaine rectangulaire de taille $l \times d$. La valeur de l ne devrait pas avoir d'influence sur la densité surfacique de courant, dès lors que les effets de bord sont négligeables. On prend les valeurs par défaut dans le tableau 2.1. Le résultat de la simulation 2D est une densité linéique de courant exprimée en $A \cdot (\mu\text{m})^{-1}$. On obtient la densité de surface correspondante en divisant par l. La courbe venant du modèle 1 D et celle issue de la simulation ATLAS sont regroupées figure 2.14. L'accord est excellent sur le plan qualitatif (allure) et concernant l'ordre de grandeur. On constate toutefois que la courbe analytique est plus grande d'un facteur 1.5 en moyenne, différence que nous attribuons aux approximations qui ont été faites dans ce calcul.

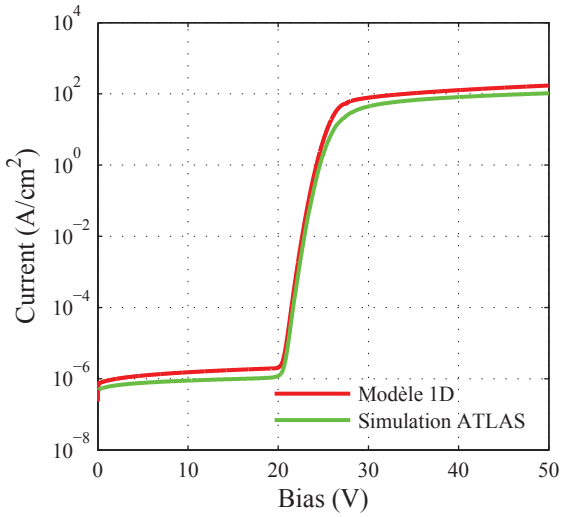


FIGURE 2.14 – Comparaison du modèle analytique 1 D avec une simulation ATLAS pour une hauteur de barrière de 0.8 eV

Coupe transversale : résultats dans la configuration par défaut Le maillage de la structure est représenté figure 2.15. Nous avons choisi les dimensions suivantes : $\delta z = 10\,\text{nm}$ (soit 20 nœuds selon la direction z), $\delta x = 100\,\text{nm}$ sous les électrodes et $\delta x = 20\,\text{nm}$ entre les électrodes. Nous anticipons en effet que les champs électriques les plus intenses seront situés près de l'extrémité des

électrodes ($x = \pm 1.5\,\mu$m sur la fig. 2.15), et qu'il faut donc adopter un maillage plus serré à cet endroit là. Nous avons vérifié que les résultats restent inchangés quand les dimensions du maillage sont divisées par 2 selon x et z.

Nous commençons par calculer les courbes I(V) pour différentes hauteurs de barrière, les autres paramètres ayant leur valeur par défaut, et l'ionisation par impact étant désactivée. On retrouve bien l'allure des courbes I(V) calculées dans la section 2.1, où le résultat était donné sous forme d'une densité de courant surfacique. De la même manière qu'au paragraphe précédent, nous ramenons le résultat de la simulation à une densité de courant en divisant la sortie brute d'ATLAS par $l \times 1\,\mu$m, qui est la surface de l'électrode. Les courbes analytiques et celles déduites de la simulation ont la même allure. Cependant, on constate sur la figure 2.16(a) que la déplétion complète, caractérisée par le changement de régime, se produit à une tension plus élevée dans le cas de la simulation (25 V à comparer avec 20 V), alors que la distance entre les électrodes, le dopage, et tous les paramètres intervenant dans l'expression 2.15 sont identiques. Ceci s'explique en considérant les lignes de courant dans la structure simulée : (1) le trajet parcouru par les charges n'est pas rectiligne. Toutefois cet effet peut sembler faible en raison de la faible distance rajoutée par le trajet vertical dans la couche mince de silicium (2) une ligne de courant quelconque part d'un point de l'anode situé au-delà de la distance inter-électrode. Le trajet moyen vu par les charges est donc plus élevé d'un pourcentage que l'on peut estimer à partir de l'équation 2.2, qui donne 5%, soit 150 nm, qui est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du silicium. L'effet (1) joue donc un rôle non négligeable.

Par ailleurs, le résultat de la simulation en coupe transversale est plus petit que le résultat du calcul analytique d'un facteur 100 environ. Ce facteur caractérise l'impact sur le courant de la géométrie en électrode de surface sur une couche mince. Comme l'allure de la courbe I(V) est conservée, nous en avons déduit que la chute de potentiel la plus importante doit avoir lieu au niveau des contacts : la résistance de la structure n'est pas dominée par la résistance de la couche de silicium. Tout se passe plutôt comme si la surface efficace des électrodes était limitée à une petite région au bord des électrodes.

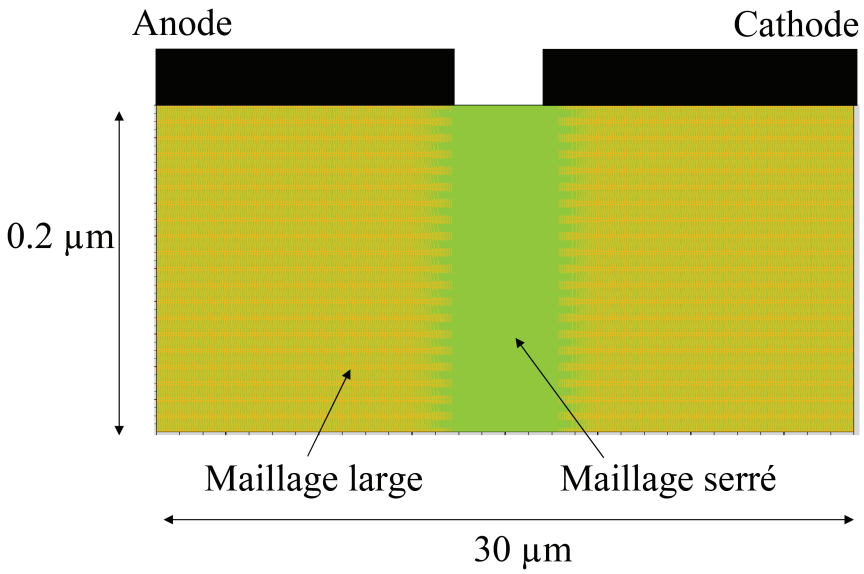


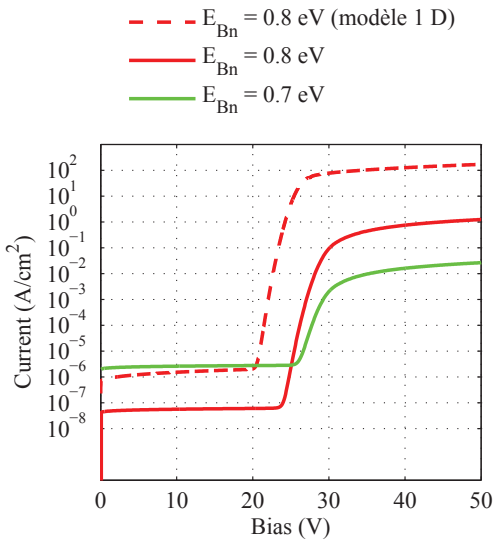
FIGURE 2.15 – Maillage de la simulation en coupe transversale.

Coupe transversale : impact de la géométrie On peut affiner notre compréhension des résultats en étudiant comment ils évoluent lorsque l'on fait varier l'épaisseur de la couche de silicium entre 50 nm et 1 µm, tous les autres paramètres étant fixés. Les courbes I(V) correspondantes sont reportées sur la figure 2.16(b). L'évolution met en lumière deux effets qui corroborent les interprétations des résultats précédents. La tension de déplétion complète est bien une fonction rapidement croissante de l'épaisseur de silicium. Cela revient à dire que, pour un substrat épais, la déplétion se fait d'abord dans la profondeur et atteint la frontière avec l'isolant avant de se propager latéralement. Cette situation est illustrée par la comparaison des figures 2.17 (a) et (b). Autrement dit, il est difficile d'atteindre le régime de déplétion complète pour une tension raisonnable si le substrat est trop épais. Un critère raisonnable est alors d'exiger que l'épaisseur du substrat soit comparable ou inférieure à la taille de la zone de déplétion à 0 V. Il se trouve que par chance cette condition est respectée dans nos échantillons.

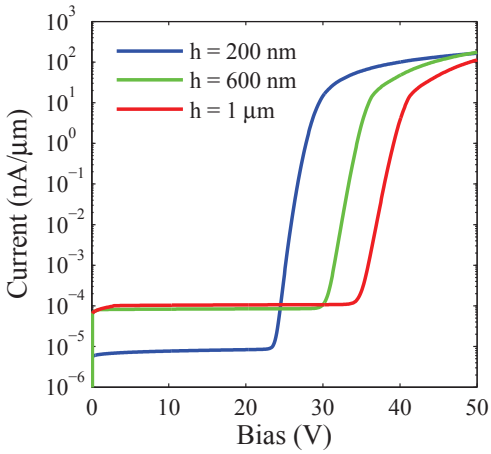
En faisant varier la longueur l des électrodes entre 0.5 et 10 µm, pour une épaisseur de silicium fixée à la valeur par défaut 200 nm, on acquiert de l'information sur le rôle du silicium dans la limitation du courant. Les courbes I(V) correspondantes font l'objet de la figure 2.16(c). Le courant augmente significativement avec la longueur de l'électrode, mais la dépendance est sous-linéaire, ce qui confirme que la surface de l'électrode n'est pas exploitée de manière uniforme. La densité de courant au loin de la jonction tend vers 0, et le courant tend vers une valeur limite quand l s'agrandit. Les figures 2.17 (c) et (d) qui montrent les densités de courant associées pour une électrode courte et une électrode longue respectivement illustrent cette évolution.

Coupe transversale : Impact des paramètres matériaux Nous regardons maintenant la dépendance en fonction des paramètres matériaux : vitesse de recombinaison à l'interface et temps de vie SRH. Pour faire varier la vitesse de recombinaison de 0 à $10^4\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, il est nécessaire de rajouter des régions dans ATLAS car la recombinaison à l'interface n'est prise en compte par le logiciel que à l'interface entre deux matériaux à l'intérieur du domaine de simulation. Nous rajoutons ainsi deux régions fines, une en haut (de l'air), une autre en bas (de la silice). De manière simplificatrice, les taux de recombinaison sont pris comme identiques à l'interface avec l'air et avec la silice. Les courbes I(V) correspondantes sont reportées figure 2.16 (d). On constate que le courant dans la zone de diffusion est une fonction croissante de la vitesse de recombinaison. Ce résultat peut paraître contre-intuitif dans la mesure où une augmentation de la vitesse de recombinaison semble devoir entraîner une diminution du temps de vie des porteurs, et donc plutôt une diminution du courant. Le raisonnement précédent est en fait inexact : le terme dit de recombinaison de surface est en fait un taux de génération et recombinaison des porteurs, qui tend donc à ramener les populations de porteurs vers l'équilibre thermodynamique. Dans la région déplétée, le produit $n_e n_h$ est inférieur à n_i^2. Le terme de recombinaison de surface conduit alors à créer des trous dans la zone de déplétion. Ces trous supplémentaires dérivent ensuite vers les électrodes grâce au champ qui pénètre la zone de déplétion. On se rend particulièrement bien compte de ce phénomène en considérant la densité de trous dans la structure pour différentes vitesses de recombinaison (fig. 2.17 (e) et (f)).

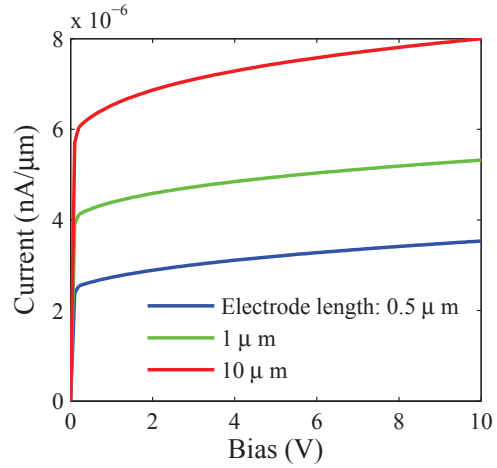
Vue de dessus : régimes de circulation du courant dans le plan La simulation en vue de dessus est une étape incontournable de notre étude car elle permet d'appréhender le comportement des porteurs dans le plan où est défini le mode optique, et de ce fait d'étudier les interactions électro-optiques du dispositif. Il faut toutefois rappeler que ce modèle diffère de la réalité sur trois points. (1) Etant donné que la direction z est absente, les électrodes sont modélisées par une frontière dans le plan car les porteurs ne peuvent pas passer « dessous ». La surface de collection est donc limitée au périmètre des électrodes $\times 1$ µm, ce qui est très inférieur à la surface réelle des électrodes.



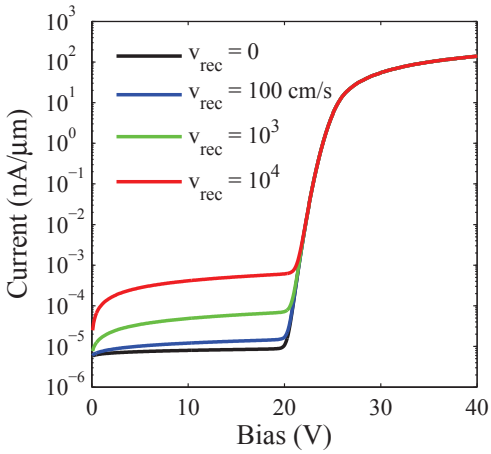
(a) Courbes I(V) pour différentes hauteurs de barrière, simulation ATLAS en coupe transversale. En pointillés, le résultat du calcul analytique.



(b) Courbes I(V) pour différentes valeurs de h



(c) Courbes I(V) pour différentes valeurs de l



(d) Courbes I(V) pour différentes valeurs de v_{rec}

FIGURE 2.16 – Evolution des courbes I(V) avec les principaux paramètres d'entrée (simulations en coupe transversale)

(2) Le trajet supplémentaire des porteurs dans la direction z n'est pas pris en compte. (3) Il est impossible de prendre en compte la recombinaison en surface. Pour toutes ces raisons, nous avons commencé par apprécier les effets respectifs de la taille des électrodes, de l'épaisseur du substrat et de la recombinaison de surface à l'aide de la simulation en coupe transversale. Les limitations de la simulation en vue de dessus n'annulent pas l'intérêt qu'elle représente, mais il faudra garder les effets de ces limitations en tête lors de l'interprétation des résultats expérimentaux. Comme nous anticipons que le champ électrique sera intense à proximité des coins des électrodes, nous incluons cette fois le terme d'ionisation par impact.

Les courbes I(V) pour différentes hauteurs de barrière sont données fig. 2.18. Pour une tension de

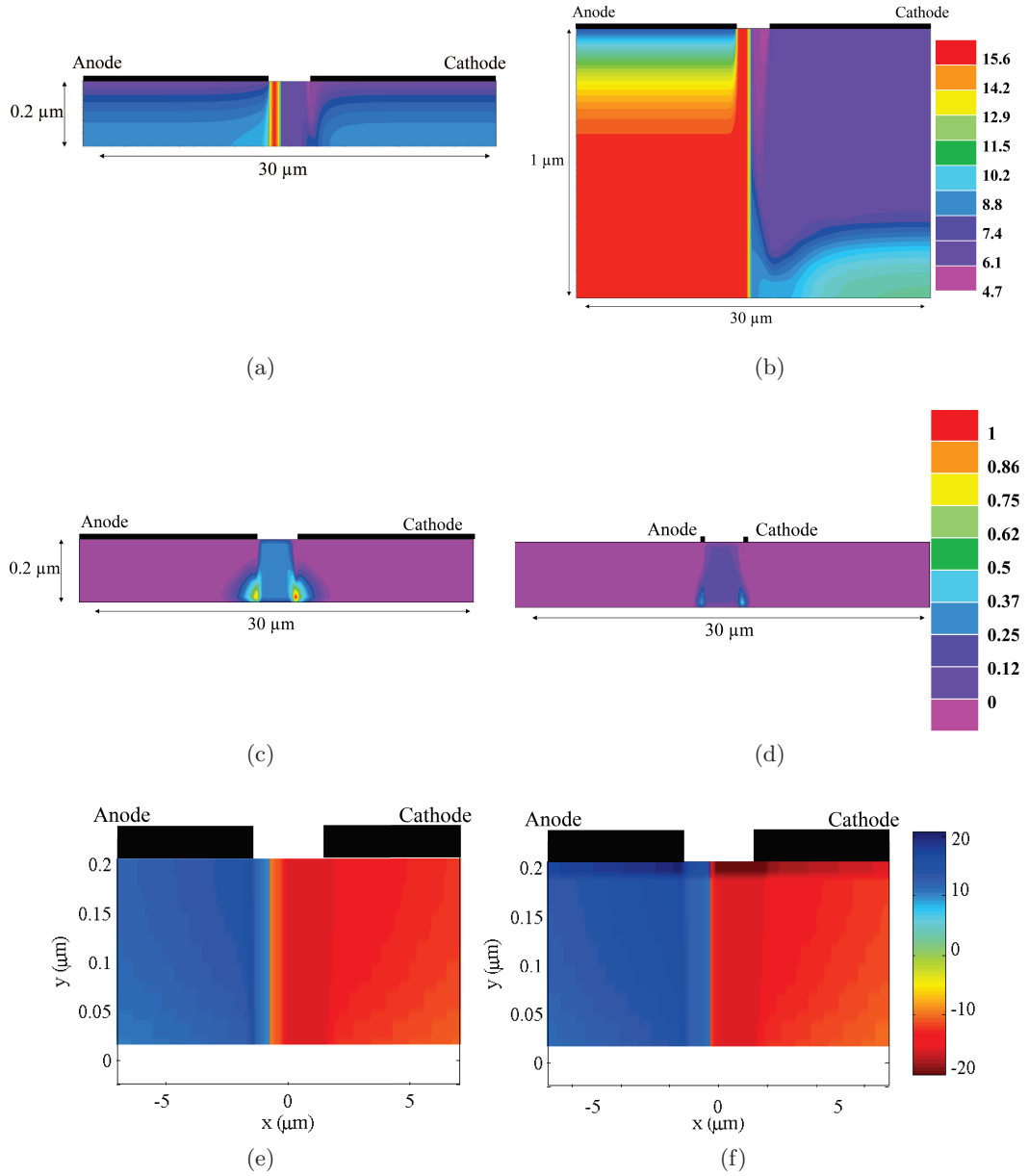


FIGURE 2.17 – (a) Concentration d'électrons dans une structure en silicium fin (cm^{-3}, échelle logarithmique) (b) Comparaison : concentration d'électrons dans une structure en silicium épais (c) Densité de courant (a.u.) dans une structure avec une électrode longue (d) Comparaison : densité de courant dans une structure avec une électrode courte (e) Taux de recombinaison dans une structure avec une recombinaison de surface nulle ($cm^{-3} \cdot s^{-1}$, échelle logarithmique. La partie positive de l'échelle indique une domination de la recombinaison, la partie négative une domination de la génération des porteurs) (f) Comparaison : taux de recombinaison dans une structure avec une recombinaison de surface élevée ($10^4 cm \cdot s^{-1}$). Des porteurs sont générés en surface à proximité de la cathode.

45 V, le courant augmente brusquement de deux ordres de grandeur, signalant l'effet exponentiel de

l'ionisation par impact. L'information spatiale est résumée par les distributions de potentiel interne (fig. 2.19 (a) - (c)), de concentration d'électrons (fig. 2.19 (d) - (f)), de concentration de trous (fig. 2.19 (g) - (i)), et par la densité de courant (fig. 2.19 (j) - (l)). Chaque grandeur est représentée pour trois tensions (1, 30 et 45 V) représentatives respectivement du régime de diffusion, du régime intermédiaire et du régime de bande plate.

Comme décrit par le modèle analytique, dans le régime de diffusion, le potentiel interne est maximal et constant (1.3 V) dans la région intrinsèque. Il varie rapidement entre 0 et 1.3 V à proximité de la cathode, puis entre 1.3 et 1 V autour de l'anode (fig. 2.19 (a)). Les évolutions des distributions d'électrons et de trous à faible polarisation montrent que l'agrandissement de la zone de déplétion se fait de manière circulaire autour de la cathode. Fig. 2.19 (g), on observe une dissymétrie pour la distribution de trous entre l'anode et la cathode : à l'anode, la concentration de trous est élevée, de sorte que le produit $n_e n_h$ est égal à n_i^2. La situation est proche de l'équilibre thermodynamique. A la cathode, où la déplétion a vraiment lieu, l'équilibre thermodynamique n'est pas vérifié et on a $n_e n_h \ll n_i^2$. Le courant électronique en régime de diffusion suit des trajectoires bombées indiquées par les lignes de courant fig. 2.19(j). La densité de courant est assez homogène dans la structure.

Le régime intermédiaire est atteint lorsque les deux zones de déplétion se rejoignent. Pour une polarisation imposée de 30 V, le potentiel atteint son maximum à 30.04 V à proximité de l'anode, mais il n'y a plus de zone de potentiel constant (fig. 2.19 (b)). Sur la figure 2.19 (e) on remarque l'existence d'une zone triangulaire d'extrême déplétion pour les électrons à l'intérieur du cercle entourant la cathode, en bleu foncé. Dans cette zone triangulaire, la densité de trous est élevée : $\sim 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ par contraste avec les $\sim 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$ autour (fig. 2.19 (h)). Seuls les trous injectés à l'anode au niveau du goulot d'étranglement qui se forme là où les deux zones de déplétion se touchent peuvent rejoindre la cathode. Ils le font en suivant les lignes de champ qui sont radiales par rapport au milieu de la cathode, d'où l'aspect triangulaire de la distribution de trous. La densité de courant confirme cette interprétation : dans le régime intermédiaire, le courant est transporté par les trous, ce qui se vérifie visuellement par le fait que la distribution de courant reproduit la distribution de trous (fig. 2.19 (k)).

En régime de bande plate, le potentiel est croissant de la cathode à l'anode (fig. 2.19 (c)). La distribution d'électrons est la résultante de phénomènes simultanés : l'extension de la zone de déplétion et la génération de paires électron-trou par ionisation par impact. Cet effet commence à devenir significatif d'abord autour des coins de l'anode lorsque la polarisation imposée dépasse 40 V. La concentration d'électrons remonte à cause de cet effet mais demeure très inférieure à la concentration d'impuretés $4 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, indiquant que l'évacuation des porteurs via les électrodes l'emporte encore pour ces tensions là (fig. 2.19 (f)). La distribution de trous garde la forme triangulaire observée dans le régime intermédiaire, et les concentrations atteignent $2 \times 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Cette quantité provient à la fois de l'injection par l'anode et de l'ionisation par impact au niveau de l'anode et également de la cathode. En effet, fig. 2.19(i), autour des deux coins de la cathode, la densité des trous augmente pour former deux lobes (en rouge clair) qui viennent compléter le triangle initial. Comme précédemment, la densité de courant épouse le profil de la distribution de trous.

Vue de dessus : dopage et tension d'ionisation par impact Dans la structure par défaut que nous étudions, nous avons vu que le passage du régime de diffusion au régime de bande plate d'une part, et le passage au régime d'avalanche d'autre part, avaient lieu pour des polarisations assez proches : $V_{\mathrm{RT}} \sim 30\,\mathrm{V}$ et $V_{\mathrm{II}} \sim 40\,\mathrm{V}$. Nous allons voir maintenant que ceci n'est possible que pour un certain choix de d et de N_D, autrement dit, cette situation n'est pas vérifiée en

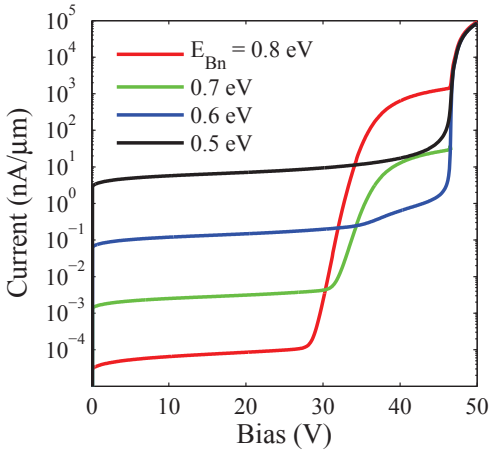


FIGURE 2.18 – Courbes I(V) (simulation vue de dessus)

général. d étant fixé, que se passe-t-il en fonction de N_D ? On sait par l'équation 2.15 que la tension de déplétion complète est approximativement proportionnelle à N_D. Par ailleurs, l'ionisation par impact devient significative lorsque le champ avoisine les $10^6 \mathrm{V} \cdot \mathrm{cm}^{-1}$. Intuitivement, le champ est maximal à proximité des coins de l'électrode déplétée, et sera d'autant plus important que la densité de charge (qN_D) est forte. Selon cette hypothèse, à une tension donnée, le champ maximal dans la structure sera plus intense si la concentration d'impuretés N_D à l'origine des charges dans la zone déplétée est élevée. La tension V_{II} à laquelle l'ionisation par impact devient significative est donc une fonction décroissante de N_D. Nous pouvons vérifier que ce raisonnement est correct en faisant varier N_D dans la simulation, par exemple entre 2×10^{15} et $8 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Les courbes I(V) correspondantes sont reportées fig. 2.20 (a). L'évolution de V_{RT} et V_{II} en fonction de N_D (fig. 2.20(b)) indique que le croisement a lieu pour $N_D = 6 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Nous sommes donc dans une situation qui nous permet tout juste de voir le premier changement de régime.

2.2.3 Distribution de porteurs sous illumination et photocourant

Le module LUMINOUS Il est possible d'étendre cette étude numérique au fonctionnement du dispositif en tant que photodiode à l'aide du module LUMINOUS de la suite Silvaco, spécialement conçu pour modéliser les photodétecteurs. Dans le mode d'utilisation standard de LUMINOUS, on spécifie la section, la direction, l'intensité et la longueur d'onde d'un ou de plusieurs faisceaux incidents. Le programme tient compte de la réflexion à l'interface air/semiconducteur et du coefficient d'absorption du semiconducteur à la longueur d'onde considérée pour calculer un taux volumique de génération de porteurs g en chaque nœud du semiconducteur. Ce taux est ensuite intégré dans l'équation de génération-recombinaison résolue par ATLAS (équation 1.30). Le courant calculé est alors la somme du photocourant et du courant d'obscurité. La sortie de Silvaco inclut en outre une quantité I_{disp} appelée courant disponible, qui est par définition égale au courant qui aurait circulé si toutes les paires électron-trou avaient été collectées, c'est-à-dire dans le cas où l'efficacité électrique interne du détecteur est égale à 1 :

$$I_{\mathrm{disp}} = \frac{qP_{\mathrm{abs}}\lambda}{hc} \tag{2.39}$$

où P_{abs} désigne la puissance optique absorbée. L'efficacité interne η se calcule donc simplement en divisant le photocourant par le courant disponible.

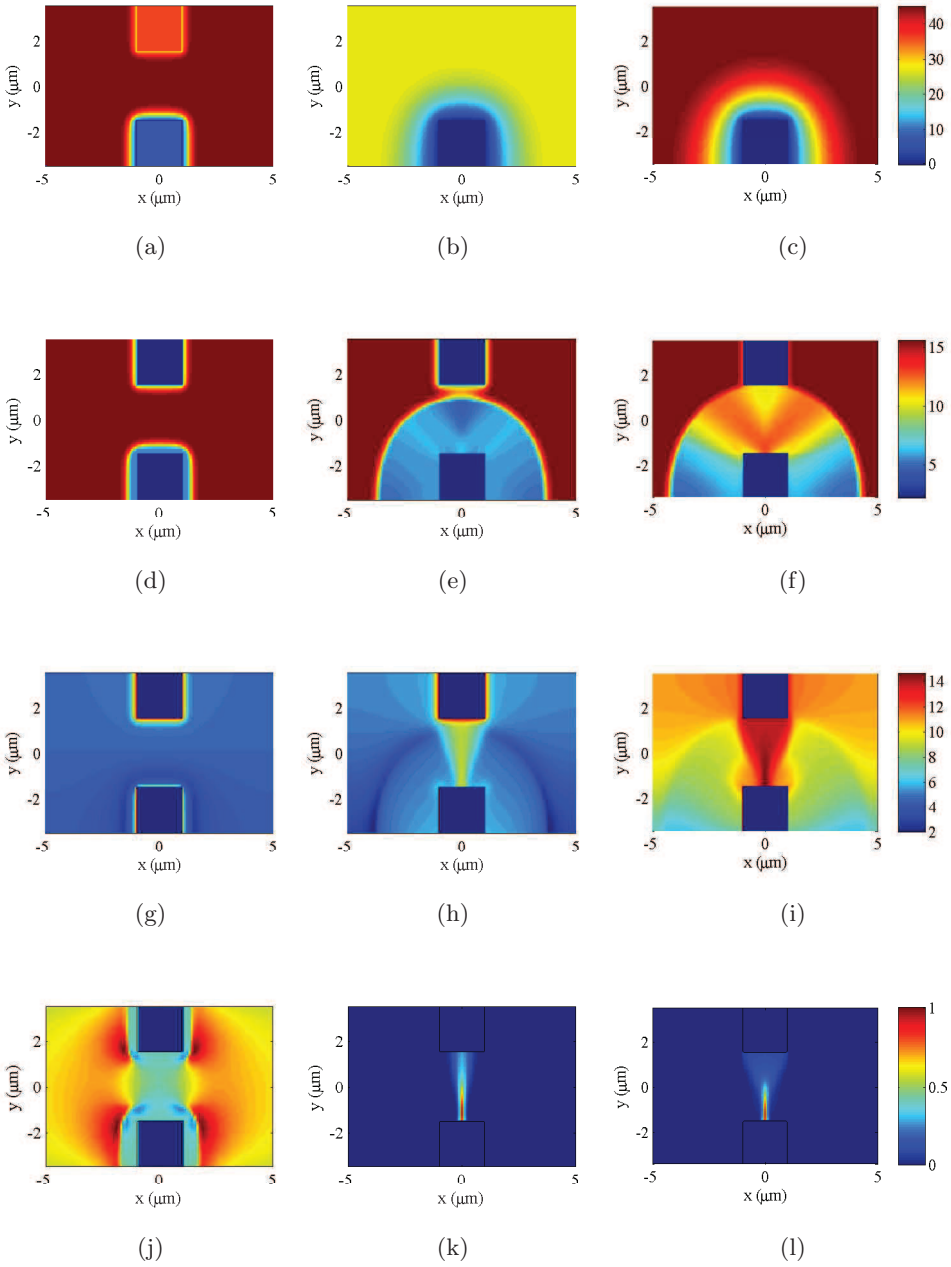
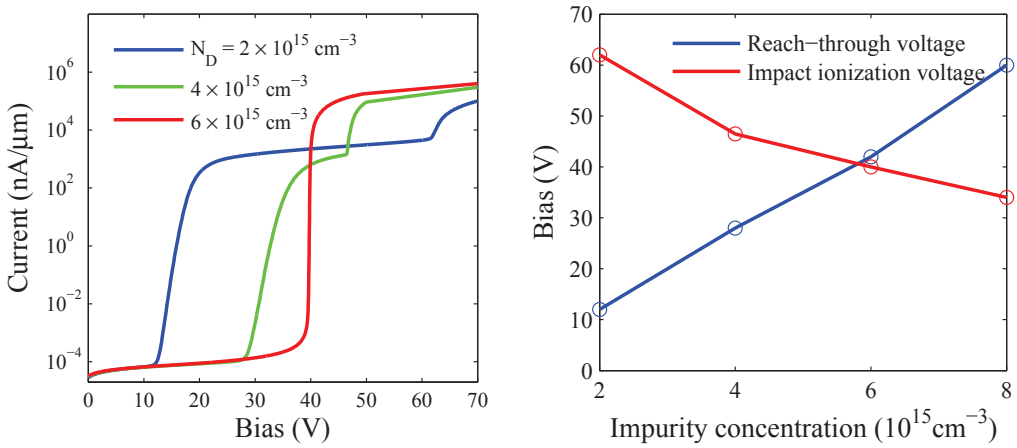


FIGURE 2.19 – Vue de dessus. La cathode est ici l'électrode du bas. Colonne de gauche : 1 V (régime de diffusion). Colonne du milieu : 30 V (régime intermédiaire) Colonne de droite : 45 V (régime de bande plate) (a) - (c) : Potentiel (d) - (f) : Concentration d'électrons (échelle logarithmique, cm^{-3}) (g) - (i) Concentration de trous (échelle logarithmique, cm^{-3}) (j) - (l) : Densité de courant normalisée : l'échelle va de 0 à 1 pour les trois images

La spécification d'un faisceau incident externe pose un certain nombre de problèmes pour nos simulations 2 D. En coupe transversale, il n'est pas possible d'illuminer la région sous les électrodes métalliques, considérées comme opaques. En vue de dessus, l'illumination par le côté est possible,



(a) Courbes I(V) pour différentes valeur de N_D (b) Evolution de V_{RT} et V_{II} en fonction de N_D

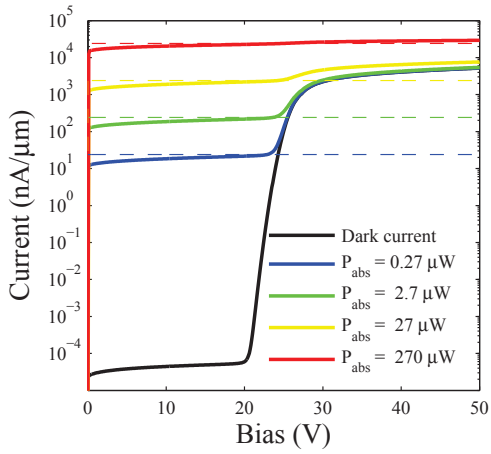
FIGURE 2.20

mais ne décrit pas vraiment la physique de notre structure où le maximum d'énergie optique est absorbé au centre. Bref, cette façon de définir l'illumination manque de souplesse. En passant en simulation 3 D, on pourrait illuminer la structure dans la direction z avec un faisceau localisé au centre de la structure. Un tel changement amène toutefois à allonger la durée du calcul alors que ce n'est pas réellement nécessaire. Nous avons donc préféré utiliser la possibilité laissée à l'utilisateur par ATLAS de définir, dans un fichier externe au script de simulation, en langage C, une fonction qui donne le taux de génération en fonction de la position. Ce choix permet aussi de gagner en rapidité car les calculs de réflexion et d'absorption opérés dans LUMINOUS sont éliminés, ce qui n'est pas un problème dans la mesure où ces calculs ne sont pas pertinents pour un détecteur en optique guidée comme le nôtre. Dans cette configuration, le photocourant disponible s'exprime en fonction du taux de génération local :

$$I_{\mathrm{disp}} = q \iint g(x,y)\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{2.40}$$

Géométrie 1 D : photocourant Comme pour le calcul du courant d'obscurité, cette géométrie simple offre une comparaison directe avec le modèle analytique. Les courbes de photocourant simulé avec les paramètres par défaut du tableau 2.1 en fonction de la tension pour différents taux de génération sont présentées fig. 2.21. Conformément à ce qui était anticipé, le photocourant est déjà très proche de sa valeur finale autour de 10 V, alors que la structure est déplétée entièrement pour 25 V, ce qui signifie que les porteurs générés dans la zone intrinsèque participent largement au photocourant.

Vue de dessus : temps de vie et longueur de diffusion effectifs à l'équilibre La zone de génération des porteurs est réduite ici à une petite boîte quasi-ponctuelle (200×200 nm) au centre de la structure (fig. 2.23 (a)). Nous allons à présent nous intéresser à la distribution des porteurs en régime permanent en l'absence de polarisation, pour en extraire un temps de vie effectif que nous allons définir. Nous regarderons comment ces quantités varient avec l'intensité de l'illumination et comment elles sont corrélées au temps de vie « massif »imposé dans la simulation. Le temps de vie



(a)

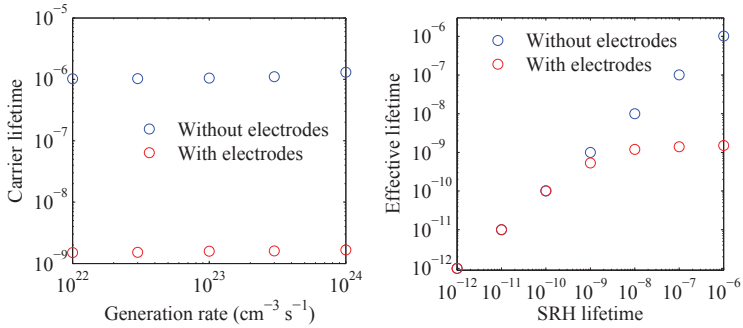
FIGURE 2.21 – Photocourant simulé en géométrie 1 D pour différents taux de génération. La courbe en pointillés indique le photocourant disponible

effectif pour les électrons et un taux de génération g est défini ainsi :

$$\tau_e^{\text{eff}} = \frac{\iint (n_e(g) - n_e(g=0))(x,y)\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint g(x,y)\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{2.41}$$

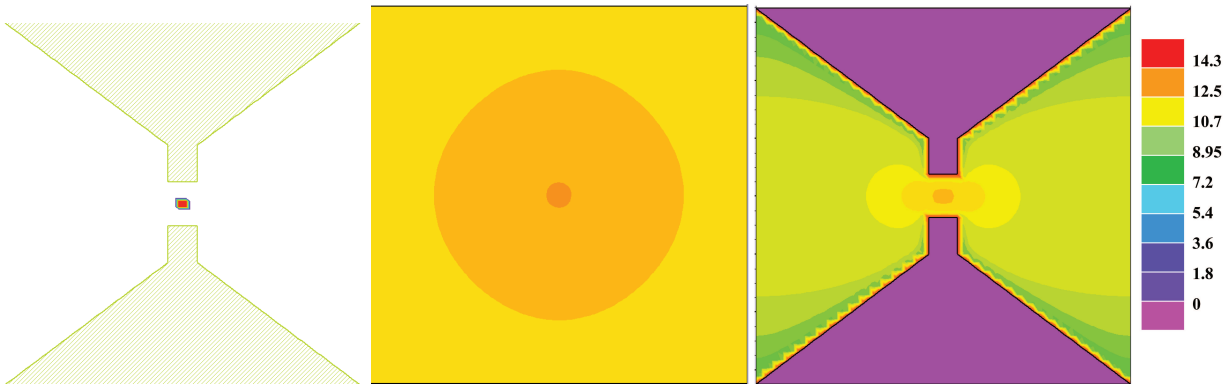
où $n_e(g=0)$ désigne la distribution de porteurs dans l'obscurité. Une définition similaire est donnée pour les trous. La longueur de diffusion effective des électrons ou des trous $L_{e,h}^{\text{eff}}$ est définie comme la distance au centre des points (x,y) tels que $(n_{e,h}(g)-n_{e,h}(0))(x,y) = \exp(-1)(n_{e,h}(g)-n_{e,h}(0))(0,0)$ Cette définition est conçue pour être cohérente avec le rôle joué par L_e dans l'équation de diffusion 2.8, qui dans un modèle 1 D entraîne une dépendance en $\exp(-x/L)$. Les calculs seront effectués avec et sans les électrodes.

Les résultats de ces calculs montrent que la dépendance du temps de vie effectif en fonction de g est constante comme attendu (fig. 2.22 (a)). On constate que la présence des électrodes réduit le temps de vie de manière spectaculaire : ceci est l'effet des zones de déplétion qui éliminent les porteurs qui diffusent jusque là. Etant donné que pour un τ_{SRH} par défaut, la longueur de diffusion effective dans une structure sans électrodes est de 10 µm, on conçoit qu'avec des électrodes espacées de 3 µm, la proportion de porteurs collectées est très proche de 1, bien que le photocourant soit nul. Plus précisément, en l'absence d'électrodes, le temps de vie effectif est corrélé linéairement au temps de vie SRH (fig. 2.22 (b)). Avec les électrodes, le temps de vie est déterminé par la zone de déplétion - indépendant de τ_{SRH} - dès que L^{eff} est supérieur à d. Aux très petits temps de vie SRH, la dépendance est de nouveau linéaire. Remarquons que les τ_{SRH} les plus faibles que nous avons utilisés ne correspondent pas à des valeurs réalistes. Pour atteindre le régime $d \ll L^{\text{eff}}$ de manière réaliste, nous aurions pu changer d, mais nous aurions perdu la possibilité de comparer visuellement les distributions de porteurs pour des géométries identiques. Les longueurs de diffusion effectives en l'absence d'électrodes augmentent en fonction de la racine carrée de τ_{SRH}, et la distribution de porteurs obéit à une symétrie circulaire. En présence de d'électrodes, la distribution de porteurs perd sa circularité. Les lignes de niveau ont une forme ellipsoïdale et la longueur de diffusion moyenne diminue (fig. 2.23(b) et (c)).



(a) (b)

FIGURE 2.22 – (a) Temps de vie effectif des électrons et des trous photogénérés en fonction de g, avec et sans électrodes (b) Temps de vie effectif des électrons et des trous en fonction de τ_{SRH}, avec et sans électrodes



(a) (b) (c)

FIGURE 2.23 – (a) Profil spatial du taux de génération quasi-ponctuel au centre de la structure (b) Distribution de trous en régime permanent en l'absence d'électrodes ($g = 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, unité : cm^{-3}, échelle logarithmique) (c) Distribution de trous en régime permanent avec les électrodes ($g = 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3} \cdot \mathrm{s}^{-1}$)

Coupe transversale : impact de la recombinaison de surface Le temps de vie effectif réel dépend de la recombinaison à la surface [6, 7]. Il est possible de prendre cette donnée en compte dans la géométrie en coupe transversale, et, par la même méthode qu'au paragraphe précédent, on peut quantifier cette dépendance. La zone illuminée est à nouveau un pinceau de 200×200 nm, cette fois dans le plan (y, z). Les calculs sont effectués avec et sans électrode, et pour deux temps de vie SRH très différents. Les résultats montrent que la distribution de porteurs en l'absence d'électrodes est impactée lorsque la vitesse de recombinaison dépasse les $10^3\,\mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ (fig. 2.24 (a) et (b)), ce qui est reporté sur le temps de vie effectif (fig. 2.24 (c)), qui passe de 1 µs à 0.9 ns lorsque la vitesse de recombinaison vaut $10^4\,\mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. En présence d'électrodes et pour un τ_{SRH} standard, le pouvoir de collection des électrodes est tel que la recombinaison à la surface n'affecte pas le photocourant. Les choses changent si la distance entre les électrodes s'accroît : les porteurs générés loin des électrodes recombinent alors plus vite à cause de la recombinaison de surface.

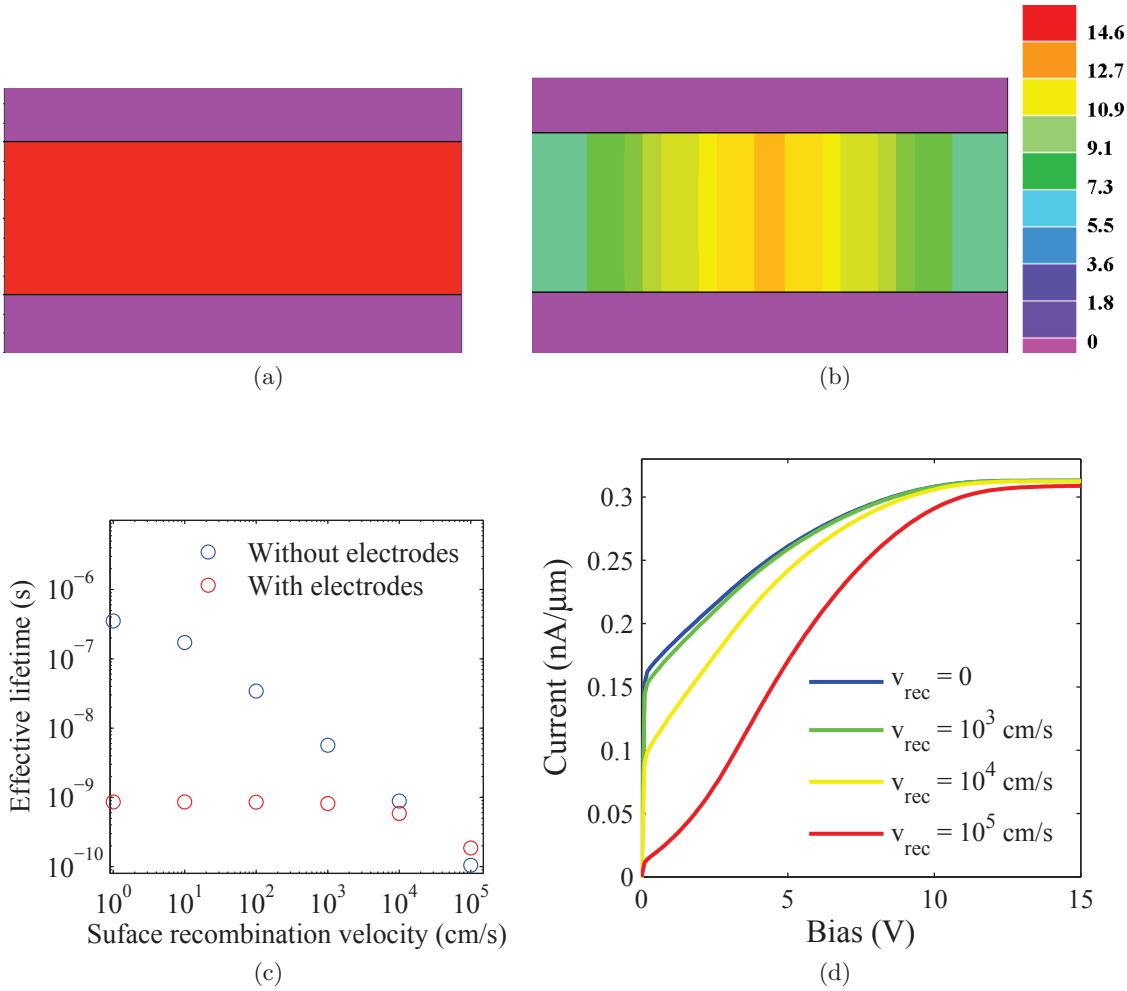


FIGURE 2.24 – (a) Distribution de trous en coupe transversale sous illumination ($g = 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}\cdot\mathrm{s}^{-1}$) et sans électrodes. Unité : cm^{-3}, échelle logarithmique (b) Distribution de trous en coupe transversale sous illumination, sans électrodes, avec $v_{\mathrm{rec}} = 10^4\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ (c) Temps de vie effectif en fonction de v_{rec}, avec et sans les électrodes (d) Photocourant en fonction de la polarisation pour plusieurs valeurs de v_{rec}

2.2.4 Prise en compte du cristal photonique

L'ensemble des calculs menés jusqu'ici constitue une analyse détaillée des caractéristiques électriques de la photodiode MSM. Dans notre conception, le rôle de la cavité à cristal photonique concerne l'aspect optique du détecteur. Mais le cristal photonique constitue une modification de la géométrie à proximité des électrodes et peut *a priori* avoir un impact sur les performances électriques. Les nombreuses recherches sur les applications des cristaux photoniques à l'optoélectronique ont conduit plusieurs groupes à s'intéresser à ce problème sur le plan théorique et expérimental, avec substrats et des types de jonctions divers : InP [8] et Si [9] dopés avec des contacts ohmiques, GaAs [10] et Si [11] avec une jonction *p-i-n*. Dans les quatre références, le dopage global ou local de l'échantillon est une étape nécessaire, que nous évitons par le choix du MSM. Ces travaux évoquent la modification de la conductivité effective du semiconducteur, à cause (1) de la diminution du

volume conducteur (2) de l'augmentation de l'interface avec l'air où se trouvent les défauts.

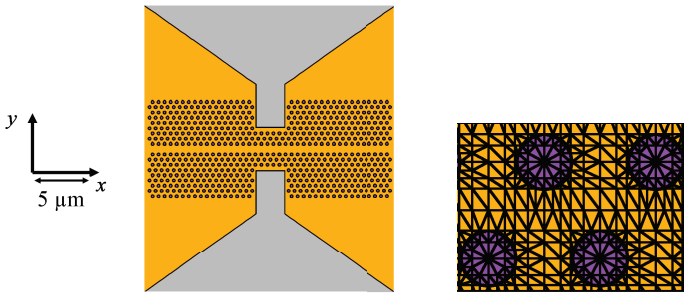
Impact géométrique La géométrie de la cavité à cristal photonique est définie par une maille triangulaire de trous d'air, un guide W1 dans la direction ΓK et le décalage nanométrique de certains trous. Les deux premiers éléments nous paraissent devoir jouer un rôle pour la circulation des charges dans la structure : le guide est une perturbation de taille micrométrique du cristal photonique, et on peut imaginer que les porteurs diffusés pourront la « voir ». En revanche, le décalage nanométrique des trous peut être négligé dans les simulations de ce chapitre.

La définition du cristal photonique dans ATLAS n'est pas une chose évidente au premier abord. Le langage de script d'ATLAS ne permet de définir que des régions rectangulaires. Il faut alors définir la structure dans l'utilitaire de la suite Silvaco dédié au maillage des structures complexes (Devedit), qui propose des polygones, mais pas de cercles. Nous approximons donc les cercles par des polygones réguliers. Le maillage de la structure est complété par Devedit, les sommets de chaque polygone étant conservés. La longueur du côté du polygone est ainsi comparable à la taille caractéristique du maillage. Si nous voulons que celle-ci soit de l'ordre de 30 nm, avec un rayon de 100 nm, il faut prendre des polygones à 20 côtés, qui sont une très bonne approximation des cercles aux échelles micrométriques de la structure entière. Le langage de script de Devedit ne permet pas à notre connaissance de définir simplement des variables pour les paramètres et des boucles de répétition, fonctionnalités absolument nécessaires pour implémenter un cristal photonique de polygones en un temps raisonnable. Nous avons contourné cette difficulté en calculant les coordonnées des points de tous les polygones et en les imprimant au format exigé par Devedit à l'aide d'un script MATLAB. La structure complète ainsi qu'un agrandissement laissant voir le maillage autour d'un trou de cristal photonique sont présentés figure 2.25 (a) et (b). La période du cristal photonique est $a = 400\,\text{nm}$.

Les courbes I(V) dans l'obscurité (fig. 2.25(c)) montrent que, pour le rayon typique $r = 100\,\text{nm}$, le comportement global est semblable à ce qui se passe pour le silicium massif ($r = 0$), et on retrouve donc les régimes indiqués par le modèle analytique jusqu'à la tension d'ionisation par impact. L'évolution des résultats lorsque r grandit de 0 à 200 nm (valeur limite) nous permet d'appréhender l'impact du cristal photonique. Dans le régime de diffusion, le courant est réduit d'un facteur comparable au facteur de remplissage, en accord avec [9] (insert de la figure 2.25(c)). Le régime intermédiaire est atteint pour des tensions plus élevées quand le rayon des trous s'accroit. La jonction MSM avec cristal photonique est donc plus difficile à dépléter. Une explication intuitive serait de dire qu'à cause des trous, les porteurs ont un chemin plus long à parcourir jusqu'aux électrodes, autrement dit, les trous modifient la distribution radiale (autour de la cathode) du champ, rendant la déplétion moins efficace. Cet argument à lui tout seul n'est pas vraiment convaincant dans la mesure où on pourrait lui opposer l'idée qu'à cause des trous, la densité volumique efficace de porteurs est plus faible que dans le silicium massif. La simulation numérique permet précisément de trancher entre ces deux arguments, et en faveur du premier. A cause de ce décalage dans les tensions de déplétion complète, le ratio du courant à $r = 0$ sur le courant à $r = 192\,\text{nm}$ à une tension donnée dans le régime intermédiaire atteint des ordres de grandeur. Enfin, la tension d'ionisation par impact est atteinte plus tôt quand le rayon est élevé, ce qu'on relie à la présence d'un champ très intense dans les petits ilots de silicium entre les trous.

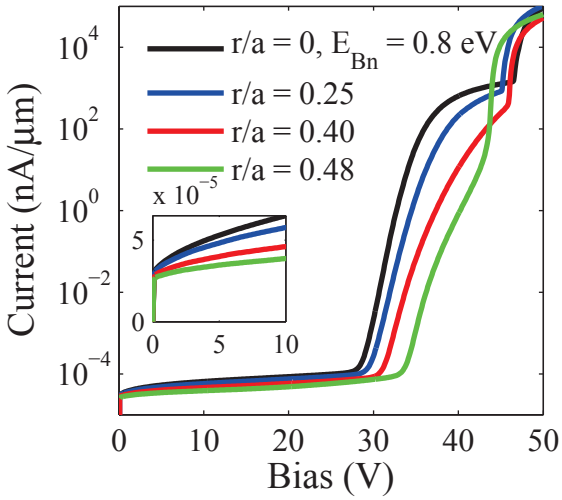
L'aspect spatial du comportement est également semblable à ce qui a été montré pour le silicium massif fig. 2.19. Nous reproduisons les densités d'électrons, les lignes de courant, les densités de courant pour trois tensions représentatives des trois régimes (fig. 2.26). Il est intéressant de voir comment les lignes de courant sont déformées par le cristal photonique. Dans le régime de diffusion, les porteurs se glissent entre les trous du cristal photonique en suivant autant que possible la

direction ΓK, à ±30° de l'axe y, ce à quoi la distribution de champ radiale à partir du centre de la cathode est favorable. Au final, les lignes de courant forment un hexagone irrégulier. Dans le régime intermédiaire, le courant de trous est très localisé et doit suivre globalement la direction y. Les porteurs circulent alors en « zigzag ». Dans le régime de bande plate, le chemin de passage des trous s'élargit.



(a) Structure simulée

(b) Détail du maillage autour d'un trou de cristal photonique



(c) Courbes I(V) pour différentes valeurs de r

FIGURE 2.25

Recombinaison de surface au niveau des trous du cristal photonique En plus de l'aspect purement géométrique, l'augmentation du rapport surface/volume dû au cristal photonique conduit à augmenter l'effet de la recombinaison en surface, ce d'autant plus que les flancs gravés du cristal photonique sont potentiellement rugueux et riches en défauts. En fait, si on prend en compte la recombinaison de surface au niveau des trous du cristal photonique, les caractéristiques I(V) changent de comportement et leur évolution en fonction de la taille des trous est inversée. Nous avons vu que la recombinaison de surface facilite l'extraction des trous dans la zone de déplétion dans le régime de diffusion (fig. 2.27(a)). La surface étant proportionnelle au rayon des trous, le courant *augmente* sur plusieurs ordres de grandeur quand le cristal photonique se forme (fig. 2.27(b)).

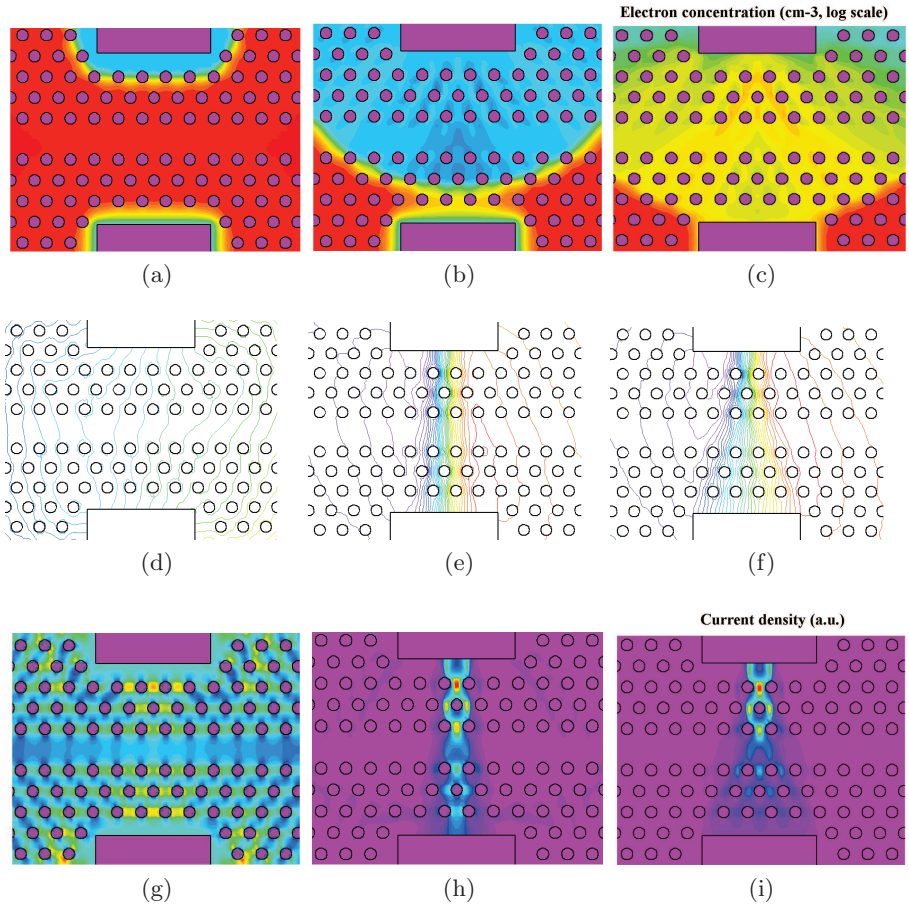
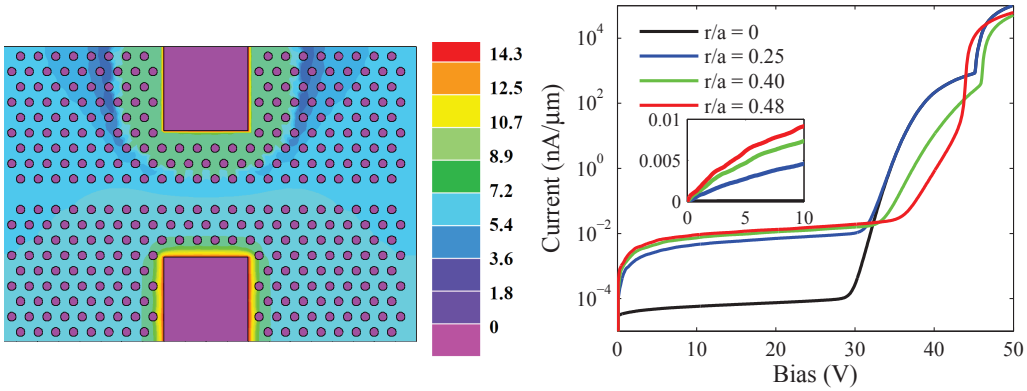


FIGURE 2.26 – Simulation du cristal photonique dans l'obscurité. La cathode est ici l'électrode du haut. Colonne de gauche : 1 V (régime de diffusion). Colonne du milieu : 30 V (régime intermédiaire) Colonne de droite : 45 V (régime de bande plate) (a) - (c) : Concentration d'électrons (échelle logarithmique, cm^{-3}) (d) - (f) : Lignes de courant (g) - (i) : Densité de courant normalisée (l'échelle va de 0 à 1 pour chaque image)

Dans le régime de déplétion complète, en revanche, l'extraction des trous via la recombinaison de surface ne joue plus un rôle aussi important, et on retouve les comportements décrits au paragraphe précédent. En théorie il serait donc possible d'estimer la vitesse de recombinaison de surface à partir des courbes expérimentales I(V) de cristaux photoniques pour plusieurs rayons dans des jonctions MSM idéales. Nous n'avons pas tenté cette expérience délicate au cours de la thèse car elle est relativement éloignée du sujet de départ.

Prise en compte du mode de FDTD Pour terminer cette section théorique, nous calculons le photocourant et la distribution de porteurs générés dans une jonction MSM sur cristal photonique, en prenant le mode optique calculé par FDTD comme fonction de génération des porteurs. Le calcul détaillé du mode de FDTD est donné au chapitre suivant. Nous pourrons ainsi examiner à quel point le résultat du calcul dépend du profil du mode. La résolution de la FDTD est légèrement plus élevée que celle des simulations ATLAS. Aussi nous sommes amenés à moyenner le mode optique sur un carré de quelques pixels sur quelques pixels. La fonction en langage C qui donne le taux



(a) (b)

FIGURE 2.27 – (a) Distribution de trous en régime de diffusion dans un cristal photonique avec recombinaison de surface (cm^{-3}, échelle logarithmique) Des trous sont générés autour des trous dans la zone de déplétion (b) Courbes I(V) pour un cristal photonique avec recombinaison de surface

de génération en fonction de la position (x, y) va chercher la valeur dans un tableau de réels à un indice calculé en fonction de x et y. C'est donc ce tableau qui représente le mode. ATLAS calcule ainsi la valeur à chaque nœud et estime le taux de photogénération dans le triangle en moyennant les valeurs des trois nœuds. C'est pourquoi il est important que les valeurs que nous mettons dans le tableau représentent une moyenne du mode sur une taille comparable à celle du maillage dans ATLAS.

Ce calcul est a priori le plus précis que nous puissions faire, sous l'hypothèse, raisonnable, que les champs électriques statiques et le champ optique n'interagissent pas. Nous présentons le photocourant, et la distribution de porteurs photogénérés figure 2.28 (a) et (b), en fournissant la comparaison pour avec le mode quasi-ponctuel (figure 2.28 (b) et (c)). L'influence du profil du mode sur le résultat est relativement faible. Bien que ce dernier calcul puisse sembler être un raffinement superflu, il se révélera utile quand il s'agira de travailler sur les effets électro-optiques de la structure (section 3.4.2)

2.2.5 Réduction du courant d'obscurité dans une photodiode asymétrique

Il est temps de considérer l'ensemble des résultats précédents du point de vue des performances attendues pour le photodétecteur. La réponse est indépendante du métal utilisé et de la géométrie. Sous l'hypothèse que la distance entre les électrodes est plus petite que la longueur de diffusion, l'efficacité électrique interne du détecteur atteint la valeur 1 dès que quelques volts sont appliqués. Les efforts doivent donc être concentrés sur la réduction du courant d'obscurité. Dans le régime de diffusion, il suffit de choisir un métal à barrière élevée pour minimiser le courant d'obscurité. Dans le régime de bande plate, le courant d'obscurité est exprimé par les équations 2.28 et 2.5. En se plaçant à la tension de déplétion complète $V = V_{\mathrm{RT}}$, la réduction de la barrière pour les trous est nulle, et la réduction de la barrière pour les électrons vaut 0.05 eV avec nos paramètres par défaut :

$$J = A_e^* T^2 \exp\left(\frac{q\Delta E_{Bn}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_{Bn}}{k_B T}\right) + A_h^* T^2 \exp\left(-\frac{E_G - E_{Bn}}{k_B T}\right) \tag{2.42}$$

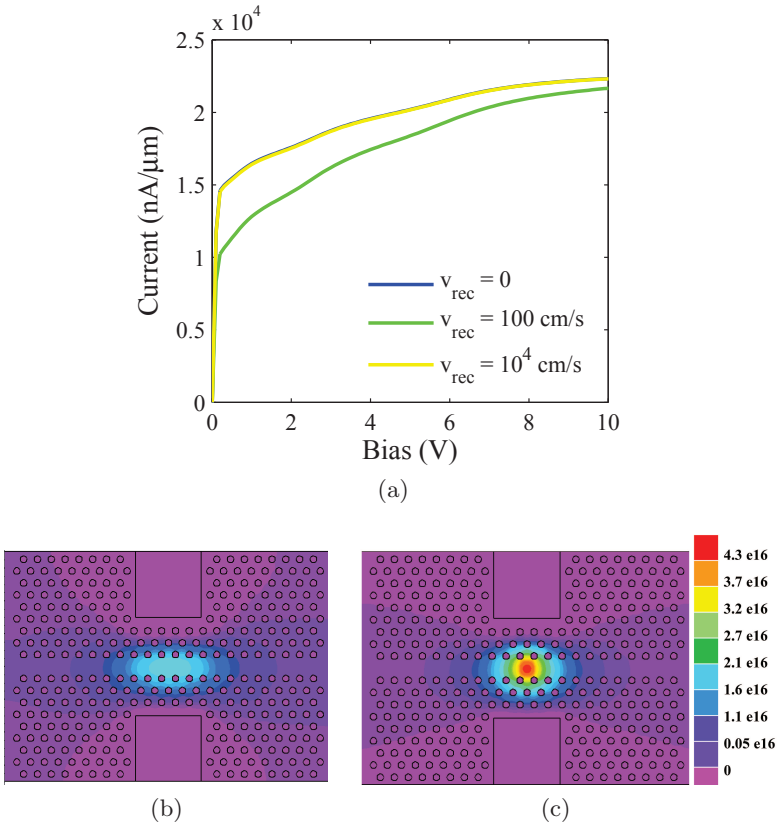


FIGURE 2.28 – (a) Photocourant calculé avec le mode FDTD et le cristal photonique (b) Distribution de trous (cm^{-3}) en régime permanent avec le mode FDTD (c) (Comparaison) Distribution de trous avec le mode quasi-ponctuel

En dérivant cette expression par rapport à E_{Bn}, on voit que le courant est minimal quand les courants de trous et d'électrons sont égaux, ce qui correspond à une valeur unique de la hauteur de barrière E^0_{Bn} :

$$E^0_{Bn} = \frac{1}{2}\left(E_G + \Delta E_{Bn} + \frac{k_B T}{q} \ln \frac{A^*_e}{A^*_h}\right) = 0.59\,\text{eV} \tag{2.43}$$

Cette valeur est juste au-dessus de la moitié du gap et peut être atteinte expérimentalement avec des contacts en Chrome. Toutefois, même avec ce choix de barrière, le courant d'obscurité simulé dans le régime de bande plate est supérieur de quatre ordres de grandeur au courant d'obscurité dans le régime de diffusion. Rester dans le régime de diffusion avec un métal à haute barrière semble donc la solution indiquée pour minimiser le courant d'obscurité.

On se heurte alors à une difficulté : le mode d'opération standard d'un photodétecteur MSM télécom destiné à des applications haut-débit utilise le régime de bande plate dans lequel la vitesse de collection des porteurs est très supérieure. En effet, le temps de collection par le champ, en supposant que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation, est de 30 ps pour $d = 3\,\mu\text{m}$, tandis que la durée nécessaire pour la diffusion sur la même distance, estimée à partir de la diffusivité des électrons dans le silicium, vaut 2.6 ns.

Pour avoir simultanément un courant d'obscurité très faible et une bande passante élevée, il faut réduire le courant d'obscurité dû aux trous dans le régime de déplétion complète. Comme

ce courant est dû aux trous, une métallisation asymétrique avec un métal à haute barrière E_{Bn1} pour les électrons à la cathode, un métal à haute barrière E_{Bn2} pour les trous à l'anode répond au problème. Le diagramme de bande correspondant est donné fig. 2.29. Le courant d'obscurité dans le régime de déplétion complète s'exprime simplement en adaptant l'équation 2.42 :

$$J_{\text{asym}} = A_e^* T^2 \exp\left(\frac{q\Delta E_{Bn1}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_{Bn1}}{k_B T}\right) + A_h^* T^2 \exp\left(-\frac{E_G - E_{Bn2}}{k_B T}\right) \tag{2.44}$$

Ce procédé d'optimisation des photodétecteurs MSM a fait l'objet de démonstrations dans l'InGaAs [12], le silicium et le germanium [13]. Voyons comment ce résultat s'adapte à notre cas en prenant $E_{Bn1} = 0.8\,\text{eV}$, $E_{Bn2} = 0.5\,\text{eV}$ et un cristal photonique illuminé selon son mode de cavité. Le résultat de la simulation ATLAS confirme que l'idée est opérante (fig. 2.30) Le photocourant est indépendant de la métallisation. Le courant d'obscurité obéit à une allure de diode. Dans le sens passant, en régime de diffusion, le courant d'électrons est limité par E_{Bn2}, et le courant de trous par E_{Bn1}, ce qui est très inefficace (tensions positives). En sens inverse, en revanche, le courant de diffusion électronique est limité par E_{Bn1} et le courant de trous en régime déplété est limité par E_{Bn2}. Pour des tensions autour de $-35\,\text{V}$, la structure est déplétée, et le ratio photocourant sur courant d'obscurité se maintient à plusieurs ordres de grandeur. Cette configuration est a priori la plus intéressante pour notre dispositif, c'est pourquoi nous fabriquerons des structures asymétriques, malgré la légère complication technique que cela représente. Remarquons toutefois, que, si on ne veut pas prendre la peine de fabriquer une diode asymétrique, on peut essayer de fonctionner à une tension juste inférieure à V_{RT} : le courant d'obscurité est encore très faible, et la zone de diffusion est toute petite, ce qui signifie a priori que la collection de la plus grande partie des porteurs générés optiquement est déjà très rapide.

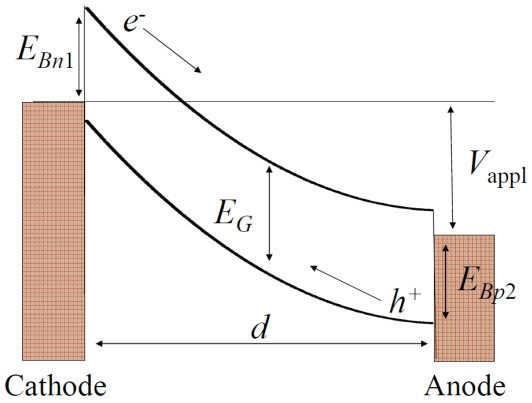
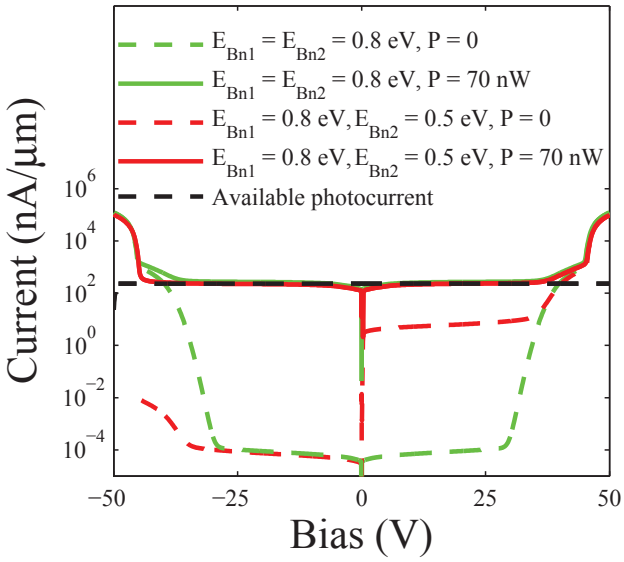
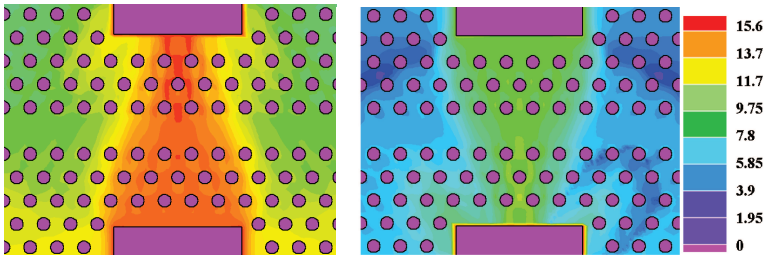


FIGURE 2.29 – Diagramme de bande d'une jonction MSM asymétrique

Conclusion des simulations Les conclusions de cette étude sont les suivantes. Dans l'obscurité, la courbe I(V) d'une photodiode sur cristal photonique devrait présenter quatre régimes dès lors que la hauteur de barrière est supérieure à la moitié de la bande interdite, conformément à la figure 2.18. Le régime de déplétion complète est atteint avant le régime d'avalanche grâce à la faible épaisseur du substrat, et aux valeurs particulières de la concentration en impuretés et de la distance inter-électrodes. Ceci est très important, car cela signifie que le régime de déplétion complète sera accessible expérimentalement. Par ailleurs, pour la valeur de $r/a = 0.25$ que nous utilisons, les modifications du comportement électrique dû au cristal sont relativement mineures et ne remettent



(a)



(b) (c)

FIGURE 2.30 – (a) Photocourant et courant d'obscurité dans une jonction MSM asymétrique sur cristal photonique. Comparaison avec les cas symétriques (b) Distribution de trous en régime déplété dans une jonction MSM symétrique sur cristal photonique (cm^{-3}, échelle logarithmique) (c) Distribution de trous en régime déplété dans une jonction MSM asymétrique sur cristal photonique

pas en cause le fonctionnement global du dispositif. Pour une polarisation suffisamment élevée (10 - 15 V), l'efficacité électrique est proche de 1.

Le choix des métallisations doit donc conduire à minimiser le courant d'obscurité. La stratégie la plus simple est de prendre un métal dont la barrière de potentiel est élevée (Ni, ou mieux Pt) et de travailler dans le régime de déplétion. Pour travailler dans le régime de déplétion complète où la collection des porteurs photogénérés est rapide, tout en gardant un courant d'obscurité faible, on peut utiliser une jonction asymétrique. Cette configuration pourtant avantageuse demeure rarement utilisée dans la littérature. Nous avons validé par une simulation détaillée que le principe était opérant dans une jonction sur cristal photonique « éclairée »par un mode de cavité. Nous allons donc fabriquer d'une part des jonctions de type Pt-Si-Pt, d'autre part des jonctions asymétriques, de type Cr-Si-Pt.

2.3 Fabrication des contacts

2.3.1 Dépôt métallique par évaporation ou pulvérisation suivi d'un lift-off

La totalité des échantillons de cette thèse ont été fabriqués dans la salle blanche de l'IEF [14], qui possède deux bâtis dédiés au dépôt de couches minces métalliques : le PLASSYS MEB 550s (évaporation par faisceau d'électrons) et le DENTON Explorer (pulvérisation). Les applications importantes et variées des couches minces métalliques dans les domaines de l'industrie des semiconducteurs (métallisations, report), de l'aérospatial (couches de protection), et en optique (antiréfléchissants), ont poussé au développement d'un savoir-faire industriel mature autour de ces problématiques. Dans la technique de dépôt par évaporation le métal à déposer constitue la cible d'un faisceau d'électrons produits par un filament de tungstène chaud et accélérés par un champ électromagnétique sous vide. La tension d'accélération est de l'ordre de 10 kV, si bien que le faisceau d'électrons possède suffisamment d'énergie cinétique pour que la conversion de cette énergie en chaleur conduise le métal à son point de fusion. Des particules de métal gazeux se propagent alors dans toute la chambre et se solidifient sur les parois, en particulier sur le substrat. Le dépôt par pulvérisation [15] fait intervenir un gaz neutre, choisi pour que la masse des atomes de gaz soit comparable à la masse des atomes de la cible. Dans notre cas, de l'argon est injecté à proximité de deux électrodes espacées de quelques millimètres. Lors de la mise sous tension, un plasma se forme. Les électrons du plasma sont confinés par un champ magnétique de sorte à ce que de nombreuses collisions aient lieu avec les atomes d'argon, conduisant à la formation de nombreux ions Ar^+ supplémentaires. Ce sont ces ions Ar^+ qui sont précipités vers la cible placée à la cathode. Des particules métalliques sont arrachées par l'impact et peuvent ensuite atteindre le substrat par vol balistique ou par diffusion, selon le choix de la pression du gaz. Les deux techniques diffèrent de par la température et la cinétique des particules déposées. Dans le cas du dépôt par pulvérisation, l'impact peut engendrer des mélanges intimes entre le métal déposé et le substrat (silicides). La grande vitesse des particules a aussi pour effet de rendre moins efficace le masquage partiel du substrat par une résine, ce qui est un avantage ou un désavantage selon l'application visée. Le dépôt par évaporation est donc plus approprié pour un lift-off, mais certains métaux comme le Platine ne se prêtent pas à cette technique car l'énergie requise pour les faire fondre est considérable.

Le PLASSYS possède les caractéristiques suivantes : le canon à électrons peut fournir jusqu'à 1 A sous une tension de 10 kV, soit une énergie de 10 kW. On peut y charger huit creusets positionnés sur un support rotatif motorisé qui sert à choisir la cible et éventuellement à en changer en cours de dépôt, sans devoir casser le vide. Les métaux disponibles sont : Ni, Au, Ti, Cr, Co, Al. Le porte-substrat contient quatre emplacements pour des substrats et est animé d'un mouvement de rotation pendant le dépôt afin que d'assurer une meilleure homogénéité. L'angle de dépôt est également ajustable. Un canon à ions est intégré au bâti et sert à décaper la surface du substrat *in situ* avant le dépôt. Dans le DENTON, trois cathodes en positionnement confocal permettent le dépôt simultané de deux métaux, un mode de fonctionnement RF est prévu pour éviter de charger les substrats isolants, et le porte-substrat est thermalisé pendant le dépôt. Les cibles disponibles, à installer avant chaque utilisation sont : Pt, Au, Ni, Al, Cu.

Etapes de fabrication

Nous décrivons ici le processus générique que nous avons choisi pour la fabrication des contacts et détaillons les trois étapes principales : lithographie, dépôt, et lift-off. Rappelons d'abord brièvement le principe général : au cours de l'étape de lithographie, une résine positive déposée au préalable sur le substrat est insolée là où il devra y avoir une couche métallique par la suite. La résine insolée

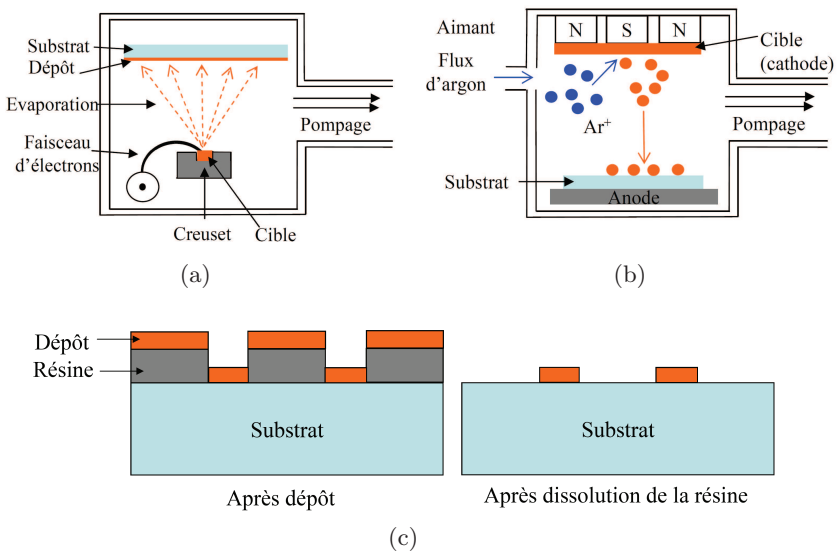


FIGURE 2.31 – (a) Schéma de fonctionnement du dépôt par évaporation par faisceau d'électrons (b) Schéma de fonctionnement du dépôt par pulvérisation (c) Dépôt suivi d'un lift-off : schéma de principe

est dissoute lors de l'étape de développement, laissant à nu uniquement les zones à métalliser. Lors du dépôt, la totalité de l'échantillon partiellement enrésiné est recouverte de métal. L'étape finale du lift-off consiste à dissoudre la résine restante, qui emporte avec elle la couche mince de métal qui la recouvrait. Seul reste sur l'échantillon la structure métallisée finale. (fig. 2.31 (c)).

Lithographie L'ordre de grandeur de la taille totale d'un de nos contacts vaut $(100\,\mu\text{m})^2$ et le plus petit détail de la géométrie est en général supérieur à 0.5 µm si bien qu'au premier abord, la lithographie optique paraît convenir à nos besoins. Toutefois, dans le dispositif final, ces contacts devront être alignés avec les cristaux photoniques. Une précision raisonnable pour un tel alignement serait un dixième de la période du cristal photonique, soit environ 50 nm. Cette précision est inatteignable en lithographie optique. Il nous faut donc avoir recours à la lithographie électronique : il était certes envisageable de fabriquer les structures de test - contacts seuls - par lithographie optique, mais nous avons voulu que les échantillons de test soient fabriqués exactement dans les mêmes conditions que les structures finales, le choix de la résine pouvant notamment changer l'état de surface et donc la qualité des contacts. Durant la première année de notre thèse, le masqueur RAITH 150 a été utilisé pour insoler de grandes surfaces, ce qui, en raison du courant d'insolation relativement faible de cet appareil (16 pA), était coûteux en temps : quelques minutes par structure. L'installation de la lithographie 100 keV Nanobeam au cours de la deuxième année de thèse a permis de résoudre ce problème. Le courant d'insolation beaucoup plus élevé de cet appareil ramène en effet le temps de lithographie à quelques secondes par structure. Nous signalons au passage le rôle important joué par X. Checoury dans la caractérisation et la mise en fonctionnement de la nouvelle lithographie.

L'étape de lithographie comprend trois sous-étapes : enrésinement, lithographie et développement qui doivent être définies et optimisées en fonction des contraintes liées au processus : matériau, dessin, destination de la lithographie. Ici le dessin simple et les dimensions larges devant la précision de la lithographie ne posent aucune difficulté. En revanche, le lift-off ne fonctionne que sous

deux conditions : l'épaisseur de résine doit être supérieure à l'épaisseur du métal à déposer et les flancs de la résine être en forme de casquette retournée. Ces deux conditions sont nécessaires pour assurer que le métal déposé sur la résine et le métal déposé directement sur le substrat ne sont pas connectés. En pratique, on choisit une épaisseur de résine deux à trois fois supérieure à l'épaisseur de métal, ce qui nous amène à 550 nm.

La résine utilisée est la PMMA 950 A. L'enrésinement se fait par la technique du spin-coating. L'épaisseur finale est déterminée par la vitesse de rotation de la tournette. Nous enduisons d'abord l'échantillon d'une solution de HMDS (HexaMethylDiSilizane) (30 s de rotation à 3000 tours par minute) dont la fonction est d'améliorer l'accroche de la résine elle-même (2 minutes de rotation à 3000 tours par minute). La résine est ensuite recuite pendant 3 minutes sur une plaque chauffante à 180 °C. L'obtention de flancs droits est ensuite tributaire de la dose surfacique d'insolation. Après plusieurs tests, nous avons trouvé que $266\,\mu\mathrm{C}\cdot\mathrm{cm}^{-2}$ était un choix convenable.

Dépôt par évaporation Pour les métaux disponibles dans les deux machines de dépôt, nous avons privilégié l'évaporation en raison de son caractère vertical, favorable au lift-off. Les métaux que nous avons successivement essayés sont : Ti, Cr (barrière basse) et Ni (barrière moyenne). Nous avons également testé des contacts en or (Au) au début de la thèse. Une couche d'accroche de quelques nanomètres, généralement en Ti, est alors nécessaire. D'autre part, nous avons voulu limiter la quantité de Ti, de Cr et de Ni consommés. Pour ce faire, nous avons complété un premier dépôt allant de 10 à 50 nm du métal destiné à constituer le contact par un dépôt d'or de 150 nm, atteignant ainsi une épaisseur totale de 200 nm, juste suffisante pour poser des pointes métalliques lors de la caractérisation sans arracher le métal.

Le substrat enrésiné est coincé sur porte-substrat au moyen d'un fil de fer. La pression mécanique exercée est suffisante pour que l'échantillon ne tombe pas lorsque le porte-substrat se retourne de 180°. Le fil de fer repose directement sur le substrat, laissant une « ombre »non-métallisée à la fin du dépôt. Il convient donc de prévoir un espace de quelques mm^2 sans structures sur l'un des bords du substrat. Le porte-échantillon est situé dans un sas qui est remis à la pression atmosphérique lors du chargement. Au contraire, la chambre est maintenue sous vide poussé par pompage cryogénique (2×10^{-8} Torr). Une fois le chargement effectué, le sas doit être repompé avant l'ouverture de l'électrovanne qui communique avec la chambre. La pression de dépôt dépend en pratique du temps accordé au pompage du sas. Pour 30 minutes, on descend à 7×10^{-7} Torr. L'intensité du canon à électrons est contrôlée par l'utilisateur qui donne une consigne en courant et dispose également de l'information sur la valeur mesurée. Après un temps de chauffe de la cible qui dépend du métal, l'évaporation se met en place alors que le porte-substrat est derrière un cache. Cette phase est dédiée au réglage de la vitesse de dépôt. Par la même occasion, les particules évaporées depuis la surface de la cible, susceptible de contenir des impuretés, ne sont pas déposées sur le substrat. L'épaisseur déposée (et la vitesse de dépôt) sont déduites de la variation de la fréquence de résonance d'un quartz situé dans la chambre. L'utilisateur se doit d'augmenter progressivement le courant jusqu'à l'obtention de la bonne vitesse de dépôt, afin de respecter la cinétique lente de la mise en fusion. Une augmentation trop brutale du courant peut conduire à une perte de contrôle (détérioration du creuset, grande instabilité de la vitesse de dépôt). En accord avec les pratiques usuelles des utilisateurs, nous avons choisi une vitesse de dépôt de $0.1\,\mathrm{nm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ pour le Ti, Cr et Ni et $0.3\,\mathrm{nm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ pour Au. Les courants correspondants sont de l'ordre de 0.15 A.

Dépôt par pulvérisation Nous l'avons utilisé uniquement pour déposer du Pt (barrière haute). Lors de l'installation de la cible à la cathode, une attention particulière doit être donnée pour respecter l'espace entre les deux électrodes. S'il est trop grand, le plasma ne pourra se former :

la distance de séparation est millimétrique pour des électrodes de 10 cm de rayon. Le pompage de la chambre ramène la pression à la valeur de travail 4×10^{-6} mbar. Le dépôt est contrôlé par la consigne en courant ($I = 300$ mA) et par la pression du gaz d'Argon. Celle-ci est maintenue à 8 µbar par l'utilisateur pendant le dépôt, en jouant sur le débit d'Argon. Dans ces conditions, le temps de dépôt nécessaire pour obtenir 200 nm de Pt est de 375 s. Une étape de pré-dépôt est inclue dans le processus. La cible est décapée tandis qu'un volet bloque l'accès des particules arrachées à la cible.

Lift-off Le solvant dédié de la PMMA est le Remover PG, mais l'acétone fait l'affaire également. Nous avons pu observer que selon les métaux, la préparation du substrat, un temps plus ou moins long était nécessaire pour que la résine soit évacuée (de 15 minutes à quelques heures). Un chauffage modéré (50 °C) permet d'accélérer le processus le cas échéant. L'échantillon est ensuite rincé à l'eau déionisée avant l'observation au microscope optique puis électronique.

2.3.2 Amélioration de la qualité et de la reproductibilité des jonctions MSM

Les structures de test comportent deux types de motifs : des structures semblables à celles qui sont destinées aux détecteurs finaux (fig. 2.32 (a)) où nous avons fait varier d et la largeur à l'extrémité des électrodes, et des structures plus simples, constituées par de grands rectangles (200×400 µm) de métal espacés par des distances de plus en plus grandes (fig. 2.32 (b)). Cette géométrie est imitée des motifs TLM (Transfer Length Method) : dans le cas de contacts ohmiques, une régression linéaire sur la résistance exprimée en fonction de la distance entre deux rectangles consécutifs donne accès à la résistance de couche du subsrat et à la résistance surfacique de contact. Ces « motifs TLM »ont été reproduits en taille $\times 1$, $\times \frac{1}{2}$ et $\times \frac{1}{4}$. Ainsi les influences de la taille et de la distance entre électrodes pouvaient être testées. Nous nous sommes initialement concentrés sur les métallisations en Au, Ti-Au, et Cr-Au. Sur les premiers essais, la surface en or des contacts a

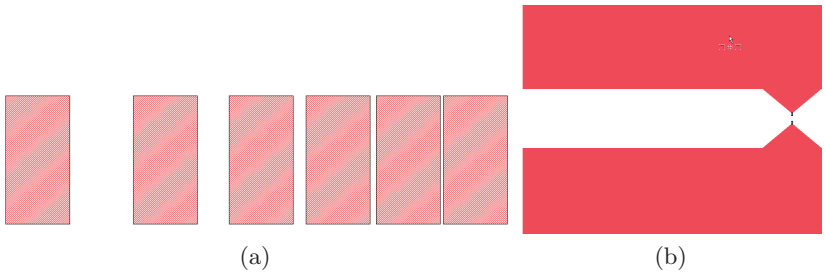


FIGURE 2.32 – (a) Schéma des contacts semblables à ceux destinés aux détecteur final (b) Schéma de contacts rectangulaires (motifs TLM)

une apparence lisse et dorée, à l'exception de l'extrême bord des métallisations où apparaissent des points noirs, dus peut-être à des résidus de résine aux bords de la zone développée.

Les caractéristiques I(V) des jonctions MSM sont mesurées au moyen de deux pointes métalliques en tungstène. Le diamètre à l'extrémité des pointes est de 25 µm. Le positionnement est fait manuellement sous binoculaire grâce à deux plateformes trois axes. Une fois la pointe pré-positionnée au-dessus du centre de la métallisation, on abaisse délicatement la pointe au moyen du contrôle vertical. On sait que le dispositif est contacté lorsque l'on voit la pointe avancer légèrement (quelques microns) sur la surface. On veille à ce que l'angle d'arrivée des pointes sur le métal soit environ 45°. Ainsi la surface de contact avec la pointe est plus importante qu'à la verticale, et le risque de détériorer le contact beaucoup moins grand qu'en arrivant à 0°. Par cette procédure, nous

avons tenté au maximum de garder toujours le même contact entre les pointes et l'échantillon, afin de garantir que les mesures entre différents échantillons sont bien comparables. Les pointes sont reliées à l'appareil de mesure, un KEITHLEY 2400 utilisé comme ampèremètre haute précision (sensibilité 10 pA), et commandé par une interface Labview. Lorsque les deux pointes sont connectées sur le même plot métallique, la résistance mesurée est typiquement de quelques Ohms, ce qui est négligeable devant la résistance équivalente des contacts métal/semiconducteur qui vont nous intéresser.

Les premières caractéristiques I(V) mesurées dans une gamme de tension faibles (±10 V) témoignent de plusieurs anomalies. Les courbes ne sont pas toujours identiques, ni même semblables pour des échantillons identiques. Par ailleurs, les courant mesurés pour $+V$ ou $-V$ peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur en valeur absolue, alors que la jonction MSM est parfaitement symétrique. Enfin la comparaison pour des contacts qui diffèrent uniquement par la distance entre les électrodes montrent parfois de manière absurde que le courant est nettement plus important pour d plus grand, ce d'un ordre de grandeur, alors qu'on s'attend à ce que d ne joue qu'un rôle mineur, ou pas de rôle du tout (D'après le modèle, le potentiel est constant dans la région intrinsèque). La résistance globale devrait être dominée par la résistance des contacts. Si malgré tout il y avait une dépendance en d, elle devrait montrer que la résistance totale augmente avec d ! L'ensemble de ces anomalies est visible en particulier dans les caractéristiques d'une série de jonctions Au-Ti-SOI (fig. 2.33). L'asymétrie est quantifiée par le rapport $\left|\frac{I(-10\,\mathrm{V})}{I(10\,\mathrm{V})}\right|$ qui vaut 2.5×10^4 pour $d = 100\,\mu\mathrm{m}$,

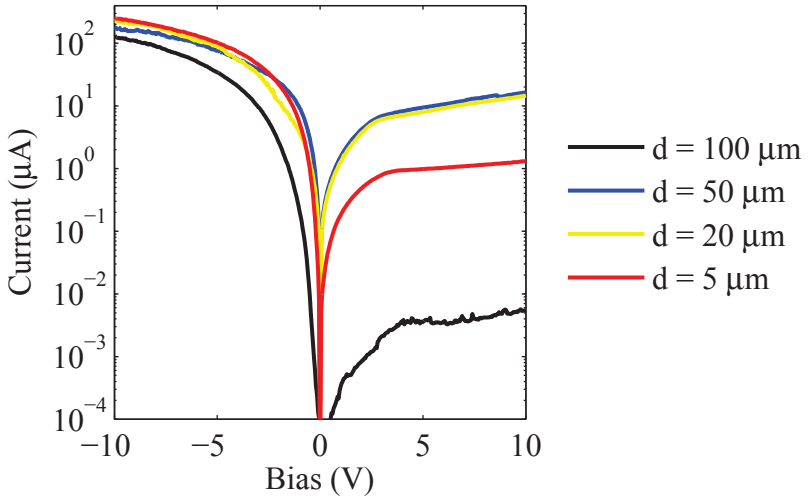


FIGURE 2.33 – Caractéristiques I(V) pour une série de contacts de type TLM $\frac{1}{2}$ ($100 \times 200\,\mu\mathrm{m}$) en Ti-Au sur SOI. L'asymétrie selon $\pm V$ atteint des ordres de grandeur et l'ordre des courbes n'est pas corrélé avec d.

11 pour $d = 50\,\mu\mathrm{m}$, 16 pour $d = 20\,\mu\mathrm{m}$ et 190 pour $d = 190\,\mu\mathrm{m}$. Ces résultats sont d'autant plus étranges que, si on reprend l'agencement des TLM, on voit que chaque contact à part les extrémités sont impliqués dans deux mesures, une fois en tant qu'anode, et une fois en tant que cathode. Autrement dit, si un contact C_i parmi les sept était « différent » des autres, expliquant l'asymétrie mesurée pour la mesure de la jonction $C_{i-1}C_i$, l'asymétrie devrait se retrouver pour la mesure de la jonction C_iC_{i+1}, mais *dans le sens inverse*. Or il n'en est rien, puisqu'au contraire, le courant est toujours plus faible dans le sens des tensions positives. A ce stade, nous avons vérifié que le circuit extérieur n'était pas en cause en inversant l'anode et la cathode. Les courbes se sont transformées

de manière cohérente (V est devenu $-V$), montrant que l'anomalie venait bien des jonctions MSM elles-mêmes. L'absence de corrélation entre d et les courbes rangées par ordre croissant pour les tensions positives ($100, 5, 20$ et $50\,\mu m$) conjointement aux ordres de grandeur de différence entre ces courbes ajoutent au caractère étrange de ces mesures. Toutes ces anomalies indiquent que la hauteur de barrière est inhomogène sur les dimensions de l'échantillon. Le mécanisme de formation de la barrière étant très dépendant des défauts en surface, on en déduit que le problème pourrait être résolu en contrôlant l'homogénéité de l'état de surface de l'échantillon. Dans ce but, nous avons ajouté les étapes décrites ci-après au process de fabrication.

Nettoyage RCA (Radio Corporation of America) avant enrésinement Ce procédé de nettoyage standard des galettes de silicium comprend trois étapes dans sa version complète : (1) élimination des contaminations organiques dans une solution H_2SO_4/H_2O_2 (2) Elimination des oxydes dans une solution de HF dilué (3) Elimination des contaminations métalliques et réoxydation dans une solution HCl/H_2O_2. Ce cycle laisse la surface du substrat dans un état reproductible et uniforme. Si pour la fabrication des cristaux photoniques, le nettoyage du substrat par des solvants est suffisant [16], la technologie des métallisations exige un meilleur contrôle de l'état de surface, rendant le RCA nécessaire. Au final, la recette de nettoyage à laquelle nous nous sommes arrêtés après plusieurs cycles de fabrication et caractérisation des échantillons successifs est la suivante :

1. Acétone et ultra-sons pendant 5 min
2. Iso-propanol et ultra-sons pendant 5 min
3. H_2SO_4 (96%)/H_2O_2 1 : 1 pendant 10 min. A cause du caractère exothermique de l'introduction de l'acide dans l'eau hydrogénée, cette étape a lieu à une température de 60 °C environ
4. NH_4/HF 7 : 1 (BHF) pendant 15 s
5. HCl (37%)/H_2O_2/H_2O 1 : 1 : 4 pendant 10 min.

Elimination des résidus de résine après le développement L'étape de développement enlève la résine insolée dans la zone à métalliser. Il est donc essentiel pour la réussite du processus que le développement laisse une surface propre. En pratique cependant, on peut craindre que des traces nanométriques de résine et du développeur subsistent. Pour être certains d'éliminer ces résidus carbonés, nous soumettons l'échantillon à un plasma d'Oxygène léger dans le délaqueur PICO disponible en salle blanche. Le plasma, généré à une pression d'O_2 de 0.6 mbar pour une puissance de 160 W brûle la résine à une vitesse de 60 nm par minute. Le plasma élimine les résidus en même temps que la résine utile, le temps d'exposition est limité à 10 s.

Elimination de l'oxyde natif avant le dépôt La présence d'une couche nanométrique d'oxyde natif (SiO_2) peut constituer une barrière supplémentaire pour les porteurs à l'interface entre le métal et le semiconducteur. Cette barrière est franchissable par effet tunnel, mais rajoute un degré supplémentaire de complexité et potentiellement d'inhomogénéité dans la physique du contact. Un bain de 15 s dans une solution de BHF immédiatement avant la mise sous vide dans la machine de dépôt permet d'éliminer l'oxyde qui ne se reforme qu'en quelques minutes dans l'air ambiant.

Pompage poussé dans le bâti d'évaporation En allongeant considérablement la durée du pompage au sein du PLASSYS en installant l'échantillon la veille, la pression de dépôt est divisée par 20, atteignant 4×10^{-8} Torr. Ainsi, les impuretés contenues dans le sas ou encore sur le substrat sont elles éliminées avant la phase de dépôt.

Changement de l'épaisseur de métal Les premiers essais infructueux en Au-Ti sur SOI contenaient 10 nm de Ti complétés par 190 nm d'Au. Nous avons voulu être certains que l'épaisseur du métal en contact était suffisante pour éviter des effets type effet tunnel, ou des mélanges avec l'or à l'interface avec le Si, et avons augmenté l'épaisseur du Ti jusqu'à 50 nm, complété par 150 nm d'Au.

Ces efforts ont été couronnés de succès : les courbes I(V) obtenues sur les échantillons fabriqués avec l'ensemble de ces étapes sont semblables d'une structure à l'autre, symétriques ou presque par rapport à l'origine et reproductibles entre deux séries d'échantillons fabriquées à plusieurs mois d'intervalle. Sur la figure 2.34, des exemples de courbes caractéristiques pour des contacts Au-Ti et Au-Cr sur SOI sont donnés. L'allure des courbes est similaire dans les deux cas. Le facteur d'asymétrie $\left|\frac{I(5\,\mathrm{V})}{I(-5\,\mathrm{V})}\right|$ est souvent très proche de 1 et ne dépasse pas 1.5, dans le pire des cas. Il est également clairement apparent à présent que la distance entre les électrodes ne joue pas de rôle dans la caractéristique I(V), et que c'est la résistance des contacts qui limite le passage du courant aux faibles polarisations

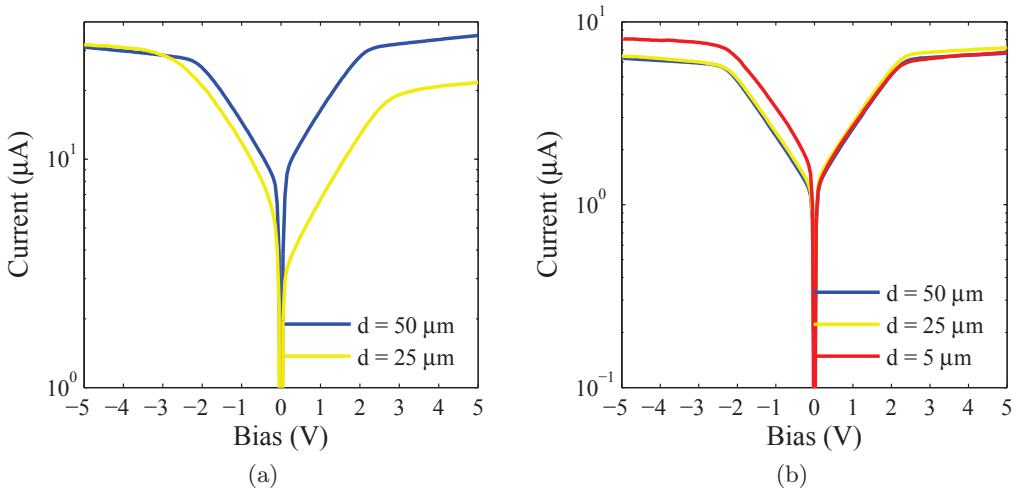


FIGURE 2.34 – Caractéristiques I(V) symétriques pour une série de contacts de type TLM sur SOI. (a) Titane (b) Chrome

Décapage *in situ* du substrat dans le bâti de pulvérisation . Les premières jonctions MSM en Pt sur SOI que nous avons fabriquées présentaient un courant extrêmement faible, même compte-tenu de la barrière élevée du platine, et surtout, les courbes pour des structures identiques n'étaient pas nécessairement similaires. Nous avons soupçonné que, malgré la précaution prise de plonger l'échantillon dans le BHF avant la mise sous vide, de l'oxyde natif avait eu le temps de se former pendant la phase initiale du pompage de la chambre, plus lent et moins efficace que dans le bâti d'évaporation. Nous avons alors inséré une étape de décapage dans le bâti, consistant en un plasma RF à une puissance de 80 W pendant une durée limitée à 40 s pour ne pas prendre le risque de détruire la résine. Cette étape s'est révélée efficace : les échantillons en platine fabriqués ainsi ont donné des courbes I(V) plus régulières et avec des courants plus élevés. Une comparaison sans décapage/avec décapage fait l'objet de la figure 2.35.

Disposant d'un processus de fabrication fiabilisé, nous pouvons nous ateler à une caractérisation détaillée des jonctions MSM. Le but final de la partie suivante sera de corréler les mesures obtenues

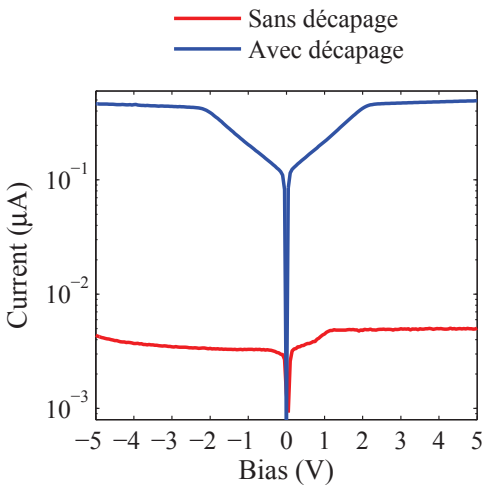


FIGURE 2.35 – Caractéristiques I(V) pour des contacts Pt sur SOI fabriqués avec et sans décapage à l'argon in situ. En rouge : sans décapage. En bleu : avec décapage.

aux résultats analytiques et numériques des sections 2.1 et 2.2, et de faire la part entre ce qui, dans les résultats expérimentaux, est bien décrit par le modèle, et ce qui relève encore à notre niveau de l'observation empirique.

2.4 Caractérisation en régime permanent

2.4.1 Recherche empirique du meilleur ratio photocourant sur courant d'obscurité en régime de diffusion

Nous commençons par prolonger les remarques de la section précédente en décrivant le comportement global des jonctions MSM d'un point de vue qualitatif à faible polarisation. L'évolution générale des courbes présentées fig. 2.34 et 2.35 suffit à confirmer que la nature du contact n'est pas ohmique. Il y a bien une barrière de potentiel : le courant, après une croissance initiale rapide, augmente lentement, voire est quasi-constant dans le cas du platine, ceci en accord avec le modèle. On remarque toutefois que la tension d'établissement du régime de croissance lente vaut à peu près 3 V pour les échantillons de chrome et de titane, alors que dans le modèle, ce régime s'établit pratiquement tout de suite, pour $V > \frac{3k_BT}{q}$. Cette différence est moins visible sur les échantillons de platine.

Pour avoir une idée qualitative du comportement sous illumination de nos jonctions, nous avons éclairé les structures TLM avec la lumière blanche de la lampe du banc optique. La puissance lumineuse totale de la lampe est de quelques watts, mais, en raison de l'angle solide extrêmement petit représenté par la zone inter-électrodes placée à une distance de 5 mm et compte-tenu de la réflexion à l'interface entre l'air et le silicium, la puissance absorbée est très faible, sans aucun doute en dessous du µW. Cette valeur est une borne supérieure déduite d'un calcul d'ordres de grandeurs : des mesures calibrées en optique guidée de la photoréponse avec un laser dans l'infrarouge seront faites ultérieurement (chaptitre 3). Les premiers essais ont eu lieu pour des électrodes symétriques en titane et en chrome, ces métaux ayant fait l'objet des premiers tests de fabrication. Nous avons constaté que, pour le Ti, la courbe de photocourant est indiscernable du courant d'obscurité, et

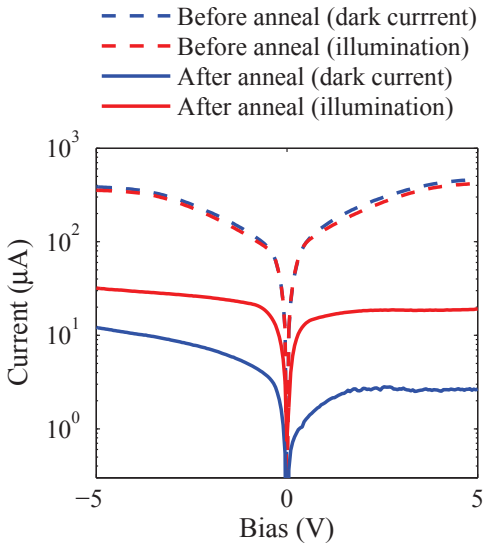
que, pour le Cr, le rapport photocourant sur courant d'obscurité ne dépasse pas 1.4.

Même en prenant en compte le fait que la puissance lumineuse absorbée est faible, il nous a semblé alors qu'il serait souhaitable de trouver une métallisation avec un meilleur rapport photocourant sur courant d'obscurité. Avant de nous diriger vers la solution retenue finalement (métaux à haute barrière), nous avons tenté d'améliorer ce rapport en faisant subir différents recuits aux échantillons dans le but d'augmenter la hauteur de barrière du métal. La chaleur favorise en effet l'apparition d'espèces composées Si_xTi ou Si_xCr à l'interface qui ont pour effet de modifier la hauteur de barrière. A chaque espèce composée est associée une température de formation, référencée dans [17] ou [18]. En plus de modifier la barrière, les recuits sont intéressants car ils rendent les jonctions moins susceptibles d'évoluer suite à des mesures à haute puissance qui viendraient chauffer l'échantillon, la transformation due à la chaleur s'étant déjà produite.

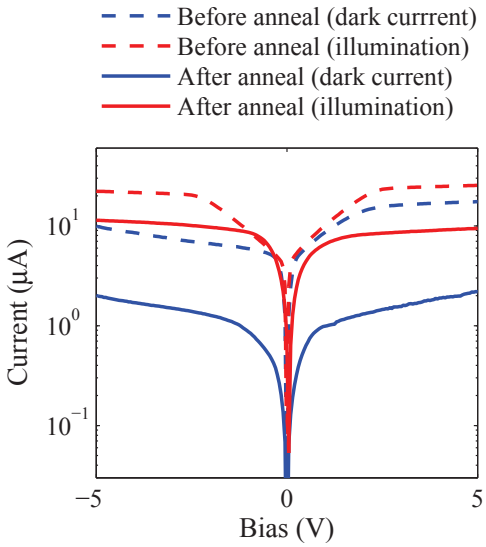
Les recuits ont lieu sous argon hydrogéné dans le four à recuit rapide de la salle blanche. Les échantillons en chrome ont été recuits pendant 3 minutes à 500°C, soit un peu au-dessus de la température de formation du $CrSi_2$ (450°C). Les échantillons en titane ont subi deux types de recuits : un recuit de 20 minutes à 400°C, juste au-dessus de la température de formation du TiSi, et un recuit de 3 minutes à 700°C, soit juste au-dessus de la température de formation du $TiSi_2$. Les courbes comparées de photocourant et de courant d'obscurité avant et après les recuits (fig. 2.36(a), (b)) montrent que, pour cette série d'échantillons particulière, l'effet du recuit va dans le sens voulu. Pour le titane, le rapport photocourant sur courant d'obscurité vaut 2.1 après le recuit à 400°C et 2.8 après le recuit à 700°C. Pour le chrome, ce rapport vaut 5 après recuit. Les courbes pour le chrome montrent que le changement de ratio est dû à la diminution du courant d'obscurité. Ces résultats nous ont paru encourageants mais ils se sont révélés impossibles à reproduire de manière systématique, comme en témoigne l'effet totalement opposé d'un recuit identique sur un autre échantillon en chrome fabriqué plus tard (fig. 2.36 (c)). Nous mentionnons ces essais pour laisser une trace dans le manuscrit des nombreuses tentatives pas toujours récompensées qui ont été menées pour améliorer les contacts. Plutôt que de fournir l'effort manifestement nécessaire pour caractériser et fiabiliser entièrement l'étape de recuit, nous avons alors préféré laisser de côté cette piste d'amélioration et nous nous sommes tournés vers les métaux à haute barrière de potentiel (Ni, Pt).

Les courbes de courant d'obscurité et sous illumination pour ces deux métaux montrent que conformément aux attentes, le ratio photocourant sur courant d'obscurité y est plus élevé que pour le chrome et le titane, simplement parce que le courant d'obscurité est plus faible (fig. 2.37). Pour les échantillons de la figure 2.37 (a) et (b), ce ratio atteint 2 dans le cas du Nickel et 3 pour le platine. Contrairement aux mesures faites sur les échantillons recuits, ces tendances sont parfaitement reproductibles. Il est également intéressant de considérer la différence entre le courant d'obscurité et le photocourant, qui est en réalité le courant mesuré sous illumination. Cette différence représente la contribution des porteurs photogénérés au courant. Elle est à peu près constante. En se rapportant au modèle, on voit que cela signifie que tous les porteurs photogénérés sont collectés, ce même dans le régime de diffusion : augmenter la tension ne conduit pas à collecter plus de porteurs. Dans la suite, nous nous limiterons donc à des échantillons non-recuits. Si le platine sera choisi préférentiellement pour le dispositif final, les autres métaux présentent de l'intérêt car ils pourront être utilisés dans une jonction asymétrique. A ce titre, et à cause de la meilleure compréhension de la physique des contacts que nous pourrons retirer de l'étude simultanée de plusieurs métaux, nous continuerons à traiter les cas du Ni, Cr et Ti. Nous passons à présent à une étude détaillée du courant d'obscurité.

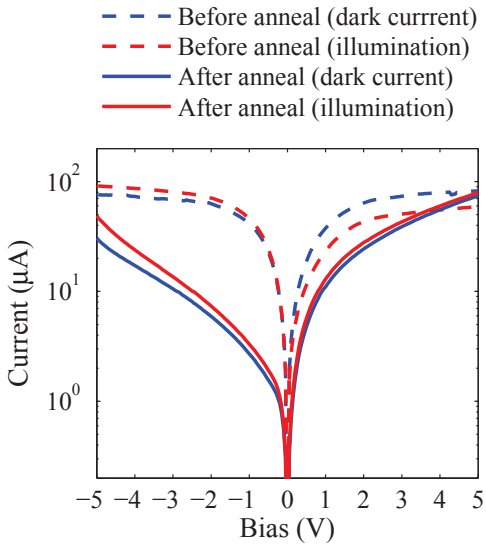
2.4.2 Courant d'obscurité



(a) Effet d'un recuit à 700 °C sur titane



(b) Effet d'un recuit à 500 °C sur chrome



(c) Effet d'un deuxième recuit sur chrome

FIGURE 2.36

Etude de la dépendance en fonction de la taille des contacts en régime de diffusion La quasi-totalité de la résistance de la jonction étant contenue dans les contacts, cela signifie que cette résistance est une fonction décroissante de la taille du contact. Il est intéressant d'étudier la dépendance de cette résistance de contact : est-elle proportionnelle à la surface $l \times L$, comme dans l'équation 2.37 ou au côté L du contact comme dans l'équation 2.38 ? Une comparaison des courbes I(V) pour trois jonctions de type TLM1 ($200 \times 400\,\mu$m), TLM$\frac{1}{2}$ ($100 \times 200\,\mu$m) et TLM$\frac{1}{4}$ ($50 \times 100\,\mu$m) est présentée pour trois métallisations différentes (Ti-Au, Cr-Au et Ni-Au) fig. 2.38.

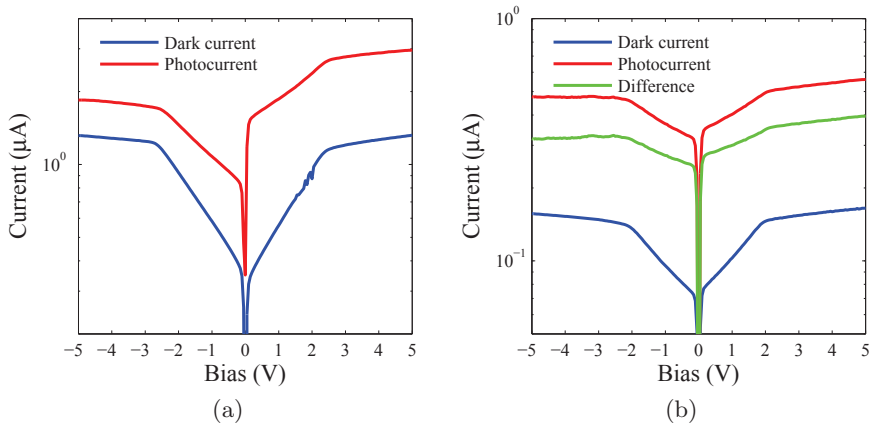


FIGURE 2.37 – (a) Photocourant et courant d'obscurité pour un contact en Ni (b) Photocourant et courant d'obscurité pour un contact en Pt

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Métal	ρ_c ($\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$)	λ (µm)	TLM1/TLM$\frac{1}{2}$	eq. 2.36	TLM$\frac{1}{2}$/TLM$\frac{1}{4}$	eq. 2.36	TLM1/TLM$\frac{1}{4}$	eq. 2.36
Ti	8.35	129	2.72 - 3.84	2.81	2.92 - (6.15)	3.52	10.70 - 18.03	9.91
Cr	39.4	281	2.14 - 3.62	3.58	3.52 - 3.78	3.88	8.01 - 12.73	13.89
Ni	758	1231	3.86 - 4.05	3.97	2.80 - 3.24	3.99	10.92 - 12.98	15.87

TABLE 2.2 – Influence de la taille des contacts. Comparaison données expérimentales/modèle

Pour les trois métallisations, les courbes ont une allure semblable. Vu en échelle logarithmique, l'écart entre les courbes pour les différentes tailles varie nettement moins qu'un ordre de grandeur sur la plage de tension −5 à +5 V. Autrement dit, les courbes sont proportionnelles vues de loin. Le coefficient de proportionnalité devrait être de 2 entre les TLM1 et TLM$\frac{1}{2}$ si la dépendance du courant est en L, et 4 si la dépendance est en $l \times L$. Dans le tableau 2.2, nous avons indiqué les valeurs mesurées de ce coefficient dans la quatrième colonne. Les deux valeurs indiquées pour chaque métal correspondent au minimum et au maximum trouvé sur la plage de tensions $2.5\,\mathrm{V} < |V| < 5\,\mathrm{V}$, de façon à exclure la zone de croissance rapide du courant. La colonne 6 contient les mêmes informations pour le couple (TLM$\frac{1}{2}$, TLM$\frac{1}{4}$) et la colonne 8 pour le couple (TLM1 et TLM$\frac{1}{4}$). Ce dernier cas est intéressant à regarder car les valeurs minimales et maximales dans les colonnes 4 et 6 ne sont pas en général obtenues pour les mêmes tensions. Les coefficients attendus pour la colonne 8 sont donc compris entre 4 et 16. Les valeurs reportées sont presque toutes dans la plage attendue. La situation est intermédiaire entre une dépendance en l et une dépendance en $l \times L$. Le substrat de silicium contribue donc pour une part non négligeable dans la résistance du contact. Pour compléter cette étude, nous confrontons les résultats au modèle (valable en toute rigueur pour des contacts ohmiques) résumé par l'équation 2.36 :

$$R = \frac{\sqrt{\rho_c \rho_{\mathrm{Si}}}}{L} \coth \frac{l}{\lambda}$$

A partir de cette équation, des valeurs théoriques des coefficients sont calculées et apposées dans les colonnes 5, 7, et 9 du tableau 2.2. ρ_{Si} vaut $\frac{1\,\Omega\cdot\mathrm{cm}}{200\,\mathrm{nm}}$. ρ_c, la résistance surfacique de contact, est approximée comme valant $\frac{L \times l \times 5\,V}{I(5\,\mathrm{V})}$. Sachant que $\lambda = \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_{\mathrm{Si}}}}$, il aurait été possible d'extraire

numériquement ρ_c à partir de l'équation 2.36, mais dans ce travail, nous nous contentons d'une valeur dont nous vérifions par la suite qu'elle est une bonne approximation. Nous donnons les valeurs de ρ_c et λ dans le tableau. Dans le cas du Nickel, λ est très grand devant l. Le contact est donc court et les lignes de courant vont jusqu'au bout. Pour le cas du titane, à barrière plus basse, l et λ sont comparables. La comparaison entre le modèle et les valeurs expérimentales indique que ce modèle grossier procure une compréhension incomplète mais satisfaisante sur le plan qualitatif. Les valeurs théoriques présentent en effet une certaine cohérence avec les mesures.

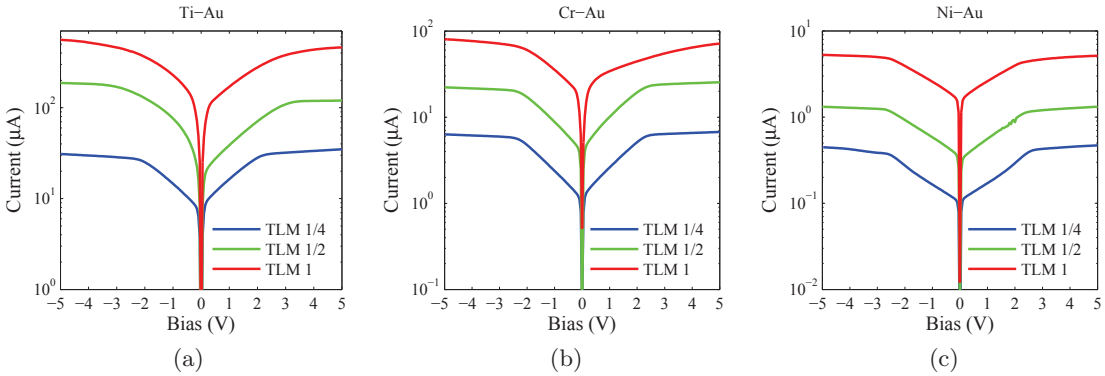


FIGURE 2.38 – Caractéristiques I(V) : contacts sur SOI pour différentes tailles de TLM (a) Titane (b) Chrome (c) Nickel

Régime de déplétion complète et régime d'avalanche Nous nous proposons d'étudier la correspondance entre les courbes expérimentales et le modèle de la section 2.1. La prédiction la plus facilement vérifiable de ce modèle est le changement de régime pour les métaux à haute barrière. La tension de déplétion complète dépend du dopage et de la distance entre les électrodes. Expérimentalement, nous trouvons en effet que des changements de régime (augmentation rapide du courant) ont lieu à des tensions situées entre 20 et 50 V. Qualitativement, on distingue deux types de changements de régime : le premier laisse l'échantillon intact : une mesure de la caractéristique I(V) refaite peu après redonne les mêmes valeurs. Le deuxième type de changement de régime conduit à une altération irréversible de la caractéristique I(V), et parfois à une vaporisation du métal de la jonction. Nous attribuons le premier type de changement à la déplétion complète, et le second à l'ionisation par impact. La figure 2.39 rassemble des exemples caractéristiques des différents cas de figure. Ainsi, fig 2.39(a), nous sommes en présence d'une métallisation Ni-Ni avec $d = 10\,\mu$m. Le courant reste constant jusqu'à 50 V. La distance est ici trop grande pour que la déplétion complète de l'échantillon puisse être atteinte avant l'avalanche. Par contre, fig 2.39(b), $d = 3.5\,\mu$m, un changement de régime réversible a lieu à 35 V et un autre irréversible à 48 V. Les deux effets sont visibles : la destruction de l'échantillon par avalanche suit l'établissement progressif du régime de déplétion complète.

Ajustement de la hauteur de barrière Dans ce paragraphe nous estimons les hauteurs de barrière à partir de deux mesures caractéristiques respectivement du Cr et du Ni. Il existe plusieurs stratégies classiques pour déterminer les paramètres physiques d'une jonction métal-semiconducteur à partir des courbes $I(V)$. En général, les effets de l'abaissement de la barrière et du passage du courant par effet tunnel, difficiles à modéliser [19], sont contenus empiriquement dans un facteur

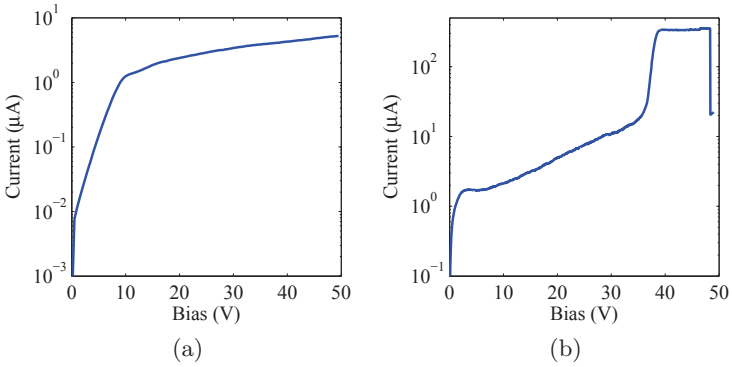


FIGURE 2.39 – (a) Jonction Ni-Si-Ni ($d = 10\,\mu$m). Pas de changement de régime (b) Jonction Ni-Si-Ni ($d = 3.5\,\mu$m). Etablissement du régime de déplétion complète (35 V) suivie de la destruction de la structure par avalanche (48 V)

d'idéalité n, de sorte que le courant s'écrit :

$$I = I_0 \exp\Big(\frac{qV}{nk_BT}\Big)\Big(1 - \exp\Big(-\frac{qV}{k_BT}\Big)\Big) \tag{2.45}$$

Dans le cas où un des contacts est ohmique, on trace $\ln I$ dans le sens passant pour déterminer n, puis I_0. Dans un MSM, le courant est essentiellement un courant inverse, on doit donc prendre V négatif dans l'équation 2.4. On peut alors montrer aisément que pour $V < -3$, on a l'approximation suivante [20] :

$$\ln\Big(|I| \exp\Big(-\frac{q|V|}{k_BT}\Big)\Big) = \ln I_0 + \frac{qV}{nkT} \tag{2.46}$$

à partir de laquelle on tire n puis I_0. Nous appliquons ce procédé aux courbes de référence (fig. 2.40), et trouvons que $n_{\mathrm{Cr}} = 1.005$, $n_{\mathrm{Ni}} = 1.002$, montrant la bonne qualité de nos contacts. Le problème est ensuite de tirer la valeur de la hauteur barrière sachant que $I_0 = SA^*T^2 \exp(\frac{E_{Bn}}{kT})$. La constante de Richardson effective peut varier assez loin de sa valeur tabulée pour le silicium en fonction de l'épaisseur du métal et de beaucoup d'autres facteurs [21, 22]. La surface effective S est une inconnue du problème et dépend de la distribution du champ dans la structure. La stratégie classique pour lever l'indétermination est de faire une étude en fonction de la température. Une toute autre méthode consiste à déterminer la hauteur de barrière à partir de mesures de l'effet de photoémission interne, proportionnel à $(h\nu - E_{Bn})^2$ d'après la théorie de Fowler [23]. L'une ou l'autre des méthodes donne alors une estimation pour le produit A^*S.

Nous n'avons pas pris le temps de faire ces mesures car l'étude trop détaillée des métallisations n'est pas l'objectif principal de notre travail, aussi allons-nous proposer une autre méthode pour estimer les hauteurs de barrière du Nickel et du Chrome, en utilisant l'information supplémentaire donnée par l'existence de deux régimes de courant dans les courbes. Nous commençons par décrire le fondement physique de l'argument. Tout d'abord, le positionnement en tension de la tension de bande plate sur la courbe de Nickel jointe à la connaissance de d fournit directement une estimation de N_D. Celle-ci peut maintenant être utilisée à l'intérieur du modèle analytique. Ensuite, on voit que, si on néglige l'effet de l'abaissement de la barrière, la valeur moyenne du courant dans le régime de diffusion est reliée à E_{Bn}, tandis que la valeur du courant dans le régime de déplétion est reliée

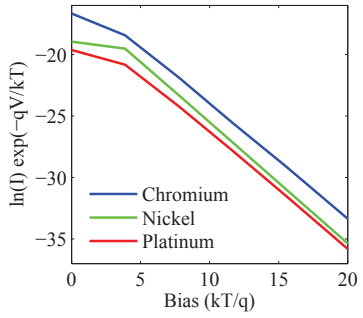


FIGURE 2.40 – Détermination des facteurs d'idéalité pour le Ni, le Cr, le Pt

à $E_G - E_{Bn}$. Mis en équation, on voit que le rapport de ces deux courants s'exprime comme :

$$\frac{I_{\text{depl}}}{I_{\text{diff}}} = \frac{A_h^*}{A_e^*} \exp\left(\frac{2E_{Bn} - E_G}{k_B T}\right) \tag{2.47}$$

Cette expression ne fait plus intervenir qu'un *rapport* de constantes de Richardson, dont on suppose qu'il s'éloigne peu de la valeur standard. On peut alors déterminer la hauteur de barrière, puis le produit A^*S. La surface efficace S pour le courant d'électrons est de l'ordre de grandeur de la surface géométrique $S_{\text{geo}} = l \times L$, ce qu'on peut déduire de l'étude du paragraphe 2.4.2. Dans le cadre de cette étude, la surface effective pour le courant vaut $\frac{R}{\rho_c}$, et on a

$$\frac{S}{S_{\text{geo}}} = \frac{\tanh(l/\lambda)}{l/\lambda} \tag{2.48}$$

S vaut alors $0.80 S_{\text{geo}}$ pour le chrome et $0.97 S_{\text{geo}}$ pour le nickel. Remarquons ici que ces valeurs sont correctes pour le courant, très faible, des électrons. En ce qui concerne le courant des trous, plus élevé, la valeur de λ est beaucoup plus faible, et la surface à considérer est plutôt de l'ordre de $L \times \lambda$. Nous sommes donc amenés à définir une surface effective pour les électrons et une autre pour les trous (S_e et S_h) et à réécrire l'équation 2.47 sous la forme :

$$E_{Bn} = \frac{E_G}{2} + \frac{1}{2} k_B T \left(\ln \frac{I_{\text{depl}}}{I_{\text{diff}}} + \ln \frac{A_e^*}{A_h^*} + \ln \frac{S_e}{S_h} \right) \tag{2.49}$$

Le príncipe physique étant donné, l'ajustement se construit de la façon suivante. Nous partons du modèle analytique exactement tel qu'il est présenté dans la section 2.1, et ne faisons donc pas intervenir de facteur d'idéalité. Les paramètres à ajuster sont $N_D, E_{Bn}, A_e^*, A_h^*, S_e, S_h$. A partir d'une mesure constituée de couples (V_k, I_k) et d'un jeu de paramètres, le modèle fournit un courant théorique I^{th} et nous construisons la fonction erreur ξ

$$\xi := \sum_k (\ln(I^{\text{th}}(V_k, N_D, E_{Bn}, A_e^*, A_h^*, S_e, S_h)) - \ln I_k)^2 \tag{2.50}$$

Nous avons considéré le logarithme des courants pour éviter que le fit soit très bon dans la région de forts courants et très mauvais dans les régions de faibles courants. Chaque paramètre se voit ensuite attribué une valeur initiale, tirée des considérations physiques ci-dessus, données à partir desquelles ξ est minimisée au moyen de la fonction fminsearch de MATLAB. Le résultat du fit pour le chrome et le nickel (fig. 2.41 et tableau 2.3) donne $N_D = 4.6 \times 10^{15}\,\text{cm}^{-3}$, $E_{Bn}^{\text{Cr}} = 0.56$, $E_{Bn}^{\text{Ni}} = 0.66$. Ces valeurs sont comparables à celles trouvées dans la littérature.

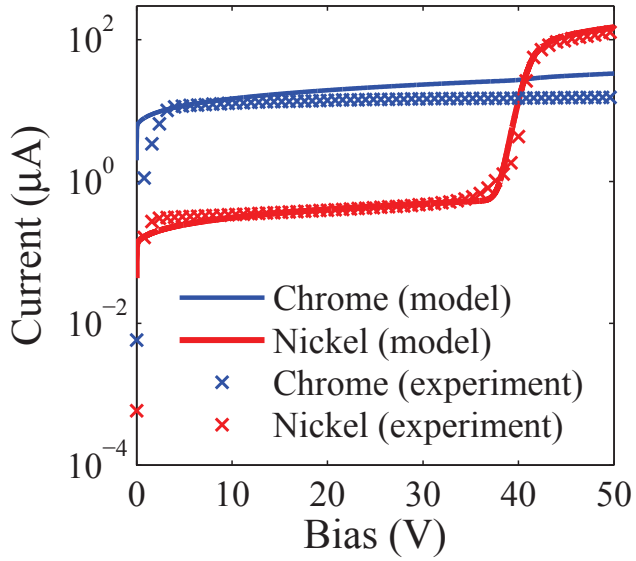


FIGURE 2.41 – Ajustement modèle/expérience pour des contacts en chrome et en nickel. Les valeurs extraites pour les hauteurs de barrière sont proches des valeurs acceptées dans la littérature

Métal	$N_D(\mathrm{cm}^{-3})$	E_{Bn} (ajustement)	E_{Bn} (littérature)	$A_e^*(\mathrm{A}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{K}^{-2})$	A_h^*	S_e/S_{geo}	S_h/S_{geo}
Cr	4.6×10^{15}	0.56	0.57	480	60	0.82	0.2
Ni	4.6×10^{15}	0.66	0.70	480	60	0.97	0.25

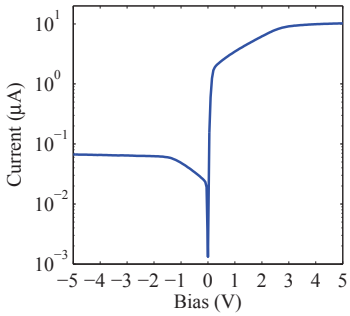
TABLE 2.3 – Paramètres d'ajustement

S'agissant du platine, il s'est révélé difficile d'appliquer cette méthode pour plusieurs raisons : (1) un coefficient d'idéalité estimé plus important que sur chrome et nickel, que le seul abaissement par effet Schottky ne peut modéliser. Nous pensons que cette différence vient de la différence de procédé de fabrication (2) Par conséquent, le changement de régime s'étale sur une plage plus importante. Il devient impossible de faire coller le modèle à la courbe expérimentale. On peut tout de même se faire une idée à partir de l'équation 2.49, sachant que $\frac{I_{\mathrm{depl}}}{I_{\mathrm{diff}}}$ vaut typiquement 2×10^4. En reprenant les valeurs de constante de Richardson et de surface indiquées dans le tableau 2.3, on trouve que $E_{Bn}^{\mathrm{Pt}} = 0.7\,\mathrm{eV}$. Cette valeur est en dessous de la valeur communément rapportée (0.84 eV). Cela indique qu'un mécanisme de passage du courant en régime de diffusion est absent du modèle. On peut artificiellement corriger cette différence en prenant une valeur très élevée pour A^*, comme dans la référence [21] où il est expliqué que la constante de Richardson peut varier énormément dans les jonctions MSM en platine déposé par pulvérisation sur silicium, selon la pression du gaz du plasma et l'épaisseur de la métallisation. En résumé, sur platine, le ratio $\frac{I_{\mathrm{depl}}}{I_{\mathrm{diff}}}$ mesuré est plus faible que ce que la hauteur de barrière du métal imposerait, s'il n'y avait pas des sources de courant supplémentaires dans le régime de diffusion.

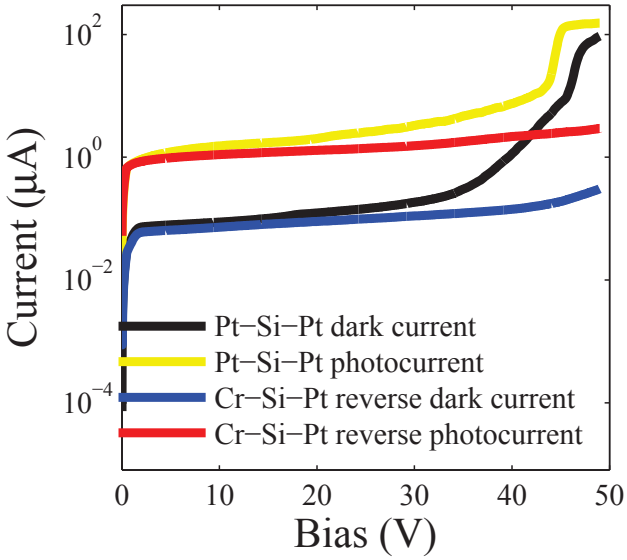
Globalement, les courbes expérimentales sont interprétables à partir du modèle, même si celui-ci est incomplet. Les effets principaux (tension de déplétion, allure générale) sont vérifiés et donnent des valeurs cohérentes pour N_D et les hauteurs de barrière du chrome et du nickel, celle du platine étant manifestement sous-évaluée. Le canal de conduction dominant le régime de diffusion sur platine pourrait être imputable aux effets de génération en surface décrits dans la section 2.1. Ce canal de conduction n'est pas dominant pour le nickel et le chrome ou l'émission thermionique suffit

à bien expliquer ce qu'on observe.

2.4.3 Validation du principe de la photodiode MSM asymétrique



(a) Courant d'obscurité d'une jonction asymétrique



(b) Jonction asymétrique sous illumination en sens inverse. Comparaison avec une jonction Pt-SOI-Pt

FIGURE 2.42

Des structures Pt-SOI-Cr-Au ont été fabriquées pour mettre en application le principe de la photodiode asymétrique. Le comportement redresseur d'une diode est observé aux faibles polarisations conformément à ce qui est attendu (fig. 2.42(a)). Dans le sens passant, on retrouve la courbe caractéristique d'un MSM en chrome, et en sens inverse, celle du platine. Nous voulons vérifier que le courant d'obscurité en zone déplétée dans le sens inverse est limité par la barrière due au chrome. L'expérience devient délicate : il faut réussir à dépasser la tension supposée de déplétion complète, sans atteindre le régime d'avalanche. La figure 2.42(b) permet de comparer le photocourant et le courant d'obscurité pour un jonction symétrique en platine et pour une jonction asymétrique pour la même géométrie. A la tension de déplétion complète de la jonction symétrique, le courant d'obscurité de la jonction asymétrique continue à rester constant. Le rapport photocourant sur courant

d'obscurité reste élevé (environ 100), tandis que pour la jonction symétrique, le photocourant est dominé par le courant de trous. La jonction asymétrique dans le régime de déplétion allie donc un courant d'obscurité faible et un temps de collection des porteurs très court. Cette métallisation est prometteuse pour le dispositif final sur cristal photonique.

2.4.4 Jonction MSM sur cristal photonique. Mise en évidence de la zone de déplétion sur cristal photonique par mesure EBIC

Caractéristique I(V) La fabrication successive des cristaux photoniques et des métallisations sera détaillée dans le chapitre 3. Dans cette section nous reportons l'étude des propriétés électriques de ce type de structure. Des jonctions Cr-SOI-Cr, Pt-SOI-Pt et Cr-SOI-Pt ont été testées. Comme le rapport $r/a = 0.25$ n'est pas trop proche de 0.5, on retrouve les mêmes tendances que sur le SOI non-structuré par le cristal photonique, ce qu'illustrent les courants d'obscurité dans le régime de diffusion pour deux types de métallisation (fig. 2.43(a) et (b)). Aux tensions élevées, on retrouve le régime de déplétion qui vient dépasser le photocourant généré comme précédemment par un éclairement dans le visible (fig. 2.43(c)).

L'impact du cristal photonique est donc réduit, ce qui est une bonne nouvelle pour la viabilité de notre dispositif : la structuration du silicium ne devrait pas réduire l'efficacité de la collection des porteurs photogénérés. Une étude détaillée en fonction de la taille des trous serait nécessaire pour caractériser finement l'effet du cristal photonique. Sans aller jusqu'à ce niveau de détail, on peut observer deux effets en comparant les courbes de courant avec et sans cristal photonique pour la même métallisation (Pt-SOI-Pt) et la même géométrie : (1) le courant dans le régime de diffusion est quelques fois à dix fois plus faible en présence du cristal photonique. Cet effet est le résultat conjugué de la diminution du volume de silicium dû aux trous du cristal photonique et de la présence, uniquement dans les structures à cristal photonique, d'un guide optique qui traverse l'échantillon (cf. fig. 2.12). La zone gravée autour de ce guide bloque le passage du courant qui est obligé de traverser au niveau du cristal photonique, soit une largeur de 25 µm, contre 500 µm pour l'échantillon entier. Ce dernier effet reste modéré car la zone du cristal photonique est située à l'endroit où la distance entre les électrodes est minimale ; autrement dit, même dans l'échantillon sans cristal photonique, la densité de courant atteignait déjà son maximum à cet endroit là. (2) Dans le régime de diffusion, le courant d'obscurité et surtout le photocourant augmentent plus vite en fonction de la polarisation dans les jonctions à cristal photonique. Là encore, nous voyons plusieurs explications possibles. La plus grande densité de défauts à la surface dans le cristal photonique peut augmenter le courant d'obscurité à cause des défauts situés près des électrodes. Il a également été reporté que ces défauts sont à l'origine d'un gain de photoconduction dans les structures MSM [24]. Une autre piste d'explication, plus simple, est liée à l'évolution de la température. L'effet joule, concentré dans la région du cristal photonique, entraîne une augmentation de la température qui à son tour fait augmenter (exponentiellement) le courant thermionique. L'idée d'un tel mécanisme d'auto-échauffement nous est venue en constatant que dans les structures à cristal photonique, le courant à V fixé augmente lentement au cours du temps, et que, si on éteint et que l'on refait la mesure plus tard, la valeur mesurée revient à la valeur initiale. La lenteur de cet effet et son caractère réversible nous ont fait penser à la thermique. Ces deux explications (thermique et effets de surface) ont probablement un effet combiné à prendre en compte lorsqu'on illumine fortement, l'échauffement étant alors déclenché par l'effet Joule et l'absorption du matériau. Nous reviendrons sur les questions de thermique, d'absorption de surface et de gain de photoconduction au chapitre 3.

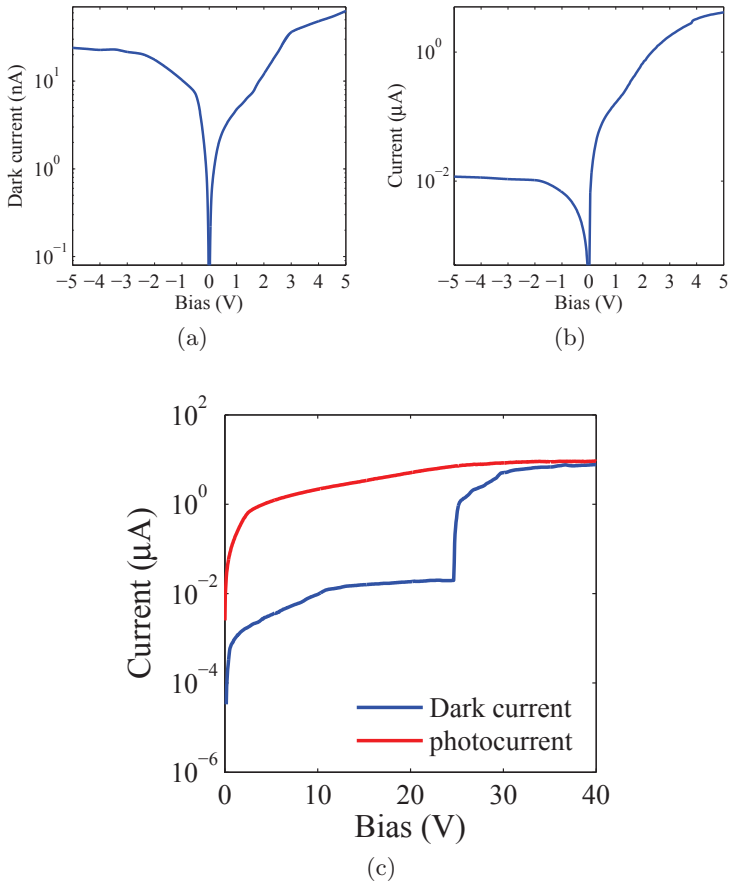


FIGURE 2.43 – (a) Courant d'obscurité d'une jonction Pt-SOI-Pt sur cristal photonique en régime de diffusion (b) Courant d'obscurité d'une jonction asymétrique sur cristal photonique (c) Photocourant et courant d'obscurité aux polarisations élevées

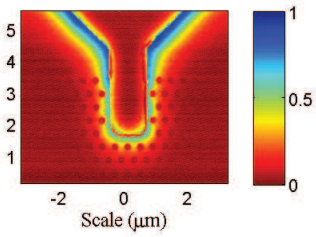
Mesures EBIC Les dernières remarques montrent que les modèles analytiques et numériques ne décrivent pas entièrement ce qui se passe dans nos structures, même s'ils semblent constituer un cadre d'interprétation pertinent. Une mesure résolue spatialement des propriétés physiques de nos échantillons offrirait une preuve plus directe de la validité à l'ordre 0 de nos modèles, en permettant la comparaison avec les images simulées de la jonction sur cristal photonique (fig. 2.26). Les mesures par Electron Beam Induced Current (EBIC) [25, 26, 27] permettent de faire cela. Dans cette technique d'analyse des propriétés de transport électronique dans les semiconducteurs, l'échantillon est soumis au faisceau d'électrons d'un microscope électronique à balayage (MEB) en même temps que les électrodes de la jonction sont connectées à un circuit extérieur au moyen de pointes métalliques situées dans la chambre du microscope. Chaque électron du faisceau génère un certain nombre de paires électron-trou, dépendant de la tension d'accélération de la colonne. Le volume $\delta\mathcal{V}$ dans lequel ces paires sont générées est plus grand que la taille nanométrique du faisceau, et augmente également avec la tension d'accélération, mais reste très petit à l'échelle de la structure : pour 15 keV, $\delta\mathcal{V} \sim (5\,\mathrm{nm})^2 \times 200\,\mathrm{nm}$. La fraction des porteurs générés qui atteint la zone de déplétion est alors collectée et passe dans le circuit extérieur. L'image EBIC est une cartographie du courant ainsi mesuré au cours du balayage en position effectué par le microscope.

Il est *a priori* difficile de relier la valeur absolue donnée par la mesure EBIC à une prédiction simple à cause de la complexité des mécanismes de génération, recombinaison et diffusion dans l'échantillon d'une part, du circuit d'amplification et du traitement du signal automatiquement ajouté par le logiciel de commande d'autre part. C'est en fait le contraste de l'image qui contient de l'information exploitable : les zones de fort signal correspondent ainsi aux zones de déplétion des porteurs. Comme il est possible d'appliquer une tension externe, l'objectif de nos mesures est de visualiser l'agrandissement progressif de la zone de déplétion en fonction de la polarisation.

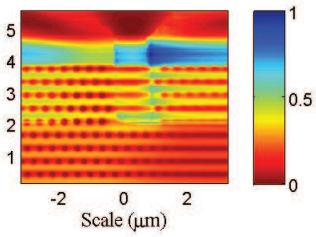
Les premières mesures à 0 V ont fait voir une petite zone de déplétion de même taille (environ 0.5 µm tout autour de chaque électrode (fig 2.44)). Nous décidons d'estimer la taille de la zone de déplétion comme étant la distance entre l'électrode et le point où les variations du courant sont dues uniquement au bruit. Cette méthode simple conduit à une imprécision de plusieurs centaines de nm. Pour des polarisations modérées (< 3 V), l'agrandissement de la zone de déplétion est visible, mais l'erreur relative commise sur l'estimation de la taille de déplétion est élevée. Afin d'obtenir des images EBIC où la taille de la zone de déplétion soit plus élevée (et donc l'erreur sur cette taille plus faible), donc à polarisation plus élevée, un effort significatif a été fourni pour trouver les paramètres adéquats du microscope. En effet, lors des premiers essais, des traînées sont apparues sur les images (fig. 2.44 (b)) dès que la tension dépassait 5 V. Les causes vraisemblables de ces traînées sont la charge statique crée par les électrons du faisceau qui s'accumulent dans la silice, et la saturation du gain de l'amplificateur du circuit de mesure. Nous avons alors augmenté l'énergie du faisceau à 15 keV pour que les électrons parviennent jusqu'au substrat conducteur en silicium. Il a fallu alors augmenter le courant du faisceau pour maintenir un rapport signal à bruit satisfaisant. Par ailleurs, le gain de l'amplificateur a été diminué pour les mesures à forte polarisation.

Avec ces ajustements, il a été possible de monter jusqu'à 25 V. La progression de la taille de la zone de déplétion est illustrée dans les images EBIC normalisées de la figure 2.45 (colonne de gauche). Dans chaque image, nous avons soustrait le courant minimum puis divisé par la valeur maximale afin d'avoir une échelle qui varie entre 0 et 1 et de ne pas « écraser »les images prises à faible tension. La présence du cristal photonique aide à identifier la zone déplétée comme étant la région où les trous sont très clairement visibles sur l'image EBIC, le contraste étant alors élevé entre le fort signal collecté dans le silicium déplété, et le signal théoriquement nul dans les trous. A partir de 15 V, la zone de déplétion franchit le guide W1 et atteint les premières rangées de l'autre moitié de cristal photonique. Les tailles estimées des zones de déplétion sont reportées en fonction de la polarisation figure 2.44 (c). Malgré l'imprécision sur l'estimation, on retrouve la dépendance en racine carrée donnée par l'équation 2.2 tracée en ligne pleine pour $N_D = 6 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. De plus, la taille et la forme de la zone de déplétion visible dans les concentrations d'électrons simulées pour une géométrie 2D reproduisant l'échantillon mesuré, $N_D = 6 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $E_{Bn} = 0.8\,\mathrm{eV}$ (fig. 2.45, colonne de droite) sont en excellent accord avec les images EBIC, confirmant la validité du modèle utilisé dans tout ce chapitre.

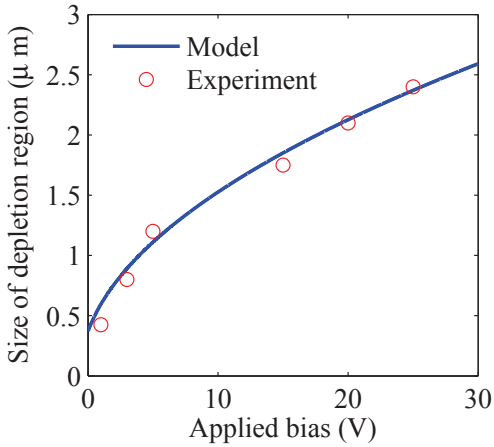
Pour conclure cette section, nous signalons un fait expérimental instructif : suite à un arc provoqué par une décharge électrostatique entre les électrodes, l'intensité du courant a vaporisé le silicium. Le contour de la région vaporisée, imagée au MEB (fig 2.46) évoque clairement les lignes de courant à haute tension simulées (fig. 2.26(f)) où les directions ΓK du cristal photonique sont privilégiées.



(a) Image EBIC à 0 V



(b) Traînées à 5 V



(c) Taille de la zone de déplétion en fonction de la polarisation

FIGURE 2.44

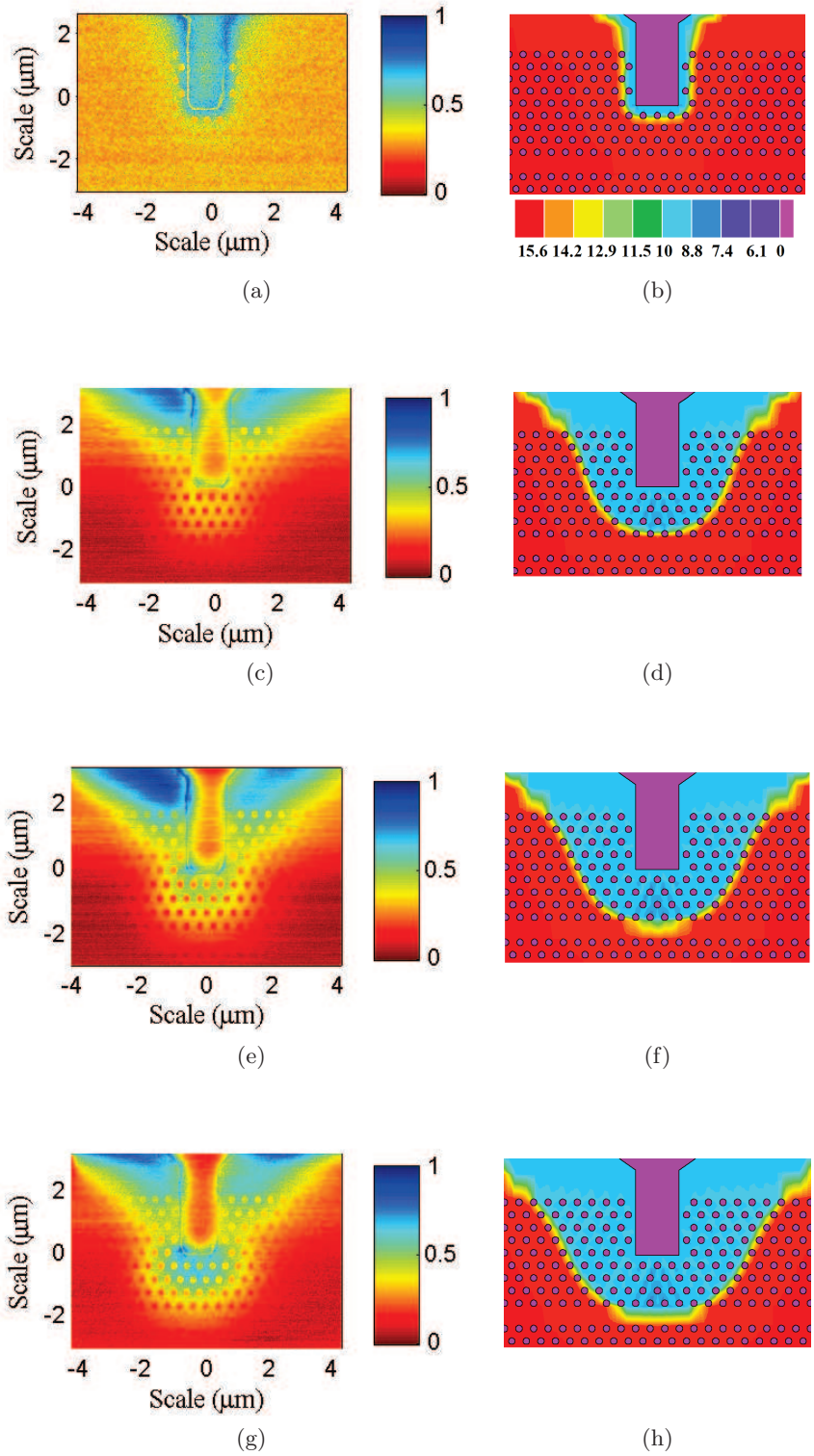


FIGURE 2.45 – Comparaison entre les images EBIC à gauche et la densité d'électrons (cm^{-3}, échelle logarithmique) simulée à droite pour une géométrie identique et $N_D = 6 \times 10^{15}\,cm^{-3}$. (a)-(b) : 1V (c)-(d) : 15V (e)-(f) : 20V (g)-(h) : 25V

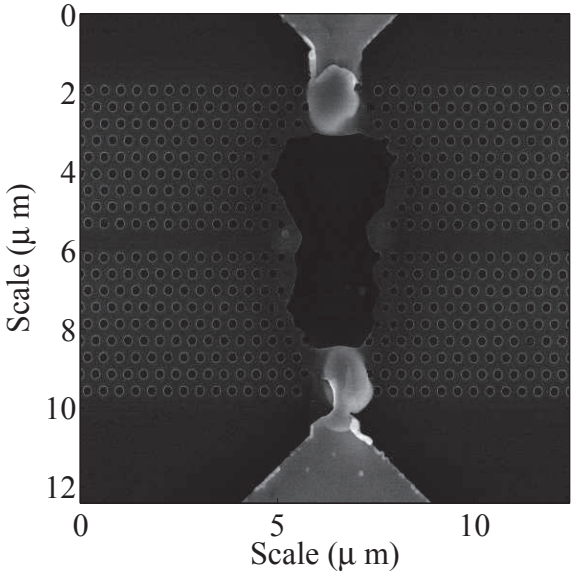


FIGURE 2.46 – Vaporisation du silicium. Le contour de la zone vaporisée suit les lignes de courant

2.5 Caractérisation des composantes électriques parasites en régime haute-fréquence

2.5.1 Circuit équivalent

La bande passante à -3 dB d'un photodétecteur est par définition la fréquence de modulation du signal optique à laquelle la réponse en petit signal est deux fois plus petite que dans le régime basse fréquence. Le photodétecteur se comporte comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure dépend à la fois du temps de réponse interne et du circuit extérieur.

Dès lors que le régime de déplétion totale est atteint, le temps de réponse interne est déterminé par le temps de transit des porteurs. Pour une polarisation de 35 V et $d = 3.5\,\mu\text{m}$, le champ électrique est suffisamment important pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation et le temps de transit est exprimé comme :

$$\tau_c = \frac{d}{2v^{sat}} = 17\,\text{ps}, \qquad f_{-3\text{dB}} = \frac{1}{2\pi\tau_c} = 9.1\,\text{GHz} \tag{2.51}$$

Notons que ces relations sont valables tant que les densités de porteurs générés sont trop faibles pour créer un effet d'écran électrostatique, ce qui sera toujours vérifié dans les mesures présentées dans cette thèse. La valeur faible du temps de transit est à relier au petit espacement entre les électrodes, et aussi à la très petite dimension de la couche superficielle de silicium. Pour cette raison, le SOI est attractif en tant que matériau pour des photodétecteurs, indépendamment de la problématique des cristaux photoniques.

Dans une approche simplifiée, le circuit extérieur est décrit par une résistance de charge R_L à laquelle s'ajoute la résistance des pistes métalliques R_M, et par la capacité C des électrodes en vis-à-vis. La constante de temps associée est alors $\tau_{RC} = (R_L + R_M)C$. La résistance de charge est typiquement de $50\,\Omega$ et la résistance des pistes ne dépasse pas quelques Ohms. On peut faire

une première estimation de C en reprenant le modèle 1 D. On montre alors [17] que la capacité surfacique associée à la zone de déplétion dans le semiconducteur vaut simplement

$$C_{\mathrm{Si}}^{s} := \frac{\partial Q_s}{\partial V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{Si}}}{W} \tag{2.52}$$

où W est la taille de la zone de déplétion. En supposant qu'on soit dans le régime de déplétion complète, $W = d = 3.5\,\mu\mathrm{m}$. Dans la géométrie globale de notre structure, la distance inter-électrodes ne vaut d que sur une distance micrométrique au centre du guide. Ailleurs l'espacement est de $100\,\mu\mathrm{m}$, mais dans la formule 2.52, c'est bien la largeur déplétée qui compte, et celle-ci est partout égale à d. La surface en regard vaut donc $L \times h$, ce qui donne une capacité dans le silicium superficiel de 1.2 fF. Comme le champ s'étend également dans la silice, l'épaisseur $h_2 = 2\,\mu\mathrm{m}$ d'isolant contribue également à la capacité. La capacité par unité de surface peut être estimée comme [28]

$$C_{\mathrm{SiO_2}}^{s}(d) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{Si}}}{d\frac{\varepsilon_{\mathrm{Si}}}{\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}} + 2h} \tag{2.53}$$

Cette fois, la distance d est une variable le long de l'électrode. La capacité totale liée à la silice vaut :

$$C_{\mathrm{SiO_2}} = \int_{-L/2}^{L/2} C_{\mathrm{SiO_2}}^{s}(d(x)) h_2 \mathrm{d}x = 0.2\,\mathrm{fF} \tag{2.54}$$

Elle est très faible car la distance moyenne entre les électrodes est très grande. La capacité due au champ électrique dans l'air est encore plus faible. Les estimations 2.52 et 2.54 donnent la capacité totale des électrodes en régime de déplétion comme 1.2 fF, équivalent à une bande passante $f = (2\pi RC)^{-1} = 2.5\,\mathrm{THz}$. Cette valeur extrêmement élevée demande une confirmation expérimentale, car les modèles que avons utilisés sont approximatifs.

Un circuit équivalent en perturbations faible signal du détecteur est représenté fig. 2.47. La partie interne (photocourant) est modélisée par une source de courant $I = \frac{I_0}{1+j\omega\tau_c}$ où I_0 est égal à la réponse $\mathcal{R}$ multipliée par la puissance incidente $P = P_0(1 + \xi\cos(j\omega t))$, $\xi \ll 1$. Cette source de courant est la traduction dans le formalisme des fonctions de transfert de l'équation différentielle

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = -\frac{I - I_0}{\tau_c} \tag{2.55}$$

Le circuit externe est représenté par la résistance dans l'obscurité, en parallèle avec la résistance de charge et la capacité des électrodes. La résistance R_M est en série de la résistance de charge. En notant $R = R_L + R_M$, on voit que la réponse en amplitude se met sous la forme

$$Z = R\frac{1}{(1 + jRC\omega)(1 + j\omega\tau_c)} \tag{2.56}$$

La bande passante de ce filtre du deuxième ordre est

$$f_{-3\mathrm{dB}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(RC)^2 + \tau_c^2}} \tag{2.57}$$

D'après les estimations ci-dessus, la bande passante dans notre cas est fixée par le temps de transit : la capacité des électrodes et le circuit extérieur ne devraient pas être un facteur limitant. Dans la suite de cette section, nous allons vérifier que c'est bien le cas. Une mesure de paramètre s permettra d'extraire les paramètres du circuit équivalent en prenant en compte notamment les fuites capacitives et résistives verticales dans le substrat, qui ont été négligées dans cette première approche.

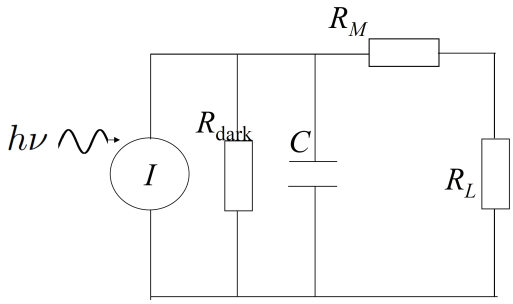


FIGURE 2.47 – Circuit équivalent pour le photodétecteur MSM

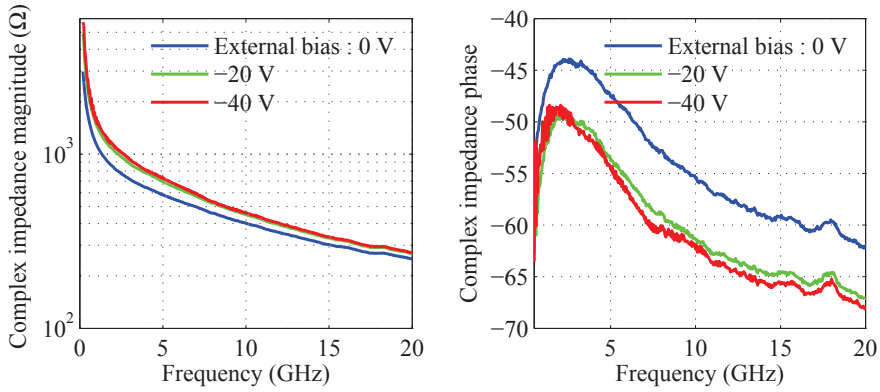
2.5.2 Mesures de paramètre s

Les métallisations de nos détecteurs ont été dimensionnées pour pouvoir y poser une tête de mesure RF compatible $50\,\Omega$. De plus, les trois circuits de calibration standard pour la mesure des paramètres s (court-circuit, circuit ouvert, et ligne $50\,\Omega$) ont été matérialisés sur les échantillons. Une fois le cycle de calibrage effectué, l'analyseur de réseau est prêt à mesurer la matrice 2×2 qui relie les amplitudes complexes des ondes TE incidentes et réfléchies. Dans notre cas, seule la composante en réflexion s_{11} peut être mesurée (il n'y a pas de place pour poser une sonde après le détecteur). L'impédance complexe Z vue par la sonde est égale à

$$Z = 50\,\Omega \frac{1 + s_{11}}{1 - s_{11}} \tag{2.58}$$

L'équation précédente est bien cohérente : si $s_{11} = 0$, $Z = 50\,\Omega$, et il n'y a pas de réflexion. Si $s_{11} = -1$, $Z = 0$, on a un court-circuit. Enfin si $s_{11} = 1$, $Z = \infty$, le circuit est ouvert. Les mesures sont réalisées pour chaque type de métallisation : Pt-Si-Pt, Cr-Si-Pt, Cr-Si-Cr, avec et sans cristal photonique et en imposant à chaque fois plusieurs polarisations continues (une mesure par polarisation) de manière à couvrir les différents régimes de passage de courant. La gamme de fréquence RF utilisée va de 50 MHz à 20 GHz par pas de 50 MHz. Les résultats typiques des mesures sont représentées en amplitude et en phase fig. 2.48. Aucune différence significative n'est observée entre les échantillons sans et avec cristal photonique.

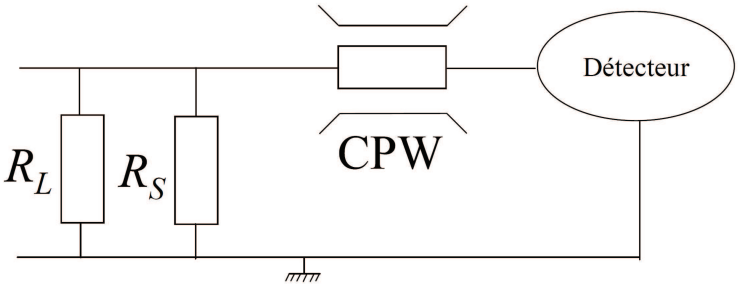
L'étape suivante consiste à extraire les paramètres d'intérêt à l'aide du logiciel spécialisé ADS (Advanced Design System). On commence par construire un modèle de circuit équivalent détaillé. ADS détermine alors les valeurs à donner aux coefficients pour que courbe calculée $s_{11}(f)$ soit au plus proche de la mesure. Le circuit équivalent est représenté fig. 2.49 dans le formalisme d'ADS. Le modèle représenté dans ce schéma comprend une première partie qui traite la sonde elle-même, ainsi que la ligne d'accès au circuit (la partie macroscopique des métallisations). Les caractéristiques du substrat SOI sont prises en compte par le logiciel. Les paramètres associées à cette partie sont R_S qui représente les fuites par la surface et $\tan D$. Le détecteur lui-même est ici un composant passif ($I = 0$). Il est décrit par une capacité (paramètre C_1) qui représente la capacité des électrodes en vis-à-vis discutée au paragraphe précédent. En parallèle, il y a une branche de circuit qui modélise la résistance et la capacité verticale du substrat (celle qui s'établit entre les métallisations et la masse en face arrière). Le paramètre C_2 représente la capacité de la couche de silice, le paramètre C_3 la capacité de la couche de silicium et R_1 la résistance de la couche de silicium. La résistance dans l'obscurité est négligée car elle est très élevée. Ce circuit est représenté à l'intérieur du SOI fig. 2.50(a). Le jeu de paramètres alors déterminé par ADS permet de retrouver les courbes expérimentales avec une erreur de moins de 3%. (tableau 2.4). La capacité latérale des



(a) Amplitude de l'impédance complexe z vue par la sonde

(b) Phase de l'impédance complexe

FIGURE 2.48



CPW (Coplanar Waveguide) :

Paramètres imposés : Substrat SOI (h = 750 µm, epsilon = 11.8), W = 60 µm, G = 40 µm,

Paramètres ajustables : tan D, L

FIGURE 2.49 – Circuit équivalent tel que modélisé dans ADS

électrodes C_1 est estimée par le fit à 3 fF, ce qui est du même ordre de grandeur que les estimations préalables. La capacité verticale de la silice est estimée par le fit à 267 fF. L'ordre de grandeur de cette valeur est cohérent avec une estimation brutale

$$C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{SiO_2}} \frac{l \times L}{h_2} = 200\,\mathrm{fF} \tag{2.59}$$

Lorsque la tension augmente, C_2 est le seul paramètre qui varie vraiment (diminution d'un facteur 2). Nous attribuons cette variation à une extension verticale de la pénétration du champ, équivalent à une augmentation de h_2.

A partir de ces estimations, nous pouvons maintenant calculer la bande passante électrique du photodétecteur. Le circuit équivalent, en présence d'une source de photocourant idéale ($\tau_c = 0$) et d'une résistance de charge $R_L = 50\,\Omega$ est représenté fig. 2.50(b). Les paramètres relevant des lignes d'accès ne sont pas pris en compte car ils sont tout à fait extérieur au détecteur. La réponse de ce

V_{ext} (V)	C_1 (fF)	C_2 (fF)	C_3 (fF)	R_1 (Ω)	R_S (Ω)	$\tan D$
0	2.98	267	47	1010	55×10^3	1.22
20	2.98	144	45	1170	55×10^3	1.21
40	2.98	124	43	1200	55×10^3	1.20

TABLE 2.4 – Détermination des paramètres du modèle

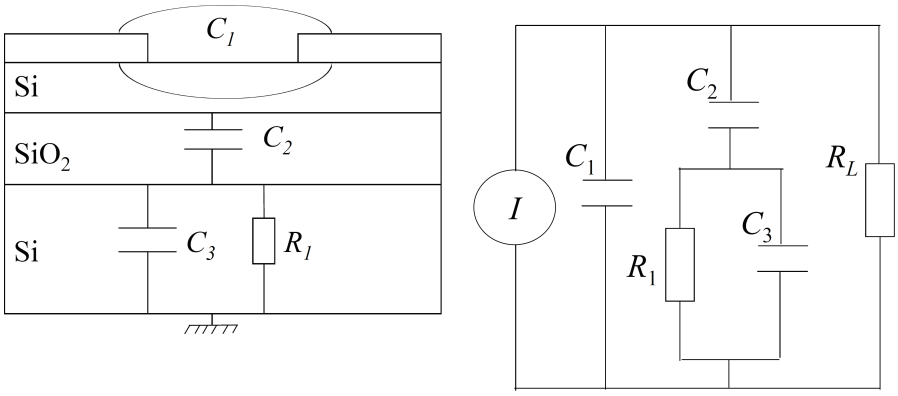
circuit vaut :

$$Z(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{R_L} + jC_1\omega + \frac{1}{\frac{1}{\frac{1}{R_1}+jC_3\omega}+\frac{1}{jC_2\omega}}} \tag{2.60}$$

Nous déterminons la bande passante en traçant $20\log(|Z|^2)$ et en considérant la coupure à -6 dB (fig. 2.51. Pour la structure Cr-Si-Pt sur cristal photonique, on trouve 72 GHz, 83 GHz et 89 GHz à 0, 20 et 40 V en polarisation inverse, respectivement. Le changement dans la bande passante lors de la déplétion est dû principalement à la diminution de C_2. La valeur typique 80 GHz est déterminée par la mise en série de C_2 et C_3. Compte-tenu des valeurs des paramètres, $Z(\omega)$ s'approxime aux hautes fréquences par

$$Z(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{R_L} + \frac{1}{\frac{1}{jC_2\omega}+\frac{1}{jC_3\omega}}} \tag{2.61}$$

La bande passante électrique est donc limitée par la capacité verticale du SOI, et non par la capacité latérale C_1 qui est très faible. La valeur calculée (80 GHz) reste toutefois grande devant la bande passante liée au temps de transit des porteurs (9 GHz). Nos contacts sont donc compatibles avec des applications télécom haut débit.



(a) (b)

FIGURE 2.50 – (a) Schéma des paramètres capacitifs et résistifs latéraux et verticaux (b) Circuit équivalent (fonctionnement en photodétecteur)

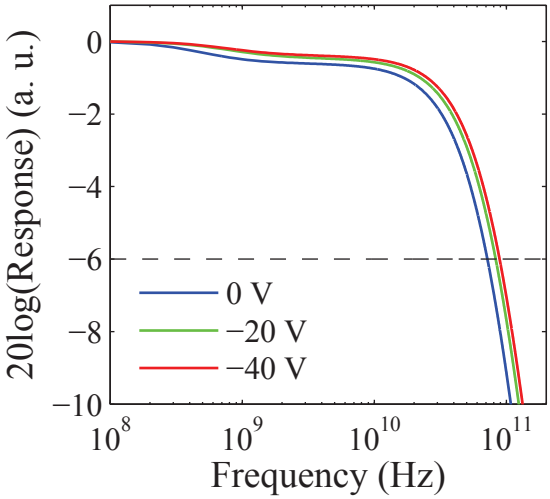


FIGURE 2.51 – Détermination (calcul) de la bande passante électrique du détecteur

Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail le volet métallisation du détecteur. A partir d'un modèle 1 D classique de ce type de structure, nous avons mis en évidence l'existence de quatre régimes de circulation du courant : régime de diffusion, régime intermédiaire, régime de bande plate, régime d'avalanche. Nous avons vu que l'existence de ces quatre régimes serait conservée dans une structure à cristal photonique dont le rapport r/a vaut 0.25. L'évolution du photocourant en fonction de la polarisation indique si la collection des porteurs par diffusion est efficace ou non : dans notre cas, en restant dans le régime de diffusion, il est possible de collecter plus de 90% des porteurs dès que V > 10 V. Les effets de la recombinaison en surface ont été discutés : ils conduisent à une diminution du temps de vie effectif des porteurs, et à une augmentation du courant de génération dans l'obscurité. Au terme de cette étude, nous avons vu que le choix d'un métal à haute barrière de potentiel ou mieux d'une structure asymétrique étaient les plus appropriés pour minimiser le courant d'obscurité et maintenir un temps de transit des porteurs le plus faible possible.

Lors de la phase de fabrication et de test des échantillons, nous avons dû optimiser et fiabiliser les processus en intégrant des étapes supplémentaires de nettoyage et de décapage in situ de l'échantillon. Seulement alors, les tendances des courbes I(V) dans l'obscurité et sous illumination sont en bon accord avec les modèles. Le courant d'obscurité typique est de quelques nanoampères sur platine. Une étude comparée pour différentes tailles de métallisations a montré que la surface effective à prendre en compte est comparable à la surface géométrique des contacts. Sur le plan quantitatif, l'ajustement avec le modèle permet de trouver les valeurs de hauteur de barrière sur Cr et Ni, mais conduit à sous-estimer le courant d'obscurité en régime de diffusion dans les métallisations en platine, car certains canaux de conduction ne sont pas pris en compte. Malgré cette limitation, les images EBIC des structures reflétant la localisation de la zone de déplétion dans le plan (x, y) sont en très bon accord avec l'image donnée par les concentrations de porteurs simulées, validant l'étude que nous avons menée. A ce titre, et à cause de leur originalité sur cristal photonique, ces images EBIC consituent un résultat marquant dans ce chapitre.

Enfin, une mesure de paramètre s jointe à un modèle des capacités latérales et verticales créées par les métallisations et le substrat donne une estimation pour la bande passante électrique (limitée

par les parasites) de 80 GHz. La vitesse du détecteur sera donc bornée par le temps de transit des porteurs. En conclusion de cette étude, nous savons qu'il faudra se placer dans le régime déplété d'une photodiode MSM asymétrique ou à la limite de la déplétion complète dans un photodétecteur MSM en Pt-Si-Pt, dans les deux cas avec la distance interélectrode d la plus petite possible, afin de limiter le courant d'obscurité, assurer une efficacité quantique électrique de 1 et une bande passante autour de 10 GHz.

Bibliographie

[1] S.M. Sze, D.J. Coleman Jr., and A. Loya. Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures. *Solid-State Electron.*, 14(12) :1209 – 1218, 1971.

[2] Liann-Chern Liou and Bahram Nabet. Simple analytical model of bias dependence of the photocurrent of metal-semiconductor-metal photodetectors. *Applied Optics*, 35 1 :15–23, 1996.

[3] Contact resistance to a thin semiconductor layer, www.colorado.edu.

[4] T. Tanabe, H. Taniyama, and M. Notomi. Carrier diffusion and recombination in photonic crystal nanocavity optical switches. *J. Lightw. Technol.*, 26(9-12) :1396–1403, May 2008.

[5] T. Tanabe, H. Taniyama, and M. Notomi. Carrier diffusion and recombination in photonic crystal nanocavity optical switches. *J. Lightw. Technol.*, 26(9-12) :1396–1403, May 2008.

[6] E. Yablonovitch, D. L. Allara, C. C. Chang, T. Gmitter, and T. B. Bright. Unusually low surface-recombination velocity on silicon and germanium surfaces. *Physical Review Letters*, 57, 2 :249–252, 1986.

[7] Thomas Johnson. *Silicon microdisk resonatours for nonlinear optics and dynamics.* PhD thesis, California Institute of Techonology, 2009.

[8] A. Berrier, M. Mulot, G. Malm, M. Ostling, and S. Anand. Carrier transport through a dry-etched InP-based two-dimensional photonic crystal. *J. Appl. Phys.*, 101(12) :123101, June 2007.

[9] Paolo Cardile, Giorgia Franzo, Roberto Lo Savio, Matteo Galli, Thomas F. Krauss, Francesco Priolo, and Liam O' Faolain. Electrical conduction and optical properties of doped silicon-on-insulator photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 98(20) :203506, 2011.

[10] Bryan Ellis, Tomas Sarmiento, Marie Mayer, Bingyang Zhang, James Harris, Eugene Haller, and Jelena Vuckovic. Electrically pumped photonic crystal nanocavity light sources using a laterally doped p-i-n junction. *Appl. Phys. Lett.*, 96(18) :181103, 2010.

[11] T. Tanabe, K. Nishiguchi, E. Kuramochi, and M. Notomi. Low power and fast electro-optic silicon modulator with lateral p-i-n embedded photonic crystal nanocavity. *Opt. Exp.*, 17(25) :22505–22513, December 2009.

[12] W. A. Wohlmuth, M. Arafa, A. Mahajan, P. Fay, and I. Adesida. InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors with engineered Schottky barrier heights. *Appl. Phys. Lett.*, 69(23) :3578–3580, December 1996.

[13] Chi On Chui, A. K. Okyay, and K. C. Saraswat. Effective dark current suppression with asymmetric msm photodetectors in group IV semiconductors. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15(11) :1585–1587, 2003.

[14] http://www.ief.u-psud.fr/ief/ief.nsf/CTU/CTU_presentation.html.

[15] P.M. Martin. *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings : Science, Applications and Technology.* Elsevier, 2009.

[16] Z. Han. *Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium.* PhD thesis, Université Paris Sud XI, 2010.

[17] S. M. Sze and K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices.* Wiley-Blackwell, 2006 (3rd edition).

[18] J. P. Gambino and E. G. Colgan. Silicides and ohmic contacts. *Materials Chemistry and Physics*, 52 :99–146, 1998.

[19] A. Xiang, W. Wohlmuth, P. Fay, S. M. Kang, and I. Adesida. Modeling of InGaAs MSM photodetector for circuit-level simulation. *J. Lightw. Technol.*, 14(5) :716–723, 1996.

[20] S. Averine, Y. C. Chan, and Y. L. Lam. Evaluation of schottky contact parameters in metal-semiconductor-metal photodiode structures. *Appl. Phys. Lett.*, 77, 2 :274–276, 2000.

[21] N. Touyama. Variation in the effective Richardson constant of a metal-silicon contact due to metal-film thickness. *J. Appl. Phys.*, 63(6) :2720–2724, 1987.

[22] N. Touyama. Effective richardson constant of sputtered ptsi schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 64 :2515–2518, 1988.

[23] M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti, and I. Rendina. A silicon compatible resonant cavity enhanced photodetector working at 1.55 μm. *Semiconductor Science and Technology*, 23, 2008.

[24] Schubert F. Soares. Photoconductive gain in a Schottky barrier photodiode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(Part 1, No. 2A) :210–216, 1992.

[25] T. E. Everhart, O. C. Welles, and C. W. Oatley. Factors affecting contrast and resolution in the scanning electron microscope. *J. Electron. Control*, 7 :97–111, 1959.

[26] T. E. Everhart, O. C. Wells, and R. K. Matta. A novel method of semiconductor device measurements. *Proc. IEEE*, 52(12) :1642–1647, 1964.

[27] K. O. Leedy. A bibliography on electron beam induced current analysis of semiconductor devices. *Solid-State Tech.*, 20 :45–48, 1977.

[28] Katri Honkanen. *Fabrication and modelling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs based photoreceiver.* PhD thesis, Helsinki University of Technology, 2001.

Chapitre 3

Photodétecteur télécom en silicium sur cristal photonique

Dans ce dernier chapitre, nous réalisons et caractérisons le détecteur à deux photons, en nous servant des bases théoriques posées au chapitre 1 et de l'étude des contacts MSM sur cristal photonique menée au chapitre 2. Il y a quatre étapes dans ce travail. D'abord nous dimensionnons la cavité optique en simulation FDTD, tout en explicitant les objectifs que nous estimons atteignables. Ensuite nous nous attelons à la fabrication du dispositif, qui demande en particulier de réaliser un alignement nanométrique entre le cristal photonique et les électrodes métalliques. Nous caractérisons ensuite le dispositif en tant que photodétecteur résonnant et donnons les valeurs mesurées de facteur de qualité, réponse, et bande-passante. Enfin, considérant le dispositif comme une plateforme d'expérimentation pour l'optoélectronique non linéaire, nous abordons l'étude des interactions complexes entre les aspects optiques, électroniques et thermiques de la physique au sein du résonateur.

3.1 Conception de la cavité

3.1.1 Dimensionnement préalable

Pour avoir un ordre de grandeur de ce qu'on peut attendre comme réponse, nous partons du modèle issu de la théorie des modes couplés présenté section 1.4.2 (équation 1.111). Nous nous plaçons à la résonance ($\omega = \omega_0$), et négligeons tous les effets non-linéaires. Cette approximation est valable pour des puissances suffisamment faibles, pour lesquelles les termes linéaires sont dominants dans l'équation optique 1.111. Sachant que A désigne l'amplitude du mode, P_{in} la puissance à l'entrée et Tr_0 la transmission de la cavité à basse puissance, on a :

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = -\frac{\omega_0}{2Q}A + \left(\frac{\omega_0\sqrt{\mathrm{Tr}_0}}{2Q}P_{\text{in}}\right)^{1/2} \tag{3.1}$$

En régime permanent

$$|A|^2 = \frac{2\sqrt{\mathrm{Tr}_0}Q}{\omega_0}P_{\text{in}} \tag{3.2}$$

Le photocourant vient des porteurs libres générés par absorption à deux photons. Cette contribution non linéaire doit être prise en compte même à basse puissance, car il n'y a pas de terme de génération linéaire de porteurs. Le taux de génération global G_{TPA} est égal à la puissance absorbée

par absorption à deux photons P_{TPA} divisée par $2\hbar\omega$. P_{TPA} se déduit de l'équation 1.111. Par ailleurs, en se plaçant dans le régime de déplétion, on sait (cf. section 2.2.3) que le photocourant est égal au flux de charges générées. Au total :

$$I_{\mathrm{ph}} = \frac{q}{2\hbar\omega}\frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{V_{\mathrm{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\right)^2|A|^4 = \frac{2q}{\hbar\omega^3}\beta_{\mathrm{TPA}}\left(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\right)^2\frac{\mathrm{Tr}_0 Q^2}{V_{\mathrm{TPA}}}P_{\mathrm{in}}^2 \tag{3.3}$$

L'équation précédente est valable uniquement aux faibles puissances. En supposant que l'injection optique se fait au couplage critique, que $\lambda_0 = 1550\,\mathrm{nm}$ et en choisissant un facteur de qualité de référence $Q_0 = 10^5$ et un volume TPA de référence $V_0 = \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$, la réponse du photodétecteur s'exprime comme :

$$\mathcal{R} = 2.82 \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^3\left(\frac{V_0}{V_{\mathrm{TPA}}}\right)\left(\frac{Q}{10^5}\right)^2\left(\frac{P_{\mathrm{in}}}{1\,\mu\mathrm{W}}\right)\mathrm{mA/W} \tag{3.4}$$

Une abaque donnant la réponse en fonction de Q pour plusieurs valeurs de P_{in} est proposée fig. 3.1(a). On voit que pour $Q < 10^4$, la réponse du détecteur sera infime. La technique de détection

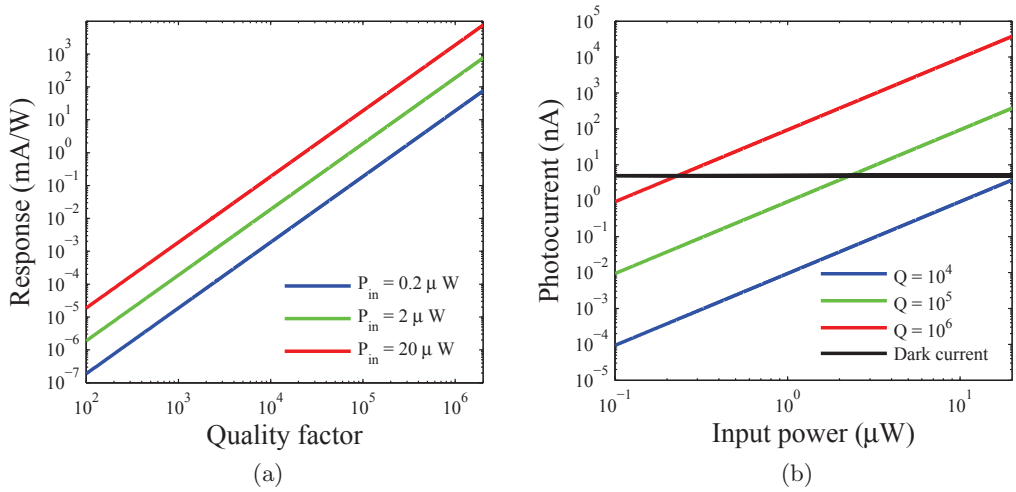


FIGURE 3.1 – (a) Réponse en fonction de Q pour plusieurs puissances d'entrée (b) Photocourant en fonction de la puissance incidente pour plusieurs facteurs de qualité. La ligne en noir indique le courant d'obscurité

résonnante est indispensable pour que le signal d'absorption à deux photons soit détectable à des puissances d'entrée dans la gamme des µW. Figure 3.1(b), nous avons représenté le photocourant en fonction de la puissance d'entrée pour plusieurs facteurs de qualité et fait figurer le courant d'obscurité typique d'une jonction Pt-Si-Pt (5 nA). Pour $Q = 10^6$, le signal dépasse le courant d'obscurité lorsque $P_{\mathrm{in}} = 0.25\,\mu\mathrm{W}$, pour $Q = 10^5$, il faut que $P_{\mathrm{in}} = 2.5\,\mu\mathrm{W}$. Au vu de ces ordres de grandeur, il paraît utile de rechercher un facteur de qualité vraiment très grand (10^6) afin d'atteindre une réponse comparable à l'état de l'art (1 A/W).

Cependant, viser un facteur de qualité très élevé soulève des difficultés. Tout d'abord, il n'est pas certain qu'il soit possible de maintenir un facteur de qualité très élevé en présence des électrodes (cette question sera traitée section 3.1.3). D'autre part, le gain en réponse lié au facteur de qualité très élevé risque d'être réduit dès que les puissances seront un peu élevées, à cause du renforcement

des pertes non-linéaires. Ensuite, d'après les équations 2.55 et 3.1 le temps de vie des photons limite la bande passante totale du dispositif :

$$f_{-3\,\mathrm{dB}} < \frac{\omega_0}{2\pi Q} \tag{3.5}$$

L'application numérique (fig. 3.2) montre qu'un facteur de qualité de 10^6 est équivalent à une bande-passante inférieure à 200 MHz, ce qui exclut d'avance toute application ultra-rapide. Enfin,

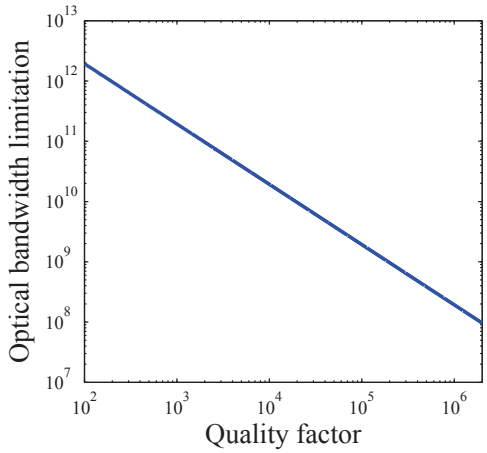


FIGURE 3.2 – Limitation de la bande passante d'un photodétecteur à cavité résonnante

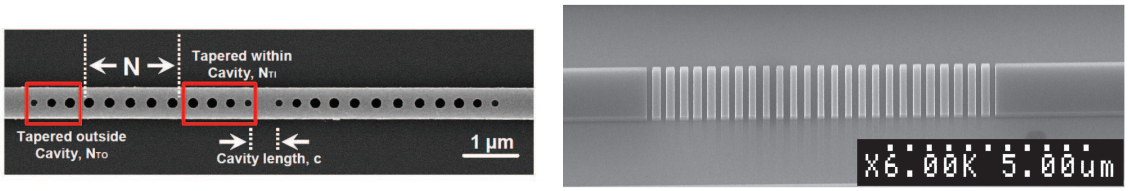
en termes de fabrication, la réalisation d'une cavité à cristal photonique à très haut facteur de qualité doit se faire sur une *membrane* de silicium. Celle-ci est créée en sous-gravant la silice avec une solution d'acide fluorhydrique (HF) qui passe notamment à travers les trous du cristal photonique. Or, les métaux usuels sont attaqués par le HF. Par conséquent, si on termine la fabrication par l'étape de gravure HF, il faut protéger les métallisations avec par exemple une résine et ouvrir une région appropriée au moyen d'une lithographie très précisément alignée avec les niveaux précédents. Ceci rajoute de la complexité au procédé de fabrication. Au contraire, si on fait l'étape de gravure HF au début, il faut ensuite prendre le risque de faire la métallisation sur une membrane de silicium fragile. En dehors de la question de la complexité de la fabrication pour nous en phase de recherche, se pose aussi la question de la destination du dispositif. Notre détecteur a vocation à être intégré dans une technologie CMOS planaire. Le SOI est un substrat adapté à ces technologies, mais l'apparition de membranes est problématique en termes de stabilité mécanique et de résistance thermique. La silice sous le silicium, bien qu'étant un isolant, évacue tout de même mieux la chaleur que l'air, ce que traduisent les coefficients de conductivités respectifs $k_{\mathrm{SiO_2}} = 1.38\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}$ et $k_{\mathrm{air}} = 2.6 \times 10^{-2}\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}$ La cavité en membrane, isolée dans l'air, chauffe donc beaucoup plus qu'une cavité sur SOI pour un facteur de qualité équivalent [1].

A ce stade, il y a deux stratégies pour le photodétecteur. La première consiste à essayer de maximiser la réponse en choisissant une cavité à facteur de qualité très élevé sur membrane, en résolvant les problèmes de fabrication et en sacrifiant la vitesse d'opération. La seconde stratégie est de choisir un facteur de qualité modéré (entre 10^4 et 10^5) pour assurer une bande passante au-dessus de quelques GHz. C'est dans cette plage de facteurs de qualité que la limitation optique de la bande passante est du même ordre de grandeur que la limitation due au temps de transit. Dans ce cas, nous verrons dans la section suivante que l'approche SOI permet effectivement d'atteindre ces facteurs de qualité (10^5), et sera donc privilégiée. Notons que l'approche membrane reste intéressante dans

le cas particulier où on voudrait avoir simultanément un facteur de qualité de l'ordre de 10^5 et une transmission de 100%, en jouant sur le couplage.

3.1.2 Cavités de type Kuramochi sur SOI

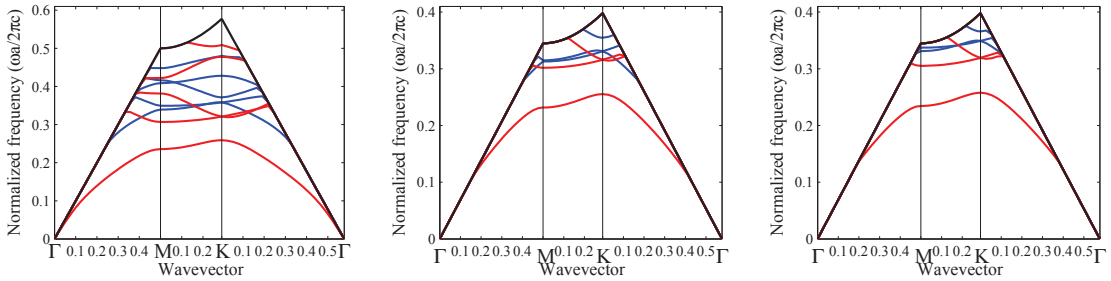
Pour les raisons technologiques évoquées ci-dessus, les cavités en cristal photonique sur SOI ont fait l'objet de nombreuses études, en dépit de la difficulté à obtenir des facteurs de qualité élevés. Le problème a deux aspects : (1) L'indice relativement élevé de la silice ($n_{SiO_2} = 1.45$) diminue l'efficacité du confinement vertical par différence d'indice, par rapport à la membrane. (2) La structure SOI-Si-Air n'admet pas de plan de symétrie parallèle aux interfaces entre les trois matériaux. On ne peut donc plus définir de mode TE ou TM au sens strict. A la place, on a des modes quasi-TE et quasi-TM. Ainsi la notion de miroir en cristal photonique pour une polarisation donnée n'est plus applicable, car, dans une cavité sur SOI, la perturbation induit un couplage entre les modes quasi-TE et les modes quasi-TM. La recherche d'un dessin de cavité optimal devient plus empirique que sur membrane, où la symétrie de la structure interdit un tel couplage. Sur SOI, une modification de la géométrie loin du centre de la résonance peut avoir des incidences importantes [2]. Une solution possible est de rétablir la symétrie en faisant croître 2 µm de silice au-dessus. Là encore, en pratique, cela signifie un niveau de masque supplémentaire pour découvrir les métallisations. Nous avons donc cherché si possible à rester sur SOI.



(a) Cavités à base de trous (b) Cavités en boîtes

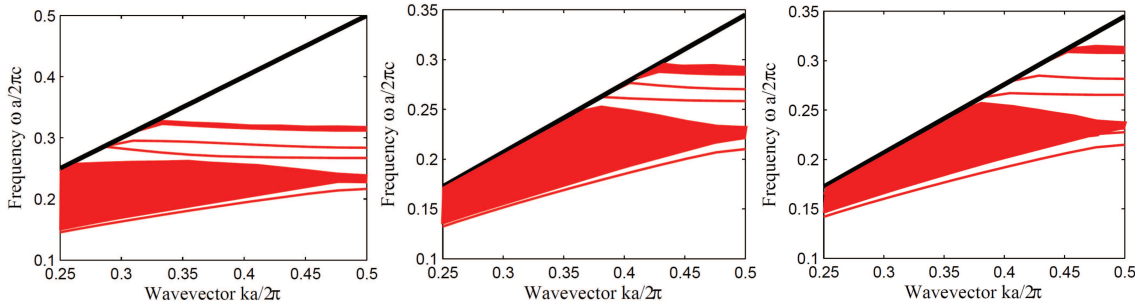
FIGURE 3.3

Au début de notre thèse, les facteurs de qualité les plus élevés avaient été obtenus sur des cristaux photoniques unidimensionnels [3]. Les géométries typiques de ces cavités (fig. 3.3) ne sont pas, de toute évidence, compatibles avec l'extraction de porteurs : il n'y a pas de place pour des électrodes. Obtenir une cavité à cristal photonique *bidimensionnelle* sur SOI est donc incontournable. Les plus hauts facteurs de qualité reportés en 2009 étaient de 600 [4], ce qui est très loin de notre objectif. La cavité de type L3 utilisée dans [4] présente une géométrie extrêmement abrupte, tandis que les géométries 1D ayant conduit à des facteurs de qualité élevés sur silice reposent sur une modulation douce des défauts dans la direction de propagation [5, 2], structures dont la cavité de Kuramochi présentée section 1.3.3 est une sorte de version 2D. Notre démarche a consisté à reprendre la structure de Kuramochi. A titre d'information, nous représentons le diagramme de bande d'un cristal photonique à maille triangulaire dans les cas suivants : Air-Si-Air (référence), SiO_2-Si-SiO_2, et SiO_2-Si-Air (fig. 3.4). Le diagramme de bande de la structure asymétrique est composé des modes que l'on identifie comme quasi-TE et quasi-TM. Ensuite, nous calculons le diagramme de bande d'un guide W1 dans les trois situations (fig. 3.5). Dans la structure symétrique en silice, le changement essentiel est l'abaissement du cône de lumière. Dans la structure asymétrique l'existence d'un mode guidé à l'intérieur de la bande interdite quasi-TE est maintenue. On peut ainsi espérer que le principe de la barrière photonique sera partiellement conservé dans la géométrie de Kuramochi où l'extension spatiale est de 6 périodes.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.4 – Diagrammes de bande TE (en rouge) et TM (en bleu) pour une maille triangulaire de trous d'air (a) membrane (Air-Si-Air) (b) Structure symétrique en silice (Silice-Si-Silice) (c) SOI (Silice-Si-Air)



(a) (b) (c)

FIGURE 3.5 – Diagrammes de bande TE pour un guide W1 (a) membrane (Air-Si-Air) (b) Structure symétrique en silice (Silice-Si-Silice) (c) SOI (Silice-Si-Air).

Nous faisons une première simulation FDTD avec les paramètres suivants : $a = 400\,\text{nm}$, largeur de la barrière : $0.98a\sqrt{3}$, longueur de la barrière, $18a$, écartement maximal des trous 9 nm. Le facteur de qualité simulé est alors de 9×10^4, (contre 4×10^7 pour la même structure sur membrane). Le mode résonant est représenté dans le plan (x, y) et selon une vue en coupe, où l'on voit que l'asymétrie selon z est très faible. Le couplage TE-TM et la moindre efficacité du confinement vertical se partagent l'origine de la chute du facteur de qualité simulé : la même structure simulée en SiO_2-Si-SiO_2 a un facteur de qualité simulé intermédiaire de 2.7×10^6. Nous faisons ensuite varier la longueur du guide qui précède la cavité. L'évolution exponentielle du facteur de qualité confirme que ce guide se comporte bien comme une barrière, ce qui est important pour la compréhension du mécanisme de confinement, et nous donne un moyen simple de moduler le facteur de qualité et la transmission.

Expérimentalement, le facteur de qualité est limité par les pertes dues aux imperfections de la fabrication. Celles-ci sont équivalentes à un Q de quelques millions [6]. Un facteur de qualité simulé de 9×10^4 doit donc se retrouver sans difficultés dans la structure fabriquée. De plus, le volume modal simulé vaut $3.3\left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ ce qui représente une augmentation raisonnable par rapport à la membrane $(2\left(\frac{\lambda}{n}\right)^3)$. En faisant varier empiriquement la valeur de r, le facteur de qualité peut monter jusqu'à 1.2×10^5. Il faut noter également que la longueur d'onde de résonance est, comme prévu, plus élevée que sur membrane ($5a$ contre $4a$), et en tenir compte lors du paramétrage pour

rester dans les limites accessibles par nos lasers.

Le dessin de Kuramochi est donc adapté pour les cavités en cristal photonique 2D sur silice. Suite à ces premiers essais, des modifications de la géométrie permettant une nette augmentation du rapport Q/V ont été proposées par notre groupe [7]. L'allongement de la cavité dans la direction x a permis de réduire encore le couplage TE/TM, d'améliorer le confinement vertical et d'atteindre un facteur de qualité mesuré de 2×10^5. Toutefois, dans cette version améliorée, l'énergie du mode associé se déploie le long de l'axe x, alors que nous souhaitons collecter les porteurs dans la direction y. Par conséquent, dans la suite, nous nous en tenons au dessin originel de Kuramochi.

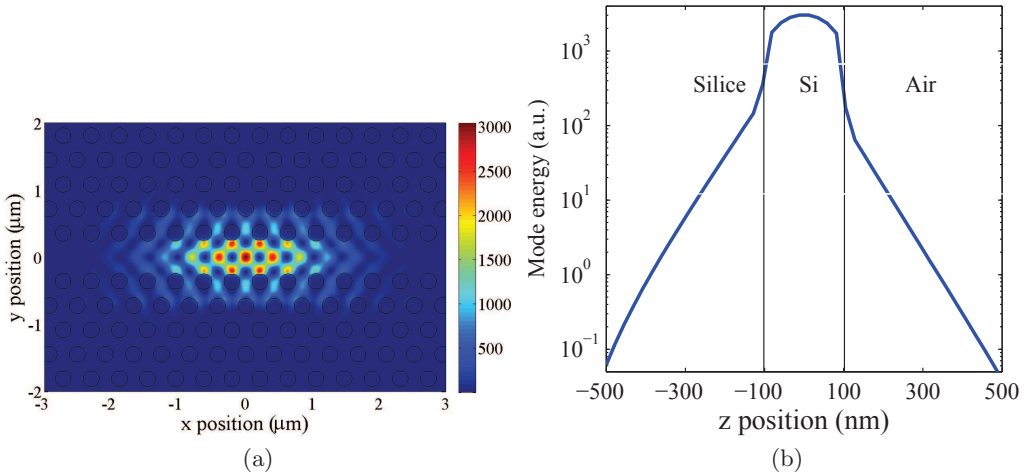


FIGURE 3.6 – (a) Mode de cavité (structure de Kuramochi sur silice) (b) Profil de confinement selon la direction z

3.1.3 Prise en compte de la conductivité du métal

Il faut maintenant évaluer l'impact des électrodes conductrices sur la cavité optique. Les pertes liées à l'absorption dans le métal sont en effet susceptibles de réduire significativement le facteur de qualité. Les coefficients d'absorption α_m à $\lambda = 1550\,\text{nm}$ des différents métaux abordés dans le chapitre 2, pris dans la référence [8] sont reportés tableau 3.1. L'ordre de grandeur typique pour α_m est de $5 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$. La partie imaginaire $\varepsilon^{(2)}$ de la constante diélectrique, équivalente à la conductivité σ du métal, se déduit des relations suivantes

$$\varepsilon = \varepsilon^{(1)} + j\varepsilon^{(2)} \qquad \varepsilon^{(2)} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = n_m \frac{c}{\omega}\alpha \tag{3.6}$$

où n_m désigne la partie rélle de l'indice de réfraction. La conductivité de ces métaux est en général dépendante de ω_0. Cette dépendance peut être modélisée par exemple par un modèle de Drude. Cependant, comme nous nous intéressons à une résonance très étroite, il suffit de considérer la conductivité à la pulsation considérée.

Calcul aux perturbations Sous l'hypothèse des petites perturbations, il est possible d'évaluer les pertes dues aux électrodes. En adaptant le raisonnement mené pour l'absorption par porteurs libres section 1.4.2 (équations 1.106 et 1.108), on montre que la variation de la pulsation complexe

Métal	Or	Platine	Chrome	Titane	Nickel
$\alpha(\mathrm{cm}^{-1})$	9.3×10^5	5.7×10^5	3.7×10^5	3.6×10^5	3.8×10^5

TABLE 3.1 – Coefficient d'absorption des métaux utilisés

associée vaut

$$\Delta\omega = -i\frac{\omega_0}{2}\frac{\iiint \varepsilon^{(2)}(\mathbf{r})|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\mathrm{d}^3r}{\iiint n_0^2|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\mathrm{d}^3r} \tag{3.7}$$

Cette variation de la pulsation complexe du mode est un taux de décroissance en amplitude équivalent à un facteur de qualité Q^{el} :

$$Q^{\mathrm{el}} = \frac{\omega_0}{2i\Delta\omega} \tag{3.8}$$

Pour éviter que Q^{el} ne réduise le facteur de qualité optique de façon importante, il faut au moins que $Q^{\mathrm{el}} > 10^5$.

Près du centre de la cavité, les métallisations sont des rectangles définis par deux paramètres l et δ : l est la largeur de l'électrode, δ est la distance entre une électrode et le centre du guide (par rapport aux notations utilisée dans le chapitre 2, $\delta = d/2$). Dans cette section, nous exprimerons ces quantités en unités réduites : l en périodes du cristal photonique (a) et δ en nombre de rangées ($\frac{\sqrt{3}}{2}a$). La hauteur des électrodes est fixée à 200 nm. En partant du profil modal calculé par FDTD, nous pouvons calculer Q^{el} en fonction de l et δ par les équations 3.7 et 3.8 en définissant une fonction $\varepsilon^{(2)}(\mathbf{r})$ nulle en dehors des électrodes. Le résultat pour des électrodes en or est reporté fig. 3.8. On constate que le facteur de qualité ainsi obtenu dépend essentiellement de δ même s'il décroît légèrement avec l. La ligne de niveau noire indique la frontière $Q^{\mathrm{el}} = 10^5$. Pour $\delta < 3$, on a toujours $Q^{\mathrm{el}} < 10^5$, tandis que pour $\delta \geq 4$, la condition $Q^{\mathrm{el}} > 10^5$ est toujours respectée. Le cas limite se situe pour $3 < \delta < 4$: il faut alors que l'électrode soit fine ($l < 3$) pour respecter le critère sur Q^{el}. Ce résultat donne donc une règle pour la géométrie des électrodes. En reprenant l'image du mode de cavité, ce calcul s'interprète en constatant que l'énergie du mode est essentiellement confinée dans les trois premières rangées de part et d'autre du cristal photonique. Un calcul précis donne 91% d'énergie contenue dans la boîte représentée fig. 3.7. Si les électrodes sont situées au-delà, la perturbation du mode est mineure.

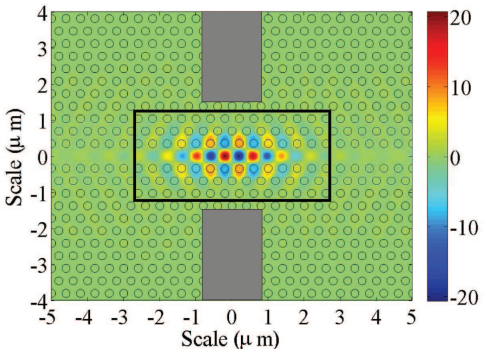


FIGURE 3.7 – Profil du mode optique. La projection des électrodes est représentée dans le plan du cristal photonique. Le rectangle noir contient 91% de l'énergie du mode

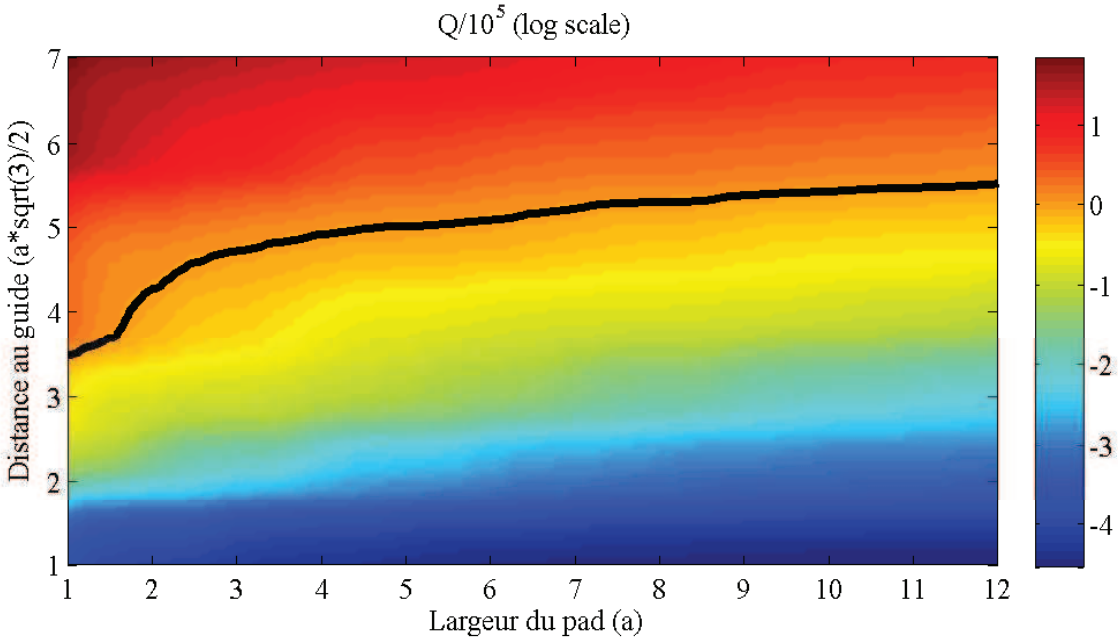


FIGURE 3.8 – Facteur de qualité équivalent aux pertes optiques dues aux électrodes, en fonction de l et δ. Calcul par la méthode des perturbations. La quantité représentée est le logarithme décimal de $Q/10^5$. La ligne de niveau noire correspond à $Q = 10^5$

Calcul par FDTD Le résultat précédent demande à être complété par une étude numérique exacte. Lorsque les électrodes sont proches, il se pourrait que l'effet soit trop important pour être traité comme une perturbation. Meep permet de définir une conductivité complexe constante incorporée directement dans les équations de Maxwell. Remarquons qu'il sera difficile de retracer la dépendance de Q^{el} en fonction de l et δ si la structure étudiée repose sur silice. En effet, la simulation ne fournit que le facteur de qualité global $1/Q_0 + 1/Q^{\mathrm{el}}$. Si Q_0 n'est pas extrêmement élevé, il peut être délicat d'extraire Q^{el}. Notre démarche s'effectuera en deux temps : nous simulerons Q^{el} dans une cavité en membrane, et ensuite vérifierons que, pour des paramètres géométriques appropriés, le facteur de qualité total est très peu modifié dans une cavité sur silice.

Le tableau 3.2 donne les facteurs de qualité simulés sur membrane pour plusieurs couples (l, δ) (métallisations en or). L'accord est en fait excellent avec le résultat du calcul aux petites perturbations. Les conclusions sont donc les mêmes. Notons que le calcul aux petites perturbations, ainsi validé par la FDTD, permet d'économiser en temps de calcul.

Lorsque la cavité est sur silice et que $\delta \geq 4$, le facteur de qualité simulé par FDTD reste égal à 10^5. Pour clore cette étude, nous avons regardé si le facteur de qualité change quand on met du métal dans les trous du cristal photonique. (C'est ce qui arrivera nécessairement si les électrodes

$Q^{\mathrm{el}}/10^5$	$\delta = 2$	$\delta = 3$	$\delta = 4$	$\delta = 5$
$l = 1$	0.04	3.5	9.4	34
$l = 3$	0.01	0.66	5.2	13
$l = 5$	0.006	0.29	2.3	8.7
$l = 7$	0	0.09	1.0	8.5

TABLE 3.2 – Q^{el} en fonction de l et δ, calculé par FDTD

sont déposées au-dessus d'un cristal photonique « complet »). Nous avons aussi regardé ce qui se passe quand le cristal photonique est interrompu au niveau des électrodes qui reposent alors sur du silicium plein. Nous avons trouvé que toutes les configurations sont équivalentes. Nous avons alors choisi d'interrompre le cristal photonique, ce qui profitera à la planéité des électrodes.

Cette étude nous permet également de mieux connaître la dépendance de la bande passante en fonction de d. A l fixé, une structure sera définie par la donnée d'une longueur de barrière, qui fixe le facteur de qualité purement optique Q_0, et de d qui détermine Q^{el}. Le facteur de qualité total vaut alors $(1/Q_0 + 1/Q^{\mathrm{el}})^{-1}$. La bande passante dépend à la fois du temps de transit, déterminé par d, ainsi que du facteur de qualité total, également dépendant de d. Ces deux aspects sont regroupés pour différentes valeurs fig. 3.9, où on a tracé la bande-passante optique pour plusieurs valeurs de Q_0 et la bande passante liée au temps de transit. Les paramètres géométriques sont $a = 400\,\mathrm{nm}$, $l = 2\,\mu\mathrm{m}$. Les paramètres sont optimisés du point de vue de la bande passante lorsque les deux types de limitations sont comparables. Cela est réalisé pour $Q_0 = 20000$ et $d = 3.2\,\mu\mathrm{m}$ ou pour $Q_0 = 100000$ et $d = 1.7\,\mu\mathrm{m}$. Dans le deuxième cas la dégradation du facteur de qualité s'accompagne d'une baisse de la transmission, alors que dans le premier cas, la transmission devrait être élevée (meilleur couplage). Nous fabriquerons donc des échantillons peu couplés avec des électrodes lointaines pour optimiser le facteur de qualité, d'une part, et des structures bien couplées, dans lesquelles on pourra rapprocher les électrodes sans dégrader (encore plus) le facteur de qualité.

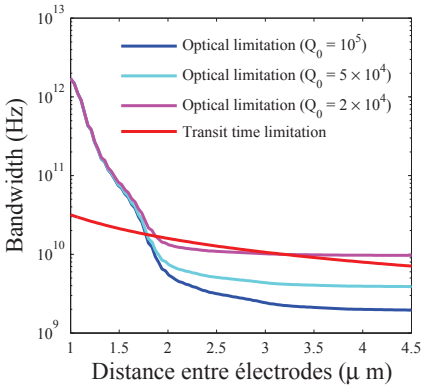


FIGURE 3.9 – Limitations de la bande passante en fonction de d. En traits pointillés, le temps de transit. En traits pleins la bande passante liée au facteur de qualité optque pour différentes valeurs de l.

3.2 Fabrication du détecteur

3.2.1 Fabrication des cristaux photoniques et des guides d'accès

En raison des faibles dimensions, obtenir des cristaux photoniques de bonne qualité dans le proche infrarouge et dans le visible est un des objectifs importants de la recherche en nanophotonique. Durant notre thèse, nous avons eu la chance de bénéficier de l'expertise et du savoir-faire à la pointe de l'état de l'art mondial développé à l'IEF, notamment dans le travail de thèse de Z. Han. [9]. Sur membrane, des facteurs de qualité allant jusqu'à 2×10^6 ont été démontrés [7]. Pour les détails concernant l'optimisation des process, nous renvoyons à [9], et nous nous contenterons de résumer les informations essentielles.

La fabrication des cristaux photoniques et des guides d'accès se fait par lithographie électronique suivie d'une gravure du silicium. Au cours de la thèse, deux appareils de lithographie ont été utilisés : le RAITH150 sur lequel le travail initial d'optimisation a été mené, et le Nanobeam, qui pour l'instant ne permet pas d'atteindre la même qualité de lithographie mais qui est en revanche très rapide.

Dessin de la structure complète

Un schéma complet de l'ensemble du masque est donné fig. 3.10, avec des agrandissements de chacune des parties importantes. La longueur selon x de l'ensemble est fixée à 500 µm, taille choisie pour minimiser le temps de lithographie tout en gardant un confort dans la manipulation. La structure est symétrique par rapport à son centre. La zone active (au centre) contient le guide en cristal photonique, dont la longueur totale est fixée à 25 µm. De gauche à droite, on trouve d'abord un guide W1.02, le guide de couplage puis une transition douce sur trois trous amenant à un guide W0.98. Celui-ci constitue la barrière de la cavité résonante, qui est positionnée exactement au centre. En continuant, par symétrie on retrouve une barrière de même longueur, et un élargissement vers un guide W1.02.

Le reste du dessin sert à définir le guide d'accès en silicium et le guide de sortie qui lui est symétrique. Chaque moitié de guide est divisée en trois parties. Pour le guide d'entrée, de gauche à droite : (1) un taper inversé d'une longueur de 10 µm. La largeur à l'entrée est de 270 nm et 450 nm à la sortie. Le rôle du taper inversé est de minimiser la réflexion à l'interface ainsi que les oscillations de Fabry-Pérot entre les deux extrémités du guide, et de permettre une adaptation adiabatique entre le mode de la fibre lentillée et le mode guidé dans l'échantillon. (2) Un guide ridge monomode à 1550 nm (3) Un nouveau taper inversé : le guide ridge s'élargit très progressivement sur 60 µm jusqu'à atteindre la taille du guide à cristal photonique, assurant là aussi un couplage optimal.

Les structures ainsi définies comportent un grand nombre de sous-structures, dépendantes de dizaines de paramètres géométriques. Nous gérons cette complexité par l'intermédiaire du logiciel LEDIT, capable d'interpréter des modules programmés en langage C pour générer un dessin au format GDSII, interprétables par les logiciels de contrôle des lithographies. La fidélité du passage entre la structure abstraite, géométrique, et le *résultat* de l'insolation a fait l'objet d'un travail poussé. Lorsque les polygones (trapèzes et rectangles pour les guides, polygones réguliers à $N \gg 1$ côtés pour les trous du cristal photonique) sont définis en tant que *surfaces* à insoler, le mode d'exposition choisi par le logiciel de la lithographie conduit à des effets de bord indésirables (défaut de circularité des trous, erreurs importantes au niveau des raccords de champ pour les guides). Pour la lithographie RAITH, il est possible de remédier à ces problèmes en définissant la géométrie comme un ensemble de lignes que le faisceau doit suivre. L'exposition en tout point est ainsi

contrôlée à partir du masque. Ainsi les trous du cristal photonique sont définis comme des spirales qui assurent une insolation homogène, tandis que les guides sont délimités par une ligne en aller-retour qui s'arrête au niveau des raccords de champ (fig. 3.11) [10]. Pour la lithographie Nanobeam, l'insolation en mode ligne n'est pas encore disponible, et des perfectionnements sont en cours.

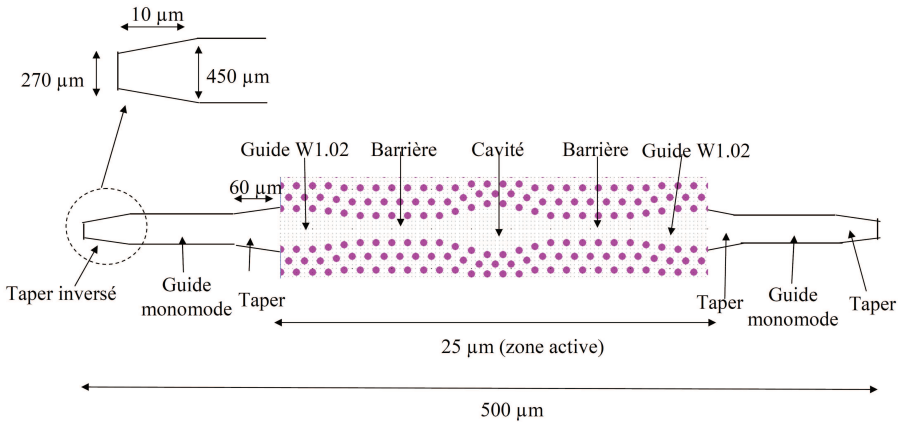
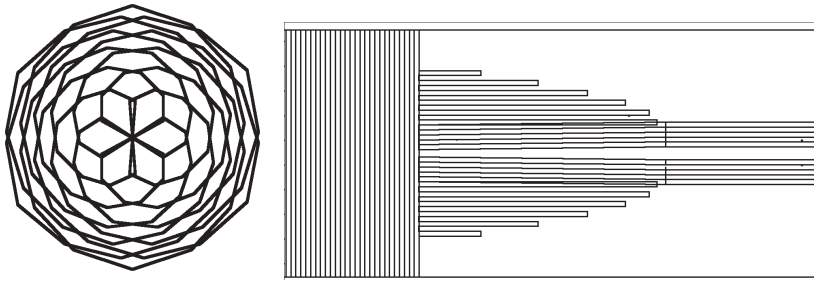


FIGURE 3.10 – Schéma complet du guide à cristaux photoniques, incluant les accès



(a) Masque pour un trou de cristal photonique insolé en mode ligne

(b) Guide d'accès défini en mode ligne

FIGURE 3.11

Etapes de fabrication

Enrésinement La résine utilisée est la ZEP 520A. Ce choix répond à deux critères : la résolution doit être élevée, et la résine doit résister ensuite (plus que le silicium) à la gravure sèche. Comme la résolution diminue avec l'épaisseur déposée, l'épaisseur visée (150 nm) est la plus petite qui assure une protection suffisante pendant la gravure. Dans ce but, la résine est d'abord diluée dans une solution d'anisole (mélange 1 :1) afin de la rendre plus fluide et de diminuer l'épaisseur déposée. L'enrésinement, effectué à la tournette semi-automatique comprend une phase d'accélération progressive de 3 s - essentielle pour éviter l'apparition de bulles dans la résine - et une phase de rotation à 4000 tours par minute pendant 80 s. L'échantillon est ensuite recuit à 180 °C pendant 2 min 30 s

Lithographie : système RAITH Le niveau de détail dans une cavité à cristal photonique est de 2 nm, soit la précision ultime de la machine. Une optimisation de tous les paramètres de

fonctionnement ainsi que des réglages est donc indispensable. Dans le système RAITH, l'utilisateur choisit d'abord une tension d'accélération et une ouverture de diaphragme. Le courant est alors imposé par la machine. On choisit ensuite le champ d'écriture, c'est-à-dire la taille du carré que le faisceau peut atteindre par déflexion électrostatique. Plus le champ d'écriture est petit, meilleure est la résolution. En revanche, si la région à insoler est plus grande que le champ d'écriture, la platine sur laquelle repose l'échantillon se déplace quand c'est nécessaire pour changer de champ, occasionnant les erreurs de raccord de champ que nous avons évoquées plus haut. Une procédure de paramétrage de la déflexion du faisceau permet de rendre cette erreur inférieure à 10 nm [11, 12]. Il faut enfin définir la dose pour les différents éléments. Les paramètres de lithographie, résultats d'une longue optimisation, sont les suivants : Tension d'accélération 20 kV, ouverture de diaphragme 7.5 µm, champ d'écriture 100 µm, dose pour les trous du cristal photonique : 29pC $\cdot$ cm^{-1}, dose pour les guides d'accès : 70pC $\cdot$ cm^{-1}. La structure faisant 500 µm de long, il y a 5 champs d'écriture, et on prend soin bien sûr de ne pas mettre de raccord de champ à l'intérieur du cristal photonique. Avec ces paramètres, le temps d'insolation pour une structure sur de type SOI est de quelques minutes (l'essentiel du temps est pris par les guides). A l'issue, l'échantillon est plongé dans le développeur dédié ZED N50 pendant 1 min 30 puis dans l'éthanol pour interrompre le développement.

Lithographie : Nanobeam Le mode d'insolation par ligne n'est pas disponible. De ce fait, il est encore difficile de contrôler le faisceau. Si la vitesse d'écriture est très élevée, la stabilité du faisceau et donc le rendu des formes (circularité des trous, linéarité des guides) est encore perfectible. Durant la première partie de la thèse, alors que le Nanobeam n'était pas encore opérationnel, nous avons uniquement utilisé le système RAITH. A présent, il est envisageable d'utiliser le Nanobeam pour lithographier rapidement les cristaux photoniques du détecteur, car les facteurs de qualité visés ne sont pas extrêmement élevés.

Gravure sèche Le transfert des motifs de la résine vers le substrat est réalisé par gravure sèche de la couche superficielle de silicium au moyen d'une machine ICP (Inductively Coupled Plasma Ion Etching) de la société STS. La gravure est à la fois chimique et physique (énergie cinétique). Les réactifs sont introduits sous forme gazeuse (mélange de SF_6 et C_4F_8). Le champ magnétique RF des bobines incorporées dans l'ICP permet d'accélérer fortement les ions du plasma et d'induire une gravure très anisotrope, ce qui essentiel pour garantir la verticalité des flancs. La réaction $Si + 4F \rightarrow SiF_4$ évacue le silicium sous forme gazeuse tandis que le gaz C_4F_8 réagit de façon à former un film de fluorocarbure qui passive les flancs et entretient l'anisotropie de la gravure. Les paramètres utilisés, également fruits d'une longue optimisation, sont les suivants. Température de refroidissement 10 °C, pression résiduelle 5 mTorr, puissance des générateurs RF 2200 et 40 W, flux de gaz 200 sccm, temps de gravure 18 s. Après gravure, la ZEP restante est dissoute dans le solvant dédié ZD MAC. Si nécessaire, les résidus de résine sont brûlés au délaqueur PICO (cf. section 2.3.2). Un exemple de cristal photonique obtenu à l'issue de ce process est montré fig. 3.12.

3.2.2 Alignement des niveaux de lithographie

Une fois le cristal photonique terminé, la fabrication des contacts métalliques a lieu telle que décrite section 2.3.1. L'alignement des électrodes avec la zone qui leur est attribuée dans chaque cristal photonique (voir fig. 3.12) doit être précis à 50 nm près dans les directions x et y, alors que la taille totale d'une métallisation pour une structure est de l'ordre de 100 µm et que l'ensemble des structures pour une lithographie remplit un espace typique de 1×1 cm. Les structures sont réparties par colonnes de taille 1 cm $\times$ 500 µm destinées à être découpées pour former un échantillon

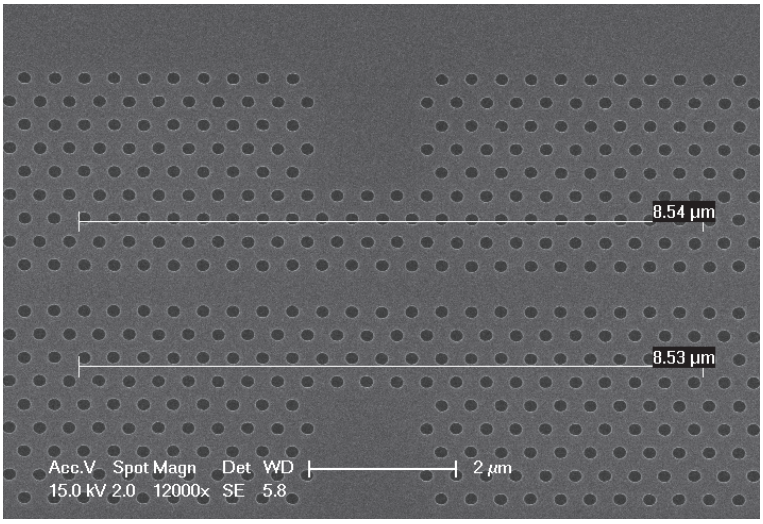


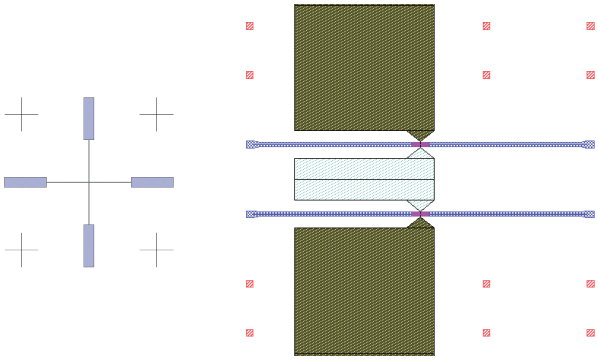
FIGURE 3.12 – Image de cristal photonique prévu pour accueillir des électrodes

de mesure. Ces difficultés ont dû être résolues d'abord sur le RAITH, puis sur le Nanobeam. Dans les deux cas, nous avons profité de la première lithographie pour graver des motifs d'alignement dans le silicium en même temps que les cristaux photoniques. Habituellement, les motifs d'alignement sont matérialisés par une métallisation plutôt que par une gravure, car le contraste occasionné une fois l'échantillon enrésiné pour le deuxième niveau est plus important. Toutefois, nous avons préféré travailler avec des motifs gravés pour minimiser le nombre d'étapes.

RAITH150 La procédure d'alignement consiste à définir manuellement la matrice de passage entre le repère du masque et le repère lié à la platine. En pratique, on spécifie les coordonnées de trois points situés aux coins supérieur et inférieur gauche d'une colonne. Ces points sont matérialisés par des croix d'alignement (motif représenté fig. 3.13(a)). La largeur du trait de la croix est 200 nm, si bien que le carré qui constitue le centre de la croix est de taille 200×200 nm. Il est possible d'estimer la position du centre de ce carré à 50 nm près à partir de l'image bruitée donnée par le microscope électronique. Prendre une largeur de trait plus petite aurait conduit à rendre le motif quasiment indistinguable. La procédure est répétée une fois pour chaque colonne. A l'intérieur d'une colonne donnée, le positionnement de chaque structure est effectué par la platine, en « aveugle ». Il aurait été en effet très fastidieux de la répéter pour chaque structure, et de très bons résultats ont été obtenus sans que cela soit nécessaire.

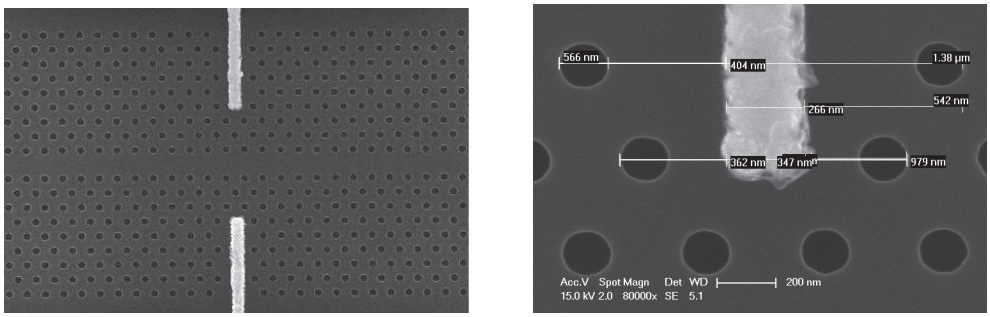
Nanobeam Nous avons bénéficié de la procédure d'alignement automatique par reconnaissance de formes implémentée dans la machine. Cette technique fonctionne pour des géométries de marques d'alignement spécifiques prédéfinies. Nous avons choisi de travailler avec des carrés de 10×10µm. Il y a deux types de marques : les marques *globales* et les marques *locales*. Les marques globales sont situées aux extrémités de la zone à insoler. Elles servent à définir un premier repère. Etant donné que ces marques sont très loin les unes des autres, les axes de ce repère sont définis avec une très bonne précision angulaire (~ 5 µrad). Les marques locales sont placées à proximité de chaque structure. Elles servent essentiellement à indiquer à la machine le centre du repère attaché à chaque structure. Le système de détection des marques permet d'atteindre une excellente précision. Le point délicat est lié à la reconnaissance automatique des marques qui peut échouer en raison d'un contraste insuffisant. Il faut alors régler les paramètres de reconnaissance (seuil, moyennage, etc.).

Par ailleurs, la répétition de la procédure de reconnaissance conduit petit à petit à une surinsolation de la résine qui recouvre la marque, la rendant totalement inutilisable. Par précaution, le nombre de marques gravées doit être supérieur au strict nécessaire. Des marques différentes doivent pouvoir être choisies pour l'alignement des deux niveaux de métallisation dans les jonctions asymétriques, car les marques insolées sont métallisées lors du dépôt. Tout cela conduit à graver de nombreuses marques, dont le positionnement est le résultat d'un compromis. Pour que le repérage soit précis, les marques doivent être positionnées près du centre de la structure. Pour éviter l'insolation aléatoire près de la structure lors de la recherche automatique de la marque dans un périmètre qui peut aller jusqu'à 50 µm si la marque n'est pas trouvée immédiatement, il faut placer les marques suffisamment loin de la structure et suffisamment loin les unes des autres. Un exemple de masque pour des jonctions asymétriques est représenté fig. 3.13 (b). La distance typique des marques locales (carrés rouges) au centre de la cavité est 200 µm, ce qui s'est révélé suffisant pour atteindre d'excellents résultats, comme le montre la figure 3.14.



(a) (b)

FIGURE 3.13 – (a) Croix d'alignement pour procédure manuelle sous la lithographie RAITH (b) Vue d'ensemble du masque Nanobeam, avec les marques d'alignement



(a) (b)

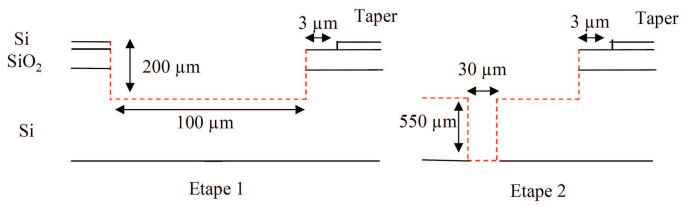
FIGURE 3.14 – (a) Vue d'ensemble de la zone active du détecteur (MEB) (b)Zoom à proximité de l'électrode

3.2.3 Découpe précise des guides sur SOI

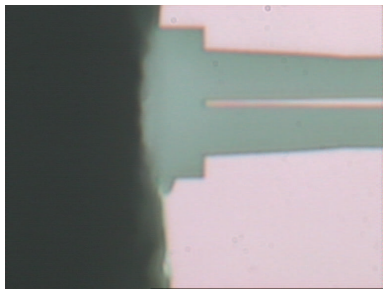
La préparation des échantillons pour l'insertion optique de la lumière par des fibres s'achève par la découpe des colonnes de structures par la scie rotative DISCO DAD 641 de la salle blanche. Une lame circulaire en diamant est mise en rotation en même temps qu'elle avance dans la direction choisie. Les traits de découpe doivent passer au plus près des tapers inversés, sans les toucher. Une lame sera choisie en fonction de l'épaisseur du trait de découpe, de la profondeur de découpe maximale, et de la granularité. Selon la rugosité de la lame des éclats de taille micrométrique apparaissent dans la silice. Ces éclats diffusent la lumière incidente et réduisent le couplage. Il convient de choisir la lame et les paramètres de découpe (vitesse de rotation et vitesse d'avancée de la lame) de façon à minimiser ces éclats. Comme il faut absolument éviter que les éclats atteignent le taper, on ajoute une distance de sécurité ($\sim$ 3 µm) entre l'extrémité du taper et le trait de découpe. Le positionnement du trait de découpe est défini par l'utilisateur d'après des repères de découpe lithographiés et gravés en même temps que les guides. Ces repères sont visualisés via le microscope de la scie. La précision en positionnement de la scie est micrométrique, dès lors que les opérations nécessaires de calibrage sont effectuées.

Le problème de le qualité de la découpe se pose de manière plus aiguë sur la plate-forme SOI que dans les échantillons de type membrane, où la couche de silice est retirée par gravure au HF et les guides en silicium suspendus par des poutrelles [9]. La rugosité de la couche découpée de silice est moins problématique que sur SOI, où l'intégralité de la silice demeure dans l'échantillon final. En termes de couplage, la situation est également plus difficile sur SOI : le mode de la fibre en espace libre est symétrique par rapport au plan $z = 0$, alors que le mode du guide sur SOI ne l'est pas. Il est donc encore plus important de découper au plus près pour les échantillons sur SOI. Pour ce faire, nous avons choisi une lame spéciale qui génère très peu d'éclats (NCHE1887). Comme cette lame a une profondeur de découpe limitée à 250 µm, la découpe se fait en deux temps, créant un profil en escalier (schémas fig. 3.15(a)). Nous commençons par une découpe lente au plus près du taper avec la lame NCHE1887 (28000 tours par minute, 0.3 mm/s, épaisseur du trait 100 µm, profondeur 200 µm), puis utilisons une lame standard positionnée au centre du premier trait pour découper l'échantillon jusqu'au fond (paramètres : 28000 tours par minute, 1 mm/s, épaisseur du trait 30 µm, profondeur 750 μm). Cette procédure a également fait l'objet de nombreux essais et d'optimisations. Une image d'un taper découpé selon cette technique est présentée fig. 3.15(b).

Le couplage ainsi obtenu n'est malgré tout pas optimal, essentiellement à cause de l'asymétrie du SOI. Il est possible d'y remédier partiellement en recouvrant le taper d'un polymère d'indice proche de celui de la silice [9], au pris d'une étape technologique supplémentaire. Notre solution en revanche garde l'avantage de la simplicité.



(a) Schéma pour la découpe en deux temps sur SOI



(b) Image d'un flanc découpé

FIGURE 3.15

3.3 Démonstration expérimentale

Dans cette section, nous caractérisons les photodétecteurs du point de vue de leurs performances. Plusieurs séries ont été fabriquées au cours de la thèse, pour des résultats comparables. Les mesures et les résultats présentés ici seront essentiellement tirés de la publication [13], à l'exception de quelques compléments extraits des séries de détecteurs ultérieurs. Nous commençons par examiner les propriétés optiques du dispositif, puis la réponse photoélectrique et enfin la bande passante.

3.3.1 Propriétés optiques

Description du montage expérimental Un schéma du montage est proposé fig. 3.16. L'ensemble de l'appareillage repose sur un marbre optique qui atténue les vibrations. L'échantillon est fixé horizontalement sur un support métallique amovible selon la direction y. La sortie d'un laser continu accordable en longueur d'onde est envoyée dans une fibre à maintien de polarisation dont l'extrémité est lentillée (focale 15 µm). Un amplificateur Erbium peut si nécessaire être inséré dans le montage. La puissance maximale atteignable est alors de 500 mW. La fibre est solidaire d'un support reposant sur une platine micrométrique trois axes. L'ensemble fibre + platine micrométrique est dupliqué à la sortie de l'échantillon. Le signal de la fibre de sortie peut être réparti sur deux canaux par un coupleur 90% − 10%, envoyés sur les instruments de mesure appropriés : puissance mètre, analyseur de spectre optique, ou photodiode rapide. Une caméra CCD infrarouge montée sur un objectif de microscope donne une image de l'échantillon en vue de dessus. L'image est lue sur ordinateur via le logiciel de contrôle dédié, qui permet notamment de suivre la trace temporelle de l'intensité pour un pixel choisi. Le zoom fait varier la taille du champ de 600 µm (largeur de l'échantillon) à 60 µm (taille de la zone active).

Au cours de la thèse, deux sources lasers ont été utilisées successivement, un Agilent et un Santec. Dans les deux cas, la stabilité et la précision relative (0.1 pm) sont excellents et suffisants pour résoudre une largeur de résonnance picométrique dans le cas de facteurs de qualité extrêmement élevés. En revanche, la précision absolue du laser Agilent est sujette à caution (des résonnances de cavité bougeant de quelques centaines de picomètres à plusieurs jours d'intervalle), problème résolu avec la source Santec. Celle-ci permet également d'atteindre des régimes de puissance plus élevés sans avoir recours à l'amplificateur.

Afin de clarifier les discussions qui vont suivre, nous précisons que le moyen de contrôle utilisé diffère également pour les deux sources. Lorsque nous effectuons un balayage fin en longueur d'onde avec la source Agilent, la sortie est envoyée vers l'analyseur de spectre optique qui est employé dans ce cas comme un puissance-mètre ultra-précis et ultra-sensible. Le balayage pas à pas est géré par une interface Labview développée en interne (par Z. Han). Lorsque nous travaillons avec la source Santec, nous utilisons les fonctionnalités de balayage en continu implémentées dans la source. La sortie du signal est alors envoyée vers une photodiode reliée à la voie 1 d'un oscilloscope. La correspondance entre la trace temporelle ainsi obtenue et la dépendance en fonction de la longueur d'onde est établie à l'aide d'une impulsion électrique émise par le laser exactement tous les 1 pm et lue simultanément sur la voie 2 de l'oscilloscope. Cette technique de balayage a l'avantage d'être rapide et donc de minimiser les erreurs dues aux conditions extérieures (vibrations, changement de température etc.)

Prise en compte de l'ensemble des pertes d'insertion L'ensemble des pertes optiques subies lors de la propagation dans une structure complète comprenant une cavité à cristal photonique est résumé dans le schéma 3.17. Entre la puissance dans la fibre d'entrée et la puissance mesurée dans la fibre de sortie, il y a en tout sept canaux de pertes : les pertes d'insertion à l'entrée p_{ins}, les pertes

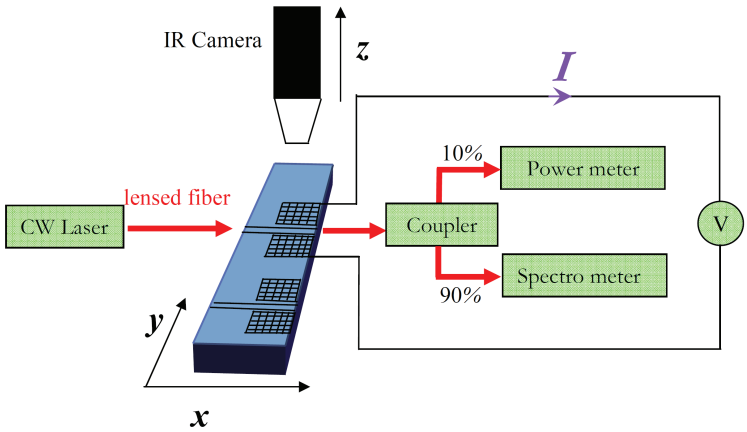


FIGURE 3.16 – Représentation schématique du dispositif expérimental

de propagation dans le guide ridge p_{ridge1}, les pertes de couplage à l'entrée du cristal photonique p_{cp1}, le facteur de transmission du cristal photonique Tr, puis les pertes de couplage à la sortie du cristal photonique p_{cp2}, les pertes de propagation dans le guide ridge de sortie p_{ridge2} et les pertes de collection p_{col}. Nous sommes intéressés principalement par Tr et par la puissance P_{in} à l'entrée de la zone active (donc au début du cristal photonique), sachant que la quantité accessible expérimentalement est la transmission globale $T^{\text{glob}} = p_{\text{ins}} p_{\text{ridge1}} p_{\text{cp1}} \operatorname{Tr} p_{\text{cp2}} p_{\text{ridge2}} p_{\text{col}}$. Pour extraire Tr, nous nous appuyons sur les hypothèses et les faits suivants :

1. Les guides ridge et le couplage du guide ridge avec le cristal photonique sont identiques à l'entrée et à la sortie. Donc nécessairement $p_{\text{ridge1}} = p_{\text{ridge2}} = p_{\text{ridge}}$ et $p_{\text{cp1}} = p_{\text{cp2}} = p_{\text{cp}}$
2. Sous l'hypothèse d'une découpe réalisée à l'identique des deux côtés $p_{\text{ins}} = p_{\text{col}}$
3. Les pertes de couplages et les pertes de propagation sont supposées être constantes en fonction de la puissance (condition de linéarité), à l'exception notable de Tr
4. De même, ces quantités sont supposées varier lentement en fonction de la longueur d'onde, là aussi à l'exception de Tr

On sait également par le diagramme de bande d'un guide W1 sur silice (fig. 3.5) que les vitesses de groupe sont élevées dès lors que la pulsation est suffisamment au-dessus de la pulsation de coupure ω_c. Le cristal photonique se comporte alors comme un guide W1 dont les pertes de propagation (en dB/cm) sont faibles [9]. S'agissant d'un cristal photonique de 25 μm, on voit donc que $\operatorname{Tr}(\lambda < \lambda_c) = 1$, où $\lambda_c = \frac{2\pi c}{\omega_c}$ est la longueur d'onde du laser, correspondant à la pulsation de coupure. La conclusion de ce raisonnement est que si on note T_0^{glob} la transmission globale pour $\lambda < \lambda_c$, on a les estimations suivantes :

$$\operatorname{Tr}(\lambda > \lambda_c) = \frac{T^{\text{glob}}(\lambda)}{T_0^{\text{glob}}} \tag{3.9}$$

$$P_{\text{in}} = \sqrt{T_0^{\text{glob}}} P_{\text{laser}} \tag{3.10}$$

Il y a une ambiguïté sur la définition de T_0^{glob} car la transmission n'est pas exactement constante pour $\lambda < \lambda_c$, à cause des oscillations de Fabry-Pérot qui se produisent entre les deux extrémités de l'échantillon. Grâce aux tapers inversés, ces oscillations sont néanmoins limitées à un amplitude de $\sim \pm 0.5$ dB (fig. 3.18), au lieu de $\sim \pm 10$ dB sans les tapers [1], si bien que cette ambiguïté induit une erreur relative de l'ordre de 6% sur Tr et de 3% sur P_{in}.

Dans nos structures, T_0^{glob} est largement dominé par les pertes d'insertion. La valeur typique mesurée est de 25 dB (fibre à fibre), montrant qu'il existe encore une marge de progression pour améliorer le couplage sur SOI. Une possibilité, en cours d'étude, serait de sous-graver la silice au niveau des tapers pour retrouver un couplage identique au cas des structures membranaires (13 dB).

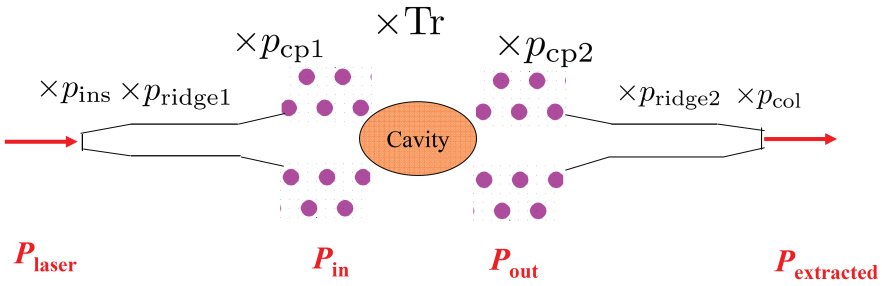


FIGURE 3.17 – Pertes optiques le long de la propagation

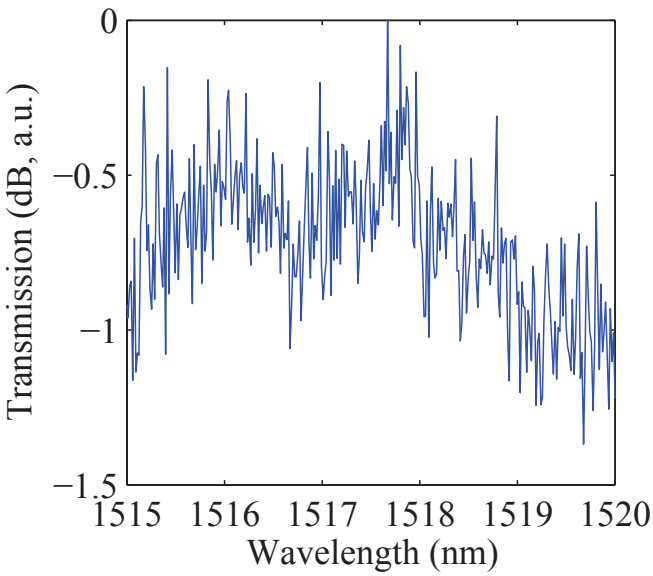
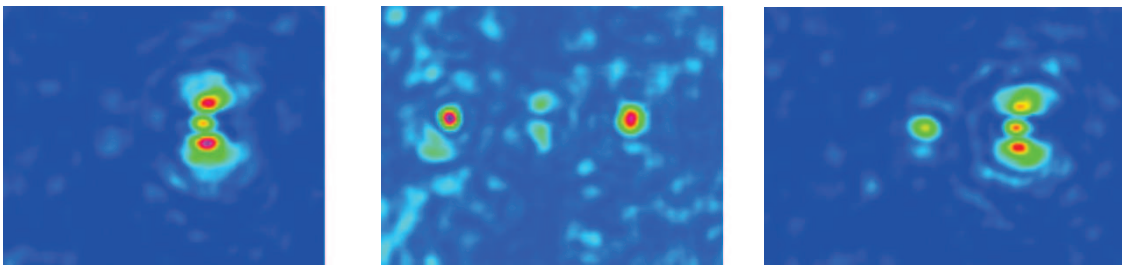


FIGURE 3.18 – Détail de spectre passant sur SOI

Procédure d'alignement L'optimisation du réglage pour réaliser l'alignement du montage se fait en plusieurs étapes. Le positionnement de la fibre d'entrée est réalisé à la caméra infrarouge en visualisant d'abord la tache de focalisation à l'entrée de l'échantillon, puis la tache de diffusion et rayonnement vertical au niveau de la transition entre le guide ridge et le cristal photonique. L'optimisation de l'intensité mesurée sur un pixel de cette tache donne un réglage de départ approximatif. A ce stade, il est possible de déterminer la longueur d'onde de coupure du guide à cristal photonique : pour $\lambda < \lambda_c$, deux taches de diffusion sont visibles, à l'entrée et à la sortie du cristal photonique. La tache de diffusion à la sortie disparaît pour $\lambda > \lambda_c$ (fig. 3.19). Pour régler l'alignement de la fibre de sortie, on choisit une longueur d'onde passante et on tente de réaliser les

deux conditions suivantes : (1) la valeur de T_0^{glob}, mesurée au puissance-mètre est en rapport avec ce qui est attendu (2) La transmission s'effondre lorsque $\lambda > \lambda_c$. La condition (2) est un critère qui sert à s'assurer que la lumière collectée n'est pas la fraction de la puissance d'entrée transmise dans la silice, et récupérée à cause d'un mauvais alignement vertical de la fibre de sortie. Une fois ce premier réglage atteint, une optimisation fine du positionnement des deux fibres est faite en maximisant T_0^{glob}.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.19 – (a) Taches de diffusion uniquement à l'entrée du cristal photonique ($\lambda > \lambda_c$) (b) Partie passante du guide : taches de diffusion à l'entrée et à la sortie (c) Résonance de la cavité

Résonances - Facteurs de qualité - Transmissions Lors d'un premier balayage rapide à partir de λ_c, la résonance de la cavité se manifeste par un pic très net dans le spectre de transmission, conjointement à l'apparition d'une tache de rayonnement localisée au centre du cristal photonique (fig. 3.19(c)). La dynamique de cette résonance est toujours supérieure à 3 dB, et généralement plutôt de l'ordre de 10 dB, comme illustré sur le spectre montrant l'intervalle allant de la coupure à la résonance fig. 3.20. L'écart entre λ_c et la longueur d'onde de résonance de la cavité λ_0 varie entre 4 et 8 nm, soit une variation relative de l'ordre de 0.5%, comparable à la variation relative de la largeur du guide dans la cavité.

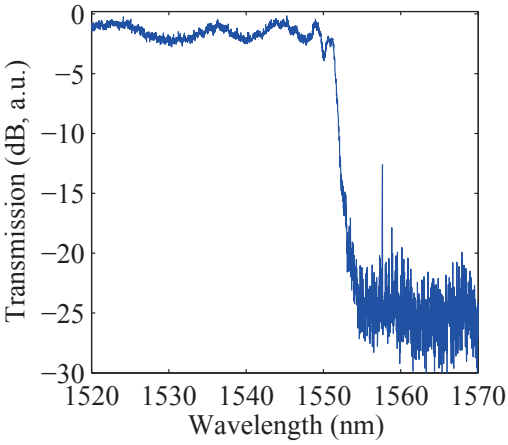


FIGURE 3.20 – Coupure et résonance

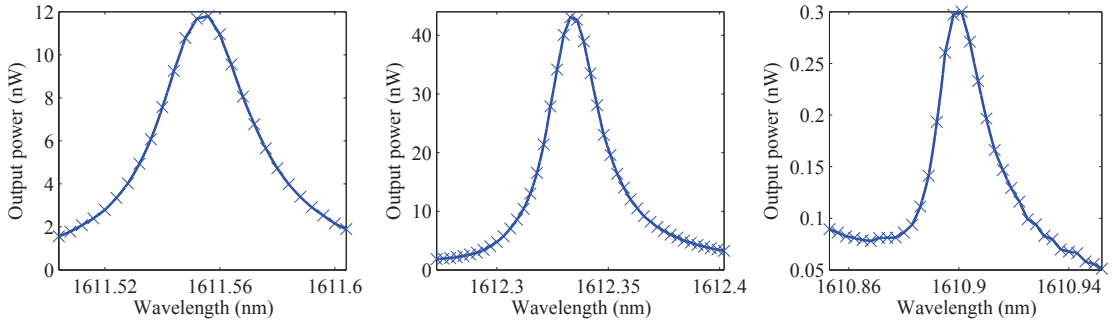
Un balayage plus fin ($\delta\lambda = 2$ pm) est effectué autour de la résonance pour obtenir les trois paramètres d'intérêt : λ_0, $\text{Tr}(\lambda_0)$ et Q. On travaille à très basse puissance pour écarter les effets

non-linéaires. Le facteur de qualité se déduit de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ par la relation

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \tag{3.11}$$

comme on le voit en remplaçant ω par $\frac{2\pi c}{\lambda}$ dans l'équation 1.93. Les trois paramètres peuvent être extraits soit directement « à la volée »sur le spectre, ou bien comme le résultat d'un ajustement de la résonance avec la lorentzienne la plus proche au sens des moindres carrés. Si la deuxième méthode est a priori plus précise, les écarts relatifs avec les résultats donnés par la première méthode sont de l'ordre de 5%.

Les facteurs de qualité obtenus correspondent aux prévisions de la section 3.1.2. Les facteurs de qualité vont jusqu'à 80,000 et varient avec la longueur de la barrière, ce qui démontre qu'ils ne sont pas limités par la présence des électrodes mais par le confinement optique intrinsèque de la cavité. En 2010, ces valeurs constituaient un record pour des cavités en cristal photonique 2D sur silice, et les résultats ont pu être reproduits au cours de la thèse. Des exemples de spectres ainsi qu'un tableau de valeurs caractéristiques sont donnés fig. 3.21 et 3.3. Nous avons fait également apparaître le produit $Q^2\mathrm{Tr}$ qui est proportionnel à l'absorption à deux photons (cf. équation 3.3). Les valeurs obtenues sont assez élevées pour espérer que le principe du détecteur fonctionne.



(a) Echantillon a1 (b) Echantillon a2 (c) Echantillon a3

FIGURE 3.21 – Spectres en transmission de trois cavités représentatives

Echantillon	Barrière	λ_0 (nm)	Tr_0	Q	$Q^2\mathrm{Tr}_0$
a1	8 a	1612	15%	4.3×10^4	2.7×10^8
a2	11 a	1612	11%	5.8×10^4	3.7×10^8
a3	14 a	1610	0.5%	8.0×10^4	3.2×10^7
a4	8 a	1536	22%	3.9×10^4	3.3×10^8

TABLE 3.3 – Propriétés optiques expérimentales

Nous nous attachons maintenant à l'échantillon présentant le produit $Q^2\mathrm{Tr}_0$ le plus élevé. Lorsque la puissance optique P_{in} à l'entrée du cristal photonique augmente, les spectres se décalent vers le rouge et deviennent asymétriques, tandis que la transmission à la résonance diminue (fig. 3.22). Le décalage vers le rouge est la signature de l'augmentation de température dans le milieu. Celle-ci est provoquée par la recombinaison des porteurs excités par absorption à deux photons et surtout par la conversion de l'énergie absorbée par les porteurs libres photocréés en chaleur. Enfin, la diminution de la transmission est consécutive à la réduction du facteur de qualité provoquée

par les différentes absorptions. L'évolution des spectres indique donc l'existence d'une densité de porteurs libres significative à puissance élevée. Ces porteurs vont générer le photocourant.

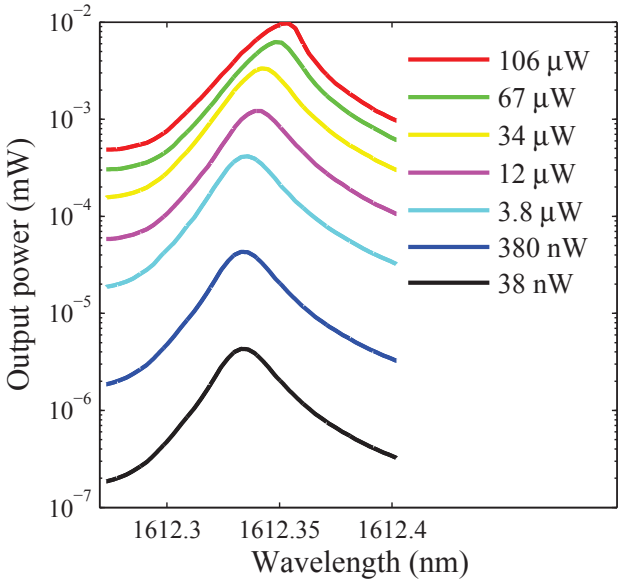


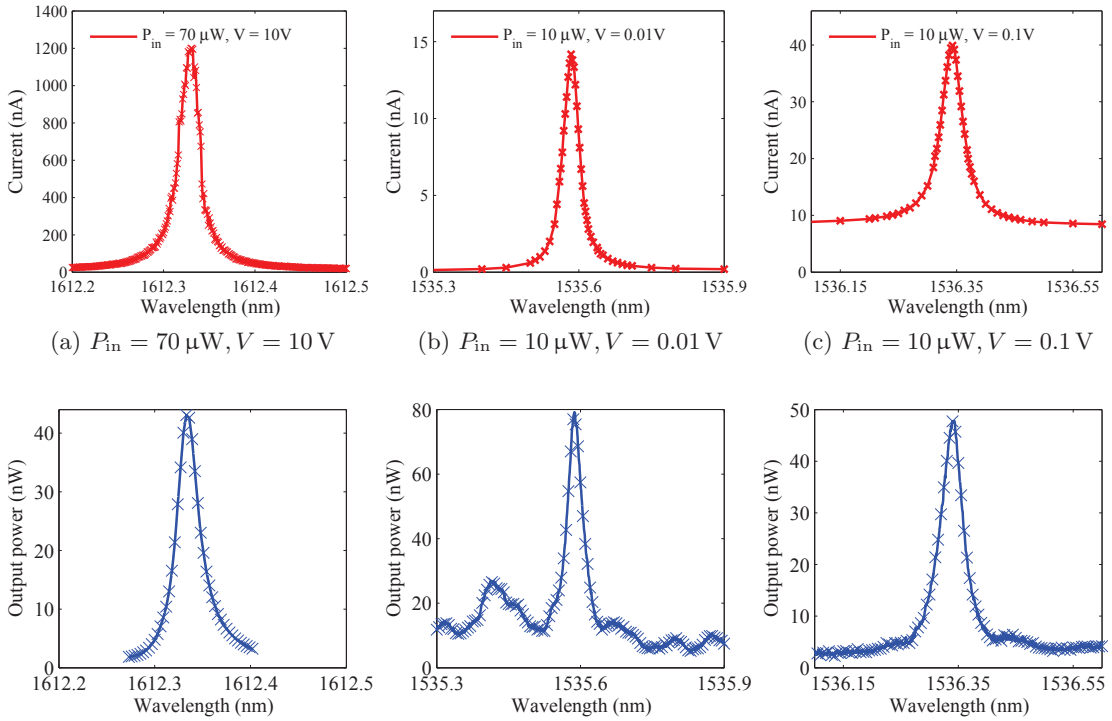
FIGURE 3.22 – Spectres de résonance pour différentes puissances d'entrée. Les puissances indiquées sont prises à l'entrée de la zone active

3.3.2 Photocourant résonnant

Les pointes métalliques et l'ampèremètre Keithley (cf. section 2.3.2) sont alors rajoutés au montage pour mesurer un courant qui dépend de la polarisation V, de λ et de P_{in}. La dépendance du photocourant en fonction de λ est résonnante à la même longueur d'onde que la cavité, comme on peut le voir fig. 3.23, où une comparaison entre les spectres optiques et les spectres de photocourant est proposée pour plusieurs échantillons, et dans des conditions expérimentales variées. Ces courbes constituent la démonstration de principe du photodétecteur résonnant tout silicium.

Fig. 3.23(a), la tension de polarisation est de 10 V et la puissance d'entrée de 70 µW. Le courant hors résonance, pris à $\lambda = 1612.2$ nm est égal au courant d'obscurité (10 nA). Le courant à la résonance vaut 1.2 µA. La dynamique est de 21 dB. Fig. 3.23(b), la puissance d'entrée est de 10 µW et la polarisation est de 0.01 V. Dans ce régime ($V < \frac{3k_BT}{q}$), le courant d'obscurité de diffusion n'est pas encore établi, si bien que le courant d'obscurité mesuré vaut 0.2 nA. Malgré la très faible polarisation, le photocourant atteint 14 nA. La dynamique de la résonance en courant est donc de 18.5 dB. Le troisième exemple (fig. 3.23(c) est pris pour $P_{\text{in}} = 10$ µW et $V = 0.1$ V. Le photocourant est plus élevé que dans le cas précédent, mais le courant d'obscurité a atteint la valeur caractéristique du régime de diffusion (10 nA), si bien que la dynamique est réduite à 6 dB.

On note que les deux spectres de photocourant en lambda mesurés à 10 µW forment des courbes extrêmement régulières, proches d'une lorentzienne parfaite. On en déduit que le photocourant mesuré est le reflet fidèle de l'intensité lumineuse dans la cavité : il n'y a pas de signal parasite dépendant de la longueur d'onde. On peut donc exécuter l'ajustement de la lorentzienne pour trouver les facteurs de qualité associés aux résonances en courant (tableau 3.4). Les facteurs de qualités calculés à partir du spectre optique et du spectre de courant par la formule 3.11 sont quasiment identiques. La différence la plus grande (5.8×10^4 contre 6.3×10^4) est atteinte pour le



(a) $P_{\text{in}} = 70\,\mu\text{W}, V = 10\,\text{V}$ (b) $P_{\text{in}} = 10\,\mu\text{W}, V = 0.01\,\text{V}$ (c) $P_{\text{in}} = 10\,\mu\text{W}, V = 0.1\,\text{V}$

(d) Spectre 1 (e) Spectre 2 (f) Spectre 3

FIGURE 3.23 – Démonstration expérimentale du fonctionnement, pour trois détecteurs. Spectre mesuré électriquement (haut) et spectre mesuré optiquement (bas)

facteur de qualité le plus élevé. Ceci est le premier signe d'une anomalie : en effet, si le photocourant était une fonction quadratique de la puissance absorbée (équation 3.3), le spectre en photocourant devrait obéir à une relation de la forme

$$I_{\text{ph}} = \frac{I(\lambda_0)}{(1 + (2Q\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda})^2)^2} \tag{3.12}$$

si bien que le facteur de qualité donné par la largeur à mi-hauteur du spectre de photocourant devrait vérifier

$$Q_{\text{ph}} = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}-1}}Q = 1.55Q, \tag{3.13}$$

en contradiction avec ce qui observé.

Echantillon	Q	Q_{ph}
1	5.8×10^4	6.3×10^4
2	3.9×10^4	3.9×10^4
3	3.4×10^4	3.4×10^4

TABLE 3.4 – Facteurs de qualité (largeur à mi-hauteur) déduits du spectre optique et du spectre de photocourant

L'égalité des facteurs de qualité déduits du spectre optique et du spectre de photocourant semble impliquer que le photocourant dépend linéairement de la puissance d'entrée, ce qui est confirmé pour deux échantillons différents fig. 3.24. La quantité représentée est le photocourant pris *à la résonance* sur la plage de puissance accessible expérimentalement sans utiliser l'amplificateur. Le courant d'obscurité a été soustrait. Pour chaque point de mesure, un balayage en longueur d'onde est nécessaire car la position de la résonance dépend de la puissance. Sur ce graphe logarithmique, les lignes en pointillés noirs correspondent à une dépendance linéaire. Si on prend par exemple la structure mesurée figure 3.24(a) on constate que la dépendance est remarquablement linéaire aux imprécisions de mesure près, ce sur deux décades et pour des polarisations allant de 3 à 10 V. Ce comportement linéaire nous autorise à définir une réponse indépendante de la puissance d'entrée, comme étant simplement égale à la pente de la courbe $I_{\mathrm{ph}}(P_{\mathrm{in}})$. Les valeurs tirées de la figure 3.24(a) donnent $\mathcal{R} = 2.3\,\mathrm{mA/W}$ à 3 V, $\mathcal{R} = 4.1\,\mathrm{mA/W}$ à 5 V et $\mathcal{R} = 17\,\mathrm{mA/W}$ à 10 V. Rappelons que l'ordre de grandeur de la réponse dans un détecteur à l'état de l'art est 1 A/W, soit plus de 60 fois plus que les $\mathcal{R} = 17\,\mathrm{mA/W}$ publiés dans [13]

L'exemple précédent montre également que la réponse augmente manifestement avec la polarisation appliquée, et ce de manière sur-linéaire. Dans un échantillon fabriqué ultérieurement, nous avons voulu voir jusqu'où on pouvait monter ainsi (fig. 3.24(b)). Pour une polarisation de 20 V, le photocourant est 10 fois supérieur à la valeur atteinte à 10 V. Toutefois, à cette polarisation, la dépendance du courant est sous-linéaire en fonction de P_{in} aux basses puissances. La deuxième partie de la courbe est linéaire et elle correspond à une réponse de 90 mA/W. Les courbes prises à 0.1 et 5 V sont linéaires dès le départ et correspondent ici à des réponses respectives de 0.9 mA/W et 4 mA/W.

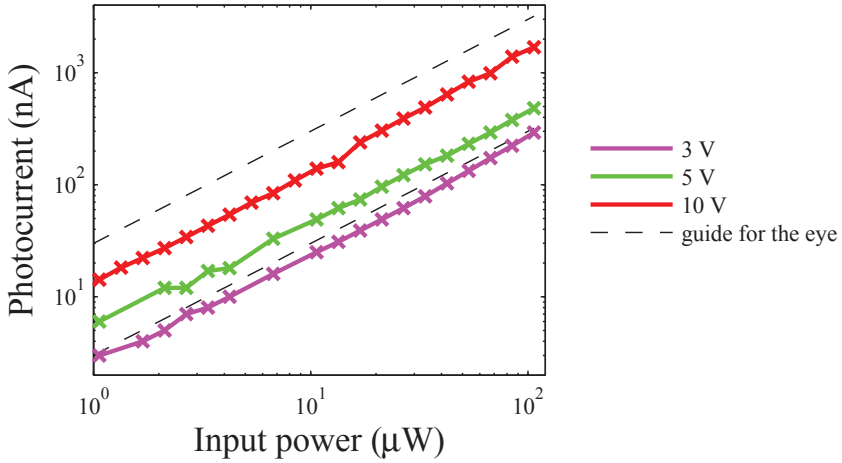
La forte dépendance du photocourant en fonction de la polarisation est visible de manière plus directe fig. 3.25, dont les deux sous-figures correspondent respectivement aux échantillons des deux sous-figures de la figure 3.24. Le courant d'obscurité s'interprète dans le cadre donné par le chapitre 2. Aux faibles polarisations, sa croissance est lente (fig. 3.24 (a) et (b) jusqu'à 25 V), avant l'entrée dans le régime de déplétion. Le photocourant croît plus vite que le courant d'obscurité, de sorte que le ratio entre les deux quantités augmente avec la polarisation. Ce comportement, observé à plusieurs reprises, ne correspond pas bien aux modèles développés jusqu'ici. En effet, le photocourant est censé être constant quand V est supérieur à 15 V, (cf. section 2.2.3). Un phénomène semblable avait été observé lors de l'illumination d'une structure à cristal photonique dans le visible, mais l'effet était plus limité qu'ici (fig. 2.43).

A partir du courant d'obscurité et de la réponse, on peut estimer la sensibilité du détecteur en calculant le NEP (cf. équation 1.4). Selon la polarisation, les valeurs varient entre 0.6×10^{-12} et $5 \times 10^{-12}\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{1/2}$. En pratique, nous avons pu, avec notre appareillage, mesurer l'effet d'une puissance d'entrée extrêmement faible de 10 nW à l'entrée du cristal photonique. Les paramètres d'intérêt pour différents échantillons sont résumés dans le tableau 3.5.

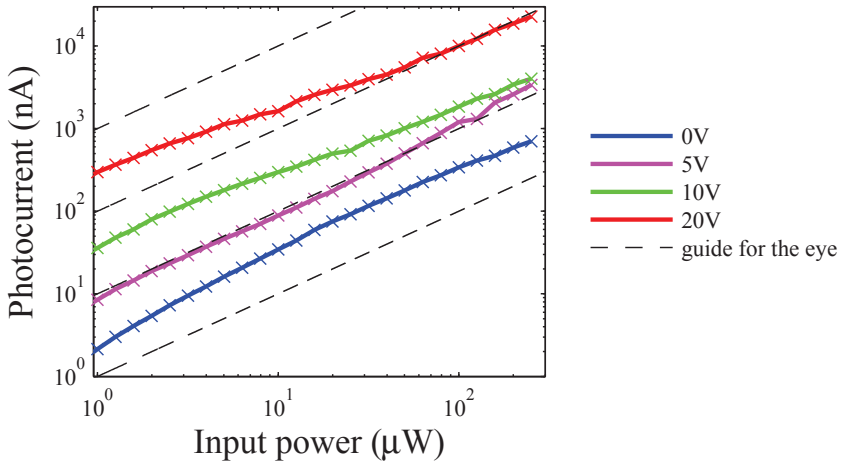
Echantillon	Q	Tr_0	$\mathcal{R}$	I_{dark}	NEP
fig 3.24(a)	5.8×10^4	11 %	17 mA/W (à 10 V)	10 nA (à 10 V)	$3.3 \times 10^{-12}\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{1/2}$
fig 3.24(b)	3.4×10^4	15 %	13 mA/W (à 10 V)	10 nA (à 10 V)	$4.4 \times 10^{-12}\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{1/2}$

Table 3.5 – Résumé des paramètres d'intérêt

Les résultats de cette section constituent la première démonstration d'un détecteur résonnant MSM tout-silicium, et donnent une application pratique importante des cristaux photoniques. Il reste maintenant à mieux comprendre la physique du dispositif. Les principales questions sont les suivantes. D'où vient la linéarité du détecteur ? Où est passée l'absorption à deux photons ? Qu'est-



(a) Photocourant en fonction de la puissance optique



(b) Photocourant en fonction de la puissance optique

FIGURE 3.24 – Evolution du photocourant en fonction de la puissance optique (a) Echantillon utilisé dans la référence [14] (b) Echantillon ultérieur

ce qui limite la réponse ? Pourquoi une dépendance si marquée en fonction de la polarisation ? Dans la section suivante, nous traitons ces questions de manière plus quantitative et y répondons en partie.

3.3.3 Estimation de l'absorption linéaire résiduelle du silicium

Pour rendre compte du comportement linéaire du photocourant, nous introduisons un coefficient d'absorption linéaire α dans le modèle donné par l'équation 3.3. Le taux de génération global de porteurs par absorption linéaire G_{lin} est égal à la puissance absorbée par absorption linéaire divisée par $\hbar\omega$. Au total, le nombre de porteurs générés par unité de temps vaut :

$$G = G_{\text{lin}} + G_{\text{TPA}} = \frac{1}{\hbar\omega}\alpha\frac{c}{n_{\text{Si}}}|A|^2 + \frac{1}{2\hbar\omega}\frac{\beta_{\text{TPA}}}{V_{\text{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)^2|A|^4 \tag{3.14}$$

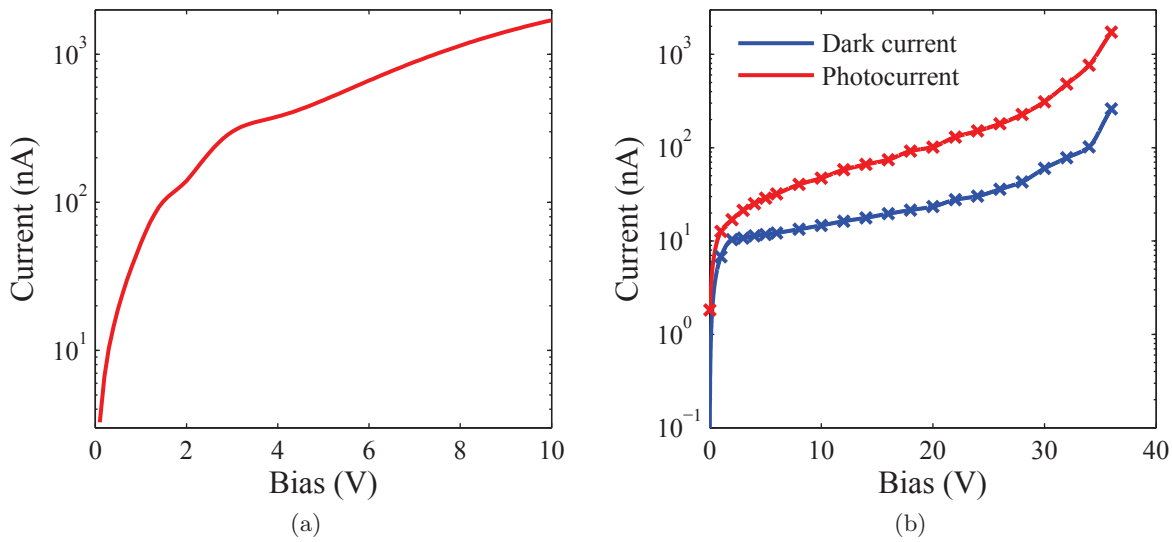


FIGURE 3.25 – (a) Photocourant en fonction de la polarisation (échantillon 1) (b) Photocourant en fonction de la polarisation (échantillon 2), $P_{\text{in}} = 10\,\mu\text{W}$

Le photocourant est proportionnel à G à travers le coefficient d'efficacité électrique η défini section 2.2.3. η caractérise donc l'efficacité de collection de porteurs. On suppose que η dépend de la polarisation appliquée, mais pas de l'énergie optique dans la cavité, autrement dit, nous excluons des effets d'écrantage ou de charge d'espace qui peuvent apparaître à des puissances optiques très élevées. En se plaçant à la résonance, on a donc :

$$I_{\text{ph}}(|A|^2, V) = \frac{q\eta(V)}{\hbar\omega}\left(\alpha\frac{c}{n_{\text{Si}}}|A|^2 + \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2V_{\text{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)^2|A|^4\right) \tag{3.15}$$

A V fixé, l'expression précédente est un polynôme de degré 2 en $|A|^2$. Les valeurs de toutes les quantités physiques qui apparaissent sont connues, à l'exception de α et de η. Le volume TPA, calculé à partir du mode de FDTD par la formule 1.101, vaut ici $6.5(\frac{\lambda}{n})^3 = 0.67(\mu\text{m})^3$. Un ajustement du modèle polynomial donnerait accès à ces coefficients, à condition de connaître $|A|^2$. Or il est compliqué de déduire précisément $|A|^2$ à partir de la puissance d'entrée. On pourrait théoriquement le faire à partir du modèle complet donné dans l'équation 1.111 en cherchant les racines d'un polynôme complexe de degré 5 en A. En plus de la complexité mathématique, cette méthode suppose pour réussir une connaissance des paramètres supplémentaires intervenant dans 1.111 (volume d'absorption des porteurs libres, temps de vie des porteurs libres), à une meilleure précision que celle à laquelle on veut estimer $|A|^2$.

Nous allons ici tirer profit de l'information supplémentaire donnée par la puissance optique en sortie du détecteur, proportionnelle à $|A|^2$. D'après l'équation 1.95, on a :

$$|A|^2 = \frac{2QP_{\text{out}}}{\omega_0\sqrt{\text{Tr}_0}} \tag{3.16}$$

où la transmission de la cavité Tr_0 est mesurée à basse puissance. La dépendance de $|A|^2$ en fonction de P_{in} pour l'échantillon caractérisé figures 3.22 et 3.24(a) est représentée figure 3.26. Comme attendu en raison des effets d'absorption non-linéaires, la dépendance est sous-linéaire

(pour plus de clarté, la tangente à l'origine est indiquée en pointillés noirs). On conçoit alors que le terme quadratique d'absorption à deux photons et la dépendance sous-linéaire que nous venons de mettre en évidence peuvent se compenser approximativement, de façon à donner une caractéristique $I_{\mathrm{ph}}(P_{\mathrm{in}})$ apparemment linéaire. Pour faire apparaître l'aspect quadratique, il faut représenter I_{ph} directement en fonction de $|A|^2$.

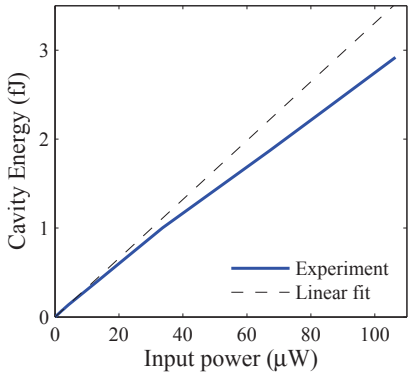


FIGURE 3.26 – Dépendance de $|A|^2$ en fonction de la puissance d'entrée. La tangente à l'origine est indiquée en pointillés noirs

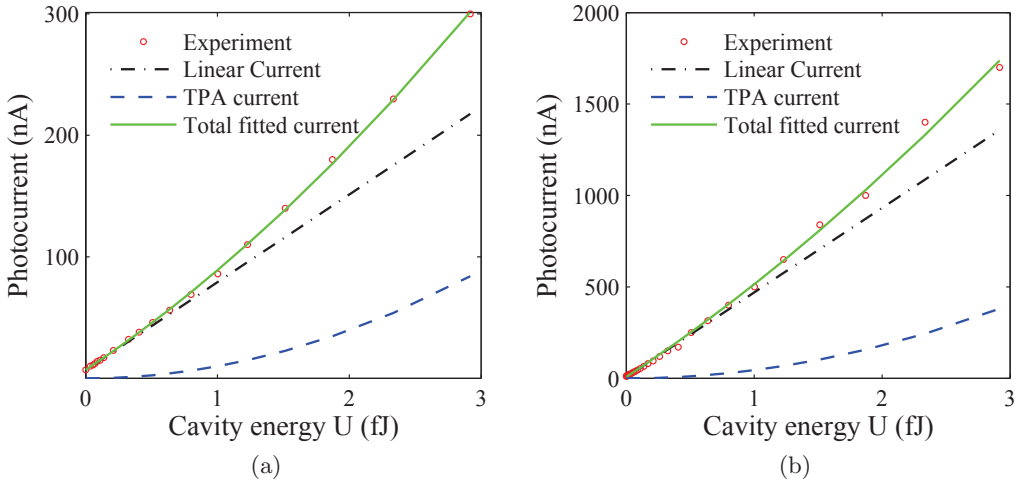


FIGURE 3.27 – Photocourant en fonction de l'énergie dans la cavité (a) $V = 3\,\mathrm{V}$ (b) $V = 10\,\mathrm{V}$

Un ajustement polynomial de la courbe $I_{\mathrm{ph}}(|A|^2)$ par la fonction polyfit de MATLAB donne une estimation au sens des moindres carrés des coefficients a_0, a_1, et a_2 tels que

$$I_{\mathrm{ph}} = a_0 + a_1|A|^2 + a_2|A|^4. \tag{3.17}$$

Le coefficient a_0 correspond au courant d'obscurité. A partir de a_1 et a_2, on déduit les estimations suivantes :

$$\alpha = \frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{2V_{\mathrm{TPA}}}\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\frac{a_1}{a_2} \tag{3.18}$$

$$\eta = \frac{2\hbar\omega}{q}\frac{V_{\mathrm{TPA}}}{\beta_{\mathrm{TPA}}}\left(\frac{n_{\mathrm{Si}}}{c}\right)^2 a_2 \tag{3.19}$$

Les résultats de deux ajustements pour $V = 3\,\mathrm{V}$ et $V = 10\,\mathrm{V}$ sont représentés fig. 3.27. A 3 V, on trouve $\alpha = 0.16\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$ et $\eta = 0.16$. Dans la littérature des valeurs du même ordre de grandeur ont été reportées pour α dans des couches minces de silicium [15, 16]. Cette absorption résulte en partie de l'absorption linéaire du silicium massif, mais elle vient surtout de l'absorption de surface. Lorsque $V = 10\,\mathrm{V}$, nous trouvons $\alpha = 0.20\,\mathrm{dB}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$ et $\eta = 0.76$. Il est légitime de se demander où figure cette absorption linéaire dans le modèle élaboré au chapitre 1 (équation 1.111). La réponse est que α contribue à limiter le facteur de qualité intrinsèque de la cavité. On peut définir un facteur de qualité équivalent à l'absorption linéaire Q_α par la relation

$$Q_\alpha = \frac{2\pi n_{\mathrm{Si}}}{\alpha\lambda_0} > 3\times 10^6 \tag{3.20}$$

L'application numérique permet de confirmer que Q_α est supérieur aux facteurs de qualité les plus élevés que nous ayons observé sur membrane.

Cette absorption linéaire est donc très faible. Néanmoins, elle est à l'origine de la plus grande fraction du photocourant, comme c'est apparent fig. 3.27 où apparaissent les contributions linéaires et quadratiques. Pour une puissance d'entrée de 100 µW, seulement 30% du courant vient de l'absorption à deux photons à 3 V (25% à 10 V). Notre détecteur est donc assimilable à un détecteur linéaire, ce qui est avantageux pour lire un signal analogique. Malgré tout, avoir un détecteur plus quadratique pourrait être souhaitable pour des applications au traitement de signal numérique (remise en forme d'impulsion, réduction du rapport signal à bruit). A partir de l'équation 3.15 et de l'approximation 3.2, on voit que la proportion du signal d'absorption à deux photons vaut :

$$\frac{I_{\mathrm{TPA}}}{I_{\mathrm{lin}}} = \frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{\alpha}\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\frac{\sqrt{\mathrm{Tr}_0}P_{\mathrm{in}}}{\omega_0}\frac{Q}{V_{\mathrm{TPA}}} \tag{3.21}$$

Pour obtenir un détecteur plus quadratique, il faut donc augmenter Q, possiblement au détriment de la bande passante, ou mieux, diminuer le volume modal. Si cette dernière solution apparaît comme idéale, il semble que la marge de manœvre est quand même limitée. Avec des efforts dans le dessin d'une cavité, on devrait pouvoir gagner un facteur numérique. En tout cas, il est intéressant de constater que notre structure peut être adaptée en fonction des besoins pour avoir un comportement plus ou moins (voire pas du tout) non-linéaire.

Les valeurs obtenues pour η dans l'échantillon caractérisé fig. 3.22 sont inférieures à 1, indiquant que la totalité des porteurs générés n'est pas collectée. La proportion augmente avec la polarisation. Une interprétation possible est que la longueur de diffusion soit en réalité plus courte que l'espacement inter-électrodes. La fraction de porteurs collectée augmenterait alors que la zone de déplétion s'étend. Cependant, ce mécanisme ne peut pas à lui seul expliquer la dépendance du courant en fonction de la polarisation pour la mesure rapportée fig. 3.25(b). Dans ce cas, on trouve que pour $10\,V$, $\eta = 1$. La différence avec l'échantillon précédent s'explique par le fait que l'espace inter-électrodes est plus réduit. Lorsque $V = 20\,\mathrm{V}$ on a $\eta = 9.2 >> 1$. Le nombre de charges qui passent dans le circuit extérieur est supérieur aux nombre de photons absorbés. Il y a un mécanisme de *gain* en tension qui se met en place quand on approche de la déplétion complète. Les origines possibles de ce gain sont multiples : exaltation de l'effet tunnel sous illumination, augmentation du courant thermionique par échauffement, réémission de porteurs photogénérés dans des défauts et des pièges notamment aux interfaces En conclusion partielle, on peut dire que la réponse du détecteur lorsque $\eta = 1$ est la quantité pertinente pour caractériser l'efficacité de l'exaltation de l'absorption par confinement optique, afin de ne pas inclure le gain de photoconduction ou la perte des porteurs par diffusion, qui sont des effets autres et sans doute difficiles à maîtriser. Pour un facteur de qualité de 58000, la réponse équivalente lorsque $\eta = 1$ est de 22 mA/W, et elle est due essentiellement à l'absorption linéaire résiduelle.

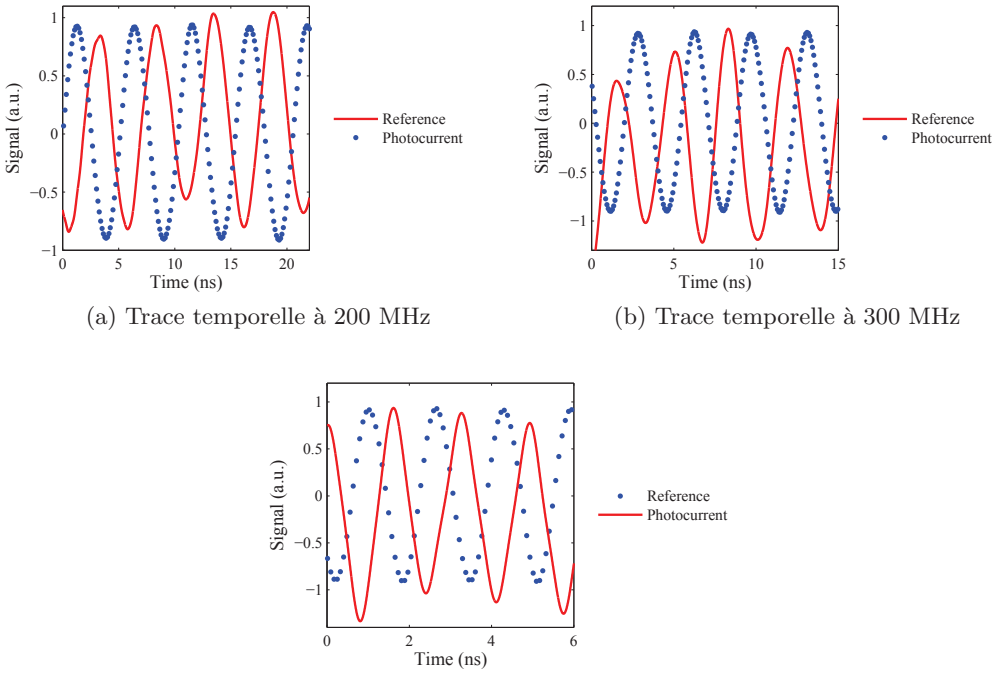
3.3.4 Caractérisation haute-fréquence

Une première caractérisation du dispositif en régime variable a été faite sur l'échantillon A. Le signal d'entrée est modulé par un interféromètre de Mach-Zender. La tension de contrôle de l'interféromètre est sinusoïdale, et la profondeur de modulation est faible, de sorte que la puissance optique d'entrée suit la loi :

$$P_{\text{in}} = P_0(1 + 0.2\cos(2\pi f t)). \tag{3.22}$$

où la fréquence de modulation f peut varier de 10 MHz à 2 GHz.

Dans un premier temps, le courant de sortie est amplifié ($\times 10^5$) puis analysé dans le domaine temporel sur un oscilloscope. Afin d'avoir une référence de temps, une partie du signal optique d'entrée est prélevé par une lame semi-réfléchissante et envoyé vers une photodiode rapide, dont la sortie est reliée à la voix 2 de l'oscilloscope. Les captures d'écran des traces temporelles ainsi mesurées sont représentées fig. 3.28 pour $f = 200$, $f = 300$ et $f = 600$ MHz, à une puissance optique moyenne de 30 µW et une polarisation continue de 7 V. La modulation du signal est clairement visible jusqu'à 600 MHz. On peut imaginer que la bande passante est au moins supérieure à 500 MHz, bien que cela ne constitue pas une preuve suffisante. Un examen attentif des courbes temporelles du photocourant permet de discerner que l'allure n'est pas parfaitement sinusoïdale, ce qui peut se rapporter à la petite composante quadratique du photocourant.



(a) Trace temporelle à 200 MHz

(b) Trace temporelle à 300 MHz

(c) Trace temporelle à 600 MHz

FIGURE 3.28

Dans un deuxième temps, un balayage automatique de la fréquence de modulation est effectué par un analyseur de réseau. Celui-ci mesure de façon synchrone l'intensité du signal de sortie du détecteur et de la référence (photodiode). La réponse normalisée du système en fonction de f s'obtient en divisant le signal par la référence. Aux hautes fréquences (> 1 GHz), le signal du

détecteur comme de la photodiode se rapproche du plancher de bruit. Pour garantir la correction du calcul, il est alors indispensable de retrancher le bruit du signal. Plus précisément, si nous notons s_{diode} et b_{diode} le signal et le plancher de bruit mesurés à partir de la photodiode, et s_{det} et b_{det} les mêmes quantités pour le détecteur, la réponse normalisée vaut :

$$r(f) = \frac{s_{\text{det}} - b_{\text{det}}}{s_{\text{diode}} - b_{\text{diode}}} \tag{3.23}$$

Le résultat de cette mesure est représenté en échelle logarithmique fig. 3.29, là encore pour une puissance optique moyenne de 30 µW et une polarisation continue de 7 V. La bande-passante à −3 dB est définie comme la fréquence à laquelle la réponse est égale à la moitié de sa valeur maximale. En appliquant cette définition à la lettre nous trouvons $f_{-3\,\text{dB}} = 1.1$ GHz. Cependant, au vu de la courbe expérimentale bruitée, il est possible que la valeur réelle soit légèrement supérieure. La limitation de la bande-passante due au facteur de qualité dans cet échantillon est de 3.2 GHz. La bande-passante est donc a priori limitée par la collection des porteurs. La mesure a été faite à 7 V, tension pour laquelle la structure n'est pas complètement déplétée. Il se peut donc que la bande-passante soit limitée par la diffusion des porteurs photogénérés. Par ailleurs, le dessin des contacts sur cet échantillon n'est pas optimisé pour être compatible 50 Ω. Des mesures à plus haute polarisation sur des échantillons ultérieurs dont les pistes métalliques sont compatibles 50 Ω pourront être faites, le travail d'analyse sur les détecteurs MSM, ayant eu lieu entretemps. Nous pensons qu'il sera alors possible de monter à quelques GHz, voir à 10 GHz dans certaines structures où le facteur de qualité optique vaut environ 2×10^4. En attendant, ce premier résultat montre le bon potentiel du dispositif pour la détection rapide.

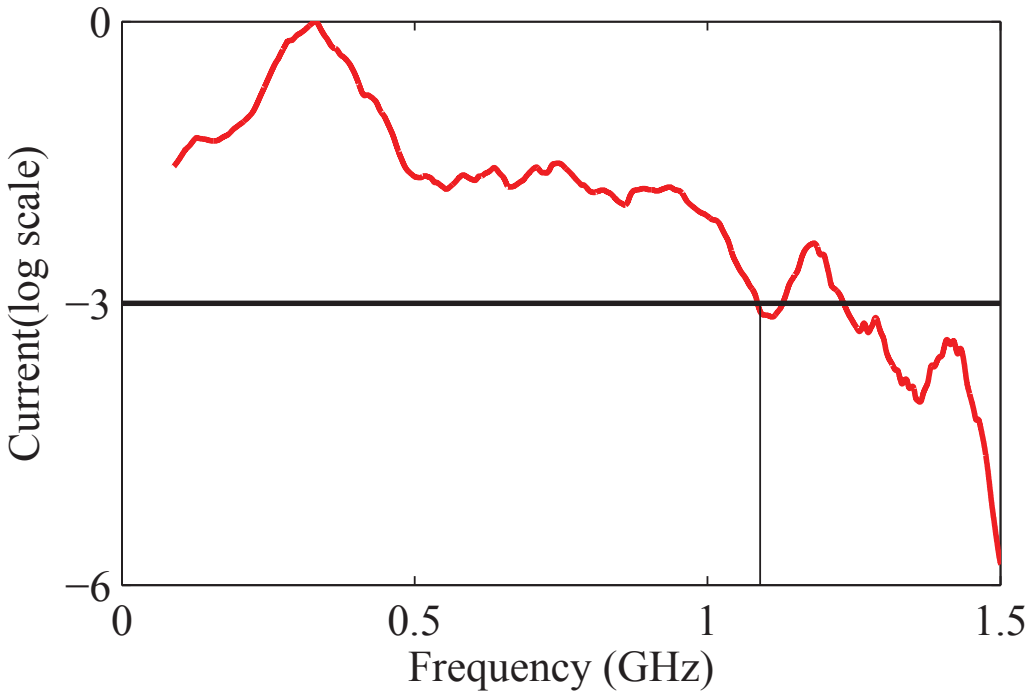


FIGURE 3.29 – Détermination de la bande passante

3.3.5 Bilan des performances

En conclusion de cette section dans laquelle la démonstration de principe du photodétecteur télécom tout silicium sur cristal photonique a été faite, nous en résumons les caractéristiques afin de replacer notre approche parmi les solutions alternatives présentées section 1.1.3 : détecteur Ge sur Si, implantation, photoémission interne dans le métal. Les possibilités d'amélioration et les perspectives d'applications seront également abordées.

Le courant d'obscurité typique avant déplétion complète de la structure vaut $\sim 10\,\mathrm{nA}$ sur des métallisations en platine. Cette valeur faible vient de la barrière de potentiel élevée, ainsi que de la petite surface de contact en regard de part et d'autre du cristal photonique : la densité de courant d'obscurité vaut elle $10^{-4}\,\mathrm{A}\cdot\mathrm{cm}^{-2}$. Toutefois, les photodiodes *p-i-n* permettent d'atteindre des courants d'obscurité encore beaucoup plus faibles [15]. Une réduction supplémentaire de notre courant d'obscurité pourrait être obtenue en réduisant encore la surface des contacts. Le problème est alors que les pistes métalliques ne seront plus compatibles $50\,\Omega$. La meilleure solution demande une étape de lithographie supplémentaire : il faudrait faire croître une couche d'oxyde natif sur tout l'échantillon puis retirer cet oxyde au niveau de la zone active. La majeure partie de la surface de contact serait alors isolée du silicium, tout en jouant son rôle de ligne $50\,\Omega$ [17]. Il est également possible de graver le silicium tout autour du cristal photonique, de manière à isoler la zone active. Ce type d'amélioration sera pertinent dans une phase d'optimisation pour une application où la réduction du bruit est un critère important.

La bande-passante optique est bien sûr la limitation majeure et inévitable de notre approche par détection résonnante. Pour un facteur de qualité de 60000, la largeur de détection vaut 30 pm. Les autres approches sont large-bande (plusieurs centaines de nanomètres), et donc plus appropriées pour des applications standard. Dans notre cas, le signal détecté contient de l'information sur l'intensité et sur la longueur d'onde. On peut ainsi imaginer que notre structure soit une brique élémentaire dans un spectromètre tout silicium intégré sur puce, ou dans un composant logique optoélectronique utilisant plusieurs longueurs d'onde [18].

La réponse du dispositif est limitée par l'efficacité optique (la fraction de la pompe absorbée) et l'efficacité électrique η. Nous avons vu que η était estimé (section 2.2.3) et déduit des mesures (section 3.3.3) comme étant supérieur à 1 pour une polarisation supérieure à 10 ou 15 V. L'efficacité optique, pour un facteur de qualité de 60000, une transmission de 0.11 et une puissance d'entrée de $100\,\mu\mathrm{W}$, vaut 2% environ, ce qui est équivalent à une réponse de 22 mA/W. Il est possible d'observer des réponses plus élevées (jusqu'à 0.1 A/W) grâce au gain de photoconduction qui se manifeste à haute polarisation. L'état de l'art des photodiodes *p-i-n* se situe à 0.8 A/W (presque 100% de la radiation est absorbée). Ces niveaux de performance sont atteints sur silicium, soit par la méthode de l'intégration monolithique de Germanium, soit par l'implantation de défauts, mais pas du tout par les détecteurs à photoémission interne. La réponse pourrait être augmentée d'un facteur numérique si on arrivait à réduire le volume modal. La fabrication d'échantillons à facteurs de qualité plus élevés, donc sur membrane, pourrait être intéressante pour avoir un détecteur vraiment quadratique.

L'avantage de la technologie MSM est que la vitesse d'opération est potentiellement supérieure aux jonctions *p-i-n*. Nous avons pu vérifier que la bande-passante du circuit extérieur était de 80 GHz. Une première mesure de la bande-passante optoélectronique a donné 1.1 GHz, dans le régime de diffusion. Nous pensons que cette valeur peut être améliorée en refaisant des mesures à polarisation plus élevée et en diminuant un peu le facteur de qualité. Une diminution de l'extension du champ dans la direction latérale (y) permettrait de rapprocher les électrodes, donc à la fois de réduire le temps de transit et d'atteindre le régime de déplétion à une tension plus faible, occasionnant un coût énergétique moindre. Cette piste est un axe intéressant d'amélioration du

dispositif.

En l'état, sur SOI, notre détecteur est attrayant à cause de la simplicité de sa fabrication et de sa taille réduite. En effet, si la lithographie électronique et la reproductibilité des métallisations ont pu nous demander du travail au niveau du laboratoire, ces procédés sont compatibles avec les technologies CMOS. Surtout, le dessin global est planaire, et la zone active restreinte à 25 µm. On rappelle que la taille des grilles de transistors est de 32 nm. Les autres photodétecteurs sur silicium sont tous soit plus grands soit plus complexes, soit les deux. Malgré ses limitations, notre approche reste pertinente pour des applications qui visent l'intégration. Cette discussion est résumée dans le tableau 3.6

Technique	Fabrication	Taille	Bande optique	I_{dark}	$\mathcal{R}$	Bande passante
Ge sur Si	Complexe	10 µm	Large	0.05 nA	1 A/W	40 GHz
Implantation	Complexe	1 mm	Large	0.01 nA	1 A/W	30 GHz
Photoémission interne	Simple	200 µm	Large	5 nA	3 mA/W	40 GHz
CP et p-i-n	Complexe	10 µm	0.1 nm	0.01 nA	20 mA/W	0.1 GHz
CP et MSM	Simple	10 µm	0.1 nm	10 nA	17 mA/W	1 GHz

Table 3.6 – Résumé des performances

Enfin, à cause du confinement optique joint à la possibilité d'imposer un champ permanent dans la zone active, notre dispositif est un outil très utile pour étudier les effets non-linéaires dans le silicium. A partir de la description élaborée section 1.4, nous consacrons la dernière section de ce chapitre à une première approche de ces effets en régime permanent.

3.4 Etude des effets non linéaires

L'étude complète des effets non-linéaires dans une cavité à cristal photonique munie d'électrodes est un travail considérable que nous ne pourrons qu'ébaucher ici, et qui demandera à être poursuivi dans le groupe au-delà de cette thèse. Cette section vise à donner un premier aperçu de la richesse de la physique et des interactions qui entrent en jeu. Nous commençons par décrire cette physique par un modèle analytique et anticipons certains effets remarquables : effet Joule résonnant, réduction du temps de vie des porteurs libres par déplétion, oscillations thermiques. Nous confrontons ensuite ces prédictions aux mesures détaillées qui ont été faites en régime permanent.

3.4.1 Description du modèle

L'objectif est de construire un modèle utilisant des variables globales qui dépendent uniquement du temps. Cette démarche a déjà été menée section 1.4.2 pour écrire une équation bilan sur l'amplitude optique A 1.111 :

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} &= i\Big(\omega-\omega_0+\frac{\omega_0}{n_{\text{Si}}}n_T\delta T^{\text{eff}}-\frac{\omega_0}{n_{\text{Si}}}\sigma_{\text{FCD}}n_{\text{ph}}^{\text{eff}}\Big)A \\ &\quad -\Big(\frac{\omega_0}{2Q}+\frac{\beta_{\text{TPA}}}{2V_{\text{TPA}}}\Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)^2|A|^2+\frac{1}{2}\Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)\sigma n_{\text{ph}}^{\text{eff}}\Big)A+\Big(\frac{\omega_0\sqrt{\text{Tr}_0}}{2Q}P_{\text{in}}\Big)^{1/2}\end{aligned} \tag{3.24}$$

où $\frac{\omega_0}{n_{\text{Si}}}n_T\delta T^{\text{eff}}$ quantifie l'effet thermo-optique, $\frac{\omega_0}{n_{\text{Si}}}\sigma_{\text{FCD}}n_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ la dispersion des porteurs libres, $\frac{\beta_{\text{TPA}}}{2V_{\text{TPA}}}\Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)^2|A|^2$ l'absorption à deux photons et $\frac{1}{2}\Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)\sigma n_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ l'absoption des porteurs libres. Cette équation doit être complétée par la connaissance du nombre de porteurs libres et de la température à tout instant.

Equation bilan pour les porteurs libres Pour prendre en compte l'évolution de la population de porteurs, nous repartons des équations de transport-diffusion 1.29 et 1.30 et les combinons pour obtenir une équation du second ordre pour n_e :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_n \triangle n_e - \mu_n \nabla \cdot (n_e \nabla \phi_i) + g_n - r_n \tag{3.25}$$

Le taux de recombinaison est essentiellement dû au terme SRH dont l'expression peut se simplifier sous les hypothèses suivantes : les porteurs excédentaires sont dus à la photogénération, et on a $n_{e0} = N_D \gg n_i \gg n_{h0}$. On a alors

$$r_n = \frac{(n_{e0} + n_{\mathrm{ph}})(n_{h0} + n_{\mathrm{ph}}) - n_i^2}{\tau_{\mathrm{SRH}}(2n_i + n_{e0} + n_{h0} + 2n_{\mathrm{ph}})} = \frac{n_{\mathrm{ph}}}{\tau_{\mathrm{SRH}}} \frac{n_{e0} + n_{\mathrm{ph}}}{n_{e0} + 2n_{\mathrm{ph}}}. \tag{3.26}$$

Le taux de génération optique local g_n se déduit du taux global donné dans l'équation 3.14 :

$$g_n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar\omega}\alpha\Big(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\Big)\varepsilon_0 n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r}) + \frac{1}{2\hbar\omega}\frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{V_{\mathrm{TPA}}}\Big(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\Big)^2 |A|^4 \frac{n_{\mathrm{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r})}{\iiint_{\mathrm{Si}} n_{\mathrm{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r}) \mathrm{d}^3 r} \tag{3.27}$$

Nous rappelons la définition de la densité effective d'électrons libres $n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}$ (ph pour « photogénérés »), qui est le paramètre global pertinent (cf. équation 1.103)

$$n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}} = \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} n_{\mathrm{ph}}(\mathbf{r}) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \tag{3.28}$$

où n_0 est la fonction indice de réfraction ($n_0 = n_{\mathrm{Si}}$ dans le silicium, $n_0 = 1$ dans l'air). Pour construire une équation d'évolution globale pour $n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}$, nous allons partir de l'équation 3.25 et multiplier chaque terme par le mode optique. L'équation qui régit $n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}$ se déduit alors de 3.25 par intégration :

$$\frac{\mathrm{d}n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{n_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{eff}}}{2\tau_{\mathrm{SRH}}} + \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} (D_n \triangle n_e - \mu_n \nabla \cdot (n_e \nabla \phi_i)) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})} + \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} g_n(\mathbf{r}) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \tag{3.29}$$

Le premier terme de l'équation précédente quantifie la disparition des porteurs par recombinaison. Le second terme est homogène à n_e^{eff} divisé par un temps τ. L'idée est que ce terme quantifie la disparition des porteurs de la zone d'interaction avec le champ optique par diffusion et dérive sous l'action du potentiel. Le temps de vie associé τ^{tr} (tr pour transport) vaut donc :

$$\tau^{\mathrm{tr}} = \frac{\iiint_{\mathrm{Si}} n_e(\mathbf{r}) n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathrm{Si}} (D_n \triangle n_e - \mu_n \nabla \cdot (n_e \nabla \phi_i)) n_{\mathrm{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\, \mathrm{d}^3 r} \tag{3.30}$$

Ce temps de vie est un quotient qui dépend uniquement de la distribution spatiale des porteurs et de la valeur du potentiel. Pour progresser, nous ferons l'hypothèse que cette distribution spatiale ne dépend pas de la densité des porteurs. Il faut dire quelques mots sur le la validité de cette supposition. Cette hypothèse est vérifiée en régime permanent à cause de la linéarité des équations de transport, si on suppose que la distribution de potentiel n'est pas modifiée par les porteurs photogénérés. A de très fortes puissances optiques, cette dernière hypothèse n'est pas valable. En régime lentement variable, il est raisonnable de supposer que la distribution évolue de manière « adiabatique ». Par contre, dans le régime transitoire ou rapidement variable par comparaison aux

temps de diffusion et de dérive dans la cavité, il est faux de dire que la distribution de porteurs n'est pas modifiée, typiquement quand la cavité se vide ou se remplit. On ne pourra pas appliquer le modèle du temps de vie dans un régime sub-nanoseconde. Ainsi défini avec ces restrictions, le temps de vie lié au transport dépend bien sûr de la polarisation imposée et de la présence des électrodes à travers la zone de déplétion.

Le troisième terme de l'équation 3.29 revient à définir un taux de génération effectif :

$$g_n^{\text{eff}} = \frac{\iiint_{\text{Si}} g_n(\mathbf{r}) n_{\text{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.31}$$

En injectant 3.27 dans 3.31, on obtient

$$g_n^{\text{eff}} = \frac{1}{V^{(2)}} \frac{1}{\hbar\omega} \alpha \Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big) |A|^2 + \frac{1}{V^{(3)}} \frac{1}{2\hbar\omega} \frac{\beta_{\text{TPA}}}{V_{\text{TPA}}} \Big(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\Big)^2 |A|^4 \tag{3.32}$$

où $V^{(2)}$ et $V^{(3)}$ sont des volumes caractéristiques définis ainsi :

$$V^{(2)} := V_{\text{TPA}} = \frac{\Big(\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r\Big)^2}{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.33}$$

$$V^{(3)} := \frac{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r \iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^4 |\mathbf{E}|^4(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{Si}}^6 |\mathbf{E}|^6(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.34}$$

En posant $\frac{1}{\tau_{\text{fc}}} = \frac{1}{\tau_{\text{tr}}} + \frac{1}{2\tau_{\text{SRH}}}$, l'équation bilan sur les porteurs libres se réécrit :

$$\frac{\mathrm{d}n_e^{\text{eff}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{n_e^{\text{eff}}}{\tau_{\text{fc}}} + g^{\text{eff}} \tag{3.35}$$

La valeur à donner à τ_{fc} peut soit (1) être prise dans la littérature (2) être calculée à partir d'une simulation des équations de transport, de manière similaire à la section 2.2.3 (3) être tirée d'un ajustement entre le modèle et l'expérience. Selon l'état de surface du substrat, la densité de porteurs dans le milieu et les champs imposés, τ_{fc} peut valoir moins de 0.1 ns ou plus de 10 ns.

Equation bilan pour la température En appliquant le même type de raisonnement à partir de l'équation de diffusion de la chaleur 1.87, dont on rappelle qu'elle est applicable à des échelles de temps plus longues que le temps de vie des porteurs libres, on arrive à l'équation bilan temporelle suivante :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \delta T^{\text{eff}} = -\frac{\delta T^{\text{eff}}}{\tau_{\text{th}}} + \frac{D}{k} p^{\text{eff}} \tag{3.36}$$

où $\delta T(\mathbf{r}) = T(\mathbf{r}) - 300\,\text{K}$ est l'écart à la température ambiante dans la cavité. δT^{eff} et p^{eff} désignent respectivement la hausse de température effective et la densité de chaleur effective, définis par

$$\delta T^{\text{eff}} = \frac{\iiint_{\mathcal{V}} \delta T(\mathbf{r}) n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \qquad p^{\text{eff}} = \frac{\iiint_{\mathcal{V}} p(\mathbf{r}) n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.37}$$

Le temps de confinement thermique est τ_{th} est défini par :

$$\tau_{\text{th}} = \frac{\iiint_{\mathcal{V}} \delta T(\mathbf{r}) n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{D \iiint_{\mathcal{V}} \triangle \delta T n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.38}$$

où le symbole $\triangle$ désigne l'opérateur laplacien. A l'image de ce que nous avons vu pour les porteurs libres, ce temps thermique dépend de la forme de la distribution spatiale en température, qui est indépendante de la température en régime permanent ou lentement variable. τ_{th} est relié à la résistance thermique de la cavité par la capacité volumique du silicium :

$$R_{\text{th}} = \frac{\tau_{\text{th}}}{c_v V_{\text{th}}} \tag{3.39}$$

où le volume thermique V_{th} décrit l'extension spatiale de l'augmentation de la température. En regardant le terme source dans l'équation 3.36, on voit que

$$V_{\text{th}} = \frac{\iiint_{\mathcal{V}} p(r)\mathrm{d}^3 r}{p^{\text{eff}}} = \frac{\iiint p(r)\mathrm{d}^3 r \iiint_{\mathcal{V}} n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\mathcal{V}} p(\mathbf{r}) n_0^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.40}$$

Le terme source de l'équation de la chaleur vient des différentes absorptions comme nous l'avons vu section 1.4. Le premier point délicat est de décrire correctement la distribution spatiale de p. Comme le mécanisme de restitution de la chaleur se fait par recombinaison ou par émission de phonons, il semble que la distribution pertinente est proche de la distribution de porteurs, et non la distribution d'énergie optique.

Le deuxième point délicat est de savoir quelle est la fraction de la puissance absorbée convertie en chaleur. Dans une cavité sans électrodes, la réponse à cette question en régime permanent est 100%. En présence de contacts Schottky, la situation est *a priori* plus complexe car des porteurs libres sont collectés avant de recombiner. Nous savons que la fraction de porteurs collectés η^{el} dépend de la taille relative de la zone de déplétion et de la zone intrinsèque, et de la longueur de diffusion. Les porteurs collectés ne restituent donc pas l'énergie d'absorption linéaire et d'absorption à deux photons correspondant à la bande interdite. Dans le cas de l'absorption à deux photons, étant donné que $2\hbar\omega > E_G$, une partie de l'énergie est restituée par émission de phonons au sein de la bande de conduction. Comme les temps associés à ce type de processus sont très courts, nous pensons que la fraction de l'énergie au-dessus de la bande interdite pourra être restituée par les porteurs en chemin vers les électrodes. Pour l'absorption linéaire, il est possible que l'énergie des porteurs photocréés soit au-dessus du bas de la bande de conduction, puisqu'il s'agit d'une absorption au niveau de défauts. Qu'en est-il de l'énergie absorbée par absorption à porteurs libres ? Comme le mécanisme de restitution est intégralement l'émission de phonons, les porteurs collectés restituent la totalité de l'énergie absorbée par absorption par porteurs libres. Au final, en introduisant E_α la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et les défauts à l'origine de l'absorption linéaire, on a

$$p(\mathbf{r}) = \left(\left(1 - \frac{E_\alpha}{\hbar\omega_0}\eta^{\text{el}}\right)\alpha\frac{c}{n_{\text{Si}}}|A|^2 + \left(1 - \frac{E_G}{2\hbar\omega_0}\eta^{\text{el}}\right)\frac{\beta_{\text{TPA}}}{V_{\text{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)^2|A|^4 + \left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)\sigma n_{\text{ph}}^{\text{eff}}|A|^2\right)\frac{n_{\text{ph}}(\mathbf{r})}{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{ph}}(\mathbf{r})\mathrm{d}^3 r} \tag{3.41}$$

Photocourant et effet Joule Le photocourant en régime permanent est exprimé par l'équation 3.15

$$I_{\text{ph}} = \frac{q\eta(V)}{\hbar\omega}\left(\alpha\frac{c}{n_{\text{Si}}}|A|^2 + \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2V_{\text{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)^2|A|^4\right) \tag{3.42}$$

Cette expression est également valable en régime lentement variable, c'est-à-dire tant que les échelles de temps considérées sont grandes devant le temps de transit. Cette hypothèse sera valable presque toujours pendant la suite de cette étude. En régime rapidement variable pour un système linéaire,

le photocourant s'exprime comme une convolution de la puissance d'entrée et de la réponse impulsionnelle [19]). Nous nous contenterons le cas échéant de l'équation approchée suivante (cf section 2.5.1) qui donne les bons résultats à la limite $\tau_c \to 0$ et qui présente l'avantage de ne pas inclure de convolution :

$$\frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{ph}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\tau_c}\Big(I(t) - \Big(\frac{q\eta(V)}{\hbar\omega}\Big(\alpha\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}|A|^2(t) + \frac{\beta_{\mathrm{TPA}}}{2V_{\mathrm{TPA}}}\Big(\frac{c}{n_{\mathrm{Si}}}\Big)^2|A|^4(t)\Big)\Big) \tag{3.43}$$

Enfin, le modèle doit inclure l'augmentation de la température par effet Joule. La densité de puissance associée vaut $-(\mathbf{J}_e + \mathbf{J}_h)\cdot\nabla\phi_i$. La puissance effective associée sera proportionnelle au courant total et à la polarisation appliquée, si bien qu'on écrira

$$p^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{Joule}} = V_{\mathrm{appl}}I_{\mathrm{ph}}\frac{\iiint_{\mathrm{Si}}((\mathbf{J}_e + \mathbf{J}_h)\cdot\nabla\phi_i)(V_0, g_0)n_0^2|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r}{V_0 I(V_0, g_0)\iiint_{\mathcal{V}} n_0^2|\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3r} \tag{3.44}$$

où le facteur de droite est homogène à l'inverse d'un volume caractéristique de l'effet Joule. Ce volume ne dépend pas, ou très peu, de la valeur de V_{appl} et de g. On peut donc le calculer à partir des simulations ATLAS du chapitre 2 en choisissant une polarisation et un taux de génération V_0 et g_0. L'effet Joule dû au courant d'obscurité est ici négligé car il ne fait qu'introduire un décalage de la température de référence dans la cavité.

Nous avons maintenant à notre disposition un modèle complet dépendant uniquement du temps pour l'énergie optique, la densité de porteurs, la température et le photocourant.

3.4.2 Mise en œuvre

Les variables d'entrée du modèle sont les variables $P_{\mathrm{in}}(t)$, $V_{\mathrm{appl}}(t)$, $\lambda(t)$. Les sorties sont $\mathrm{Tr}(t)$, $n^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{ph}}$, $\delta T(t)$, $I_{\mathrm{ph}}(t)$ et le décalage de la résonance $\delta\lambda_0(t)$. Les paramètres directement mesurables sont λ_0, Q, Tr_0. Les paramètres qui nécessitent soit une estimation par la simulation, soit d'être ajustés aux résultats expérimentaux sont τ_{fc}, R_{th}, E_α et η et α. Les autres grandeurs sont considérées comme des constantes : $V_{\mathrm{TPA}} = V^{(2)}$, $V^{(3)}$, V_J, V_{th}, β_{TPA}, σ_{FCA}, σ_{FCD}. Dans une éventuelle complexification, on pourra introduire une dépendance (décroissante) de τ_{fc} en fonction de $n^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{ph}}$ et de α en fonction de $|A|^2$ (absorption saturable).

Régime permanent à la résonance En régime permanent, toutes les quantités s'expriment comme des polynômes en A. La résonance est définie comme la valeur de ω qui maximise la puissance de sortie pour une puissance d'entrée donnée. Nous allons commencer par montrer que la résonance est atteinte lorsque le premier terme du membre de droite de l'équation 3.24 est nul. Pour alléger la démonstration, nous écrirons

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} = if_1(A) - f_2(A) + \kappa \tag{3.45}$$

où f_1, f_2 et κ sont des fonction réelles de $|A|$ et de P_{in} et nous posons $A = |A|\exp(i\varphi)$. Les équations d'évolution pour $|A|$ et φ se déduisent des égalités suivantes :

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}|A|^2}{\mathrm{d}t} = \mathrm{Re}\Big(A^*\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}\Big) = |A|\frac{\mathrm{d}|A|}{\mathrm{d}t} \qquad \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{i}\Big(\frac{1}{A}\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{|A|}\frac{\mathrm{d}|A|}{\mathrm{d}t}\Big) \tag{3.46}$$

qui donnent

$$\frac{\mathrm{d}|A|}{\mathrm{d}t} = -f_2(A)|A| + \kappa\cos\varphi \tag{3.47}$$

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = f_1(A) - \frac{\kappa}{|A|}\sin\varphi \tag{3.48}$$

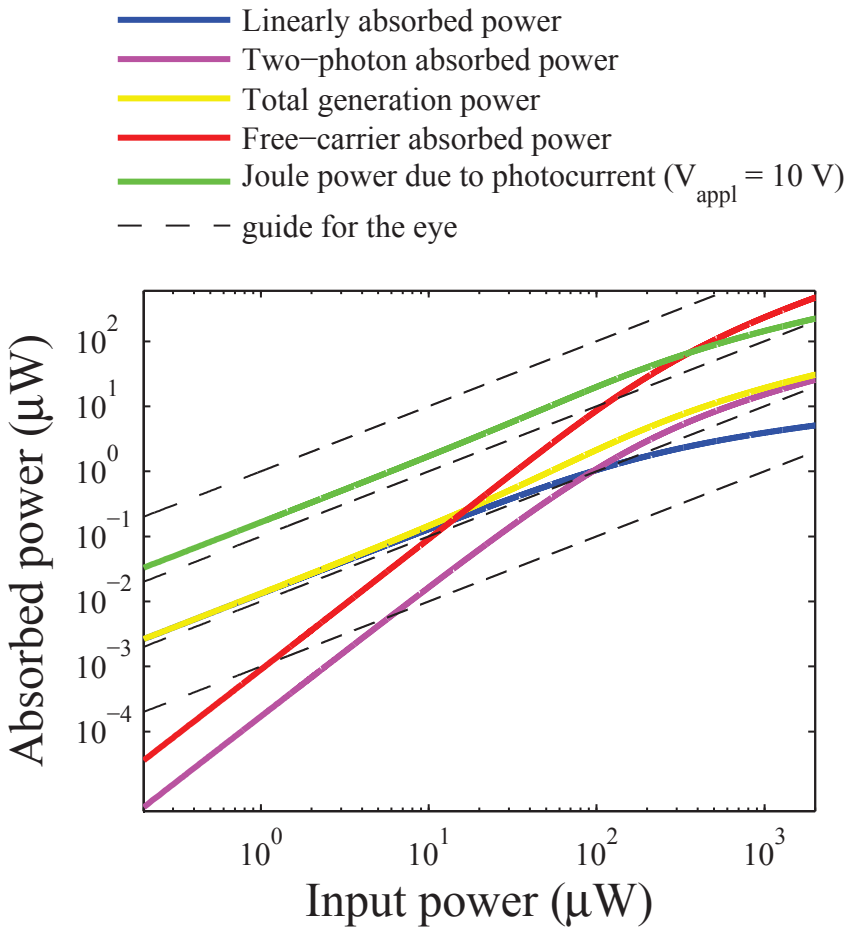


FIGURE 3.30 – Puissances absorbées

Comme f_2 est une fonction croissante de A, le maximum possible à P_{in} donné en régime permanent correspond à $\cos\varphi = 1$ d'où $\sin\varphi = 0$ et $f_1(A) = 0$.

A la résonance A est réel positif (puisque $\phi = 0$). Nous implémentons le modèle dans Matlab en exprimant tout en fonction de $|A|$:

$$n_{\text{ph}}^{\text{eff}} = \tau_{\text{fc}} g_n^{\text{eff}} \tag{3.49}$$

$$P_{\text{in}} = \frac{Q}{2\omega_0\sqrt{\text{Tr}_0}}|A|^2\left(\frac{\omega_0}{Q} + \left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)\sigma n_{\text{ph}}^{\text{eff}} + \frac{\beta_{\text{TPA}}}{V_{\text{TPA}}}\left(\frac{c}{n_{\text{Si}}}\right)^2|A|^2\right)^2 \tag{3.50}$$

$$\text{Tr} = \frac{\omega_0\sqrt{\text{Tr}_0}}{2Q}\frac{|A|^2}{P_{\text{in}}} \tag{3.51}$$

$$\delta T^{\text{eff}} = R_{\text{th}} V_{\text{th}} p^{\text{eff}} \tag{3.52}$$

$$\delta\lambda_0 = \left(n_T \delta T^{\text{eff}} - \sigma_{\text{FCD}} n_{\text{ph}}^{\text{eff}}\right)\frac{\lambda_0}{n_{\text{Si}}} \tag{3.53}$$

g^{eff} et p^{eff} sont donnés respectivement par les équations 3.41, 3.37, et 3.32. Les valeurs par défaut prises pour les paramètres sont indiquées tableau 3.7.

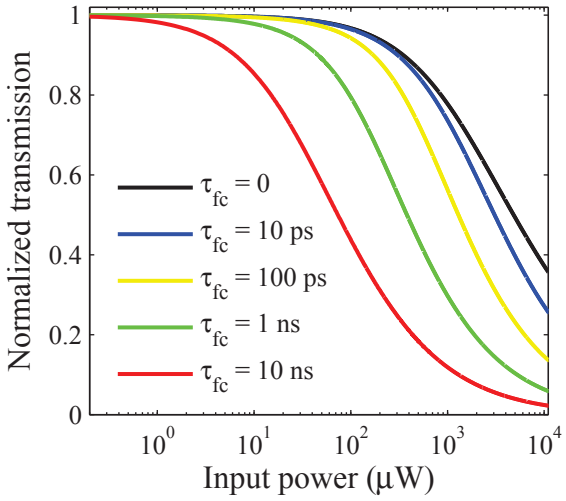
Paramètre	τ_{fc}	R_{th}	η	α	E_α	Q	Tr_0
Valeur	1 ns	10^4 W/K	1	0.16 dB/cm	$E_G/2$	50000	25 %

TABLE 3.7 – Paramètres par défaut dans la modélisation

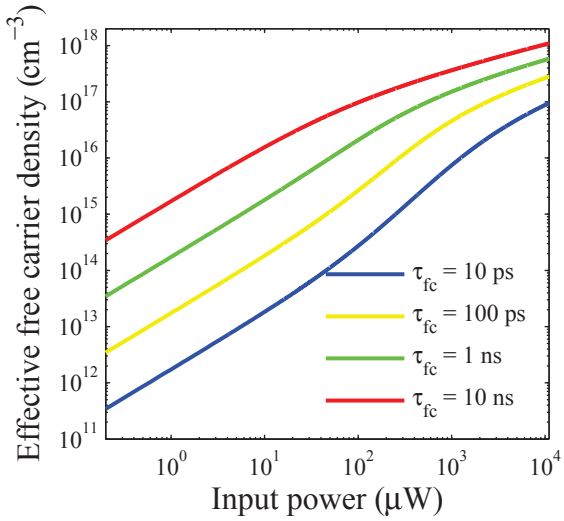
L'évolution des quantités physiques en fonction de la puissance d'entrée fait l'objet des figures 3.30 et 3.31. La comparaison des différentes puissances en jeu dans la cavité (fig. 3.30) indique quels sont les effets dominants. Si $\tau_{\text{fc}} = 1\,\text{ns}$, la puissance absorbée par absorption par porteurs libres devient supérieure à la puissance absorbée utile à la génération de photocourant (courbe en jaune) pour une puissance d'entrée de $15\,\mu\text{W}$. Conformément aux résultats de la section 3.3.3, la puissance utile est principalement linéaire jusqu'à $30\,\mu\text{W}$. Suit une phase sur-linéaire jusqu'à $200\,\mu\text{W}$, après quoi, la puissance absorbée utile redevient linéaire à cause de la baisse du facteur de qualité engendrée par les absorptions non-linéaires. A une tension de 10 V, on voit que la puissance Joule est supérieure à toutes les autres tant que $P_{\text{in}} < 200\,\mu\text{W}$. Elle est ensuite dépassée par l'absorption des porteurs libres. On en déduit que l'effet Joule aura un rôle prépondérant comme source de chaleur.

L'évolution de la transmission, de la densité de porteurs et de la température en fonction de la puissance d'entrée et pour différents τ_{fc} donne une idée de l'impact considérable de ce paramètre. (fig. 3.31 (a)-(c)). Si τ_{fc} est inférieur à 50 ps, la densité de porteurs effective n'excède pas $10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ pour une puissance d'entrée de 1 mW. La quantité de porteurs alors photogénérés est seulement 2 fois supérieure à N_D. La légère chute de transmission observée (80% de la valeur initiale toujours pour $P_{\text{in}} = 1\,\text{mW}$) est due essentiellement à l'absorption à deux photons, dont l'effet est représenté sur la courbe noire fig. 3.31 (a). Si τ_{fc} est supérieur à nanoseconde, les effets de l'absorption par porteurs libres deviennent dominants : la densité de porteurs photogénérés s'élève dans la gamme des $10^{17}\,\text{cm}^{-3}$, et la transmission à 1 mW s'effondre (moins de 20% de la valeur initiale). L'augmentation de la température suit une loi croissante à la fois en $|A|^2$ et en $n_{\text{ph}}^{\text{eff}}$. A faible puissance, la température augmente plus vite quand τ_{fc} est élevé. A puissance élevée, en revanche, à cause de l'effondrement dans la transmission, l'augmentation de température finit par devenir plus faible pour des τ_{fc} élevés. Les courbes se croisent à peu près pour $P_{\text{in}} = 1\,\text{mW}$. A cette puissance, l'effet Joule a cessé d'être la cause dominante de l'augmentation de température, quel que soit τ_{fc}. Notons que l'augmentation de température n'excède pas la dizaine de degrés Kelvin, au grand maximum.

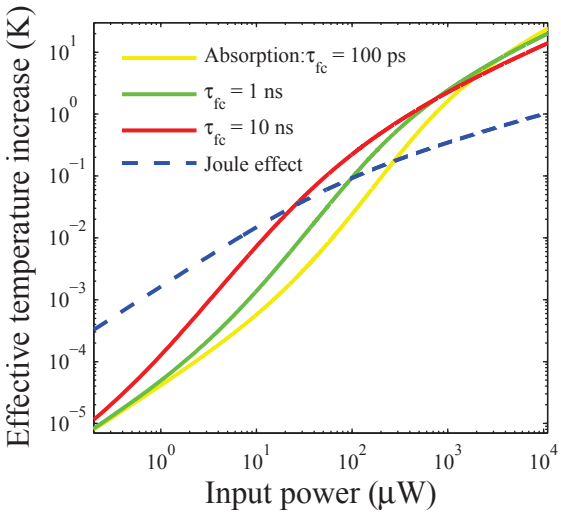
La dépendance du photocourant en fonction de la puissance d'entrée (fig. 3.31 (d)) change également en fonction de τ_{fc}. Si le temps de vie est suffisamment court, il est possible de distinguer un régime sur-linéaire, avant que la transmission ne baisse à cause de l'absorption à deux photons. Si le temps de vie est trop long, la courbe $I(P)$ est écrasée à des puissances plus faibles et on ne voit pas apparaître de régime quadratique. Enfin, le décalage de la résonance, représenté fig. 3.31 (e) pour $\tau_{\text{fc}} = 1\,\text{ns}$ et $R_{\text{th}} = 10^4\,\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$ est une somme algébrique de trois contributions : la dispersion des porteurs libres, vers le bleu, la dispersion thermique due à l'absorption et à l'effet Joule (ici pour $V_{\text{appl}} = 10\,\text{V}$), vers le rouge. En l'absence d'effet Joule, à basse puissance, la dispersion des porteurs libres l'emporte. A partir de $200\,\mu\text{W}$, la dispersion thermique devient prépondérante, et le décalage se fait vers le rouge. En présence d'une polarisation, l'effet Joule est dominant aux basses puissances, si bien que le décalage de la résonance a *toujours* lieu vers le rouge.



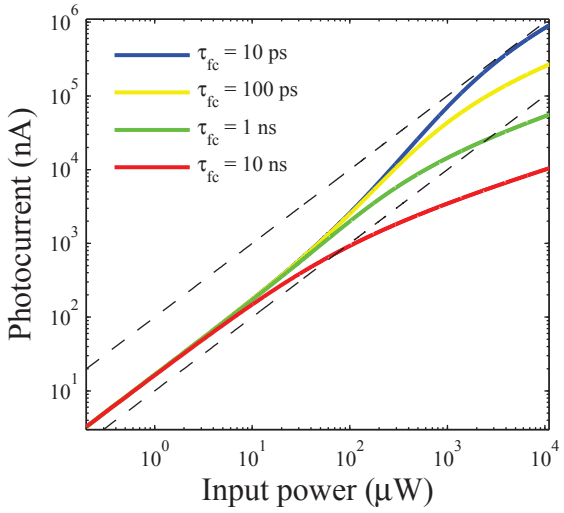
(a) Transmission fonction de puissance



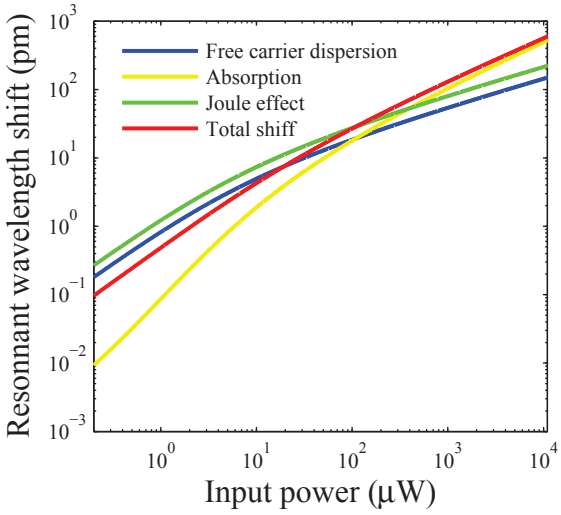
(b) Densité de porteurs fonction de puissance



(c) Température fonction de puissance



(d) Photocourant fonction de puissance



(e) Shift à la résonance

FIGURE 3.31 – Evolution des grandeurs de sortie du modèle en fonction de la puissance d'entrée. L'effet Joule est ici pris en compte pour une tension de 10 V.

Réduction du temps de vie sous l'effet de la polarisation. Préservation du facteur de qualité Dans ce paragraphe, nous calculons τ_{fc} à partir des simulations ATLAS élaborées au chapitre 2. Nous montrons que la progression de la zone de déplétion au cœur du mode de cavité induit une forte diminution du temps de vie effectif. Nous prenons les paramètres usuels $N_D = 4 \times 10^{15}\,\text{cm}^{-3}$, $d = 3\,\mu\text{m}$ et $\tau_{\text{SRH}} = 1\,\mu\text{s}$. Le terme de génération de porteurs est choisi proportionnel à $|A|^2$, ce qui revient à considérer que l'absorption est linéaire, ou encore de se placer à basse puissance. Deux simulations sont faites, une sous illumination, une autre avec $g = 0$, afin de connaître par différence le nombre de porteurs photogénérés n_{ph}. Au vu de l'équation 3.35, il est clair qu'en régime permanent, on a

$$\tau_{\text{fc}} = \frac{n_{\text{ph}}^{\text{eff}}}{g_n^{\text{eff}}} = \frac{\iiint_{\text{Si}} n_{\text{ph}} n_{\text{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r}{\iiint_{\text{Si}} g_n(\mathbf{r}) n_{\text{Si}}^2 |\mathbf{E}|^2(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3 r} \tag{3.54}$$

Toutes les quantités sont calculables à partir du résultat de la simulation. Le résultat dépend fortement de la polarisation (fig. 3.32). Entre 0 et 35 V, le temps de vie chute d'un facteur 50. Il remonte ensuite très légèrement, à cause de la génération de porteurs par ionisation par impact.

Ce constat est extrêmement intéressant. Le temps de vie pourrait être contrôlé (réduit) à travers la polarisation. En diminuant la concentration de porteurs libres dans la cavité, on peut espérer diminuer en même temps l'absorption par porteurs libres qui est ici une limitation de notre détecteur. On peut quantifier cet effet en définissant un facteur de qualité effectif $Q_{\text{eff}} = \text{Tr}^{1/2} Q_C$. Le facteur de qualité effectif est égal au facteur de qualité de la cavité lorsqu'il n'y a aucune absorption non linéaire. Nous calculons le facteur de qualité effectif en fonction de la puissance d'entrée dans une cavité où $Q = 200000$, ce pour différentes polarisations (fig. 3.32(b)). Pour chaque polarisation, nous avons pris le temps de vie effectif tel que donné par la figure 3.32(a). A 30 V, le temps de vie des porteurs libres est si faible que seule l'absorption à deux photons fait chuter le facteur de qualité effectif. Pour une puissance d'entrée dans la gamme des centaines de µW, mettre le dispositif sous polarisation revient à augmenter le facteur de qualité effectif d'un facteur presque égal à 2. Ce type de contrôle est potentiellement utile non seulement pour un détecteur, mais aussi dans les lasers à effet Raman où l'absorption des porteurs libres fait partie des effets limitants.

Régime permanent hors résonance On s'intéresse ici au calcul du spectre de transmission en régime permanent. Le résultat de ce calcul est intéressant car on peut le comparer directement aux spectres mesurés. En dehors de la résonance, la résolution de l'équation 3.24 requiert l'extraction des racines d'un polynome de degré 5. Là encore, nous avons recours à une routine MATLAB. Dès que la puissance d'entrée P_{in} est suffisamment élevée, il existe plusieurs racines de module distinct qui signalent une situation de bistabilité optique. Figure 3.33, nous avons tracé la transmission correspondante à la racine de module le plus grand, en fonction de λ et pour plusieurs puissances d'entrée. Les effets principaux décrits dans le paragraphe précédent se retrouvent naturellement sur ces quatre courbes. La transmission chute avec l'augmentation de la puissance, les spectres se décalent légèrement vers le bleu à faible puissance (courbe verte), tandis qu'à forte puissance, le décalage a bien lieu vers le rouge. L'information supplémentaire visible ici est la formation d'un spectre asymétrique et élargi par l'effet thermo-optique. Nous pouvons également anticiper l'évolution des spectres en fonction de la polarisation. Nous fixons la puissance d'entrée à 0.5 mW et faisons varier la polarisation, ainsi que le temps de vie, en respectant la dépendance donnée dans la figure 3.32. On observe trois effets remarquables : (1) le spectre s'élargit (2) la résonance se décale vers le rouge (3) la transmission à la résonance augmente. Les deux premiers effets constituent ce que nous appellerons désormais « effet Joule résonnant » : au fur et à mesure qu'on se rapproche de la résonance, le photocourant augmente, l'effet thermo-optique également, et le spectre se déforme.

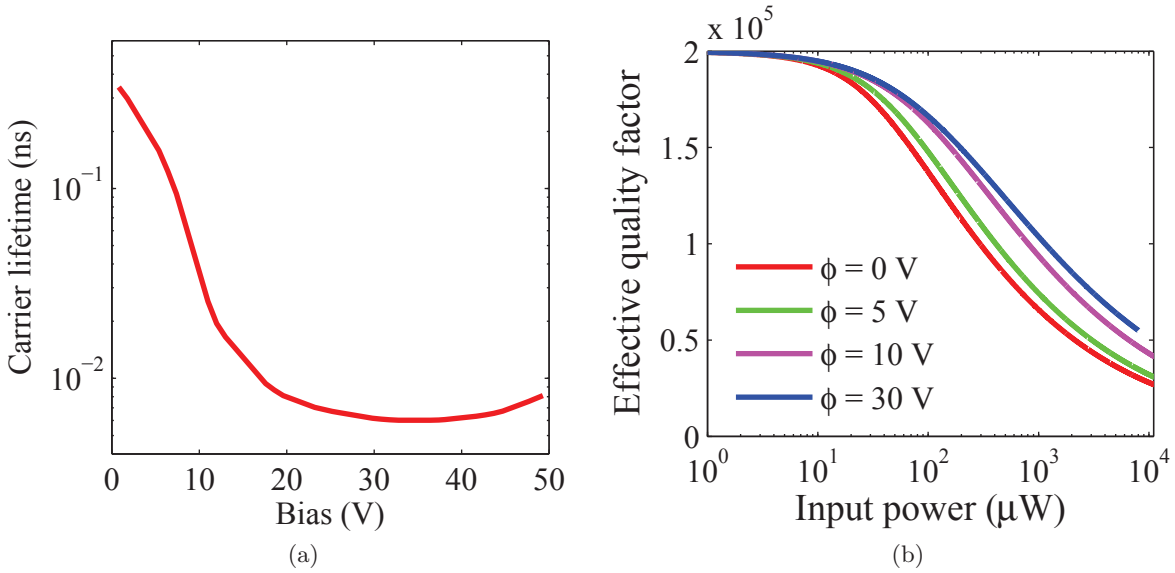


FIGURE 3.32 – (a) Dépendance du temps de vie en fonction de la polarisation (b) Facteur de qualité effectif en fonction de la puissance pour différentes polarisations

Le troisième effet est la traduction de l'augmentation du facteur de qualité effectif quand la cavité est déplétée.

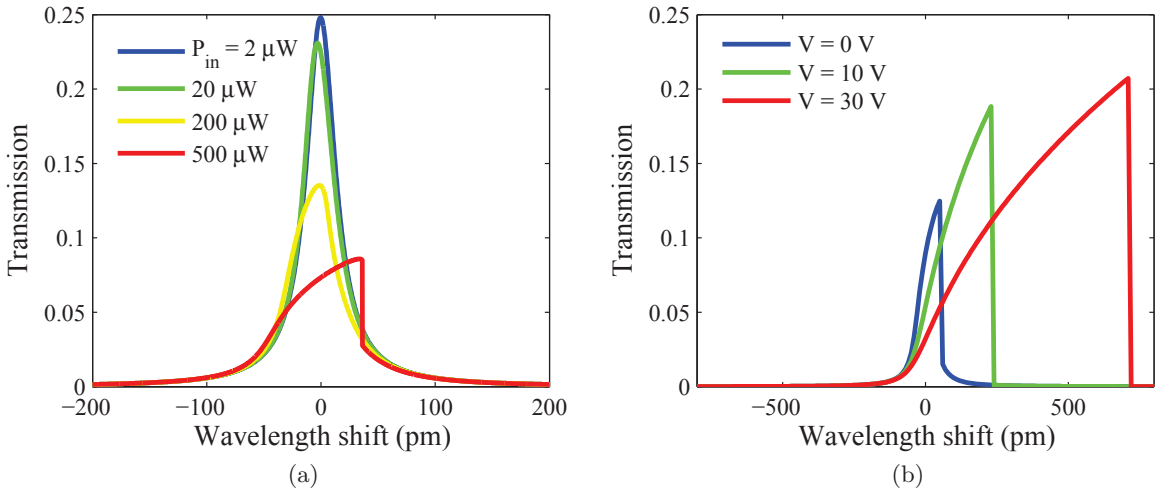


FIGURE 3.33 – Application du modèle hors résonance. (a) Polarisation nulle (b) $P_{\text{in}} = 0.5\,\text{mW}$. Pour chaque polarisation, le temps de vie des porteurs libres est choisi tenant compte du calcul illustré dans la figure 3.32(a)

3.4.3 Modification des spectres avec la polarisation : aspects expérimentaux

Dans cette dernière section, nous introduisons des résultats expérimentaux et les interprétons à la lumière des modèles précedemment proposés.

Effet Joule résonnant

L'effet Joule résonnant a été observé de manière systématique dans tous les échantillons mesurés. Un exemple caractéristique est donné figure 3.34. Qualitativement, le comportement correspond très bien à ce qui est anticipé par le calcul (fig. 3.33 (b)). L'effet Joule augmente à l'approche de la résonance, ce qui fait que le spectre s'élargit et que la résonance se décale vers le rouge. La donnée du décalage de la résonance en fonction de la puissance d'entrée pour trois polarisations (0, 10 et 20 V) contient l'essentiel de l'information (fig. 3.35). Aux faibles puissances, il est difficile de distinguer clairement l'influence de la polarisation à travers l'effet Joule, essentiellement parce que l'effet de dispersion des porteurs libres, qui induit un décalage vers le bleu joue encore un rôle non négligeable. En revanche, pour $P_{\text{in}} > 100\,\mu\text{W}$, l'effet thermo-optique provoqué par l'absorption (courbe à 0 V) et par effet Joule l'emportent.

Ici nous arrivons à une application intéressante de notre détecteur. Dans les résonateurs optiques « traditionnels », c'est-à-dire sans électrodes, l'effet thermo-optique peut être quantifié à partir de la mesure du décalage de la résonance jointe à une estimation de la puissance absorbée dans la cavité. A partir de ces données, on peut estimer la résistance thermique de la cavité [1]. En raison des incertitudes sur le couplage et sur les coefficients d'absorption résiduelle dans le silicium, l'estimation précise de la puissance absorbée demeure néanmoins un problème délicat. Dans notre dispositif, nous avons la possibilité supplémentaire de chauffer par effet Joule. Il est alors plus simple de connaître la puissance libérée dans la cavité, en mesurant le photocourant à la résonance. Par ailleurs, grâce à la cavité optique, nous avons un moyen précis de mesurer la variation de température correspondant à cette puissance. Plus précisément, si nous considérons deux polarisations V_1 et V_2 ($V_2 > V_1$), le supplément de puissance $\delta P = I(V_2)V_2 - I(V_1)V_1$ induit un décalage de la résonance supplémentaire $\delta\lambda = \delta\lambda(V_2) - \delta\lambda(V_1)$. Cette quantité a la propriété remarquable de ne pas dépendre directement de la puissance absorbée optiquement, si ce n'est à travers le photocourant qui lui est mesurable. A partir des données expérimentales, on peut estimer la résistance thermique R_{th} :

$$\delta\lambda(V_2) - \delta\lambda(V_1) = R_{\text{th}} n_T \frac{\lambda_0}{n_{\text{Si}}} (I(V_2)V_2 - I(V_1)V_1) \tag{3.55}$$

L'application de la formule 3.55 paraît raisonnable dans la plage de puissance où l'effet Joule est dominant et où le photocourant ne sature pas encore sous l'effet des absorptions non linéaires. On s'intéressera donc à l'intervalle $0.1\,\text{mW} < P_{in} < 0.7\text{mW}$. Pour chaque point de mesure, on tire une valeur pour R_{th}. La moyenne de ces valeurs vaut $1.6 \times 10^4\,\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$, et toutes les valeurs sont trouvées entre 1.5 et $1.7 \times 10^4\,\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$. Cet ordre de grandeur est cohérent avec les valeurs reportées pour ce type de cavités : dans la référence [1], j'ai calculé par une méthode d'éléments finis que la résistance thermique d'une cavité à cristal photonique 2D de géométrie similaire valait $2 \times 10^4\,\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$. Notre dispositif donne lui accès à une *mesure* de la résistance thermique d'une cavité à cristal photonique. Sachant que (1) le calcul théorique de ces résistances est relativement compliqué à cause de la géométrie du cristal photonique (2) la gestion des aspects thermiques pourrait être cruciale pour les applications à l'optique intégrée, nous pensons que ce simple calcul est une application intéressante de notre dispositif.

Régime de déplétion complète et facteur de qualité

La modification du facteur de qualité sous l'effet de la déplétion peut s'observer de différentes façons. Sur les spectres eux-mêmes, on peut calculer les facteurs de qualité par la méthode de l'ajustement lorentzien, ce pour différentes polarisations. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est applicable que pour de faibles puissances, c'est-à-dire tant que le spectre expérimental est effectivement lorentzien. Malheureusement, c'est aussi aux faibles puissances que l'effet de la polarisation

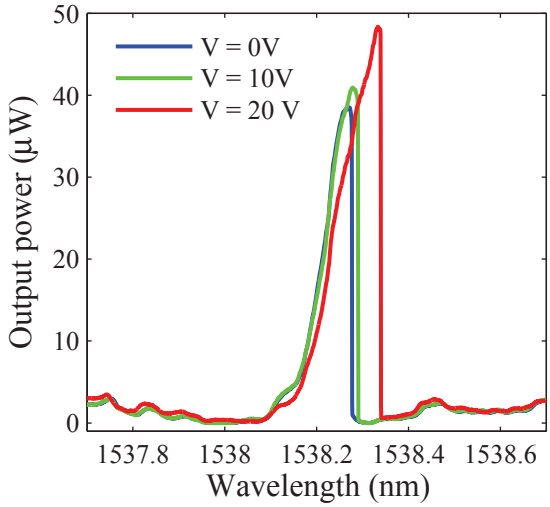


FIGURE 3.34 – (Expérience) Spectres dépendant de la polarisation, mettant en évidence l'effet Joule résonnant. Dans cet échantillon, $Q = 40,000$. La puissance d'entrée vaut 0.2 mW

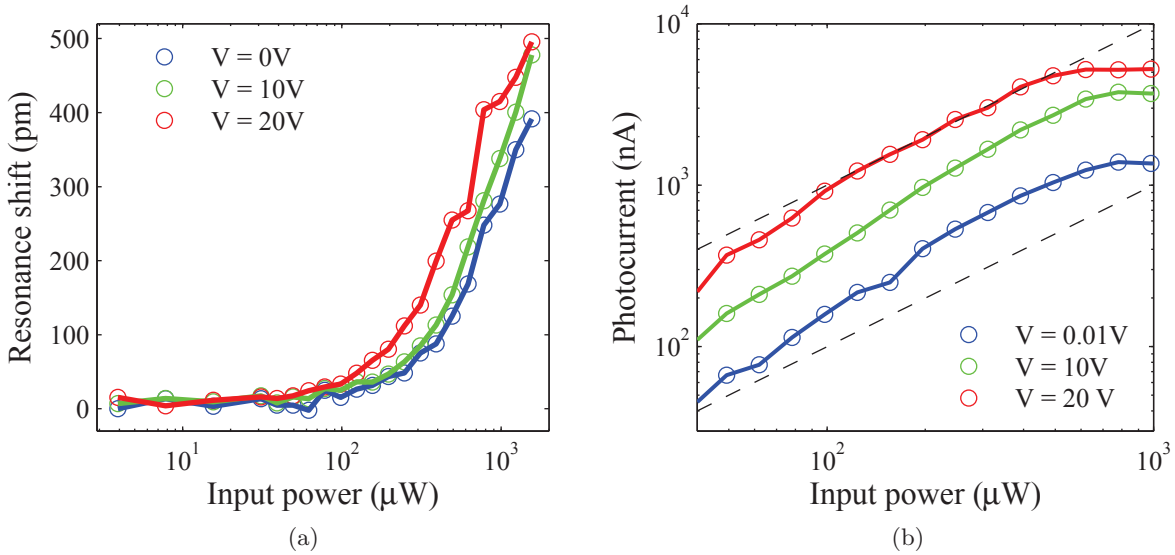


FIGURE 3.35 – (Expérience) (a) Décalage de la résonance en fonction de la puissance d'entrée à 0, 10 et 20 V. Même échantillon que la figure précédente (b) Photocourant correspondant

sur le facteur de qualité est le plus faible. A une puissance d'entrée de 50 µW, le calcul montre que pour un facteur de qualité sous tension nulle de 40000, le facteur de qualité d'une cavité déplétée atteint 41000. Expérimentalement, nous avons pu mesurer cet effet de façon répétée (pour plusieurs structures). Ainsi, figure 3.36(a), le facteur de qualité expérimental sous tension nulle vaut 38000, tandis que le facteur de qualité mesuré à 20 V vaut 40000.

Même si ces résultats semblent positifs, on est tenté d'aller voir ce qui se passe à des puissances plus élevées où l'effet doit être plus important, d'autant plus que les différences de facteur de qualité mesurées à basse puissance sont proches de la limite en précision qu'on peut raisonnablement espérer

pour un ajustement de Lorentzienne. Nous avons dit qu'à haute puissance, on ne peut plus utiliser le spectre expérimental pour extraire le facteur de qualité. En revanche, on mesure très facilement la transmission à la résonance. Si celle-ci augmente avec la polarisation, cela peut être dû à la déplétion des porteurs. Cet effet est visible figure 3.34, à une puissance de 0.2 mW.

Toutefois, lorsque nous avons augmenté la puissance encore un peu plus, nous avons constaté un fait inattendu : il existe une plage de puissance dans laquelle la transmission augmente en fonction de la puissance. Ce phénomène, illustré figure 3.36 (b), a été mesuré dans plusieurs structures. Il est extrêmement frappant, car il ne peut pas être expliqué dans le cadre du modèle que nous avons développé jusqu'à présent, dans lequel mathématiquement la transmission doit toujours baisser en fonction de la puissance d'entrée, quelles que soit les complexifications possibles auxquelles on peut penser : absorption linéaire saturable, ou temps de vie effectif dépendant de la polarisation. Il semble donc que nous ayons affaire à une modification du facteur de qualité intrinsèque sous l'effet de la puissance optique, probablement à travers l'augmentation de température et de l'indice du silicium, qui rend le confinement optique plus efficace. Ce type d'effet a été annoncé par exemple dans la référence [20].

A ce stade, un travail plus poussé serait nécessaire pour confirmer l'existence de cet effet imprévu d'une part, et déméler, à haute puissance, l'effet de la température et l'effet de la déplétion sur le facteur de qualité. Une expérience de type pompe-sonde pour mesurer le temps de vie des photons dans la cavité avant que les effets thermiques n'aient le temps d'intervenir est une piste que nous envisageons pour poursuivre ce travail.

En conclusion de cette étude nous pouvons dire que nos modèles permettent de décrire une bonne partie des résultats obtenus, et aussi de détecter l'apparition de phénomènes imprévus. Nous avons su prévoir qualitativement l'effet Joule résonnant, et l'utiliser pour mesurer la résistance thermique de nos structures. L'effet de la déplétion sur le facteur de qualité est bien présent et nous avons pu le détecter à des puissances modérées. La compréhension complète des interactions entre la thermique et le facteur de qualité est un travail qui demande à être poursuivi au-delà de cette thèse.

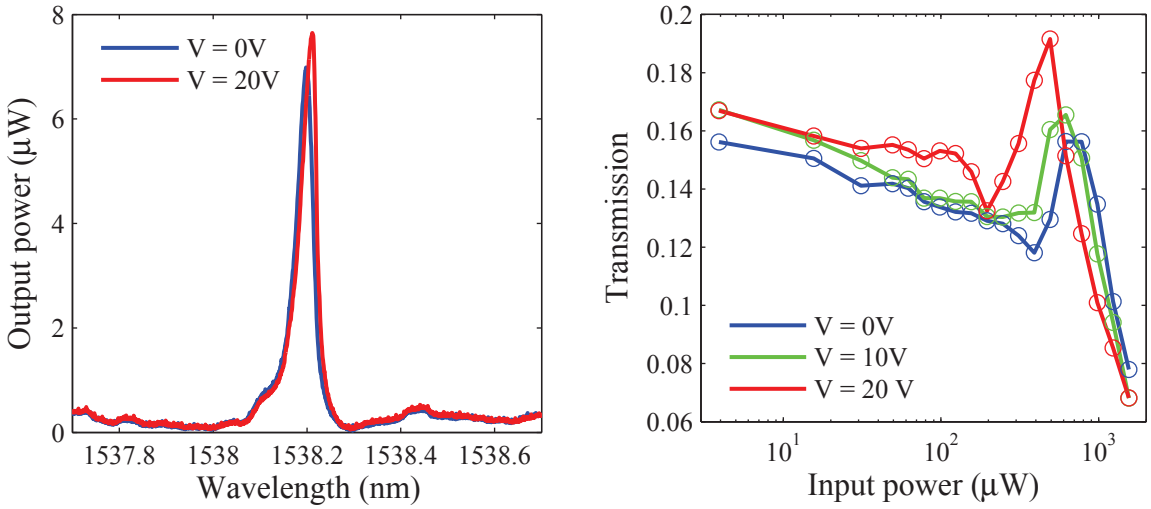


FIGURE 3.36 – (a) Spectres à basse puissance. A 0 V, Q = 38000. A 20 V (déplétion), Q = 40000 (b) Transmission en fonction de la puissance d'entrée pour trois polarisations

Bibliographie

[1] Laurent-Daniel Haret, Takasumi Tanabe, Eiichi Kuramochi, and Masaya Notomi. Extremely low power optical bistability in silicon demonstrated using 1d photonic crystal nanocavity. *Opt. Exp.*, 17(23) :21108–21117, Nov 2009.

[2] Ahmad R. Md Zain, Nigel P. Johnson, Marc Sorel, and Richard M. De La Rue. Ultra high quality factor one dimensional photonic crystal/photonic wire micro-cavities in silicon-on-insulator (soi). *Opt. Exp.*, 16(16) :12084–12089, Aug 2008.

[3] Eiichi Kuramochi, Hideaki Taniyama, Takasumi Tanabe, Kohei Kawasaki, Young-Geun Roh, and Masaya Notomi. Ultrahigh-q one-dimensional photonic crystal nanocavities with modulated mode-gap barriers on sio(2) claddings and on air claddings. *Opt. Exp.*, 18(15) :15859–15869, July 2010.

[4] Y. Tanaka, T. Asano, R. Hatsuta, and S. Noda. Investigation of point-defect cavity formed in two-dimensional photonic crystal slab with one-sided dielectric cladding. *Appl. Phys. Lett.*, 88(1) :011112, January 2006.

[5] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J.C. Rodier, P. Lalanne, and D. Peyrade. Ultra-high q/v fabry-perot microcavity on soi substrate. *Opt. Express*, 15(24) :16090–16096, Nov 2007.

[6] Yuki Taguchi, Yasushi Takahashi, Yoshiya Sato, Takashi Asano, and Susumu Noda. Statistical studies of photonic heterostructure nanocavities with an average q factor of three million. *Opt. Exp.*, 19(12) :11916–11921, Jun 2011.

[7] Zheng Han, Xavier Checoury, Laurent-Daniel Haret, and Philippe Boucaud. High quality factor in a two-dimensional photonic crystal cavity on silicon-on-insulator. *Opt. Lett.*, 36(10) :1749–1751, May 2011.

[8] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids.* Number vol. 1 in Academic Press Handbook Series. Academic Press, 1985.

[9] Z. Han. *Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium.* PhD thesis, Université Paris Sud XI, 2010.

[10] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities. *Opt. Comm.*, 283(21) :4387–4391, 2010.

[11] http://www.nanophys.kth.se/nanophys/facilities/nfl/manual/index.html.

[12] James G. Goodberlet, J. Todd Hastings, and Henry I. Smith. Performance of the raith 150 electron-beam lithography system. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 19(6) :2499 –2503, nov 2001.

[13] Laurent-Daniel Haret, Xavier Checoury, Zheng Han, Philippe Boucaud, Sylvain Combrié, and Alfredo De Rossi. All-silicon photonic crystal photoconductor on silicon-on-insulator at telecom wavelength. *Opt. Exp.*, 18(23) :23965–23972, Nov 2010.

[14] L.-D. Haret, X. Checoury, Zheng Han, P. Boucaud, S. Combrie, and A. de Rossi. All-silicon telecom wavelength detector fabricated on silicon-on-insulator. In *Optical Communication (ECOC), 2010 36th European Conf. and Exhibition on*, pages 1 –3, sept. 2010.

[15] Takasumi Tanabe, Hisashi Sumikura, Hideaki Taniyama, Akihiko Shinya, and Masaya Notomi. All-silicon sub-gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip. *Appl. Phys. Lett.*, 96(10) :101103, March 2010.

[16] Nobuyuki Matsuda, Ryosuke Shimizu, Yasuyoshi Mitsumori, Hideo Kosaka, Aya Sato, Hiroyuki Yokoyama, Koji Yamada, Toshifumi Watanabe, Tai Tsuchizawa, Hiroshi Fukuda, Seiichi Itabashi, and Keiichi Edamatsu. All-optical phase modulations in a silicon wire waveguide at ultralow light levels. *Appl. Phys. Lett.*, 95(17) :171110, October 2009.

[17] Katri Honkanen. *Fabrication and modelling of SOI and GaAs MSM photodetectors and a GaAs based photoreceiver*. PhD thesis, Helsinki University of Technology, 2001.

[18] Akihiko Shinya, Satoshi Mitsugi, Takasumi Tanabe, Masaya Notomi, Itaru Yokohama, Hidehiko Takara, and Satoki Kawanishi. All-optical flip-flop circuit composed of coupled two-port resonant tunneling filter in two-dimensional photonic crystal slab. *Opt. Express*, 14(3) :1230–1235, Feb 2006.

[19] A. Xiang, W. Wohlmuth, P. Fay, S. M. Kang, and I. Adesida. Modeling of InGaAs MSM photodetector for circuit-level simulation. *J. Lightw. Technol.*, 14(5) :716–723, 1996.

[20] Masaya Notomi and Hideaki Taniyama. On-demand ultrahigh-q cavity formation andphoton pinning via dynamic waveguide tuning. *Opt. Express*, 16(23) :18657–18666, Nov 2008.

Conclusion

Dans cette thèse, un détecteur télécom tout silicium a été démontré. Ce détecteur résonnant est une application directe des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels. Par ses caractéristiques, notamment sa simplicité de fabrication et sa compacité, le détecteur constitue une avancée en optique intégrée tout silicium.

En tenant compte de la technologie des cristaux photoniques sur SOI, un dessin simple à base d'électrodes rectangulaires métalliques latérales a été choisi (fig. 2.25). Nous avons d'abord étudié numériquement la viabilité de ce dessin sous deux aspects : collection des porteurs libres à travers le cristal photonique (section 2.2.4) et influence des métallisations sur le facteur de qualité (section 3.1.3). Cette étude nous a également guidé dans le dimensionnement du dispositif (section 3.1.1) : taille des électrodes, distance entre les électrodes, facteur de qualité appropriés. Les modèles standards de courant d'obscurité et de photocourant liés aux photodétecteurs MSM ont été appliqués et étendus aux cristaux photoniques, et la fabrication d'une jonction MSM dans le cristal photonique a été l'occasion de compléter le savoir-faire en technologie de salle blanche du groupe de recherche. Nous disposons à présent de procédés de fabrication fiabilisés d'un détecteur dont les performances, reproductibles, sont discutées en détail dans la section 3.3.5. On retiendra que la réponse peut atteindre 90 mA/W à polarisation élevée et que la bande-passante est supérieure au GHz.

Au cours de ce travail, et outre la démonstration du détecteur en elle-même, plusieurs résultats originaux ont été obtenus. Nous avons montré que la technologie MSM s'adapte sans difficultés sur cristal photonique, que ce soit en régime continu ou en régime haute-fréquence. De plus, en jouant sur la polarisation externe, nous avons vu qu'il est possible de contrôler les densités de porteurs dans les microcavités à cristal photonique à travers leur temps de vie effectif. La preuve expérimentale de ce contrôle est donnée par les images EBIC (figure 2.45). A notre connaissance, il s'agit des premières images EBIC de ce type. Un exemple d'application au maintien du facteur de qualité sous forte injection optique est traité par un calcul détaillé dans la section 3.4.2. Le détecteur est également un moyen original de mesurer certaines grandeurs physiques essentielles dans les cavités à cristaux photoniques. L'analyse du photocourant en fonction de la puissance d'entrée donne une mesure de l'absorption linéaire résiduelle du silicium nanostructuré. La connaissance de cette grandeur est utile en soi car c'est un paramètre qui doit être pris en compte pour modéliser d'autres dispositifs de nanophotonique sur silicium, comme le laser Raman par exemple. Enfin, à l'aide de l'effet Joule résonnant, nous avons pu remonter à la résistance thermique de la cavité.

L'amélioration des performances du détecteur constitue un premier axe pour poursuivre ce travail de thèse. Pour rendre le dispositif plus rapide, il faudra concevoir une cavité plus petite avec des électrodes plus rapprochées. Divers dessins sont envisageables ; cavités H_n, ou modulation d'un guide plus étroit. Au contraire, pour exalter encore plus certains effets non-linéaires comme le maintien du facteur de qualité sous polarisation, il faudra atteindre un facteur de qualité plus

élevé et donc travailler préalablement à la fabrication du détecteur sur membrane.

Par ailleurs, on pourra s'intéresser aux possibilités d'applications au niveau dispositif. La très forte sélectivité en longueur d'onde peut être mise à profit pour réaliser un spectromètre intégré sur puce autour de la bande C des télécommunications. Il suffit pour cela de multiplier les cavités et les contacts afin d'avoir une mesure en temps réel et simultanée de toutes les fréquences contenues dans le signal optique. Un autre dispositif qui pourrait être réalisé est un auto-corrélateur tout intégré. Par exemple, la non-linéarité introduite par l'absorption à deux photons devrait permettre de mesurer une corrélation entre deux sources retardées du même signal, les différents retards étant générés par des guides d'onde à cristal photonique. Enfin, à un niveau plus fondamental, un détecteur quadratique, obtenu par exemple à partir d'un facteur de qualité plus élevé, permettrait de s'intéresser à la remise en forme de signaux numériques.