



HAL
open science

Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques

Thomas Antoni

► **To cite this version:**

Thomas Antoni. Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2009. Français. NNT: . tel-00441495v2

HAL Id: tel-00441495

<https://theses.hal.science/tel-00441495v2>

Submitted on 18 Dec 2009

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.DIDEROT (Paris 7)

Doctorat : Champs, Particules, Matières

Thèse présentée pour obtenir
le grade de Docteur en Sciences
de l'Université Paris Diderot - Paris 7 par

Thomas Antoni

**Structures de couplage optique originales
pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques**

Soutenue publiquement le 23 juin 2009

devant le jury composé de :

M. Vincent Berger (Directeur de thèse)

M. Philippe Bois (Examinateur)

M. Raffaele Colombelli (Rapporteur)

M. Giuseppe Leo (Président)

M. Michel Papuchon (Rapporteur)

Il n'est jamais facile de résumer trois années de travail en quelques pages, encore moins d'exprimer à sa juste valeur la gratitude que l'on doit à celles et ceux qui ont rendu possible, ou même, simplement accompagné cette expérience difficilement identifiable qu'est une thèse. Ils furent dans mon cas, aussi nombreux qu'ils me sont chers.

C'est avant tout grâce à la confiance que m'ont témoignée Vincent Berger et Philippe Bois, et ce même lorsque j'empruntais les chemins les plus hasardeux, que ce travail est aujourd'hui abouti. Je n'exprimerai également jamais assez ma reconnaissance à Mathieu Carras et Alfredo de Rossi, géniteurs de ce thème de recherche, pour m'avoir abreuvé de leur savoir et de leur sympathie ainsi qu'à Alexandru Nedelcu qui a su me faire profiter de toute son expertise sur les systèmes que j'ai étudiés.

À l'achèvement d'un travail d'équipe, on semble toujours ingrat en mettant en avant la contribution de certains plus que d'autres. Aussi je remercierai comme un seul homme, et par ordre alphabétique, les chercheurs, ingénieurs et experts techniques de l'équipe qui m'a accueillie : Nadia Brière de l'Isle, Éric Costard, Hugues Facchetti, Sebastien Hamard, Odile Huet, Marcelline Laurent, Jean-Alexandre Robo, Jean-Patrick Truffer et Virginie Trinité. Néanmoins, je ne peux que réserver une pensée spéciale à Lydie Dua qui a œuvré si merveilleusement à la réalisation des échantillons que j'ai étudiés et Olivier Guilcher pour toute l'assistance et la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Le travail de recherche ne s'effectue jamais en solitaire et l'inspiration se trouve souvent à l'extérieur de sa propre spécialité. J'ai ainsi eu la chance de collaborer tant sur les aspects expérimentaux que sur leur analyse, avec des personnalités variées dont l'expertise a conféré à cette thèse une grande partie de sa valeur. Je veux ainsi remercier Børge Vinter pour ses réflexions sur la transition de Mott ; Olivier Copie et Jean-Pierre Le Goec avec qui j'ai réalisé les mesures pour ce même sujet ; Pierrick Guiset pour s'être lancé avec moi dans la mise en place des expériences gigahertz ; Frédéric Pommereau sans qui la partie implantation n'aurait sans doute pas vue le jour et enfin Frédéric Wyczick pour les discussions et les analyses de matériaux qui m'ont permis de mettre au point les contacts alliés en phase solide.

Si l'on ne retient à la fin que les résultats marquants et les expériences qui ont

fonctionnées, trois années de thèse se traversent essentiellement dans un océan de doutes et de renoncement. J'ai heureusement pu compter sur l'indéfectible bienveillance de collègues, qui ne firent pas partie de mon encadrement à proprement parler, mais qui ont tellement contribué au bon déroulement de ce travail. Parmi eux Xavier Marcadet, Olivier Parillaud et Lætitia Doyennette pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et à sa suite. Je tiens ensuite à remercier ceux qui par quelques conseils ou leur simple bonne humeur ont rendu les choses plus claires ou plus faciles : Karim Bouzehouane, Stéphane Fusil, Jean-Luc Reverchon, Paolo Bondavalli, Sylvain Combrié.

Je veux aussi témoigner toute ma sympathie à l'ensemble de l'équipe DON du laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques de l'Université Paris Diderot, avec lesquels je n'aurais finalement passé que trop peu de temps. Mais ces rares moments furent d'une richesse scientifique et humaine exceptionnelle.

Comment ne pas aussi remercier "l'armée doctorante" et autres stagiaires en escale qui ont partagé mon quotidien. Compagnons de galère qui, aux rares occasions d'une manip qui fonctionnait, savaient partager mon enthousiasme. Encore une fois, il serait cruel, à tous les citer, de prendre le risque d'en oublier un. Je laisse donc chacun s'arroger la part de sympathie qu'il se reconnaîtra. Mention spéciale tout de même à Gregory, Fabien, Aurore, Amandine, Maël, Benjamin, Vincent, Alexandre et Мария.

J'espère de tout cœur que le caractère convenu d'un tel appendice n'en occultera pas sa pleine sincérité. Pour le lecteur comme pour l'auteur, une page se tourne une fois cette ligne achevée.

Table des matières

Introduction	ix
I Couplage optique dans les détecteurs infrarouge quantiques	1
1 Présentation des détecteurs infrarouge quantiques	5
1.1 L'infrarouge	5
1.1.1 Rappel sur les ondes électromagnétiques	5
1.1.2 Le modèle du corps noir pour l'émission thermique	6
1.1.3 La complémentarité du visible et de l'infrarouge	9
1.1.4 Exemples d'applications	10
1.2 Détecter l'infrarouge	14
1.3 Les détecteurs à puits quantiques	17
1.3.1 Le puits quantique	17
1.3.2 Les détecteurs à puits quantiques	18
1.3.3 Le pixel : brique élémentaire du détecteur	21
1.4 Les figures de mérite du QWIP et du QCD	25
2 Couplage optique par réseau métallique	29
2.1 Les enjeux du couplage optique	29
2.1.1 L'efficacité quantique interne	29
2.1.2 Règles de sélection	30
2.2 Coupler la lumière	31
2.2.1 Visions historiques du couplage	31
2.2.2 Le couplage par réseau	32
2.3 Introduction au problème de réseaux	32
2.3.1 Résolution des équations de Maxwell	33
2.3.2 Quelques éléments de réponse qualitatifs	38
2.3.3 Solution analytique dans le cas perturbatif	41
2.3.4 Modifications de la dispersion introduites par un réseau et permettant le couplage	43

2.3.5	Largeur spectrale et temps de vie du photon	48
2.3.6	Quelques simulations	49
2.4	Une application du réseau unidimensionnel : la polarimétrie	51
2.4.1	Étude de la réponse d'un pixel unique	52
2.4.2	Système de pixels orientés différemment	54
2.5	Réseaux bidimensionnels	57
2.5.1	Motifs et symétrie	59
2.5.2	Revue des résultats numériques	61
3	Autres sources de couplage dans un pixel	67
3.1	Angle d'incidence	67
3.2	Couplage par les bords	68
3.3	Cavité verticale	72
3.4	Cross talk	74
3.5	Format du pixel, effets de cavité horizontale	76
3.6	Discussion sur la séparation des variables photoniques et électroniques	76
	Conclusion de la première partie	81
II	Concentrateurs de lumière	83
4	Concentrateurs de lumière : théorie et validation	87
4.1	Théorie	87
4.1.1	Création d'une cavité de surface	88
4.1.2	Couplage de la cavité aux ondes incidentes	92
4.1.3	Superposition des deux réseaux	94
4.1.4	Structure finale	100
4.2	Validation dans le gigahertz	104
4.2.1	Protocole expérimental	104
4.2.2	Validation d'un réseau de Bragg entre un métal parfait et l'air	105
4.2.3	Mesures sur le concentrateur : considérations spatiales	109
4.2.4	Mesures sur le concentrateur : considérations fréquentielles	115
4.2.5	Une superlentille de focale nulle	119
5	Nouvelles architectures de pixels	125
5.1	Diminuer le bruit	125
5.1.1	Retour sur l'expression du bruit	125
5.1.2	Séparation du comportement électronique et photonique	126
5.2	Présentation de l'implantation	128
5.2.1	Principe de l'implantation	128

5.2.2	Les moyens techniques pour implanter des ions	129
5.2.3	Réalisation technologique d'un pixel implanté	130
5.3	Validation expérimentale de la réduction du bruit par implantation	134
5.4	Pixels implantés avec réseaux atypiques	138
5.4.1	Réseau bidimensionnel classique	138
5.4.2	Réseau de Bragg	141
5.4.3	Réseau concentrateur	144
Conclusion de la deuxième partie		157
 III Phénomènes électroniques nécessitant un couplage optique particulier		159
6	États d'impuretés et états libres dans le photocourant	163
6.1	États électroniques autour des impuretés	163
6.1.1	Transition de Mott dans les hétérostructures semi-conductrices	164
6.1.2	États électroniques dans le puits du côté isolant de la transition de Mott	165
6.2	Influence sur le photocourant d'un QWIP	168
6.2.1	Mesure d'effet Hall	168
6.2.2	Mesures d'absorption	172
6.2.3	Mesure de photocourant	177
7	Le double rôle du contact supérieur	185
7.1	Problématique du contact actuel	185
7.1.1	Le contact en alliage AuGe	186
7.1.2	Les limites de ce contact	187
7.2	Les contacts non-alliés	192
7.2.1	Principe du contact non-allié	194
7.2.2	Les trois types de contacts non-alliés envisagés.	196
7.2.3	Étude du comportement électrique	199
7.2.4	Étude du comportement optique	200
7.3	Contacts alliés en phase solide	206
7.3.1	Principe du contact par recroissance en phase solide	206
7.3.2	Étude du comportement électrique	209
7.3.3	Problématique des pertes	212
7.3.4	Étude du comportement optique	213
7.4	Discussion sur les résultats obtenus	216
Conclusion de la troisième partie		219

Conclusion	221
A Méthodes de calcul du champ au voisinage du réseau	223
A.1 Changement de coordonnées	224
A.2 Décomposition en ondes planes	225
A.3 Diagonalisation de \mathbf{M}	226
A.4 Recherche des solutions	227
Index des figures	231
Index des tableaux	245
Bibliographie	247

Introduction

La physique des semi-conducteurs a toujours avancé de pair avec l'industrialisation de la microélectronique. Les technologies nécessaires à la fabrication des composants ont rendu possible l'exploration de nouveaux objets physiques jusqu'alors irréalisables, permettant de mettre en avant de nouveaux phénomènes où même de réaliser des systèmes physiques jusqu'alors purement théoriques. Les détecteurs à puits quantiques, développés depuis une vingtaine d'année en sont une bonne illustration. Le puits quantique à deux niveaux est l'un des problèmes les plus simples que permette d'étudier la mécanique quantique. Ses propriétés sont connues depuis le milieu du siècle dernier. Il fallu pourtant attendre les années 1980 pour pouvoir fabriquer de tels systèmes de façon suffisamment maîtrisée.

Les détecteurs à puits quantiques ne sont donc pas issus d'une nécessité technologique mais bien de la possibilité de réaliser de nouveaux systèmes semi-conducteurs. De fait, ces systèmes ont débuté dans un environnement où tout restait à imaginer. Depuis lors ces technologies se sont développées selon deux axes principaux : l'étude du transport électronique dans les puits quantiques et la mise au point de procédés technologiques de plus en plus maîtrisés. Loin d'être secondaire, la fabrication de dispositifs aussi petits a souvent limité les désirs d'investigation émis par les physiciens. Ces détecteurs ont donc longtemps avancé par une succession d'essais et d'erreurs en s'alimentant de la recherche sur des systèmes voisins tels que les diodes ou les lasers à semi-conducteurs. Après des années d'exploration ces détecteurs ont désormais atteint une certaine maturité. Le transport électronique dans les détecteurs à multipuits quantique, bien que difficilement modélisable, semble être maintenant compris dans les grandes lignes, au moins pour les structures usuelles. Parallèlement à cela, l'essor des nouvelles technologies de l'information et de la communication a encouragé le développement de nouveaux moyens de fabrication permettant une bonne maîtrise des étapes technologiques.

Au delà du fonctionnement de ce composant en tant que générateur de courant, l'optique du détecteur à puits quantique, qui gouverne l'absorption des photons en amont du transport, offre un champ d'investigation moins fréquent. La compréhension du comportement électromagnétique de ces systèmes a, en effet, souvent été délaissé au profit du transport électronique. Ce retard s'explique sûrement par la

nécessité d'utiliser un formalisme très abstrait et peu répandu. Longtemps abordé sous une vision très simpliste, voire erronée, le réseau de diffraction par réflexion assurant le couplage de la lumière dans les détecteurs à puits quantique ne bénéficie d'une description correcte que depuis moins d'une dizaine d'années. Essentiellement numérique, cette modélisation a permis de progresser dans l'utilisation des réseaux de diffraction.

Un retour à la physique fondamentale est encore nécessaire pour approfondir la compréhension du réseau de couplage et proposer des structures optiques originales pour ces détecteurs. De nouveaux champs de recherche ont été ouverts depuis une dizaine d'années permettant d'explorer l'électromagnétisme sous d'autres angles et fournissant un cadre théorique adapté au traitement du champ proche. Toujours fondé sur les équations de Maxwell, ce domaine de l'électromagnétisme, à travers la plasmonique, les métamatériaux et les cristaux photoniques, a vu l'apparition d'une physique nouvelle. Les détecteurs à puits quantiques peuvent non seulement jouir de ces avancées, mais se révèlent aussi en retour être un outil original pour étudier ces nouvelles structures optiques. Nous avons essayé, ici, de mettre en œuvre cette fertilisation croisée entre un dispositif (le détecteur à puits quantique) et une discipline en plein développement (l'électromagnétisme en champ proche).

Ce travail est divisé en trois parties. Dans la première nous présentons les détecteurs à puits quantique. Pour de tels systèmes complexes, où tous les aspects, tels que la fabrication, le transport et l'électromagnétisme sont entremêlés, il n'est pas inutile de se remettre en mémoire tous les enjeux. Nous donnerons aussi les dernières avancées et applications de ces technologies. Cette partie sera surtout l'occasion de mettre à plat tous les phénomènes électromagnétiques dans ces détecteurs, et notamment de donner une théorie exacte du couplage par réseau de réflexion en champ proche. Nous aborderons cette étude sous plusieurs aspects : analytique, numérique, expérimentale, afin de donner la meilleure intuition possible de cette physique. Cette description nous permettra de proposer dans la deuxième partie de nouveaux types de réseaux, n'assurant plus uniquement la fonction de couplage, mais permettant aussi de texturer les modes à leur surface. Ces modes, concentrés au centre du pixel, autoriseraient à réduire la zone active et donc à diminuer le bruit. Dans ce but, nous démontrons expérimentalement la possibilité de réduire la surface de la couche active en implantant des protons pendant la fabrication du détecteur. La troisième partie sera consacrée à la prise en compte de deux phénomènes électroniques qui pourraient altérer le couplage. Le premier est un phénomène de transport sur les impuretés qui peut aboutir à une déformation du gabarit spectral de l'absorption. Le second est d'ordre technologique et met en avant le double rôle du contact supérieur, à la fois réseau optique et contact électrique. Nous validerons expérimentalement plusieurs types de contacts nouveaux pour optimiser ces deux fonctions à la fois.

Nous espérons que ce travail convaincra le lecteur que le détecteur à puits quantique, dispositif simple de prime abord, expliqué dans de nombreux manuels et ayant dépassé ses vingt années d'existence, constitue encore aujourd'hui pour les physiciens, un terrain de jeu très stimulant intellectuellement.

Première partie

Couplage optique dans les détecteurs infrarouge quantiques

CETTE première partie, très générale, concerne l'aspect théorique de l'électromagnétisme dans les détecteurs infrarouge à puits quantiques. Tout d'abord, dans le premier chapitre, nous allons rappeler les spécificités et l'intérêt du rayonnement infrarouge, sa nature, son origine, ses différences par rapport au visible. Après quelques exemples d'applications de l'imagerie thermique, nous poserons la question de l'acquisition de ce signal et présenterons les grandes classes de détecteurs existants en rappelant leurs spécificités. Nous pourrons ensuite nous intéresser à un type de détecteur particulier : le détecteur à puits quantique, qui fait l'objet de cette thèse. La présentation de son fonctionnement ainsi que de ses figures de mérite nous permettra de comprendre les voies d'amélioration de ces détecteurs notamment en ce qui concerne l'absorption efficace des photons.

Dans le deuxième chapitre nous définirons et poserons les enjeux du couplage optique, sa nécessité. L'importance du couplage du signal incident aux couches actives a été comprise dès le début des détecteurs à puits quantiques, nous donnerons brièvement les différents moyens pour le réaliser. Nous étudierons ensuite en détail le moyen le plus efficace employé aujourd'hui pour coupler la lumière dans ces dispositifs : le réseau métallique par réflexion. Le problème sera intégralement posé en revenant sur les équations de Maxwell et en les restreignant aux cas qui nous intéressent. Ces simplifications seront l'occasion de discuter les approximations faites dans le reste de ce manuscrit. Nous présenterons ensuite la forme générale du champ créé par les réseaux, par des simulations et sous forme analytique dans le cas perturbatif. Les calculs numériques nous permettront de regarder le comportement du champ quand les paramètres du réseau sont variés, dans le cas unidimensionnel. Suite à ces considérations théoriques nous présenterons une application des détecteurs avec un réseau à une dimension : la polarimétrie. Nous montrerons en effet qu'il est possible de réaliser des caméras capables de discriminer et de quantifier la polarisation d'une scène, ce qui donne accès à des informations supplémentaires en plus des habituelles variations de température. Nous reviendrons alors au cas usuel, celui du réseau bidimensionnel, et discuterons des différences avec le cas unidimensionnel. Là aussi nous présenterons des résultats de simulations pour comprendre l'influence des divers paramètres du réseau sur la réponse d'un QWIP.

Le troisième chapitre de cette partie sera l'occasion de voir qu'il existe d'autres modes de couplage intrinsèques au détecteur. Nous passerons brièvement en revue ces mécanismes de couplage, en expliquant leur nature, leur importance, les moyens d'y remédier ou au contraire de les accentuer.

Chapitre 1

Présentation des détecteurs infrarouge quantiques

1.1 L'infrarouge

L'infrarouge est une gamme spectrale du rayonnement électromagnétique qui s'étend de l'extrémité rouge du visible (750 nm) jusqu'à 1 mm . L'attention particulière portée à ce domaine vient du fait que les objets à température terrestre émettent spontanément à ces longueurs d'onde ($2\mu\text{m} - 15\mu\text{m}$), suivant les lois du corps noir. Ainsi il est possible, dans cette fenêtre, de détecter des objets en l'absence de tout éclairage.

Après un bref rappel sur les ondes électromagnétiques en général, nous reviendrons sur le modèle du corps noir afin d'en tirer les caractéristiques de l'émission dans l'infrarouge. Nous mettrons ensuite les domaines infrarouge et visible en regard avant de présenter les applications de l'imagerie thermique.

1.1.1 Rappel sur les ondes électromagnétiques

Le développement de l'électromagnétisme à la fin du XIX^{ème} a abouti sur l'interprétation ondulatoire de la lumière. S'en est suivi la découverte de multiples phénomènes similaires différant uniquement par leurs énergies et constituant les ondes électromagnétiques. On s'intéressera en particulier aux ondes du rayonnement thermique.

Introduction historique

Le quotidien nous donne régulièrement l'occasion de nous confronter à des manifestations de l'électricité (ampoules, électroniques...), ou du magnétisme (aimants, boussoles,...). Longtemps après leur identification par W. Gilbert [1] en

1600, ces phénomènes étaient encore décrits de manière distincte. Les bases de l'électrostatique et de la magnéto­statique ne sont posées qu'à la fin du XVIIIème siècle par A. Coulomb, par la description de la force exercée entre deux particules chargées [2]. Ce sont ensuite J. Henry [3] et M. Faraday, qui les premiers mettent en relation électricité et magnétisme grâce à leurs travaux respectifs sur l'induction au début du XIXème siècle.

C'est en reprenant les travaux de Faraday sur l'induction que J. Maxwell unifie magnétisme et électricité en 1865 [4]. Sa théorie décrit l'interaction entre les charges au travers de champs se propageant à la vitesse de la lumière. S'en suit une nouvelle interprétation de la lumière : celle de la propagation d'une onde électromagnétique. À partir de là, la notion de lumière ne se limite plus aux seuls effets visibles mais à toute une variété de phénomènes.

L'électromagnétisme prend part ensuite à tout le développement de la physique moderne. En effet les équations de Maxwell sont l'occasion pour Lorentz d'exprimer les prémices de la relativité restreinte, travaux qui lui valent le prix Nobel en 1902, mettant fin au débat sur l'existence d'un éther [5]. Le formalisme des champs pour traiter des interactions a permis l'interprétation de nombreux phénomènes physiques, en témoigne l'analogie entre l'équation de Schrödinger et celles de Maxwell. Base de l'électrodynamique, l'électromagnétisme peut enfin être vu comme la première unification de forces ouvrant la voie au modèle standard dont elle reste l'une des quatre forces fondamentales.

Le spectre électromagnétique

Les phénomènes physiques à l'origine d'un rayonnement électromagnétique sont nombreux et extrêmement variés. On citera à titre d'exemples les rayons gamma provenant d'une désintégration nucléaire, le Bremsstrahlung créé par une charge freinée, le rayon laser, ou encore le rayonnement Hawking issu de trous noirs et qui n'est pour l'instant que théorique ; enfin l'émission du corps noir, particulièrement importante pour ce qui a trait à l'infrarouge sera l'objet de la section suivante.

Si ces sources sont très différentes, les ondes qu'elles produisent correspondent à un même phénomène physique et constituent un spectre électromagnétique. En effet, elles ne diffèrent les unes des autres que par leur énergie, et leur nomenclature est purement artificielle. On divise ainsi couramment le spectre électromagnétique en plusieurs bandes (tableau 1.1).

1.1.2 Le modèle du corps noir pour l'émission thermique

Lorsque l'on s'intéresse plus spécifiquement à la gamme infrarouge, la source de prédilection est le corps noir. Cet objet physique idéalisé, décrit l'émission électromagnétique produite par un objet chauffé. Pour cette raison ces ondes constituent

Nom	Longueur d'onde	Commentaire
Ondes radios	supérieure à 30 cm	TV, FM, talkie-walkie.
Micro-ondes	30 cm à 1 mm	GSM, fours micro-ondes ménagers
Téraherz	1 mm à 100 μm	Fond cosmologique
Infrarouge	100 μm à 745 nm	Émission thermique, télécommunication
Visible	745 nm à 400 nm	Domaine accessible à l'œil humain
Ultraviolet	400 nm à 10 nm	Bronzage
Rayons X	10 nm à 10 pm	Imagerie médicale
Rayons γ	inférieure à 10 pm	Désintégrations nucléaires

TAB. 1.1 – Nomenclature du spectre électromagnétique

ce qu'il est convenu d'appeler le rayonnement thermique. Le modèle du corps noir s'applique à un champ d'objets très large puisqu'il intervient à partir du moment où un corps n'a pas une température nulle. Pour témoigner de cette variété, on citera par exemple, le rayonnement du Soleil, d'une ampoule électrique ou encore, la découverte du fond diffus cosmologique, découvert par A. Penzias et R. Wilson (1964), interprété comme étant les restes du rayonnement corps noir produit par le Big Bang [6].

Les lois du corps noir

Un corps noir est un objet physique idéal qui absorbe l'intégralité de l'énergie qui lui est transmise et par conséquent s'échauffe. Une fois à l'équilibre thermique, la conservation de l'énergie implique que le corps noir doit réémettre tout ce qu'il reçoit. Ce principe est connu sous le nom de loi de Kirchoff (1859). Cette dissipation d'énergie se fait sous forme d'un rayonnement ne dépendant que de sa température.

La première description correcte du phénomène est donnée par Planck en 1900 [7], suite aux travaux infructueux de Wien, Rayleigh et Jeans basés sur une approche classique. C'est en effet en postulant une énergie quantifiée que Planck réussit à proposer un modèle physique correspondant aux observations. Ainsi, le flux de photons émis par un corps noir à une fréquence d'onde donnée, encore appelée émittance spectrale, est donné par loi qui porte son nom (eq. 1.1) :

$$d\phi_{CN} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad \text{en} \quad \text{kg.s}^{-3} \quad (1.1)$$

Avec T : la température du corps noir, k la constante de Boltzman, h la constante de Planck, ν la fréquence de la radiation, et c la vitesse de la lumière. La loi est représentée pour quelques valeur de T sur la figure 1.1. On notera que la quantification apparaît à travers l'énergie de la radiation : $E = h\nu$. Le résultat

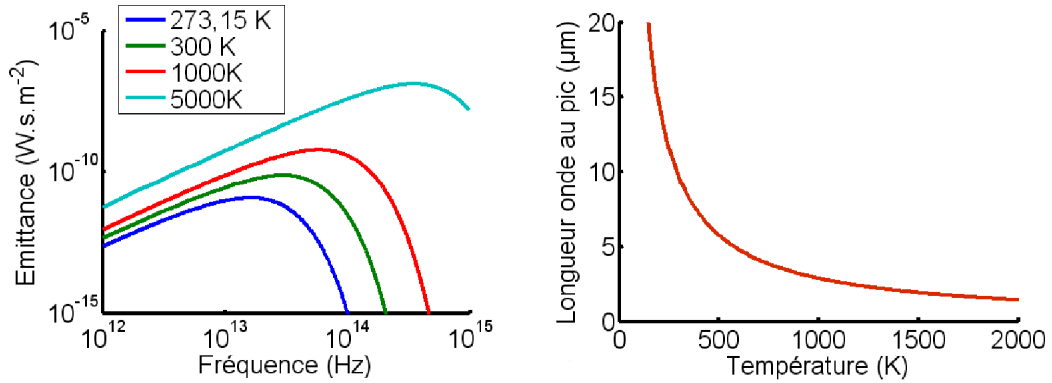


FIG. 1.1 – À gauche : tracé de la loi de Planck en fréquence pour quelques températures caractéristiques en échelles logarithmiques. À droite, loi de Wien (eq. 1.2)

de Planck, rendu possible par l'avènement de la physique statistique peu avant, marque les prémices de la théorie quantique et constitue donc l'un des fondements de la physique contemporaine.

Commentaire sur la loi de Planck

Tout corps de température non nulle émet donc un rayonnement électromagnétique se décalant vers les courtes longueurs d'onde au fur et à mesure qu'il s'échauffe. C'est en effet ce qui peut être observé tous les jours lorsque l'on chauffe un objet, rouge au début l'objet devient blanc à haute température, la couleur blanche étant due à la superposition de toutes les longueurs d'onde déjà émises. La valeur de la longueur d'onde maximale pour une température est aussi donnée par la loi de Wien :

$$\lambda_{pic} = \frac{hc}{4,965 kT} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{T} \quad \text{en} \quad m \quad (1.2)$$

La loi de Stefan-Boltzmann (eq. 1.3) permet quant à elle de relier la puissance totale émise par un corps noir à la température T , dans toutes les directions :

$$P = \sigma T^4 \quad \text{en} \quad kg.m^2.s^{-2} \quad (1.3)$$

Où $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,6710^{-8} kg.m^2.s^{-2}.K^{-1}$ est la constante de Stefan-Boltzman.

Le rayonnement corps noir et l'infrarouge

La conséquence principale à tirer des équations précédentes est que la fréquence d'émission augmente de façon monotone avec la température. Ainsi, lors d'une montée en température un objet commencera toujours par émettre dans l'infrarouge avant d'émettre dans le visible. L'intérêt du corps noir pour l'infrarouge vient du fait que les objets de température terrestre, ont un maximum d'émission dans l'infrarouge. À titre d'exemple la figure 1.1 montre qu'un objet à température ambiante ($\sim 25^\circ C$) a son maximum d'émission situé à $9,7\mu m$, un feu de bois ($\sim 1000^\circ C$) : $2,9\mu m$, le soleil ($\sim 6000^\circ C$) : $483nm$.

Corps gris - Émissivité

Dans la réalité, rares sont les objets qui se comportent exactement comme des corps noirs. Les propriétés intrinsèques de chaque corps font qu'ils ont plus ou moins de facilité à émettre et absorber des photons. Cette caractéristique, qui souvent dépend de la longueur d'onde est décrite quantitativement par l'émissivité $\varepsilon(\lambda)$, et la loi de Planck (eq. 1.1) doit être corrigée. Si l'on peut faire l'approximation que l'émissivité ne dépend pas de la longueur d'onde on parlera de corps gris.

$$d\phi = \varepsilon(\lambda) d\phi_{CN} = \varepsilon(\lambda) \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad \text{en} \quad kg.s^{-3} \quad (1.4)$$

Comme nous le verrons plus tard la notion d'émissivité doit toujours être gardée à l'esprit pour comprendre une image infrarouge, au risque sinon de donner une interprétation éronnée de la scène. On peut d'ailleurs parler de température apparente qui est la température que devrait avoir ce corps, si son émissivité était de 1, pour avoir le flux qui lui correspond.

Puisque tout objet avec une température habituelle émet un rayonnement centré dans l'infrarouge, on peut donc observer une scène, même en l'absence d'éclairage, au moyen d'un détecteur infrarouge. C'est ce qui justifie l'intérêt qui a été porté initialement à ces technologies.

1.1.3 La complémentarité du visible et de l'infrarouge

S'il est donc possible de détecter n'importe quel objet grâce à son rayonnement thermique, la détection infrarouge diffère sur de nombreux points de la détection dans le visible. Ces différences peuvent être soit des avantages, soit des inconvénients et pour cette raison l'imagerie infrarouge et le visible sont deux gammes spectrales très complémentaires.

Sources primaires et secondaires

Dans le visible, les objets diffusent la lumière incidente. Leur affinité à réfléchir sélectivement une longueur d'onde plutôt qu'une autre est à l'origine de leurs couleurs. Ce sont des sources secondaires. Les sources primaires - qui émettent elles mêmes de la lumière - telles que les ampoules ou le soleil, sont peu nombreuses dans le visible. Au contraire, comme nous l'avons mentionné plus tôt, la plupart des objets émettent leur propre rayonnement thermique dans l'infrarouge. Pour cette raison, autour de $10\mu m$, il est inutile d'éclairer la scène et l'on distingue avec autant de facilité les objets dans l'obscurité la plus totale.

Absorption, transmission et réflexion

La faculté d'absorber ou au contraire de transmettre la lumière dépend uniquement de l'existence dans le matériau de transitions électroniques dont l'énergie correspondrait à celle d'un photon incident. Il en va de même pour la réflexion. Il n'y a donc aucune raison pour que les matériaux transparents dans le visible le soient aussi dans l'infrarouge. L'atmosphère est un exemple de choix. L'émissivité est étroitement liée à ces propriétés.

Bandes atmosphériques

Contrairement au visible, l'atmosphère n'est pas entièrement transparente dans la gamme infrarouge. En effet, les molécules composant les gaz présents habituellement dans l'atmosphère (e.g. CO_2 , H_2O) présentent des résonances pouvant être excitées à ces énergies là, et donc absorber le rayonnement. La transmission de l'atmosphère est représentée sur la figure 1.2. On y distingue trois fenêtres spectrales où l'atmosphère est transparente, on parle ainsi de bande I ($2 - 2,7\mu m$), bande II ($3 - 5\mu m$), bande III ($8 - 14\mu m$). On peut aussi parler d'infrarouge proche, moyen et lointain. Les bornes de ces domaines sont flottantes d'une communauté scientifique à une autre.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, pour un corps avec une température voisine de $30^\circ C$, le maximum d'émission se situe vers $10\mu m$ ce qui justifie l'utilisation privilégiée de la bande III pour des détecteurs comme les QWIPs (*Quantum Well Infrared Photodetectors*) ou les QCDs (*Quantum Cascade Detectors*). Pour cette raison l'intégralité des détecteurs étudiés par la suite a été dessinée pour fonctionner en bande III.

1.1.4 Exemples d'applications

On limite souvent l'infrarouge à la vision nocturne, qui permet de nombreuses applications dans le domaine militaire et de la sécurité. Ces dernières étant bien

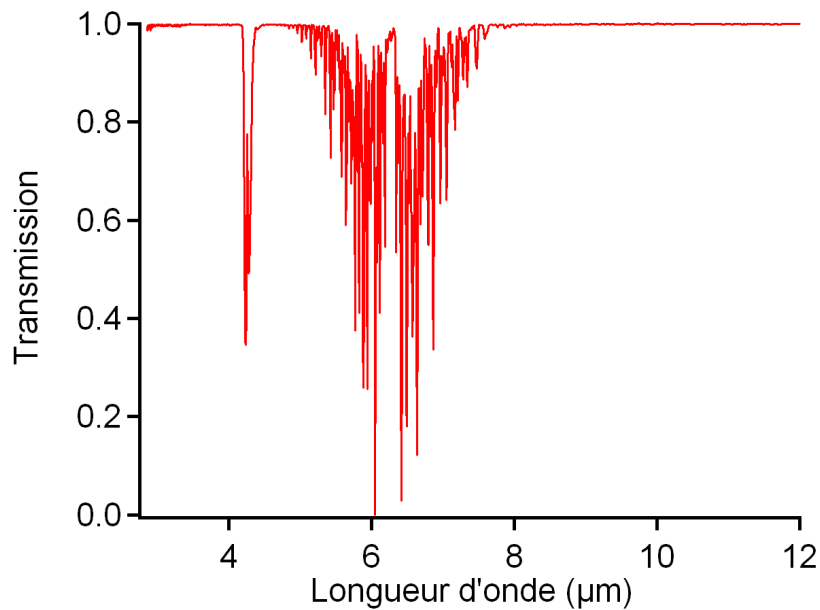


FIG. 1.2 – Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. On remarquera l'absorption du CO_2 vers $4\mu m$ et de l'eau entre 5 et $8\mu m$

connues et médiatisées il est inutile de les développer dans ce cadre. Si l'armement reste la destination première des détecteurs d'infrarouge, il ne faut pas oublier que cette gamme spectrale a de nombreux autres intérêts : imagerie thermique, matériaux transparents différents du visible, etc.

Imagerie thermique

Application médicale La possibilité d'imager les différences de température infimes (écarts relatifs de l'ordre d'un dix-millième) d'une scène permet de distinguer nettement la vascularisation du corps, ouvrant la voie à des recherches sur l'écoulement sanguin, le diagnostic des grands brûlés ou le dépistage du cancer du sein (fig. 1.3).

Détection incendie On peut aussi utiliser l'imagerie thermique afin de détecter précocément les débuts de foyers avant la propagation d'un incendie ; souvent par avion. De plus comme nous allons le voir, la transparence de la fumée dans l'infrarouge proche permet de situer un foyer masqué dans le visible.

Bilan thermique Les images infrarouge sont aussi un moyen pratique de détecter à distance les fuites de chaleurs des bâtiments et peuvent ainsi participer à

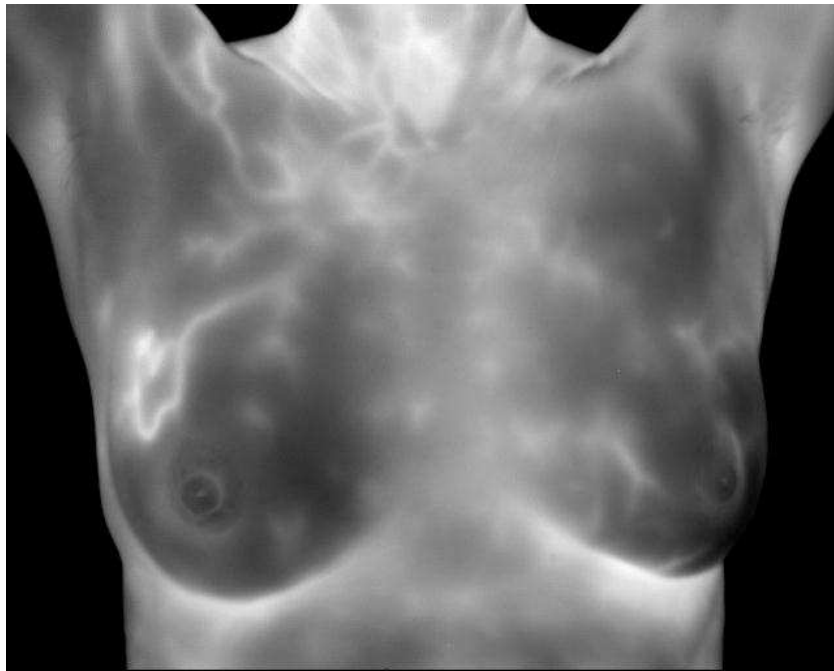


FIG. 1.3 – Exemple de diagnostic d’une tumeur cancéreuse. L’imagerie thermique permet de mettre en valeur la vascularisation développée par la tumeur.

leur valorisation énergétique (fig. 1.4).

Absorption préférentielle

Vision par temps de brouillard Comme nous l’avons vu précédemment (fig. 1.2, l’eau n’absorbe pas entre $8\mu m$ et $12\mu m$ ce qui rend possible la vision infrarouge à travers le brouillard. Cet avantage peut être exploité entre autre pour réaliser des dispositif d’aide à l’atterrissage pour l’aviation (fig. 1.5), prenant part à la panoplie EFVS *Enhanced Flight Vision System*).



FIG. 1.4 – Image panoramique d’une résidence en infrarouge ($8\mu m$).



FIG. 1.5 – À gauche, système d'aide à l'atterrissage infrarouge, à droite champ de vision par temps de brouillard. Les gouttellettes d'eau en suspension qui diffusent dans le visible sont en revanche transparentes dans l'infrarouge.

Spectroscopie À l'inverse, on peut tirer partie de l'absorption de certaines substances pour les détecter. Outre les applications en recherche on peut aussi citer la détection de stupéfiants, de polluants ou d'explosifs. Cela implique cependant des détecteurs très résolus spectralement pour différencier les espèces. On peut alors, à l'inverse utiliser comme émetteur des sources très fines, à l'exemple des QCL (*Quantum Cascade Lasers*) [8] et un détecteur large bande.

1.2 Détecter l'infrarouge

Pour les raisons que nous venons de développer, il existe donc un grand intérêt à développer des détecteurs sensibles au rayonnement thermique. Les dispositifs capables de détecter l'infrarouge peuvent être divisés en deux catégories. Tout d'abord, les matériaux qui convertissent la chaleur en énergie électrique, appelés détecteurs thermiques. Leur principe de fonctionnement est assez intuitif et ils furent donc les premiers à être mis en œuvre. Le deuxième type de détecteurs repose sur des transitions électroniques engendrées par l'absorption d'un photon, et sont pour cette raison appelés détecteurs quantiques. Cette technologie de détecteurs repose sur la physique des semi-conducteurs et s'est donc développée à partir des années 1960.

Les détecteurs thermiques

Dans le cas d'un détecteur thermique, c'est la variation d'un paramètre électrique du matériau, en fonction de la chaleur qui permet d'avoir accès au rayonnement de l'objet (variation de la capacité dans le cas d'un pyroélectrique, pression dans le cas d'une cellule de Golay, potentiel pour un thermocouple et résistance dans le cas d'un bolomètre). Prenons le cas du bolomètre, la résistance d'un matériau peut s'écrire sous une forme générale :

$$R(T) = \frac{l}{\sigma(T)S} \quad (1.5)$$

Où l est la longueur, S la surface de la section et σ la conductivité du matériau. En choisissant un matériau dont la variation de la conductivité avec la température est significative, on peut avoir accès au rayonnement thermique d'un objet.

Ces détecteurs thermiques classiques ne doivent pas être confondus avec une autre technologie de vision nocturne souvent employée, à savoir l'intensificateur de lumière. Bien antérieurs aux détecteurs thermiques, ces dispositifs sont en fait des photomultiplicateurs [9, 10] qui à partir d'un photon génèrent, par des cathodes successives, un courant de plus en plus élevé, permettant ainsi de voir même dans des conditions de faible luminosité.

Les détecteurs quantiques

La famille des détecteurs quantiques est divisée en deux classes de détecteurs dont la nature est très différente : les photoconducteurs et les photovoltaïques. Cette différence intrinsèque ne doit pas être confondue avec le mode d'utilisation du détecteur : en photocourant ou en photovoltage. On pourra trouver une discussion détaillée sur le fonctionnement des détecteurs quantiques au chapitre 11 de la référence [11].

Les photoconducteurs

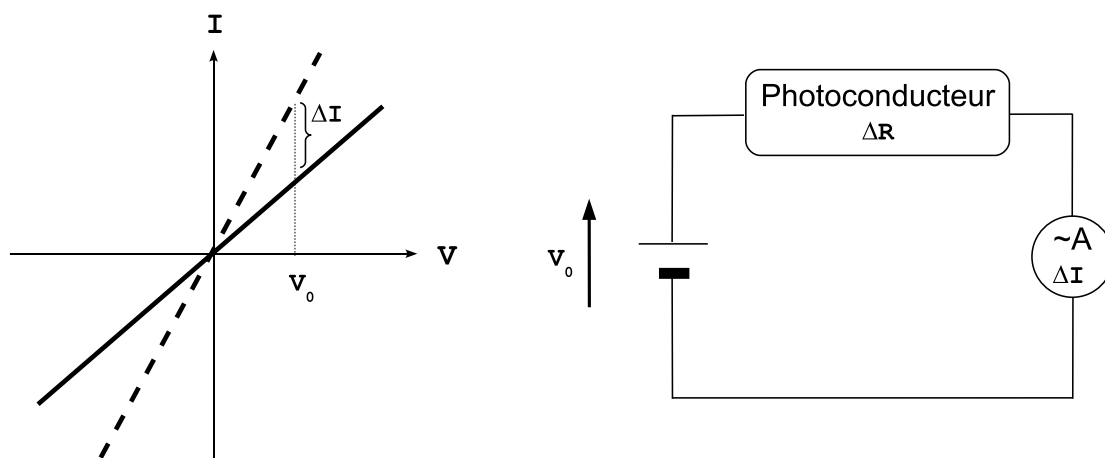


FIG. 1.6 – Caractéristique courant tension d'un photoconducteur. En pointillé : en l'absence de photon, trait plein : sous éclairage. À droite : schéma électronique pour la mesure du photocourant.

La conductivité d'un photoconducteur peut être écrite [11] :

$$\sigma = q n \mu \quad (1.6)$$

Où n est la densité de porteurs, q leur charge et μ leur mobilité. Dans le cas d'un photoconducteur, l'absorption d'un photon résulte sur la création d'une charge. En conséquence, la variation du flux de photons incidents engendre une variation Δn de la densité de porteurs. La représentation schématique de la résistance d'un photoconducteur est représentée sur la fig. 1.6. Traditionnellement, on mesure la variation d'intensité (ΔI) qui en résulte, ce qui nécessite l'application une différence de potentiel (V_0) aux bornes du photoconducteur. On parle alors de photocourant, et la variation d'intensité est proportionnelle à la puissance lumineuse incidente.

Il faut bien noter que la structure étant isotrope les charges se déplacent sans direction privilégiée ce qui fait qu'aucun courant n'est créé en l'absence de polarisation extérieure. Les photorésistances, utilisées dans de nombreux circuits électroniques sont des exemples de photoconducteurs.

Les photovoltaïques

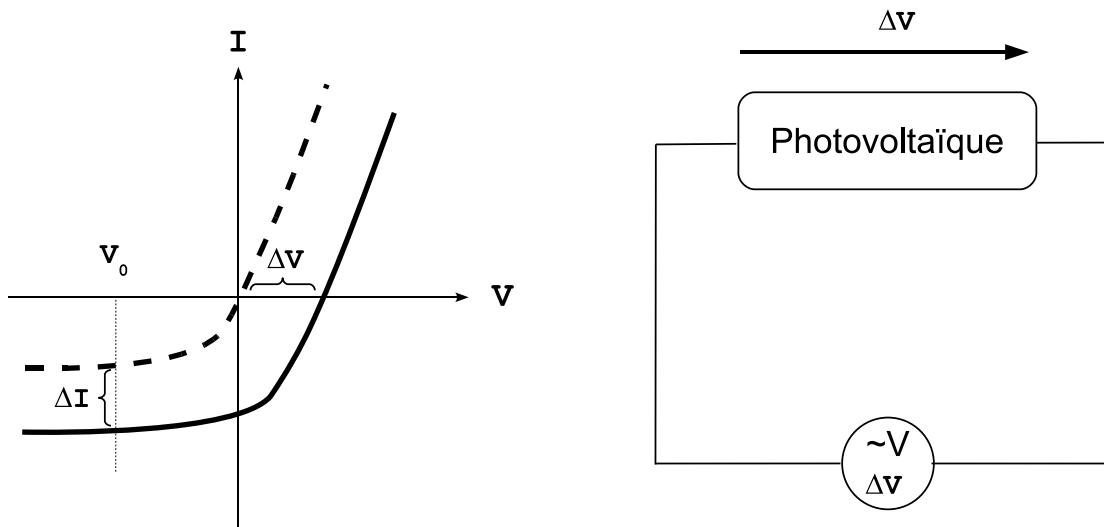


FIG. 1.7 – Caractéristique courant tension d'un photovoltaïque. En pointillé : en l'absence de photon, trait plein : sous éclairage.

Les détecteurs photovoltaïques sont des assemblages de semi-conducteurs comme, par exemple, une jonction $p-n$. Ces matériaux ont une caractéristique $I(V)$ redresseuse comme représentée sur la fig. 1.7. L'arrivée d'un photon va non seulement donner naissance à une charge mais de part l'asymétrie intrinsèque de la structure, la charge va être entraînée préférentiellement d'un côté de la structure. Contrairement au photoconducteur dont simplement la résistance varie, une différence de potentiel et donc un courant vont être créés aux bornes de la structure photovoltaïque lorsqu'elle est éclairée. En d'autres termes, ils sont source d'énergie électrique, à l'image des panneaux solaires.

Idéalement on peut donc mesurer directement la différence de potentiel ΔV créée par l'illumination, on parle alors de photovoltage.

1.3 Les détecteurs à puits quantiques

Les détecteurs à puits quantiques sont deux types de détecteurs développés à partir des années 1980 avec les progrès de la physique des semi-conducteurs. Ces détecteurs sont dits intersousbandes (ou intrabandes) car les transitions qu'ils mettent en jeu s'effectuent entre des niveaux discrétisés d'une même bande du semi-conducteur, par opposition aux détecteurs interbandes où la transition d'effectue entre la bande de valence et la bande de conduction du matériau.

1.3.1 Le puits quantique

La discrétisation de la bande de conduction est obtenue en emprisonnant les électrons dans une couche semi-conductrice - puits - entre deux matériaux isolants - les barrières -, on forme alors un puits de potentiel dans lesquels les niveaux d'énergies sont quantifiés. On utilise comme barrière, un matériau dont la bande interdite est plus large que celle du matériau puits comme montré par la fig. 1.8.

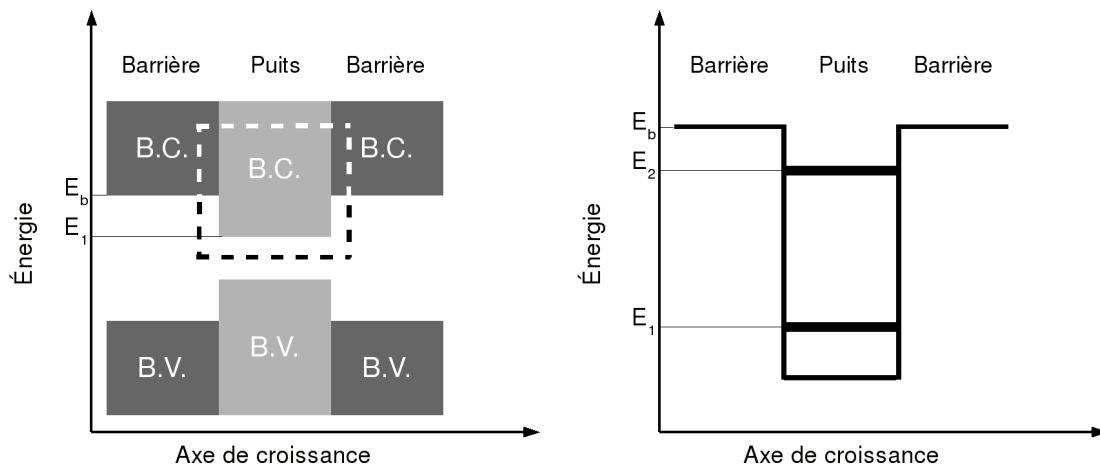


FIG. 1.8 – À gauche, représentation schématique des bandes des semi-conducteurs des puits et des barrières. À droite : détail de la zone entourée sur la figure de gauche, schématisant un puit quantique à deux niveaux.

Suivant l'épaisseur du puits, le nombre de niveaux à l'intérieur varie. Dans le but de réaliser des QWIPs (*Quantum Well Infrared Photodetectors*), on fait habituellement en sorte d'obtenir deux niveaux confinés. Le niveau le plus haut pouvant alors être plus ou moins encaissé suivant l'effet recherché ; si l'écart d'énergie avec le haut des barrières est très faible on parlera de niveaux quasi-liés. Sur ces niveaux les électrons peuvent se déplacer librement dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, on a donc des niveaux 2D. Au-dessus des barrières, les niveaux sont

étendus - on parle alors de continuum - et les électrons peuvent se déplacer dans toutes les directions, les niveaux sont 3D.

À l'équilibre thermodynamique, la répartition des électrons sur les différents niveaux répond à la statistique de Fermi-Dirac, aussi, à basse température on considère que tous les électrons se trouvent sur le niveau fondamental E_1 . Un électron peut être excité vers le niveau E_2 en absorbant un photon d'énergie $E = E_2 - E_1$. Si le niveau E_2 est suffisamment proche du haut du puits, l'électron peut alors passer dans le continuum, et se mouvoir dans n'importe quelle direction. Dans le cas où plusieurs électrons sont excités suite à l'absorption d'un flux de photons, l'écoulement des électrons dans le continuum se fait de manière isotrope et aucun courant n'est créé.

Avoir de l'absorption n'est donc pas suffisant, il faut aussi une structure asymétrique - ou polarisée - pour donner naissance à un courant. Deux solutions peuvent être envisagées à cette fin : appliquer un champ électrique selon l'axe de croissance, c'est le cas du QWIP ; ou comme dans le cas du QCD, mettre plusieurs puits de taille variable en série.

De telles transitions entre niveaux liés sont très résonantes faisant des détecteurs quantiques des détecteurs à bande étroite, ce qui, comme nous le verrons plus tard, peut s'avérer être un avantage. Dans le cas des détecteurs à puits quantiques on ne détecte donc qu'une longueur d'onde unique. Les différences de température de la scène ne sont donc pas discriminées par leur variation en longueur d'onde mais par le changement du flux de photons incident pour une longueur d'onde donnée, comme suggéré sur la figure 1.1. La réalité fait que l'absorption présente une certaine largeur, comme toute absorption. La réponse d'un puits quantique (sans tension), ressemble classiquement à une lorentzienne¹ (fig. 1.9). La possibilité de transitions avec des niveaux non confinés à l'extérieur du puits fait que, à haute énergie, l'absorption s'élargit et s'écarte du modèle de la lorentzienne.

1.3.2 Les détecteurs à puits quantiques

Les QWIPs

Les détecteurs infrarouge à multipuits quantiques, sont composés d'une série de puits quantiques identiques, afin de multiplier les chances d'absorber un photon. Une différence de potentiel est imposée par un générateur aux bornes de la structure, dans le but de créer un champ électrique selon lequel les électrons s'écouleront (fig. 1.10).

¹La fonction lorentzienne est couramment utilisée pour décrire l'élargissement des transitions électroniques qui idéalement correspondraient à une distribution de Dirac. Elle s'écrit, normalisée : $x \mapsto \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\frac{1}{2}\Gamma)^2 + (x-x_0)^2}$; Γ correspondant à la largeur à mi-hauteur et x_0 l'abscisse du sommet.

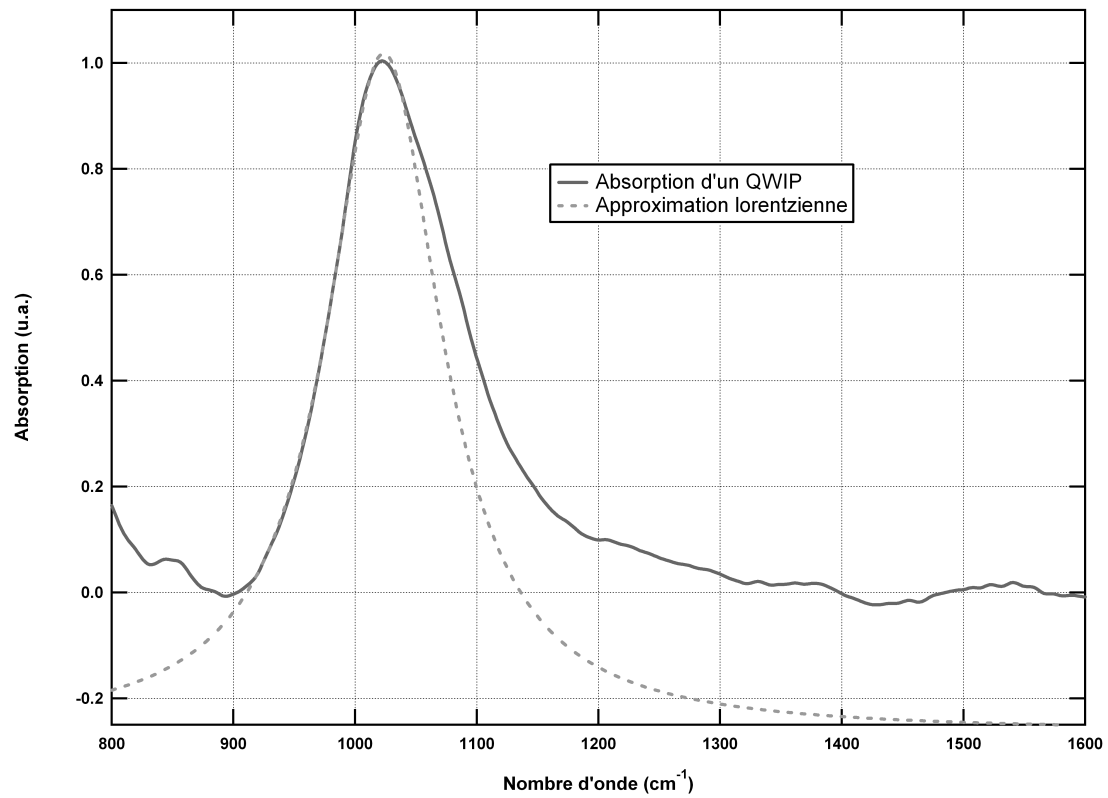


FIG. 1.9 – Absorption d’une couche QWIP typique mesurée à l’angle de Brewster et son approximation par une fonction lorentzienne.

Le champ électrique va exercer une force $\vec{F} = -e\vec{E}$ sur les électrons, déformant donc les barrières. Les électrons sur le niveau E_2 auront alors la possibilité de traverser les barrières par effet tunnel et ainsi participer au transport. Une fois dans le continuum, les électrons peuvent aussi être réabsorbés par un puits suivant, diminuant d'autant le courant.

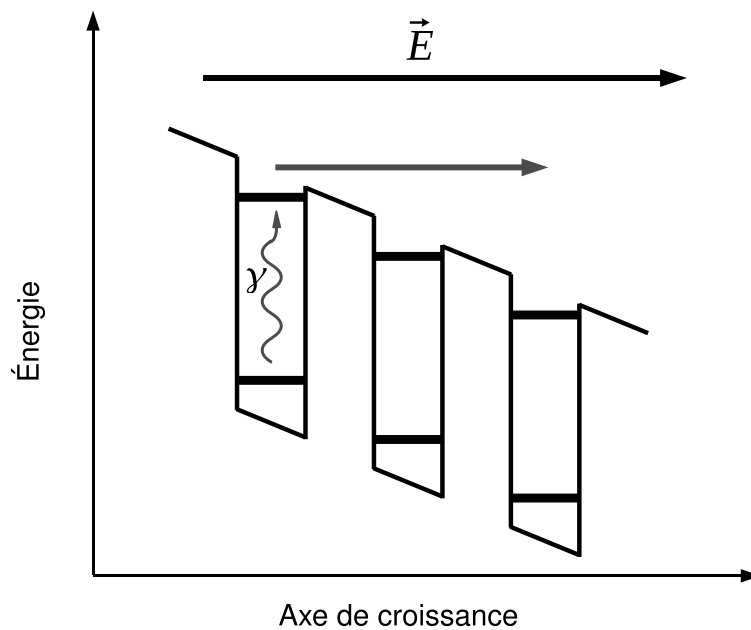


FIG. 1.10 – Représentation schématique d’une série de puits quantiques sous un champ électrique. Le photon absorbé dans le premier puits promeut un électron sur le niveau excité, depuis lequel il sera entraîné dans le *continuum* par le champ électrique.

Les QCD

La couche active d’un détecteur à cascades quantiques (*Quantum Cascade Detector*) est composée elle aussi de motifs identiques en série. Cependant à la différence du QWIP, ces motifs élémentaires ne sont pas de simples puits uniques mais des cascades contenant elles-mêmes plusieurs puits, telles que représentées sur la figure 1.11.

Au sein d’une cascade, un électron est photoexcité du niveau fondamental vers le niveau E_2 dans le premier puit. Les puits suivants sont assez étroits pour n’accepter qu’un seul niveau. D’un puits à l’autre la hauteur de ce niveau décroît du niveau E_2 vers le niveau E_1 , ce qui permet après le franchissement des barrières par effet tunnel, à l’électron de “cascader” de puits en puits. Étant donné l’asymétrie

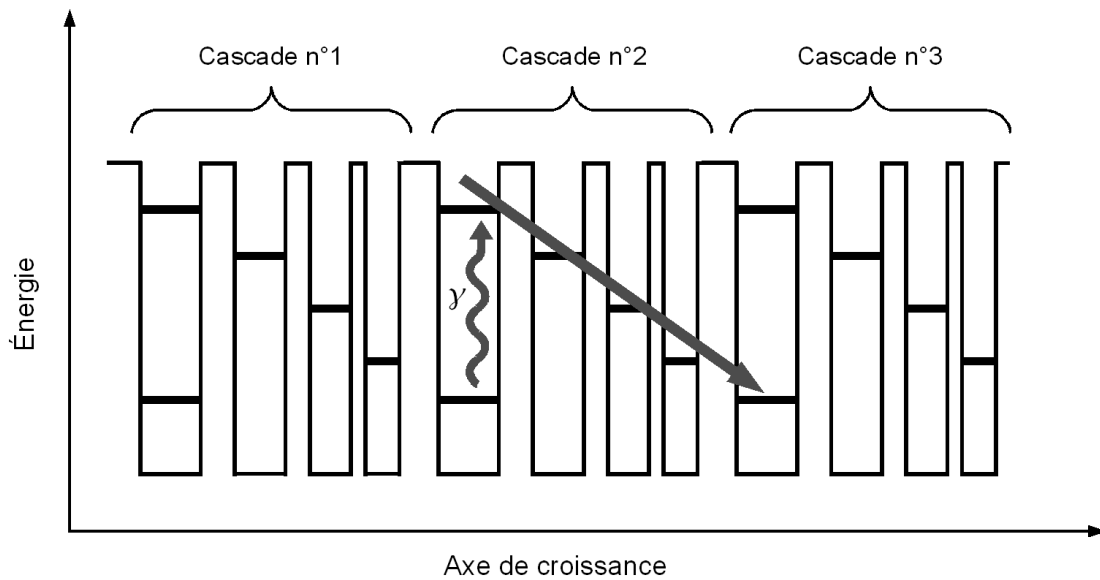


FIG. 1.11 – Schéma de trois cascades d'un QCD.

de la structure totale, ce déplacement de charge ne peut s'effectuer que dans une seule direction, ce qui a pour effet non seulement de polariser la structure mais aussi de générer un courant.

À la différence du QWIP, le détecteur QCD fonctionne en l'absence de tension extérieure ce qui le rapprocherait des détecteurs photovoltaïques.

D'autres types de détecteurs

Il existe deux autres grands types de détecteurs quantiques intersubbandes, les supers réseaux et les QDIP (*Quantum Dot Infrared Photodetector*). Dans ces derniers on remplace les puits par des boîtes quantiques.

1.3.3 Le pixel : brique élémentaire du détecteur

La réalisation de détecteurs quantiques tire avantage du développement des semi-conducteurs depuis 30 ans, de la fabrication du matériau - la croissance - jusqu'à la fabrication des pixels par gravures successives du matériau.

Le matériau utilisé

Comme nous venons de le voir à la partie 1.3.1, la réalisation d'un puits quantique nécessite deux matériaux, l'un faisant office de barrière et l'autre de puits. Le

choix de ces deux matériaux est avant tout dicté par l'écart d'énergie entre leurs bandes de conduction respectives qui doit être adapté à la longueur d'onde voulue.

Ce choix ne peut pas être fait au hasard. Il faut, en plus du critère énergétique, que les deux cristaux choisis puissent s'empiler l'un sur l'autre en engendrant un minimum de déformation de la structure. À cette fin les deux matériaux doivent avoir un paramètre de maille le plus proche possible (fig. 1.12).

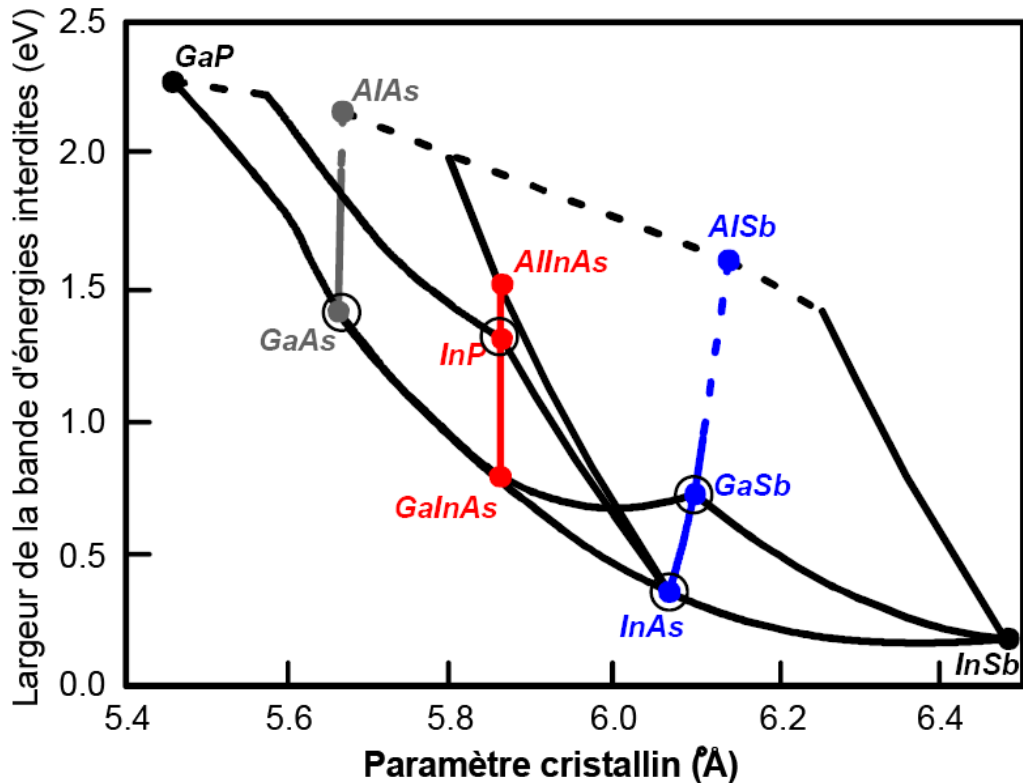


FIG. 1.12 – Largeur de la bande interdite des principaux semi-conducteurs (III-V) en fonction de leur paramètre de maille [12].

Les matériaux de choix dans le cas des détecteurs à puits quantiques sont l'AsGa² et l'AlAs. Dans la réalité on utilise pour les barrières un alliage d'AlAsGa, où l'on module le taux de Ga. Ce qui aura un effet direct, à la fois sur le paramètre de maille du matériau (le rapprochant de l'AsGa) et sur ses caractéristiques énergétiques.

²Arséniure de Gallium : $^{31}\text{Ga} + ^{33}\text{As}$

La croissance

L'étude et la réalisation de puits quantiques ont nécessité le développement de techniques de fabrication spécifiques, permettant de créer des hétérostructures (matériaux non massifs). À la fin des années 1960, deux techniques de croissance émergent : la MOVPE (*MetalOrganic Vapour Phase Epitaxy*) et MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). Dans ces deux cas, la croissance des puits quantiques s'est effectuée monocouche atomique par monocouche atomique à partir d'un substrat monocristallin. Cette opération, aussi appelée épitaxie, a été historiquement développée sur MBE dans le cas des détecteurs quantiques. En tout état de cause, la méthode choisie doit, pour être industrialisée, être maîtrisable et reproductible.

On dépose ainsi au dessus du substrat en AsGa les différentes couches nécessaires pour le détecteur : barrières, puits, mais aussi contact et réseau dont nous expliquerons le rôle dans le paragraphe suivant. On donne une structure épitaxiée type de QWIP dans le tableau 1.2.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Réseau	900	AsGa	
Contact Supérieur	500	AsGa	$0,2 - 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
Barrière	20-50	$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{1-0,26}\text{As}$	
Puit	4,9	AsGa	$1 - 5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$
Barrière	20-50	$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{1-0,26}\text{As}$	
...			
Barrière	20-50	$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{1-0,26}\text{As}$	
Puit	4,9	AsGa	$1 - 5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$
Barrière	20-50	$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{1-0,26}\text{As}$	
Puit	4,9	AsGa	$1 - 5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$
Barrière	20-50	$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{1-0,26}\text{As}$	
Contact Inférieur	1 à 3 μm	AsGa	$0,2 - 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
Substrat			

TAB. 1.2 – Épitaxie type de QWIP

Les procédés technologiques

Les différents motifs du détecteur : réseaux, pixels, etc. sont ensuite gravés dans la structure épitaxiée, après protection des zones à conserver par résinage et photolithographie, soit par RIE (*Reactive Ion Etching*) ou ICP (*Inductively Coupled Plasma*). Ces techniques de gravure reposent sur l'ionisation d'un gaz dont les noyaux viennent détruire, chimiquement ou physiquement l'AsGa.

Outre l'optimisation théorique des paramètres de gravure, tout l'enjeu est ensuite de pouvoir réaliser de manière reproductible les cotes idéales.

Le pixel

Pour travailler à l'amélioration d'un détecteur (en dehors de tout système) il suffit de s'intéresser à la brique élémentaire que constitue le pixel, dont une représentation typique est donnée sur la figure 1.13.

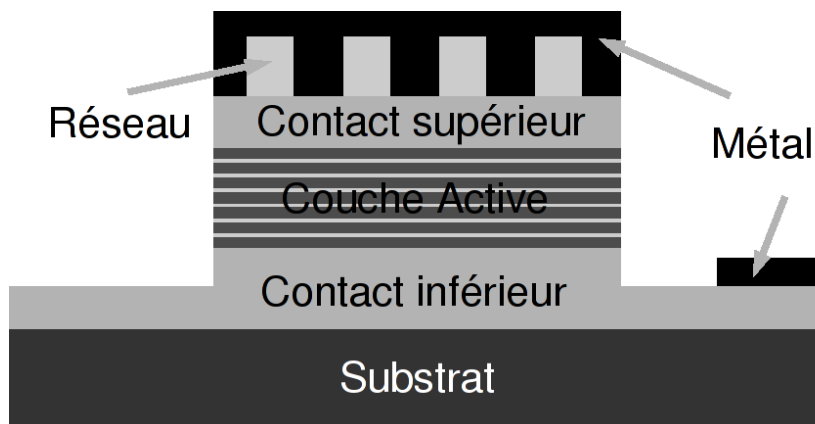


FIG. 1.13 – Représentation schématique d'un pixel type. Ici la lumière est incidente de bas en haut.

On remarque de part et d'autre de la couche active les contacts destinés, non seulement à appliquer la tension de polarisation, mais aussi à collecter les électrons photogénérés. Comme indiqué au tableau 1.2, ces contacts sont de simples gaz 3D d'électrons en AsGa dopé.

Sur le dessus, le réseau, qui sera étudié exhaustivement dans les chapitres à suivre, a pour but essentiel de rendre la lumière incidente absorbable par la couche active. On comprend donc facilement son intérêt stratégique.

Il faut noter le double rôle de la métallisation sur le dessus du pixel : à la fois jouer le rôle de miroir pour les photons mais aussi reporter le contact pour les électrons. Cette dualité est à garder en mémoire dès que l'on touche au couplage optique afin de ne pas altérer le comportement électronique. Elle sera souvent en question dans les chapitres à venir. D'un point de vue technologique le métal est, dans les cas qui nous intéresseront, déposé par pulvérisation le plus souvent, ce qui permet que les flancs des motifs concernés soient aussi recouverts, ce qui n'aurait pas été le cas si le métal avait été déposé par évaporation. Suivant le procédé technologique, le métal déposé pleine plaque est retiré des zones ne devant pas être ouvertes par deux techniques très différentes. La première, appelée *lift-off* consiste à protéger ces zones par de la résine après photolithographie, le métal

quitte la plaque lorsque la résine est dissoute par les solvants habituels. Dans les cas où une meilleure définition est nécessaire, on préfère l'usinage ionique (*Ion Beam Etching*), le métal est alors retiré physiquement des zones non résinées, par un bombardement d'ions.

1.4 Les figures de mérite du QWIP et du QCD

Afin de travailler à l'amélioration de ces dispositifs, plusieurs grandeurs mathématiques ont été définies pour quantifier leur réponse. Suivant l'angle sous lequel on aborde ce problème (détecteur seul ou système) des facteurs différents sont à envisager.

L'absorption

C'est le nombre de photons absorbés pour un photon incident :

$$\alpha(\lambda) = \frac{\text{Nombre de photons absorbés}}{\text{Nombre de photons incidents}} \quad (1.7)$$

La probabilité d'émission

C'est le nombre d'électrons émis pour un électron photoexcité :

$$p_e = \frac{\text{Nombre d' électrons émis}}{\text{Nombre d' électrons photoexcités}} \quad (1.8)$$

Éfficacité quantique interne

Elle équivaut au nombre d'électrons émis pour un photon incident :

$$\eta_{int} = \alpha(\lambda) p_e \quad (1.9)$$

Éfficacité quantique externe

C'est le nombre d'électrons photoexcités arrivées aux contacts pour un photon incident :

$$\eta_{ext} = \frac{\text{Nombre d' électrons arrivés aux contacts}}{\text{Nombre de photons incidents}} \quad (1.10)$$

Réponse spectrale

Elle représente le courant en sortie du détecteur pour $1W$ de photons entrant et peut être écrite dans le cas d'un QWIP sous la forme suivante [13] :

$$\mathbf{R} = \frac{q\lambda}{hc} \eta_{ext} \quad \text{en} \quad A.W^{-1} \quad (1.11)$$

Si la réponse est un facteur facile à mesurer, le gain est un facteur plus difficilement évaluable ce qui rend peu aisé le passage de la réponse à l'absorption.

Bruit

La source de bruit dominante dans un détecteur à puits quantique est le bruit dit de génération-recombinaison dû à la recapture d'électrons par un puits ou au contraire l'émission aléatoire d'un électron. La densité spectrale de bruit la forme suivante :

$$B = \sqrt{4qgI} \quad \text{en} \quad A.Hz^{-1/2} \quad (1.12)$$

g étant le gain. Il faut noter que l'intensité I étant proportionnelle à la surface de la zone active, le bruit est proportionnel à la racine carrée de la surface active. Nous verrons l'importance de ce point lorsque nous étudierons l'implantation, au chapitre 5.

Défectivité

Elle traduit le rapport signal à bruit du détecteur et est définie par :

$$D^* = \frac{\mathbf{R}\sqrt{S}}{B} \quad \text{en} \quad cm.Hz^{1/2}.W^{-1} \quad (1.13)$$

S étant la surface du détecteur (pixel) en cm^2 . L'unité de la déflectivité est parfois appelée le Jones.

NETD

La NETD (*Noise Equivalent Temperature Difference*) est comme son nom l'indique la différence de température correspondant à un signal égal au bruit. En d'autres termes c'est la plus petite différence de température résolue pour un détecteur, système de lecture compris. C'est un critère qui dépend de nombreux paramètres extrinsèques au pixel : uniformité de la matrice, circuit de lecture, ouverture numérique de l'optique d'entrée, etc.

À titre indicatif, elle est pour les détecteurs actuels de l'ordre de $50 mK$.

Température de fonctionnement

Tous les paramètres définis précédemment dépendent implicitement de la température. Le bruit du dispositif augmente avec la température et agit directement sur la valeur de la NETD.

La température de fonctionnement est un gros enjeu industriel. En effet, la taille de la machine à froid ainsi que sa consommation électrique sont d'autant plus importantes que la température à atteindre est faible. On a donc tout intérêt à faire fonctionner le détecteur à la température la plus haute possible. Or une température plus élevée correspond aussi à un bruit plus élevé. Il faut donc trouver un bon compromis entre les performances, la taille et le coût de l'imageur final.

Uniformité

D'un point de vue plus technique l'uniformité du détecteur est aussi un paramètre à ne pas négliger. En effet, si pour comprendre la physique d'un détecteur, il est suffisant de s'intéresser seulement au pixel, on est obligé de considérer une matrice lorsque l'on parle de former une image. Si deux pixels ne donnent pas la même réponse pour un même objet, alors la NETD en souffre directement.

L'épitaxie par jets moléculaires ainsi que la gravure de l'AsGa sont des procédés parmi les plus uniformes de leurs catégories.

Comme n'importe quel système l'optimisation du détecteur se résume à améliorer son rapport signal à bruit, en l'occurrence la détectivité. On peut pour cela soit augmenter le signal en améliorant, entres autres, l'absorption de la couche active ou en travaillant à un réseau plus efficace. C'est surtout cette dernière voie qui est envisagée dans la suite de ce manuscrit. La réduction du bruit repose essentiellement sur l'optimisation de la couche active et nous verrons une solution drastique pour diminuer le bruit dans la partie 5.

Chapitre 2

Couplage optique par réseau métallique

Comme nous allons le voir dans cette partie, les puits des détecteurs quantiques ne sont sensibles qu'à une seule polarisation du champ électrique. Une solution de couplage optique est alors mise en œuvre pour rendre le rayonnement incident absorbable par la couche active. Souvent cette fonction est remplie par un réseau métallique gravé sur le dessus du pixel. Si cette solution s'avère améliorer drastiquement la réponse des détecteurs, un pixel "à l'état naturel" possède néanmoins des mécanismes de couplage intrinsèques, que nous passerons brièvement en revue au chapitre suivant.

2.1 Les enjeux du couplage optique

2.1.1 L'efficacité quantique interne

S'il est vrai que le signal est proportionnel au flux incident, il n'y a en revanche aucune raison pour que tout le flux soit absorbé et, en effet, seule une fraction des photons incident participent au signal. Cette fraction définit l'efficacité quantique interne :

$$\eta_{int} = \frac{\text{Nombre d'électrons émis par les puits}}{\text{Nombre de photons incidents}} \quad (2.1)$$

Il y a quatre raisons pour lesquelles cette efficacité quantique n'est pas égale à 1. La principale est due au fait que les couches actives à la fois du QWIP et du QCD ne sont sensibles qu'à une polarisation donnée du champ, et que, malgré le couplage, tout le champ est rarement intégralement polarisé de façon à être absorbé ; ce sera l'objet du paragraphe 2.1.2. La deuxième raison vient des pertes

optiques dans le métal qui n'amènent aucun photocourant et seront traitées dans la partie 7.3.3. Troisièmement, l'absorption, grandeur statistique caractéristique de la couche active est toujours inférieure à 1, donc un photon, même polarisé correctement, et qui n'aurait pas été absorbé par le métal, peut arriver à traverser l'intégralité de la couche sans être absorbé. Enfin, il reste la probabilité d'émission d'un électron photoexcité hors du puits, qui est un paramètre spécifique aux détecteurs QWIPs et lui aussi plus petit que 1.

2.1.2 Règles de sélection

Le couplage optique tire sa nécessité du fait que dans le cas de transitions intersubbandes, la seule composante du champ pouvant être absorbée est celle polarisée selon l'axe de croissance. Autrement dit un champ à incidence normale, donc polarisé dans le plan des couches épitaxiées ne peut pas être absorbé.

Si l'on se souvient que les niveaux d'énergies sont quantifiés selon l'axe normal aux couches et libres dans les autres directions de l'espace ; on pressent bien que seule une excitation suivant l'axe quantifié amènera une transition. En effet, seule une force parallèle à la direction d'oscillation est capable d'exciter le système. On peut aussi s'expliquer cette anisotropie en voyant que la symétrie du système, en l'occurrence l'invariance du cristal par translation est brisée selon la direction la croissance.

Formellement, cette règle de sélection découle du calcul de l'élément de matrice dipolaire électrique, qui décrit l'interaction des états des sous-bandes avec le champ électrique. Dans l'approximation des fonctions enveloppes (ζ), on écrit l'état initial par (i) et l'état final par (f), z étant l'axe de croissance, et S la section des puits dans le plan perpendiculaire à z :

$$\psi_{i\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{S}} u(\vec{r}) \zeta_i(z) e^{i\vec{k} \cdot \vec{\rho}} \quad (2.2)$$

$$\psi_{f\vec{k}'} = \frac{1}{\sqrt{S}} u(\vec{r}) \zeta_f(z) e^{i\vec{k}' \cdot \vec{\rho}} \quad (2.3)$$

Où $u(\vec{r})$ sont les parties périodiques des fonctions de Bloch, et $\vec{\rho}$ la projection orthogonale de \vec{r} sur (\vec{x}, \vec{y}) .

On peut montrer ([11], [14]) que, si la variation de la fonction enveloppe est lente devant celle de la partie périodique, l'élément de matrice dipolaire peut être mis sous la forme :

$$\langle f, \vec{k}' | \vec{E} \cdot \vec{r} | i, \vec{k} \rangle = \frac{1}{S} e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{\rho}} \int \zeta_f^*(z) \vec{E} \cdot \vec{r} \zeta_i(z) d^3r \quad (2.4)$$

Si l'état final est distinct de l'état initial ($f \neq i$), l'intégrale devient :

$$\langle f, \vec{k}' | \vec{E} \cdot \vec{r} | i, \vec{k} \rangle = \frac{1}{S} e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}} \int \zeta_f^*(z) E_z z \zeta_i(z) dz \quad (2.5)$$

Les fonctions enveloppes $\zeta(z)$ étant orthogonales, la seule manière de ne pas avoir une intégrale nulle dans l'expression précédente, est d'avoir zE_z non constant.

La confirmation expérimentale de ce principe a été faite dès les prémices des QWIPs [15]. Cette règle de sélection avait aussi été observée auparavant dans d'autres systèmes 2D comme les couches d'inversion sur silicium.

Ce résultat est valide à la fois pour les QWIPs et les QCDs étant donné que cette règle de sélection s'applique à n'importe quel puits quantique et même n'importe quelle transition dans un système bidimensionnel. Le champ incident étant habituellement dans le plan des couches il est nécessaire de tourner la polarisation afin de détecter un signal.

2.2 Coupler la lumière

2.2.1 Visions historiques du couplage

La solution la plus simple, à savoir prendre un angle d'incidence non nul avec le plan des couches, fut dès le début mise en œuvre pour les travaux d'étude de faisabilité. Cette technique nécessitant le polissage des bords du substrat à 45° devint irréalisable quand il s'agit de concevoir des pixels, et d'autres moyens durent être envisagés.

L'idée du couplage par réseau, déjà suggérée avant même la conception des pixels [16], parut alors comme une solution envisageable. La vision erronée du comportement du réseau à l'époque (1985) ne permettait pas de l'utiliser de façon optimale.

D'autres idées furent donc avancées telles que les détecteurs à grille (QGIP : *Quantum Grid Infrared Photodetector*) [17–19], consistant à graver des grilles dans la zone active afin de réaliser des microcavités. Une deuxième solution, reprenant l'idée du changement de l'angle d'incidence, fut de réaliser des pixels avec des flancs inclinés à 45° [20].

Enfin, certaines équipes [21], ont envisagé de réaliser des cristaux photoniques sur le dessus des pixels (PhC QWIPs). Malgré tous ces efforts conceptuels, le réseau métallique bidimensionnel par réflexion reste la solution privilégiée [22–27] pour le couplage sur les détecteurs à puits quantiques. Il faut cependant noter que pour les applications larges bandes, des structures quasi-bidimensionnelles ont été étudiées [28–30].

2.2.2 Le couplage par réseau

La solution la plus efficace actuellement pour répondre au besoin du couplage optique est de graver un réseau à la surface du pixel, puis de le métalliser [16,31]. Le fonctionnement du réseau ne doit pas être envisagé de façon classique avec un ordre diffracté à un angle non nul et donc ayant une partie du champ électrique correctement polarisée.

En effet, si l'on considère les dimensions typiques d'un pixel : mesa d'environ $2\mu\text{m}$ de hauteur et $20\mu\text{m}$ de côté, on obtient une boîte de $\sim (3\lambda)^3$. Étant donnée la petitesse du dispositif, on aperçoit déjà la difficulté de traiter le champ électromagnétique de façon ondulatoire dans une telle structure. De plus, les dimensions habituelles du réseau sont, un pas de $\sim \lambda$ et une profondeur de $\sim \frac{\lambda}{4}$, ce qui ne nous permet certainement pas de répondre aux conditions de Fraunhofer pour se placer dans l'approximation de la diffraction à l'infini. La diffraction par ces réseaux doit donc être traitée uniquement dans le cadre du champ proche³.

Nous allons dans les pages suivantes extraire les caractéristiques principales du champ électrique au voisinage d'un réseau métallique. D'une manière générale on peut appeler ce champ créé au voisinage du réseau le champ diffracté dans le sens où le front d'onde a été modifié.

Dans un premier temps nous reviendrons sur les équations de Maxwell et nous formulerons la diffraction par un réseau dans ce formalisme afin de voir les tenants et les aboutissants d'un tel problème, cela nous permettra d'introduire une par une les approximations utilisées dans les études suivantes. Quelques arguments qualitatifs nous permettront ensuite d'avoir une bonne intuition de la forme de la solution. Nous donnerons le résultat d'un calcul analytique (mais perturbatif) ainsi que quelques simulations, ce qui devrait fournir une idée plus précise du comportement d'un tel champ. Ces raisonnements se limitent au cas 1D et infini. Les conséquences de la finitude seront présentées par la suite. Le passage du 1D au 2D n'est pas spécialement évident comme nous le verrons dans la dernière partie de ce chapitre. Nous essaierons de voir ce qui est changé, notamment grâce à des simulations FDTD dans le chapitre suivant.

2.3 Introduction au problème de réseaux

Comme nous venons de l'évoquer le réseau est le dispositif de couplage majeur dans les détecteurs à puits quantiques actuels. En conséquence il mérite d'être étudié comme un sujet à part entière et dans les paragraphes qui suivront nous

³On considère souvent le champ proche comme le domaine de distance à un obstacle où la distribution d'énergie diffractée dépend de cette distance. On peut distinguer plusieurs domaines : diffraction de Rayleigh, ondes sphériques, etc.

considérons le réseau seul en dehors de tout système. Cela ne nous empêchera pas au fil du texte de replacer les résultats dans le contexte d'un pixel.

Le réseau métallique périodique par réflexion semble être un objet physique trivial dont la distribution de champ peut être trouvée sans difficulté. C'est sans doute le cas si l'on se place à l'infini, encore que ce traitement mérite certaines précautions. Le traitement correct en champ proche n'a pourtant rien d'évident comme en témoigne la littérature abondante et variée, actuellement produite sur le sujet. Pourtant l'intérêt de ce système pour une multitude de dispositifs opto-électroniques en font un objet abondamment employé.

Les équations aux dérivées partielles couplées de Maxwell mettent en relation les champs électriques et magnétiques dans un milieu ainsi que les relations de passage d'un milieu vers un autre. La mise en équation du problème du réseau repose sur les conditions de continuité entre le diélectrique et le métal. On aboutit alors sur deux résultats principaux. Le premier donne l'équivalence entre le champ magnétique diffracté et les courants de surface du réseau. Le deuxième met en lien ces courants de surface avec la forme du réseau.

Nous nous contenterons dans ce paragraphe de la mise en équation et de la discussion des différentes hypothèses qui peuvent être faites. Les moyens de résolution, numériques ou analytiques, perturbatifs ou exacts sont nombreux et nous en présenterons quelques-uns dans les paragraphes suivants.

2.3.1 Résolution des équations de Maxwell

Position du problème

L'orientation des axes, et les notations sont définies sur la figure 2.1.

Equations de Maxwell Le comportement d'une onde électromagnétique est entièrement décrit par les équations de Maxwell, elles ne présupposent aucune hypothèse ni approximation. Ces équations relient les champs électrique et magnétique créés par une distribution de charge et de courant. Elles mettent aussi en avant l'interdépendance entre ces quatre grandeurs. Si l'on considère une distribution de charge ρ et de courant (déplacement de charge) \vec{j} dans un milieu de permittivité ε et perméabilité μ ces équations s'écrivent⁴ :

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (2.6)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.8)$$

⁴Pour rappel : $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E}$, $\vec{H} = \mu \cdot \vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{B}$

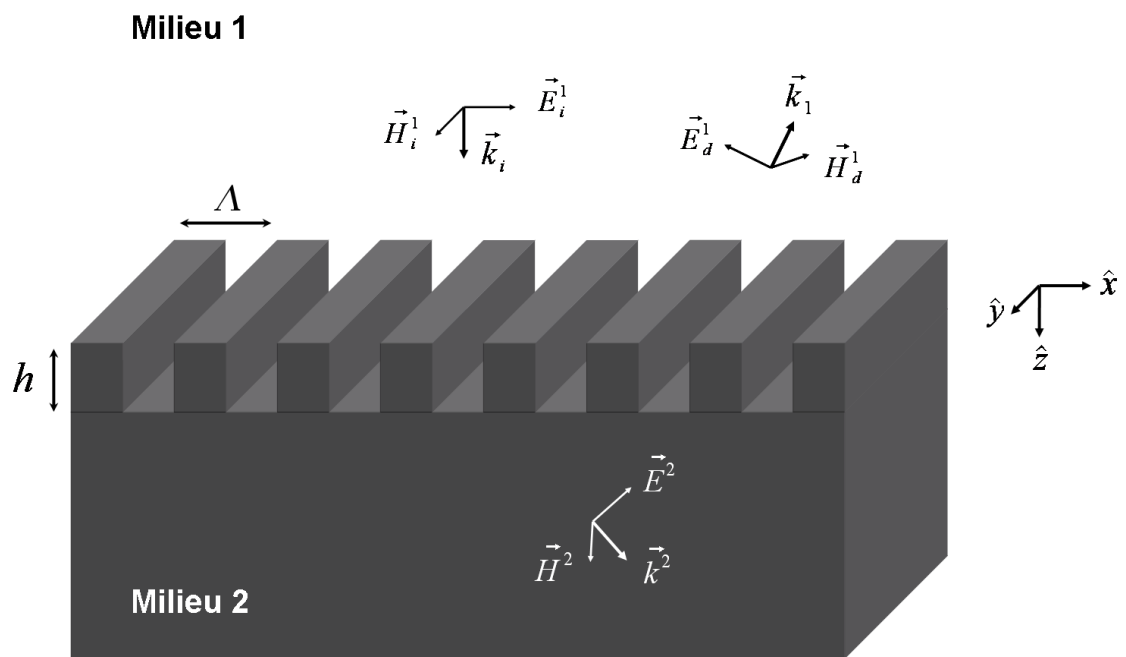


FIG. 2.1 – Schéma du réseau avec une onde à incidence normale. On se place dans le cas particulier où le champ électrique incident est polarisé selon l'axe de périodicité du réseau.

$$\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Il est important de voir que ces équations sont valables quelque soit le régime qui nous interesse : perturbatif ou non, champ proche ou lointain.

Relations de passage à une interface Pour notre problème nous sommes en présence de deux milieux, l'air et le métal. La forme du champ à cette interface est donnée par les relations de passage. Dans la suite on utilisera la notation $\vec{C}^{1/2}$ pour désigner un champ en général aussi bien électrique que magnétique. En notant \vec{C} les champs dans les milieux 1 et 2 respectivement, ρ_S et \vec{j}_S la distribution de charge et de courant à l'interface on a :

$$\left(\vec{D}^1 - \vec{D}^2\right) \cdot \vec{n} = \rho_S \quad (2.10)$$

$$\left(\vec{B}^1 - \vec{B}^2\right) \cdot \vec{n} = 0 \quad (2.11)$$

$$\left(\vec{E}^1 - \vec{E}^2\right) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (2.12)$$

$$\left(\vec{H}^1 - \vec{H}^2\right) \wedge \vec{n} = \vec{j}_S \quad (2.13)$$

Ici \vec{n} est le vecteur normal à l'interface orienté du milieu 2 vers le milieu 1.

Il faut noter que ρ_S et \vec{j}_S sont reliés par une loi de conservation 2.14 ce qui fait d'eux une même inconnue.

$$\text{div}\vec{j}_S - \frac{\partial\rho_S}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

À partir de ces équations le champ est entièrement déterminé en tout point de l'espace à partir du moment où ρ_S ou \vec{j}_S est connu.

Résoudre le problème de la diffraction d'un réseau métallique peut donc se résumer à trouver la forme de \vec{j}_S . C'est, comme nous le verrons plus tard, la présence de ces courants qui donne naissance à l'onde polarisée normalement au réseau.

Nous pouvons maintenant formuler différentes hypothèses pour se rapprocher du cas qui nous interesse.

Hypothèse 1 : Le milieu d'incidence est un diélectrique isotrope sans charges ni courants Dans le contexte de ce paragraphe le réseau est imaginé placé dans le vide, on suppose l'absence de charge ou de courant. Dans le cas de la structure QWIP l'onde incidente traverse tout le pixel y compris les puits et les contacts entre lesquels est appliqué la tension de polarisation. Cependant ces

charges et courants sont assez dilués pour pouvoir être considérés comme nuls dans ce cas aussi. Formellement cela revient à annuler \vec{j} et ρ dans (2.6, 2.9). Suite à cette hypothèse les équations de Maxwell deviennent redondantes et la résolution se limite au couple d'équations (2.6, 2.8) ou (2.7, 2.9). De même les relations de passage se limitent au système (2.10, 2.11) ou (2.12, 2.13). De plus on supposera les milieux traversés comme isotropes i.e. les permittivités et perméabilités ne dépendant pas de la direction. Dans le cas de la couche active, qui n'est sensible qu'à une seule polarisation du champ, cette approximation est bien évidemment exclue mais les calculs suivants sont à entendre en l'absence de zone absorbante.

Hypothèse 2 : Le conducteur électrique parfait sans pertes Physiquement, dans le métal parfait, le champ électromagnétique est très rapidement écranté par les charges et courants de surface. On considère donc \vec{C}^2 nuls dans les relations de passage. En revanche le métal parfait se caractérise par la formation d'un courant de peau à l'interface métal-diélectrique, induit par le champ \vec{B} incident. Inversement le courant créé modifie la forme de \vec{B} au voisinage du réseau. On suppose donc également qu'il n'y a pas de pertes dans le matériau.

On peut traiter le cas du métal parfait de deux façons, soit en prenant un indice infini négatif pour le métal ou bien en prenant un indice fini et en faisant tendre l'épaisseur de peau (pénétration de l'onde évanescence dans le métal) vers 0.

Remarque sur les courants de surface Le conducteur électrique parfait est un modèle physique idéalisé. Il y a donc en pratique plusieurs manières de traiter le cas du métal parfait dans les équations de Maxwell. En l'absence de pertes, on peut voir le problème de deux façons. La première est celle qui vient d'être présentée, c'est-à-dire, les champs sont nuls à l'intérieur du métal mais il existe des courants et des charges de surface. La deuxième façon de voir les choses consiste à traiter le métal comme un diélectrique - donc en l'absence de charge et courants de surface - mais dont l'indice tendrait vers l'infini de façon négative. En reprenant l'équation 2.13, on voit que ces deux approches mènent à un même résultat en faisant l'analogie :

$$\vec{j}_S = - \lim_{n_2 \rightarrow -\infty} \vec{H}^2 \wedge \vec{n} \quad (2.15)$$

Aux fréquences en jeu dans les QWIPs et avec l'or comme métal, l'hypothèse du métal parfait est tout à fait raisonnable dans un premier temps.

Hypothèse 3 : Incidence normale Si l'on suppose que nous sommes incidents dans le milieu 1 vers le milieu 2 alors, \vec{C}^1 comporte à la fois une partie incidente qui est connue mais aussi une partie réfléchie (ou diffractée) et qui est l'objet du

problème. Si l'on est à incidence normale, alors la partie incidente de \vec{C}^1 ne peut être polarisée que dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) .

Hyptohèse 4 : Polarisation transverse Dans le cas du champ \vec{E} incident selon l'axe invariant du réseau (y) les relations de passage impliquent la nullité des champs \vec{E} et \vec{B} à l'interface, les champ sont donc réfléchis dans la même polarisation mais avec un déphasage de π .

On suppose donc, afin d'avoir une chance de tourner la polarisation, que le champ \vec{E}^1 incident est selon l'axe périodique. Cela a pour conséquence que le champ incident peut localement ne pas être orthogonal au profil du métal. Nous verrons plus tard que celà est la raison même pour laquelle il existe un champ diffracté polarisé normalement au réseau.

L'interface non plane Il faut remarquer, que, dans ces équations, la forme de l'interface ($p(x)$) n'intervient que dans les relations de passage, à travers les projections sur la normale au réseau. De plus le résultat reste bien évidemment valide pour un profil constant.

Mise en équation

Au final nous avons donc quatres équations indépendantes :

$$\operatorname{div} \vec{B}^1 = 0 \quad (2.7)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}^1 = \frac{\partial \vec{D}^1}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\vec{E}^1 \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (2.12)$$

$$\vec{H}^1 \wedge \vec{n} = \mu_0 \vec{j}_S \quad (2.13)$$

Par définition, \vec{j}_S est dans le plan (\vec{x}, \vec{z}) et tangeant au réseau (dans le profil est donné par $z = p(x)$, où p est une fonction continument dérivable), l'expression de \vec{j}_S et \vec{n} est donc :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_x / \sqrt{n_x^2 + n_z^2} \\ 0 \\ n_z / \sqrt{n_x^2 + n_z^2} \end{pmatrix}, \text{ avec } n_x = -\frac{\partial p(x)}{\partial x} \text{ et } n_z = 1 \quad (2.16)$$

$$\vec{j}_S = j_S \begin{pmatrix} n_z / \sqrt{n_x^2 + n_z^2} \\ 0 \\ -n_x / \sqrt{n_x^2 + n_z^2} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Les équations de Maxwell deviennent :

$$\begin{vmatrix} \partial_y H_z^1 - \partial_z H_y^1 \\ \partial_z H_x^1 - \partial_x H_z^1 \\ \partial_x H_y^1 - \partial_y H_x^1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \partial_t D_x^1 \\ \partial_t D_y^1 \\ \partial_t D_z^1 \end{vmatrix} \quad (2.9)$$

$$\begin{vmatrix} H_y^1 n_z \\ H_z^1 n_x - H_x^1 n_z \\ -H_y^1 n_x \end{vmatrix} = \mu_0 \begin{vmatrix} -jn_z \\ 0 \\ jn_x \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{vmatrix} E_y^1 n_z \\ E_z^1 n_x - E_x^1 n_z \\ -E_y^1 n_x \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (2.12 \text{ et } 2.13)$$

Ce qui après simplification se limite à :

$$\partial_z H_y^1 - \partial_x H_y^1 \frac{\partial p(x)}{\partial x} = 0 \quad , \quad \left| \vec{H}^1 \right| = \left| \vec{j}_S \right| \quad \text{et} \quad E_y^1 = H_x^1 = H_z^1 = 0 \quad (2.18)$$

In fine, la résolution du problème se limite à intégrer l'équation aux dérivées partielles (2.18), qui est définie localement à la surface du réseau, avec la condition $z = p(x)$. Cette contrainte rend difficile la résolution de l'équation, et il existe différentes approches pour contourner le problème. Aussi, nous renvoyons ce calcul en annexe, où sont présentées diverses méthodes analytiques et numériques pour mener le calcul à terme.

2.3.2 Quelques éléments de réponse qualitatifs

Dans le cas d'un réseau binaire⁵, la forme du champ ne peut dépendre que de trois paramètres : la profondeur de gravure h , le pas Λ et le taux de remplissage $\tau = \frac{l}{\Lambda}$ (fig 2.2). On peut déjà, sans aucun calcul, avoir accès à quelques éléments sur la forme du champ.



FIG. 2.2 – Définition des paramètres du réseau.

⁵Un réseau binaire a une profondeur de gravure constante, les motifs gravés sont donc rectangulaires. Cette notion est à opposer à celle de réseau analogique dont la profondeur de gravure est variable, comme par exemple un réseau sinusoïdal.

Angle de diffraction

La symétrie du réseau impose que le champ diffracté selon x ait la même période que le réseau. On peut donc décomposer cette partie en série de Fourier. Ce calcul, appelé développement de Rayleigh, est étudié en détail dans la référence [32], et l'on se contente ici d'en rappeler les grandes lignes pour obtenir le comportement qualitatif du champ en fonction des paramètres précédents.

On s'intéresse ici au champ H_y . En effet les relations de continuité font que cette composante est invariante dans le problème. On se ramène donc à un problème scalaire, et l'on pourra retrouver toutes les autres composantes des champs à partir de cette seule variable. En supposant une onde à incidence normale, polarisée H_y et avec un vecteur d'onde k_0 , on peut noter le champ total dans l'espace⁶ :

$$H(x, z) = H^i(z) + H^d(x, z) = C_0 e^{-ik_0 z} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{inKx} e^{ik_n z} \quad (2.19)$$

H^i et H^d sont respectivement la partie incidente et la partie diffractée du champ, et $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ le "vecteur d'onde" du réseau. La conservation du vecteur d'onde impose :

$$k_0^2 = (nK)^2 + k_n^2 \Rightarrow k_n = \sqrt{k_0^2 - n^2 K^2} \quad (2.20)$$

On voit donc immédiatement que si l'on se place au premier ordre ($n = 1$), alors pour $k_0 < K$, k_1 est imaginaire pur. Physiquement cela correspond à une onde évanescence se propageant uniquement selon x , autrement dit rasante, et exponentiellement décroissante selon z . On dit alors que l'onde est confinée à l'interface du réseau.

Cependant il faut encore que l'interface puisse accepter ces modes. C'est-à-dire formellement, que les coefficients c_n ne soient pas nuls. Nous verrons à la partie 2.5 que cela est possible si et seulement si la dispersion du réseau est en dessous du cône de lumière.

La détermination de ces coefficients peut se faire par *mode matching* [32]. Cette méthode de calcul consiste à exprimer analytiquement le champ dans les crêneaux sous forme d'une somme de série de Fourier et dans l'espace libre, sous forme d'un développement de Rayleigh. La continuité du champ permet alors de résoudre le système. Ce calcul, bien qu'exprimable de manière analytique nécessite cependant un calcul numérique car il met en jeu des sommes infinies.

⁶Dans les calculs suivant on omet la variation temporelle du champ, supposée en $e^{+i\omega t}$

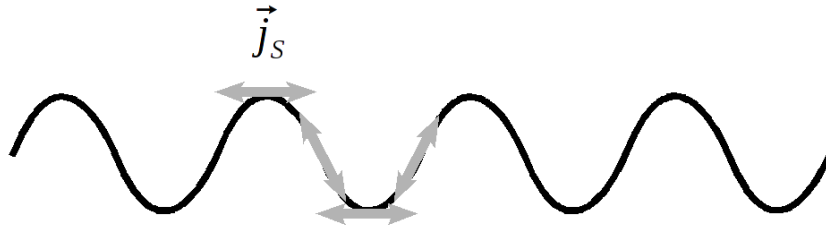


FIG. 2.3 – Variation de l'orientation des courants de surface avec le profil du réseau.

Polarisation de l'onde rasante

L'axe y étant invariant le champ n'a aucune dépendance spatiale dans cette direction, l'onde est donc non seulement rasante selon x mais aussi selon y ce qui fait des modes à la surface du réseau, des ondes de surface, semblables aux vibrations d'une peau de tambour. Le champ se propageant selon x , le vecteur champ électrique est donc contenu dans le plan (\vec{y}, \vec{z}) . Le métal étant parfait on peut même se limiter au demi-plan, $z < p(x)$.

De plus, les motifs du réseaux ayant une extension infinie selon y , si l'onde est à incidence normale le problème est symétrique par inversion de l'axe y . Le champ est donc contraint de ne pas privilégier une orientation plus qu'une autre sur cet axe, ce qui fait qu'il ne peut former qu'un angle de 90° avec cet axe.

À partir du moment où l'onde est rasante et le réseau infini, le champ diffracté ne peut qu'être polarisé normalement au réseau.

Phase du champ diffracté

Il est légitime de se demander comment une onde initialement polarisée selon x se retrouve après diffraction polarisée selon z alors que l'objet diffractant présente une certaine symétrie selon x . On devrait pouvoir remonter à la distribution de charge qui est à l'origine de ce champ diffracté.

En réalité, comme l'équation 2.18 le résume, le champ diffracté est dû aux courants de surface induits à l'interface réseau-diélectrique par le champ magnétique incident. Par définition ces courants sont orientés tangentiellement à l'interface. On peut pour un raisonnement qualitatif se ramener à un réseau sinusoïdal qui a l'avantage d'être une fonction dérivable et simple à manipuler. Cette approximation qui peut paraître arbitraire est discutée en annexe. La figure 2.3 représente la situation que nous discutons.

Au niveaux des ventres du réseau, les courants sont orientés selon x , ce qui signifie que les charges oscillent selon cet axe et donc que le champ en ce point là est polarisé exclusivement selon x . Au niveau des nœuds du réseau, l'angle entre le vecteur courant de surface et le plan du réseau est maximal. Le champ électrique

étant parallèle aux courants, c'est donc en ces points que le champ selon z sera maximum. (citer Barnes). Une partie du champ diffracté par le réseau sera donc orientée selon z et toujours en quadrature de phase avec le réseau.

2.3.3 Solution analytique dans le cas perturbatif

On présente en annexe A, la résolution perturbative du problème du réseau sous les hypothèses présentées au paragraphe 2.3.1. On trouve que le champ total, limité au premier terme en kh et limité au premier ordre diffracté, est :

$$H_y = H_0 \left[\cos(k_0 z) + \frac{k_0 h}{\sqrt{K^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{K^2 - k_0^2} z} \sin(Kx) \right] \quad (2.21)$$

étant donné que $\partial_x H_y = \partial_t D_z$ on obtient :

$$E_z = E_0 \frac{k_0 h}{\sqrt{K^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{K^2 - k_0^2} z} \cos(Kx) \quad (2.22)$$

Dans la limite $h \rightarrow 0$, on retrouve bien une onde stationnaire formée par l'onde incidente et l'onde réfléchie, habituelle dans le cas d'une interface plane. De plus, si l'on garde à l'esprit que le champ H_y doit être continu et donc nul au niveau de l'interface, il ne peut qu'avoir la phase d'un sinus.

Le caractère évanescents est dû à l'exponentielle. De plus si l'on se souvient que ce calcul a été mené pour un profil $p(x) = h \sin(kx)$, on retrouve bien le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre le réseau et le champ diffracté comme précédemment expliqué.

Il ne faut cependant pas oublier les approximations faites pour ce calcul. Tout d'abord on part d'un réseau sinusoïdal et non pas carré, toutefois comme nous le montrons en annexe, cette approximation est sans conséquences au vu des autres approximations faites. La deuxième approximation consiste à se limiter au premier ordre diffracté ($e^{\pm ikx}$), cela peut paraître un peu arbitraire mais les calculs numériques semblent montrer que cet ordre domine largement le champ total (fig. 2.4). Pour ce qui est du développement limité en kh qui peut paraître très restrictif et jamais respecté dans le cas des détecteurs quantiques, on peut se rassurer en disant que le résultat doit évoluer continument lorsque l'on s'éloigne du domaine perturbatif.

On peut reconnaître l'anomalie de Wood [33] dans la divergence de l'onde rasante en $\frac{1}{\sqrt{K^2 - k_0^2}}$, qui si l'on se place d'un point de vue dynamique avec un métal ayant des pertes, correspondrait à la disparition de l'onde réfléchie pour une longueur d'onde correspondant au pas du réseau. Cette anomalie peut être interprétée comme le moment où tout le champ incident est contenu dans un ordre supérieur, en l'occurrence rasant et donc non réfléchi [32]. Nous aurons l'occasion de revenir sur cette anomalie à la partie 7.3.3.

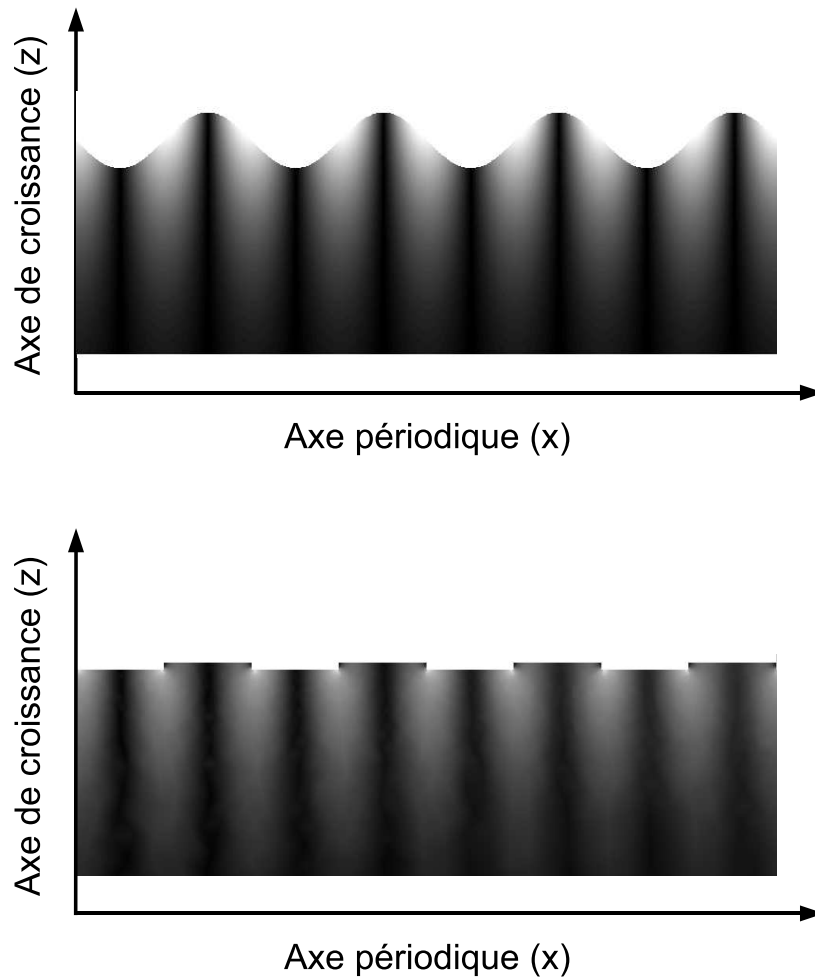


FIG. 2.4 – Représentation de la partie rasante du champ diffracté en unité arbitraire. Le champ est croissant du noir vers le blanc. En haut : calcul analytique, correspondant à l'équation 2.21. En bas : calcul numérique par éléments finis, sans approximation.

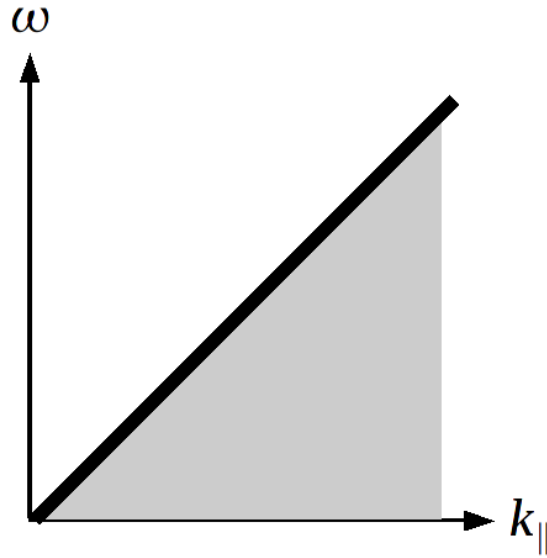


FIG. 2.5 – Diagramme de dispersion d'un milieu libre. En trait épais : le cône de lumière. Au dessus, la zone radiative, en dessous la zone evanescente

2.3.4 Modifications de la dispersion introduites par un réseau et permettant le couplage

Reformulation du couplage - introduction du cône de lumière

Afin d'appréhender le couplage de manière plus générale, il est utile de représenter la courbe de dispersion $\{k, \omega\}$ des ondes à l'interface réseau métallique-diélectrique. On s'intéresse plus spécialement à la composante du vecteur dans le plan du réseau k_{\parallel} , équivalent à k_x dans le cas unidimensionnel.

Le diagramme de dispersion dans un milieu libre (sans charge ni courant) est représenté sur la figure 2.5. On peut écrire :

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 \quad (2.23)$$

On appelle cône de lumière la frontière matérialisée par la droite $\omega = kc$. Au dessus de cette frontière; $\omega/c > k_{\parallel} \Leftrightarrow k_{\perp} \in \mathbf{R}$, l'onde est propagative. Dans la zone grisée, $\omega/c < k_{\parallel} \Leftrightarrow k_{\perp} \in i\mathbf{R}$, l'onde est evanescente; donc confinée à l'interface, le champ est perpendiculaire au plan du réseau et donc absorbable. Au dessus du cône de lumière, il y a transport d'énergie, on parle donc de domaine radiatif. Ce diagramme est un moyen simple de classer les ondes et de comprendre le comportement électromagnétique d'un matériau.

Habituellement, les matériaux considérés sont des diélectriques et les ondes

n'ont pas accès à la zone grisée. Il existe plusieurs mécanismes physiques pour une onde radiative incidente de "passer" sous le cône de lumière, permettant aux différents ordres du développement de Rayleigh d'exister. La connaissance de la dispersion du système est, par conséquent, cruciale pour savoir quels modes peuvent être couplés.

Nous présentons ici trois causes principales introduites par le réseau qui modifie la dispersion et permettent le confinement du champ : l'ouverture d'une bande interdite, la résonance plasmon/polariton et l'excitation des modes de créneau. Pour les paramètres de réseau que nous considérons habituellement, le premier effet est largement dominant aux longueurs d'ondes qui nous intéressent, il est cependant utile de passer en revue les autres car ils peuvent devenir prépondérants pour certaines profondeurs de gravure ou si l'absorption dans le métal devient importante.

Ouverture d'une bande interdite photonique

Un réseau périodique quelconque se comporte comme un réseau de Bragg pour les longueurs d'onde 2Λ . Cet effet est plus ou moins important suivant le rapport des indices de réfraction des deux matériaux. Le calcul exact est mené dans le cas d'une interface entre deux diélectriques dans la référence [34]. On peut trouver un résultat analogue dans le cas d'un métal parfait.

Pour comprendre le fonctionnement d'un réseau de Bragg, on peut faire l'analogie avec un miroir de Bragg. Un miroir de Bragg est un empilement de diélectriques d'indices différents n_1 et n_2 . En se propageant dans l'empilement il se forme deux systèmes d'ondes stationnaires, celles ayant leurs ventres dans les milieux d'indice n_1 et celles dans le milieu d'indice n_2 , ce qui justifie que leur période sera 2Λ . Le milieu dans lequel se trouvent leur maxima fixera leur pulsation, respectivement : ω_1, ω_2 . Ces deux ondes stationnaires ont le même vecteur d'onde imposé par la période de l'empilement : $\frac{K}{2}$, qui se trouve coïncider avec le bord de la première zone de Brillouin. En conséquence en ce point de l'espace réciproque, la courbe de dispersion se sépare en deux branches levant la dégénérescence entre les ondes de même vecteur d'onde mais se propageant dans deux milieux différents. Entre les deux, aucune onde ne peut se propager, les ondes incidentes sont donc réfléchies (fig. 2.6).

Il en advient à peu près de même dans le cas du réseau métallique. En effet lorsque l'onde se propage à la limite entre le métal et le diélectrique, comme le montre la figure 2.7, le champ ne pénètre pas de façon identique dans les plots et dans les interstices laissés vides. Dans la limite du métal parfait la pénétration dans le métal est même nul. Nous sommes donc dans un cas analogue au miroir de Bragg où l'onde en se propageant rencontre périodiquement deux milieux différents.

De même que dans le cas diélectrique, il existe donc deux états stationnaires

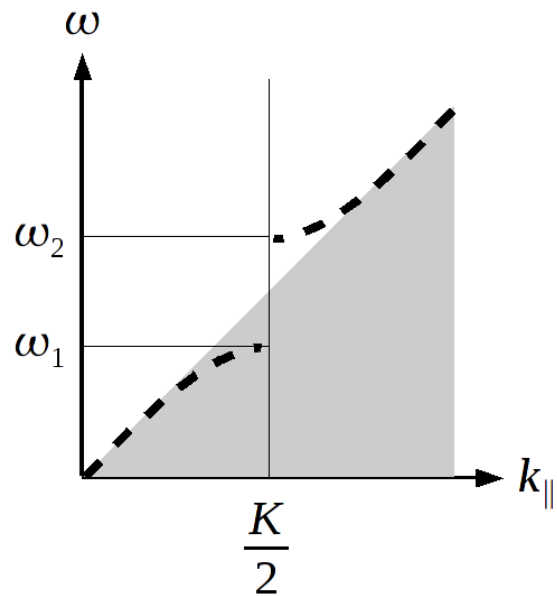


FIG. 2.6 – Diagramme de dispersion après l'ouverture d'une bande interdite. L'ouverture d'une bande interdite entraîne le passage de la branche inférieure de la dispersion sous le cône de lumière.

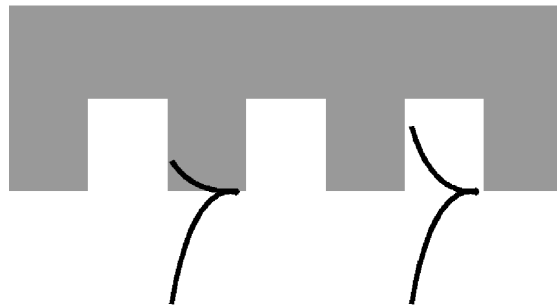


FIG. 2.7 – Pénétration du champ lorsque l'onde se propage à la surface d'un réseau métallique.

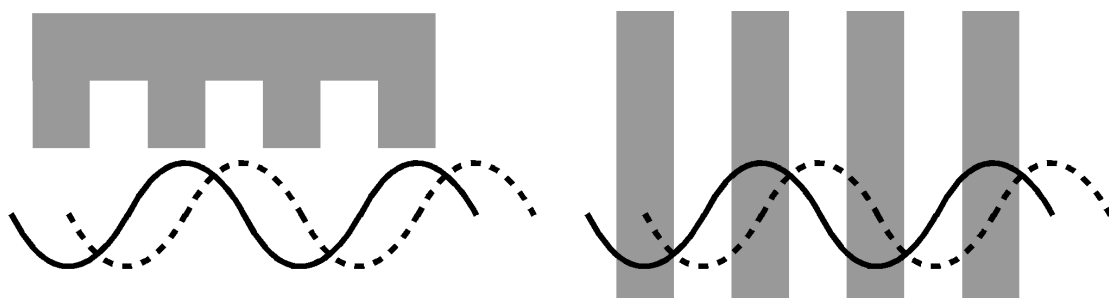


FIG. 2.8 – Analogie entre les états stationnaires d'un réseau de Bragg et d'un miroir de Bragg diélectrique.

en surface d'un réseau, comme le suggère la figure 2.8. Pour cette raison il existe aussi une bande-interdite en bord de zone de Brillouin dans le cas du réseau. L'ouverture de cette bande interdite implique que la bande inférieure soit sous le cône de lumière, supportant donc des modes piégés.

Le concept de réseau de Bragg sera essentiel pour la compréhension du concentrateur de lumière plus tard. Cependant, l'existence de cette seule bande interdite en $k = K/2$ ne permet d'obtenir qu'un très faible confinement pour les modes en $k = K$, qui nous intéressent. C'est l'ouverture d'une deuxième bande interdite, cette fois en $k = K$ (fig. 2.9), et pour des raisons analogues d'arrangement périodique des dipôles, qui justifie l'existence de modes couplés avec une longueur d'onde correspondant au pas du réseau [35, 36].

Plasmons

Le couplage d'une onde incidente radiative à des ondes de surface évanescentes est souvent expliquée par le formalisme des plasmons de surface. La résonance plasmon, est un état physique du métal où les électrons oscillent collectivement. Le photon, de fréquence suffisante, qui vient exciter cet état est alors indissociable des électrons excités, on parle alors de plasmon-polariton. Cette résonance plasmon entraîne de manière analogue à l'ouverture d'une bande interdite entraîne une partie de la courbe de dispersion sous le cône de lumière comme schématisé sur la figure. 2.10. Dans ce cas la permittivité du métal peut s'écrire [37] : $\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_{plasmon}^2}{\omega^2}$ et donc ne rentre plus dans le cadre de l'approximation du métal parfait.

De cette façon une onde incidente avec un vecteur d'onde k_{\parallel} nul peut se retrouver en dessous du cône de lumière, c'est-à-dire sera une onde évanescente piégée à l'interface métal-diélectrique.

Dans le cas qui nous intéresse le couplage à bien lieu dans le cadre du modèle parfait, le couplage est donc dû à des effet purement géométriques, *i.e.* sans interaction lumière/électrons. On peut cependant par abus de langage parler de

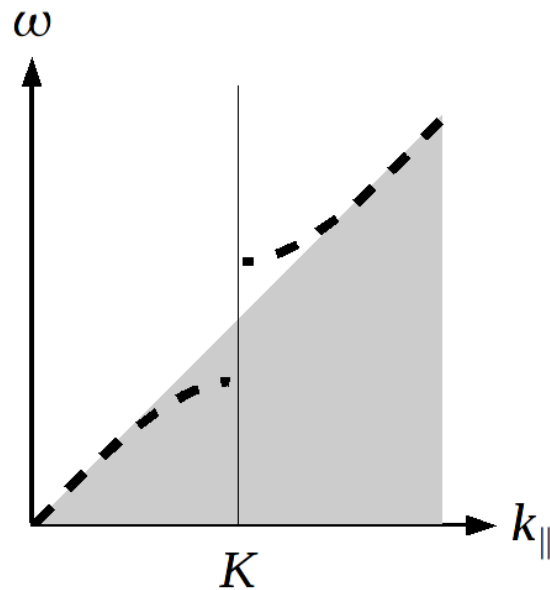


FIG. 2.9 – Ouverture d’une bande interdite en K . L’existence d’une bande interdite sépare la dispersion en deux branches l’une au-dessus du cône de lumière, l’autre en dessous.

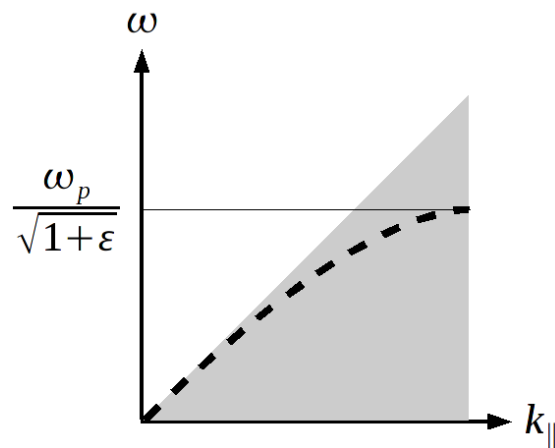


FIG. 2.10 – Diagramme de dispersion d’un plasmon-polariton en pointillé. En blanc le cône de lumière. ω_p désigne la fréquence de résonance plasmon et ε la permittivité relative du diélectrique. On remarque que la résonance plasmon entraîne le passage de la courbe de dispersion sous le cône de lumière.

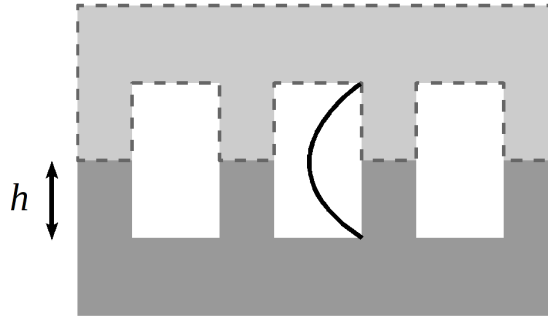


FIG. 2.11 – Schéma d'un mode de créneau. On représente le réseau en foncé ainsi que son symétrique en pointillé. Ce guide d'onde idéalisé accepte un mode fondamental dont le champ est représenté en noir au centre.

plasmons de surface pour décrire la formation d'onde de surface à une interface métal-diélectrique.

Mode de créneau

Il peut être montré [38], que les créneaux d'un réseau de profondeur h réagissent à une excitation comme des guides d'onde de largeur $2h$ pour le champ E_{\parallel} (fig. 2.11). Par conséquent, le mode fondamental des créneaux est excité pour $2h = \frac{\lambda}{2}$ soit $k_{\perp} = \frac{\pi}{h}$. Dans la réalité, le comportement du créneau dévie légèrement de ce modèle en guide d'onde faisant qu'il peut être excité pour des k_{\perp} légèrement supérieur à cette valeur. Ces modes présentent de plus une polarisation non négligeable E_{\perp} les couplant aux ondes de surfaces. La dispersion de ces dernières en sera donc modifiée et se trouvera sous le cône de lumière.

2.3.5 Largeur spectrale et temps de vie du photon

Comme le montrent les simulations et les calculs précédents, le champ formé à la surface du réseau par une onde incidente dépend fortement de son énergie. Le gabarit spectral du mode accepté par le réseau est directement lié au temps de vie de l'onde à la surface du réseau. Plus le temps de vie est long, plus le spectre est fin. Le temps de vie peut être réduit pour deux raisons : les pertes radiatives qui sont dûes à la ré-émission d'un photon piégé à la surface ; ou bien l'absorption d'un photon par le métal et sa dissipation par effet Joule.

Pertes radiatives

Il ne faut pas oublier que les ondes de surfaces sont très fortement couplées avec les ondes incidentes. Ainsi il est en réalité difficile de les distinguer l'une de l'autre,

elles forment une seule réalité. Il y a donc un échange d'énergie permanent entre ces deux états. On peut souvent considérer à tort que l'onde incidente "alimente" l'onde de surface, pourtant l'inverse est tout aussi vrai. Ainsi, un photon incident peut après avoir pris part à l'onde de surface être réémis vers la source. Le temps statistique que passent les photons à la surface avant de la quitter définit leur temps de vie.

Pertes optiques

Comme nous le verrons dans la partie qui leur est consacrée ces pertes ne sont pas simples à évaluer. On pourrait en première approximation penser qu'elles dépendent uniquement de l'absorption du métal constituant le réseau. Cette absorption est caractérisée par la partie imaginaire de la permittivité. Néanmoins il ne faut pas oublier que ces pertes seront aussi proportionnelles à l'intensité du champ dans le métal. Or la pénétration de ce dernier dépend, comme nous venons de le décrire, essentiellement des paramètres géométriques du réseau et de la partie réelle de la permittivité. Les pertes dans le métal dépendent donc non seulement de la nature du métal mais aussi de la géométrie du réseau. Ces deux contributions ne pouvant pas être décorélées, les pertes optiques sont donc *a priori* difficilement quantifiables.

Il ne faut pas non plus oublier les pertes dans le diélectrique dont le traitement est analogue. Dans le cas où une couche active est présente, l'absorption par les puits constitue, d'un point de vue formel, une perte pour le champ électrique.

2.3.6 Quelques simulations

Si l'on veut connaître le comportement du champ de manière plus quantitative on est alors obligé d'utiliser des résultats numériques. L'enjeu de ses simulations est de trouver les paramètres (profondeur de gravure, taux de remplissage) optimaux pour le champ au niveau de la zone active. On montre ici (fig. 2.12), des résultats obtenus dans le cas d'un réseau métallique parfait au pas de $2,7\mu m$ ($\frac{\lambda}{n}$). On simule un pixel de 8 périodes (soit un pixel de $21,6\mu m$ côté) de hauteur $3\mu m$ avec un substrat infini. Le champ est intégré depuis le bas du réseau, sur une profondeur de $1\mu m$ correspondant approximativement à l'épaisseur de la couche active, même s'il faut garder à l'esprit que le premier puit, vidé de ses électrons [39], n'est pas sensible au champ.

L'absorption ayant lieu pour une longueur d'onde donnée, dépend fortement de la longueur d'onde (fig. 1.9) suivant les paramètres de la couche active ; on se rend compte que les paramètres du réseau doivent être choisis soigneusement. En effet, comme le montre la figure 2.12, la fréquence de résonance du réseau varie violemment avec la profondeur de gravure et le taux de remplissage. De plus,

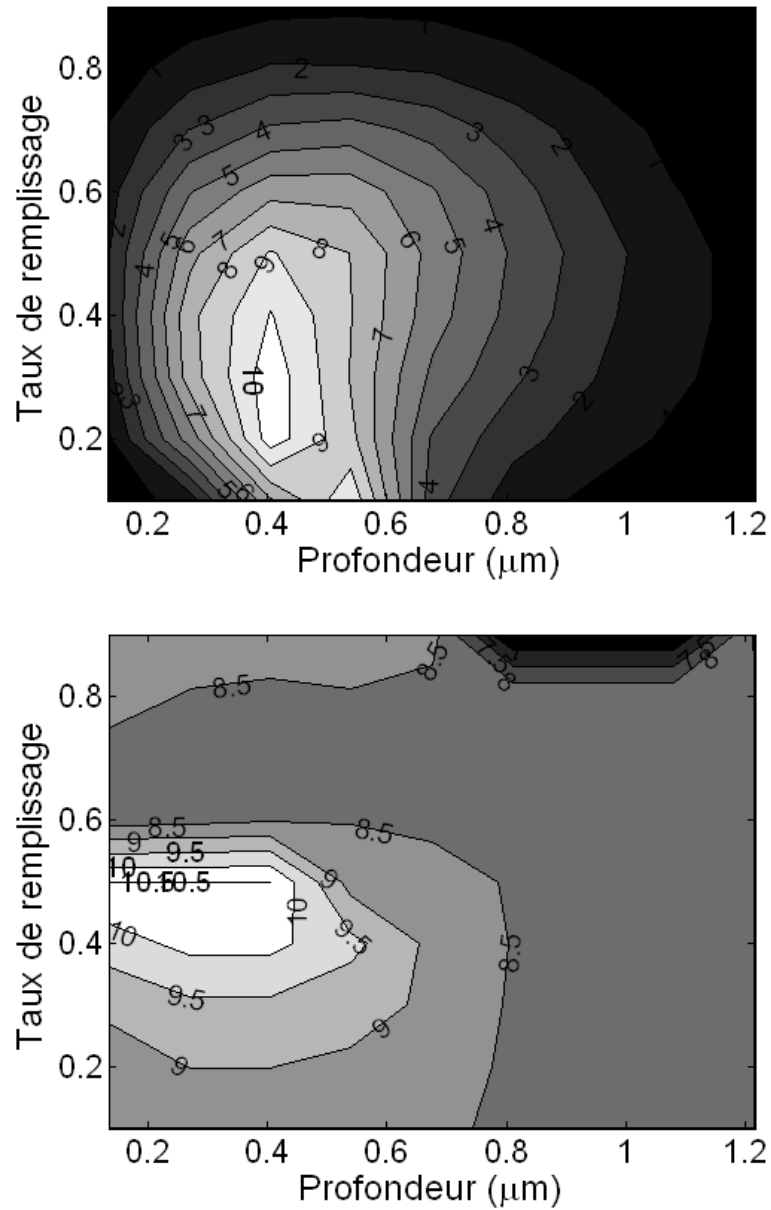


FIG. 2.12 – En haut : variation de l'intensité du champ au voisinage du réseau (unité arbitraire), intégré sur une hauteur de $1\mu\text{m}$ et sur toute la largeur du pixel entre $6,5\mu\text{m}$ et $10,5\mu\text{m}$; en fonction de la profondeur et du taux de remplissage. En bas : position fréquentielle de la résonance en fonction de la profondeur et du taux de remplissage entre $6,5\mu\text{m}$ et $10,5\mu\text{m}$ (sur la même région spatiale que la figure au-dessus).

l'intensité du champ couplé et donc absorbable dépend, elle aussi, fortement de ces paramètres. Nous verrons au chapitre 3 ; que ce gabarit spectral est fortement affecté par la présence de bords ou d'un substrat fini. Encore une fois, sans prendre ne compte la forme de la dispersion de la couche active il est difficile de conclure à partir de ces résultats mais en tout état de cause, il existe un optimum à la fois sur le taux de remplissage et sur la profondeur de gravure qui sera à déterminer au cas par cas.

2.4 Une application du réseau unidimensionnel : la polarimétrie

L'émission infrarouge des corps ne se fait pas forcément avec une polarisation isotrope. On préfère d'habitude ne pas y être sensible. On considère habituellement en traitant l'information, que la variation du flux détecté est due en premier lieu à une différence de température ou d'émissivité différente de 1. Si de plus le détecteur est sensible à la polarisation alors la variation de signal peut aussi être due à l'angle entre le réseau et le champ incident. À l'accoutumée on grave donc des réseaux à deux dimensions pour s'affranchir de ce problème.

On peut cependant choisir de s'intéresser volontairement à la polarisation incidente. En effet celle-ci peut permettre de remonter à certains paramètres du corps émettant : sa rugosité, son artificialité [40, 41]. Mais comme nous venons de l'entrevoir, la prise en compte de ce paramètre ne sera pas évidente car il faudra réussir à le décorréler des autres. L'imagerie polarimétrique trouve donc parmi ses applications, la détection d'objets produits par l'homme au milieu d'une scène naturelle, comme par exemple la détection de mine à la surface du sol ou le repérage de navire en mer.

Un réseau unidimensionnel n'est sensible qu'à une seule polarisation du champ électrique, comprise dans le plan du réseau et selon l'axe périodique. En conséquence, seule une partie du flux émis par la scène va pouvoir être couplée et finalement absorbée. On va donc dans un premier temps s'intéresser au comportement d'un pixel unique en fonction de la polarisation de l'émetteur. Parmi les problématiques à investiguer, on s'intéressera à l'influence de la taille finie du pixel qui devrait le rendre moins sensible à la polarisation. Il faudra alors s'assurer que les autres mécanismes de couplage, qui eux ne sont pas sensibles à la polarisation, ne participent pas de manière déterminante à la réponse, dans le cas de petits pixels.

Dans une deuxième partie, on se penchera sur les aspects "système" d'un tel détecteur, notamment la détermination des paramètres de polarisation d'un objet.

2.4.1 Étude de la réponse d'un pixel unique

Comme nous l'avons vu précédemment (paragraphe 2.3.6), la réponse d'un réseau unidimensionnel dépend fortement de la profondeur de gravure. Pour cette raison nous nous sommes intéressés à des échantillons avec 3 profondeurs de gravure différentes :

Échantillon	Profondeur du réseau (nm)
T231	1100
T233	750
T234	460

TAB. 2.1 – Profondeur des réseaux pour les échantillons polarimétriques

La fabrication de ces échantillons étant réalisée sur plaque entière, chaque profondeur de gravure réseau nécessite un substrat différent. L'épitaxie des trois substrats est identique :

Nomenclature	Épaisseur (nm)
Réseau	900
Contact	500
Couche active	40 Puits
Contact	900
Substrat	

TAB. 2.2 – Épithaxie des échantillons polarimétriques

Nous nous sommes intéressés à la réponse de pixels de taille variant entre $20 \mu m$ et $100 \mu m$ afin de vérifier l'impact de la réduction du nombre de périodes. On regarde uniquement des pixels avec un réseau au pas de $2,6 \mu m$. Les échantillons sont refroidis à 60K dans un cryostat. La tension aux bornes du pixel est de 1V. On éclaire l'échantillon au moyen d'un FTIR (*Fourier Transform Interferometer*). On place un polariseur "maison", consistant en 3 lames de GaAs parallèles, orientées à l'angle de Brewster par rapport au faisceau incident. On obtient un taux de rejection inférieur à 1 %. Une rotation du polariseur de 90° permet de mesurer la réponse de chaque pixel pour un faisceau incident polarisé parallèlement ($R^{\parallel}(\lambda)$) ou perpendiculairement ($R^{\perp}(\lambda)$) à l'axe invariant du réseau (fig. 2.13).

On voit sur cette figure un rapport d'environ 3 entre les réponses des deux polarisations, ce qui prouve déjà qu'un pixel avec un réseau de seulement 6 périodes est suffisamment sensible à la polarisation.

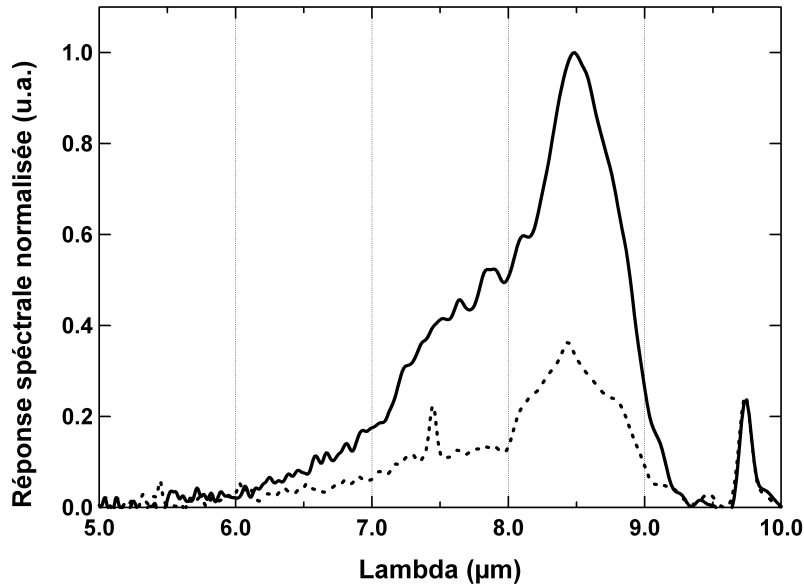


FIG. 2.13 – Réponse d'un pixel de $20 \times 20 \mu m^2$ du T233 sous une tension de 1V. Ligne pleine : pour un champ incident perpendiculairement à l'axe invariant ($R^{\parallel}(\lambda)$), pointillés : Réponse du T233 pour un champ incident selon l'axe invariant ($R^{\perp}(\lambda)$). Les réponses sont normalisées telle que ($R^{\parallel}(\lambda)$) égale 1 au maximum.

Pour la suite de l'étude, il est préférable de s'intéresser à la réponse intégrée que l'on définira par :

$$R_{int} = \int R(\lambda) d\lambda \quad (2.24)$$

On pourra ainsi définir le contraste de polarisation en réponse, par :

$$C_R = \frac{R_{int}^{\parallel} - R_{int}^{\perp}}{R_{int}^{\parallel} + R_{int}^{\perp}} \quad (2.25)$$

De cette manière nous disposons d'un bon facteur de mérite pour caractériser nos pixels. Les résultats sont représentés sur la figure 2.14. On voit que, entre $50 \mu m$ et $100 \mu m$, varie peu ; On s'attendrait d'ailleurs à ce qu'il soit de 100%, mais les effets de bords font qu'une partie du champ parallèle au réseau est quand même couplée. Au-dessous de ces valeurs, le contraste de polarisation décroît sensiblement en-deçà de ces valeurs, ce qui indique que le réseau ne peut plus être considéré comme un objet diffractant infini.

La figure 2.14 indique aussi une dépendance importante de C_R avec la profondeur de gravure. Sur les trois échantillons considérés ici la profondeur de $460nm$ semble optimale. Cela est en accord avec les résultats obtenus dans le cadre des études sur l'efficacité quantique de pixels 1D [42]. On peut donc optimiser avec une même profondeur de gravure, l'efficacité quantique et le contraste de polarisation. cela n'est d'ailleurs pas étonnant puisque dans le cadre d'un pixel avec un réseau 1D, lorsque l'on améliore le couplage, on améliore l'absorption de l'onde incidente correctement polarisée, alors que l'absorption de l'aure polarisation ne change pas.

Le résultat le plus important de la figure 2.14 est que des pixels de $20\mu m$ à la profondeur de gravure *ad hoc* présentent un contraste de polarisation supérieur à 60 %. Ce qui signifie que des matrices dont la taille des pixels s'inscrit dans l'état de l'art peuvent être fabriquées avec une bonne capacité polarimétrique.

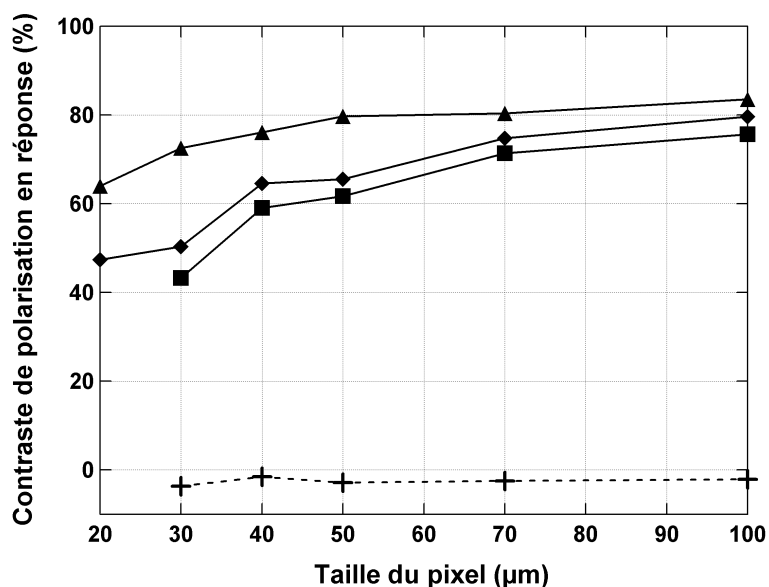


FIG. 2.14 – Contraste de polarisation en réponse C_R . ▲ : T234, ◆ : T233, ■ : T231. Est aussi représenté en pointillés le contraste d'un pixel avec un réseau 2D à titre indicatif.

2.4.2 Système de pixels orientés différemment

Accéder au degré de polarisation d'une scène peut s'avérer très important dans l'imagerie infrarouge dans les cas où la scène a un contraste faible ou est très encombrée. Si comme nous venons de le montrer il est possible d'obtenir un détecteur avec une bonne discrimination de la polarisation, la difficulté de concevoir un tel système réside dans l'utilisation que l'on compte en faire ; ce problème est inhérent

à la polarimétrie. En effet, deux questions se posent. Tout d'abord comment représenter le degré de polarisation d'une scène. Deuxièmement, comment interpréter la polarisation d'un objet. La réponse à ces questions reste un sujet de recherche très actuel aussi bien d'un point de vue système que d'un point de vue du traitement de l'information, dans tous les gammes spectrales.

Le paramètre pertinent pour caractériser un objet polarisé semble être le quadri-vecteur de Stokes [43]. On note le vecteur de Stokes :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Alors S_0 est l'intensité totale de la scène ($E_x^2 + E_y^2$), S_1 la différence entre les polarisations verticales et horizontales ($E_x^2 - E_y^2$), S_2 la différence entre les polarisations obliques et S_3 la différence entre la polarisation circulaire droite et gauche.

Considérons une paire de pixels dont les réseaux (unidimensionnels) sont orientés dans des directions orthogonales (fig. 2.15). On appelle $I_{X/Y}$ l'intensité fournie par le pixel dont le réseau est orienté selon l'axe x/y , réciproquement on définit I_Y . On peut écrire une expression pour ce courant en le décomposant en une partie due à l'excitation des électrons par les photons incidents de la scène ($I_{optique}$) et le courant présent même en l'absence de photons incidents (I_{noir}) :

$$I_{X/Y} = I_{noir} + I_{optique}$$

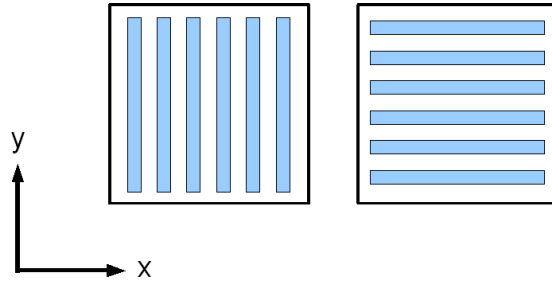


FIG. 2.15 – Schéma de deux pixels dont les réseaux unidimensionnels sont orientés à 90° l'un de l'autre

Le courant optique peut être écrit en fonction de la réponse intégrée du pixel (eq. 2.24) et du champ incident :

$$I_{X/Y} = I_{noir} + \kappa \left(E_{X/Y}^2 R_{int}^{\parallel} + E_{Y/X}^2 R_{int}^{\perp} \right) \quad (2.27)$$

Où κ est une constante géométrique permettant de rendre compte de l'aire du pixel et de l'ouverture optique de la caméra. Tout comme le contraste de polarisation en réponse, on peut définir le contraste de polarisation en courant :

$$C_I = \frac{I_X - I_Y}{I_X + I_Y} = \frac{\kappa (E_X^2 - E_Y^2) (R_{int}^{\parallel} - R_{int}^{\perp})}{2I_{noir} + \kappa (E_X^2 + E_Y^2) (R_{int}^{\parallel} + R_{int}^{\perp})} \quad (2.28)$$

En régime BLIP (*Background Limited Regime*⁷), le courant noir peut par définition être négligé. Ainsi le contraste en courant devient :

$$C_I = \frac{R_{int}^{\parallel} - R_{int}^{\perp}}{R_{int}^{\parallel} + R_{int}^{\perp}} \frac{E_X^2 - E_Y^2}{E_X^2 + E_Y^2} = C_R \frac{S_1}{S_0} \quad (2.29)$$

Ici S_1 et S_0 sont les deux premières composantes du vecteur de Stokes. La donnée de sortie C_I du système détecteur est donc directement proportionnelle au rapport de deux composantes du vecteur de Stokes *via* une constante dépendante uniquement du détecteur ; et facilement déterminable comme décrit plus haut.

Une paire de pixels avec des réseaux orientés à 90° l'un de l'autre ne suffisent pas à déterminer complètement la polarisation d'une onde quelconque. En effet, considérons le cas d'un onde incidente polarisée rectilignement selon la diagonale d'un pixel. Sur le système décrit en fig. 2.15, cette onde donnera lieu à un signal identique sur les deux pixels et apparaîtra donc comme non polarisée, ce qui n'est pas le cas. Cela nous ramène au fameux problème du choix de la base de mesure de la polarisation, exploité dans de nombreux protocoles de cryptographie quantique. Un tel problème peut être résolu en ajoutant un troisième pixel avec un réseau unidimensionnel selon la diagonale du pixel. Cela permet en outre de remonter à la troisième composante du vecteur de Stokes.

Un tel système a été réalisé par notre laboratoire avec un système de 4 pixels 2.16. En intégrant un microbalayage selon la direction x et y , chaque pixel du quadruplet image le même point et l'on obtient une information complète de celui-ci [44].

La figure 2.17 montre diverses images réalisées grâce à une caméra de ce type par les équipe de TOL (Thales Optronics Ltd.). Le premier cliché montre le cliché habituel en intensité, les autres, montre les images réalisées en combinant les images venant de pixels d'orientation diverses. On remarque que la soustraction d'intensités mesurées sur des pixels orientés orthogonalement les uns aux autres

⁷Le régime BLIP correspond à la température de la caméra en-dessous de laquelle le bruit du détecteur est dominé par le bruit (fluctuations) des photons incidents [13].

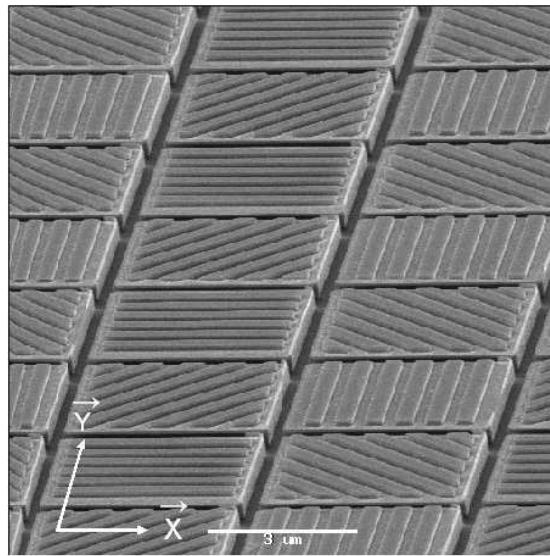


FIG. 2.16 – Image par microscopie électronique à balayage (MEB) d'un système de quatre pixels d'une caméra polarimétrique

(2^{ème} et 3^{ème} image) mettent en avant la polarisation de la lumière émise par des surfaces obliques, en l'occurrence les pare-brise et les capots des véhicules. Cette polarisation en réflexion due à l'inclinaison de la surface et bien connue des chefs opérateurs dans le milieu du cinéma, est analogue au changement de polarisation après réfraction. Le dernier cliché, représentant la phase entre les 2^{ème} et 3^{ème} composante du vecteur de Stokes permet de souligner les arrêtes à l'intérieur de la scène.

2.5 Réseaux bidimensionnels

Nous venons de voir longuement le fonctionnement et les applications d'un réseau unidimensionnel. Comme nous l'avons précédemment expliqué afin de ne pas être sensible à la polarisation de la scène on fait souvent appel à des réseaux bidimensionnels présentant un degré de symétrie suffisamment élevé. Ceci dit, le passage du cas 1D au 2D n'est pas spécialement trivial. Si les grandes tendances dégagées dans les paragraphes précédents en matière d'efficacité de couplage et de pertes restent toujours valable, la modélisation et les prédictions sont moins aisées.

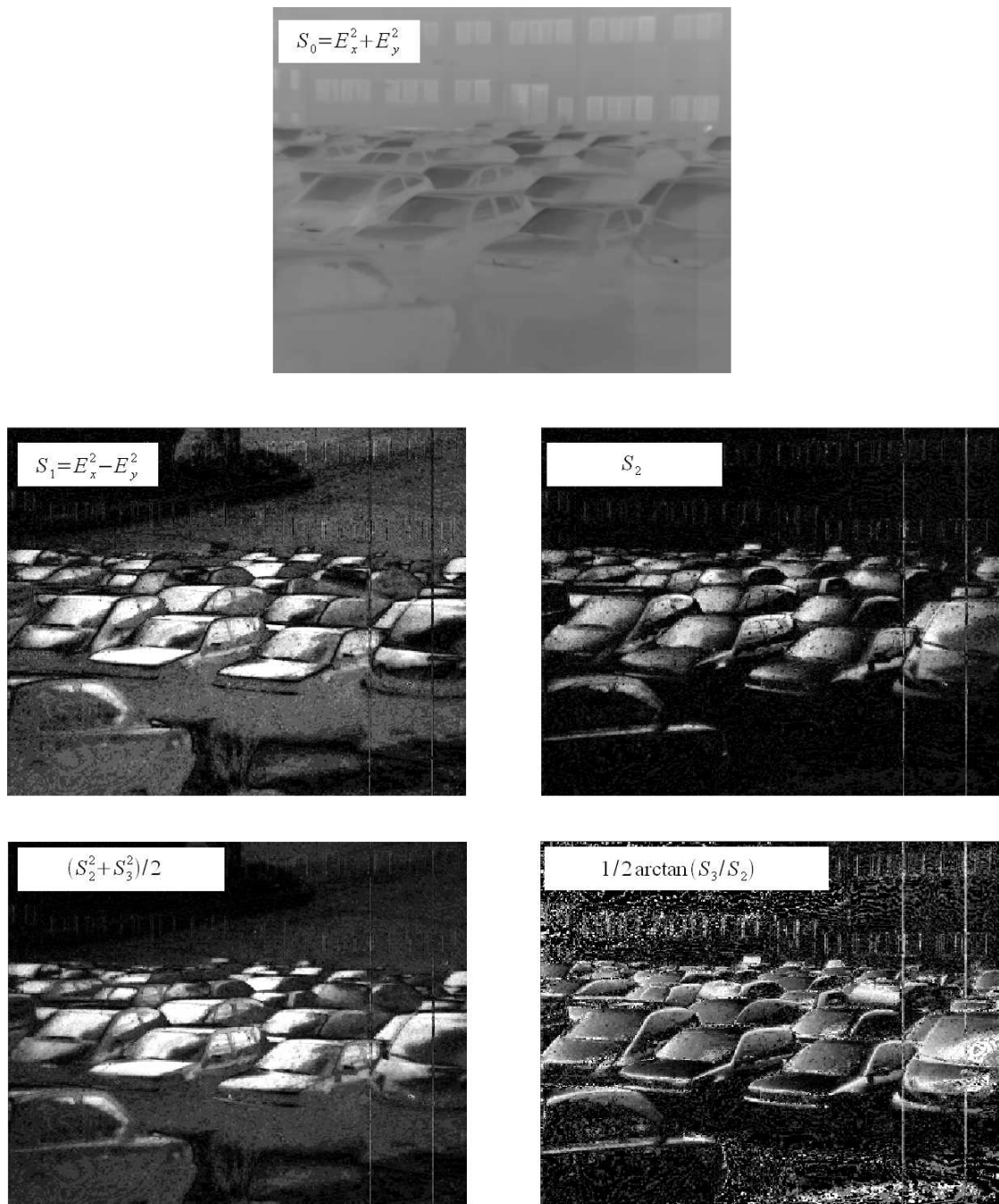


FIG. 2.17 – Image polarimétrique d’une scène. En haut, l’image classique en intensité. Les quatre autres clichés montre l’exploitation qui peut être faite des paramètres de Stokes. Crédits : Thales Optronics Limited.

2.5.1 Motifs et symétrie

À défaut de traiter de façon exhaustive le comportement d'un réseau bidimensionnel, nous suggérons ici plusieurs axes de réflexion, et présentons les diverses problématiques de ce sujet.

Motifs

Si l'on souhaite réaliser un réseau bidimensionnel binaire⁵, se pose une première question : celle de la forme utilisée pour faire composer le motif. Dans le cas unidimensionnel, le motif périodique ne peut être composé que de plots rectangulaires. Son extension naturelle en 2D est le carré, car il correspond au motif que l'on obtient en reproduisant le motif unidimensionnel selon deux axes orthogonaux. Cependant il en existe une infinité d'autres dans le cas bidimensionnel : circulaires, triangulaires, hexagonales, etc.

Le comportement électromagnétique du réseau étant en premier lieu dicté par sa première composante de Fourier, celle qui correspond à la période du réseau, le comportement du réseau ne devrait pas être énormément modifié par la forme du motif, celle-ci n'intervenant que dans les ordres supérieurs. Le choix d'un motif plus qu'un autre se justifierait donc plus par des contraintes technologiques que par des considérations physiques. De plus un changement de motif doit être considéré en même temps que celui de la symétrie de réseau.

Symétrie

Une symétrie possible pour le réseau bidimensionnel est construite selon deux axes orthogonaux. Ces deux directions constituant une base complète du plan, n'importe quel vecteur du plan peut y être entièrement décomposé, ainsi tout champ incident sera sensible aux deux axes périodiques. Encore une fois cette symétrie répond très bien aux besoins actuels, mais l'on peut s'interroger sur les autres choix existants, ne serait-ce que pour comprendre les enjeux du passage du 1D vers le 2D. On peut conserver une symétrie orthogonale tout en changeant le motif (fig. 2.21), mais alors dans les motifs hexagonaux et circulaires ne permettent plus de former un pavage du pixel, c'est-à-dire que mis côte à côte, ils ne peuvent pas recouvrir toute la surface du pixel. On peut obtenir un pavage avec des motifs hexagonaux à condition que leur répartition se fasse avec une symétrie hexagonale (fig. 2.19). C'est d'ailleurs la symétrie adoptée le plus souvent par la nature. Les questions du motif, de la symétrie et du taux de remplissage sont donc dans le cas bidimensionnel interdépendants.

De plus si le format des pixels venait à être modifié, pour des raisons industrielles ou même physiques (cf. partie 3.5), comme c'est le cas dans les appareils

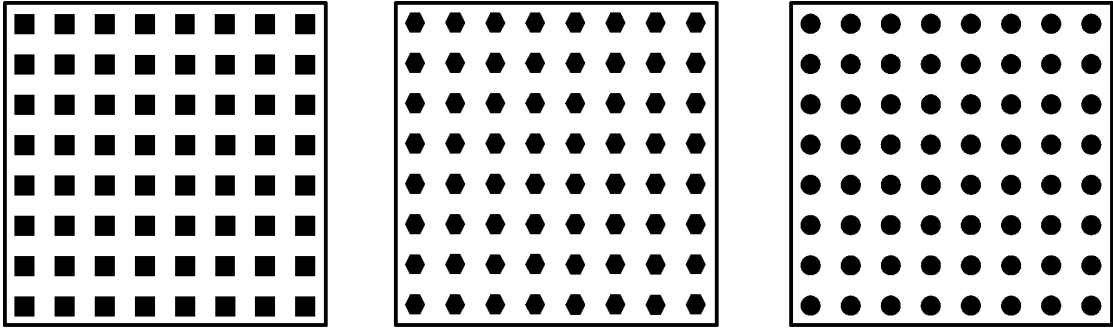


FIG. 2.18 – Différents réseaux à symétrie carrée. De gauche à droite : motif carré, motif hexagonal, motif circulaire.

photos numériques et sur la rétine, où les pixels sont hexagonaux, la question de la symétrie du réseau et donc celle du motif deviendrait un enjeu à part entière.

Polarité et taux de remplissage

Dans le cadre de l'optimisation du réseau unidimensionnel nous avons dit que seuls trois paramètres pouvaient être variés : la profondeur de gravure, le pas et le taux de remplissage. Dans le cas bidimensionnel ce dernier paramètre s'accompagne de la question de la polarité, par exemple dans le cas du réseau à motif carrés : les carrés doivent-ils être gravés ou en bosse ? On voit bien que dans le cas 1D cette question est traitée par le taux de remplissage. Dans le cas 2D les deux polarités ont deux comportements électromagnétiques distincts et doivent être traitées indépendamment du taux de remplissage. Effectivement, dans un cas le diélectrique sera connexe alors que ce sera le métal dans le second, or il est naturel de penser que le champ sera plus confiné s'il est dans une zone d'indice fort entouré par des zones d'indice faible. D'une manière générale, l'exemple des cristaux photoniques a montré la grande différence entre les propriétés des structures 2D de connexité inversée, en comparant par exemple, des structures faites de cylindres diélectriques à des structures présentant des trous cylindriques dans des diélectriques.

Orientation des axes par rapport aux bords du pixel

En revanche, une voie simple d'amélioration pouvant être envisagée dans l'état actuel des choses, serait de conserver la symétrie à deux axes orthogonaux mais en positionnant les axes selon les diagonales du pixel et non pas selon les arêtes. En effet, l'étude menée sur les réseaux unidimensionnels pour la polarimétrie décrits au paragraphe 2.4 a montré que les pixels ayant des réseaux obliques avaient une réponse bien meilleure (de l'ordre de 10%) que les autres (fig. 2.20). Ce comportement peut être expliqué par un guidage des modes à la surface du réseau qui

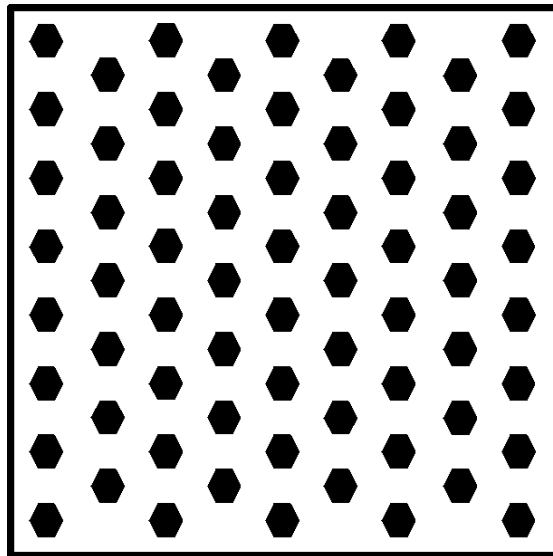


FIG. 2.19 – Autre exemple de pavage, le pavage hexagonal

seraient réfléchis à 45° en arrivant sur les bords du pixel (fig. 2.21). L'investigation de ce type de structure doit donc être prise au sérieux car elle peut amener à une amélioration de l'efficacité quantique avec peu d'efforts.

2.5.2 Revue des résultats numériques

Nous nous contenterons dans les paragraphes suivant de donner les résultats de simulations FDTD (*Finite Difference Time Domain*) réalisées par de multiples personnes pour notre laboratoire ou l'université de Ferrara, ayant donné lieu à la publication [45]. Pour ce qui est de l'interprétation, ces simulations diffèrent beaucoup de celles présentées dans le cas unidimensionnel, non seulement par le type de code utilisé (FDTD et non éléments finis) mais aussi parce que le résultat de sortie ne donne pas seulement la forme du champ au voisinage du réseau mais la puissance absorbée par la couche active. La forme de l'absorption des puits quantiques joue donc un rôle déterminant dans les courbes présentées par la suite.

On donne en figure 2.22 quatre campagnes de simulations FDTD portant sur un pixel de 7×7 périodes de $2,7\mu m$ avec un taux de remplissage de 50%, avec une couche active de 40 puits ($1,6\mu m$) et un contact supérieur de $0,7\mu m$.

Profondeur de gravure

Le premier graphique de la figure 2.22, permet de voir l'évolution de la puissance absorbée en fonction de la profondeur de gravure du réseau, et ce, dans le cas du

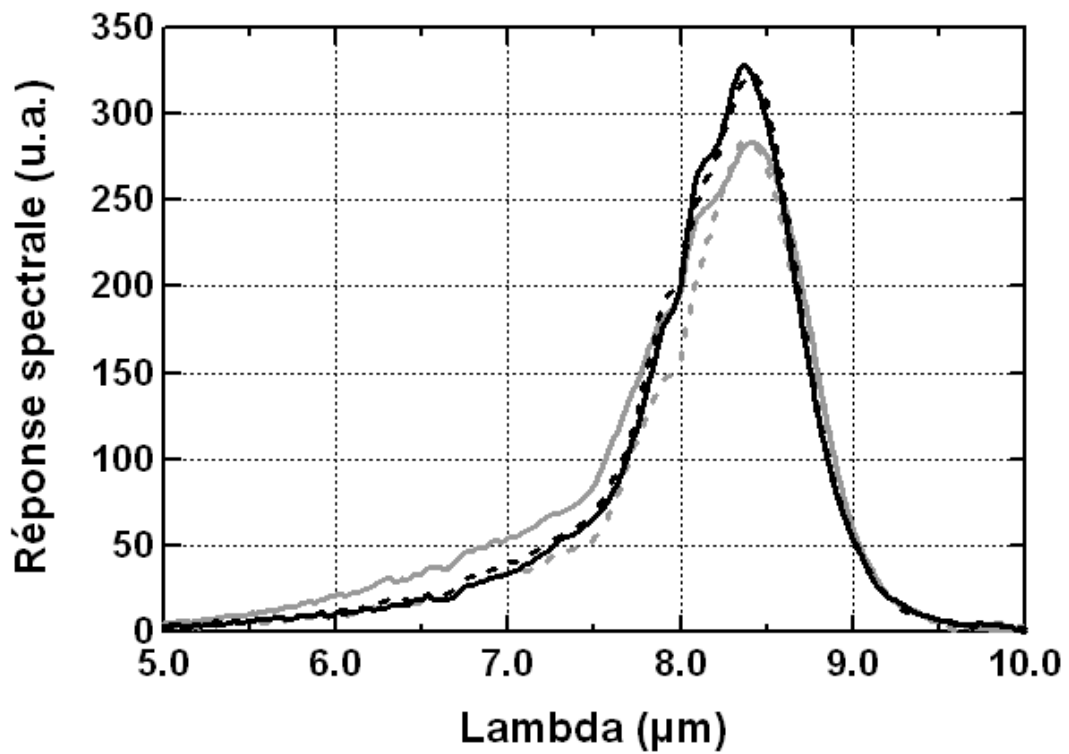


FIG. 2.20 – Réponse de quatre pixels polarimétriques en lumière non polarisée. En noir, trait plein : réseau à 135° du *mesa* ; pointillés : réseau à 45° du *mesa*. En gris, trait plein : réseau à 90° du *mesa* ; pointillés : réseau à 0° du *mesa*.

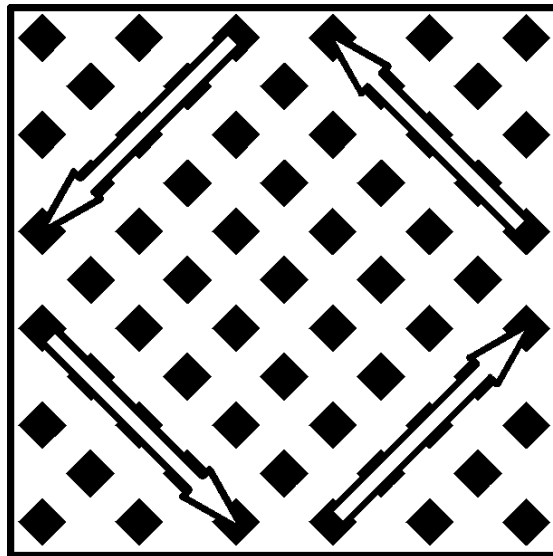


FIG. 2.21 – Réseau oblique, dont les axes périodiques sont orientés selon les diagonales du pixel. Les flèches représentent la circulation des modes à la surface du réseau.

métal parfait ou d'un métal approximé par un modèle de Drude, permettant de prendre en compte les interactions ondes/métal [46]. On voit que la profondeur de gravure optimum se situe aux alentours de $750nm$ ce qui diffère sensiblement du cas 1D vu précédemment où l'on obtenait un champ maximal pour une profondeur proche de $400nm$ (fig. 2.12 et 2.14). Le résultat avec un métal parfait est comparé avec celui d'un métal matérialisé par un modèle de Drude afin de le rapprocher du cas réel.

Épaisseur du contact supérieur

La variation du contact supérieur entraîne à la fois une variation d'amplitude mais aussi de la longueur d'onde centrale. La variation en amplitude s'explique facilement par le rapprochement de la couche active vers le réseau. Le champ étant exponentiellement décroissant depuis le réseau, l'augmentation de l'épaisseur entraîne une diminution de la valeur du champ au niveau de la couche active. La variation de la longueur d'onde au pic peut être expliquée par des effets de cavité verticale qui seront détaillés au paragraphe 3.3.

Taille du pixel

L'évolution de l'absorption en fonction de la taille du pixel a déjà été décrite dans la partie 2.4 et est justifiée par le couplage introduit par le bord des pixels que

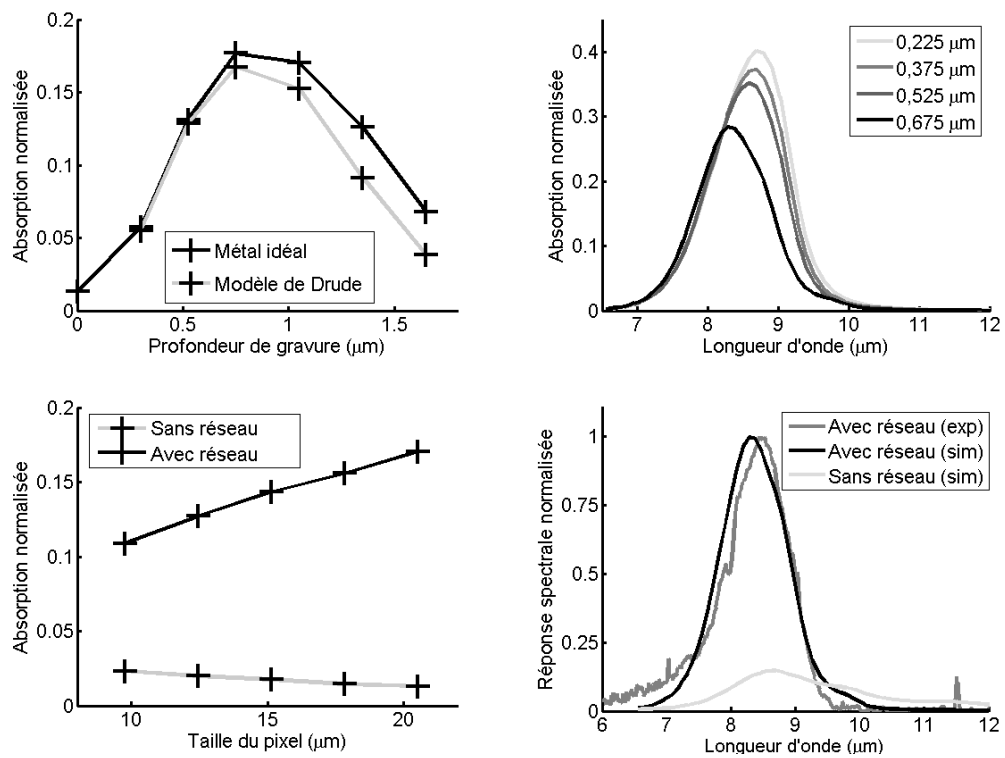


FIG. 2.22 – Dans le sens de la lecture, évolution de la puissance absorbée : en fonction de la profondeur de gravure, de l'épaisseur du contact supérieur, de la taille du pixel. Dernière figure : comparaison à des mesures, à titre de validation.

nous détaillerons au paragraphe 3.2. Dans le cas des pixels avec réseau l'absorption chute à cause de la diminution du nombre de période du réseau le rendant de moins en moins efficace, alors que dans le cas des pixels sans réseau le couplage est dominé par les effets de bords.

Chapitre 3

Autres sources de couplage dans un pixel

Dans les paragraphes précédents nous nous sommes intéressés à un couplage introduit volontairement et adapté à notre besoin. Il existe cependant d'autres objets diffractants inhérents au dessin d'un pixel qui peuvent donner lieu à un champ absorbable par les couches actives. Ces effets, quoique utiles, sont difficilement optimisables puisque non intentionnels. Leur comportement est souvent reproductible d'un pixel sur l'autre. Leur connaissance est nécessaire pour expliquer certains accidents, parfois heureux, dans la réponse d'un pixel. Si dans les paragraphes précédents, nous avons essayé de rentrer le plus possible dans le détail afin d'aboutir à la meilleure maîtrise possible du couplage par réseau, nous nous contenterons ici, en partant de cas concrets, de donner les tenants et aboutissants des grandes sources de couplage à titre informatif.

3.1 Angle d'incidence

Un moyen bien naturel d'avoir une projection non nulle du champ selon l'axe de croissance, donc absorbable serait de s'écarter de l'incidence normale. En effet jusqu'à présent nous nous plaçons toujours à incidence normale, considérant implicitement que le signal était focalisé sur le pixel par une lentille recevant un faisceau plan depuis une scène située à l'infini. Or rien ne nous empêche d'envisager un système optique tel que le signal soit incident avec un angle non nul par rapport à la normale au substrat.

Il faut cependant garder en mémoire que l'indice du GaAs à ces longueurs d'onde ($\sim 8\mu m$) est assez élevé : $\sim 3,2$; ce qui fait que l'angle d'incidence dans l'air, différera notablement de l'angle avec lequel le signal sera transmis dans le substrat. Une étude complète de l'influence de l'angle d'incidence sur la réponse

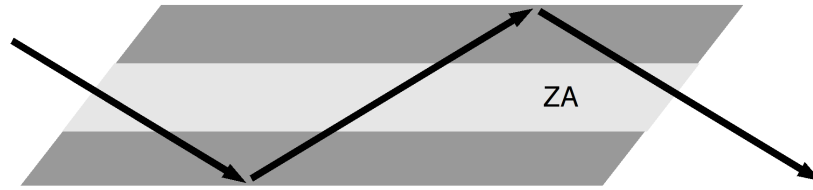


FIG. 3.1 – Configuration d’incidence avec un angle de 45° . Le GaAs agit comme un guide d’onde, entraînant des réflexions multiples à l’intérieur du substrat.

d’un détecteur QWIP peut être trouvée dans la référence [47].

L’incidence non normale est rarement utilisée dans des cas applicatifs mais très régulièrement à des fins d’études. Deux configurations particulières permettent en effet d’obtenir d’intéressants résultats [48]. La première consiste à arriver sur le substrat avec une onde polarisée dans le plan d’incidence et à l’angle de Brewster ($\sim 73^\circ$), dans ce cas l’intégralité du champ incident est transmise. Ce qui ne veut pas dire pour autant que tout le champ transmis est polarisé selon la direction de croissance et donc totalement absorbable.

Une autre procédure efficace mais plus complexe à mettre en œuvre consiste à entrer directement dans les couches actives avec un angle de 45° . Cela peut être obtenu en polissant les bords du substrat avec un angle de 45° et en entrant à incidence normale sur ces facettes (fig. 3.1). Compte tenu de l’indice relatif du GaAs et de l’air, l’angle de réflexion totale à l’intérieur du substrat sera de 17° . Le faisceau entrant dans le substrat sera donc entièrement réfléchi à chaque fois, le substrat agissant comme un guide d’onde.

3.2 Couplage par les bords

La prise de conscience de l’existence du couplage par les bords naît en étudiant l’évolution de la réponse en fonction de la taille du pixel et en comparant cette courbe dans le cas d’un pixel avec un réseau efficace et celui d’un pixel sans réseau. Comme le montre la figure 3.2, la densité de courant en sortie d’un pixel ayant un réseau diminue en même temps que son aire.

En effet dans le cas des pixels avec réseau, au fur et à mesure que la taille diminue, le nombre de périodes du réseau diminue et donc le réseau devient de moins en moins efficace et le couplage se dégrade. Dans le cas d’un pixel sans réseau, la densité de courant augmente lorsque la taille diminue. Au risque de se répéter, un tel résultat n’est possible que si la cause de cette augmentation dépend de la taille du pixel. L’origine de ce couplage est à chercher dans la diffraction du champ incident par les arrêtes à la base du *mesa*.

On représente sur les figure 3.3 et 3.4 des résultats de simulations illustrant le

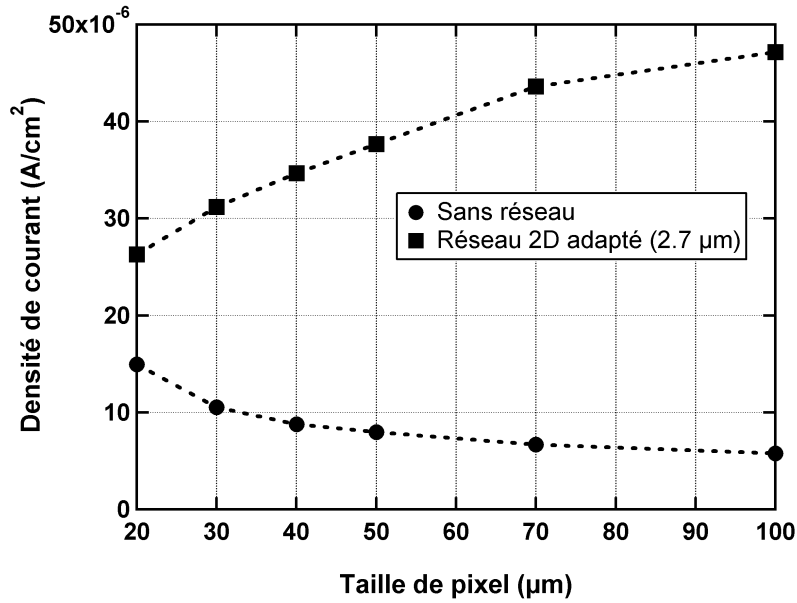


FIG. 3.2 – Densité de courant en fonction de la taille du pixel, avec et sans réseaux. On représente ici le courant en sortie d'un pixel éclairé par un corps noir, normalisé par son aire.

couplage par les bords. On y compare le comportement d'une structure de couplage seule ou dans un pixel avec des bords. Afin de décorréler le couplage par les bords de l'effet du réseau on donne aussi les résultats dans le cas de structures sans réseau (une simple métallisation). On voit que dans le cas d'une structure avec réseau le signal (à $\lambda = \Lambda$) est légèrement augmenté (20%) par la présence de bords, alors que dans le cas sans réseau, la présence de bords permet d'obtenir un signal deux fois supérieur à la structure seule. On peut aussi noter sur la figure 3.4, en comparant la structure sans réseau avec et sans bords que la diffraction par les arrêtes affecte énormément la répartition spectrale du champ. Dans le cas du métal seul, le champ E_z se forme à la surface suite à sa diffraction sur les extrémités, la forme du champ est entièrement dictée par la taille finie du métal donnant lieu à des résonances périodiques, facilement identifiables sur la figure 3.4.

Enfin ces effets dûs à un changement d'indice entre le GaAs et l'air vont être fortement affectés si les pixels sont entourés par un polymère de planarisation. Il faudra en plus de l'écart d'indice entre ce dernier et le GaAs prendre en compte les raies d'absorption dûes à la composition de cette résine.

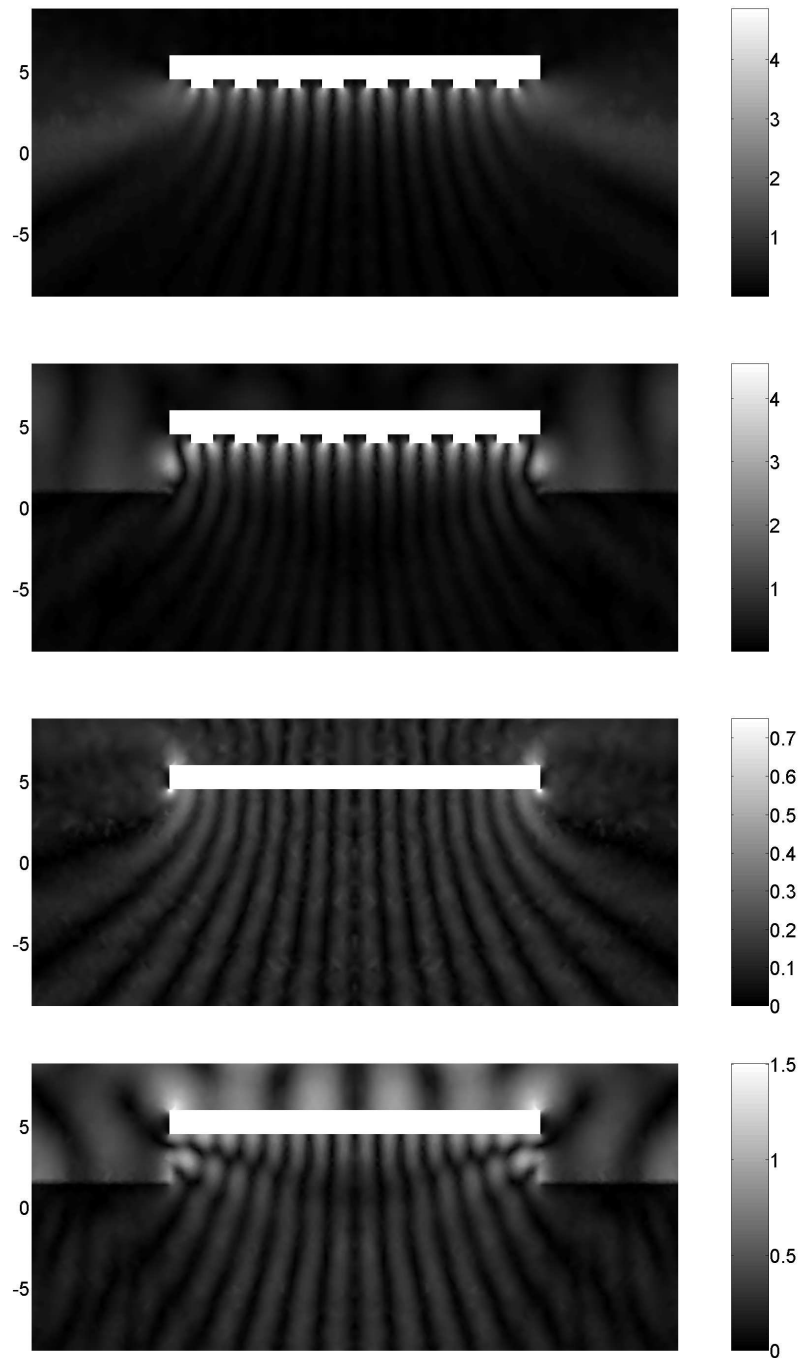


FIG. 3.3 – Effets du couplage par les bords. Cartographie simulée du champ absorbable, à la longueur d'onde du réseau ($2,7 \mu m$). On compare le cas de la structure métallique seule dans le GaAs avec la même structure au dessus d'un pixel entouré d'air. De haut en bas : réseau seul, pixel avec réseau, métal seul, pixel sans réseau.

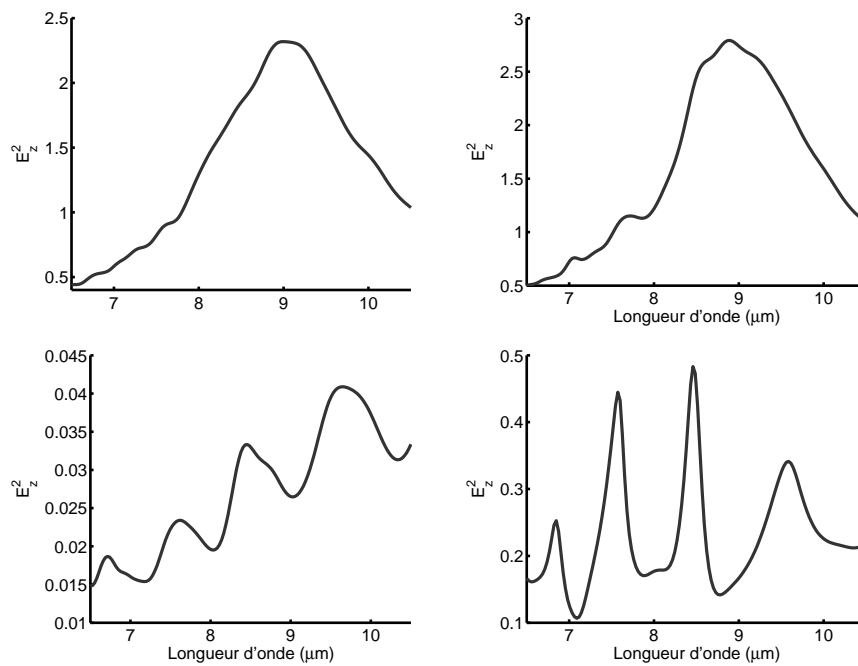


FIG. 3.4 – Effets du couplage par les bords. Intensité du champ E_z intégré sur la largeur du pixel et sur une hauteur de $1\mu\text{m}$ à partir du bas du réseau, en fonction de la longueur d'onde. On compare le cas de la structure métallique seule dans le GaAs avec la même structure au dessus d'un pixel entouré d'air. Dans le sens de la lecture : réseau seul, pixel avec réseau, métal seul, pixel sans réseau.

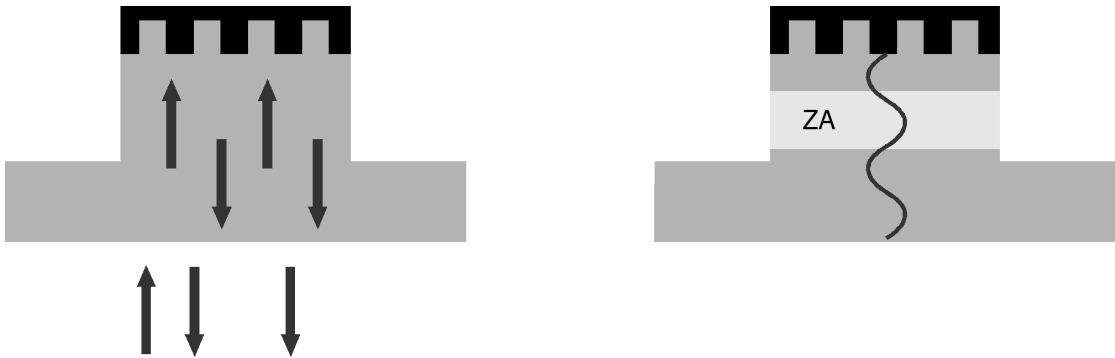


FIG. 3.5 – Effet de cavité verticale, à gauche : schéma des réflexions multiples ; à droite : onde stationnaire formée par les interférences.

3.3 Cavité verticale

Dans un pixel, la lumière réfléchiée par le réseau est renvoyée vers le substrat jusqu'à l'air où il sera partiellement encore une fois réfléchi (fig 3.5 gauche). Ce système de réflexion multiple forme donc une cavité Fabry-Pérot, créant des maxima et minima de champ distribués verticalement pouvant correspondre avec la zone active (fig. 3.5 droite). L'épaisseur du substrat doit donc être choisie avec soin lorsqu'il est aminci.

Ces effets de cavité verticale ont été, entres autres, observés par l'équipe de l'Office National d'Étude et Recherche Aéronautique [49,50] et a donné lieu à une thèse afin de développer un système d'imagerie par interférométrie intégrée. Ce type de dispositif peut par exemple être utilisé pour des applications de topographie.

Le GaAs absorbant légèrement l'infrarouge, le substrat est supprimé au maximum lorsque le détecteur est intégré à la caméra. Le substrat originellement de $650 \mu m$ est réduit jusqu'à quelques μm , soit en le plongeant dans une solution chimique soit physiquement sur des polisseuses. Une fois aminci le substrat est souvent traité de manière à éviter les reflets et ainsi éviter les effets de cavité verticale.

On donne sur la figure 3.6, les cartographies des champs pour un pixel avec et sans réseau, dont le substrat est fini ($3 \mu m$) et les spectres correspondants. Cette figure est à comparer avec celle du paragraphe précédent (3.3 et 3.4). On voit que si l'amplitude du champ à la longueur d'onde au pic du cas avec substrat infini n'est pas très affectée par le substrat fini, le reste du spectre est en revanche très influencé par les effets de cavité verticale créant de nouvelles résonances qui participeront au signal.

L'épaisseur du substrat n'est pas la seule distance à influencer la position des nœuds. Pour une taille de substrat donnée, la variation de l'épaisseur du contact

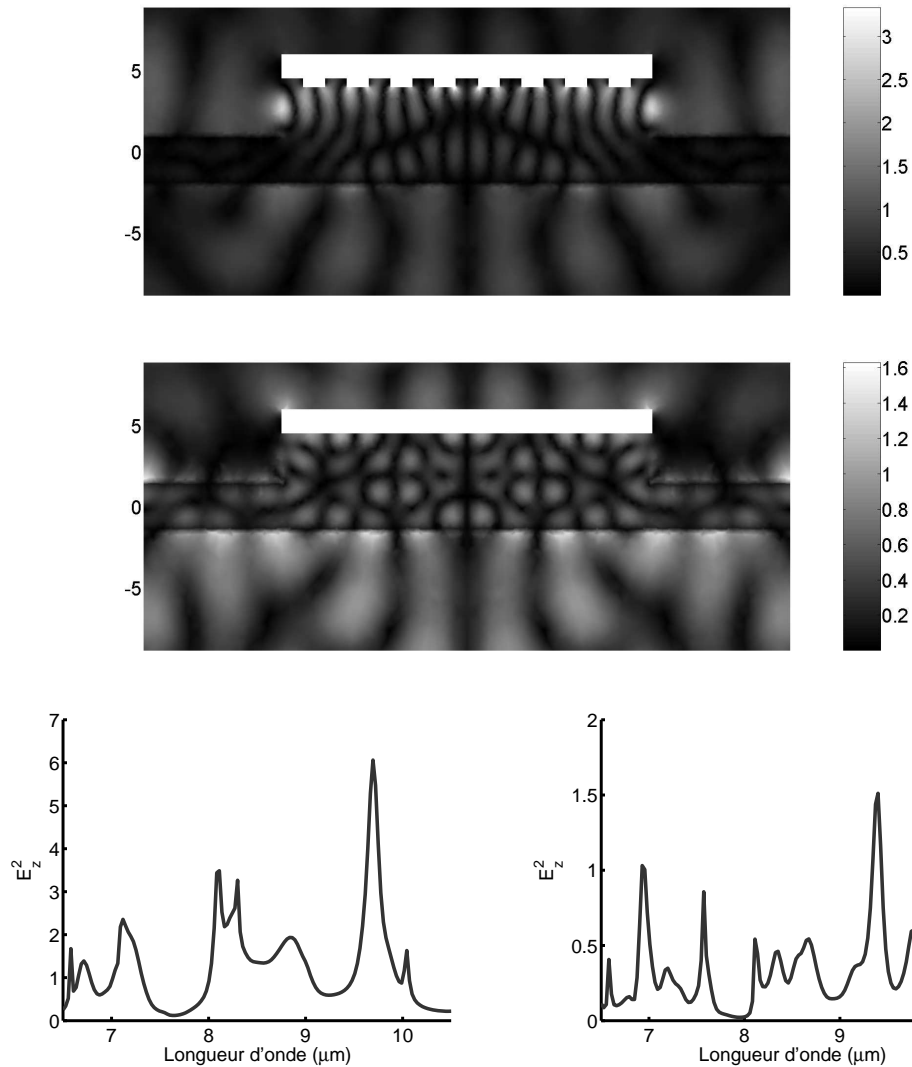


FIG. 3.6 – Effets de cavité verticale. Cartographie simulée du champ absorbable, à la longueur d'onde du réseau ($2,7 \mu\text{m}$). Cette figure est analogue à la figure 3.3, mise à part que cette fois l'épaisseur du substrat est finie. De haut en bas : cartographie d'un pixel avec réseau, cartographie d'un pixel sans réseau ; intensité du champ E_z intégré sur la largeur du pixel et sur une hauteur de $1\mu\text{m}$ à partir du bas du réseau, en fonction de la longueur d'onde, pour un pixel avec réseau et sans réseau.

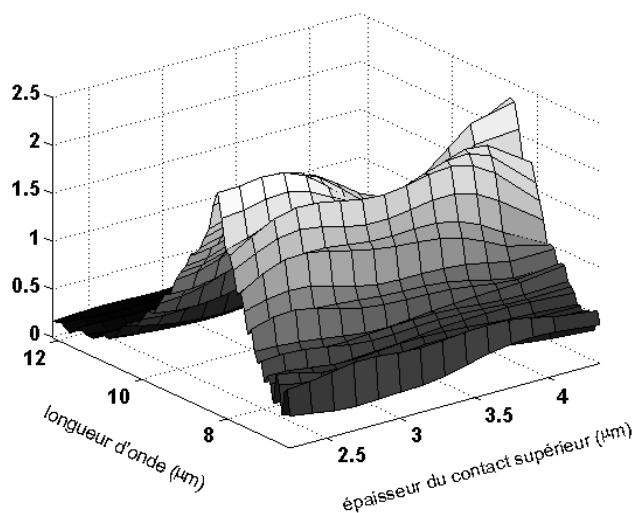


FIG. 3.7 – Variation de la puissance spectrale absorbée dans la couche active en fonction de l'épaisseur du contact supérieur.

supérieur modifie aussi la position des ondes stationnaires comme l'illustre la figure 3.7. Les ondes stationnaires ayant une période de $\frac{\lambda}{2}$, la distance entre un ventre et un nœud des interférences est de l'ordre de $\frac{\lambda}{4}$ soit 700 nm . Pour la réalisation d'un détecteur usuel, cette distance est fixe et bien inférieure à cette valeur. Cet effet n'est donc pas gênant, quoique optimisable. Par contre dans le cas d'un pixel bispectral où une deuxième zone active est située à quelques microns du réseau cet effet peut devenir crucial pour le bon fonctionnement du dispositif.

3.4 Cross talk

Si l'on considère le système optique le plus simple qui soit, c'est-à-dire l'image formée par un objet à travers une lentille, on doit, pour obtenir une bonne image, se placer dans les conditions de stigmatisme, c'est à dire quand un point de l'image ne correspond qu'à un seul point de l'objet source et réciproquement. Dans le cas d'un détecteur constitué de pixels, l'image est quantifiée ; c'est à dire que l'infinité de points de l'objet source, situés dans un angle solide se retrouve conjuguée à un nombre fini de points image. De façon analogue au stigmatisme classique, il faut pour avoir une image représentative, que, à un groupe de points de la source ne corresponde qu'un seul pixel. Autrement dit, deux pixels différents ne doivent pas recueillir le signal d'une même zone de l'objet.

Si l'on place correctement la lentille devant le détecteur, cette condition semble

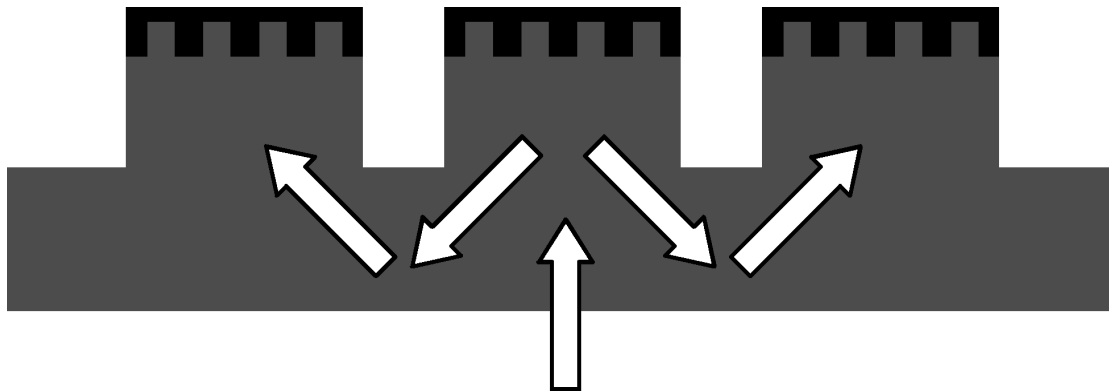


FIG. 3.8 – Schéma explicatif du *cross talk*. Le pixel central reçoit un signal de la scène, ce signal se réfléchit partiellement dans le pixel et est renvoyé vers le substrat où il subit une réflexion supplémentaire et aboutit dans un pixel adjacent.

remplie. Pourtant, un phénomène intrinsèque à la matrice de pixels doit aussi être pris en compte. Une partie du signal entrant dans un pixel, peut être réfléchi à l'intérieur de ce dernier vers le substrat, et se communiquer aux pixels voisins, c'est le phénomène de *cross talk*. Au signal reçu par un pixel directement de la scène s'ajoute donc une fraction de celui des pixels adjacents, comme l'illustre la figure 3.8.

Cet effet est bien illustré par l'étude d'une matrice de pixels polarimétriques. Considérons le cas d'une puce avec quelques pixels polarimétriques dont les réseaux sont orientés horizontalement et le reste, majoritaire, verticalement, comme sur la figure 3.9. On représente sur la même figure, la réponse de tous les types de pixels pour un éclairage polarisé verticalement ou horizontalement. À chaque fois le pixel dont le réseau est orienté perpendiculairement à la polarisation incidente répond beaucoup plus que celui orienté selon la polarisation. La réponse de ce dernier, insensible au signal incident est équivalente à celui d'un pixel sans réseau. Il faut pourtant remarquer (fig. 3.10) que dans le cas où le signal est polarisé horizontalement, la réponse des pixels insensibles à la polarisation (horizontaux et sans réseau) est beaucoup plus importante (de 50%) comparé au cas où le signal incident est polarisé horizontalement (dans ce cas là les pixels insensibles sont ceux avec les réseaux verticaux et sans réseau). On voit notamment sur le dernier graphique de la figure 3.10 que la réponse des pixels sans réseau passe de 30 à 20 suivant que le signal est incident verticalement ou horizontalement, alors qu'ils devraient ne pas être sensibles à cet effet.

Un tel écart de réponse s'explique par le fait qu'il y a beaucoup plus de pixels orientés verticalement qu'horizontalement sur l'échantillon. Donc dans le cas d'une onde incidente polarisée horizontalement beaucoup plus de pixels sont à l'origine

de *cross talk* fournissant un signal additionnel à l'onde incidente.

La réflexion à l'intérieur du pixel peut être due aux effets de bords soit directement au réseau. Non pas à la partie évanescente du champ créé à la surface mais à l'ordre 0. Dans le cas idéal cet ordre est réfléchi dans la direction normale au réseau mais les imperfections de fabrication peuvent induire un angle différent. Comme nous le verrons par la suite les flancs des pixels peuvent aussi être sources de réflexions internes et participer au *cross talk*.

Encore une fois les réflexions sur le substrat sont supprimées par le traitement anti-reflet qu'il subit. Cependant ce traitement n'est jamais parfait (car dépendant de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde) et les moyens pour la lumière de se réfléchir dans le pixel sont nombreux.

3.5 Format du pixel, effets de cavité horizontale

La taille finie du pixel introduit, de plus, des effets de cavité horizontale [50]. Ces effets, qui sont à distinguer de la diffraction par les bords, où le signal est diffracté par un obstacle, sont dus aux réflexions multiples sur les flancs du pixel, qui vont de pair avec le fait que la lumière soit confinée à l'intérieur du pixel. On pourrait d'ailleurs s'interroger si les flancs des pixels ne pourraient pas être entièrement métallisés afin d'obtenir un objet beaucoup plus résonnant.

Ces effets de cavité horizontale seraient d'autant plus à considérer si l'on venait à modifier la géométrie du pixel. En effet nous avons vu plus haut (paragraphe 2.5.1) que les bords des pixels pouvaient guider les modes de surface du réseau si celui-ci était orienté obliquement aux flancs du pixel. On pourrait donc, en plus d'éventuelles raisons de fabrication technologique, songer à modifier la forme du *mesa* pour tirer avantage de ce phénomène. Cela obligerait alors à étudier en détails les effets de cavité horizontale en fonction de la géométrie choisie. On pourrait même envisager des structures sur le modèle des *whispering galleries* couramment employés dans les lasers.

3.6 Discussion sur la séparation des variables photoniques et électroniques

Après tous les calculs d'électromagnétisme effectués dans les parties précédentes il est légitime de se poser la question de la séparabilité des problèmes électromagnétiques et de transport. À titre d'exemple, nous avons jusqu'à présent considéré de manière un peu naïve que le champ incident traversait une première fois la couche active sans être altéré. Cela est défendable aux vues des arguments de sensibilité à la polarisation présentés précédemment, mais on peut se demander si la variation

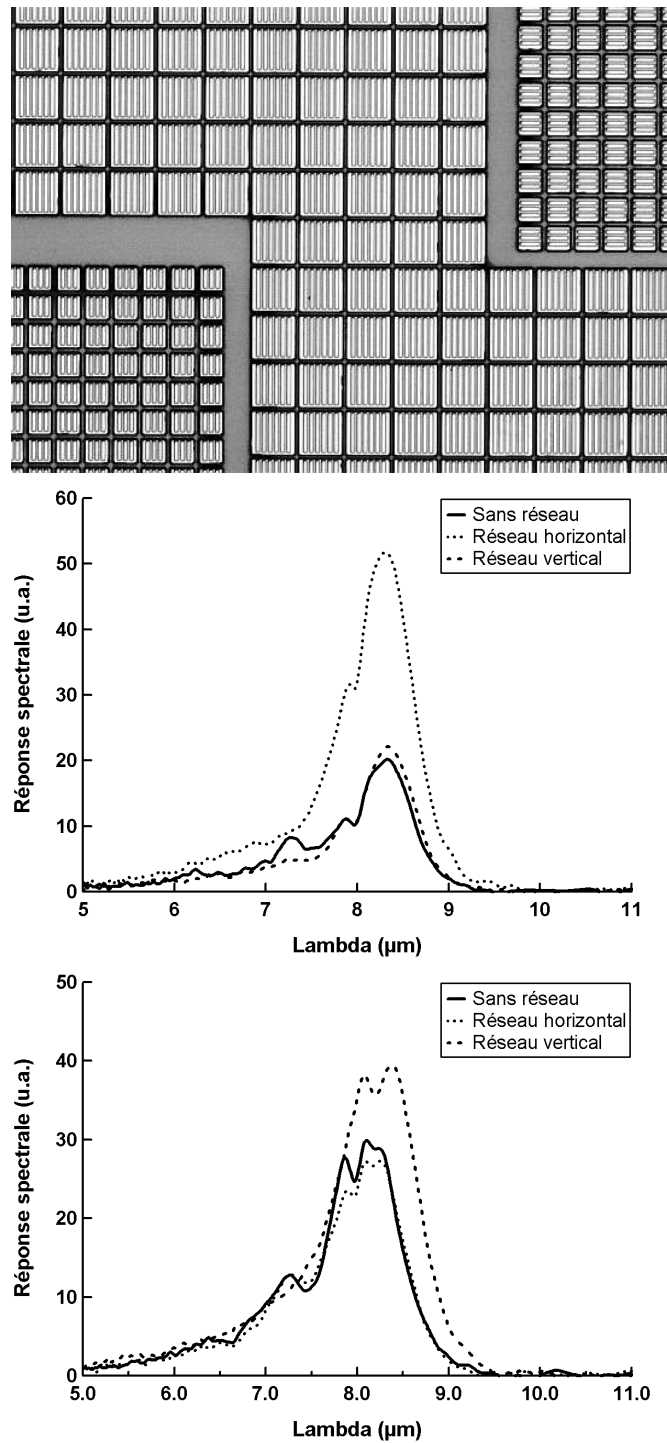


FIG. 3.9 – Réponse de trois pixels dont les réseaux sont orientés différemment. En haut, le faisceau incident est polarisé verticalement. En bas, horizontalement.

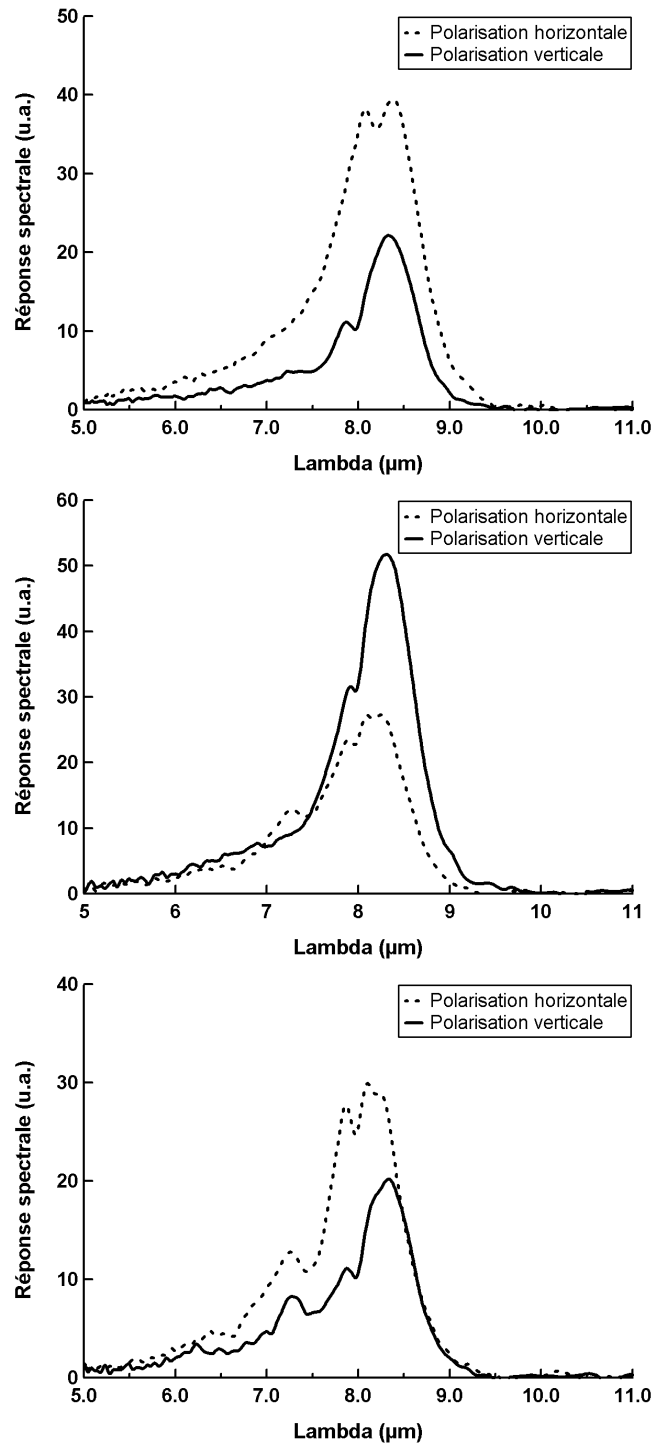


FIG. 3.10 – Réponse d'un pixel pour différentes polarisations incidentes. En haut, le réseau du pixel est orienté verticalement. Au milieu, horizontalement ; en bas, le pixel n'a pas de réseau.

de l'indice optique le long du trajet n'affecte pas la propagation. Nous considérons que le champ incident servait ensuite de source à une onde de surface confinée à l'interface métal-diélectrique, dont nous avons déterminé les caractéristiques, et que cette dernière était absorbable en l'état par la couche active. Là encore, nous pouvons nous interroger sur une possible influence de la couche active sur la forme du mode à la surface du réseau.

On peut, à défaut d'y répondre, donner des éléments de réflexion sur ce problème. L'effet qui serait le plus important serait certainement celui de la déformation de la décroissance du champ par les premiers puits de la couche active. Au-delà de toute considération d'intensité et de gabarit spectral mais simplement en s'interrogeant sur la répartition spatiale du champ on pourrait en première approximation regarder ce qu'il advient d'un champ exponentiellement décroissant en traversant un empilement périodique de matériaux d'indices différents modélisant les puits et les barrières.

On pourrait ensuite envisager l'absorption par les porteurs libres dans les contacts. En effet les contacts sont réalisés dans les pixels au moyen de couches de GaAs dopées à 10^{18}cm^{-3} et dont les électrons absorbent certainement une partie du signal.

Le problème de la séparabilité se pose peut être plus en terme de réalisation technique qui rend parfois ardu la conciliation d'un dessin optimal à la fois pour le transport électronique et pour le couplage optique. À titre d'exemple on peut citer le cas des contacts ohmiques sur lesquels nous reviendrons largement par la suite dans la partie qui leur est consacrée. En effet le contact métallique sur le dessus des pixels des détecteurs quantiques a un double rôle. Celui de venir récupérer les électrons du photocourant et de la tension de polarisation, pour cette raison il nécessite un métal avec la conductivité la plus haute possible et un recuit *flash* altérant la surface du métal. Or, ce métal est aussi crucial pour le coupage optique car il sert de "miroir" pour les photons et pour cette raison doit avoir l'indice le plus élevé possible en valeur absolue et *a priori* un état de surface le plus propre possible.

Un dernier effet à prendre en compte, mais sûrement d'ordre bien supérieur, pourrait être causé par l'application d'une tension aux bornes du dispositif.

L'effet de couplage dominant dans les pixels de taille supérieur à $20\mu\text{m}$ est dû au réseau. Le chapitre précédent donne les clefs pour comprendre et améliorer ce dispositif. Néanmoins dans la réalité, la taille finie du pixel horizontalement et verticalement, introduisant de multiples phénomènes de diffraction, réflexion et diffusion, vient modifier de façon notable le champ créé par le réseau. Dans la pratique le nombre d'effets est certainement beaucoup plus grand, les imperfections

technologiques, la rugosité des interfaces et la déviation par rapport à l'incidence normale sont autant de causes à la distorsion du simple couplage par réseau. On peut d'ailleurs s'interroger si la maîtrise de ces effets ne permettrait pas de s'affranchir d'un réseau si la taille des pixels mise en œuvre dans les détecteurs venait à diminuer.

La modélisation numérique de tous ces processus nécessite une résolution en trois dimensions, à laquelle pourraient être ajoutés de plus en plus d'éléments afin de se rapprocher de la réalité. De tels codes sont en développement mais nécessiteront toujours une validation continue par l'expérience. L'essentiel de ce chapitre a été d'énumérer les effets en présence, apparus au grès de mesures en désaccord avec les attentes. À défaut de pouvoir prédire exactement la résultante de tous ces effets sur la réponse d'un pixel, il est déjà bon d'en avoir conscience.

Conclusion de la première partie

Cette première partie a été l'occasion de revenir sur tout l'historique et le fonctionnement des détecteurs infrarouge quantiques que sont les QWIPs et les QCDs. Nous avons notamment rappelé la nécessité du couplage optique pour rendre le champ absorbable.

Nous avons, d'une façon aussi rigoureuse que possible, expliqué comment un flux de photons incident pouvait donner naissance à une onde de surface sur un réseau gravé au-dessus du pixel. La mise en équation du problème grâce aux équations de Maxwell nous a permis d'introduire tout le formalisme pour traiter le champ proche. Il sera nécessaire pour la suite. Nous avons essayé non seulement de fournir une intuition de la forme du champ à l'intérieur du pixel mais nous avons aussi présenté le résultat du calcul exact dans le cas perturbatif. Outre la forme du champ, nous avons détaillé les divers phénomènes électromagnétiques modifiant la dispersion des ondes à la surface d'une interface structurée, permettant l'existence de tels modes. Les résultats numériques dans les cas unidimensionnel et bidimensionnel devraient permettre à l'avenir d'exploiter les réseaux de façon optimale. La présentation détaillée des divers phénomènes électromagnétiques inhérents au pixel nous a permis de mettre en avant la nécessaire maîtrise du processus de fabrication. Parmi eux, l'amincissement semble être l'un des points susceptibles d'amélioration.

Nous avons également étudié en détails la faisabilité de caméras discriminant la polarisation du rayonnement thermique. Cette capacité a depuis été industrialisée. Enfin nous espérons dans les mois à venir, la réalisation de pixels avec un réseau orienté obliquement au *mesa* qui pourraient alors être adoptés pour la production des caméras futures.

Cependant ces variations autour d'un dessin déjà amplement utilisé ne permettront pas un franc dépassement des performances déjà atteintes du QWIP. Afin d'amener ce détecteur au niveau des autres technologies similaires une rupture technologique doit être envisagée. Cette dernière peut être cherchée dans de nouvelles structures de couplage optique, assurant toujours l'absorption du flux incident mais permettant également de jouer sur sa forme à l'intérieur du pixel. L'ajout d'une étape technologique telle que l'implantation ou bien l'utilisation d'un

nouveau type de contact en-dessus du pixel peuvent aussi répondre à cette attente. Ces perspectives sont l'objet des chapitres suivants.

Deuxième partie

Concentrateurs de lumière

LES travaux menés sur le champ proche des réseaux métalliques, et dont nous avons donné un aperçu à la première partie, semblent avoir montré toute l'étendue des possibilités de ce mécanisme de couplage dans le cadre des détecteurs à puits quantiques. De nouvelles structures optiques doivent être imaginée pour poursuivre l'amélioration de ces détecteurs.

Nous envisageons dans cette partie deux nouveaux réseaux de couplage atypiques. Dans le chapitre suivant nous continuerons de développer la théorie des réseaux métalliques présentée dans la première partie, pour des structures plus complexes, permettant non seulement de coupler le flux incident mais aussi de maîtriser la forme de l'onde à sa surface. Nous validerons ces structures dans le gigahertz avant de les appliquer aux pixels de caméra QWIPs dans le chapitre 5.

Nous introduirons aussi une nouvelle étape technologique dans la fabrication de ces pixels : l'implantation de protons. Nous démontrerons que ce procédé permet de réduire de façon maîtrisable le bruit dans un pixel. L'implantation s'averera aussi être un outil élégant pour étudier finement les structures optiques que nous proposons. Surtout, nous espérons que cette étape couplée avec une nouvelle structure de couplage permettra, à terme, une rupture dans les performances de ces détecteurs.

Chapitre 4

Concentrateurs de lumière : théorie et validation

Le but de ce chapitre est de développer une nouvelle structure optique qui permettrait de concentrer l'intégralité du champ incident sur un pixel, au centre du réseau. Si un tel dispositif pouvait être mis au point, on pourrait alors imaginer une solution pour supprimer l'absorption des puits dans toute la région qui ne "voit" pas ce mode et réduire d'autant le bruit. Ce point sera l'objet du chapitre suivant. On découple donc deux aspects du pixel en optimisant séparément le comportement des électrons (concentrer le transport électronique au centre du pixel) et celui des photons (concentrer au centre du pixel la lumière incidente sur la totalité du pixel) et ainsi diminuer le bruit d'un pixel tout en conservant un signal constant. On donne une représentation schématique de ce dispositif 4.1.

Cependant toute l'approche du couplage développé dans la première partie doit rester valide afin que le champ incident soit absorbable. En d'autres termes, le réseau que nous souhaitons mettre au point doit répondre à la double fonction du couplage et de la concentration. Ce réseau doit se comporter, en quelque sorte, comme une lentille de focale nulle.

4.1 Théorie

Les deux aspects du concentrateur : cavité et couplage peuvent être décrits séparément, cependant combiner ces deux effets de manière cohérente n'est pas anodin. La démarche que nous allons adopter ici sera d'abord de mettre au point une cavité de surface avec un réseau métal/dielectrique puis de la coupler aux ondes à incidence normale. On aurait pu aussi concevoir le concentrateur comme étant un réseau couplant le champ incident à des ondes de surfaces, auquel on viendrait superposer un deuxième réseau pour texturer ses ondes pour les confiner au

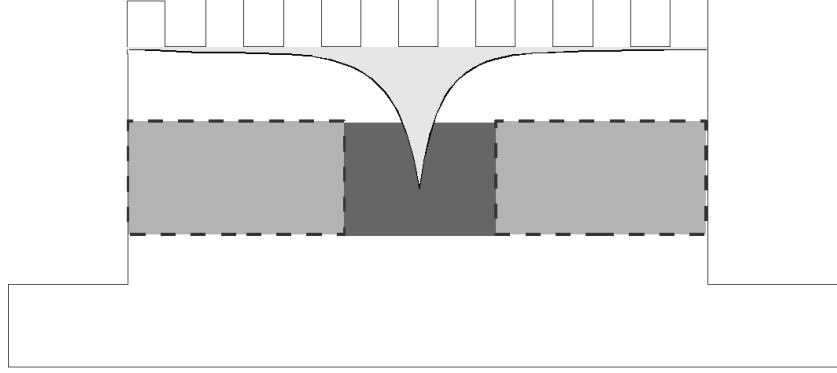


FIG. 4.1 – Schéma d'un pixel avec un concentrateur de lumière et une zone active circonscrite au centre du pixel.

centre. Ses deux approches sont strictement analogues. On trouvera la proposition théorique d'une telle structure aux références [51, 52].

4.1.1 Création d'une cavité de surface

Dans ce paragraphe, on ne considère aucun couplage, il faut donc s'imaginer que le réseau est éclairé par un faisceau à incidence rasante. On suppose de plus le réseau infini dans les deux directions.

Réseau de Bragg : dispersion de la bande interdite

Nous avons vu au paragraphe 2.3.4 qu'un réseau de période Λ agit comme un réseau de Bragg, en créant des ondes stationnaires de périodes 2Λ , ayant leur extrema soit sur les plots soit sur les sillons du réseau 2.8. Revenons un peu plus en détails sur la dispersion de ce réseau. L'ouverture d'une bande interdite en $k = \frac{K}{2}$, a pour effet de créer deux branches dans la dispersion : une au-dessus du cône de lumière et une en-dessous. Le calcul théorique du champ sur une telle structure [34], permet de connaître la distribution de champ. On définit les notations sur la figure 4.2.

Les champs peuvent être écrits :

$$E_{\perp}^{+/-}(r_{\parallel}, r_{\perp}) = E_0 f(r_{\perp}) \left[\alpha e^{-i\frac{K}{2}r_{\parallel} + \phi^{+/-}} + \beta e^{+i\frac{K}{2}r_{\parallel} + \phi^{+/-}} \right] \quad (4.1)$$

Par symétrie on déduit la forme de l'onde stationnaire formée par les deux ondes contrapropagatives :

$$E_{\perp}^{+/-}(r_{\parallel}, r_{\perp}) = E_0 f(r_{\perp}) \cos\left(\frac{K}{2}r_{\parallel} + \phi^{+/-}\right) \quad (4.2)$$

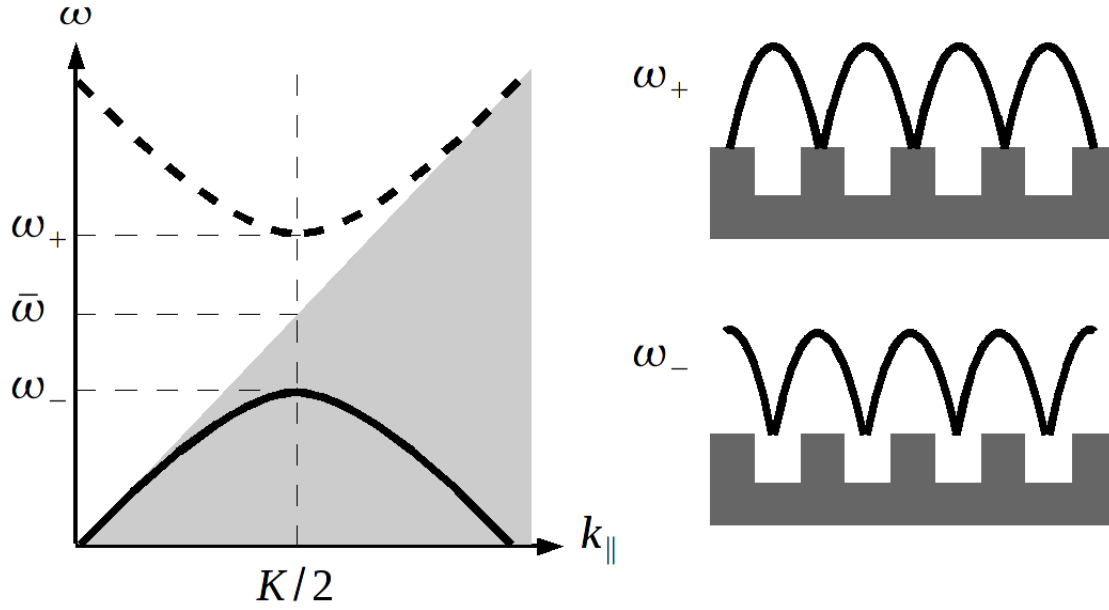


FIG. 4.2 – À gauche dispersion de la bande interdite. À droite profil du champ électrique aux extrémités des deux bandes.

Avec : $\phi^+ - \phi^- = \frac{\pi}{2}$. Au sommet de la bande inférieure, les maxima sont situés sur les zones métallisées, à l'inverse au bas de la bande supérieure les maxima sont au-dessus des sillons. La branche supérieure est ici représentée en pointillé, car, étant au-dessus du cône de lumière cet ordre n'est pas confiné à la surface du réseau mais radié. Rigoureusement, ce mode n'existe donc pas, on le représente ici uniquement dans un souci explicatif.

Les références [34, 53–56] donnent les paramètres de la bande interdite (centre $\{\bar{\omega}, \bar{k}\}$, et extrémités ω_-, ω_+), dans le cas d'un réseau entre deux diélectriques. Rappelons que dans le cas du métal parfait ces résultats sont toujours valables mais doivent être ré-interprétés. Notamment ω_+ n'a plus de sens puisque situé au-dessus du cône de lumière. En supposant un réseau de la forme $p(x) = h_B \times \sin(Kx)$, on obtient les paramètres suivants :

$$\bar{k} = \frac{K}{2} = \frac{2\pi c}{2\Lambda} \quad (4.3)$$

$$\bar{\omega} = \bar{k}c = \frac{2\pi c}{2\Lambda} \quad (4.4)$$

$$\omega_- = \bar{\omega} \times \sqrt{1 - \left(\frac{K}{2}h_B\right)^2} \quad (4.5)$$

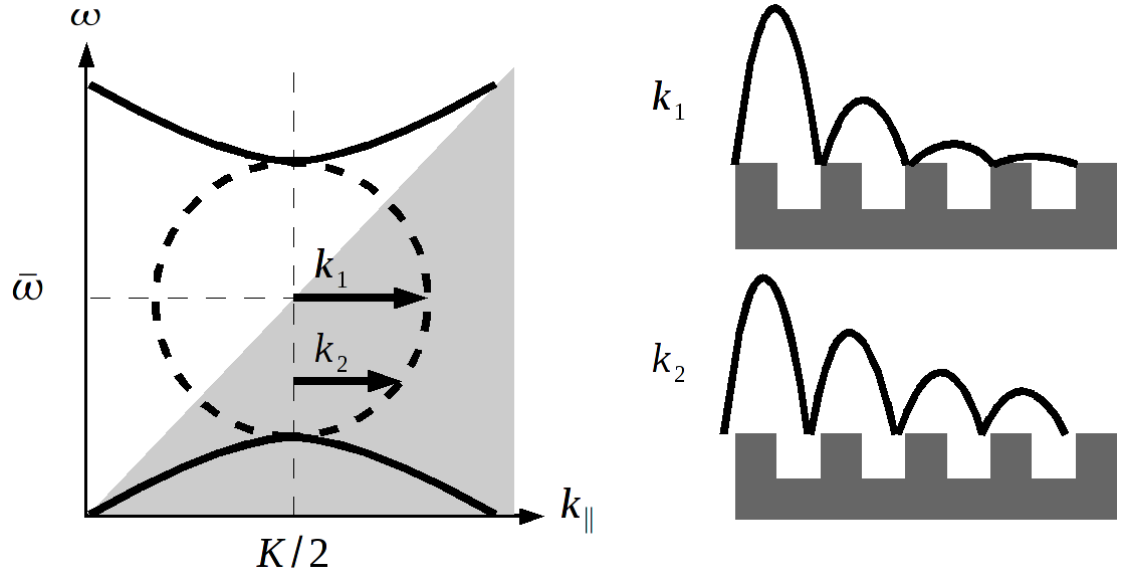


FIG. 4.3 – À gauche : dispersion de la bande interdite. On représente la partie imaginaire des vecteurs d'onde en pointillés. À droite, on représente le profil du champ pour deux positions dans la bande interdite.

On peut désormais s'intéresser à ce qui se passe à l'intérieur de la bande interdite. S'il n'existe pas d'onde se propageant, i.e. avec un vecteur d'onde réel ; il existe nonobstant une dispersion pour les vecteurs d'onde imaginaire, que l'on représente sur la figure 4.3. Le calcul montre que dans le cas du réseau métallique, cette dispersion est circulaire et centrée sur le centre de la bande interdite.

Dans la bande interdite, les vecteurs d'onde ayant une partie imaginaire, l'expression du champ (eq. 4.1) prend la forme :

$$E_{\perp}(r_{\parallel}, r_{\perp}) = E_0 f(r_{\perp}) e^{-\Im(k_{\parallel})r_{\parallel}} \cos\left(\frac{K}{2}r_{\parallel} + \phi\right) \quad (4.6)$$

c'est à dire une onde exponentiellement décroissante. Suivant la position dans la bande interdite, la valeur de $|k_{\parallel}|$ varie, donnant lieu à des ondes plus ou moins décroissantes. À titre d'exemple, on a représenté sur la figure 4.3, deux ondes ayant des vecteurs d'onde différents. La dispersion de ces ondes étant circulaire, la plus forte décroissance sera obtenue pour l'onde au centre de la bande interdite, c'est à dire en $\bar{\omega} = cK/2$ (dans le cas perturbatif). Compte tenu de la position des maxima aux extrémités de la bande interdite, on ne peut avoir, pour des raisons de symétrie, que les maxima au-dessus des arêtes des plots en centre de bande interdite.

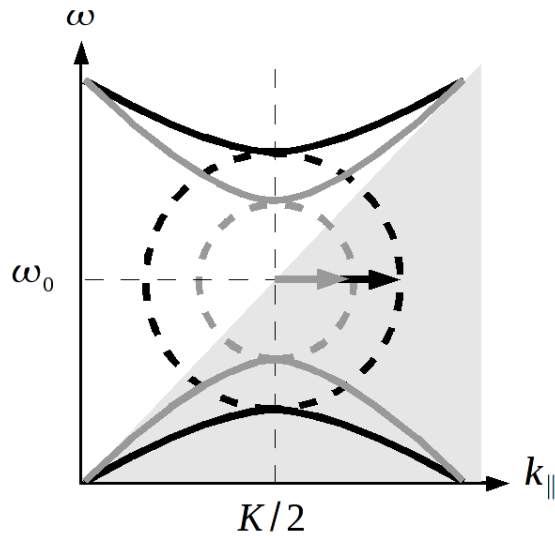


FIG. 4.4 – Variation de la hauteur de bande interdite pour deux profondeurs de gravure. La dispersion en noir correspond à un réseau plus gravé que la dispersion grisée.

De la profondeur de gravure

Si l'on se place au centre de la bande interdite, on peut néanmoins faire varier le module du vecteur d'onde en jouant sur la profondeur de gravure. En effet, on peut montrer [34], que la hauteur de la bande interdite $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$ est croissante avec la profondeur du réseau h . Une fois de plus la dispersion de la bande interdite étant circulaire on a, au centre de la bande interdite :

$$\mathfrak{S}(k_{\parallel}) = \frac{\Delta\omega}{2c} \quad (4.7)$$

En conséquence $|k_{\parallel}|$ croît aussi avec la profondeur (fig. 4.4).

Deux miroirs de Bragg

Si l'on peut à partir d'un miroir de Bragg donner naissance à des ondes exponentiellement décroissantes, on peut imaginer une configuration où à l'aide de deux de ces miroirs on obtienne une cavité de surface. En effet, en mettant deux réseaux côte à côte, les ondes venant de la gauche décroîtront sur toute la longueur du miroir de droite, de même dans le miroir symétrique pour les ondes venant de la droite (fig. 4.5).

Si l'on veut jouer sur la concentration du champ à l'intérieur de la cavité, on peut, comme décrit au paragraphe précédent, jouer sur la profondeur de gravure.

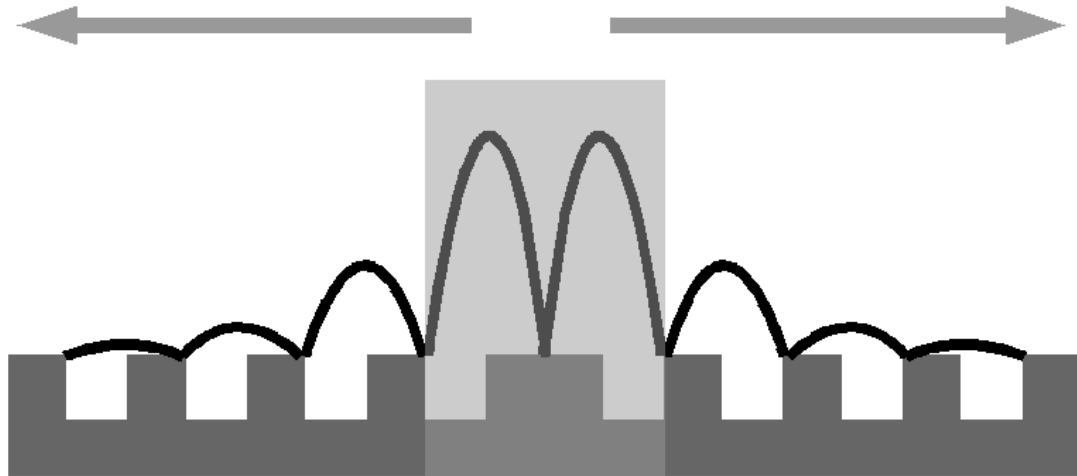


FIG. 4.5 – Schéma idéalisé d'une cavité de surface à l'aide de deux miroirs de Bragg. La cavité est ici représentée en grisé.

Il faut cependant garder à l'esprit plusieurs points. Le premier étant que les miroirs sont ici supposés infinis, et l'on peut s'attendre à ce que dans le cas d'une structure finie les propriétés décrites plus haut soient altérées. Deuxièmement les ondes sont supposées à incidence rasante, ce qui ne correspond pas à la situation où nous trouverons à l'intérieur d'un pixel. Pour cette dernière raison il est nécessaire d'ajouter à cette structure de Bragg, un réseau de couplage, afin de pouvoir exciter la cavité avec une onde à incidence normale.

4.1.2 Couplage de la cavité aux ondes incidentes

Il s'agit donc maintenant de coupler efficacement les ondes incidentes aux deux réseaux de Bragg que nous venons de décrire. Tous les paramètres du réseau de couplage ont été étudiés en détails à la partie 2. Tout l'enjeu maintenant est de combiner les deux dispositifs de manière constructive. Réfléchissons d'abord à comment coupler une seule structure de Bragg, on verra ensuite la question de comment coupler la cavité de surface entière.

Accord du pas des réseaux

Nous savons que le champ couplé à la surface d'un réseau a ses extrema au niveau des arrêtes de ce réseau. De plus nous venons de voir, pour ce qui est de la structure de Bragg, que le mode le plus décroissant (celui que nous voulons), a ses maxima sur les arrêtes du réseau de Bragg. Si l'on veut exciter ce mode avec un réseau de couplage le plus efficacement possible, il faut pouvoir faire correspondre

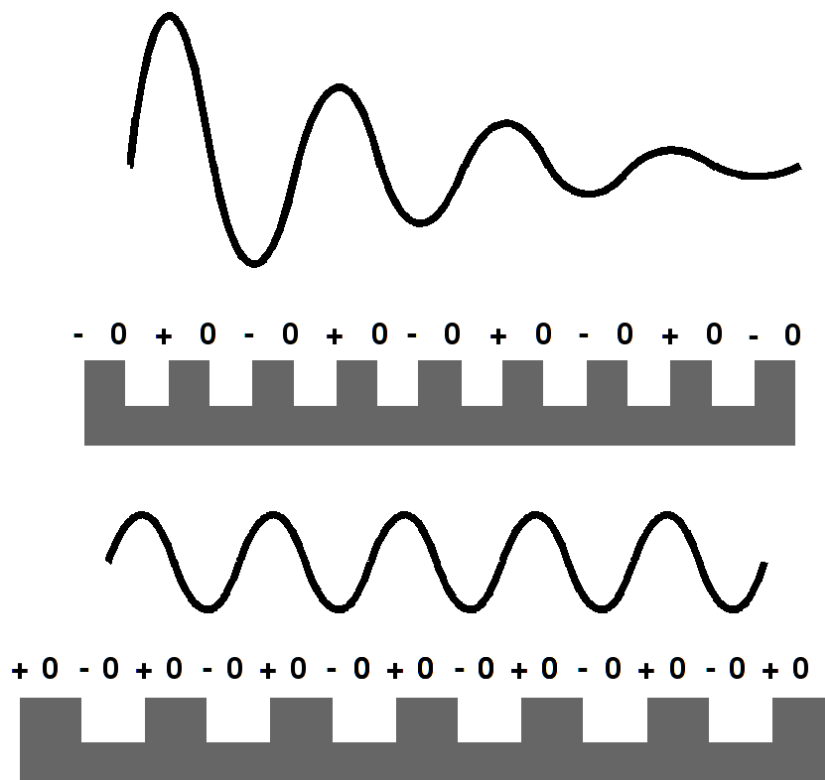


FIG. 4.6 – Représentation de la partie réelle du champ. Pour le centre de la bande interdite d'un réseau de Bragg en haut. Et pour un réseau de couplage en bas.

les extrema du champ couplé aux extrema du mode à exciter. Cet accord de phase sera l'objet du paragraphe suivant.

Cependant, il faut en premier lieu, pour pouvoir effectuer cette correspondance, un réseau de couplage ayant la période *ad hoc*. Représentons le mode sur un miroir de Bragg, cette fois non pas en valeur absolue, mais uniquement sa partie réelle. On voit bien que la seule manière de remplir cette condition est que la période du réseau de couplage soit le double de celle du réseau de Bragg. Cela correspond à ce que nous avons dit plus haut, à savoir qu'un réseau de période Λ agissait comme un réseau de Bragg pour des ondes de longueur d'onde 2Λ . On notera désormais : $\Lambda_C = 2\Lambda$ et $\Lambda_B = \Lambda$

Accord de phase

La question de la phase est plus difficile à formaliser. En effet, les deux réseaux n'ayant pas la même période il est difficile de définir une différence de phase.

Convention sur l'origine des phases Elle dépend de la convention choisie pour déterminer le début d'un signal, une convention en sinus prend l'origine des phases sur les nœuds alors qu'une convention en cosinus prend l'origine de phases sur les ventres. La convention la plus naturelle mathématiquement est celle du cosinus au regard de la définition de l'argument des coefficients des séries Fourier. Considérons les coefficients de Fourier de la $n^{ième}$ harmonique d'une fonction f quelconque :

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(kx) + b_n \sin(kx) \quad (4.8)$$

Si $\arg(a_n + ib_n)$ est nul, alors la $n^{ième}$ harmonique de Fourier est un cosinus. On fait donc le choix dans cette partie, de repérer l'origine des signaux sur leurs ventres.

Revenons en à la question de la phase entre le réseau de Bragg et le réseau de couplage. Pour exciter le réseau de Bragg dans la bande interdite il faut donc un écart de $\Lambda_B/4$ entre les ventres de chacun des réseaux, comme le montre la figure 4.7.

4.1.3 Superposition des deux réseaux

Réseau spatial

Il faut donc maintenant obtenir un réseau qui ait les propriétés à la fois du réseau de couplage et du réseau de Bragg avec les bons écarts de longueur d'onde et de phase entre les deux. Le comportement d'un réseau étant donné par sa série de Fourier et cette opération étant linéaire, on peut simplement obtenir le réseau total en additionnant les deux profils. La série de Fourier de ce réseau sera la somme des séries des deux profils, ainsi les propriétés de chacun des réseaux seront conservées.

Notons $p_{Bragg}(x)$ et $p_{Couplage}(x)$ le profil de chacun des réseaux :

$$p_{Bragg}(x) = A \times \Theta \left[\cos \left(\frac{2\pi x}{\Lambda_B} - \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (4.9)$$

$$p_{Couplage}(x) = B \times \Theta \left[\cos \left(\frac{2\pi x}{\Lambda_C} \right) \right] \quad (4.10)$$

Ici Θ est la fonction de Heaviside, nulle pour $x < 0$ et égale à 1 pour $x \geq 0$. On représente ces deux fonctions sur la figure 4.8. Le réseau résultant, ayant les propriétés du réseau de couplage et de Bragg est donné par :

$$p_{Résultant}(x) = p_{Bragg}(x) + p_{Couplage}(x) \quad (4.11)$$

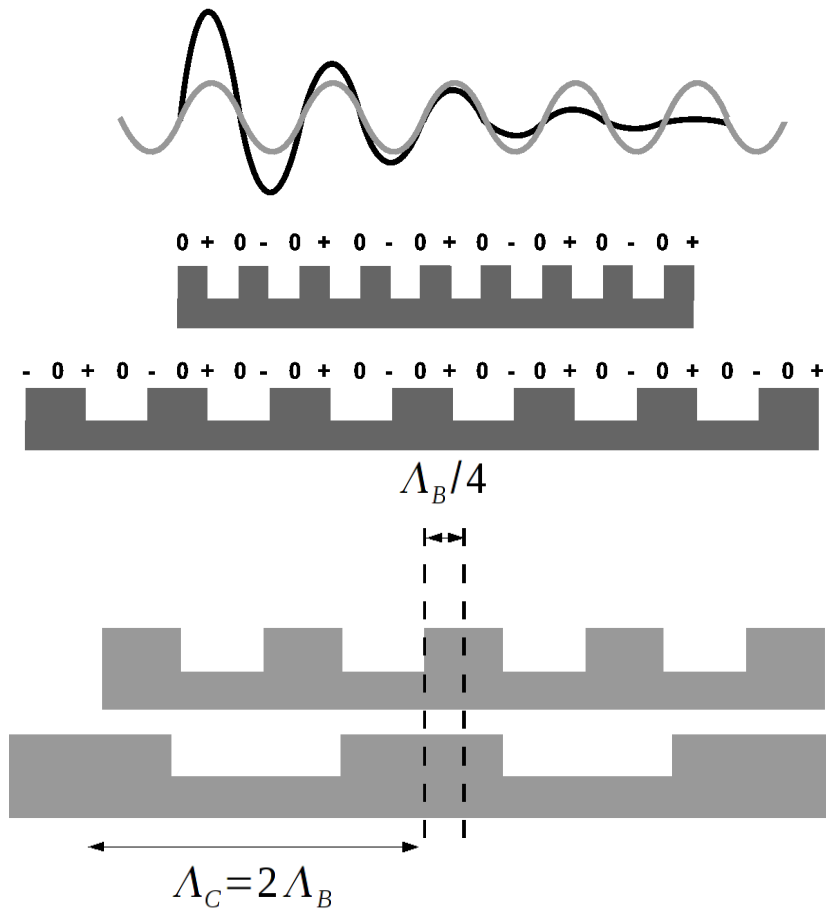


FIG. 4.7 – Mise en phase du réseau de couplage et du réseau de Bragg. En haut on représente les deux réseaux ainsi que les modes résonants qu'ils supportent, en gris pour le réseau de couplage, en noir pour le réseau de Bragg. En bas on représente les deux profils avec l'écart de phase adéquate.

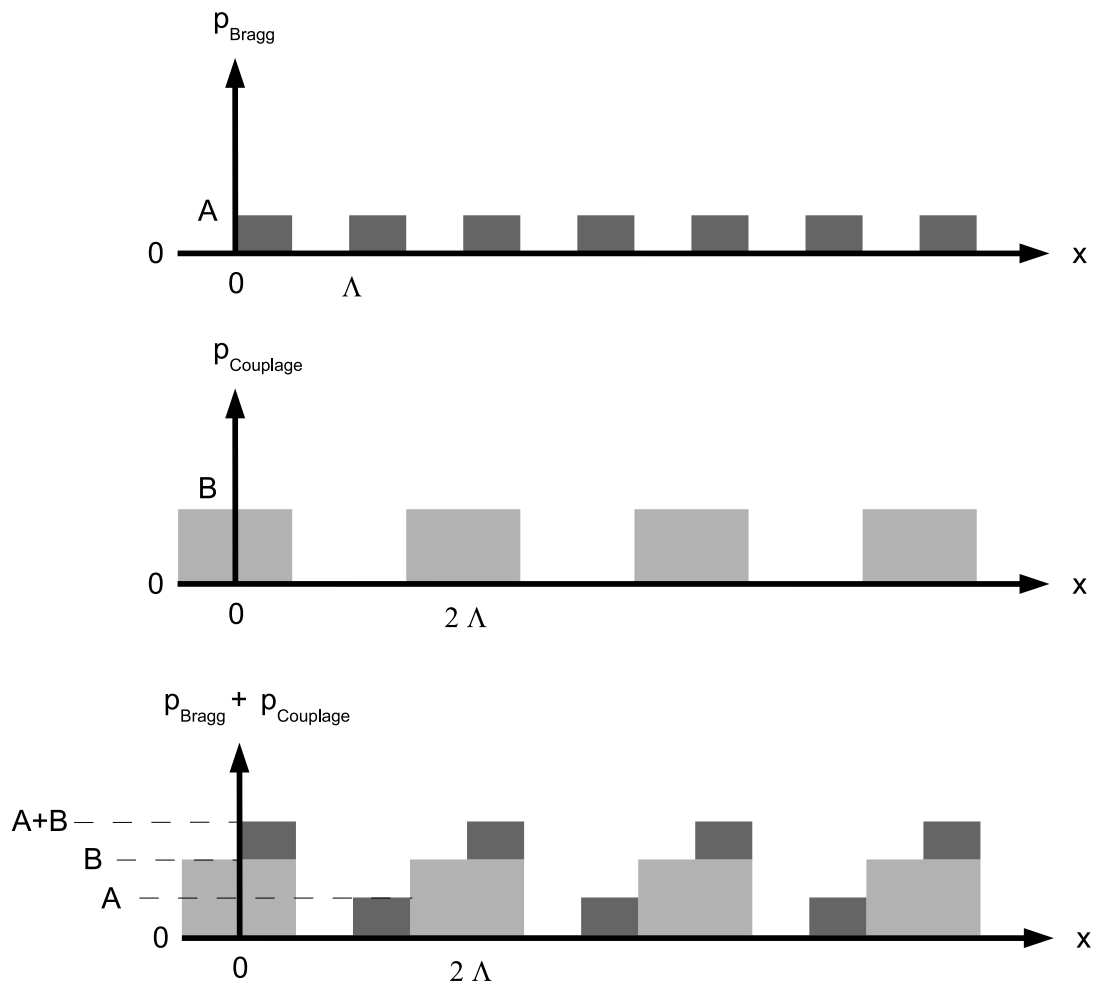


FIG. 4.8 – Graphe du profil des deux réseaux (Bragg et couplage) et du réseau résultant.

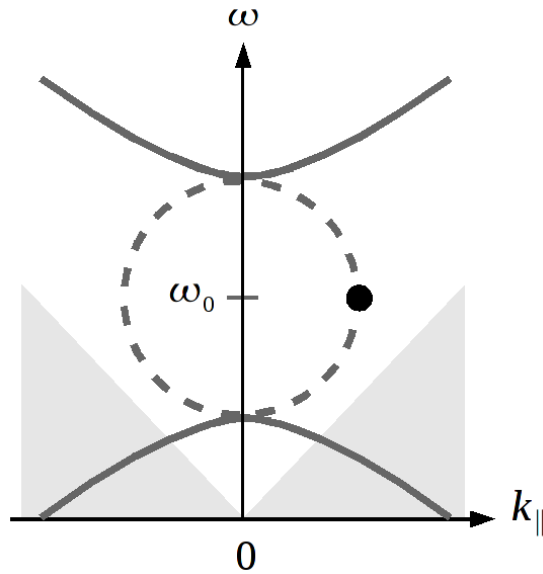


FIG. 4.9 – Dispersion de la superposition d'un réseau de couplage et d'un réseau de Bragg. L'écart de phase entre les deux réseaux fixe la position du mode accepté sur la dispersion. Pour le réseau $p_{Résultant}$ la position du mode est donnée par le point noir.

On donne la position du mode accepté par le réseau résultant, sur la courbe de dispersion de la figure 4.9.

Un tel réseau va permettre de coupler une onde incidente avec un onde de surface exponentiellement décroissante. Cette structure correspond donc à la moitié de la structure totale que nous souhaitons. Cependant, ce réseau a pour but d'être gravé à la surface d'un pixel de caméra. Son pas sera donc de $2\Lambda = 2,7\mu m$, avec le plus petit des motifs qui aura une dimension de $1,35\mu m$, pour une profondeur de gravure de l'ordre du micron. Une telle gravure, à plusieurs niveaux, est très difficile à reproduire fidèlement avec les techniques de gravures actuelles.

La première difficulté est d'obtenir des flancs bien droits. En effet, si les motifs s'avéraient trapezoïdaux alors, le pas du réseau serait imposé par la base du trapèze qui est un paramètre dur à maîtriser. Le deuxième écueil est l'alignement des trois niveaux. Les machines actuelles ne permettent pas d'être précis et reproductible en-dessous du micromètre. Or nous venons de voir que le déphasage entre les deux réseaux influence énormément le mode accepté par la structure.

Une solution alternative, ayant les mêmes propriétés que notre réseau doit donc être recherchée.

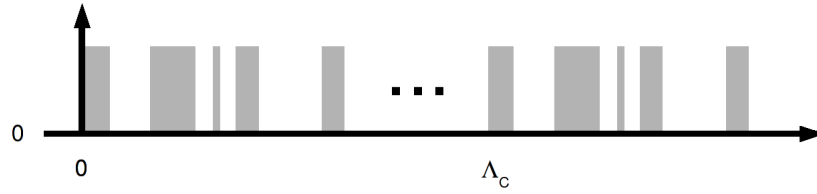


FIG. 4.10 – Profil d'un réseau binaire quelconque.

Du réseau spatial au réseau d'harmoniques

Le premier critère pour trouver une structure équivalente est de n'avoir qu'un seul niveau de gravure, un réseau binaire. La question centrale est maintenant que ce réseau binaire ait le même comportement que notre réseau précédent. Encore une fois, la réponse à cette question est apportée par l'argument établissant que le comportement d'une structure diffractante est donné uniquement par sa série de Fourier. Nous connaissons le profil du réseau idéal - mais non réalisable - que nous souhaitons, nous pouvons donc trouver sa série de Fourier et chercher un profil binaire dont la série de Fourier soit la plus proche possible.

En se souvenant que deux fonctions ayant le même développement en série sont égales il est, strictement parlant, impossible de trouver un profil binaire ayant sa série de Fourier égale à celle de notre réseau initial. Cependant il ne faut pas oublier que seuls deux paramètres du réseau sont essentiels : la période relative⁸ et la phase relative entre les composante de Bragg et de couplage. L'amplitude (c_2/c_1) relative des deux motifs bien qu'importante est secondaire, c'est donc un paramètre sur lequel nous pouvons jouer ainsi que sur les paramètres des ordres supérieurs (α_n, β_n pour $n > 3$) puisqu'ils n'affectent pas les deux premières composantes (les fonctions d'une série de Fourier étant orthogonales).

Le nombre de motifs à l'intérieur d'une période est *a priori* inconnu (fig. 4.10)

Étant donné que pour une période donnée, seuls deux paramètres de notre série de Fourier nous intéressent (amplitude, et phase relatives), le nombre de motifs est considérablement réduit. Le nombre de paramètres ajustables de la série de Fourier du réseau binaire est le même que dans l'espace réel. Il nous faut donc un profil avec au moins deux degrés de liberté en plus de la longueur d'onde.

Les paramètres ajustables pour ce profil sont la longueur de chacun des trous et des bosses. Pour une longueur d'onde donnée Λ_C , un motif ayant N sillons et N bosses aura $2N - 1$ degrés de liberté car la somme de toutes ces longueurs est égale à la longueur d'onde. Le plus petit N permettant d'avoir deux paramètres

⁸Dans notre système de notation des séries de Fourier (eq. 4.12) on note les amplitudes de chaque ordre : $c_n = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta_n^2}$ et les phases : $\phi_n = \arctan\left(\frac{\beta_n}{\alpha_n}\right)$. L'amplitude relative c_2/c_1 sont analogues aux amplitudes relatives A/B des équations 4.9, 4.10 et 4.15.

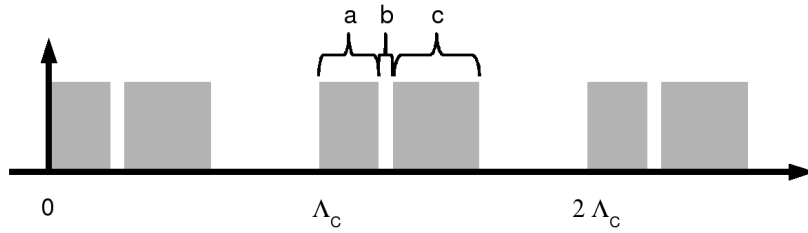


FIG. 4.11 – Profil d'un réseau binaire à 3 degrés de liberté : a,b,c.

ajustables est donc $N = 2$.

En résumé, un motif élémentaire de 2 bosses et 2 sillons nous permet d'obtenir un profil ayant une série de Fourier qui aura les caractéristiques que nous imposons (fig. 4.11).

Afin de ne pas alourdir les calculs, nous normalisons la période $\Lambda_c = 1$.

Le réseau binaire, de hauteur h , se décompose en série de Fourier de la façon suivante :

$$p_{\text{Binaire}}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \cos(x) + \beta_n \sin(x) \quad (4.12)$$

$$\alpha_n = \frac{h}{n\pi} \{ \sin[2\pi na] + \sin[2\pi n(a+b+c)] - \sin[2\pi n(a+b)] \} \quad (4.13)$$

$$\beta_n = \frac{h}{n\pi} \{ 1 - \cos[2\pi na] + \cos[2\pi n(a+b)] - \cos[2\pi n(a+b+c)] \} \quad (4.14)$$

La phase de chaque ordre est donnée par : $\phi_n = \arctan\left(\frac{\beta_n}{\alpha_n}\right)$. La série de Fourier du réseau que nous voulons imiter (eq. 4.11) est quant à elle, tronquée au second ordre :

$$p_{\text{Résultant}}(x) = B \cos(2\pi x) + A \cos\left(4\pi x - \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.15)$$

On cherche à égaliser 4.12 et 4.15, c'est-à-dire que l'on cherche (a, b, c) nous permettant d'obtenir l'identité. Ces paramètres seront des fonctions de A et B ainsi que de l'écart de phase. La hauteur de notre réseau n'étant pas fixée, les seuls paramètres que nous pouvons imposer sont $\frac{A}{B}$ et toujours l'écart de phase. Le rapport $\frac{A}{B}$ ne doit pas être trop éloigné de 1, sinon l'un des deux réseaux sera peu efficace. L'écart de phase lui doit être strictement de $\pi/2$. Encore fois il faut bien faire attention au fait que cette phase soit définie sur les cosinus et non sur les sinus. Vu que nous avons trois inconnues (a, b, c) , il faut fixer un paramètre supplémentaire. On impose par exemple que l'ordre 3 soit minimisé.

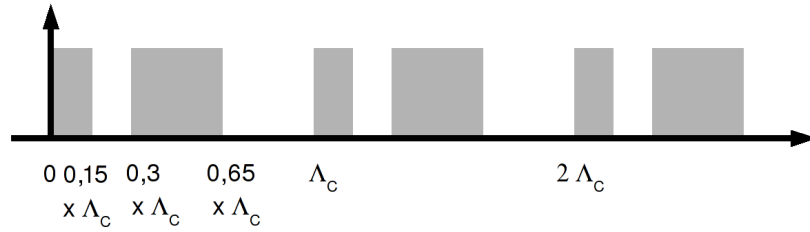


FIG. 4.12 – Profil du réseau binaire résultant.

Un calcul numérique nous permet de trouver des valeurs de (a, b, c) , répondant à ces contraintes et réalisables d'un point de vue technique. Ce dernier besoin est rempli si les coefficients sont du même ordre de grandeur. Le résultat est le suivant (pour une longueur d'onde unitaire) :

$$a = 0,15 \quad b = 0,15 \quad c = 0,35 \quad (4.16)$$

Le profil représenté sur la figure 4.12 nous permet d'obtenir la structure que nous souhaitons c'est à dire couplant les ondes incidente avec un mode de surface décroissant.

Il ne nous reste plus maintenant qu'à mettre côte à côte ce profil avec son symétrique pour obtenir la structure totale qui focalisera le champ incident en son centre. Cependant, cette opération n'est pas si banale puisque l'écart entre les deux structures doit être choisi de façon à ce que le champ au centre soit continu comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe concernant la cavité de surface (fig. 4.5).

4.1.4 Structure finale

Dans ce paragraphe nous allons déterminer l'écart à mettre entre les deux réseaux que nous venons de trouver afin que les ondes sur chacun d'eux n'interagissent pas destructivement. Dans une seconde partie nous essaieront de prendre un peu de recul en reformulant la construction de ce dispositif au vu des résultats obtenus.

Taille du défaut

Nous avons, lors de l'égalisation des séries de Fourier du réseau théorique et du réseau binaire, passé sous silence un point critique. En effet, les coefficients trouvés ne nous donnent pas une égalité stricte entre les deux séries dans le sens où les termes d'ordre n ne sont pas égaux entre les séries. En effet, pour des raisons pratiques, nous avons uniquement cherché à ce que les paramètres relatifs des deux

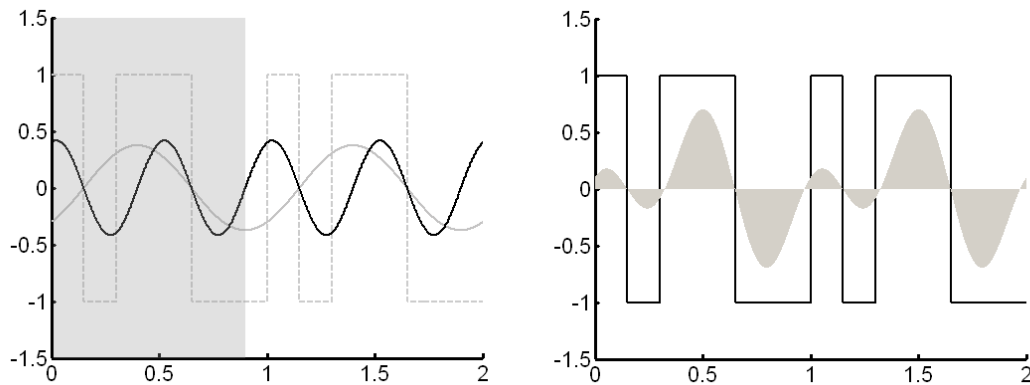


FIG. 4.13 – À gauche, représentation du profil binaire avec ses deux premières composantes de Fourier (la période 2Λ normalisée à 1). À droite, somme des deux premières composantes de Fourier du réseau.

premiers ordres soient égaux. Dans la mesure où ces structures étaient infinies cela ne posait pas de problème.

En revanche, il s'agit ici de mettre bout à bout deux réseaux et la phase de la structure par rapport à l'origine devient donc cruciale. Il faut pour cela, comme nous l'avons vu plus haut, que la composante de Bragg soit continue au milieu de la structure. Or, rien n'indique que l'origine de la composante de Bragg et celle du motif binaire soit la même. Nous représentons sur la figure 4.13, le profil du réseau ainsi que sa première et deuxième composante de Fourier correspondant respectivement au couplage et au réseau de Bragg. Le calcul montre que, dans le cas de ce profil, la composante de Bragg a une avance de phase de $-\frac{\pi}{10}$ et celle de couplage : $-\frac{4\pi}{5}$. Ce déphasage équivaut à un nœud de la composante de Bragg situé $0,1 \times \Lambda_C$ en avance du réseau final. Le demi-réseau doit être tronqué à ce niveau afin que le réseau de Bragg soit continu après symétrisation de la structure. La figure 4.13, permet aussi de visualiser la somme des deux premières composantes de Fourier du réseau binaire. C'est cette somme qui est le point commun entre le réseau binaire et notre réseau de départ à plusieurs niveaux. On retrouve bien, en remplaçant les sinusoides par des créneaux, le profil de départ avec les bonnes caractéristiques de phase.

Si l'on considère maintenant la structure totale (fig. 4.14), composée de ce réseau et de son symétrique, l'écart de $0,2 \times \Lambda_C$ entre les deux motifs centraux, nécessaire à la continuité de la composante de Bragg, peut-être vue comme un défaut de la structure périodique totale. C'est un défaut sous deux points de vue, premièrement parce qu'il rompt la périodicité, et deuxièmement parce que le réseau total est symétrique en son centre.

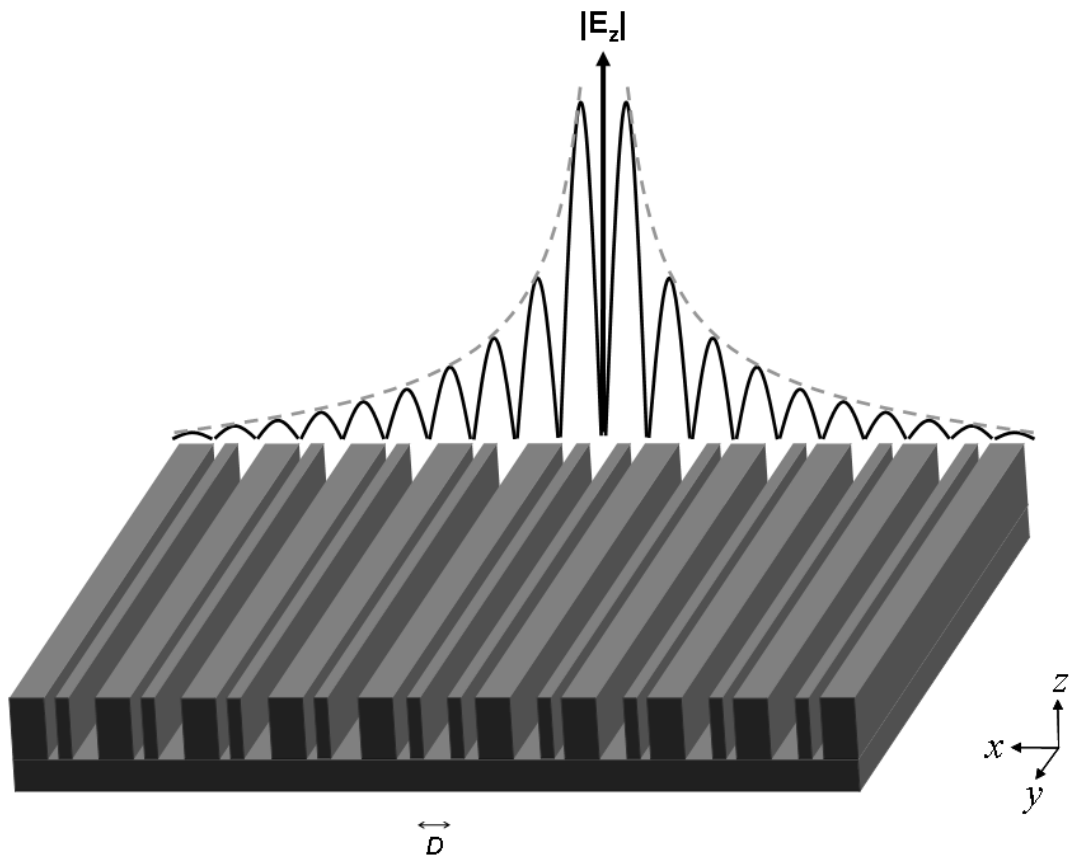


FIG. 4.14 – Représentation de la structure totale composée de deux demi-réseaux contenant chacun une composante de couplage et une composante de Bragg donnant lieu chacun à une onde exponentiellement décroissante. Entre les deux, le défaut D , permettant la continuité de la composante de Bragg.

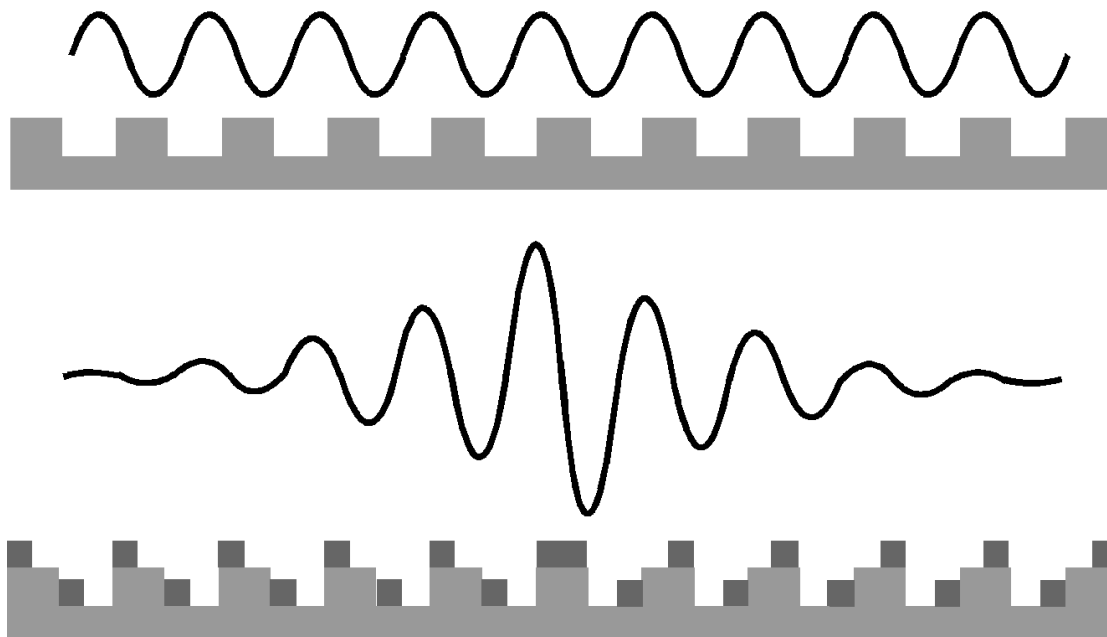


FIG. 4.15 – Représentation du champ électrique et de la structure à deux étapes différentes. D’abord l’excitation des ondes de surface par le faisceau incident. Puis la modification de la propagation des ondes ainsi créée par l’ajout d’une composante de Bragg.

Dissection et autopsie

Prenons maintenant un peu de recul sur la conception de la structure que nous venons de réaliser. On peut voir l’enchaînement des étapes sous un autre angle que celui abordé. Au lieu de raisonner sur deux demi-réseaux, on raisonne désormais sur la structure totale.

En premier lieu nous avons un réseau de couplage couplant les ondes incidentes avec les modes de surface du réseau (fig. 4.15 haut). Ensuite, la superposition d’un réseau de Bragg avec une lacune d’une demi-période, permet de concentrer ces ondes de surface. La différence de phase entre ces deux composantes est telle que, les modes supportés par la structure sont décroissants de part et d’autre de la structure, concentrant tout le champ en son centre. En outre, augmenter la profondeur de gravure de la structure, permet d’accentuer la concentration du champ.

4.2 Validation dans le gigahertz

La structure que nous venons de détailler à pour fin d'être gravée à la surface de pixels de $20\mu m$, avec une longueur d'onde $\Lambda_C = 2,7\mu m$. Le plus petit motif à graver sera donc de $0,15 \times 2,7 = 405nm$ pour une profondeur *a priori* de $1\mu m$. Bien que réalisable, cette structure n'est pas anodine à fabriquer sur des dimensions aussi petites.

Afin de mieux comprendre le fonctionnement de cette structure et notamment l'influence de la profondeur de gravure qui permet de moduler la concentration du champ nous préférons l'étudier à des dimensions humaines. On réalise donc la structure décrite plus haut (fig. 4.14) soit, une plaque d'aluminium avec un pas de $3cm$, qui sera sensible à des ondes électromagnétiques dans la gamme du gigahertz. Les équations de Maxwell étant invariantes par changement d'échelle, ce type de "maquette" permet d'obtenir plus simplement les propriétés physiques de notre structure. Ce type de démarche (le changement d'échelle) avait été également mis à profit au début de l'histoire des cristaux photoniques.

Cette expérience a aussi pour avantage de permettre une mesure directe du champ, alors que si la structure était réalisée sur un pixel nous n'aurions accès qu'au champ total au travers de la réponse spectrale.

4.2.1 Protocole expérimental

L'échantillon à étudier est donc une plaque d'aluminium rainurée d'environ $20cm$ de côté. On place ce réseau à $2m$ d'une antenne cornet émettant un signal polarisé selon la direction périodique. On considère, qu'à cette distance le faisceau est plan en arrivant sur l'échantillon. Cette antenne est reliée à un analyseur de spectre Agilent N5230 A, qui génère des signaux entre 2 et $18GHz$. À proximité de l'échantillon et perpendiculairement à sa surface, on place une antenne de l'ordre du centimètre qui retourne à l'analyseur, nous permettant de visualiser le spectre du champ en chaque point où l'antenne se trouve. Afin de maîtriser le déplacement de l'antenne, cette dernière est placée sur un tri-axe, permettant d'explorer l'axe périodique, l'axe invariant et l'éloignement au réseau (fig. 4.16).

On s'assure avant toute chose que cette potence ainsi que le câble de l'antenne ne modifient pas substantiellement la mesure du champ. Pour caractériser nos échantillons, on fixe la position de l'antenne selon deux axes et l'on se déplace sur le troisième. À intervalles réguliers, de quelques millimètres, on mesure le spectre du champ électrique.

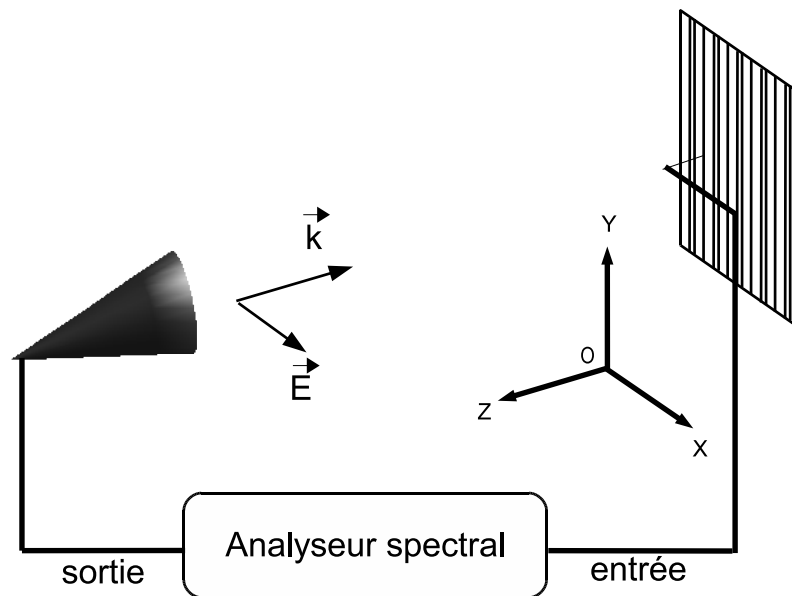


FIG. 4.16 – Schéma du montage expérimental mis en œuvre pour mesurer le champ proche à la surface des réseaux dans le gigahertz.

4.2.2 Validation d'un réseau de Bragg entre un métal parfait et l'air

Avant de s'intéresser à la structure concentratrice on souhaite d'abord valider le comportement d'un réseau de Bragg simple, couplé avec les ondes à incidence normale, dont les modes stationnaires sont *a priori* plus simple à mesurer que les modes concentrés.

Dessin d'un réseau de Bragg couplé aux ondes incidentes

On dessine cette structure selon le même cheminement que pour le concentrateur. On souhaite exciter le mode au sommet de la bande inférieure du réseau (fig. 4.17). Cette onde étant stationnaire la structure est beaucoup plus simple que dans le cas du concentrateur. Il n'y a dans ce cas aucune cavité à créer. Il est donc inutile de symétriser la structure et d'y introduire un défaut. Il s'agit juste de mettre en phase la composante de Bragg et celle de couplage.

Comme nous l'avons vu à la figure 4.2, les extrema de ce mode se trouvent au dessus des plots du réseau. De même que tout à l'heure, il s'agit que le champ permis par le réseau de couplage ait ses maxima coïncidant avec ceux du mode à exciter sur le réseau de Bragg. Il faut donc que les arrêtes du réseau de couplage correspondent au centre des plots de la composante de Bragg (fig. 4.18).

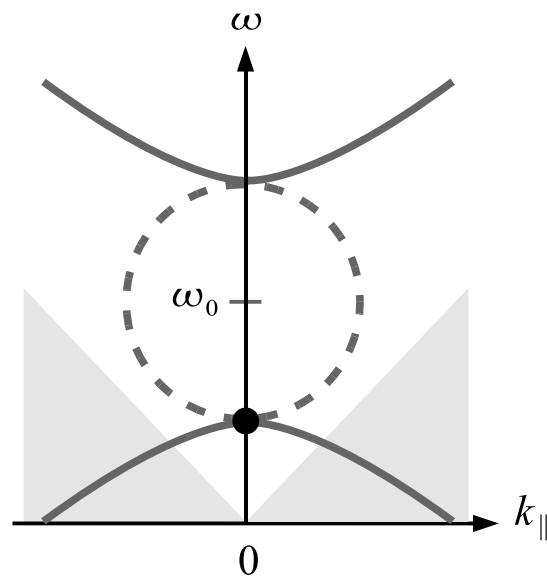


FIG. 4.17 – Dispersion de la superposition d'un réseau de couplage et d'un réseau de Bragg. L'écart de phase entre les deux réseaux fixe la position du mode accepté sur la dispersion. Pour le réseau *pRésultant* la position du mode est donnée par le point noir.

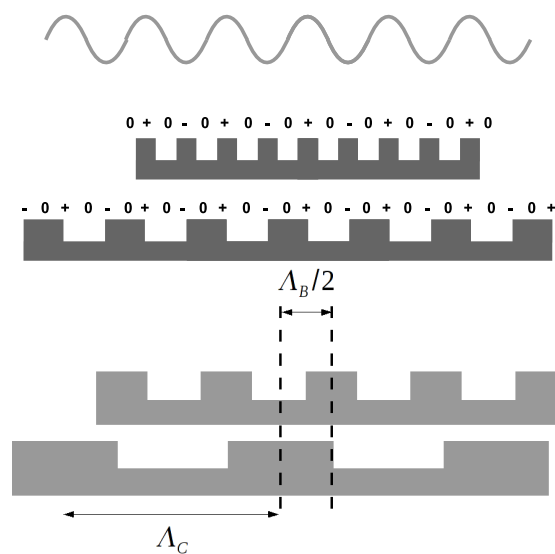


FIG. 4.18 – Mise en phase du réseau de couplage et du réseau de Bragg afin d'exciter les modes du haut de la bande inférieure. L'écart entre les sommets des deux réseaux est de $\Lambda_B/2$

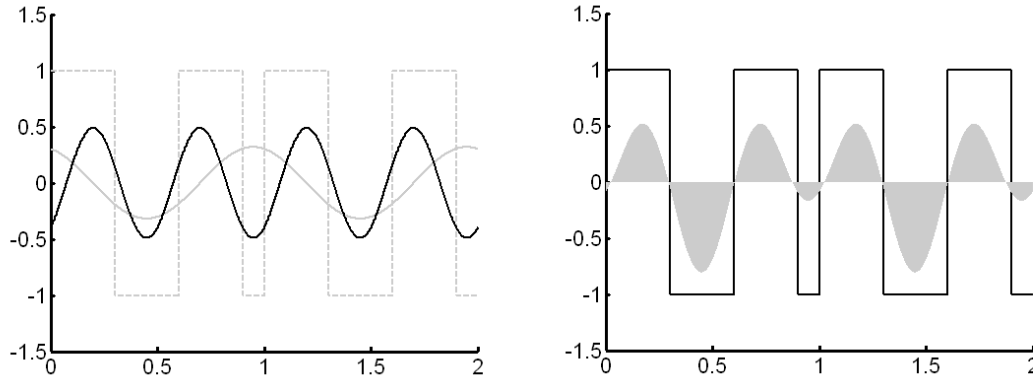


FIG. 4.19 – Profil d'un réseau binaire permettant de coupler les ondes à incidence normale avec les modes stationnaires d'un réseau de Bragg. À droite, on représente également la première et la deuxième composante de Fourier d'un tel réseau. À gauche, figure aussi la somme des deux premières composantes de Fourier du profil.

Le réseau binaire ayant la série de Fourier la plus proche, présente un motif élémentaire ayant une bosse de $0,3 \times 2\Lambda$, un sillon de $0,3 \times \Lambda_C$, une nouvelle bosse de $0,3 \times \Lambda_C$ et un sillon de $0,1 \times \Lambda_C$ (fig. 4.19). Cette structure accepte des modes stationnaires de période Λ_C dont les ventres sont situés sur les plots métalliques.

Mesures expérimentales sur la structure de Bragg

Comme décrit précédemment, on réalise une cartographie du champ E_z selon la direction périodique et la direction invariante. Les résultats sont présentés sur la figure 4.20.

Les effets de bords dus à la taille fini de la structure, peuvent être pris en compte grâce à des fonctions enveloppes sinusoïdales pour prendre en considération la nullité du champ aux extrémités. Les modes acceptés par cette structure peuvent ainsi être mis sous la forme :

$$E_z(\vec{r}) = f(z) \cos\left(N\frac{\pi}{L_1}x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{2\Lambda}x\right) \cos\left(M\frac{\pi}{L_2}y\right) \quad (4.17)$$

Où L_1 est la longueur de la plaque suivant x et L_2 selon y . On distingue nettement sur la figure 4.20 droite, les quatre premiers modes correspondant à $M = 1, 2, 3, 4$. Le premier mode étant très large spectralement il est partiellement confondu avec le mode $M = 2$. On peut remarquer également de part et d'autre du mode $M = 1$ la diffraction par les bords de la structure. Sur la partie gauche de la figure 4.20, on remarque en plus de l'enveloppe des modes $N = 1, 3$, les ondes stationnaires de période $\Lambda_C = 2,5\text{cm}$, correspondant à l'excitation de la

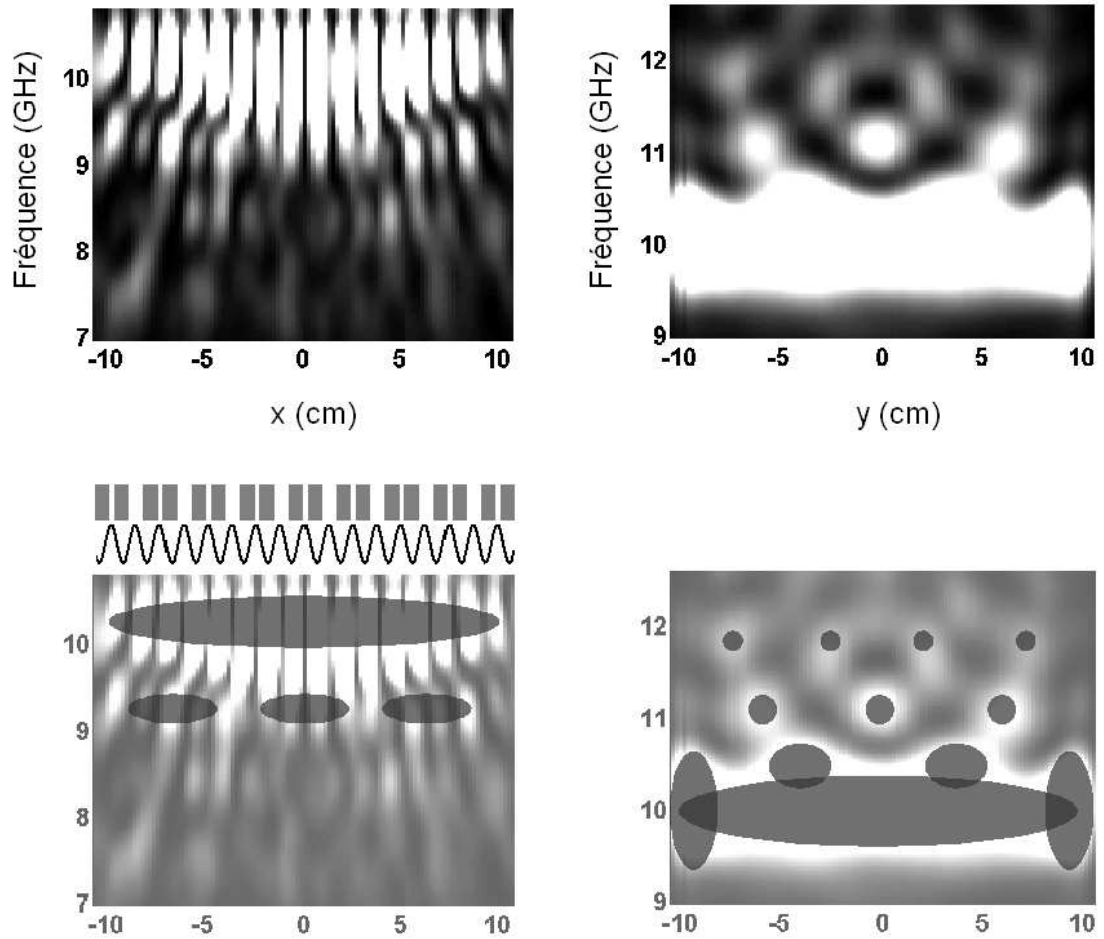


FIG. 4.20 – Cartographie du champ E_z^2 . À gauche selon la direction périodique, à droite selon la direction invariante. On représente en bas la forme des mode en sur impression. Au-dessus de la cartographie selon la direction prédioidique on représente également le motif du réseau ainsi que sa seconde harmonique (composante de Bragg) telle que calculée à la figure 4.19.

bande inférieure de la structure de Bragg. Le mode $N = 2$ ne semble pas être visible, certainement confondu avec le mode $N = 1$. On peut de plus remarquer la bonne correspondance entre les extrema du champ (en blanc sur la figure) et les maxima de la composante de Bragg du réseau comme prévu au paragraphe 4.1.1 et à la figure 4.3. L'incertitude sur la position de la sonde explique le décalage qui apparaît vers les extrémités de la structure.

Un point important à extraire de ces mesures est la répartition spectrale des modes selon x et y . Effectivement, on remarque que les modes d'ordres supérieurs selon l'axe périodique ($N \neq 1$), apparaissent pour des fréquences décroissantes, alors que selon l'axe invariants les ordres supérieurs ($M \neq 1$) sont excités pour des fréquences croissantes. Cet effet est dû à la forme de "selle de cheval" pris par la dispersion en limite de la première zone de Brillouin. Formellement parlant, le mode fondamental $(M, N) = (1, 1)$ est un point col de la dispersion.

Ces résultats en accord avec nos attentes théoriques présentées en tout début de chapitre corroborent l'approche que nous avons développée pour réaliser des réseaux à un seul niveau de gravure permettant de coupler la radiation incidente avec les modes d'un réseau de Bragg. Nous pouvons donc maintenant nous atteler à valider la structure avec défaut acceptant des modes dans la bande interdite et permettant de concentrer le champ en son centre.

4.2.3 Mesures sur le concentrateur : considérations spatiales

Résultats de mesure

Nous réalisons des cartographies de la structure représentée sur la figure 4.14 réalisée dans des plaques d'aluminium de $L = 22,5\text{cm}$ de côté et de période 3cm . Aux longueurs d'onde du gigahertz, la pénétration du champ dans l'aluminium est très faible, aussi l'approximation du métal parfait est particulièrement valide.

Nous avons vu au paragraphe 4.1.1 que la décroissance du champ de part et d'autre du défaut augmentait avec la profondeur de gravure. En d'autres termes, le champ est de plus en plus concentré quand la profondeur de gravure augmente. Afin de vérifier ce résultat nous étudions des réseaux aux motifs identiques mais de profondeurs de gravure variant de $0,8 \times \Lambda_C$ à $0,42 \times \Lambda_C$.

On représente sur la figure 4.21 la variation de l'intensité du champ normal au réseau en fonction de la position sur l'axe structuré et de la fréquence. De plus, pour chaque profondeur de gravure, on donne le profil du champ à la fréquence de résonance ; sur la figure 4.22.

Deux résultats sont à remarquer. Le premier est que, comme nous l'attendions, l'enveloppe du mode fondamental est de plus en plus étroite à mesure que la profondeur de gravure augmente. Nous allons par la suite quantifier ce point. Le deuxième point d'intérêt est le déplacement fréquentiel de ce mode en fonction de

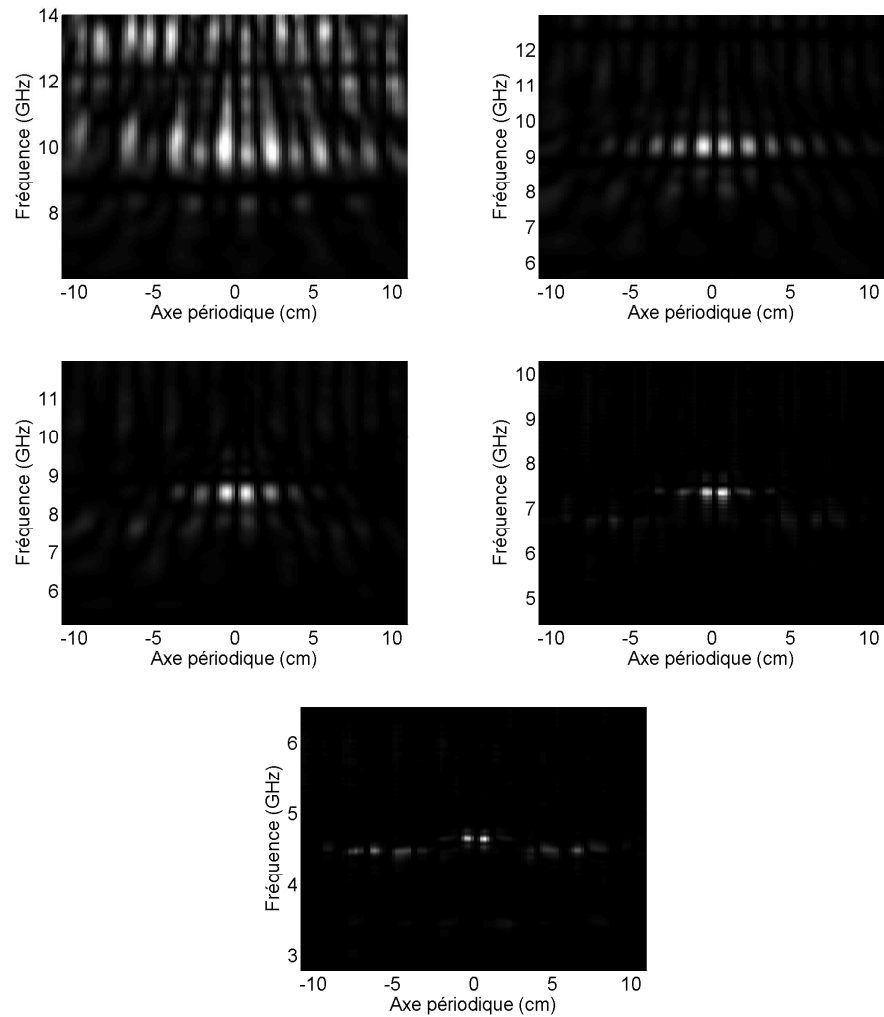


FIG. 4.21 – Cartographie de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée pour différentes profondeurs de gravure. Intensité croissante du noir vers le blanc. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm.

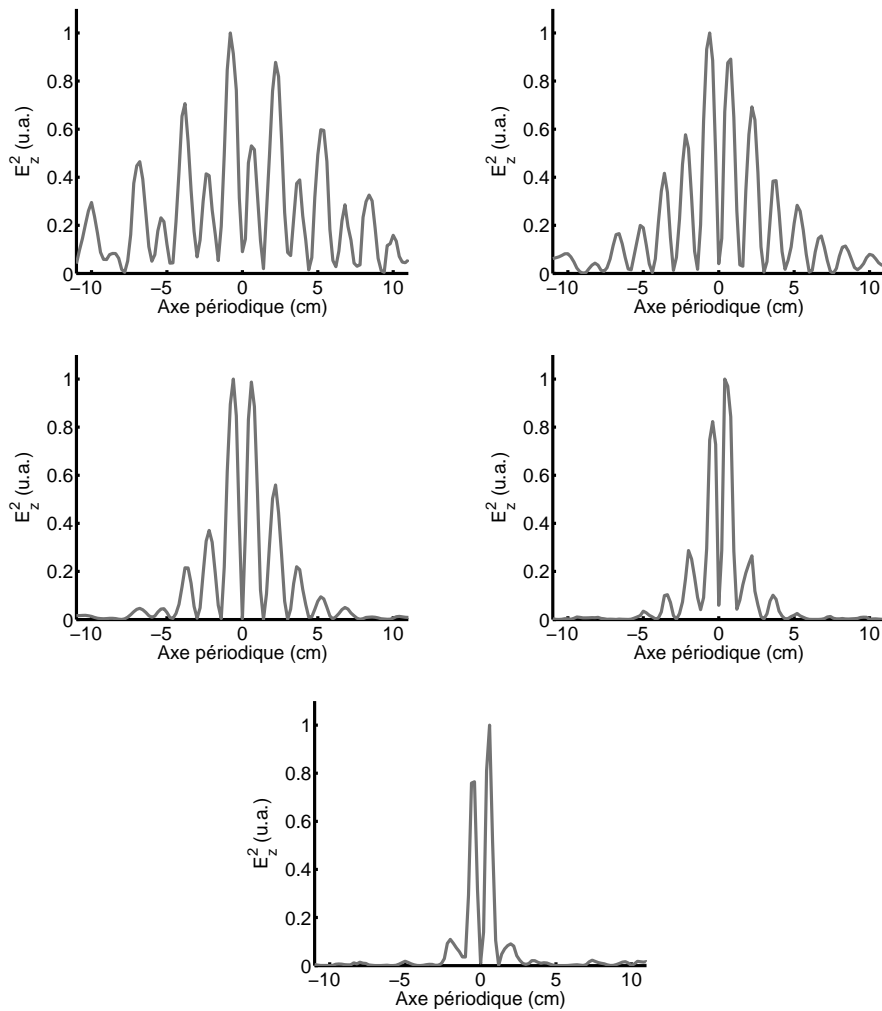


FIG. 4.22 – Profil de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée à la fréquence de résonance et pour différentes profondeurs de gravure. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm.

la profondeur, pour le réseau le moins gravé la structure est résonante à $10GHz$ alors que dans le cas le plus profond cette résonance arrive à $4,6GHz$. Cette variation n'est pas prévue par la théorie telle que nous l'avons développée dans les premiers paragraphes. Cette approche perturbative prédit en effet que le mode doit se situer à $\nu = \frac{2\pi c}{2\Lambda_{Bragg}} = 10GHz$. Nous verrons au paragraphe suivant que la prise en compte d'un phénomène de couplage supplémentaire (introduit au chapitre 3) permet d'expliquer quantitativement cette observation.

Étude quantitative

Dans un premier temps nous nous attachons seulement à caractériser le comportement spatial de la structure concentratrice, laissant l'étude de l'aspect fréquentiel au paragraphe suivant.

Rappelons nous tout d'abord la forme théorique du champ donnée par l'équation 4.6 :

$$\begin{aligned} E_{\perp}(r_{\parallel}, r_{\perp}) &= E_0 f(r_{\perp}) e^{-\Im(k_{\parallel})r_{\parallel}} \cos\left(\frac{K}{2}r_{\parallel} + \phi\right) \\ &= E_0 f(r_{\perp}) e^{-\Im(k_{\parallel})r_{\parallel}} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_C}r_{\parallel} + \phi\right) \end{aligned} \quad (4.18)$$

L'intensité de ce champ, grandeur à laquelle nous nous intéressons, est donnée par :

$$E_{\perp}^2(r_{\parallel}, r_{\perp}) = (E_0 f(r_{\perp}))^2 e^{-2\Im(k_{\parallel})r_{\parallel}} \cos^2\left(\frac{2\pi}{\Lambda_C}r_{\parallel} + \phi\right) \quad (4.19)$$

Nous voulons montrer que cette intensité est d'avantage concentrée (spatialement) en fonction de la profondeur. Cette grandeur étant de forme exponentielle, un critère usuel pour la caractériser est la distance sur laquelle cette exponentielle est amortie à $1 - 1/e$ de sa valeur initiale. Dans notre configuration, cela correspond à la longueur à l'intérieur de laquelle est concentrée 63% de l'énergie.

Pour remonter à ce paramètre, intéressons-nous à la proportion d'énergie sur une longueur x de la plaque, où x varie de 0 à $L/2$ la longueur de la demi-plaque (fig 4.23). À partir de la formule 4.18 nous pouvons mettre cette grandeur, notée $\rho(x)$, sous la forme :

$$\rho(x) = \frac{\int_{-x/2}^{x/2} E_z^2(r_{\parallel}) dr_{\parallel}}{\int_{-L/2}^{L/2} E_z^2(r_{\parallel}) dr_{\parallel}} = 1 - e^{-\frac{x}{\gamma}} + g(x) \quad (4.20)$$

Où g est une fonction périodique et bornée de x provenant de la périodicité de la structure. Le facteur $\gamma = 1/\Im(k_{\parallel})$, longueur caractéristique de l'exponentielle

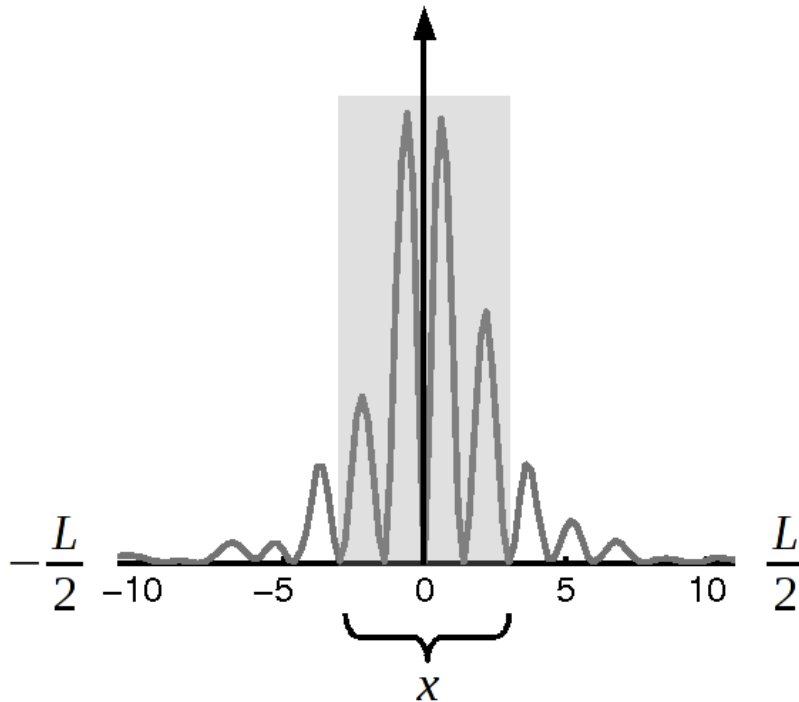


FIG. 4.23 – Explication des bornes de l’intégrale (eq. 4.20), définissant le facteur $\rho(x)$.

est le paramètre que nous souhaitons extraire. À cette fin, nous calculons, à partir des mesures ; la fonction ρ pour chacune des profondeurs de gravure. Les résultats sont présentés sur la figure 4.24.

Nous voyons que pour les quatre profondeurs de gravures, la loi en exponentielle est bien respectée ; on peut aussi remarquer la modulation introduite par la fonction g . Pour la plus grande profondeur de gravure, le résultat s’éloigne sensiblement de cette forme. On explique cette déviation par le fait que, le champ étant tellement concentré, le formalisme des fonctions enveloppes n’est plus une bonne approximation. Pour ces raisons on généralise la définition du facteur γ . Originellement longueur caractéristique de l’exponentielle, on prendra désormais pour valeur de γ la distance dans laquelle 63% de l’intensité est contenue. Ce paramètre peut être vu comme l’analogie de la vergence (inverse de la distance focale) d’une lentille. Ces valeurs peuvent aisément être extraites des courbes précédentes. On les représente sur la figure 4.25, avec des simulations (éléments finis).

Comme prévu, γ augmente de façon monotone avec la profondeur de gravure pour atteindre une valeur palier de $1,54\text{cm}$. Il faut remarquer que cette valeur correspond à l’écart entre les deux plots centraux. On peut légitimement penser

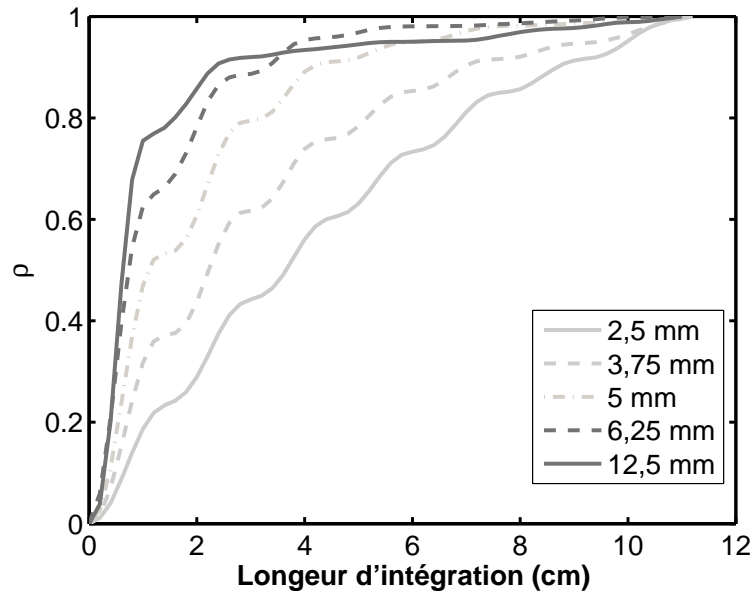


FIG. 4.24 – Tracé de la fonction ρ pour les différentes profondeurs de gravure mesurées et indiquées en légende.

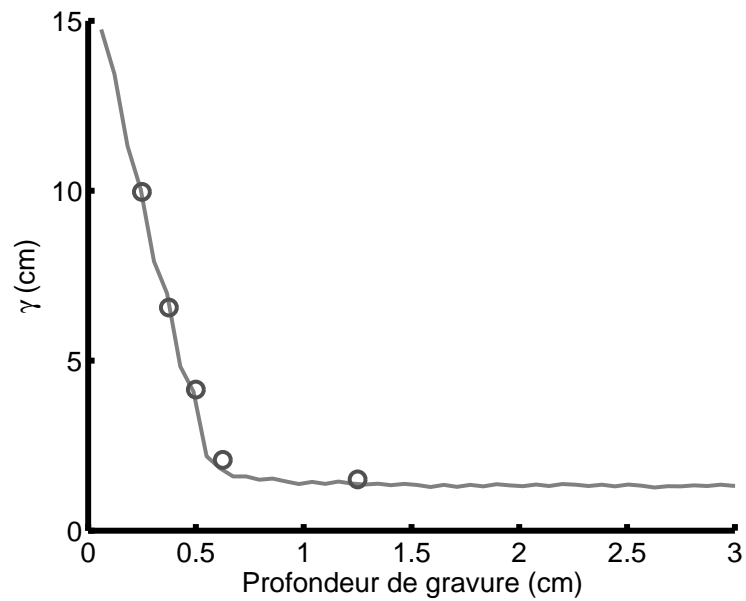


FIG. 4.25 – Facteur γ pour les cinq profondeurs de gravure mesurées (cercles). La simulation est donné par la ligne grise.

qu'il est impossible de concentrer le champ sur une distance inférieure. En effet, en-dessous d'une telle distance il n'existe plus de motifs et donc le champ ne peut se former. On interprète donc cette valeur palier comme la taille ultime de la cavité. Cette taille correspond à la longueur des deux premiers ventres de la composante de Bragg (fig. 4.13).

Si l'on se place maintenant dans le cadre d'un pixel de caméra, avec un pas de réseau typique de $2,7\mu m$, cela revient à concentrer la lumière dans une zone de $1,35\mu m$, soit pour un pixel de $20\mu m$, $1/15^{\text{ème}}$ de sa surface.

4.2.4 Mesures sur le concentrateur : considérations fréquentielles

L'étude du comportement en fréquence de cette structure nous apprend énormément sur le champ à sa surface. Le modèle physique développé plus haut s'avère en effet insuffisant pour expliquer le comportement fréquentielle de ce réseau, nous allons le compléter dans cette partie. Pour cela, on représente sur la figure 4.26, le spectre du champ à la résonance. Le dernier graphe de la figure, représente l'évolution du facteur de qualité avec la profondeur de gravure. Le facteur de qualité est défini comme le rapport de la fréquence de résonance à la largeur spectrale à mi-hauteur. Plus il est élevé, plus l'énergie est concentrée dans un petite longueur spectrale.

On remarque tout d'abord que le pic de résonance devient de plus en plus étroit quand la profondeur de gravure augmente. En plus d'augmenter la concentration spatiale, la profondeur de gravure rend la structure de plus en plus résonante. Mais surtout, contrairement à nos attentes, la fréquence de la résonance diminue avec la profondeur du réseau alors que l'approche que nous avons adopté au paragraphe 4.1.1 prévoyait une fréquence $\bar{\omega} = 2\pi/\Lambda_C$ indépendante de la profondeur.

Pour comprendre les raisons d'une telle déviation il faut remarquer qu'elle s'accroît à partir de $h = 6,25mm$ soit $h = \Lambda_C/4$. Comme nous l'avons décrit dans un chapitre précédent (§2.3.4) à partir d'une telle profondeur de gravure, l'onde incidente est en mesure d'exciter les modes des créneaux du réseau. Ces modes, principalement polarisés selon la direction périodique, sont couplés aux modes de surface par les effets de diffraction sur les angles des plots métalliques. Ainsi pour les profondeurs de gravures supérieures à $h = \Lambda_C/4$ le comportement de la structure, n'est plus uniquement dicté par la dispersion des modes de surface, en l'occurrence des modes situés dans la bande interdite du réseau de Bragg, mais aussi par la dispersion des modes de créneau.

Afin de s'en persuader, on donne sur la figure 4.27, en fonction de la profondeur de gravure, l'évolution de la fréquence des modes mesurées, la simulation équivalente, ainsi que les valeur théoriques de la fréquence pour le mode de surface seul

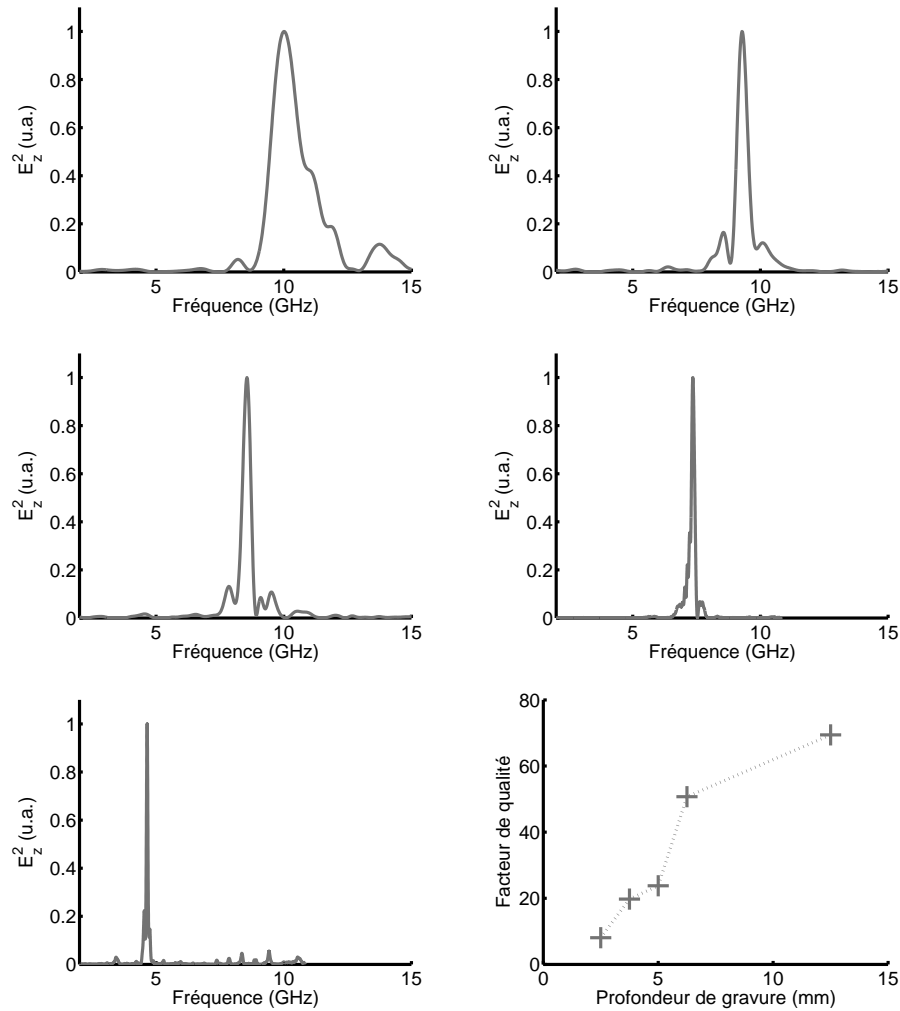


FIG. 4.26 – Spectre de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée à l'abscisse résonante et pour différentes profondeurs de gravure. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm. Dernière figure : Évolution de facteur de qualité en fonction de la profondeur de gravure.

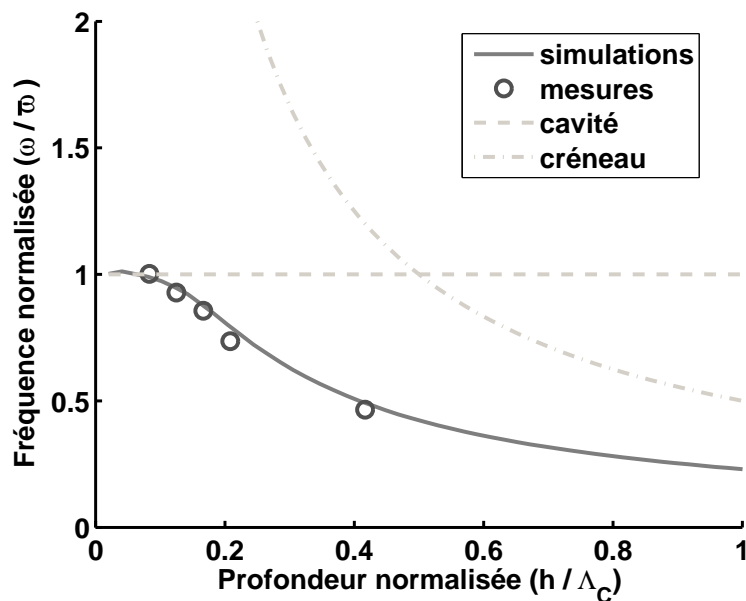


FIG. 4.27 – Évolution de la fréquence de résonance du concentrateur en fonction de la profondeur de gravure normalisée. Comparaison des simulations et des mesures. Les deux autres courbes représente l'évolution de la fréquence de la cavité ou des modes de créneaux pris séparément.

ou le mode de créneau seul.

On voit alors que le modèle de l'onde de surface et celui du mode de créneau représentent deux cas asymptotiques de notre structure. La description par les modes de Bragg seul est valide pour les très petites profondeurs de gravure, dans ce cas, la fréquence du mode est $\omega = \frac{2\pi}{2\Lambda_c}$. Pour les profondeur de gravure très élevées le champ total est essentiellement localisé dans les sillons et l'évolution de la fréquence suit la loi : $\omega = \frac{\pi c}{h}$.

Le figure 4.28, permet de comparer les intensité des champs E_x et E_z pour une structure faiblement gravée ($0,28cm$) et profondément gravée ($1,7cm$). Dans le cas de la structure peu gravée l'intensité totale est dominée par le champ polarisé selon z , c'est-à-dire les ondes de surfaces, le champ ne pénètre pas dans les créneaux. Dans l'autre cas, le champ pénètre largement dans les créneaux (dans la polarisation x) et ces modes prennent une large part dans l'intensité totale.

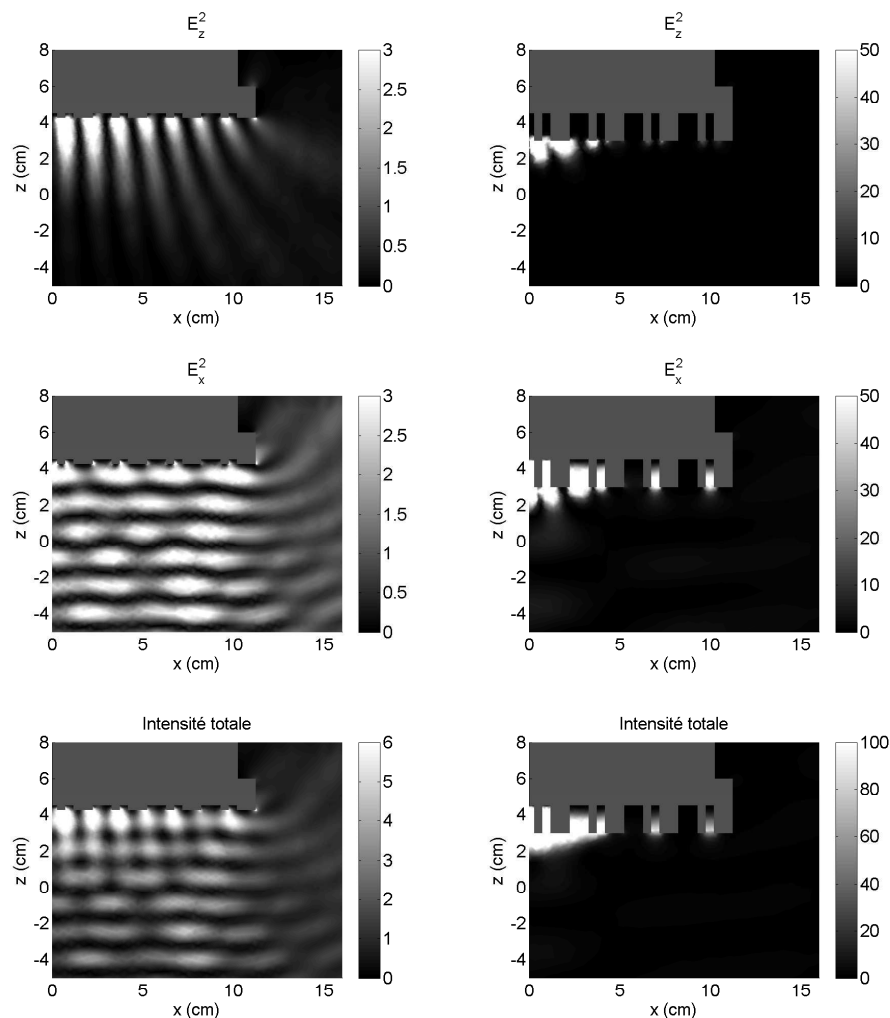


FIG. 4.28 – Cartographie de l'intensité du champ E_x , E_y et de leur somme pour une structure peu gravée ($0,28\text{cm}$), dont la dispersion est dominée par celle des modes de surface (à droite) ; et pour une structure très gravée ($1,7\text{cm}$) dont la dispersion est dominée par les modes de créneau (à gauche). La structure très gravée étant beaucoup plus résonante que l'autre, l'échelle des intensités est différente dans les deux cas.

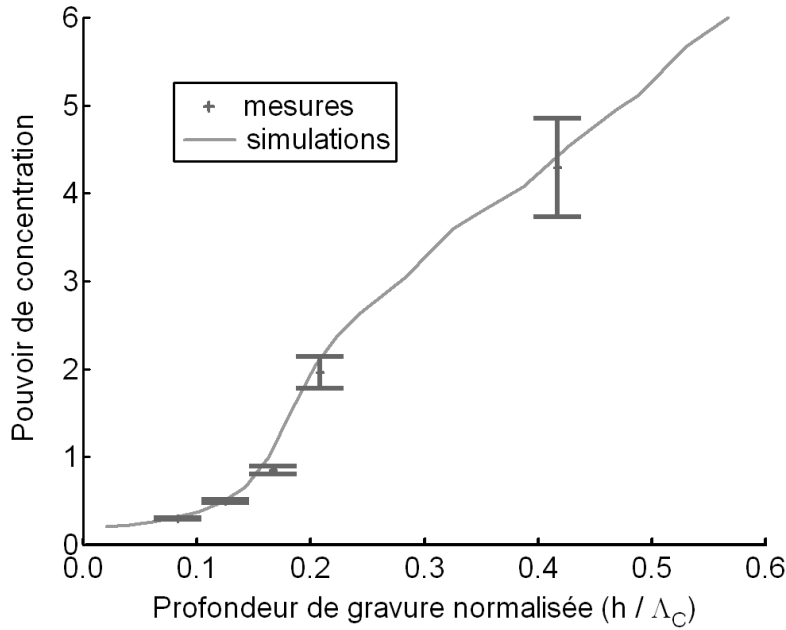


FIG. 4.29 – Évolution du pouvoir de concentration en fonction de la profondeur de gravure normalisée. Comparaison des simulations et des mesures.

4.2.5 Une superlentille de focale nulle

Facteur de mérite

Nous venons de démontrer au paragraphe précédent la possibilité de concentrer toute la lumière incidente dans une petite région au centre de la structure. Le facteur (γ) que nous avons utilisé pour caractériser ces structures est d'autant plus intéressant s'il est comparé à la longueur d'onde du mode résonnant que l'on peut connaître à partir de la figure 4.27. Aussi nous représentons sur la figure 4.29 la grandeur $\lambda \times \gamma^{-1}$ que l'on dénomme *pouvoir de concentration*. On donne de plus les résultats calculés à partir d'une simulation par éléments finis de la même structure où l'on traite le réseau dans l'approximation du métal parfait.

Pour les faibles profondeurs de gravure on peut donner une approximation analytique de $\lambda \times \gamma^{-1}$. On sait (eq. 4.20) que :

$$\lambda \times \gamma^{-1} = \lambda \times \Im(k_{\parallel}) \quad (4.21)$$

La forme circulaire de la dispersion dans la bande interdite nous permet d'écrire :

$$\Im(k_{\parallel}) = \frac{\bar{\omega} - \omega_-}{c} \quad (4.22)$$

Où $\bar{\omega}$ et ω_- sont respectivement la position en fréquence du centre de la bande interdite et du sommet de la bande inférieure (fig. 2.6) nous nous avons donné les expressions aux équations 4.4 et 4.5 :

$$\bar{\omega} = \frac{2\pi}{\Lambda_C} \quad \text{et} \quad \omega_- = \bar{\omega} \times \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi}{\Lambda_C} h_B\right)^2} \quad (4.23)$$

Rappelons nous que cette expression a été dérivée pour un réseau de Bragg sinusoïdal d'amplitude h_B . Dans le cas du réseau binaire, il faut remplacer h_B par l'amplitude de la seconde harmonique de Fourier c'est-à-dire l'amplitude de la composante de Bragg. Les équations 4.13 et 4.14 nous permettent de calculer l'amplitude de cette harmonique :

$$\sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2} = 0,41 \times h \quad (4.24)$$

Dans l'approximation $h \ll \Lambda_C$, on peut écrire :

$$\lambda \times \gamma^{-1} \sim \frac{4\lambda (0,41 \times h)^2 \pi^3}{\Lambda_C^3} \quad (4.25)$$

En se souvenant que dans l'approximation perturbative $h \ll \Lambda_C$, la longueur d'onde de résonance est $\lambda = \Lambda_C$, donc :

$$\lambda \times \gamma^{-1} \sim \frac{4 (0,41h)^2 \pi^3}{\Lambda_C^2} \quad (4.26)$$

Il est important de remarquer que cette expression du facteur $\lambda \times \gamma^{-1}$ s'entend pour une structure infinie. En effet, si le champ n'est absolument pas concentré (réparti uniformément sur la plaque), $\gamma \rightarrow \infty$ et $\lambda \times \gamma^{-1} \rightarrow 0$. Il n'y a, effectivement, aucune concentration. Si l'on s'intéresse maintenant à une structure finie, cela est plus complexe.

En effet, en l'absence totale de concentration, le champ est supposé réparti uniformément sur toute la longueur de la plaque. Donc, même en l'absence de concentration, il existe une longueur : $0,63 \times L$ dans laquelle est contenue 63% de l'intensité totale du champ à la surface.

Dans le cas fini il nous faut donc corriger la formule 4.26 :

$$\lambda \times \gamma^{-1}|_L \sim \lambda \times \gamma^{-1}|_{L \rightarrow \infty} + \frac{\Lambda_C}{0,63 \times L} \quad (4.27)$$

On montre le tracé de cette approximation avec les trois premiers points de mesures à la figure 4.30. Cette convergence du résultat analytique avec la mesure vient conforter notre description de la structure concentratrice, en plus des simulations numériques.

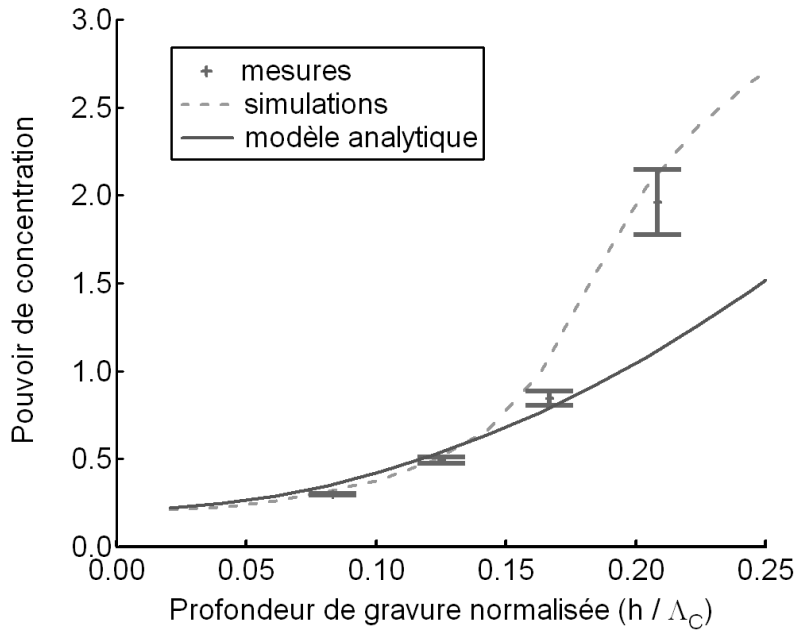


FIG. 4.30 – Modèle analytique (eq. 4.27) du pouvoir de concentration, pour les petites profondeurs, comparé aux simulations et aux résultats expérimentaux.

Parmi les résultats de mesures présentés en figure 4.29, le dernier point se place à une position remarquable. En effet, il montre, appuyé par les simulations qu'il est possible expérimentalement d'obtenir la concentration du champ dans une zone inférieure à $\lambda/4$. Le critère de Rayleigh [57], limitant à $\lambda/2$ la plus petite distance sur laquelle l'énergie peut être focalisée pour le champ lointain n'est donc plus valide dans le domaine du champ proche. L'évolution de la dispersion avec la profondeur de gravure, due à la résonance des créneaux, entraînant une réduction monotone de la longueur d'onde de résonance, explique la divergence de la grandeur $\lambda \times \gamma^{-1}$ aux grandes profondeurs de gravure. Il est donc *a priori* possible de concentrer le champ dans une surface plus petite que $\lambda/2$.

Cas de matériaux avec des pertes

Si l'on peut indéfiniment concentrer le champ en augmentant la profondeur de gravure il ne faut pas perdre de vue qu'en allant vers les grandes profondeurs les modes de créneaux sont de plus en plus prépondérants sur les modes de surface. Même si cela n'altère en rien les propriétés du champ polarisé normalement à la surface E_z , la proportion du champ incident participant à ce mode devient de plus en plus faible.

Afin de montrer cela, on donne les résultats de simulations où l'on introduit

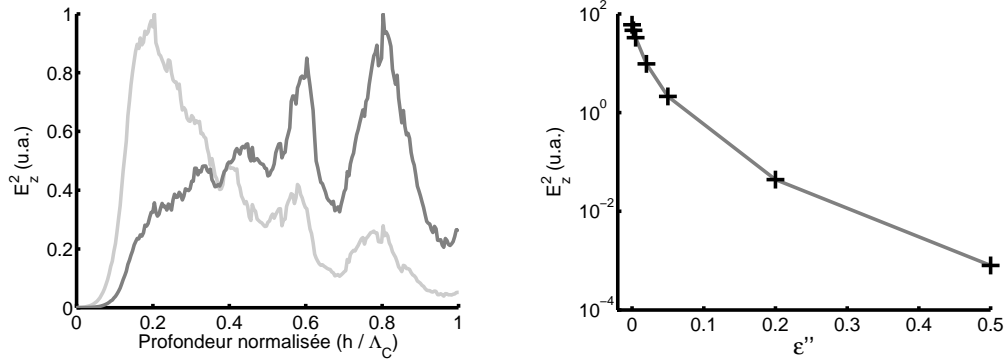


FIG. 4.31 – Résultat de simulations de la structure concentratrice avec un diélectrique à pertes. À gauche, intensité (en unité arbitraire) du champ électrique normal au réseau sur la surface V , pour $\varepsilon'' = 2 \times 10^{-3}$ et $\varepsilon'' = 2 \times 10^{-2}$, en fonction de la profondeur de gravure. À droite, évolution de l'intensité E_z^2 dans la surface V à la profondeur de gravure $h/\Lambda_C = 0,2$, en fonction des pertes.

des pertes dans le matériau diélectrique (fig. 4.31). La permittivité du matériaux prend donc la forme $\varepsilon = 1 - i \times \varepsilon''$. On intègre le champ sur une région centrale V du réseau. V est large de $\Lambda_C/4$ selon l'axe périodique (soit la valeur palière de γ), et s'étend sur une profondeur de Λ_C selon l'axe perpendiculaire au réseau.

La figure 4.31 gauche, indique qu'à la valeur critique $h/\Lambda_C \sim 0,2$, l'intensité du mode E_z commence à décroître, ce qui correspond à la profondeur de gravure où les modes de créneau deviennent excitables. Les oscillations périodiques suivantes sont attribuées à l'excitation d'ordres supérieurs des créneaux.

La concentration du champ peut donc être augmentée *ad volo*, nonobstant, à partir du moment où les modes de créneaux sont excitables, l'intensité "utile" du champ concentrée commence à décroître.

Les superlentilles

Des précautions sémantiques doivent être prises quand il s'agit de décrire notre objet car il s'agit bien ici de concentrer le champ, et non de former une image. De récents dispositifs, couramment appelées superlentilles, rendant possible la formation d'une image en dessous de la limite de Rayleigh ont été démontrés [58–62]. Il ont pour point commun d'imager un objet en recombinaison son champ proche, domaine dans lequel la limite de diffraction ne s'applique plus, ou différemment. Cette fin est obtenue au moyen de métamatériaux, c'est-à-dire des matériaux artificiels dont la fabrication leur confère des propriétés "absentes de la nature". À titre d'exemple on peut citer les cristaux photoniques [63–66] ou les matériaux main gauche dont les constantes électromagnétiques permettent une réfraction à

des angles négatifs [67–69]. À l’heure actuelle ils concernent essentiellement les ondes électromagnétiques, bien que quelques études ait déjà été menées en acoustique [70].

Notre superlentille présente quelques originalités par rapport à ces travaux. Tout d’abord étant donné que le champ est formé directement à l’interface, de part les propriétés des ondes évanescentes, notre lentille peut être considérée comme de distance focale nulle. Les métamatériaux, eux, nécessitent que l’onde traverse le matériau pour que sa propagation soit modifiée, ce qui en fait des dispositifs volumiques au contraire du notre.

Une autre propriété le distinguant des travaux réalisés jusqu’à présent dans le domaine du champ proche sur des surfaces métalliques, vient du fait que le traitement du champ s’inscrit dans le cas d’un métal parfait, ce qui a été démontré expérimentalement. Les effets mis en cause sont purement géométriques et peuvent se manifester sur n’importe quelle interface correctement structurée entre un milieu libre et un réflecteur parfait. On peut donc tout à fait songer à l’étendre à tout type de phénomènes propagatifs, par exemple électroniques ou acoustiques.

Chapitre 5

Nouvelles architectures de pixels

Dans ce chapitre nous présentons une solution efficace à la fois pour diminuer le bruit dans un pixel QWIP et étudier les structures de couplage optique. Dans un premier temps nous présenterons l'origine principale du bruit dans un détecteur à puits quantique et nous montrerons comment le bruit peut être diminué sans altérer le comportement optique du pixel. Ensuite nous présenterons l'implantation de protons qui permet de neutraliser l'absorption dans les puits et ainsi diminuer le bruit. Nous démontrerons expérimentalement que cette technique est efficace et maîtrisable. Enfin nous utiliserons également ce procédé pour étudier de nouvelles structures de couplage, tel le concentrateur de lumière présenté au chapitre précédent.

5.1 Diminuer le bruit

5.1.1 Retour sur l'expression du bruit

À la fin du chapitre 1, nous avons donné la formule du bruit dans un détecteur à puits quantique (eq. 1.12) :

$$B = \sqrt{4qgI} \quad \text{en} \quad A.Hz^{-1/2} \quad (1.12)$$

Ce bruit vient de la génération de paires électron-trou dans la zone active [11]. Précisons ce que l'on entend ici par un trou : il s'agit d'une absence d'électron dans la sousbande fondamentale. Nous n'avons aucune génération interbande faisant intervenir la bande de valence ici, mais nous nous permettons de conserver la sémantique "électron-trou" en raison de la similarité avec l'analyse de bruit dans les diodes interbandes. La structure étant polarisée (soit par un champ électrique externe dans le cas du QWIP, soit par l'inhomogénéité de la couche active dans le

cas des QCDs), ces paires sont séparées et prennent part au courant. La génération de paires électrons-trous étant aléatoire, ce courant n'a pas une contribution continue mais crée des fluctuations dans le signal total, donc du bruit. Dans le cas des photoconducteurs à puits quantiques, les électrons traversant la couche active peuvent être réabsorbés par les puits. Cette capture est à l'origine d'un bruit supplémentaire, analogue au bruit de génération.

On peut montrer que le bruit de génération-recombinaison prend la forme générale [11] :

$$B = \sqrt{2qgI \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle}} \quad (5.1)$$

Où τ est la durée de vie de l'électron excité dans la structure, q sa charge et g le gain de photoconduction. Si on note p la probabilité qu'un électron soit capturé quand il passe un puits, v sa vitesse et l la distance entre deux puits, on peut montrer que les moyennes temporelles prennent la forme :

$$\langle \tau \rangle = \frac{l}{vp} \quad \langle \tau^2 \rangle = \left(\frac{l}{v} \right)^2 \frac{2-p}{p} \quad (5.2)$$

Le bruit dans une structure à puits quantique prend donc la forme :

$$B = \sqrt{2(2-p)qgI} \quad (5.3)$$

Enfin si l'on peut faire l'approximation que p est très petite on a :

$$B = \sqrt{4qgI} \quad (5.4)$$

Compte tenu de l'origine du bruit, il est naturel qu'il croisse avec l'intensité I puisqu'elle détermine la vitesse des porteurs dans la structure. Le gain g intervient comme un facteur d'amplification du bruit.

L'intensité traversant la structure étant proportionnelle à l'aire (A) de la couche active, le bruit est donc proportionnel à la racine de l'aire. En diminuant l'aire de la zone absorbante on peut donc réduire le bruit.

5.1.2 Séparation du comportement électronique et photonique

À première vue nous tenons donc une piste sûre pour diminuer le bruit : réduire l'aire de la zone active. On peut facilement y arriver, en diminuant simplement la taille du pixel. Le bruit est en effet diminué, mais le flux de photons incidents, proportionnel à l'aire du pixel, l'est aussi. Nous n'y gagnons donc rien. L'idée serait alors de pouvoir diminuer l'aire de la zone active en gardant le flux de

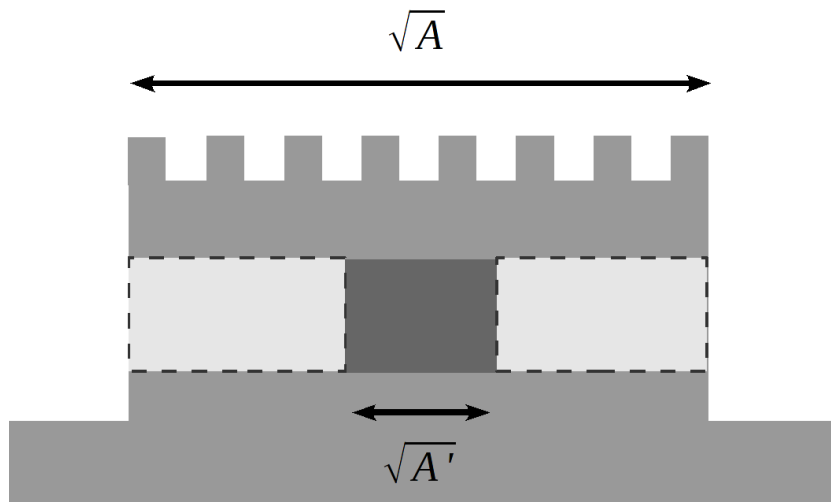


FIG. 5.1 – Réduction de la zone active à une surface A' dans un pixel de surface A . La zone en pointillé est neutralisée par implantation.

photons la traversant constante. D'une certaine façon, l'aire du pixel doit rester la même pour les photons et diminuer pour les électrons.

Le procédé technologique d'implantation ionique permet de réaliser un tel objet. On montrera, dans la suite de ce chapitre, qu'il est possible de venir introduire des charges à travers le pixel pour neutraliser les porteurs sur une certaine portion de la couche active. Cette région n'émet alors plus de charge. On peut donc circonscrire l'absorption à une aire limitée (A'). L'aire du pixel (A) restant inchangée, le flux de photons, reste identique (fig. 5.1). La surface électronique A' devient indépendante de la surface photonique A .

Si le flux de photon incident reste proportionnel à l'aire du pixel, le champ absorbable sera lui aussi *a priori* réparti sur toute la surface du réseau, y compris au-dessus de la zone n'absorbant plus. Le problème reste alors entier. Deux solutions peuvent cependant rendre tout le flux incident absorbable. Premièrement si le temps de vie du photon à la surface du réseau est plus grand que dans les puits, alors quelque soit la forme du champ, tous les photons seront susceptibles de passer au-dessus de la zone non-implantée et donc d'être absorbés. Deuxièmement, on peut grâce au réseau concentrateur présenté au chapitre précédent venir concentrer spatialement tout le champ incident au-dessus de la zone active. Tous les photons incidents sur le pixel sont alors focalisés, grâce à une lentille de focale nulle, sur une surface électriquement aussi petite et donc aussi peu bruiteuse que possible.

5.2 Présentation de l'implantation

L'implantation d'ions est un processus technologique de plus en plus répandue dans la fabrication de dispositifs semi-conducteurs. Elle consiste à insérer des ions d'une espèce donnée dans le semi-conducteur après sa croissance.

5.2.1 Principe de l'implantation

Pour cela on soumet l'échantillon à un faisceau mono-énergétique et très focalisé d'ions accélérés. Les ions, en entrant dans le semi-conducteur, vont subir des collisions multiples jusqu'à se figer dans la structure cristalline et ainsi créer des défauts qui vont modifier le comportement du semi-conducteur.

Trois paramètres peuvent être fixés : l'espèce chimique, sa vitesse et la dose implantée dans le semi-conducteur. Le choix de l'espèce chimique a deux conséquences. D'abord sa charge qui va déterminer le type de défaut créé. Puis sa masse, qui va influencer sur l'interaction avec les noyaux du cristal, ce qui conditionne à la fois la distance qu'elle parcourt dans le matériau ainsi que les déplacements éventuels des atomes qu'elle rencontre sur son passage. Les collisions entre les ions implantés et ceux du cristal peuvent, en effet, détériorer la structure cristalline. Dans ce cas on chauffe la structure après implantation afin de réordonner le cristal. D'un point de vue pratique, la masse de l'ion va aussi jouer sur la vitesse à laquelle il peut être accéléré, donc son énergie. Les accélérateurs d'ions sont des appareils de très grande taille et malgré cela, leurs possibilités d'accélération sont limitées par la distance que l'ion peut parcourir à l'intérieur et le champ électrique applicable pour l'accélérer. Pour un champ électrique donné, plus l'espèce sera lourde, moins elle sera accélérée.

L'énergie de l'espèce à implanter est purement cinétique. Plus l'espèce arrive avec une vitesse élevée sur l'échantillon plus elle pénètre en profondeur. Enfin la dose est fixée par le temps pendant lequel l'échantillon est soumis au faisceau et fixe le nombre de défauts introduits dans la structure.

L'implantation est principalement utilisée pour rendre isolantes des zones semi-conductrices [71,72]. Les ions ajoutés dans le semi-conducteur ainsi que les déplacements des atomes de la structure cristalline créent des défauts autour desquels les électrons libres seront piégés, empêchant toute absorption. Ces pièges sont très analogues à ceux créés par les impuretés en dessous de la transition de Mott et qui seront l'objet du chapitre 6.

L'isolation par implantation est couramment utilisée dans les lasers pour réduire la zone d'injection [73]. Plusieurs brevets [74–76] proposent d'utiliser l'isolation par implantation pour délimiter les pixels sans gravure *mesa*. Ce procédé qui permet d'obtenir des matrices de pixel totalement planaires a déjà été validé. Dans le cas qui nous concerne, les pixels sont gravés et l'implantation sert à isoler

une partie de la zone active à l'intérieur du pixel.

Cependant l'implantation d'ions peut être employée autrement que dans le but d'isoler des composants. La référence [77] propose d'utiliser les défauts introduits par l'implantation pour doper graduellement les semi-conducteurs. Elle peut aussi être utilisée pour modifier l'indice optique d'une région du semi-conducteur, dans les lasers par exemple. Certaines équipes, proposent également de se servir de l'implantation pour réaliser des QWIPs sensibles à plusieurs longueurs d'ondes [78–80]. Ils utilisent le bombardement ionique pour inter-diffuser le matériau des puits et des barrières. Le profil de potentiel de la structure est alors modifié, changeant les états électroniques confinés.

5.2.2 Les moyens techniques pour implanter des ions

Pour l'application qui nous concerne, nous pouvons nous contenter d'éléments légers comme le proton. Nous utilisons les moyens du CSNSM (Centre de Spectroscopie Nucléaire et Spectroscopie de Masse d'Orsay). Leur équipe Sémiramis est pourvue d'un accélérateur de particule (ARAMIS) et d'un implanteur (IRMA) qui permettent d'obtenir des faisceaux pour un grand nombre d'éléments. Les énergies dont nous avons besoin ne sont pas atteignables par l'implanteur IRMA, on utilise donc le faisceau d'ion de l'accélérateur ARAMIS.

Cet accélérateur possède deux modes de fonctionnement. En mode "Tandem", pour la majorité des éléments ou en mode "Van de Graaf" pour les éléments légers tels que l'hydrogène, l'hélium ou l'azote; difficiles à obtenir dans le premier mode. En mode "Tandem", la différence de potentiel permettant d'accélérer les ions est créée grâce à un flux de particules au centre de l'accélérateur. On introduit l'espèce sous forme d'ions négatifs à une extrémité de l'accélérateur. Arrivée au centre, les ions perdent leurs charges négatives en traversant un gaz, chargé positivement ils poursuivent leur accélération vers l'autre extrémité de l'accélérateur. L'accélération d'une espèce par cette méthode nécessite de pouvoir l'introduire sous forme d'ion négatif, ce qui n'est pas évident pour les espèces très légères. Les accélérateurs de type "Van de Graaf", la différence de potentiel est obtenue grâce à l'électricité statique accumulée sur une électrode par frottement d'une courroie isolante. Dans ce mode, l'espèce est introduite sous forme gazeuse et ionisée par un plasma. Les tensions mises en jeu dans ARAMIS atteignent les 2MV [81–83].

Ce grand instrument fournit un outil précieux pour une grande variété de sujets de recherche tels que la synthèse de nouveaux matériaux, la structuration de nano-objets, le dopage de semi-conducteurs, la microscopie électronique en transmission, la spectroscopie nucléaire, la séparation d'isotopes.

5.2.3 Réalisation technologique d'un pixel implanté

L'implantation de la couche active est une étape supplémentaire dans la réalisation d'un pixel. Comme chaque niveau de la fabrication, elle nécessite des calibrations et des essais multiples afin d'obtenir le résultat souhaité. De nombreux paramètres entrent en jeu pour réaliser une implantation adéquate qui nécessite de repenser toutes les étapes de fabrication d'un pixel.

Paramètres d'implantation

Avant toutes choses, il est nécessaire de déterminer les paramètres d'implantation évoqués plus haut, qui permettront d'annihiler l'absorption pour une couche active donnée. Pour cela on utilise le code SRIM (*the Stopping and Range of Ions in Matter*) développé par James Ziegler, qui simule la diffusion d'ions dans la matière. Ce programme permet de connaître la distribution statistique d'une espèce d'ion implantée à une énergie donnée dans une structure à plusieurs couches. La distribution suit une loi gaussienne autour d'une profondeur dépendant essentiellement de la densité du matériau et de l'énergie de l'ion. Étant donnée l'épaisseur de notre couche active, une seule énergie d'implantation ne suffit pas à avoir un nombre de défauts suffisant sur la totalité des puits. On utilise donc cinq énergies suffisamment proches pour avoir une distribution de protons quasi uniforme sur toute la zone active. On donne à la figure 5.2 le profil d'implantation pour une section du pixel suivant le plan des puits ainsi que perpendiculaire à ce plan et la distribution finale des porteurs suivant l'axe de croissance. Notons aussi que pour des raisons que nous expliquerons plus tard l'étape d'implantation se fait avant la métallisation. Si les ions devaient être implantés à travers le métal les énergies utilisées seraient bien plus élevées.

Puisque la distribution spatiale sera différente pour chaque énergie la dose d'ions à planter devra aussi être adaptée de manière à avoir un nombre de défauts supérieur au dopage pour chaque énergie. On décide d'implanter $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ atomes pour être sûrs de dépasser le dopage. On résume à la table 5.1 les énergies et les doses utilisées pour nos structures.

Protection des zone non-implantées

On protège les zones ne devant pas être implantées par le procédé habituel de résinage et de photolithographie. L'épaisseur de résine suffisante pour stopper les ions avant d'atteindre le haut du pixel peut être elle aussi estimée à l'aide du programme SRIM. Pour la résine que nous utilisons on estime qu'il faut une épaisseur de résine supérieure à $5\mu\text{m}$.

Utiliser une résine aussi épaisse pose plusieurs problèmes. Il est notamment plus difficile de définir des motifs bien verticaux, le risque est donc d'avoir des zones

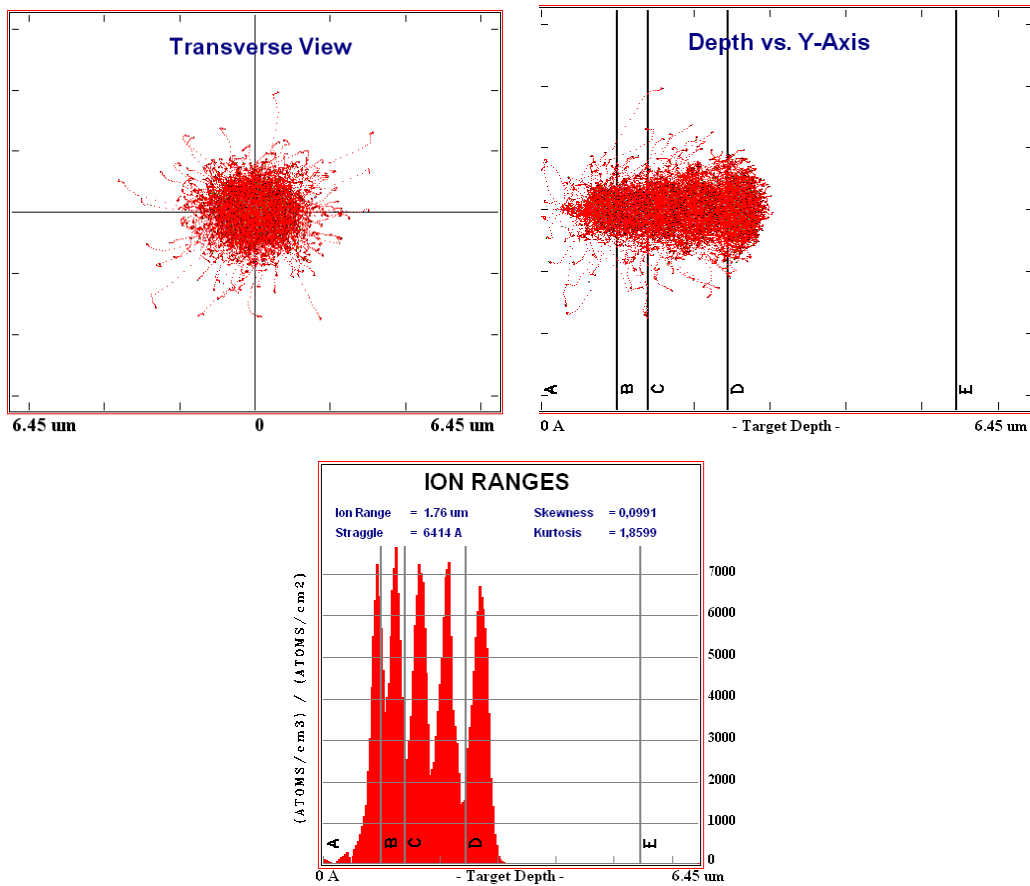


FIG. 5.2 – Dans le sens de la lecture : distribution spatiale des protons suivant le plan des couches, distribution spatiale des protons suivant le plan perpendiculaire aux couches, nombre de protons implantés suivant l'axe de croissance. La nomenclature des couches est la suivante : *A* : réseau ; *B* : contact supérieur ; *C* : zone active, *D* : contact inférieur ; *E* : substrat

Énergies (<i>keV</i>)	Doses (cm^{-2})
330	$1,16 \times 10^{15}$
270	$1,06 \times 10^{15}$
220	$9,8 \times 10^{14}$
170	$8,8 \times 10^{14}$
130	$7,2 \times 10^{14}$

TAB. 5.1 – Énergies et doses des protons à implanter pour supprimer l'absorption sur des couches de 30 puits.

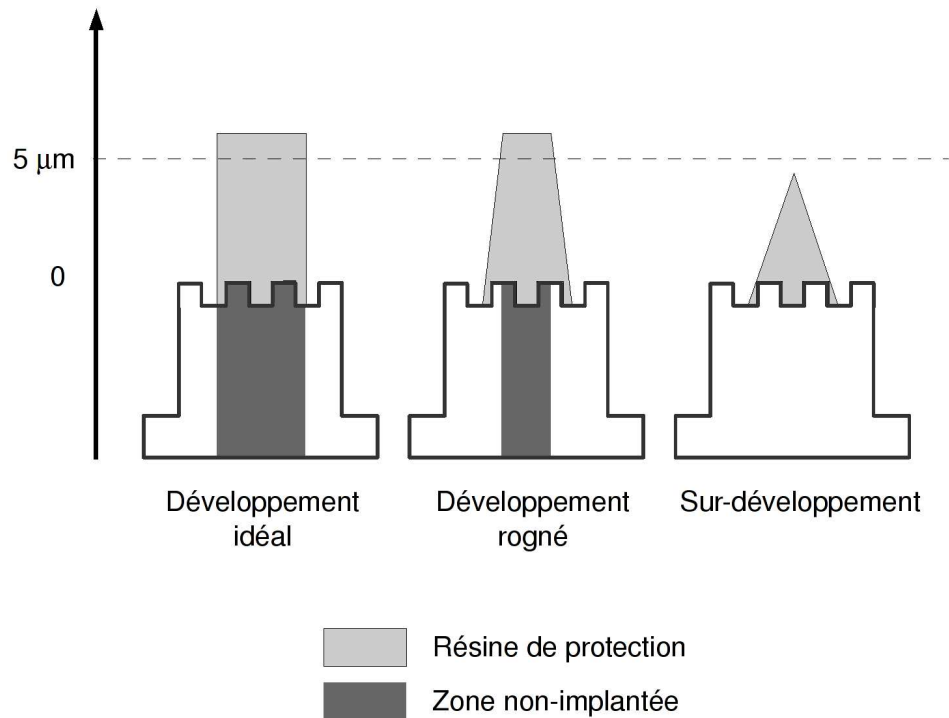


FIG. 5.3 – Problème du développement de petits motifs sur une résine épaisse. Représentation schématique de trois cas de développement. Le développement idéal représente le cas où les cotes nominales sont respectées. Au milieu le cas où le dessus de la résine, plus exposé, est plus développé que la base. La zone protégée est alors réduite. Enfin le cas où le haut de la résine est entièrement sur-développé, le pixel est alors entièrement implanté.

protégées trapézoïdales (fig. 5.3) ou même, si le motif est très petit, un développement triangulaire, ce qui signifie que la zone protégée peut être considérablement réduite par rapport aux côtes nominales.

S'ajoute au problème du respect des cotes lors du développement de la résine, la diffusion latérale des ions dans le matériau comme l'illustre la figure 5.2. Ces deux incertitudes, qui seront évaluées au paragraphe 5.3 font de l'implantation une étape technologique critique dans la perspective de fabriquer industriellement des pixels de cette taille.

Problèmes éventuels lors de l'implantation

Comme nous l'avons mentionné précédemment l'implantation d'ions est réalisée au moyen de grands instruments utilisés pour des applications très diverses et non dans des bâtis à but unique. Cela a pour conséquence une grande marge de

manceuvre sur la façon de réaliser cette étape et donc de nombreux problèmes éventuels propres à chacune des applications.

Dans le cas de l'implantation de structures semi-conductrices deux problèmes majeurs peuvent survenir. Le premier à trait à l'orientation de la structure cristalline par rapport au faisceau d'ion. En effet au début du paragraphe 5.2.3 nous avons implicitement considéré que les ions étaient stoppés aléatoirement après des collisions multiples dans le matériau. Dans le cas d'une structure cristalline, le parcours de l'ion sera considérablement allongé s'il est incident selon l'un des axes principaux du cristal [77]. Pour éviter ce problème la surface des échantillons est orientée avec un angle de 7° par rapport au faisceau.

Le deuxième problème vient de l'intensité du faisceau. En effet nous avons fixé des énergies, et des doses d'ions à implanter. Le temps nécessaire à introduire un nombre fixé d'ions à une énergie donnée est proportionnelle à l'intensité électrique du faisceau. Dans l'idéal on souhaite réduire le temps d'implantation ce qui signifie avoir une intensité maximale. Or plus l'intensité est élevée plus l'échantillon va s'échauffer. Cet échauffement peut avoir deux conséquences, la première est la détérioration de la résine de protection, la seconde est liée au problème de la disparition des défauts avec la température et sera abordée plus longuement dans le paragraphe suivant.

Sensibilité à la température et ordre des étapes technologiques

Le nombre de défauts introduits par l'implantation peut être considérablement réduit si l'échantillon est chauffé à des températures supérieures à 300° [84]. Dans notre cas, le nombre de défauts ne serait alors plus suffisant pour empêcher l'absorption. Or le recuit des contacts métalliques utilisés habituellement s'effectue à des températures de l'ordre de 400° . Trois solutions sont donc envisageables. La première consisterait à implanter après la métallisation. Cela impliquerait des énergies d'implantation beaucoup plus élevées afin de traverser le métal ce qui aurait entre autres conséquences d'augmenter la diffusion latérale des ions. La deuxième, que nous adopterons ici, est de faire une métallisation en deux étapes. Avant l'implantation, on métallise et on recuit une petite surface du pixel au-dessus de la zone non implantée pour assurer le contact électrique (fig. 5.13 et 5.17). Après implantation on recharge en métal l'intégralité du pixel pour assurer le fonctionnement du réseau. Cependant cette solution s'avère peu pratique puisqu'elle ajoute encore une étape technologique. Ces deux solutions impliquent que l'implantation se fasse après la formation du contact. La troisième solution qui laisserait beaucoup plus de liberté dans le déroulement des étapes technologiques repose sur l'utilisation de contacts ne nécessitant pas de recuits à des températures élevées tels ceux que nous présenterons au chapitre 7.

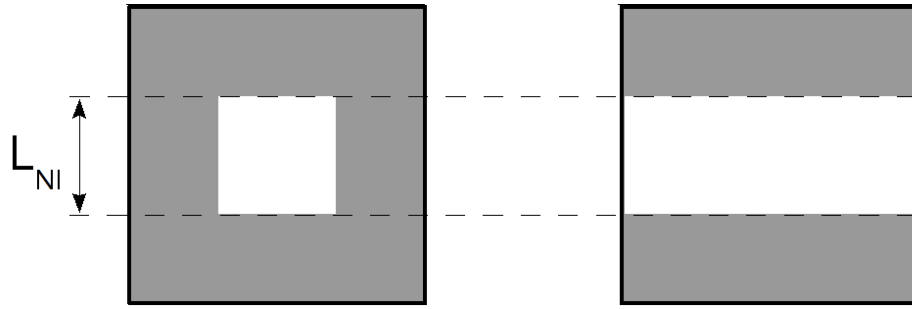


FIG. 5.4 – Représentation schématique de la zone non-implantée sur un pixel pour l'étude du bruit en fonction de l'aire implantée. On représente en gris les zones implantées et en blanc la zone non-implantée. Deux configurations seront étudiées. Celle où la zone non implantée est carrée (à gauche) de surface $L_{NI} \times L_{NI} \mu m^2$ et celle où la zone non-implantée est rectangulaire (à droite) de surface $L_{NI} \times 100 \mu m^2$.

5.3 Validation expérimentale de la réduction du bruit par implantation

Pour étudier les effets de l'implantation sur les caractéristiques d'un pixel nous utilisons la structure QWIP habituelle à trente puits que nous rappelons à la table 5.2.

Nomenclature	Épaisseur (nm)
Réseau	1000
Contact	400
Couche active	30 Puits
Contact	3000
Substrat	

TAB. 5.2 – Épitaxie pour l'étude de l'implantation.

Sur cette couche on définit des pixels de $100 \times 100 \mu m^2$, et l'on fait varier l'aire implantée de sorte à laisser une zone absorbante de surface $L_{NI} \times L_{NI} \mu m^2$ au centre du pixel. Dans cette partie la zone non-implantée sera toujours carrée mais par la suite nous utiliserons également, dans le but d'étudier le comportement de nouveaux réseaux, des zones non-implantées rectangulaires qui auront donc une surface de $L_{NI} \times 100 \mu m^2$. On schématise ces deux cas à la figure 5.4.

Dans un premier temps, on mesure les caractéristiques $I(V)$ en l'absence d'éclairement, ce qui donne accès au seul comportement électrique du pixel. On reporte à la figure 5.5 la valeur du courant pour deux tensions, en fonction de L_{NI}

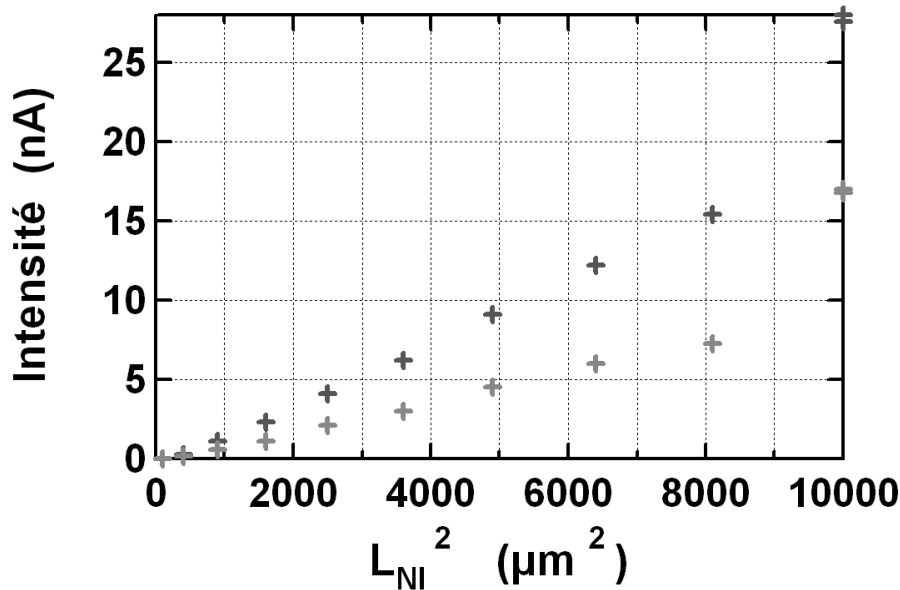


FIG. 5.5 – Valeur du courant à 77K en fonction de la taille de la zone non-implantée pour deux tensions. En noir : 2V en gris 1,4V.

la dimension de la zone non implantée. Il est important de noter que les pixels ayant une zone non-implantée de $100\mu m$, soit la taille du pixel, ont un masque qui déborde très largement du pixel et donc ne sont pas implantés du tout.

On peut voir que, excepté pour la plus grande zone non-implantée, la variation de courant a bien une variation quadratique avec la taille non-implantée. L'implantation s'est donc effectuée correctement, puisque le courant mesuré est proportionnel à l'aire de la zone active restante. Le fait que le comportement des pixels avec une zone non-implantée de $100\mu m$ s'écarte des autres, s'explique par les effets de diffusion et les éventuels problèmes de masquage décrit plus haut qui font que l'aire non-implantée est toujours plus faible que celle définie par le masque (L_{NI}); sauf pour la dimension $100\mu m$, où, comme nous l'avons dit, le masque recouvre largement le pixel. Autrement dit, nous ne sommes sûrs de la taille de zone active que dans ce dernier cas. Pour toutes les autres tailles, l'aire de la zone active obtenue est inférieure à celle visée.

Partant de cela, il est toutefois possible de remonter à la taille "réelle" de la zone active. En effet, considérant que l'intensité est proportionnelle à l'aire de la couche active, on peut écrire, pour deux pixels ayant une zone non-implantée de côté, L_1 et L_2 , à travers lesquels passent respectivement les intensités I_1 et I_2 :

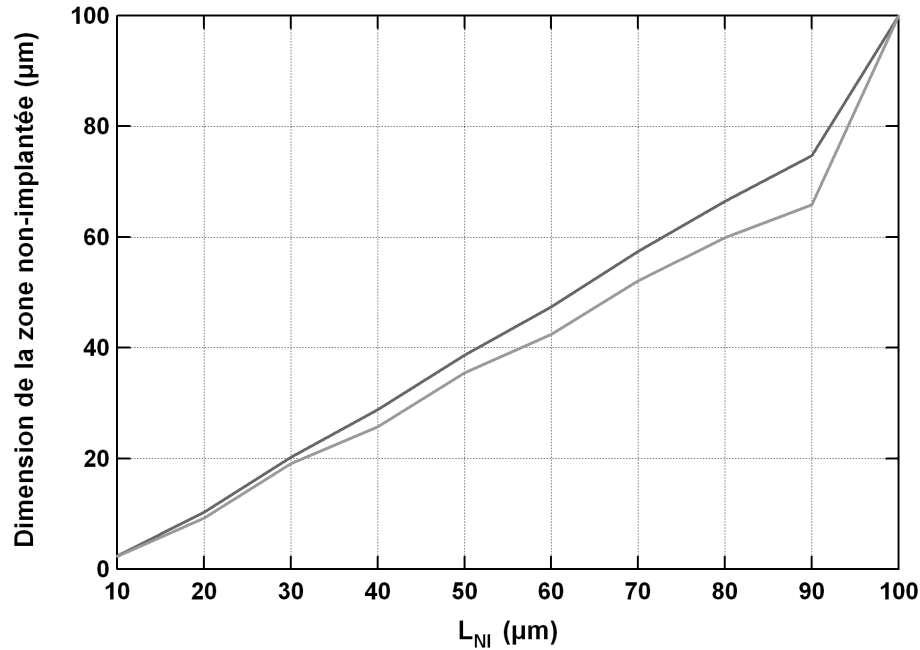


FIG. 5.6 – Taille de la zone non-implantée “réelle” en fonction de la cote nominale L_{NI} . En noir : obtenue à partir des intensités, à 77K, mesurées à 2V ; en gris : à partir des mesures d’intensités mesurées à 1,4V.

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{L_1^2}{L_2^2} \quad (5.5)$$

Connaissant de façon certaine L dans le cas des pixels ayant $L_{NI} = 100\mu m$, on peut écrire pour n’importe quel pixel :

$$L = 100 \times \sqrt{\frac{I}{I_{100\mu m}}} \quad \text{en } \mu m \quad (5.6)$$

On reporte sur la figure 5.6, la dimension “réelle” de la zone active, obtenue à partir des mesures de courant de la figure 5.5, en fonction de leur dimension nominale L_{NI} .

Bien sûr, cette fois encore, le cas $L_{NI} = 100\mu m$ est à part. Visiblement, les causes responsables de l’écart à la dimension nominale sont très reproductibles, puisque les points se répartissent sur une droite de pente égale à un, signifiant que l’écart entre la taille “réelle” et la taille nominale est constant. On l’estime, à partir de ces courbes, à environ $10\mu m$. Compte tenu du profil latéral d’implantation donné à la figure 5.2, on s’attend à ce que les effets de diffusion ne diminuent la zone

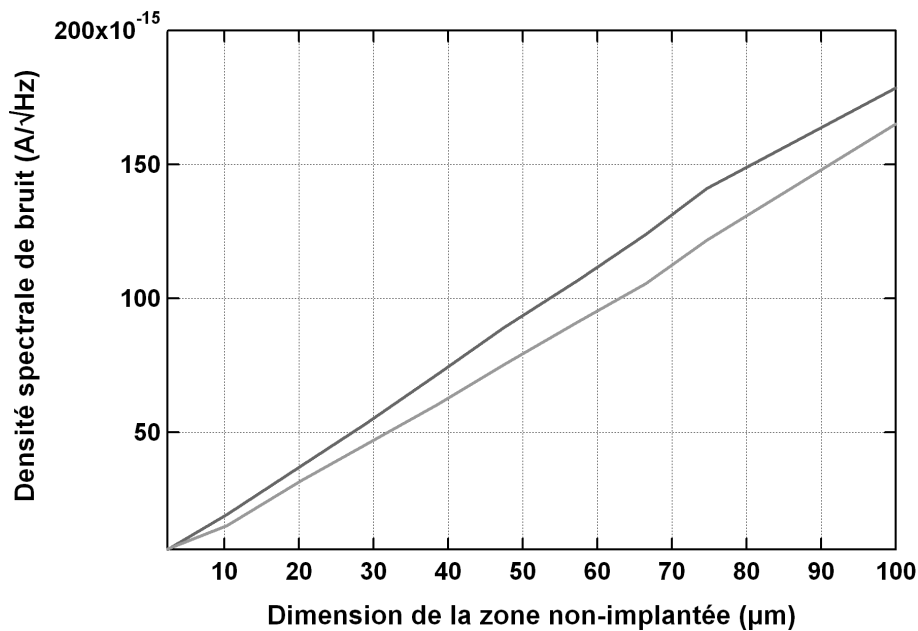


FIG. 5.7 – Évolution du bruit en fonction de la taille non-implantée “réelle” pour deux tensions, à 80K. En noir : à 2V, en gris : à 1,4V.

implantée que de $4\mu\text{m}$. On attribue donc le reste de l'écart à la distorsion des cotes du masque lors du développement présenté à la figure 5.3.

Il faut également noter que l'aire de la zone active définie par l'implantation dépend aussi de la tension appliquée au dispositif. Il semble donc que la différence de potentiel aux bornes du pixel ait une influence non négligeable sur les pièges introduits dans le cristal par les protons, l'aire non-implantée semblant augmenter en même temps que la tension.

Enfin on réalise des mesures de bruit sur ces mêmes pixels. La figure 5.7 donne l'évolution du bruit avec la taille de la zone active “réelle”, telle que nous venons de la calculer, pour deux tensions différentes.

Ces mesures confirment bien l'évolution du bruit avec la racine carrée de l'aire de la zone active telle que nous la décrivions plus haut (§5.1.1). Nous venons donc de confirmer la possibilité, grâce à l'implantation, de diminuer le bruit d'un pixel en circonscrivant l'absorption à une partie restreinte de la zone active. De plus, il nous est possible de prévoir l'écart entre la taille de la zone active dessinée sur le masque et celle réellement obtenue après implantation. Il sera donc possible, à l'avenir, de réaliser de façon maîtrisable des pixels implantés.

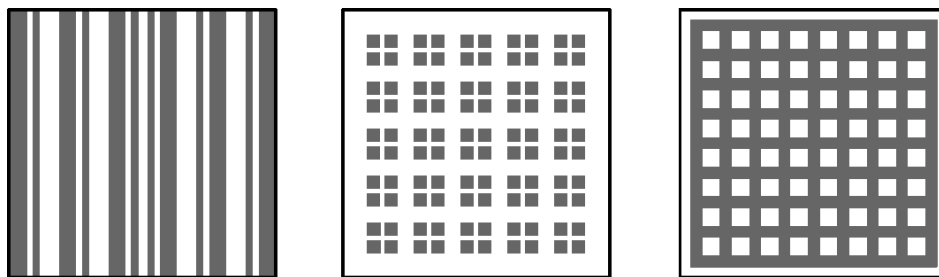


FIG. 5.8 – Présentation schématique des trois types de réseaux étudiés. De gauche à droite : réseau concentrateur, réseau de Bragg, réseau bidimensionnel classique. On représente en gris le bas du réseau c'est-à-dire le réseau du côté où se forme l'onde de surface.

5.4 Pixels implantés avec réseaux atypiques

Comme nous avons déjà eu l'occasion de le mentionner, la réduction du bruit par implantation trouve tout son intérêt si elle est réalisée sur des pixels avec un réseau concentrateur qui focalise toute la puissance incidente sur la zone non-implantée. Cependant, l'implantation d'un pixel en permettant de faire varier l'aire absorbante sans modifier la taille du réseau est aussi un outil précieux pour mieux comprendre le comportement des réseaux. On étudiera donc dans ce paragraphe trois structures optiques : le réseau bidimensionnel "classique", le réseau de Bragg, et le concentrateur. On représente de façon schématique ces trois structures sur la figure 5.8.

On étudiera ces échantillons pour deux profondeurs de gravure : $450nm$ (optimisée pour le réseau concentrateur) et $250nm$ (optimisée pour le réseau de Bragg). Notons d'ores et déjà que la profondeur de gravure sur une plaque de trois pouces, telles que celles sur lesquelles ont été fabriqués ces échantillons, varie de plus ou moins $100nm$; ce qui, compte tenu de la forte variation de la dispersion de ces réseaux avec la profondeur de gravure (§4.1.1) peut grandement éloigner ces structures de leur comportement optimal. Il faudrait, si ces structures étaient adoptées pour la fabrication de caméra, mener une nécessaire étude technologique pour essayer de réduire cette inhomogénéité de gravure.

5.4.1 Réseau bidimensionnel classique

Le réseau étudié ici est le réseau "classique" sur des pixels carrés dont nous avons longuement décrit les propriétés dans la partie 2.5. Les motifs gravés sont visibles à la figure 5.9.

La figure 5.10 donne la réponse intégrée du réseau classique pour les trois profondeurs de gravure $1100nm$, $450nm$ et $250nm$ sur des pixels non-implantés.

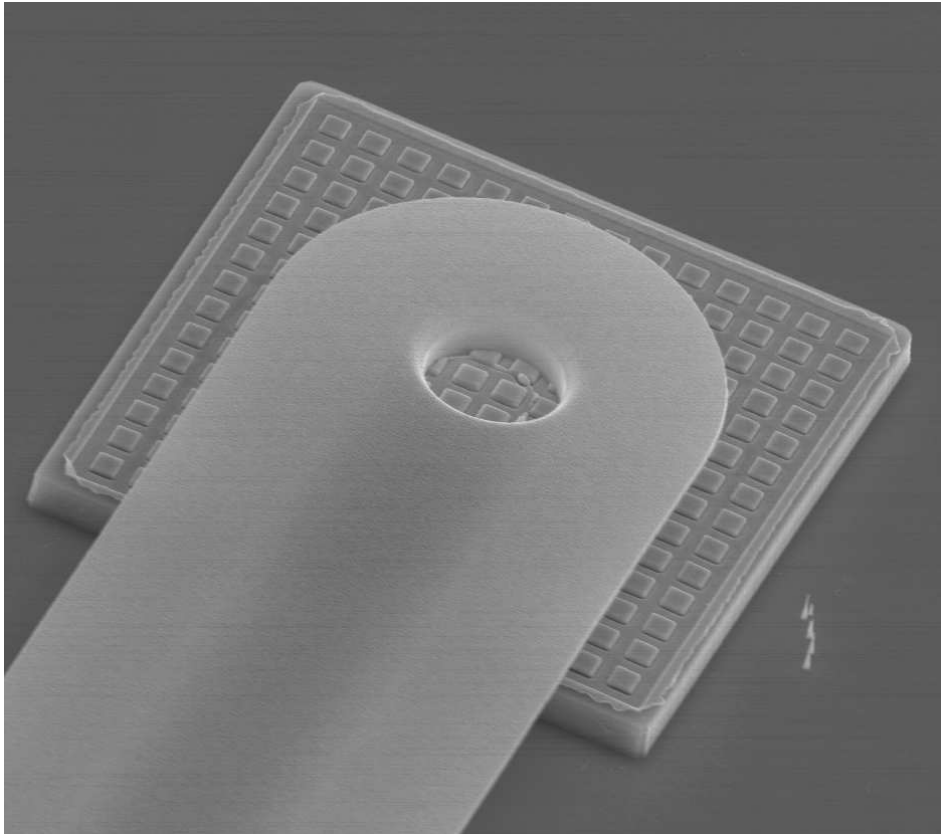


FIG. 5.9 – Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux 2D utilisés. Le réseau est recouvert de métal et l'on distingue au dessus du pixel la piste électrique permettant de reporter le contact du pixel vers le bord de l'échantillon.

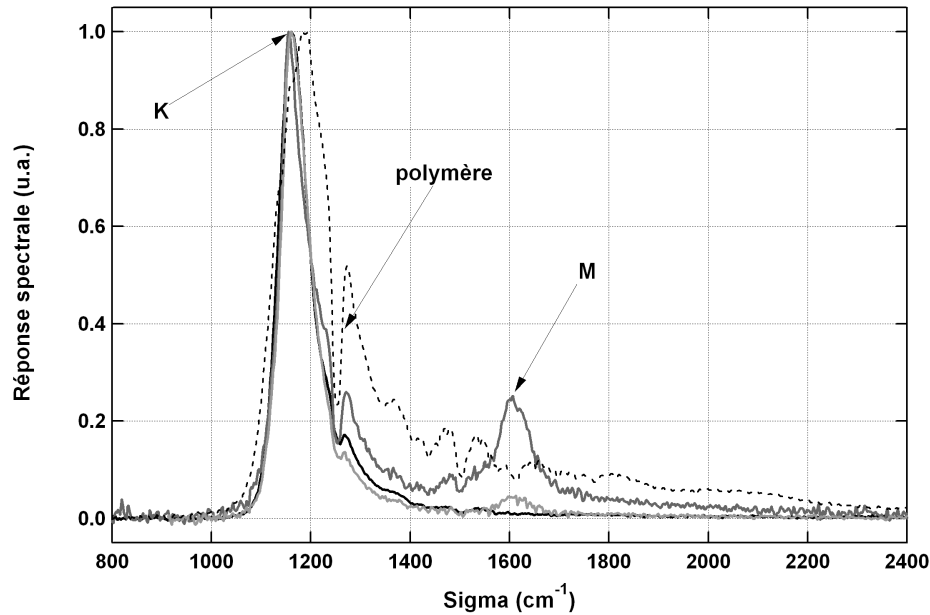


FIG. 5.10 – Réponse normalisée, d'un pixel de $100 \times 100 \mu m$ sans implantation pour trois profondeurs de gravure différentes. En noir : $1100 nm$ ($4K$), en gris foncé : $450 nm$ ($60K$), en gris clair : $250 nm$ ($60K$). On donne en pointillé la réponse d'un pixel sans réseau pour illustrer le couplage par les bords.

On reconnaît la réponse habituelle, très piquée en $1150 cm^{-1} \leftrightarrow 2,68 \mu m$, de ce réseau pour la profondeur de gravure de $1100 nm$. On retrouve cette résonance pour les profondeurs de gravures inférieures, témoignant de la faible dépendance de la dispersion de ce mode avec la profondeur du réseau. En revanche, on remarque une résonance supplémentaire à $1600 cm^{-1} \leftrightarrow 1,92 \mu m$. Cette résonance est attribuée au point de symétrie M du réseau carré, correspondant à un vecteur d'onde : $K_M = \sqrt{2} \frac{2\pi}{\Lambda}$, où Λ est la période du réseau selon les axes parallèles aux bords. La résonance au point M, correspond à une période égale à la demi-distance entre les plots selon la diagonale. On a bien : $1,92 \mu m \sim \frac{2,68}{\sqrt{2}} \mu m$. Tout comme nous avons montré qu'il existait une profondeur de gravure optimale pour la résonance du réseau en $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ (§2.5.2), il semble exister un optimum de profondeur pour la résonance au point M puisque cette dernière est la plus importante en $450 nm$.

Il est intéressant de regarder l'évolution de la réponse intégrée d'un pixel avec un réseau tridimensionnel lorsque l'on réduit la surface de la zone active par implantation. On se place à la profondeur de gravure de $1100 nm$, on donne les résultats à la figure 5.11. On vérifie que la réponse intégrée est proportionnelle à l'aire de la zone active, signifiant que le temps de vie du photon à la surface du réseau est beaucoup plus petit que le temps de vie du photon dans les puits. En

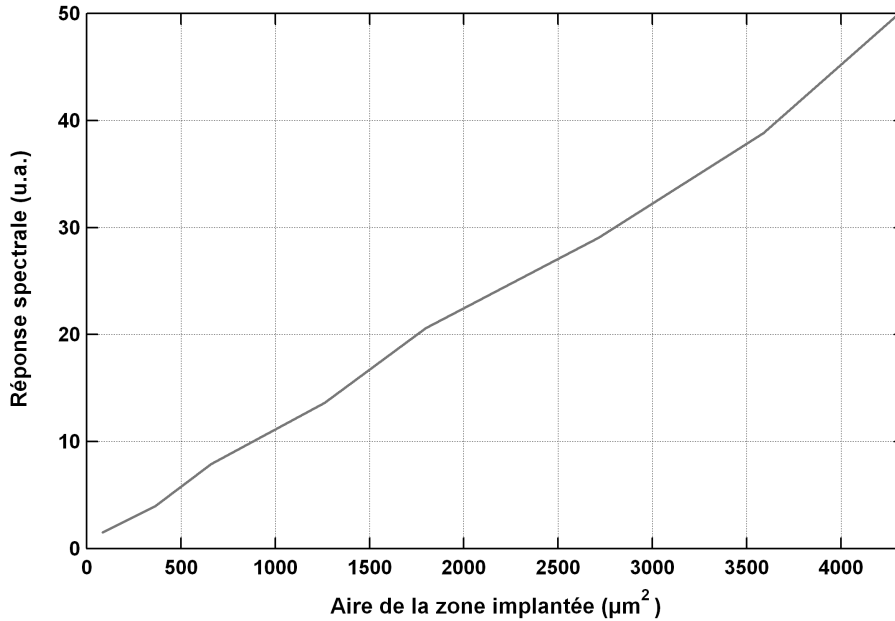


FIG. 5.11 – Réponse (à $1,4V$ et à $4K$) intégrée d'un pixel de $100 \times 100\mu m$, avec une profondeur de gravure de $1100nm$ en fonction de la surface non-implantée déterminée à partir de la figure 5.6.

d'autres termes seul le flux de la partie du mode juste au-dessus de la zone active est absorbé. Dans le cas contraire, si le temps de vie à la surface du réseau était plus grand que dans la zone active tous les photons incidents seraient absorbables, auquel cas, la réponse intégrée serait indépendante de l'aire de la zone active.

5.4.2 Réseau de Bragg

Dans cette partie on s'intéresse au réseau de Bragg, analogue bidimensionnel de la structure étudiée théoriquement dans le chapitre 4 et étudiée dans le gigahertz au paragraphe 4.2.2. Il est important de noter que ce réseau a la connectivité opposée au réseau bidimensionnel précédent. En d'autres termes, le réseau bidimensionnel présente des plots de GaAs dans l'air alors que ce réseau de Bragg présente des plots d'air dans le GaAs (fig. 5.12).

La dispersion d'un réseau de Bragg dépendant très fortement de la profondeur de gravure, le pas de cette structure (Λ) s'avère, même pour de très faibles profondeurs de gravure, être inférieur à la longueur d'onde à laquelle elle résonne. Or comme nous l'avons vu à la partie 4.2.2, le remplissage d'une période s'effectue avec des motifs de taille $0,3 \times \Lambda + 0,3 \times \Lambda + 0,3 \times \Lambda + 0,1 \times \Lambda$. Il faut donc être capable de réaliser des motifs aussi étroits que $0,1 \times \Lambda$ sur la profondeur de

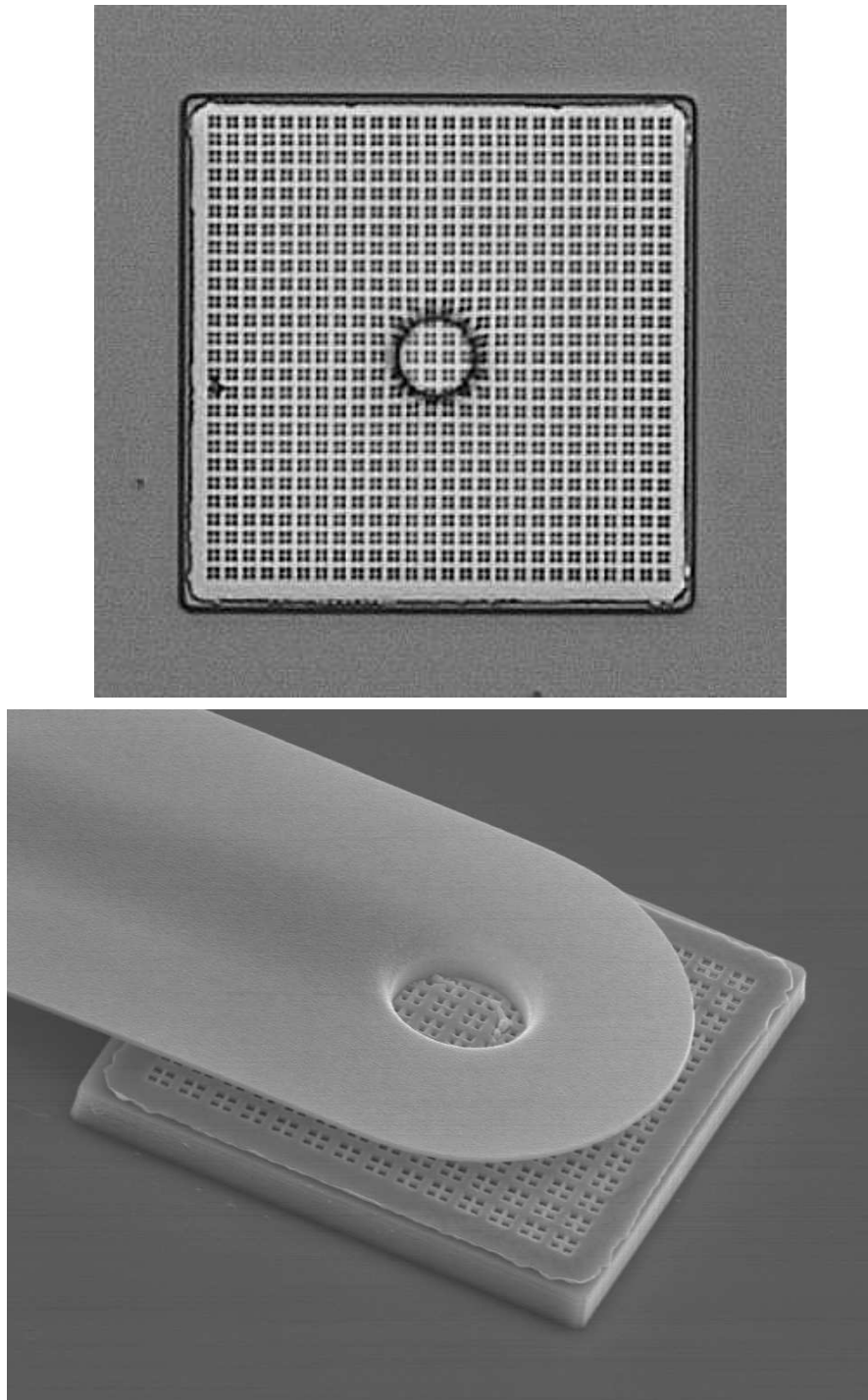


FIG. 5.12 – En haut : Photographie au microscope optique des réseaux de Bragg bidimensionnels étudiés. En bas : image d'un pixel par microscopie électronique à balayage.

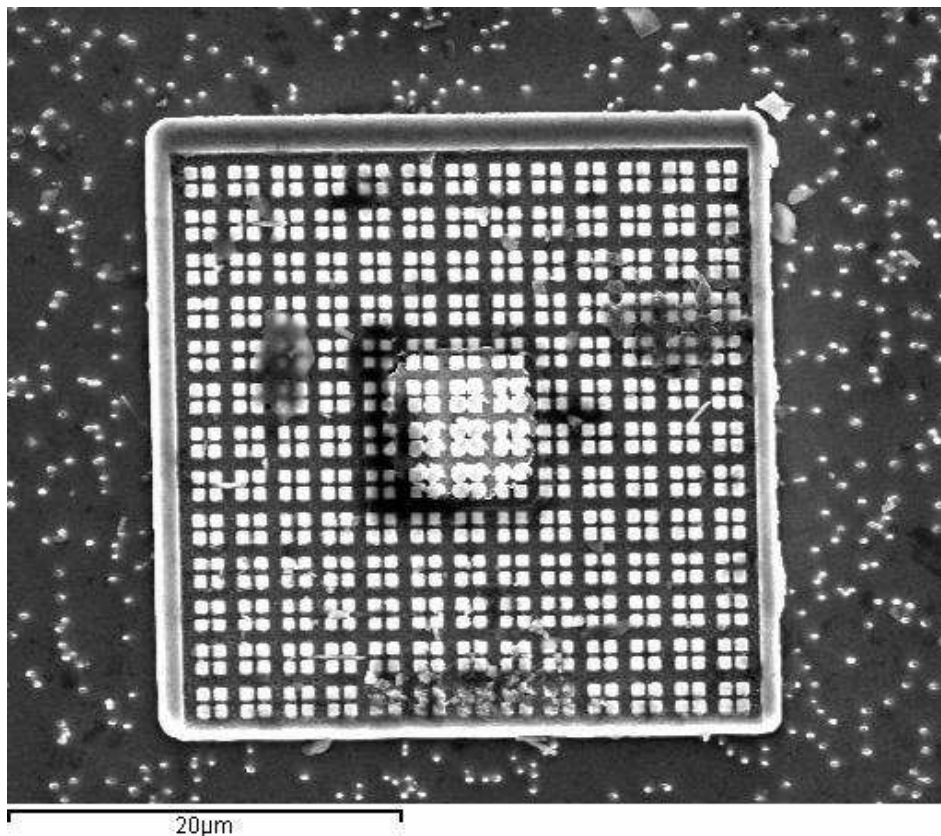


FIG. 5.13 – Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux de Bragg bidimensionnels utilisés. On remarque au centre du pixel la zone métallisée recuite avant l’implantation (§5.2.3).

gravure correspondante. Plus l’on choisit une profondeur de gravure élevée plus le motif à graver sera fin, du fait de la dispersion, et donc plus il sera difficile d’obtenir un motif avec des flancs verticaux. On choisit de réaliser cette structure pour une profondeur de gravure de 250nm correspondant à un pas de réseau de $2,1\mu\text{m}$. Le plus petit motif a une dimension de 210nm , très inférieure aux dimensions habituellement réalisées sur les détecteurs QWIP. Le masquage est réalisé par lithographie électronique (*e-beam*). On donne à la figure 5.13, un essai de réalisation de la structure, en négatif, sur un petit pixel.

La figure 5.14, donne la réponse d’un pixel non-implanté avec ce réseau pour les deux profondeurs de gravure : 450nm et 250nm . On observe sur la réponse à la gravure optimale (250nm) une résonance supplémentaire vers 1300cm^{-1} à celle due aux effets de bords. La deuxième figure 5.14, donne la réponse de ces pixels à laquelle on a soustrait la réponse d’un pixel sans réseau pour s’affranchir de la diffraction par les bords. Il ne reste donc plus que le gabarit spectral du réseau,

correspondant à une lorentzienne très fine spectralement. Il semble que le réseau soit légèrement moins profond que prévu puisque la résonance devrait normalement être centrée en $1140\text{cm}^{-1} \leftrightarrow 2,7\mu\text{m}$. La réponse du pixel gravé de 450nm présente un léger décalage vers les basses énergies et n'est pas superposable avec la réponse d'un pixel sans réseau. La figure 5.14 du bas, montre effectivement qu'une fois la réponse d'un pixel sans réseau soustraite, un pic persiste, correspondant sûrement à un résiduel de la résonance du réseau de Bragg à une énergie à la limite de la lorentzienne d'absorption. Cela serait cohérent avec le déplacement attendu de la résonance vers les petits vecteurs d'onde lorsque la profondeur de gravure augmente.

Il est intéressant de voir que plus la zone implantée est importante plus les effets de bords diminuent. Il est attendu que la réponse intégrée du pixel diminue proportionnellement à taille de la zone non-implantée. On voit en revanche que la partie du signal due à la diffraction par les bords diminue beaucoup plus vite. On voit en effet à la figure 5.15 la réponse d'un pixel non-implanté, d'un pixel très implanté et d'un pixel sans réseau. Grâce à ce dernier on identifie clairement la contribution des effets de bords sur les réponses avec le réseau de Bragg. On normalise les trois courbes tel que le maximum de la diffraction due aux effets de bords soit égal à un. On remarque alors que la résonance du réseau de Bragg domine largement la réponse quand la zone active est réduite à $100\mu\text{m}^2$.

5.4.3 Réseau concentrateur

Si la réalisation et l'étude du concentrateur, dans le chapitre précédent, s'était avérée aisée aux longueurs d'ondes centimétriques, la fabrication et la caractérisation d'une telle structure optique à l'échelle micrométrique est beaucoup plus ambitieuse. Pour les raisons identiques à celles évoquées pour le réseau de Bragg, la profondeur de gravure doit être correctement choisie pour éviter de devoir graver des motifs trop petits sur des épaisseurs trop importantes. De plus, nous avons vu dans la partie qui lui était consacrée au chapitre précédent, qu'il existe une profondeur de gravure critique, au-dessus de laquelle la concentration spatiale n'augmente plus alors que la partie de la puissance incidente couplée à ce mode diminue drastiquement. Il faudrait donc dans l'idéal se placer à cette profondeur dans le cadre de notre dispositif. Or cette profondeur dépend directement de la période de la structure puisque nous l'avons estimée à $0,25 \times \Lambda$. D'un autre côté on sait que la période de réseau permettant d'obtenir un mode de longueur d'onde donnée diminue avec la profondeur de gravure. Il n'existe donc qu'un seul pas de réseau et une seule profondeur de gravure permettant d'obtenir un mode concentré pour une longueur d'onde donnée.

On peut déterminer ces paramètres à partir des simulations de la figure 4.27. Pour avoir un mode concentré à $2,7\mu\text{m}$ il faut un réseau de période $1,8\mu\text{m}$ avec une

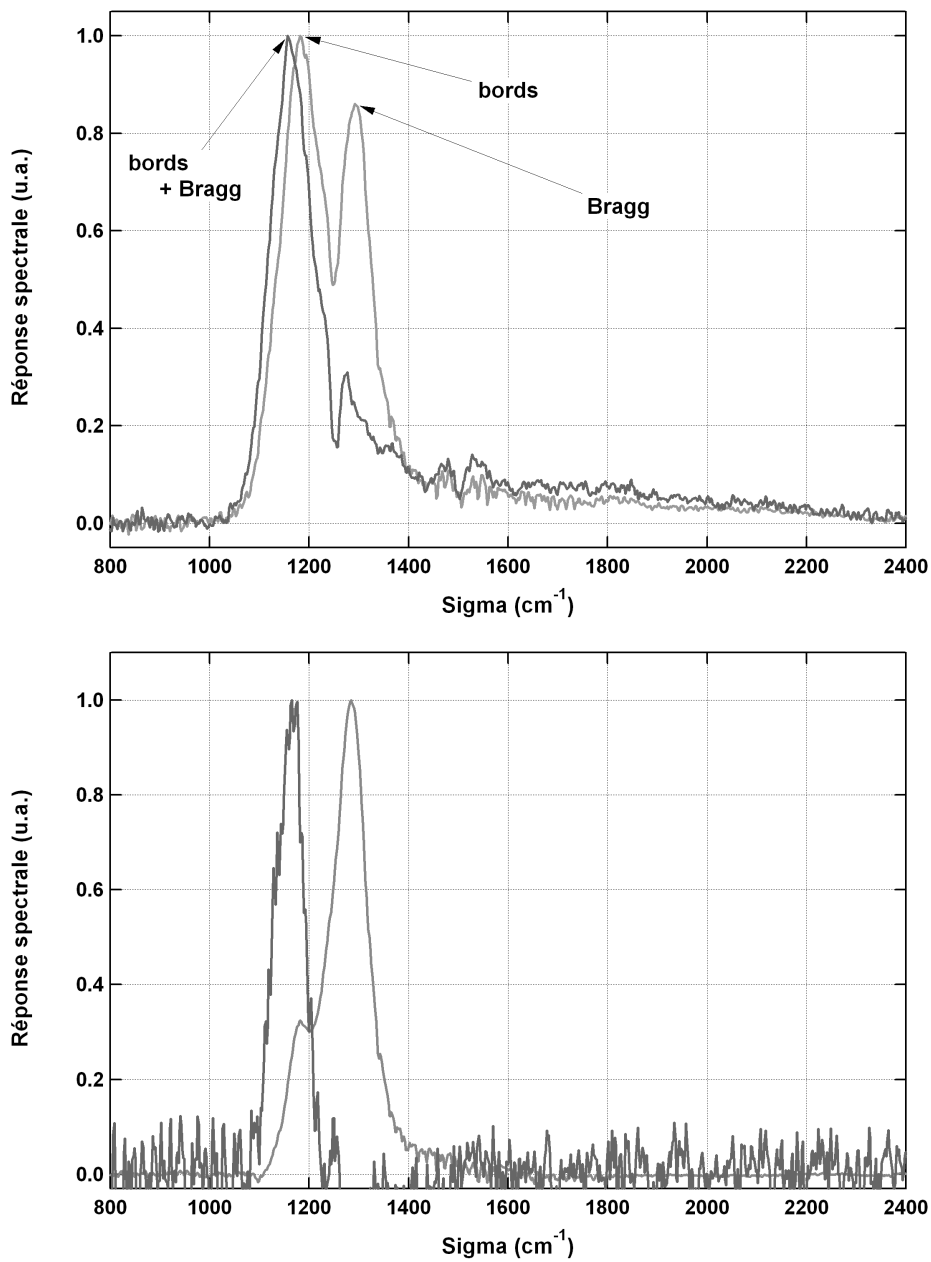


FIG. 5.14 – En haut : réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100 \mu m$ non-implanté avec un réseau de Bragg bidimensionnel à une profondeur de gravure de $450 nm$ (gris foncé) et $250 nm$ (gris clair). En bas : mêmes données que sur la figure ci-dessus mais corrigées par la réponse d'un pixel sans réseau.

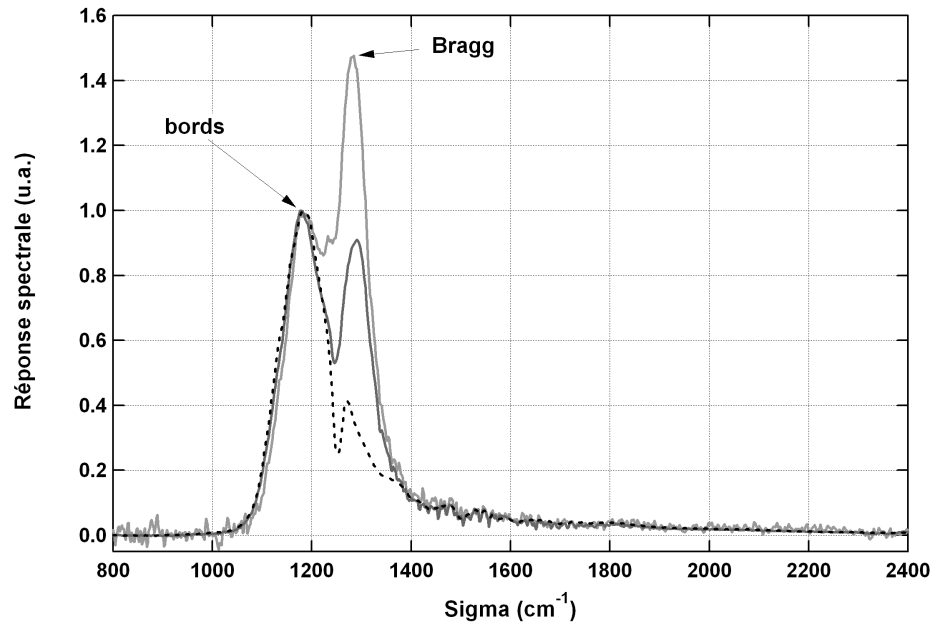


FIG. 5.15 – Réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100 \mu m$ avec un réseau de Bragg bidimensionnel avec une profondeur de gravure de $250 nm$, non-implanté (gris foncé) et avec une zone non-implantée de $10 \times 10 \mu m$ (gris clair). On donne pour référence la réponse d'un pixel sans réseau en pointillé.

profondeur de $450nm$. Notons déjà que cette structure sera extrêmement sensible à la profondeur de gravure réellement atteinte. On donne aux figures 5.16 et 5.17 des clichés aux microscopes optiques et électroniques de ce réseau.

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'il était possible de diminuer notablement les effets de bords et ainsi de faire ressortir la réponse du réseau en considérant des pixels avec une large zone implantée. On donne donc à la figure 5.18 la réponse de pixels de $100 \times 100 \mu m^2$ avec une zone active réduite. On observe la présence de deux résonances. Le pic à basse énergie ne se déplaçant pas lorsque la profondeur de gravure est changée, on l'attribue à une réminiscence des effets de bords après que les réponses ont été corrigées par celle d'un pixel sans réseau.

Afin de comprendre l'origine physique de chacune des résonances on compare à la figure 5.19, les résultats précédents avec des simulations par éléments finis. Ces simulations font apparaître trois résonances principales.

La plus large, à haute énergie semble peu dépendante de la profondeur de gravure. On remarque que cette résonance est centrée vers $1750cm^{-1} \leftrightarrow 1,76\mu m$ correspondant à la première composante de Fourier du concentrateur. Il s'agit donc du premier ordre diffracté, rasant. Ce n'est pas à proprement parlé un mode puisqu'il correspond à une fréquence au-dessus du cône de lumière, il est donc impossible d'exciter une onde de surface à cette énergie. Cela n'empêche pas en revanche l'existence d'un ordre diffracté se propageant le long du réseau, dépendant très peu de la profondeur de gravure comme dans le cas analogue du couplage par un réseau bidimensionnel étudié au paragraphe 5.4.2.

Les deux résonances à basse énergie sont à l'inverse très sensibles à la hauteur du réseau et correspondent au concentrateur et au mode de Bragg sur chacun des demi-réseaux composant le concentrateur, en d'autres termes l'extrémité inférieure de la bande interdite. On distingue également très bien ces deux modes sur les expériences dans le gigahertz comme en témoigne la dernière figure 4.21 où l'on distingue le mode concentré à $4,6GHz$ et le mode de Bragg sur chacun des demi-réseaux à $4,5GHz$. On schématise la répartition spatiale de chacune de ces résonances à la figure 5.20.

Comme nous l'avons vu lors de l'étude dans le gigahertz, le mode de Bragg et le mode concentré se déplacent vers les basse énergies lorsque la profondeur de gravure augmente. À partir de ce résultat, on peut déjà établir en comparant les expériences aux simulations que le réseau prévu à $450nm$ est légèrement sous gravé alors que celui à $250nm$ est sur gravé. De même, il est important de noter que selon le modèle que nous avons développé à la partie 4, le mode sera moins concentré sur le réseau gravé à $250nm$ que sur celui gravé à $450nm$ où la concentration est maximale.

Les simulations (fig. 5.19) font donc état de trois résonances alors que l'expérience n'en montre que deux. Soit l'une des résonances à basse énergie ne se

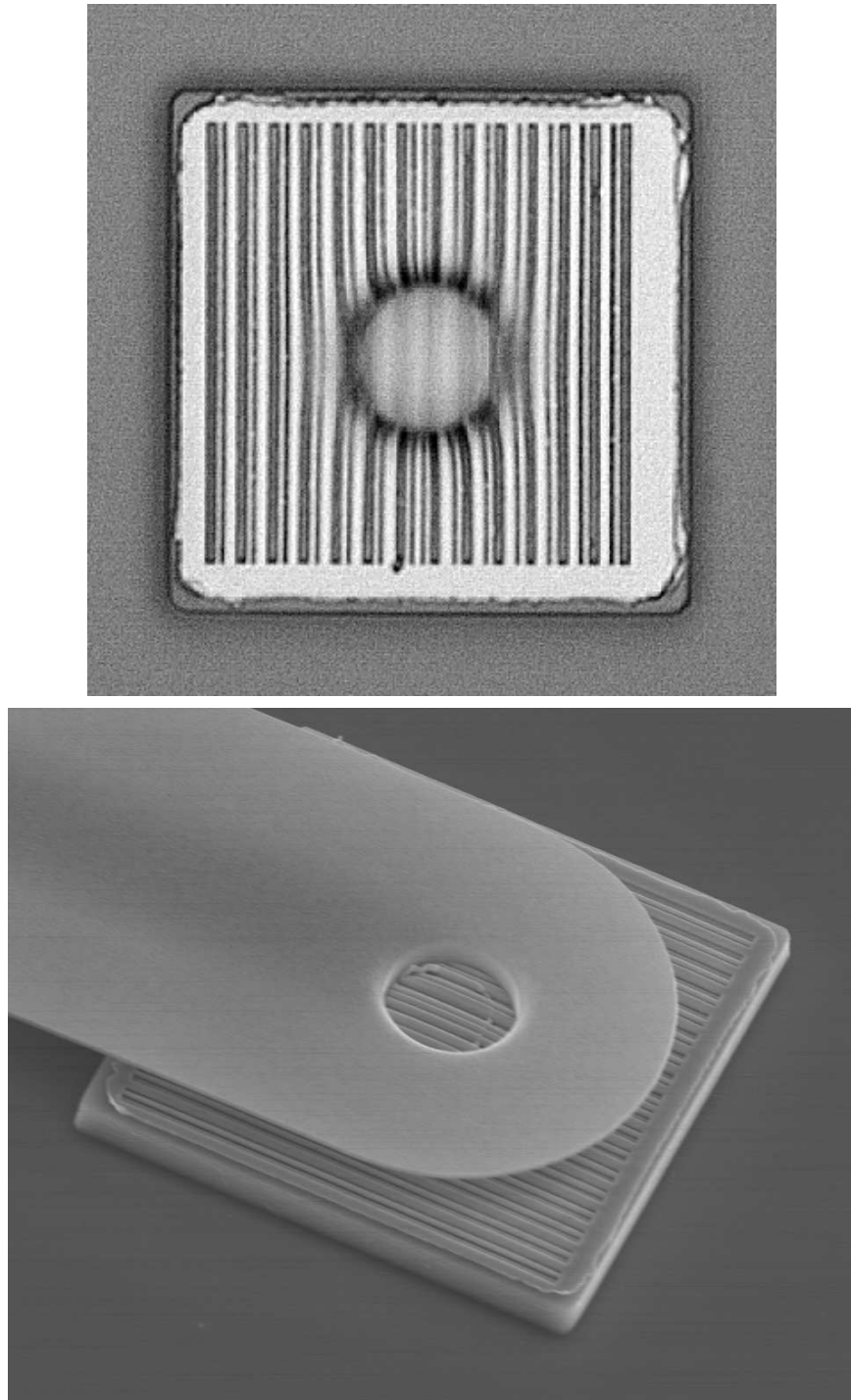


FIG. 5.16 – En haut : Photographie au microscope optique des réseaux concentrateurs étudiés. En bas : image d'un pixel par microscopie électronique à balayage.

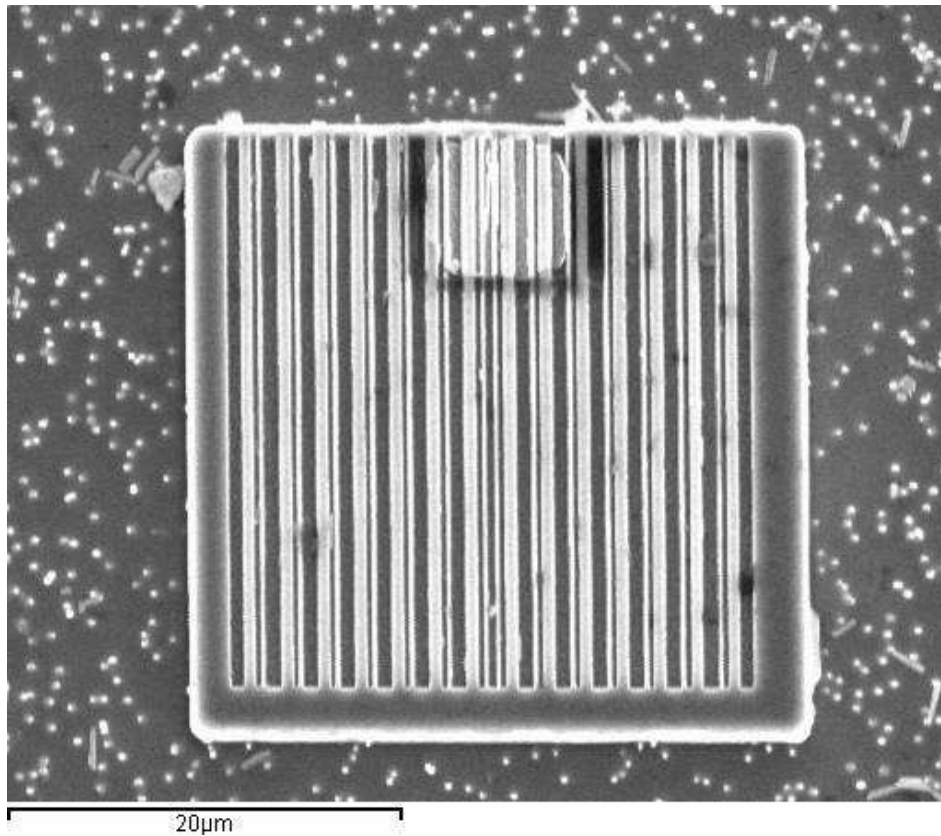


FIG. 5.17 – Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux concentrateurs utilisés. On remarque en haut du pixel, au centre, la zone métallisée recuite avant l'implantation (§5.2.3).

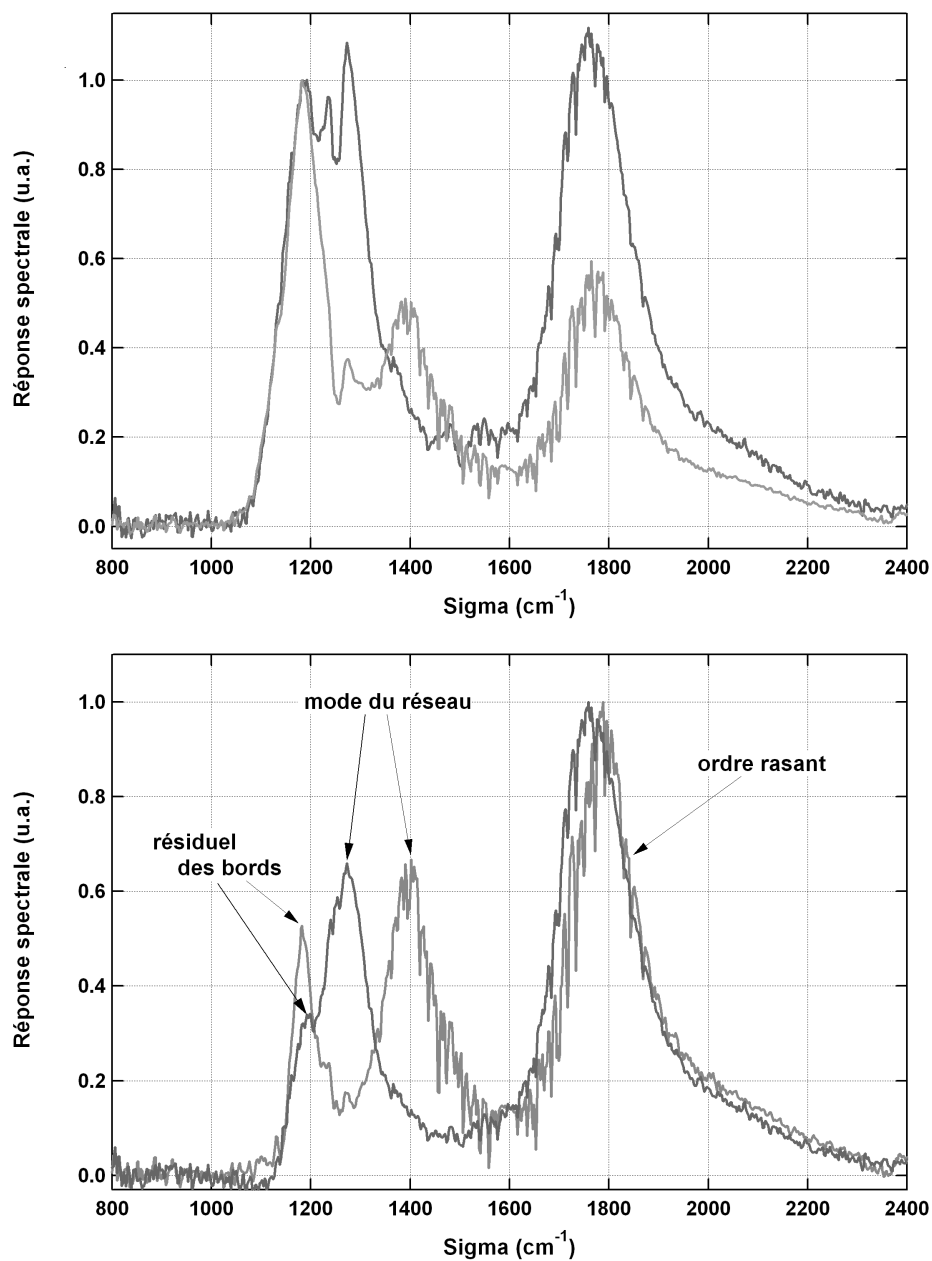


FIG. 5.18 – En haut : réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100 \mu\text{m}$ implanté avec un réseau concentrateur. Avec une profondeur de gravure de 450nm (gris foncé) et une zone non-implantée de $40 \times 100 \mu\text{m}$ en gris foncé ; une profondeur de gravure de 250nm et une zone non-implantée de $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ en gris clair. Malgré la différence entre les deux échantillons sur les zones d'implantation, la différence principale est la profondeur de gravure. C'est elle qui explique les différences entre les deux spectres. En bas : mêmes données que sur la figure ci-dessus mais corrigées par la réponse d'un pixel sans réseau.

manifeste pas, soit les deux sont confondues. La figure 5.20 donne la simulation de cette structure dans le cas idéal où la couche active est collée au réseau et dans le cas où elle est éloignée de $300nm$ ce qui correspond à la situation de nos échantillons comme nous l'expliquerons dans le chapitre 7. Si le mode rasant est très peu affecté par l'éloignement de la zone active, on voit en revanche que l'intensité du mode concentré est diminué d'un facteur cinq et le mode de Bragg d'un facteur quatre.

Cependant la réduction de la zone implantée ne doit pas avoir le même effet sur la réponse du mode concentré et sur celle du mode de Bragg ou du mode rasant. Étant donné que ces deux derniers modes sont étendus selon les deux dimensions du réseau alors que le mode concentré n'est étendu que selon une dimension, l'amplitude relative du mode concentré sur celle du mode rasant doit varier linéairement avec l'aire de la zone implantée. Afin de discriminer si la résonance à basse énergie est due ou non au concentrateur, on montre pour les deux profondeurs de gravure, la réponse d'un pixel peu implanté et d'un pixel très implanté, corrigée par la réponse d'un pixel sans réseau. La figure 5.21 donne la réponse "brute" d'un pixel non-implanté et d'un pixel très implanté pour une profondeur de gravure de $450nm$. On donne à la figure 5.22 les réponses corrigées par celle d'un pixel sans réseau pour les deux profondeurs de gravure et deux tailles d'implantation. On normalise les réponses de façon à ce que l'amplitude du mode rasant soit toujours égale à un. Si la résonance à basse énergie est due au concentrateur on devrait alors l'observer avec une amplitude deux fois plus grande dans le cas très implanté comparé au cas faiblement implanté. Il semble pourtant que pour les deux profondeurs de gravure, le mode à basse énergie soit superposable indépendamment de la zone implantée, ce qui indiquerait qu'il soit dû au mode de Bragg seul ou à une superposition du mode de Bragg et du mode concentré.

Plusieurs raisons peuvent expliquer que la résonance due au concentrateur ne soit pas observable, ou du moins telle que nous attendions. Alors que la même expérience dans le gigahertz correspondait bien avec les simulations. Sur les échantillons présentés dans cette partie la zone de détection n'est pas au contact du réseau mais éloignée de $300nm$. Or les simulations de la figure 5.20, montrent que cet écart se traduit par la réduction d'un facteur cinq de l'intensité de ce mode. On pourra à l'avenir remédier à ce problème grâce à l'étude de la partie 7, permettant d'obtenir des détecteurs avec une couche active au contact du réseau sans dégrader les propriétés optiques de ce dernier. Une deuxième raison rendant la formation du mode concentré plus difficile que celle du mode rasant ou du mode de Bragg vient de sa plus grande sensibilité à la phase entre la composante de couplage et la composante de Bragg. Les images obtenues au microscope électronique à balayage montrent le pixel après la métallisation, il est donc difficile de se rendre compte si la gravure s'est bien déroulée. Il est cependant à envisager que compte tenu

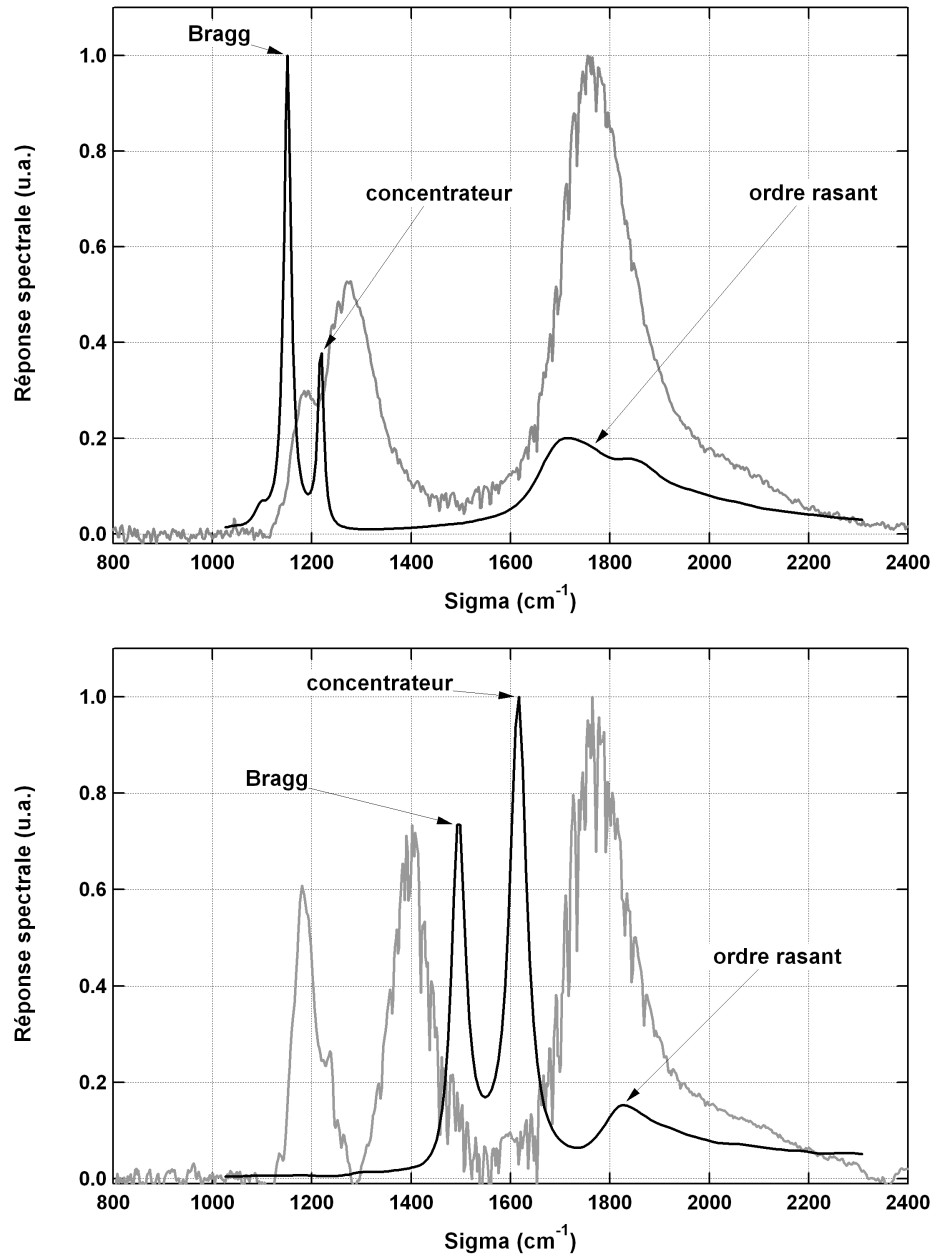


FIG. 5.19 – Réponse d'un pixel avec concentrateur corrigée par celle d'un pixel sans réseau comparée aux simulations d'un pixel non-implanté. En haut, pour une profondeur de gravure de 450nm et une zone non-implantée de $80 \times 100\mu\text{m}$. En bas, pour une profondeur de gravure de 250nm et une zone non-implantée de $80 \times 80\mu\text{m}$. On montre ici des pixels très implantés pour mettre en valeur les diverses résonances.

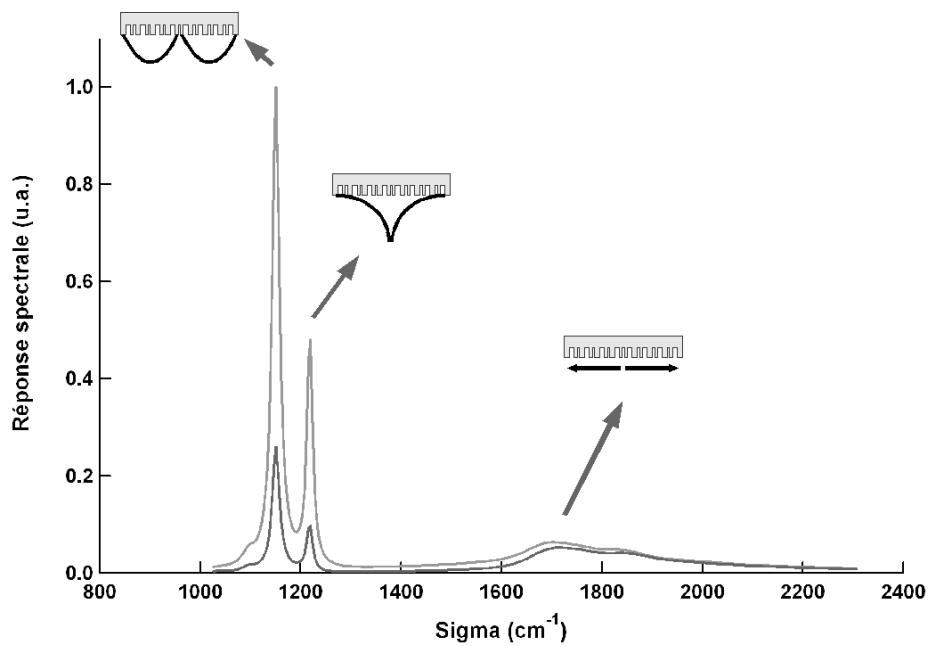


FIG. 5.20 – Comparaison des simulations pour un pixel non-implanté avec un réseau concentrateur gravé de 450nm . En gris clair la couche active est collée au réseau ; en gris foncé, la zone active est éloignée de 300nm . On donne en plus la représentation schématique du mode correspondant à chacune des résonances.

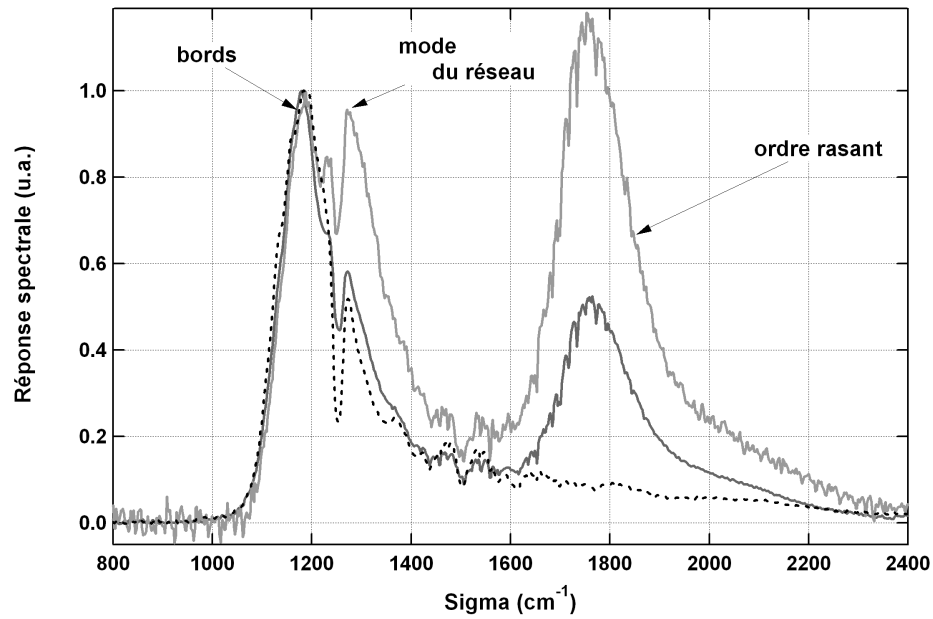


FIG. 5.21 – Réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100 \mu\text{m}$ avec un réseau concentrateur avec une profondeur de gravure de 450 nm , non-implanté (gris foncé) et avec une zone non-implantée de $30 \times 100 \mu\text{m}$ (gris clair). On donne pour référence la réponse d'un pixel sans réseau en pointillé.

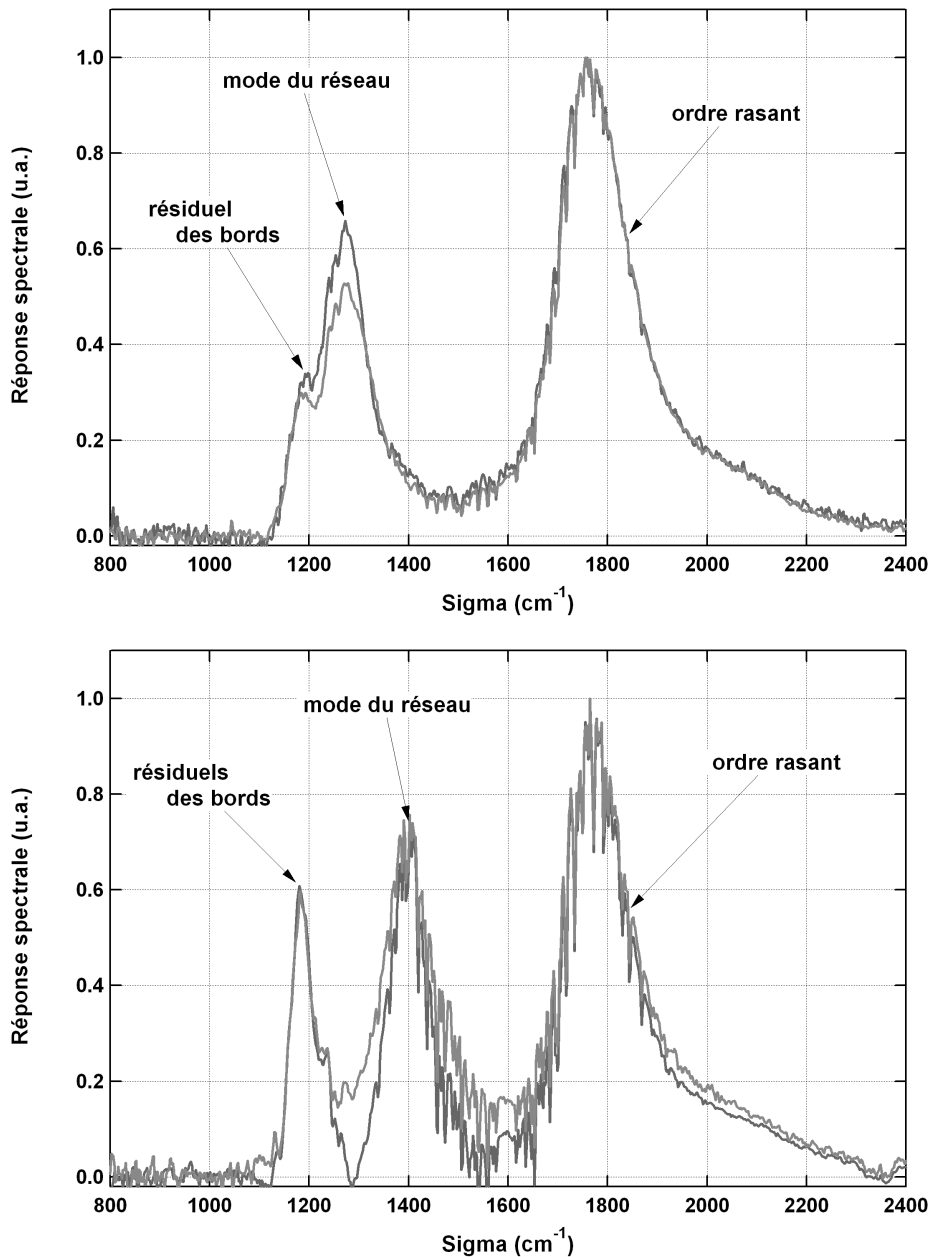


FIG. 5.22 – Réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100 \mu m$ avec un réseau concentrateur. En haut : pour une profondeur de gravure de $450 nm$, une zone non-implantée de $80 \times 100 \mu m$ (gris foncé) et $40 \times 100 \mu m$ (gris clair). En bas : pour une profondeur de gravure de $250 nm$, une zone non-implantée de $80 \times 80 \mu m$ (gris foncé) et $40 \times 40 \mu m$ (gris clair).

du facteur de forme des motifs à graver, le fond de gravure, partie du réseau à laquelle le champ est le plus sensible, soit substantiellement éloigné du motif théorique. Enfin il faut constater, sur les simulations, la très grande finesse spectrale du mode concentré. Comme nous l'avons montré dans cette partie le temps de vie du photon dans une structure QWIP est dominé par les phénomènes d'absorption. Autrement dit, la largeur à mi-hauteur des résonances n'est pas fixée par le réseau mais par l'absorption et en conséquence toutes les résonances que nous observerons doivent présenter la même finesse spectrale. On peut en se focalisant sur le mode rasant estimer que la largeur à mi-hauteur typique de l'absorption est de l'ordre de 150cm^{-1} . Cela aura donc pour conséquence une diminution considérable de l'amplitude des résonances du réseau concentrateur.

La compréhension de ces expériences menées à la toute fin de la thèse restent modestes et le travail d'analyse serait à poursuivre. Ces mesures ont permis de conclure sur le temps de vie du photon à la surface du réseau. Nous avons montré qu'il était possible de réaliser des structures de Bragg bidimensionnelles résonantes sur des pixels. Il reste maintenant à les optimiser afin d'obtenir des amplitudes de résonance équivalentes à celle du réseau classique. L'accent doit désormais être mis sur l'analyse quantitative de leur fonctionnement et notamment sur la maîtrise du déplacement avec la profondeur de gravure. Nous pensons avoir identifié les différentes résonances de la structure concentratrice. Beaucoup reste à comprendre et là encore seule une étude quantitative permettra de comprendre pourquoi le spectre mesuré ne manifeste que deux résonances sur trois attendues et pourquoi leur amplitude relative est sans commune mesure avec celle observée sur les simulations.

Conclusion de la deuxième partie

Cette partie fut l'occasion de valider de nouvelles structures optiques pour les ondes centimétriques. La théorie sur laquelle elles reposent, que nous avons développée en détails dans cette partie nous permet de modifier à souhait la forme des ondes de surfaces. Cette étude nous a permis de déterminer une structure optique idéale pour un pixel de caméra infrarouge.

L'implantation de pixel nous a permis, non seulement de proposer une solution efficace et facile à mettre en œuvre pour réduire le bruit dans les pixels mais aussi d'étudier plus en détails les structures précédemment validées dans le gigahertz sur des maquettes. Cependant cette étude a montré qu'il n'y avait rien à attendre de l'implantation dans le cas de pixels avec un réseau métallique conventionnel, le temps de vie du photon étant largement dominé par l'absorption dans la couche active. L'étude de la structure concentratrice sur les pixels QWIP s'est avérée décevante ne permettant pas de conclure à la possibilité d'utiliser ce type de réseau pour augmenter les performances des caméras, en l'état actuel. Une étude technologique complète doit être envisagée pour garantir la forme des motifs sur de futurs échantillons. De même, l'étude de ces structures doit être envisagée avec une couche active rapprochée du réseau afin de mieux appréhender leur comportement à cette échelle. Les contacts peu profonds proposés dans la partie suivante devraient permettre de répondre à ce problème. Le réseau de Bragg bidimensionnel semble quant à lui être une solution de couplage facile à mettre en jeu et pourrait donner de bons résultats sur les très petits pixels.

Troisième partie

Phénomènes électroniques
nécessitant un couplage optique
particulier

LES parties précédentes avaient pour objet la mise au point d'un formalisme électromagnétique permettant la modélisation du couplage dans les pixels et la mise au point de nouveaux réseaux. Nous avons eu plusieurs fois l'occasion de relever que cette approche s'entendait en découplant l'aspect électromagnétique et électronique de notre système. Cette partie est l'occasion de mettre en avant deux phénomènes où le transport et le couplage ne peuvent pas être considérés séparément.

Ces deux contraintes sont d'origines très différentes. Dans le chapitre 6, nous nous intéresserons à une configuration de couche active où des états électroniques supplémentaires apparaissent dans le puits quantique, offrant une nouvelle source de photocourant qui amène à une réponse spectrale éloignée de celle pour laquelle le couplage est optimisé. Nous donnerons les résultats expérimentaux présentant un tel photocourant. Nous proposerons un modèle physique pour ce transport appuyé par des données expérimentales rendant compte de l'origine de ces états électroniques localisés.

Le deuxième problème abordé concernera le double rôle du réseau. Envisagé jusqu'ici uniquement sous sa fonction électromagnétique, il est aussi utilisé comme contact électrique. Nous effectuerons une étude détaillée de la réalisation du contact actuel pour démontrer qu'il éloigne le réseau de son comportement optique idéal. Nous proposerons et validerons trois nouveaux types de contact permettant d'assurer ces deux fonctions de façon optimale.

Chapitre 6

États d'impuretés et états libres dans le photocourant

La présence d'impuretés silicium dans le GaAs, nécessaire pour le dopage des puits, peut, selon certaines conditions de concentration et de température, être à l'origine de transitions électroniques supplémentaires par rapport à la transition intersousbande classique. Ainsi, un deuxième pic d'absorption peut apparaître et même, comme nous le verrons, donner lieu à un photocourant. Il est nécessaire de bien comprendre les conditions d'apparition de ce phénomène car il modifie considérablement le transport des électrons dans la couche active d'un QWIP. Outre l'intérêt fondamental de l'étude de cette transition dans un système bidimensionnel, il s'agit d'évaluer si les performances d'un QWIP peuvent être affectées par ce type de transition de phase.

6.1 États électroniques autour des impuretés

Le silicium inséré dans l'arséniure de gallium pendant la croissance va prendre la place d'atomes de gallium et sera donc donneur d'électrons. Puisqu'il occupe la place d'un atome du cristal, le dopant est considéré comme une impureté. Ces impuretés sont à l'origine d'un potentiel coulombien qui va se coupler aux bandes du semi-conducteur, donnant lieu à de nouveaux états électroniques.

6.1.1 Transition de Mott dans les hétérostructures semi-conductrices

La transition de Mott⁹ désigne le passage d'un matériau d'une phase métallique à une phase isolante sous l'influence d'une contrainte extérieure [85]. Elle est matérialisée par un changement brutal de la conductivité du système [86].

Transition de Mott dans les métaux

Lorsqu'une charge positive - un noyau - est placée dans un nuage d'électrons, ces derniers s'accumulent autour d'elle. Ainsi, le champ électrique créé par le système est plus faible que celui créé par la charge positive seule. On dit que la charge est écrantée [86]. Plus la concentration d'électrons autour de la charge positive est élevée, plus le potentiel créé par la charge décroît rapidement. Si la charge est totalement écrantée, les électrons sont libres de se déplacer. C'est le cas du métal. Si la concentration d'électrons diminue, suite à l'application d'un champ magnétique par exemple, l'écrantage diminue. Le potentiel coulombien de la charge positive peut alors décroître assez lentement pour que des états liés soient créés entre les électrons et les noyaux. Le matériau devient alors isolant.

Transition de Mott dans les semi-conducteurs

Dans un semiconducteur une transition de la phase isolante à la phase conductrice peut se produire lorsque la concentration de dopant augmente. Si les impuretés sont assez proches les unes des autres, leurs fonctions d'ondes peuvent donner naissance à une nouvelle bande, permettant aux électrons de se déplacer. Il existe donc une valeur critique de dopage au-dessus de laquelle la conductivité du semiconducteur augmente drastiquement. Pour le GaAs massif dopé n , cette valeur est de $\sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Plus l'énergie de liaison de l'impureté est élevée, plus il est difficile de lui retirer des électrons, et plus, donc, la transition arrivera à un haut niveau de dopage.

Dans un puits quantique, les électrons sont confinés par les barrières, il seront donc plus proches de l'impureté que dans le cas du matériau massif. Cela se traduit par un potentiel coulombien des impuretés plus fort dans le cas du puits que dans le cas du matériau massif. La transition de Mott apparaît donc à une valeur de dopage plus élevée dans le cas des hétérostructures, et sera fonction de la largeur du puits [14]. Pour un puits en GaAs dopé Si, de 5nm de largeur, il a été estimé [87] que cette transition a lieu entre 2×10^{18} et $4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, soit deux ordres de grandeurs de plus que dans le cas du GaAs massif. Les structures utilisées pour

⁹Sir Nevill Mott obtint le prix Nobel en 1977 pour ses travaux sur la structure électronique et magnétique des systèmes désordonnés.

la fabrication de détecteurs, peuvent selon les applications être très proches de la transition de Mott.

6.1.2 États électroniques dans le puits du côté isolant de la transition de Mott

Au-dessus de la transition de Mott, les états électroniques des impuretés et des sousbandes sont dégénérés. En-dessous, les niveaux atomiques du silicium forment des bandes distinctes des sousbandes. Il existe une littérature abondante sur le calcul des états électroniques introduits par les impuretés depuis les travaux pionniers de G. Bastard [14]. Ce calcul est souvent mené en approximant l'impureté par un hydrogénoïde. Pour les structures que nous étudions, ces calculs donnent le niveau fondamental des impuretés 13meV sous le niveau fondamental du puits.

On se place dans la situation habituelle des détecteurs à puits quantiques où seulement deux niveaux sont confinés dans le puits. On note E_0 le niveau fondamental et E_1 le niveau excité. Les niveaux du silicium sont désignés par $1s$ et $2p_z$ sur la figure 6.1. On ne représente pas les niveaux $2p_x$ et $2p_y$ supposés dégénérés avec le niveau $1s$. Les électrons dans le puits pourront donc occuper au total quatre états électroniques.

Théoriquement, une multitude de transitions électroniques sont possibles dans un tel puits. Cependant la littérature ne donne des preuves expérimentales que de transitions entre les niveaux d'impuretés ou entre les sousbandes. Les transitions "mixtes", entre un niveau d'impureté et une sousbande, dans une même bande, semblent avoir une probabilité beaucoup plus faible que les autres. Seule la référence [88] donne le calcul d'une telle transition alors que de nombreuses autres [89–105] ne considèrent que les transitions interbandes entre par exemple un niveau accepteur et la bande de conduction ou entre un niveau donneur et la première sousbande de conduction. Cette faible absorption peut être mise sur le compte du très faible recouvrement entre les fonctions d'ondes des électrons autour des impuretés et sur les sousbandes.

En effet, ces niveaux électroniques ont une nature très différente. Dans le cas des sousbandes, les électrons sont libres de se mouvoir dans le plan des puits alors que s'ils sont sur les niveaux $1s$ ou $2p$ les électrons sont piégés autour de l'impureté et ne peuvent pas se déplacer. Les fonctions d'ondes des premiers sont étalés dans tout le plan des puits alors que les seconds sont localisés ponctuellement dans le puits. Remarquons que ces arguments sont vites dits, mais la démonstration quantitative de ces conclusions est beaucoup plus délicat qu'il n'y paraît.

On envisage donc uniquement, comme le confirmeront les mesures suivantes, deux transitions. La transition habituelle entre les sousbandes : $E_0 \rightarrow E_1$ et la transition entre les niveaux des impuretés : $1s \rightarrow 2p_z$. Les niveaux $1s$ et $2p_z$

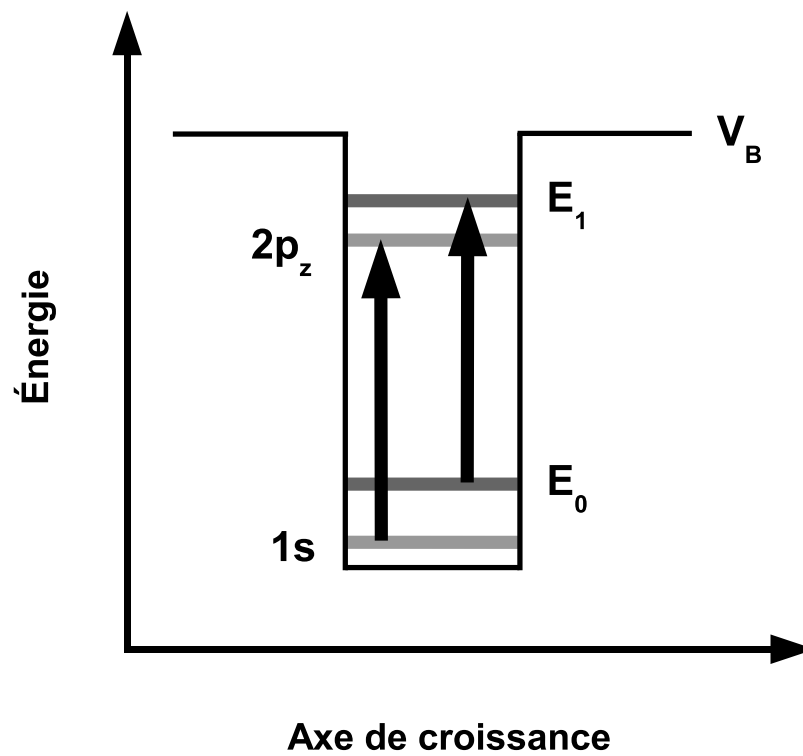


FIG. 6.1 – Profil énergétique d'un puits quantique en-dessous de la transition de Mott.

dérivant respectivement des niveaux E_0 et E_1 , les deux transitions seront d'énergies voisines. Si l'on considère que la probabilité de transition pour un électron est la même pour ces deux processus, alors leur contribution à l'absorption dépendra uniquement de la population de leur niveau fondamental respectif.

Calcul de la répartition des électrons sur les niveaux fondamentaux $1s$ et E_0 . À l'équilibre thermodynamique, la population d'électrons d'une énergie donnée est donnée par la distribution de Fermi-Dirac. Dans un puits, la densité d'électrons sur le niveau $1s$ (n_{1s}) est donc :

$$n_{1s} = \frac{n}{1 + e^{\frac{E_{1s} - E_f}{kT}}} \quad (6.1)$$

Avec k la constante de Boltzman et E_f le niveau de Fermi du système et n la densité totale d'électrons. Dans le cas des sousbandes, il n'existe pas un seul niveau d'énergie, de part leur parabolicité :

$$n_{E_0} = \int \int \frac{D}{1 + e^{\frac{E_0(k) - E_f}{kT}}} d^2k \quad (6.2)$$

Où D est la densité surfacique des porteurs sur les sousbandes. Dans l'approximation des sousbandes paraboliques, l'intégration donne [11] :

$$n_{E_0} = n_c \ln \left(1 + e^{\frac{E_0(k) - E_f}{kT}} \right) \quad (6.3)$$

Avec $n_c = \frac{m_p}{\pi \hbar^2} kT$ la densité critique de la sousbande, où m_p est la masse effective des électrons dans le puits. Pour chacune des populations, la seule inconnue est la position du niveau de Fermi E_f . On obtient une troisième équation en écrivant que la densité totale d'électrons libres dans un puits (n) se répartit en n_{1s} électrons sur le niveau $1s$ et n_{E_0} électrons sur la première sousbande.

$$n = n_{1s} + n_{E_0} \quad (6.4)$$

Le dopage nous donne la densité totale d'électrons n . Connaissant la différence d'énergie $E_0 - E_{1s} = 13meV$, la seule inconnue est la position du niveau de Fermi E_f . On résout numériquement le système avec la valeur de dopage $n = 2 \times 10^{11} cm^{-2}$ (pour un puits) (fig. 6.2).

La position des niveaux d'énergie étant connue, la répartition des électrons sur un niveau, et donc la transition dominant l'absorption dépendra uniquement de la température. À basse température, l'intégralité des électrons sont sur le niveau $1s$. La seule transition possible est donc $1s \rightarrow 2p_z$. Pour une température critique de $\sim 140K$ les deux transitions sont équiprobables. Enfin à température ambiante le système est largement dominé par la transition intersousbande.

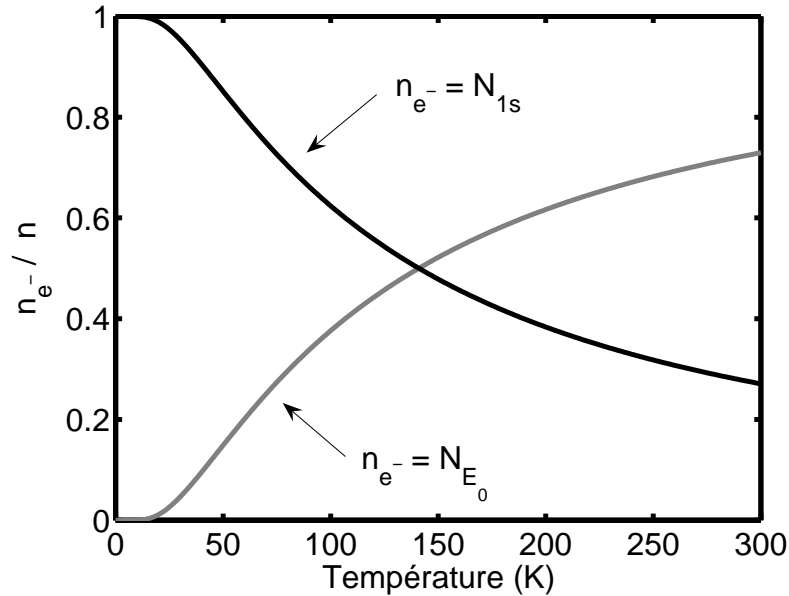


FIG. 6.2 – Répartition des électrons sur les niveaux fondamentaux. Les courbes représentent le nombre de donneurs sur un niveau, ramené au nombre total de donneurs.

6.2 Influence sur le photocourant d'un QWIP

Dans la mesure où l'introduction d'impuretés en-dessous de la transition de Mott permet une nouvelle transition optique, qui plus est à une énergie très proche de la transition intersousbande, cette dernière doit apparaître dans l'absorption de la couche active. Si tel est le cas, il est légitime de se poser la question de sa contribution dans le photocourant.

Dans un premier temps on s'attachera à montrer l'existence des niveaux d'impuretés dans les couches que nous étudions, par des mesures de transport parallèle. Puis nous effectuerons des mesures d'absorption afin de mettre en évidence la transition optique entre ces niveaux. Enfin nous montrerons les résultats de mesures sur le photocourant d'un QWIP et nous montrerons que cette transition ne donne lieu à un photocourant que sous certaines conditions de fonctionnement.

6.2.1 Mesure d'effet Hall

Afin de vérifier la présence de niveaux d'impuretés dans la structure qui nous intéresse, on peut mesurer le nombre d'électrons pouvant se déplacer dans le plan des couches. Comme nous l'avons dit précédemment dans ce chapitre, sur les ni-

veaux des impuretés, les électrons sont piégés autour des noyaux de silicium. Ils ne peuvent donc pas participer à la conduction dans cette direction.

On peut connaître le nombre d'électrons disponibles dans une couche grâce à des mesures d'effet Hall. L'effet Hall classique consiste, lorsqu'un conducteur est traversé par un courant et soumis à un champ magnétique perpendiculaire à ce dernier, à l'apparition d'une différence de potentiel dans la direction perpendiculaire au champ magnétique et au courant. Cet effet s'explique classiquement par la déviation des charges du courant subissant la force de Lorentz lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique.

Pour effectuer cette mesure, on réalise la croissance de l'échantillon donnée en table 6.1. On découpe un échantillon de $5 \times 5mm^2$ et l'on vient déposer une bille d'indium à chaque angle. Une fois recuit, l'indium diffusera partiellement à travers les puits (fig. 6.4). On pourra donc venir récupérer en surface le contact des puits en parallèle. On estime qu'à cause de la déplétion de chaque côté de la couche active, seuls 25 des 30 puits sont encore peuplés (fig. 6.3).

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Protection	20	GaAs	
Couche active	$(30+4,9) \times 30$	$Al_{0,26}Ga_{1-0,26}As + GaAs$	$0+2 \times 10^{11}cm^{-2}$
Substrat			

TAB. 6.1 – Épitaxie de l'échantillon pour les mesures de transport parallèle.

On impose un courant selon une diagonale de l'échantillon et on mesure la variation de résistance ΔR_H selon l'autre diagonale, en fonction du champ magnétique appliqué (B). La densité de porteurs, dans l'ensemble de la structure, est alors donnée par :

$$n_{tot} = \frac{B}{q\Delta R_H} \quad \text{en} \quad cm^{-2} \quad (6.5)$$

Avec q la charge élémentaire, et B exprimé en $Wb/cm^2 = 10^4 T$. Dans notre cas, les seuls porteurs mobiles sont ceux sur les sousbandes, dans l'hypothèse où 25 puits sont peuplés avec un dopage n_{E_0} , on a :

$$n_{tot} = n_{E_0} \times 25 \quad (6.6)$$

La figure 6.5 donne la variation de la résistance de l'échantillon avec la température.

Contrairement à nos attentes, à très basse température, la résistance dans le plan des couches reste relativement faible : $\sim 5k\Omega$. Or selon, le calcul présenté à la figure 6.2, en-dessous de $50K$, il n'y a pratiquement plus d'électrons disponibles

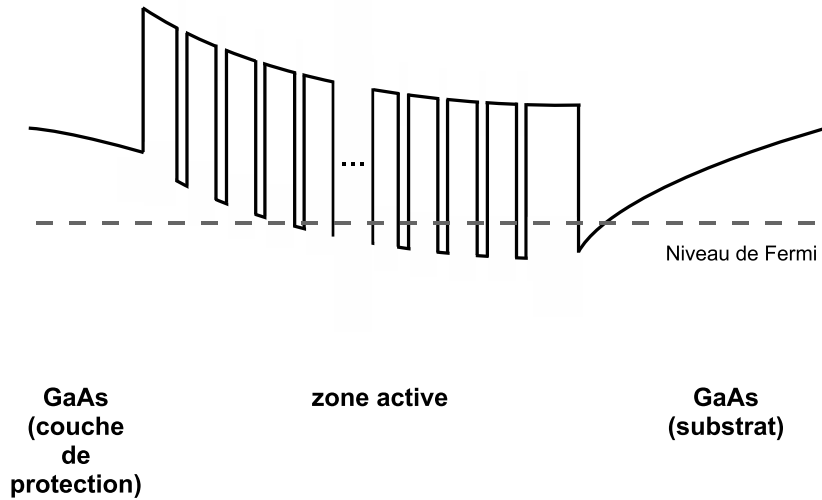


FIG. 6.3 – Diagramme de bande schématisant la structure. À l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi sont alignés. Dans le GaAs le niveau de Fermi est piégé au centre de la bande interdite (§7.2.1), alors que dans la zone active ils se trouvent à l'intérieur des puits. L'alignement des niveaux de Fermi entraîne une déformation de la structure de bande. En conséquence, le niveau de Fermi se trouve sous les puits au début de la structure. Les premiers puits ne peuvent donc pas contenir de porteurs. La zone entre le dernier puits et le substrat étant sous le niveau de Fermi elle peut accueillir des électrons avec une forte mobilité.

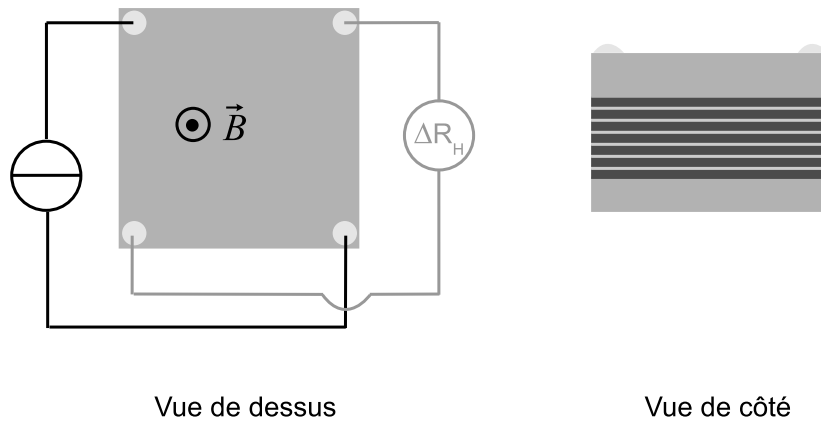


FIG. 6.4 – Schéma électrique de transport parallèle par effet Hall. On impose un courant entre deux contacts d'une même diagonale et l'on mesure la variation de résistance entre les deux autres contacts en fonction du champ magnétique appliqué.

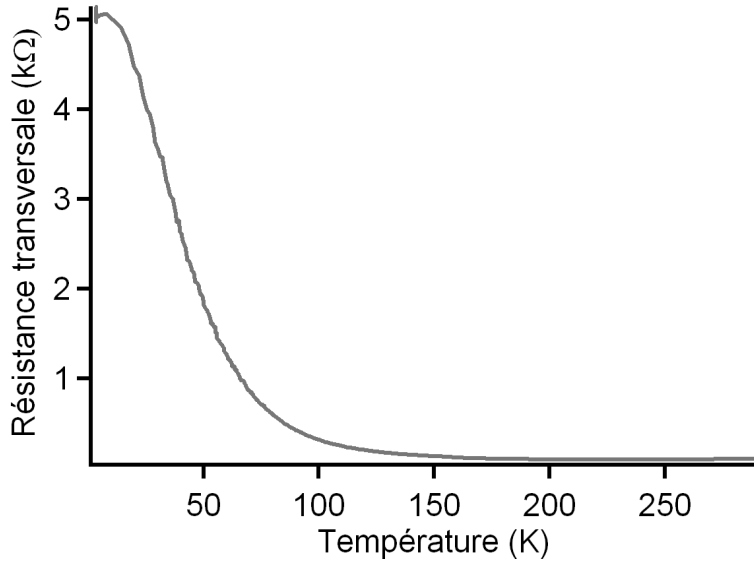


FIG. 6.5 – Évolution de la résistance transversale avec la température (en l'absence de champ magnétique).

pour la conduction. On s'attend donc à ce que la résistance atteigne des valeurs beaucoup plus élevées. On trace à la figure 6.6, l'évolution du nombre d'électrons sur le niveau E_0 pour un seul puits, obtenu avec la formule 6.5. Ces valeurs sont à comparer à la valeur du dopage : $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$.

À température ambiante, on obtient bien une densité d'électrons proche de celle du dopage. Si la forme de la courbe est très proche de notre calcul (fig 6.2), la densité de porteurs sur le niveau E_0 , que l'on extrait de ces mesures, est très loin d'être nulle : $8,5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ à basse température.

Cet écart trouve son explication dans un phénomène de transport que nous n'avions pas pris en compte précédemment. Jusqu'à présent nous considérons seulement que la conduction se faisait *via* la sousbande E_0 . Le calcul montre cependant que dans notre configuration, une zone de déplétion se forme à l'interface entre les puits et le substrat entraînant une désertion d'une grande partie des électrons, des puits vers cette zone. Il existe donc un canal de transport supplémentaire, à très forte mobilité (en témoigne les transistors HMET¹⁰ reposant sur ce principe) en parallèle de la conduction de la sousbande. Cette fuite explique la faible valeur de la résistance de Hall à la figure 6.5, ainsi que l'erreur sur le nombre d'électrons dans les sousbandes.

En supposant que le nombre d'électrons N_d dans la zone de déplétion ne dé-

¹⁰High Electron Mobility Transistors

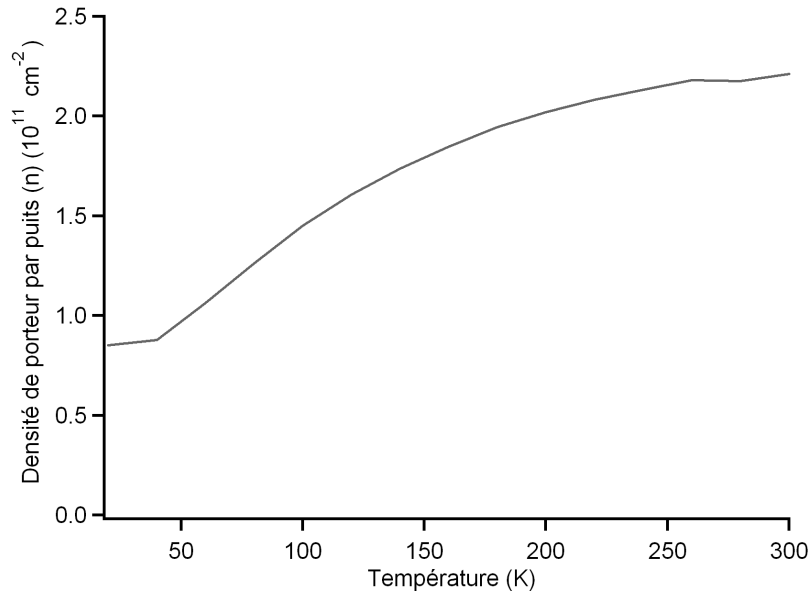


FIG. 6.6 – Évolution de la densité d'électrons sur les sousbandes d'un puits en fonction de la température.

pend pas de la température il faut corriger l'expression 6.6 de la manière suivante :

$$n = n_{E_0} \times 25 + \frac{N_d}{(5 \times 10^{-3})^2} \quad (6.7)$$

Connaissant expérimentalement la valeur de n_{E_0} , corrigée selon l'expression 6.7; on peut remonter à la valeur n_{1s}/n ; calculée théoriquement à la figure 6.2 :

On obtient un très bon accord entre les valeurs extraites des mesures par effet Hall avec le modèle théorique. Ce résultat confirme l'existence d'états électroniques autour des impuretés pour un dopage en-dessous de la transition de Mott. Pour un tel dopage on s'attend donc à obtenir deux pics d'absorption voisins.

6.2.2 Mesures d'absorption

Dans le but de pouvoir mesurer le photocourant ultérieurement, on réalise les mesures d'absorption de la couche active sur une épitaxie comportant des couches contacts (tableau 6.2). Mises à part les couches contact, cette structure est identique à celle étudiée au paragraphe précédent (tableau 6.1).

On polit les bords du substrat avec un angle de 45° pour se placer dans la configuration de multipassage décrite au paragraphe 3.1. On retire la couche réseau par RIE afin d'éviter un effet de guidage entre cette couche non dopée et la couche contact située juste en-dessous.

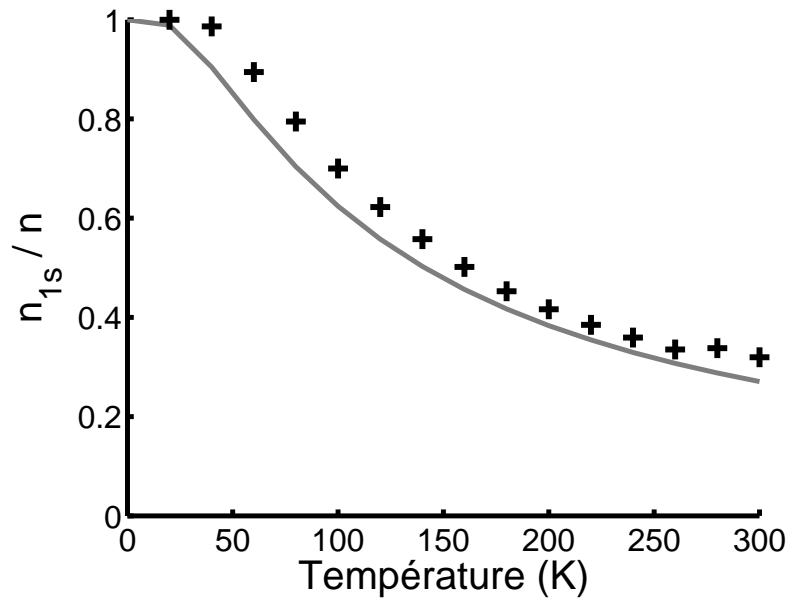


FIG. 6.7 – Densité de porteurs sur les impuretés, normalisée par le dopage, en fonction de la températures. Trait plein : rappel du calcul théorique précédent. + : valeurs expérimentales extraites des mesures d'effet Hall.

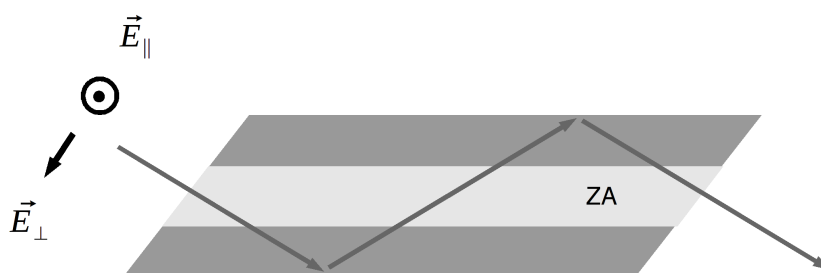


FIG. 6.8 – Configuration de mesure en multipassage. On utilise un polariseur pour choisir la polarisation du champ électrique incident.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Réseau	1000	GaAs	
Contact	400	GaAs	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Couche active	$(30+4,9) \times 30$	$Al_{0,26}Ga_{1-0,26}As + GaAs$	$0+2 \times 10^{11} cm^{-2}$
Contact	3000	GaAs	$5 \times 10^{17} cm^{-3}$
Substrat			

TAB. 6.2 – Épitaxie de l'échantillon pour les mesures d'absorption en-dessous de la transition de Mott.

L'échantillon est placé dans un cryostat à flux d'azote. Le signal en sortie d'un FTIR est focalisé sur la facette d'entrée de l'échantillon. Le faisceau ressort vers un détecteur HgCdTe relié au FTIR, ce qui permet d'obtenir le spectre d'absorption de la couche active. On place un polariseur entre le FTIR et l'échantillon afin de choisir la polarisation du champ électrique traversant l'échantillon (fig. 6.8). La polarisation \vec{E}_\perp a une projection non nulle selon l'axe de croissance, elle sera donc partiellement absorbée. On utilise la polarisation \vec{E}_\parallel , qui n'est pas absorbée, pour normaliser le signal mesuré dans l'autre polarisation, ce qui permet de s'affranchir notamment de l'absorption dans les couches contact.

Si on note E_S le module du champ en sortie de l'échantillon (corrigé comme décrit précédemment), on a :

$$E_S = E_0 e^{-\alpha l} \quad (6.8)$$

Où E_0 est l'intensité du champ en entrée, l la distance parcourue dans la zone active et α l'absorption. Le logarithme du champ mesuré nous donne donc accès directement à l'absorption. On effectue cette mesure pour plusieurs températures entre $77K$ et $300K$. On donne les spectres mesurés pour trois températures caractéristiques à la figure 6.9.

À température ambiante l'absorption est piquée en $138meV$. À $160K$, ce pic se déplace vers les hautes énergies dû à la modification des largeurs des bandes interdites des matériaux, mais surtout, un deuxième pic à plus haute énergie apparaît. Enfin à basse température, l'absorption est largement dominée par le pic à haute énergie. D'après les calculs de population précédents, on sait qu'à $80K$, les électrons sont très majoritairement (80%) distribués sur le niveau $1s$, on attribue l'absorption à haute énergie à la transition $1s \rightarrow 2p_z$ entre les niveaux d'impuretés. Inversement l'absorption à basse énergie est due à la transition intersousbande habituelle $E_0 \rightarrow E_1$. Les pics résiduels, à $127meV$ et $153meV$, ne se déplaçant pas avec la température, sont attribués à des absorptions par les optiques utilisées. Conformément à la littérature, nous n'observons pas de transition entre les

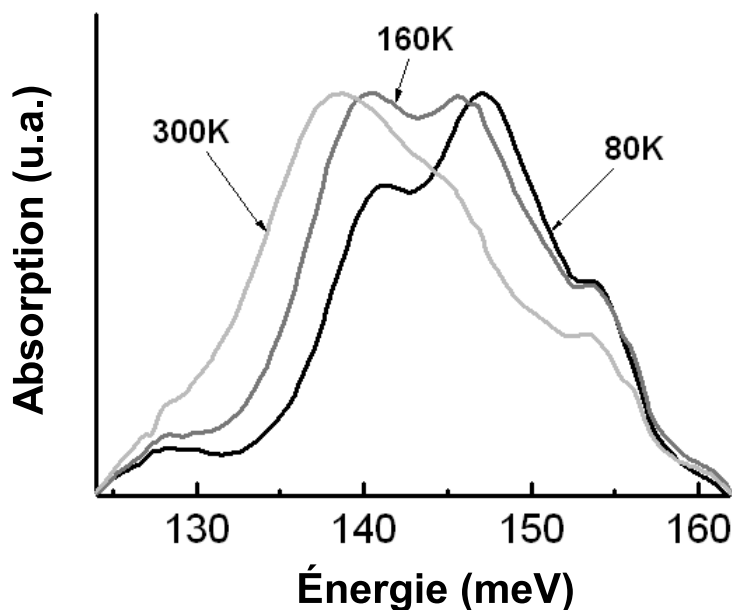


FIG. 6.9 – Absorption de l'échantillon à différentes températures.

niveaux donneurs et les sousbandes.

On peut à partir des mesures d'absorption, remonter approximativement à la population sur chacun des niveaux fondamentaux en fonction de la température. Pour cela on approxime l'absorption due à chacune des transitions par deux demi-lorentziennes (eq. 6.9) pour tenir compte de l'élargissement vers les hautes énergies (§1.3.1).

$$\begin{aligned}
 \alpha(x) = A \times & \left\{ \frac{K_1^-}{K_1^- + (x - \Delta_{SB}E)^2} \times [1 - F(x - \Delta_{SB}E)] \right. \\
 & \left. + \frac{K_1^+}{K_1^+ + (x - \Delta_{SB}E)^2} \times F(x - \Delta_{SB}E) \right\} \\
 + B \times & \left\{ \frac{K_2^-}{K_2^- + (x - \Delta_{Si}E)^2} \times [1 - F(x - \Delta_{Si}E)] \right. \\
 & \left. + \frac{K_2^+}{K_2^+ + (x - \Delta_{Si}E)^2} \times F(x - \Delta_{Si}E) \right\}
 \end{aligned} \tag{6.9}$$

avec

$$\begin{aligned}
 \Delta_{Si}E &= E_{2p} - E_{1s} \\
 \Delta_{SB}E &= E_1 - E_0
 \end{aligned} \tag{6.10}$$

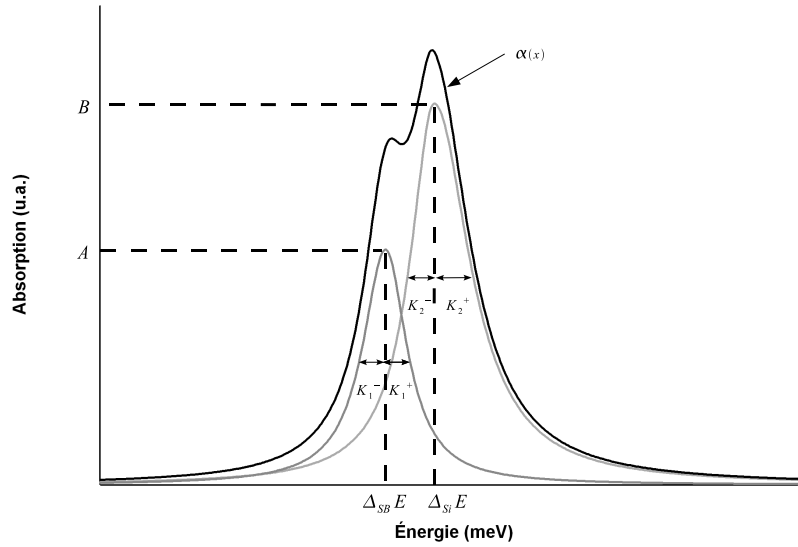


FIG. 6.10 – Représentation de la fonction 6.9 approxinant une absorption à deux transitions

A et B sont les maxima de chacune des absorptions. Les facteurs K représentent le carré de la demi-largeur à mi-hauteur, pour chacune des demi-lorentziennes (fig. 6.10). Enfin la fonction $F(x)$ est la fonction de Heaviside qui peut avantageusement être remplacée par la fonction :

$$F(x) = \frac{1}{2} (\operatorname{erf}(x - \Delta E) + 1) \quad (6.11)$$

où $\operatorname{erf}(x)$ est la fonction erreur et qui présente l'avantage d'être dérivable, et définie dans la plupart des logiciels de calcul numérique. On représente la fonction 6.9 à la figure 6.10 et l'approximation de l'absorption à $80K$ à la figure 6.12 avec les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} A &= 3,4 \times 10^{-3} & K_1^- &= 15,3 \\ K_1^+ &= 13,41 & \Delta_{Si}E &= 140,3 \\ B &= 5,6 \times 10^{-3} & K_2^- &= 17,6 \\ K_2^+ &= 36 & \Delta_{Si}E &= 147,3 \end{aligned} \quad (6.12)$$

Les régressions obtenues par la formule 6.9 donnent une bonne approximation de la forme de la courbe d'absorption. Cependant, étant donné qu'elle nécessite huit paramètres ajustables, elle ne permet pas toujours de trouver un ensemble de paramètres univoques, ce qui implique une incertitude importante sur les valeurs trouvées. L'aire de chacune des absorptions est proportionnelle à la population sur leur niveau fondamental respectif. On donne à la figure 6.12, la population relative

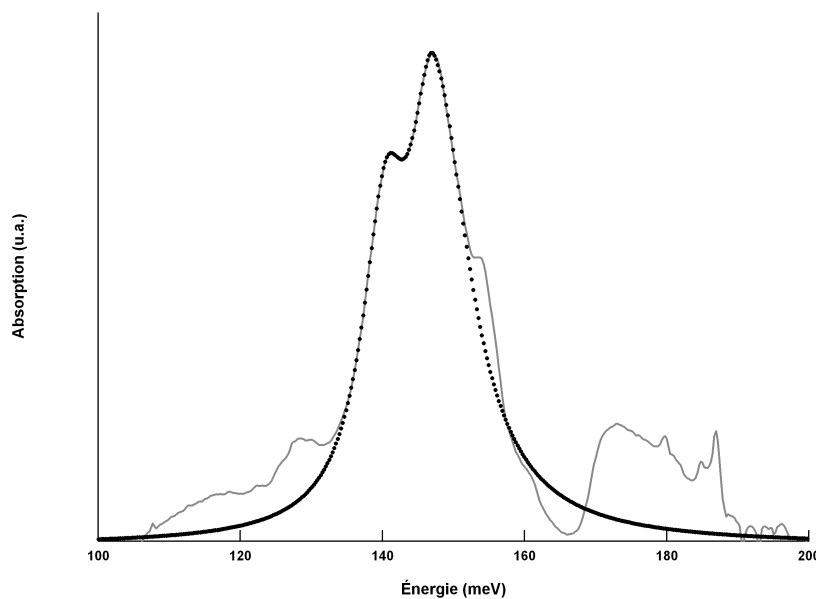


FIG. 6.11 – Approximation de l'absorption à $80K$ par la formule 6.9.

issue des mesures d'absorption, d'effet Hall, ainsi que la théorie.

Ces mesures d'absorption confirment que, même pour une valeur de dopage élevée ($2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$), les puits quantiques sont du côté isolant de la transition de Mott. En conséquences, deux mécanismes d'absorption, à des énergies proches sont en jeu. Pour une température critique de $140K$, la transition dominant l'absorption change. De part le comportement très différent des électrons sur les sousbandes ou sur les impuretés, ce phénomène doit être pris en considération lors de la réalisation de détecteurs avec un dopage proche de la transition de Mott.

6.2.3 Mesure de photocourant

Puisque à basse température l'absorption des puits quantiques proches de la transition de Mott est largement dominée par la transition entre les niveaux d'impuretés, on peut s'attendre à ce que le photocourant de la couche active soit modifié. Pour cela on vient graver des pixels de $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, sans réseau, sur la couche définie à la table 6.2.

Suivant la procédure habituelle, on place l'échantillon dans un cryostat à flux d'hélium que l'on éclaire par un FTIR. On mesure les variations de courant aux bornes des pixels et on polarise la structure avec une tension constante. On obtient ainsi le spectre de la réponse de la couche active en fonction de la tension appliquée. On réalise cette mesure pour des tensions allant de $0,75V$ à $4,75V$ et pour des températures entre $8K$ et $100K$.

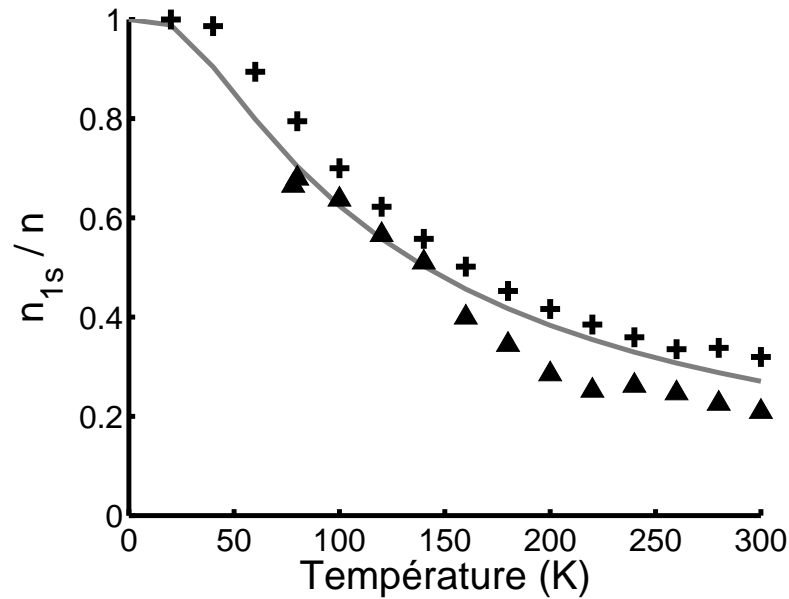


FIG. 6.12 – Proportion des électrons sur les impuretés. Trait plein : théorie. Croix : mesures par effet Hall. Triangles : mesures extraites des données d'absorption.

La figure 6.13 donne les résultats de cette mesure pour une température très basse, de l'ordre de $8K$, quand la quasi-intégralité des électrons se trouve sur le niveau $1s$. Le faible bruit de la structure à cette température nous permet d'avoir une bonne mesure du signal même pour de fortes tensions. La première figure donne le photocourant pour trois tensions particulières alors que la deuxième figure donne les lignes de niveau du photocourant en fonction de la tension et de l'énergie. Afin de rendre cette dernière figure lisible, pour chaque tension, le maximum de photocourant est normalisé à un.

On remarque que, malgré la très faible population du niveau E_0 , le photocourant est dominé par la transition intersousbande à $147,8meV$ en-dessous de $3,25V$, alors que l'on s'attendrait à ce que la transition sur les niveaux d'impureté soit prépondérante quelque soit la tension. Ce comportement s'explique par la répartition relative des niveaux d'énergie dans le puits. En effet, comme nous l'avons expliqué au premier paragraphe de ce chapitre, les niveaux $1s$ et $2p_z$ se trouvent toujours à une énergie inférieure à celle de la sousbande dont ils dérivent (fig. 6.1). Or, les électrons ne participent au photocourant que s'ils peuvent passer dans le *continuum*. Comme expliqué au paragraphe 1.3.2, le passage dans le *continuum* est possible par le franchissement des barrières par effet tunnel. Ce mécanisme est accentué par le champ électrique appliqué à la structure qui déforme les barrières et les rend plus fines pour une énergie donnée (fig. 6.14).

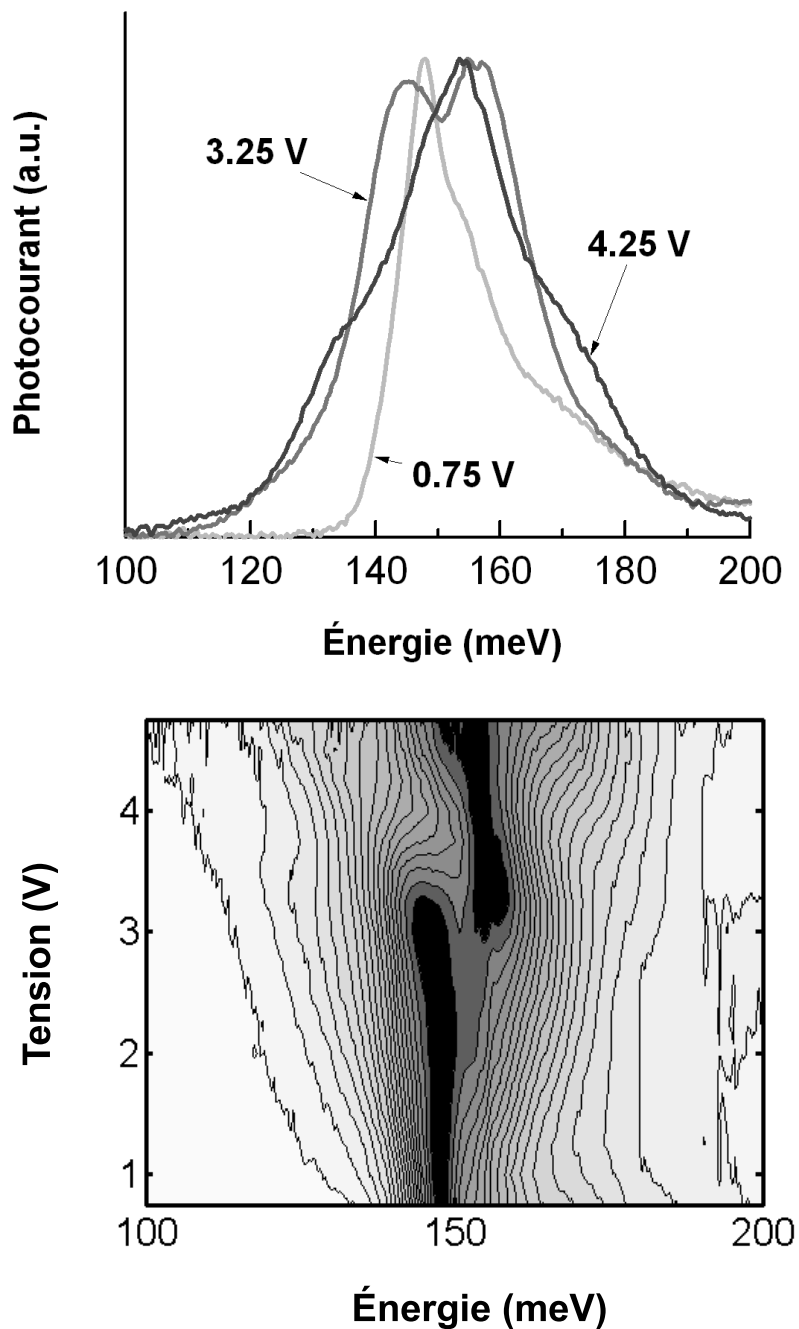


FIG. 6.13 – Photocourant à $8K$ d'un échantillon avec un dopage proche de la transition de Mott. On donne en haut la réponse de l'échantillon (normalisée à un) en fonction de l'énergie pour trois tensions particulières. La figure du bas représente sous forme de courbes de niveaux la réponse normalisée en fonction de l'énergie pour une gamme de tension allant de $0,75$ à $4,75V$. L'écart entre chaque niveau représente une variation de 5% du photocourant. Les zones en noir représentent le maximum du photocourant à chaque tension.

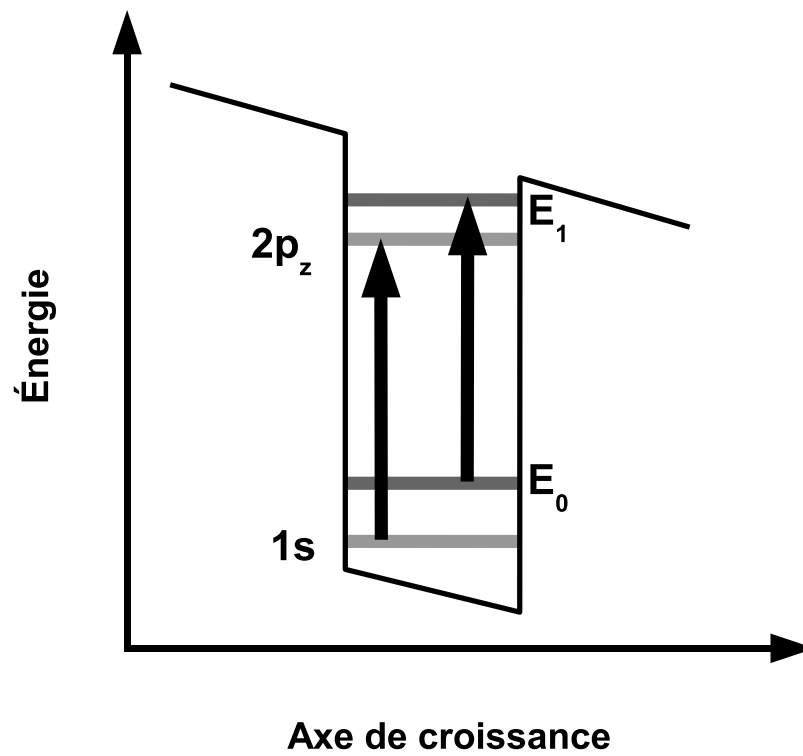


FIG. 6.14 – Profil énergétique d'un puits quantique en-dessous de la transition de Mott sous champ électrique.

Le niveau E_1 étant situé au-dessus du niveau E_{2p_z} énergétiquement, la barrière à franchir est plus fine pour les électrons situés sur le niveau excité de la sousbande que pour ceux sur le niveau excité de l'impureté. Cependant, la largeur de la barrière décroît avec le champ électrique appliqué. Il doit donc exister une tension pour laquelle le flux d'électrons provenant du niveau $2p_z$ devient plus important que celle du niveau E_1 .

On peut s'interroger sur l'influence du champ sur la position des niveaux E_0 et E_{1s} dans le puits et donc d'une éventuelle modification de la distribution relative des porteurs en fonction de la tension appliquée. Ce problème n'est pas évident à traiter dans la mesure où le déplacement du niveau E_{1s} dépendra de la position de l'impureté dans le puits : proche des barrières ou centrée. On estime par un calcul numérique que le niveau E_0 se déplace de moins de $0,5meV$ sur la plage de tension qui nous intéresse (0 à $5V$). En supposant une impureté au centre du puits, le niveau E_{1s} ne se déplace pas, et donc l'écart d'énergie $E_0 - E_{1s}$ entraîné par l'application du champ est tout à fait négligeable.

La transparence de la barrière tunnel pour un niveau situé à une énergie $qF_0l_B \leq V_B - E \leq 0$ (l_B étant la largeur de la barrière) du haut de la barrière, en fonction du champ électrique F_0 (supposé uniforme) peut être trouvée dans l'approximation WKB [39, 106] :

$$T(E, F_0) = e^{-\frac{4}{3}qF_0\sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}}(V_B-E)^{\frac{3}{2}}} \quad (6.13)$$

On considère le champ F_0 uniforme sur l'ensemble des puits, on a donc :

$$F_0 = \frac{V}{D_{CA}} = \frac{V}{1077 \times 10^{-9}} \quad \text{en } V.m^{-1} \quad (6.14)$$

D_{CA} étant l'épaisseur de la couche active et V la tension appliquée.

On détermine par un code numérique la position du niveau E_1 par rapport à la barrière, pour les paramètres de notre couche. Sans champ, le niveau E_1 se situe juste au niveau de la barrière : $E_1 = V_B$. Pour ce niveau la transparence tunnel est donc égale à 1 quelque soit le champ appliqué. À partir des résultats de la régression 6.12, qui donne un écart : $\Delta_{Si}E - \Delta_{SB} = 7meV$ et sachant que $E_1 - E_{1s} \sim 13meV$ (cette valeur théorique dépend aussi de la position de l'impureté dans le puits), on déduit que $E_1 - E_{2p_z} \sim 7meV$, et donc que $V_B - E_{2p_z} \sim 6meV$. On représente la transparence de la barrière pour ce niveau, estimée grâce à la formule 6.13, à la figure 6.15, on prend la valeur exacte $V_B - E_{2p_z} = 7meV$, qui donne des résultats proches de ceux mesurés.

Ces résultats confirment la possibilité d'extraire les électrons excités sur le niveau $2p_z$ des impuretés, issus du niveau $1s$. Au-dessous de la transition de Mott, dans un puits quantique, il est donc possible d'avoir un photocourant dominé par les transitions sur les niveaux de silicium au dessus d'une tension critique.

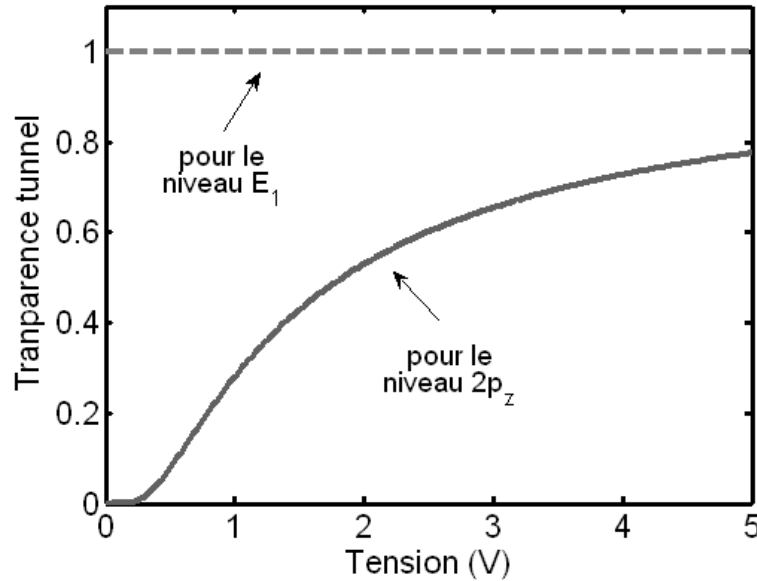


FIG. 6.15 – Transparence de la barrière pour les niveaux E_1 et $2p_z$ en fonction de la tension.

À titre de résumé, on représente les domaines de photocourant en fonction de la température et de la tension, en supposant que la transparence tunnel varie peu avec la température (fig. 6.17).

Le déplacement du pic de photocourant pour les détecteurs dopés aux environs de $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ doit être pris en compte lors du choix des paramètres du réseau de diffraction au risque sinon d'optimiser le couplage pour la transition intersousbande alors que beaucoup plus d'électrons sont disponibles sur les niveaux d'impuretés. Cependant les détecteurs actuels fonctionnent à des tensions de l'ordre du volt. Comme nous venons de le voir, la barrière tunnel pour les niveaux d'impuretés est encore trop élevée à cette tension et le photocourant est largement dominé par la transition intersousbande. L'existence des états d'impuretés entraîne toutefois une réduction du dopage effectif puisque le dopage introduit se répartit majoritairement (70% à 80K) sur ces états et non sur les sousbandes.

Il serait intéressant par la suite d'étudier le temps de vie des porteurs sur les différents états électroniques dans le puits. Il pourrait s'avérer que la transition sur les impuretés aient un meilleur gain que la transition intersousbande. Cette étude du gain en fonction de la transition dominante n'a pas pu être effectuée sur cet échantillon puisqu'au dessus de 3V le bruit du détecteur explose. Il faudrait dans ce but dessiner une couche active telle que la transition sur les niveaux d'impuretés domine le photocourant avant 3,35V qui ouvrirait la voie à la fabrication de

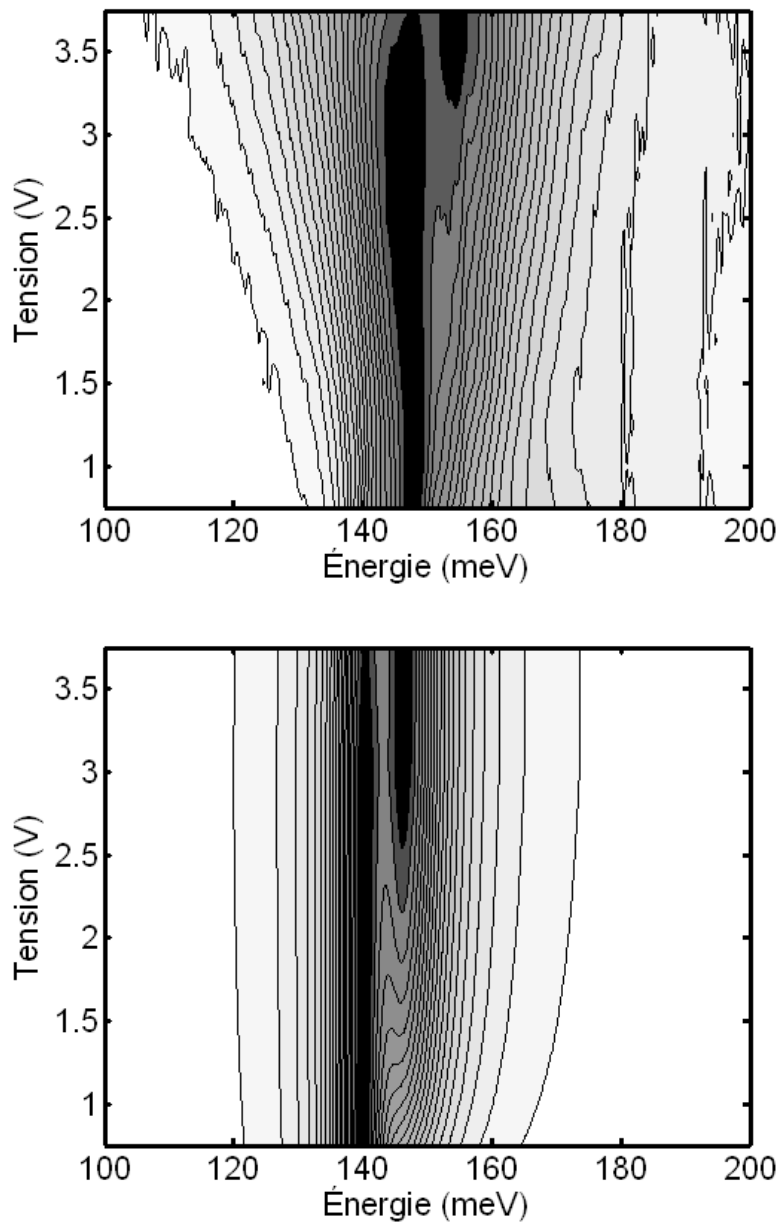


FIG. 6.16 – Photocourant à $80K$ d'un échantillon avec un dopage proche de la transition de Mott. En haut : mesure expérimentale. En bas : calcul à partir des transparences tunnel (fig. 6.15) et de l'absorption mesurée à $80K$ (fig. 6.9). Les deux zones noires représentent le maximum de l'absorption, dominé à basse énergie par la transition intersousbande et à haute énergie par la transition sur les niveaux d'impuretés localisés.

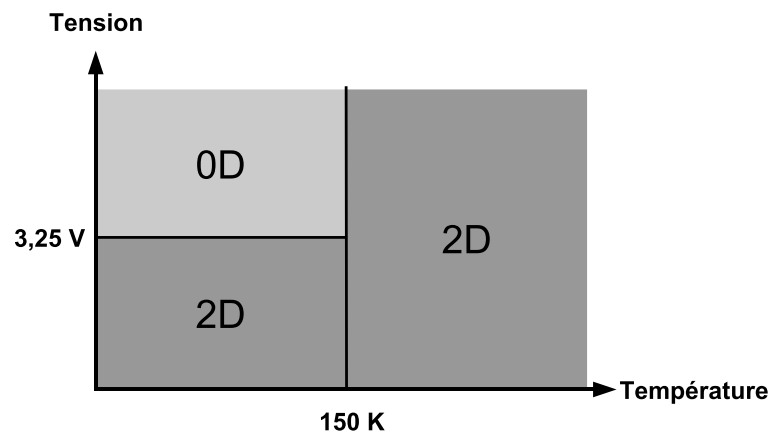


FIG. 6.17 – Diagramme représentant la nature dominante du photocourant en fonction de la tension et de la température.

détecteur avec une densité d'état zéro dimensionnelle.

Chapitre 7

Le double rôle du contact supérieur

Jusqu'à présent, nous avons considéré la métallisation du réseau comme étant uniquement un moyen de créer des ondes de surfaces. Le métal était alors nécessaire pour avoir un milieu dans lequel l'extinction du champ électromagnétique était très rapide, permettant ainsi d'avoir des ondes confinées à l'interface périodique. Dans cette perspective, nous avons toujours considéré le métal du réseau comme étant un conducteur parfait.

Cependant, le métal à la surface du réseau tire également sa nécessité d'une deuxième raison, celle d'avoir un contact électrique, pour collecter le photocourant issu des puits, et pour polariser la structure (dans le cas du QWIP).

On peut légitimement s'interroger sur la possibilité pour un métal donné d'être à la fois un bon conducteur électronique et un miroir parfait pour les photons. Au-delà de la nature chimique du métal déposé, la formation du contact au-dessus du pixel peut fortement altérer le comportement du réseau. Comme nous allons effectivement le voir, il ne suffit pas, pour former le contact, de déposer le métal sur la couche semi-conductrice. Le procédé technologique actuellement utilisé pour parvenir à un contact électrique ohmique nous éloigne du comportement optique optimal du réseau.

7.1 Problématique du contact actuel

L'or est un matériau de prédilection dans les composants électroniques, sa très grande stabilité le rendant quasiment inoxydable. Ses propriétés, aussi bien optiques qu'électroniques sont donc inaltérables. Il est notamment utilisé au quotidien pour recouvrir les fiches *jack* des écouteurs hi-fi pour garantir leur fiabilité dans le temps, ainsi que pour les "pattes" des microprocesseurs.

Dans le cadre de l'industrie microélectronique, ce métal est déposé selon trois procédés principaux : la pulvérisation cathodique, l'évaporation et l'électrolyse. La

pulvérisation consiste à détacher les atomes d'or d'une cible grâce à un plasma ionique. L'échantillon à recouvrir, placé sous la cible reçoit alors une pluie d'atomes d'or. Dans le cas de l'évaporation l'échantillon est placé au dessus d'un métal chauffé par un faisceau d'ions et qui en s'évaporant vient se déposer à la surface de l'échantillon. L'électrolyse consiste à plonger l'échantillon dans une solution contenant de l'or et à appliquer une tension entre l'échantillon et une autre électrode tous deux placés dans la solution. L'électrolyse permet de déposer le métal en grande quantité mais de façon amorphe et ne permettant pas d'obtenir de faibles épaisseurs avec précision. Pour tout le développement de la microélectronique et des nanotechnologies, qui nécessitent des dépôts de quelques monocouches atomiques, la bonne maîtrise de ces procédés est un enjeu crucial, aussi ils sont en eux même des sujets de recherche. Notons aussi que certains bâtis d'épitaxie permettent de déposer le métal sur le semi-conducteur directement à l'intérieur du réacteur évitant ainsi une rupture du vide et l'oxydation du matériau qui s'en suit.

On trouvera une revue sur les contacts à la surface des semi-conducteurs III-V dans la référence [107].

7.1.1 Le contact en alliage AuGe

Le métal déposé sur le semi-conducteur sert la plupart du temps à venir prolonger une couche contact épitaxiée directement sur le semi-conducteur. Cette dernière consiste en une couche fortement dopée et donc conductrice de même nature que le reste de la structure épitaxiée. Cette couche, riche en électrons s'oxyde très facilement ce qui dégrade considérablement ses propriétés. Il est donc nécessaire avant de déposer le métal de désoxyder le semi-conducteur en le plongeant dans une solution d'acide chlorhydrique.

Déposé tel quel, le métal adhère très peu au semi-conducteur. Deux solutions sont couramment utilisées pour pallier à ce problème. La première consiste avant de déposer l'or, à mettre, par les mêmes techniques une très fine (quelques nanomètres) couche de titane. Ce métal possède une grande faculté d'adhérence. Il sert alors de couche de mouillage pour les métaux déposés après lui. L'autre solution consiste à faire fondre le métal par un recuit et à le faire pénétrer superficiellement dans le semi-conducteur.

Cette dernière technique s'avère très contraignante dans le cas de l'or seul. En effet, le point de fusion de l'or se situe à 1064°C . Non seulement atteindre cette température de façon maîtrisée est très difficile, mais de plus, le composant électronique pourrait ne pas supporter un tel chauffage. Afin d'abaisser artificiellement la température de fusion de l'or on l'utilise en alliage avec du germanium. Le mélange possède alors une température de fusion plus basse que celle des deux corps purs. Il existe une composition (88% d'or et 12% de germanium) appelée eutectique, pour laquelle la température de fusion est minimum, à savoir : 361°C .

Ce mélange une fois déposé, l'échantillon subit un recuit dit *flash* qui consiste à chauffer l'échantillon à une température légèrement supérieure à l'eutectique, pendant une durée très brève (moins d'une dizaine de minute) à l'aide de lampes hallogènes. Afin de profiter pleinement des propriétés optique et électrique de l'or, on ne dépose qu'une fine couche (quelques dizaines de nanomètres) de l'alliage et l'on recharge le contact par une épaisse couche d'or (plusieurs centaines de nanomètre). Pour éviter que cette dernière couche ne se mélange à l'alliage, on interpose entre les deux une très fine couche de nickel (quelques nanomètres) servant de barrière de diffusion.

Le contact ainsi formé est considéré comme un bon contact dans le sens où il présente une faible résistivité, qu'il n'évolue pas dans le temps et que son comportement est ohmique à la température de fonctionnement du dispositif (fig. 7.8) [108–110]. Ce dernier point est crucial, en effet il est souhaitable que le comportement du composant soit reproductible et linéaire sur toute la plage de tensions où il est susceptible de fonctionner. De cette façon, le comportement électrique du système est dicté uniquement par celui du composant semi-conducteur et non par les caractéristiques du métal.

7.1.2 Les limites de ce contact

Si ce contact est très satisfaisant sur le point de vue électrique, quelques réserves sont à émettre sur son comportement optique comme nous allons le voir. Une étude complète du contact a été réalisée en partenariat avec le laboratoire LAPA de Thales Research and Technology France. Cette étude a consisté en l'analyse du contact AuGe/Ni/Au précédemment décrit par imagerie Auger.

Dans un premier temps, on vient réaliser une coupe FIB (*Focalized Ion Beam*) du contact déposé à la surface d'un substrat. Cette opération consiste à graver la structure au moyen d'un faisceau d'ions ce qui permet d'obtenir une interface découpée avec une très faible rugosité, permettant d'en obtenir une image très nette par diverses techniques d'imagerie, en l'occurrence par électrons Auger et par microscopie électronique à balayage. On donne sur la figure 7.1, l'image de la section d'un contact AuGe/Ni/Au (20/7,5/200 nm) déposé sur un substrat de GaAs semi-isolant et recuit par lampes *flash* à 380°C.

Le point marquant à retirer de ces clichés est la grande rugosité de l'interface entre le métal et le semi-conducteur. On observe en effet la présence de gouttelettes métalliques pouvant s'étendre jusqu'à 400nm. Ces coulures sont préjudiciables par bien des aspects. D'abord d'un point de vue du fonctionnement de la structure quantique. Si ces excroissances métalliques venaient à atteindre la couche active, les puits se retrouveraient en court circuit ce qui les rendrait inopérants. Il faut donc mettre une couche tampon de GaAs entre le contact et les puits, suffisamment large pour éviter le contact entre le métal et la zone absorbante. Or, comme nous

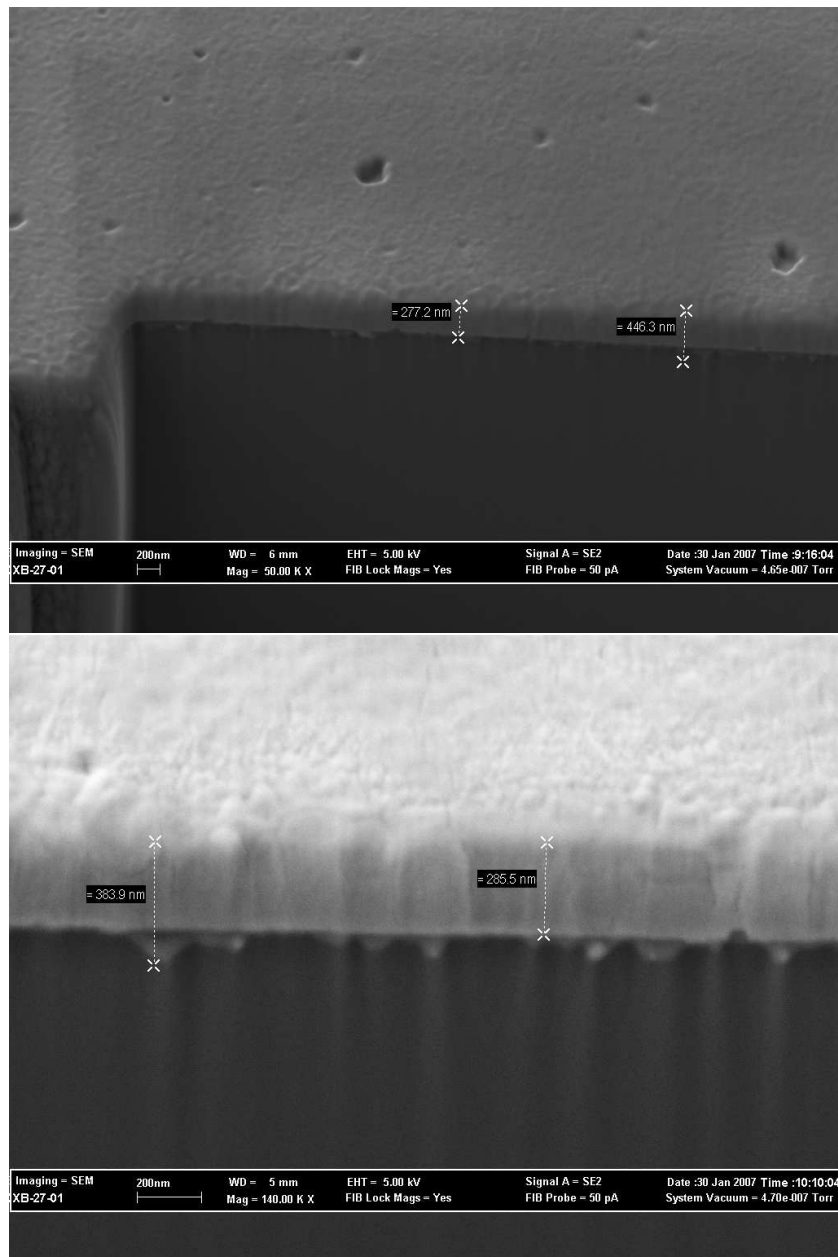


FIG. 7.1 – Coupe FIB *Focalized Ion Beam* d'un contact AuGe/Ni/Au (20/7,5/200 nm) sur du GaAs à deux grossissements différents. On remarque nettement les diffusions de métal dans le semi-conducteur.

avons souvent eu l'occasion de le faire remarquer dans les parties précédentes, le champ électromagnétique utile formé à la surface du réseau est exponentiellement décroissant. Éloigner la couche active du réseau à une distance de l'ordre du quart de la longueur d'onde, résulte en un grand manque à gagner d'un point de vue du flux de photons absorbable. De plus, le comportement électromagnétique de ces pointes métalliques à la surface du réseau doit sûrement déformer considérablement la forme du champ, peut-être d'ailleurs de façon bénéfique, mais en tous cas difficilement maîtrisable, non-uniforme et donc peu reproductible.

Pour mieux comprendre la nature de ces agglomérations métalliques, on vient réaliser une spectroscopie Auger de l'interface présentée à la figure 7.1. La spectroscopie Auger consiste à mesurer l'énergie des électrons émis par effet Auger par une surface, énergie qui est caractéristique du composant chimique dont les électrons sont issus. On peut ainsi connaître avec certitude la nature chimique d'une interface. On présente à la figure 7.2, les clichés réalisés.

On vérifie sur ces mesures la présence majoritaire de l'or et du semi-conducteur dont les états de surfaces semblent lisses. En revanche, on constate que la couche de nickel s'est agglomérée en îlots. D'après la littérature [107], ces îlots, formant les coulures observées précédemment, sont des alliages de Ni, As et Ge responsables justement du comportement ohmique du contact. La présence de germanium dans ces îlots constitue un problème supplémentaire. On peut effectivement craindre que la migration de cette espèce jusqu'à la couche active vienne doper les barrières et ainsi détruire les puits. Les spectres de la figure 7.2, ne permettant pas de visualiser correctement la distribution du germanium dans le semi-conducteur, on réalise une analyse supplémentaire.

Cette fois-ci on ne s'intéresse plus à la section du contact mais on vient progressivement graver la surface du contact, du métal jusqu'au semi-conducteur. On effectue, en même temps que la gravure, une spectroscopie Auger permettant d'obtenir un profil de la concentration des espèces chimiques en présence sur toute la profondeur. On peut supposer que la migration du germanium soit assistée thermiquement, on étudie donc deux échantillons recuits à des températures différentes mais très proches. On montre les résultats obtenus à la figure 7.3 pour un contact AuGe recuit à 380°C et à 400°C .

Une précaution doit être prise pour interpréter les données de la figure 7.3. Les profils sont donnés en fonction du temps de gravure et non de la profondeur de gravure. Or, la vitesse de gravure diffère d'une espèce à une autre, elle est aussi différente en fonction du traitement appliqué à l'espèce chimique. Pour cette raison, on ne peut pas considérer que la vitesse de gravure est la même pour l'or recuit à 380°C et 400°C , ce qui explique que la limite entre l'or et le nickel soit atteinte pour deux durées différentes entre les deux échantillons.

On peut cependant remarquer que dans les deux cas, le germanium diffuse dans

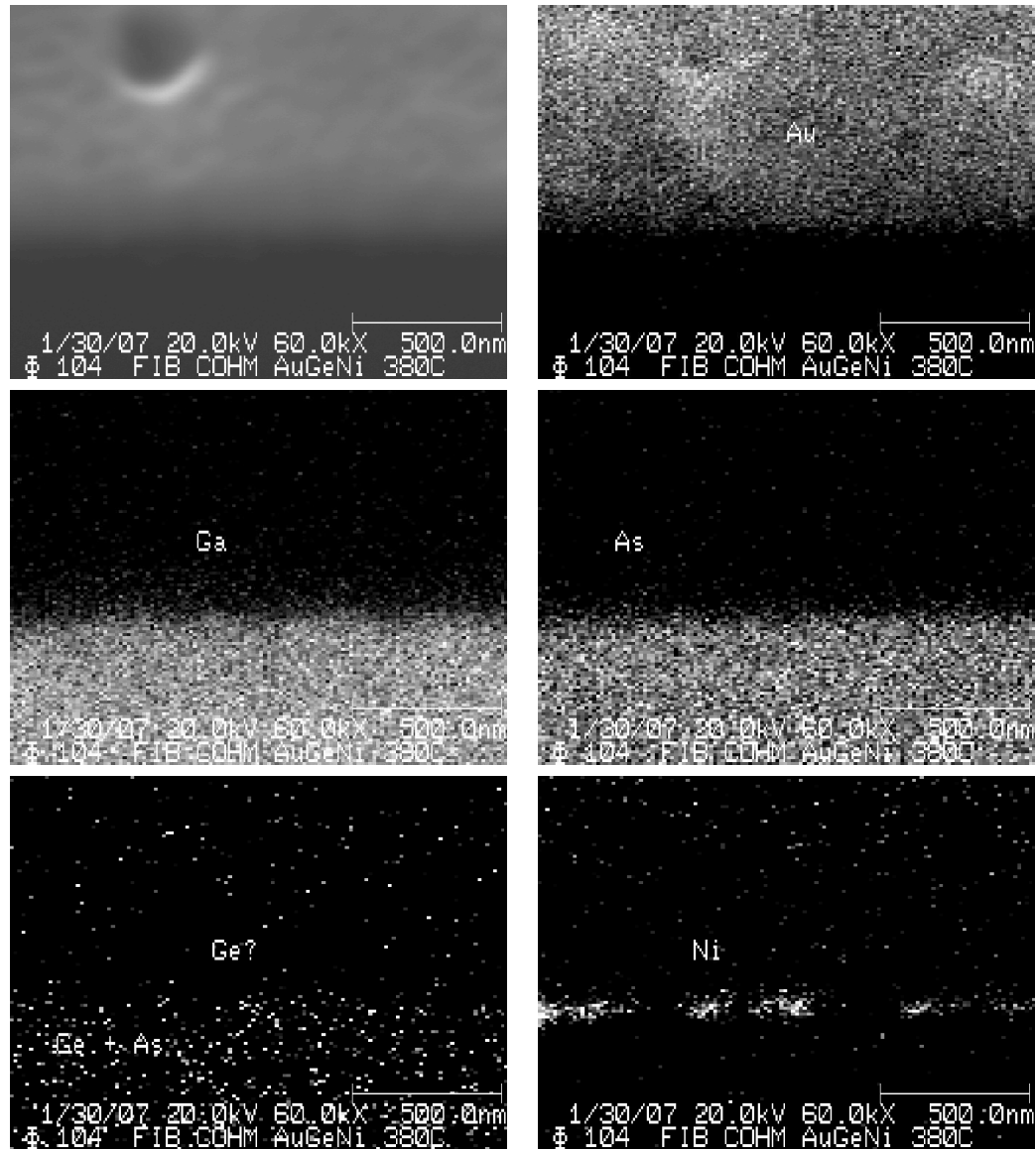


FIG. 7.2 – Analyse par spectroscopie Auger de section du contact AuGe classique. On visualise la répartition spatiale de chaque élément chimique sur la surface. Le premier cliché est une image MEB de la section.

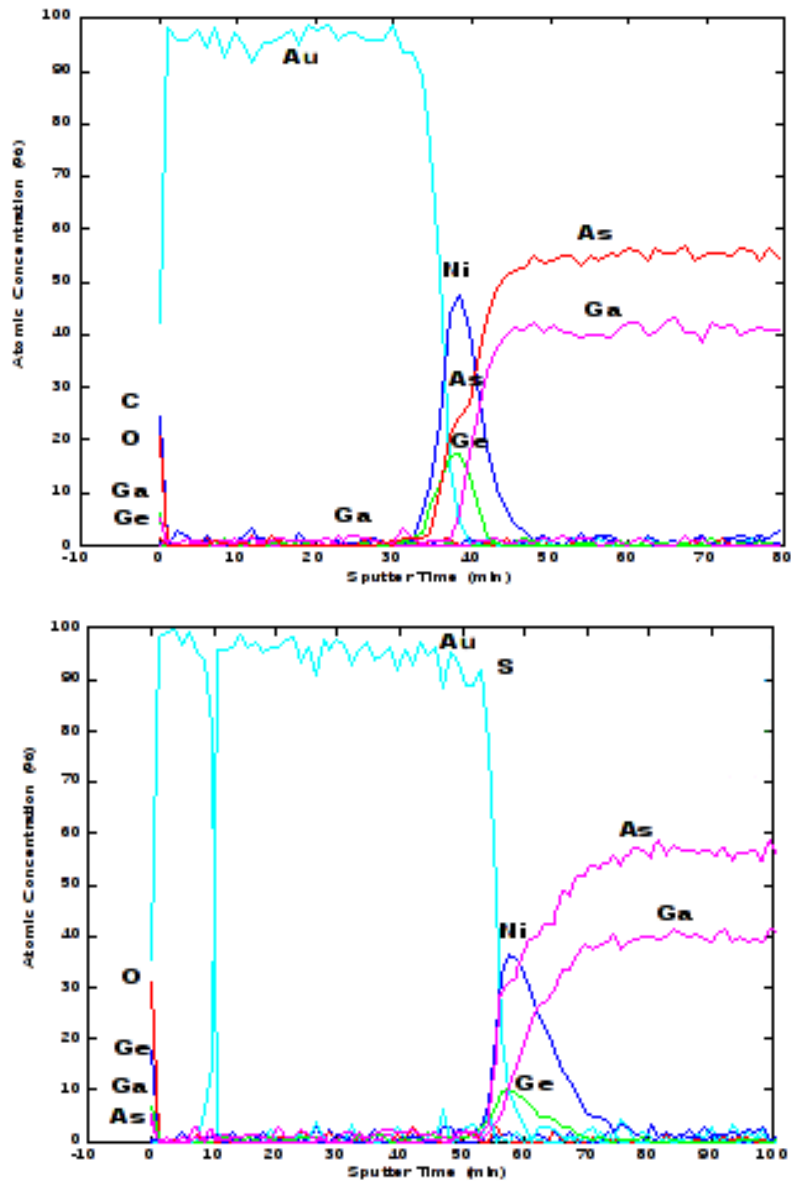


FIG. 7.3 – Analyse en profondeur du contact à deux recuits différents. En haut : recuit à 380°C , en bas : recuit à 400°C .

le semi-conducteur, indépendamment de l'or auquel il était initialement allié. De plus, le germanium et le nickel étant très dilués dans le semi-conducteur, on peut supposer que la vitesse de gravure est constante une fois tout l'or gravé. Sous cette hypothèse, il apparaît que le germanium diffuse notablement plus pour le recuit à 400°C.

Le contact classique, bien que très reproductible doit donc être très soigneusement mis au point pour éviter une quelconque déconvenue. Cela n'empêche cependant pas que la rugosité de l'interface entre le métal et le semi-conducteur, due à la présence des îlots métalliques nécessaires à l'ohmicité du contact, oblige à éloigner les puits du réseau.

Une solution technologique envisagée pour coller les puits au réseau tout en conservant le contact actuel, est de ne venir déposer le métal que sur les dessus des plots du réseaux. Cela est aisément réalisable en déposant le métal à la surface du pixel avant la gravure réseau. Après recuit, on vient graver l'ensemble, métal et semi-conducteur pour réaliser le réseau (fig. 7.4). La hauteur du réseau étant actuellement de l'ordre du micron, il n'est plus à craindre que le germanium ou les amas métalliques rentrent en contact avec la zone active. Toutefois, le métal ne sera plus en contact direct avec la couche de GaAs dopée qui recouvre la zone active et qui permet de collecter les électrons émis. Il est donc nécessaire de doper également la couche réseau afin d'obtenir la continuité électrique entre le haut du réseau et de la couche active. Notons que le GaAs dopé n'a pas le même indice optique que le GaAs semi-isolant, il est donc nécessaire d'adapter le pas du réseau en conséquence. Dans ce cas, le supplément d'absorption par porteurs libres dans la couche réseau aura aussi sans doute un impact négatif sur les performances du dispositif.

Dans la suite de ce chapitre, on considère trois nouveaux types de contact sur le haut du pixel, pour remplacer avantageusement le contact actuel et s'affranchir des problèmes que nous venons d'évoquer. Ces contacts peuvent être classés en deux familles. Celle des contacts non-alliés, où comme son nom l'indique le métal n'est plus sous forme d'alliage, ni même recuit. Le comportement ohmique du contact est obtenu en modifiant la couche superficielle de l'épitaxie. La deuxième catégorie est celle des contact alliés en phase solide. Cette fois le contact est bien dû à un alliage entre différents métaux, mais cet alliage est formé sans que ces derniers passent à l'état liquide, ce qui empêche la formation des coulures précédemment évoquées.

7.2 Les contacts non-alliés

On s'intéresse donc désormais à des contacts formés par dépôt simple d'un métal, en l'occurrence de l'or au-dessus d'une couche de mouillage en titane, à la

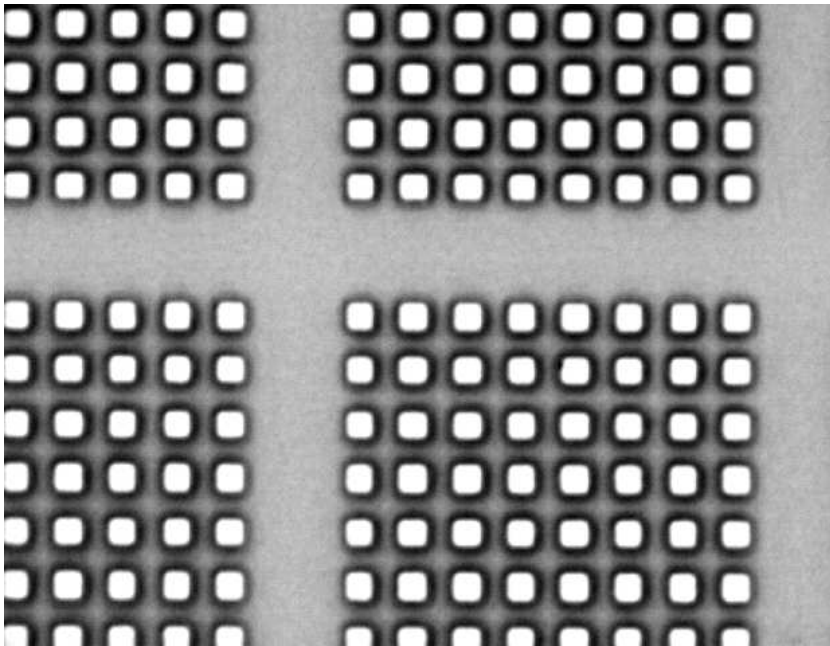


FIG. 7.4 – Photographie au microscope optique d'un réseau gravé après métallisation. On remarque ici que seul le dessus des pixels est métallisé (en blanc), alors qu'habituellement l'ensemble du réseau est métallisé.

surface du semi-conducteur dopé. L'enjeu est d'obtenir un contact ohmique à basse température, ayant une interface la plus lisse possible afin de rapprocher les puits du réseau. L'absence de germanium dans la métallisation permet d'écarter tout danger de détérioration des puits. Contrairement à ce qui est souvent recherché dans les études sur les contacts sur semi-conducteur, nous ne sommes pas ici à la recherche d'un contact avec la conductivité la plus haute possible. En effet, le contact étant une résistance en série avec le pixel, il suffit juste que sa résistance soit négligeable devant celle de ce dernier. La résistance du pixel étant de l'ordre du mégohm (à $77K$), cela autorise une large tolérance sur la résistivité du contact.

7.2.1 Principe du contact non-allié

Afin de comprendre le principe du contact non-allié, il est nécessaire d'en revenir à la problématique de venir former un contact avec un métal à la surface d'un semi-conducteur. On donne en figure 7.5, le diagramme de bande d'une interface métal/semi-conducteur.

Diagramme de bande : une barrière à franchir

Tout le problème de la formation d'un contact à la surface d'un semi-conducteur réside dans le fameux piégeage du niveau de Fermi au centre de la bande interdite (*Fermi pinning at mid-gap*). À la fin de l'épitaxie, un oxyde d'arsenic se forme à la surface de la structure, créant des états de surface à l'intérieur de la bande interdite. La présence de ces états abaisse le niveau de Fermi sous la bande de conduction (ΔE) et entraîne le dépeuplement de cette dernière sur une distance (d) de l'ordre de $5nm$ [111]. Étant donné que le niveau de Fermi du métal s'aligne sur celui du semi-conducteur, cette zone de déplétion résulte sur la création d'une barrière de potentiel Schottky entre les électrons du métal et ceux de la bande de conduction. Cette barrière ($q\phi_b$) est de l'ordre de $0,8eV$ [112] pour du GaAs hautement dopé. On peut noter que ce problème peut être supprimé en déposant directement le métal dans le bâti d'épitaxie [111, 113].

Mécanismes de franchissement de la barrière

Devant une telle barrière il existe deux moyens pour les électrons de passer réciproquement du métal au semi-conducteur [107]. Dans le cas des matériaux modérément dopés, l'écart ΔE entre le niveau de Fermi et la bande de conduction est très élevé. Si la barrière est suffisamment basse (ϕ_b petit) les électrons pourront passer au dessus par émission thermoïonique¹¹ (fig. 7.6).

¹¹L'émission thermoïonique a lieu quand les vibrations atomiques d'un métal sont suffisantes pour compenser les forces coulombiennes. Les charges (ions ou électrons) peuvent alors s'échapper

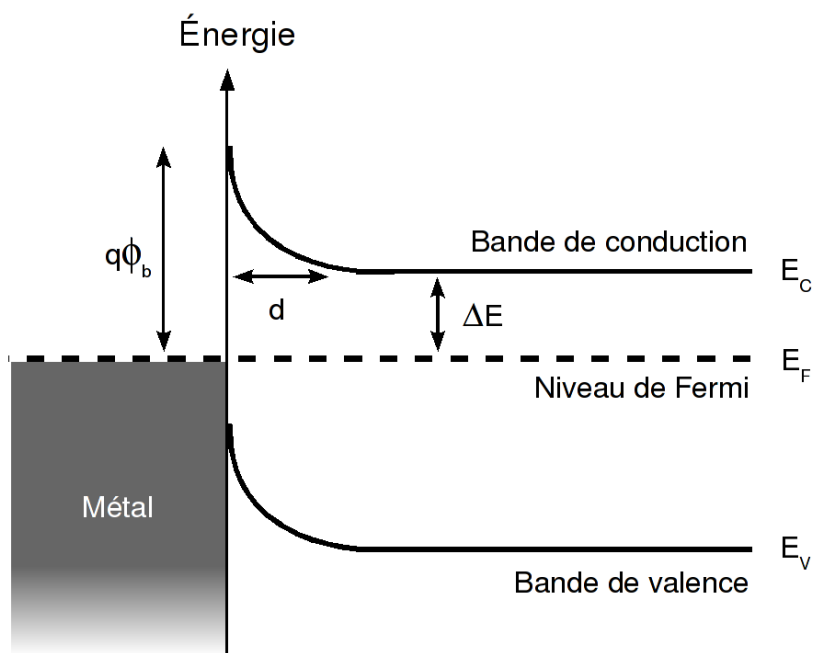


FIG. 7.5 – Diagramme de bande d'une interface métal/semi-conducteur. Le niveau de Fermi E_F est piégé dans la bande interdite à une distance énergétique ΔE de la bande de conduction. Cela entraîne une déplétion des bandes du semi-conducteur sur une profondeur d . Les électrons du métal ont donc à franchir un potentiel ϕ_b pour surmonter la barrière.

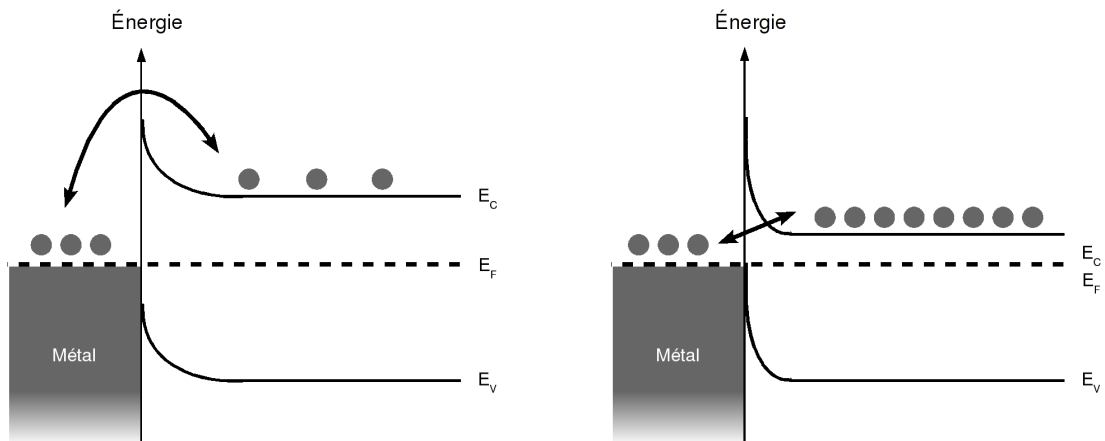


FIG. 7.6 – À gauche, dans le cas d'un semi-conducteur peu dopé, la barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur est très élevée ; les électrons peuvent la franchir uniquement par émission thermoïonique. À droite, si le semi-conducteur est fortement dopé, la barrière est assez étroite pour que les électrons la franchissent directement par effet tunnel [107].

Pour un semi-conducteur suffisamment dopé, la bande de conduction s'abaisse et la longueur de déplétion diminue, les électrons peuvent alors franchir la barrière directement par effet tunnel. Avec un dopage supérieur à 10^{18}cm^{-3} , les contacts de nos pixels s'inscrivent dans ce dernier cas. La caractéristique courant/tension du contact sera d'autant plus linéaire que la barrière est étroite. Or, la distance de déplétion dépend essentiellement du dopage. Deux solutions sont alors envisageables pour augmenter artificiellement le dopage. La première, dans laquelle s'inscrit le contact AuGe, consiste à introduire une espèce dopante, en l'occurrence le germanium, à l'interface par la métallisation, cela nécessite la formation d'alliage entre les métaux. La deuxième solution consiste à modifier l'épitaxie afin que la couche superficielle ait naturellement une barrière très étroite et ce indépendamment du métal déposé ensuite, on parle alors de contacts non-alliés. Dans ce dernier cas, le métal ne subissant aucun traitement thermique, l'interface de contact sera parfaitement lisse.

7.2.2 Les trois types de contacts non-alliés envisagés.

La littérature envisage trois modifications principales de la croissance afin d'obtenir des contacts non-alliés sur du GaAs dopé n : la croissance à basse tempé-

du métal. Cet effet arrive couramment dans les lampes à incandescence. Elles valurent le prix Nobel à Owen Richardson en 1928.

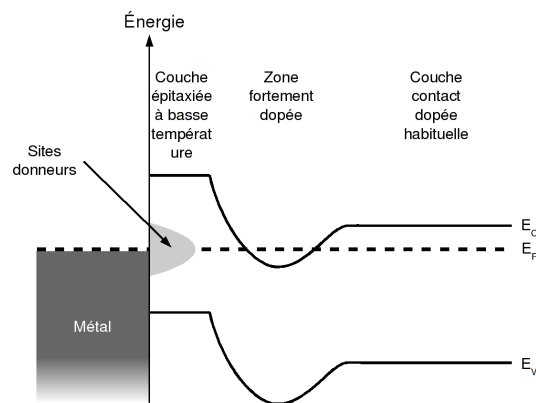


FIG. 7.7 – Diagramme de bande d'un contact non-allié passivé par croissance à basse température. Les défauts de surface dans la couche de passivation facilitent le franchissement de la barrière par effet tunnel jusqu'à la couche fortement dopée.

rature, le dopage δ et le gradient d'InGaAs. Ce dernier étant difficile à mettre en œuvre sur nos structures à cause des contraintes de matériau qu'il implique, nous ne nous y intéresserons pas dans le reste de l'étude. On pourra toutefois trouver les travaux effectués sur ces structures aux références [114–118].

Croissance à basse température

Dans l'idéal, il suffirait pour réduire la barrière d'avoir un très fort niveau de dopage à la surface. Or, le nombre de donneurs à la surface est limité pour deux raisons [111]. La première est due au piégeage du niveau de Fermi au centre de la bande interdite causé par les états de surface et entraînant une déplétion des bandes, comme nous venons de le décrire. Enfin, le semi-conducteur massif ne peut pas, non plus, être dopé à volonté, de part la nature amphotère du silicium. Une solution efficace serait donc de doper au maximum la couche contact et déposer une couche de passivation au-dessus pour empêcher son oxydation et la formation des états de surface responsables de la diminution du dopage effectif [119].

Cette passivation semble pouvoir être obtenue en faisant croître une très fine (quelques nanomètres) couche de GaAs semi-isolant à 200°C afin de protéger une couche très fortement dopée ($\sim 10^{20}\text{cm}^{-3}$) [111, 113, 119–122].

De plus, cette couche épitaxiée à basse température, présente une caractéristique facilitant le transport des électrons, à savoir la présence à la surface, de nombreux défauts de type donneurs introduits par un excès d'arsenic [111, 113]. Ces sites situés avant la zone de déplétion, vont faciliter le transport des électrons jusqu'à la zone de fort dopage (fig. 7.7).

On donne à la table 7.1 l'épitaxie que nous avons adoptée pour implémenter

ce type de contact sur des structures QWIP. L'épaisseur de la couche épitaxiée à basse température ne doit pas être trop fine afin de ne pas être entièrement supprimée lors des désoxydations précédant le dépôt du métal.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Couche de protection	3,5	GaAs	
Contact	10	GaAs	$1 \times 10^{20} cm^{-3}$
Contact	900	GaAs	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Substrat			

TAB. 7.1 – Épitaxie d'un contact non-allié passivé par croissance à basse température (T527). La couche de protection est épitaxiée à $200^{\circ}C$.

Le dopage δ

Toujours dans l'idée d'obtenir un semi-conducteur extrêmement dopé au plus proche de l'interface, certaines équipes ont proposé l'utilisation d'une dopage δ en fin de croissance [123, 124]. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la densité de silicium dans le semi-conducteur massif est plafonnée par sa solubilité. La croissance δ permet d'obtenir artificiellement de très fort niveaux de dopage ($> 10^{20} cm^{-3}$) en déposant des couches infiniment fines de dopant entre des couches de semi-conducteur non dopé. Le dopage est donc uniquement présent sur quelques plans, souvent matérialisés par une distribution de Dirac (δ), à une concentration de l'ordre de $10^{13} cm^{-2}$. À titre d'exemple l'empilement de 5 plans de dopant ($\sim 5 \times 10^{13} cm^{-2}$) espacés de $(2, 5 nm)$ permet un dopage effectif tri-dimensionnel de $3, 5 \times 10^{20} cm^{-3}$ [123] qui est impossible à obtenir avec une croissance conventionnelle par MBE.

Le tableau 7.2, donne l'épitaxie par dopage δ que nous étudierons par la suite.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Couche de protection	5	GaAs	
Dopage δ	$(\delta + 2,5) \times 5$	(Si + GaAs)	$1 \times 10^{13} cm^{-2} + 0$
Contact	900	GaAs	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Substrat			

TAB. 7.2 – Épitaxie d'un contact non-allié à dopage δ (T528).

7.2.3 Étude du comportement électrique

La première étape de notre étude sur la faisabilité des contacts non-alliés sur des détecteurs quantiques consiste à vérifier que nos techniques de croissance permettent de reproduire les résultats précédemment relatés. On va donc dans un premier temps s'intéresser uniquement au comportement électrique de ces contacts. On cherchera à vérifier en premier lieu qu'ils sont bien ohmiques puis que leur résistivité est négligeable devant celle d'un pixel QWIP, couramment on recherche une résistivité de l'ordre de $\sim 10^{-6}\Omega.cm^2$.

Pour ce faire on réalise les épitaxies décrites aux tables 7.1 et 7.2, sur une simple couche de GaAs dopé à $10^{18}cm^{-3}$ simulant la couche contact habituelle des pixels. Puisque la nature du métal n'influence pas la nature des contact non-alliés, on choisit de déposer le métal de prédilection à la fois électriquement et optiquement à savoir l'or. Pour promouvoir son adhérence sur le semi-conducteur on dépose une fine couche de titane après désoxydation. Le contact a donc la composition suivante : Ti/Au (20/400nm)

Afin de comparer ces contacts à la métallisation habituelle en AuGe recuit, on réalise une épitaxie témoin donnée à la table 7.3, identique aux deux autres mais ne possédant pas de couche superficielle modifiée. Sur une moitié du substrat on vient déposer et recuire le contact habituel (AuGe/Ni/Au (20/7, 5/400nm))(T526 A). Sur l'autre on dépose le titane et l'or de façon identique aux échantillons avec un contact non-allié (T526 B).

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Contact	900	GaAs	$1 \times 10^{18}cm^{-3}$
Substrat			

TAB. 7.3 – Épitaxie témoin pour l'étude des contacts non-alliés (T526).

Sur ces plaques on vient définir des *mesas* de $0,6\mu m$ de hauteur et de côtés $100nm$, par gravure ionique et RIE. On vient ensuite appliquer une tension entre deux de ces *mesas* tout en mesurant le courant circulant entre les deux bornes. On effectue ces mesures à température ambiante et à la température de l'azote liquide, proche de celle à laquelle le détecteur final est supposé devoir fonctionner. On présente ces caractéristiques à la figure 7.8. À température ambiante tous les contacts sont parfaitement linéaires, même à basse tension ($< 1V$) sauf l'échantillon témoin constitué d'une simple métallisation sur du GaAs dopé et qui nécessite une forte tension ($> 4V$) pour devenir peu résistif. Les deux contacts non-alliés présentent une caractéristique quasiment superposable au contact en AuGe classique. Cela reste vrai y compris à $77K$. Tous les contact présentés s'écartent alors du comportement ohmique en-dessous de $0,4V$. Cependant le contact habituel s'avère lui

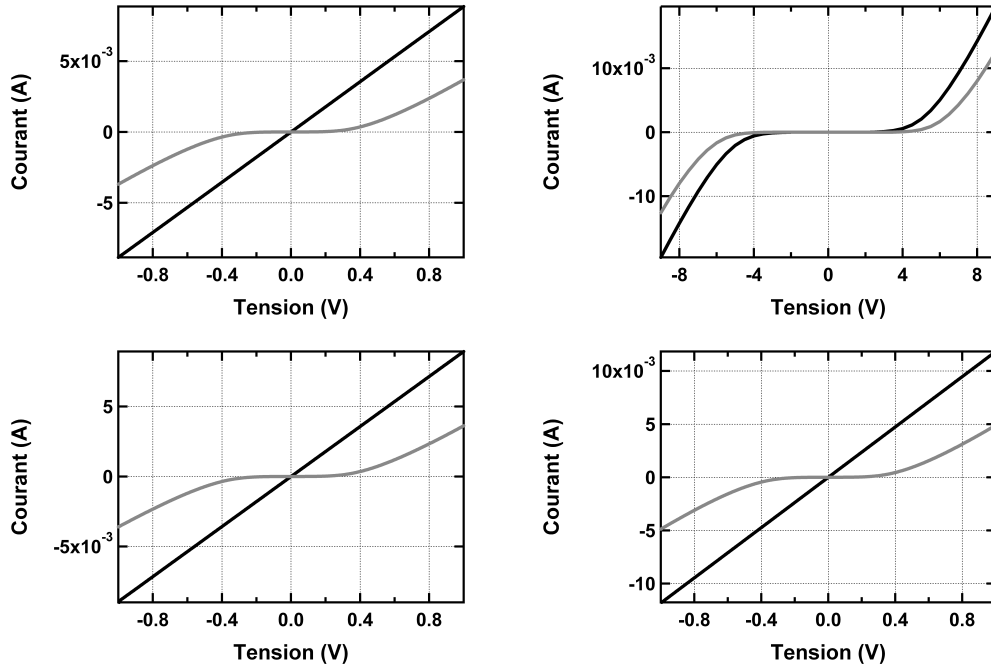


FIG. 7.8 – Caractéristiques électriques de trois types de contact, en noir : à température ambiante, en gris : à 77 K. Dans le sens de la lecture : contact classique AuGe/Ni/Au recuit, à titre de témoin : contact Ti/Au sans recuit, puis deux types de contacts non-alliés : à basse température et avec dopage δ , sur ces derniers on vient déposer une couche de Ti/Au non recuite.

même ne pas être linéaire pour ces valeurs là. Ce défaut n'est donc pas rédhibitoire puisque la tension de polarisation employée dans les caméra QWIP est toujours supérieure au volt. On peut estimer à partir de ces mesures que la résistance du contact est de l'ordre d'une centaine d'ohms pour un pixel de $10^4 \mu\text{m}^2$.

De façon à s'assurer que ces contacts sont bien négligeables devant la résistance d'un pixel de caméra, on vient placer en série des deux *mesa* entre lesquels le courant est mesuré, une résistance de $10\text{M}\Omega$ simulant la résistance de la couche active d'un pixel. Les mesures ainsi effectuées sont données à la figure 7.9. Dans tout les cas, sauf celui du Ti/Au déposé sans recuit, la résistance du contact est sans effet.

7.2.4 Étude du comportement optique

Maintenant que nous avons vérifié que les contacts étaient bien ohmiques et de résistance négligeable devant celle du pixel nous pouvons l'appliquer aux pixels QWIPs. Plusieurs éléments sont à vérifier. Tout d'abord que la modification de la

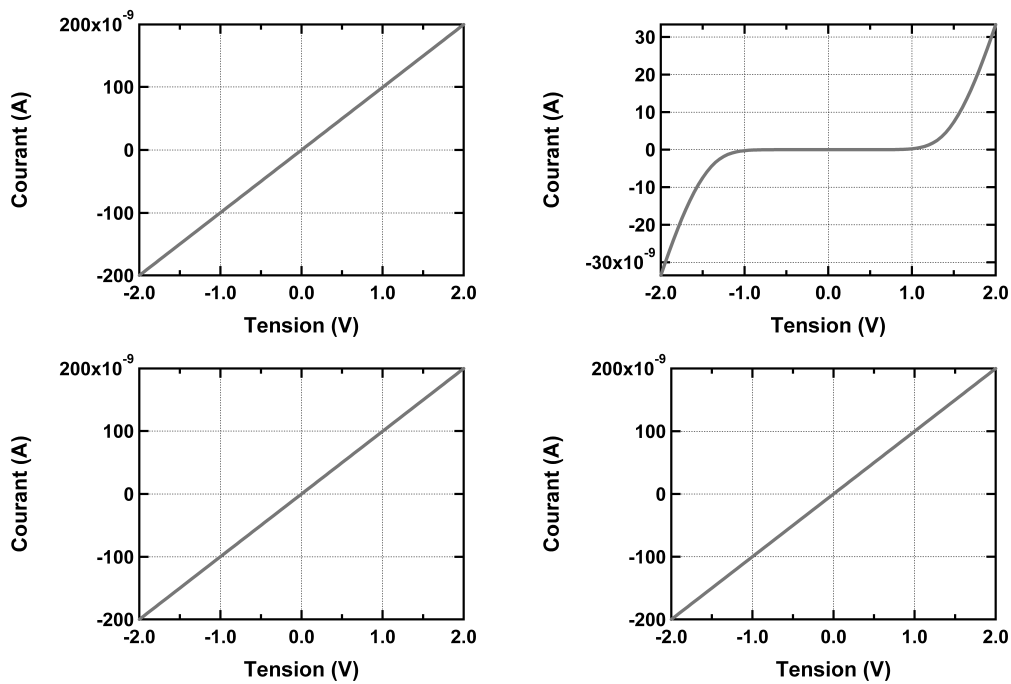


FIG. 7.9 – Caractéristiques électriques de trois types de contact, en série avec une résistance de $10M\Omega$ à 77 K. Dans le sens de la lecture : contact classique AuGe/Ni/Au recuit, à titre de témoin : contact Ti/Au sans recuit, puis deux types de contacts non-alliés : à basse température et avec dopage δ , sur ces derniers on vient déposer une couche de Ti/Au non recuite.

couche superficielle de l'épitaxie ne modifie pas le comportement du système en n'introduisant ni bruit ni pertes supplémentaires. Enfin, on souhaite aussi vérifier si le fait de rapprocher les puits de la couche active permet d'augmenter le signal absorbé.

Ces contacts ne diffusant pas, on peut rapprocher la couche active du réseau. Initialement de $300nm$, l'écart entre la couche active et le réseau est réduit à $100nm$, ce qui correspond à l'incertitude sur la profondeur de gravure des réseaux, afin d'éviter de graver la couche active. La modification de l'épitaxie n'étant que sur le sommet de la couche réseau on dope aussi cette dernière afin d'avoir continuité du contact entre le dessus de la couche active et le contact non-allié. On réalise les épitaxies 7.4 et 7.5 afin de faire une caractérisation complète d'un pixel QWIP avec des puits rapprochés. Pour le contact supérieur on utilise la métallisation Ti/Au ($20/400nm$) et pour le contact inférieur on utilise le contact allié classique AuGe/Ni/Au ($20/7,5/400nm$).

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Couche de protection	3,5	GaAs	
Contact	10	GaAs	$1 \times 10^{20} cm^{-3}$
Réseau	1000	GaAs	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Contact	200 nm		
Couche active	30 Puits		
Contact	1500 nm		
Substrat			

TAB. 7.4 – Structure QWIP avec un contact supérieur non-allié de type croissance à basse température. La croissance de la couche de protection est effectuée à basse température.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Couche de protection	5	GaAs	
Dopage δ	$(\varepsilon + 2,5) \times 5$	(Si + GaAs)	$1 \times 10^{13} cm^{-2} + 0$
Réseau	1000	GaAs	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Contact	200 nm		
Couche active	30 Puits		
Contact	1500 nm		
Substrat			

TAB. 7.5 – Structure QWIP avec un contact supérieur non-allié de type dopage δ .

Les puces sont placées dans un cryostat sous flux d'hélium liquide et éclairées par un FTIR. On applique une tension de polarisation aux bornes des pixels et les variations de courant mesurées permettent de remonter à la réponse du détecteur. Ensuite, la mesure du courant (à 60K) lorsque l'échantillon est éclairé par un corps noir calibré permet d'obtenir le courant de sortie en fonction du flux de photons entrant. On obtient donc la réponse du détecteur en A/W . À partir des mesures de bruit (à 80K), on peut extraire le gain du pixel. De ces valeurs, on remonte à la grandeur caractéristique adaptée à notre étude, à savoir l'efficacité quantique interne, selon la formule :

$$\eta_{int}(V) = 1,33 \times \frac{hc}{q\lambda_{pic}} \times \frac{R}{g + \frac{1}{2N}} \quad (7.1)$$

Où R est la réponse en A/W , g le gain et N le nombre de puits. Le facteur 1,33 sert à tenir compte de l'amélioration de l'efficacité quantique après que la puce a bénéficié d'un traitement anti-reflet, afin d'estimer les performances des caméras commercialisées à partir des mesures sur des puces de laboratoire. Pour comparer nos échantillons aux spécifications des caméras, on décide d'utiliser aussi ce facteur numérique dans notre calcul. Les températures de mesures ont été choisies pour cette même raison. Le terme $\frac{1}{2N}$ vient du modèle de Beck utilisé pour calculer le bruit de photoconduction à partir du gain de bruit [13].

On donne la réponse ainsi que l'efficacité quantique mesurée sur nos échantillons en figures 7.10 pour l'échantillon ayant un contact non-allié de type croissance à basse température et en figure 7.11 pour celui ayant un contact avec dopage δ . La forme de la réponse des échantillons nous permet de vérifier que le dopage de la couche réseau n'a aucune influence. De plus, le pas de réseau optimum s'avère être le même que dans le cas habituel où la couche réseau n'est pas dopée.

Résultats pour le contact non-allié avec croissance à basse température

Les valeurs de réponse et d'efficacité quantique obtenues sont comparables à ceux des échantillons de production.

Résultats pour le contact non-allié avec dopage δ

Si la réponse est de l'ordre de celle obtenue habituellement, l'efficacité quantique est sensiblement inférieure au cas précédent. Cette faible valeur s'explique par un gain de bruit anormalement élevé.

On fera une étude plus détaillée de ces résultats en les comparant à ceux des contacts alliés à la section 7.4, en fin de ce chapitre.

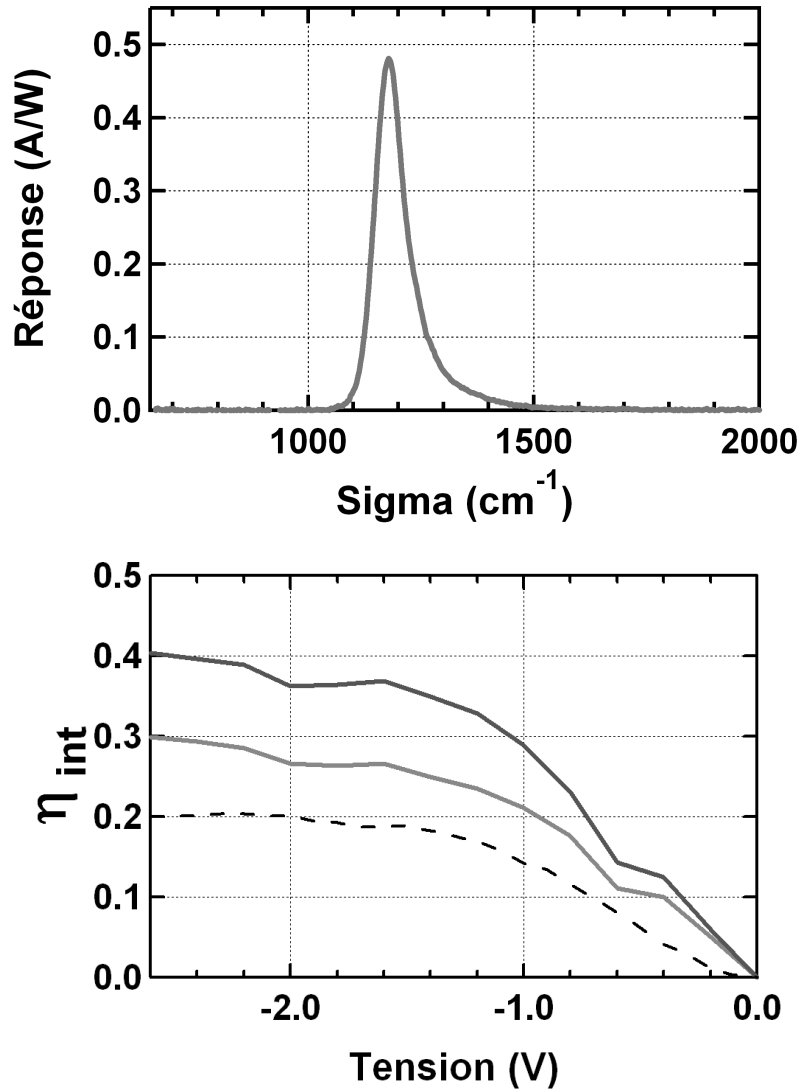


FIG. 7.10 – En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact non-allié de type croissance à basse température. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.

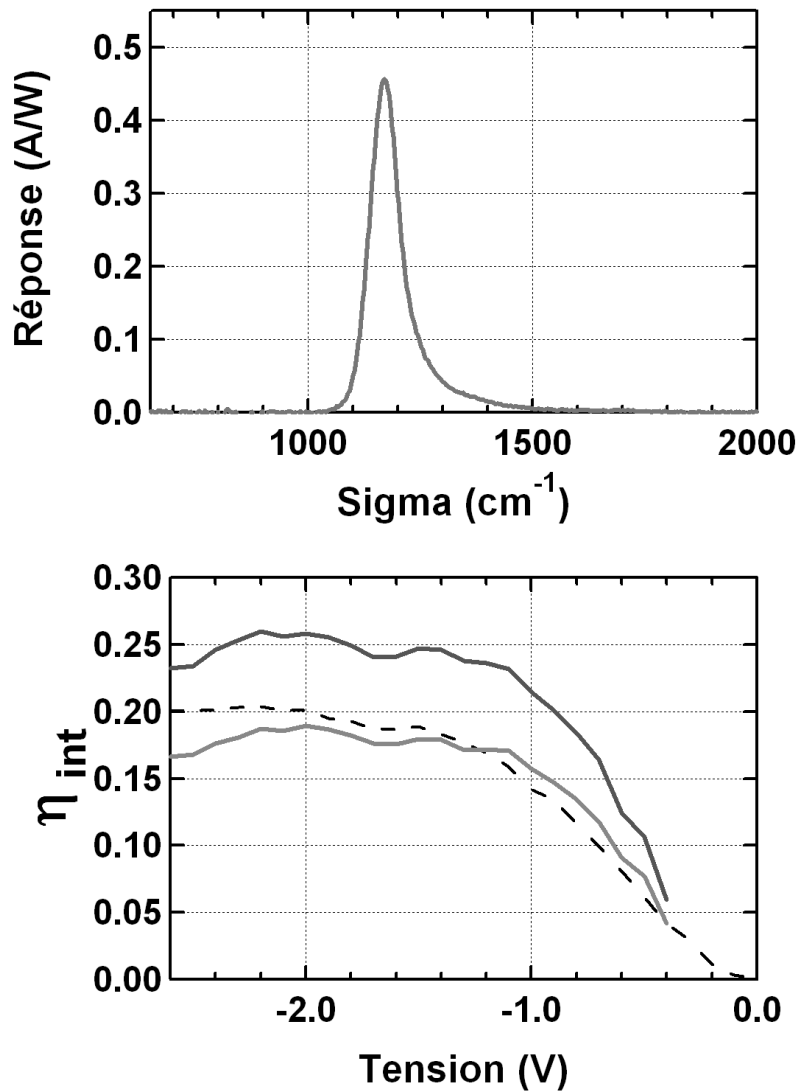


FIG. 7.11 – En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact non-allié de type dopage δ . En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu\text{m}$ en noir et de $50\mu\text{m}$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu\text{m}$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.

7.3 Contacts alliés en phase solide

Dans cette partie, le transport entre le métal et le semi-conducteur est rendu possible sans épitaxie particulière ni alliage des métaux. C'est le métal du contact, lui même qui va venir doper le semi-conducteur et ainsi réduire la zone de déplétion (fig. 7.5).

Le métal employé ici est le germanium qui est un dopant usuel pour les composés III-V. Pour des raisons que nous comprendrons plus tard, le germanium est souvent déposé sur une couche de palladium. Le contact est souvent formé par recuit de plusieurs dizaines de minutes voire d'heures à une température assez basse pour que les métaux ne passent pas en phase liquide. Cependant, une étude [125] semble indiquer que même avec un recuit rapide à haute température le contact ne diffuse pas, mais le mécanisme de formation du contact diffère de celui s'appliquant aux recuits à basse température.

7.3.1 Principe du contact par recroissance en phase solide

La formation du contact ohmique repose donc sur le dopage du semi-conducteur par le germanium déposé après l'épitaxie. Ce mécanisme est rendu possible par le phénomène de recroissance en phase solide (*Solid Phase Regrowth*). Pour cela, on dépose successivement une couche de palladium, de germanium et enfin de l'or. Il faut souligner que l'or n'est pas forcément nécessaire pour la bonne formation du contact, exépté si le recuit est effectué à très basse température. Enfin comme nous allons le voir, le germanium doit être en large excès par rapport au palladium, on suppose donc pour la suite un empilement typique de Pd 10nm / Ge 50nm / Au 100nm.

À partir de $\sim 100^\circ\text{C}$, le palladium forme un alliage ternaire avec le gallium et l'arsenic dans la proportion Pd_4GaAs . Pour une température légèrement supérieure ($\sim 175^\circ\text{C}$), ce composé est décomposé pour former un alliage PdGe [107, 126]. La décomposition de l'alliage ternaire entraîne la recroissance du n -GaAs(Ge). Le contact ainsi formé présente une très mauvaise conductivité du fait de la haute résistivité du germanium amorphe.

Deux mécanismes permettent de surmonter ce problème. Le premier consiste à chauffer l'échantillon à une température de l'ordre de $> 250^\circ\text{C}$, l'excès de germanium va alors migrer à travers la couche de PdGe jusqu'à la couche ré-épitaxiée [107, 125, 127–130]. Dans le deuxième cas, la présence d'une couche d'or est nécessaire. En prolongeant le chauffage à 175°C , l'or et le germanium vont alors interdiffuser, formant un mélange dont la conductivité est meilleure que celle du germanium amorphe [126, 131].

Notons que toutes les réactions mises en jeu ici sont cinétiques, ce qui explique la possibilité d'obtenir la recroissance en phase solide même à des températures

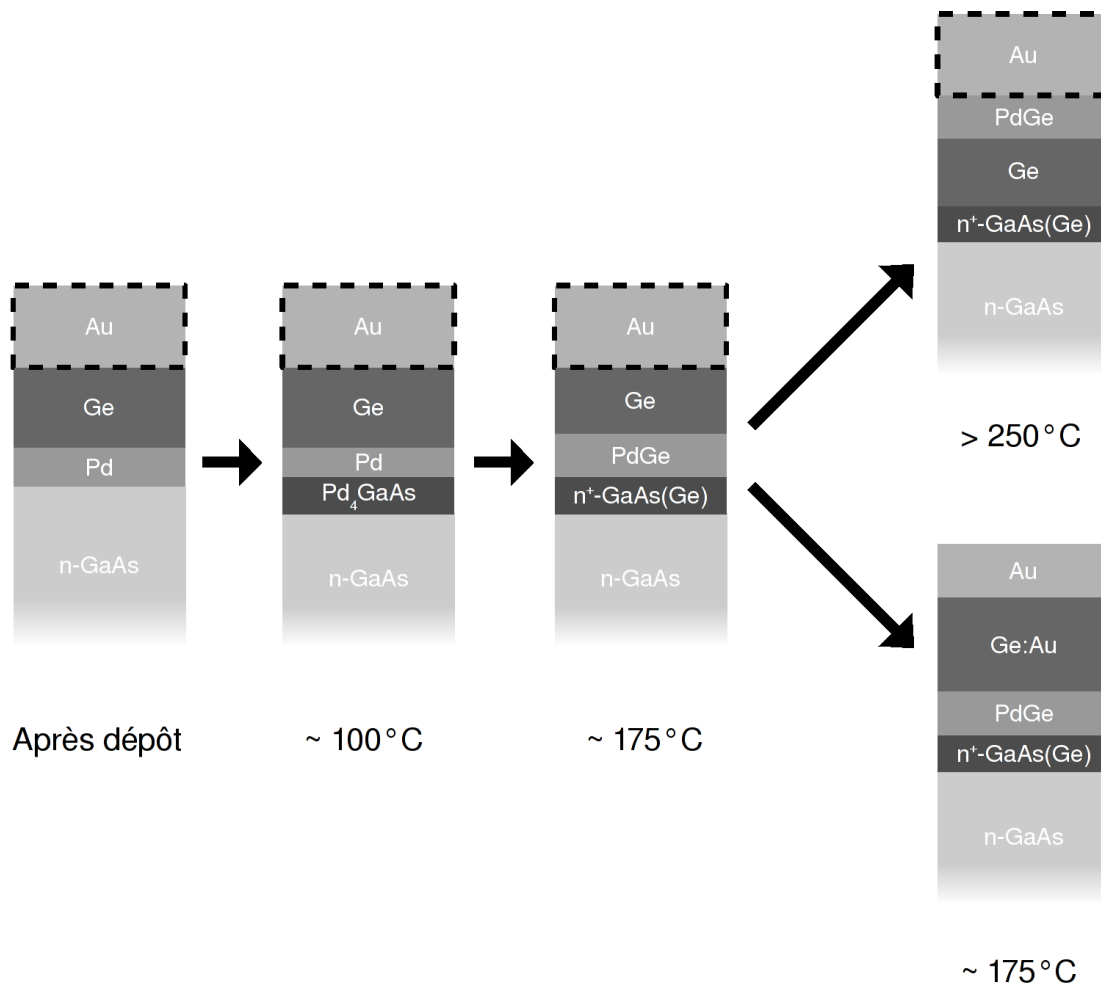


FIG. 7.12 – Résumé schématique des étapes de formation du contact PdGe avec ou sans migration du germanium vers le semi-conducteur.

relativement faibles, à condition de chauffer l'échantillon suffisamment longtemps. Le temps de chauffage dépend alors directement de la quantité des métaux. On résume les étapes de formation du contact à la figure 7.12.

La figure 7.13, donne des images MEB réalisées sur une section d'un contact Pd/Ge/Au/Ti/Au (10 / 50 / 100 / 40 / 300 nm). Les trois premiers métaux ont été déposés par évaporation. Dans le cas où l'on souhaite métalliser un réseau, le dépôt par évaporation n'est pas suffisant car il ne permet pas de recouvrir les flancs des motifs. Dans ce but, on effectue une recharge en or par pulvérisation et on utilise une couche de titane pour la faire adhérer aux couches déjà présentes. On étuve ensuite cet échantillon à 175°C pendant une heure.

On remarque tout d'abord que l'interface entre le métal et le semi-conducteur

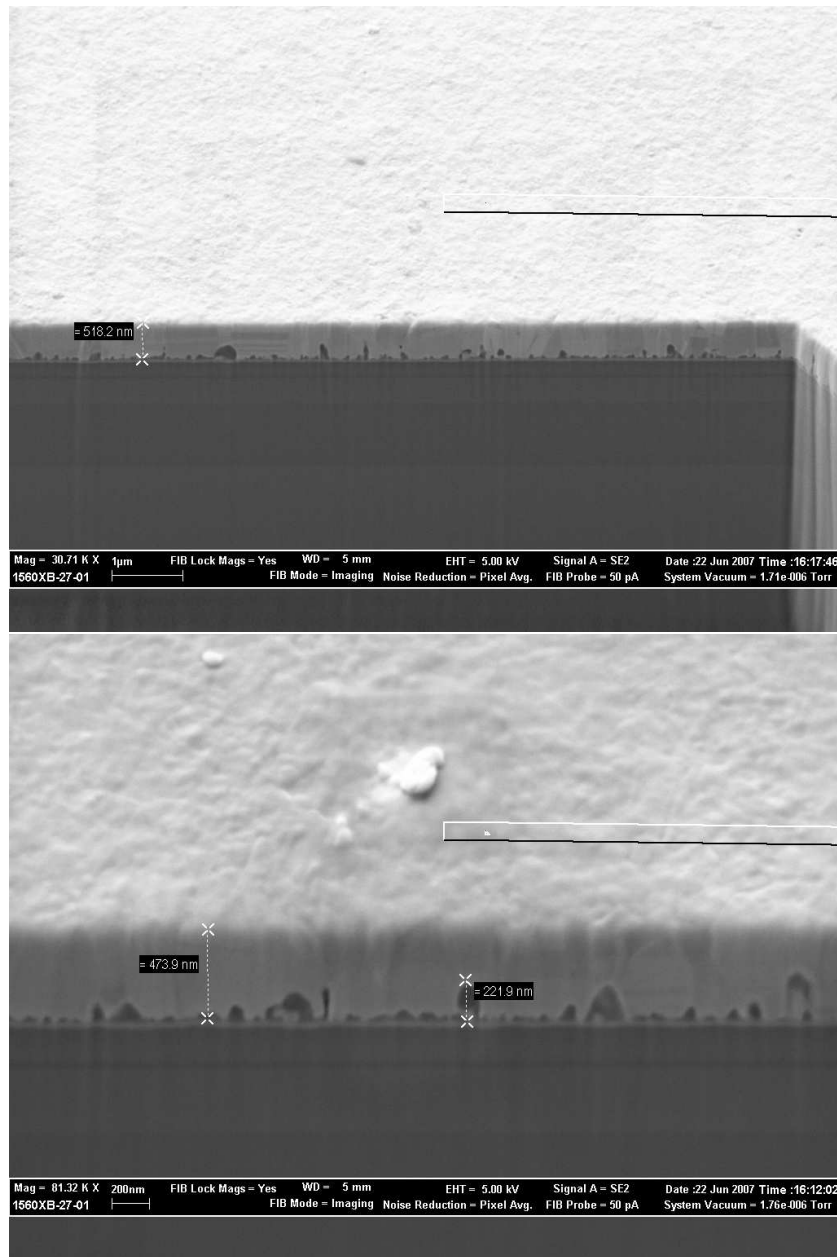


FIG. 7.13 – Coupe FIB *Focalized Ion Beam* d'un contact Pd/Ge/Au/Ti/Au (10/50/100/40/300nm) sur du GaAs à deux grossissements différents.

est parfaitement lisse contrairement au cas du contact allié AuGe (fig. 7.3). Le métal présente d'importants amas sombres, qui grâce aux clichés Auger donnés en figure 7.14, sont interprétés comme constitués de germanium et d'or, le germanium étant présent en plus grande proportion. Le profil Auger en profondeur de la figure 7.15 confirme lui aussi ce résultat prédit par les références [126, 131].

Le profil 7.15, montre clairement la formation de la couche PdGe, mais semble indiquer que le germanium ait très peu diffusé vers le semi-conducteur. Cette faible diffusion est aussi observée dans les travaux [125, 128] où les recuits sont pourtant effectués à très haute température. Cela ne semble donc pas rédibitoire. Il faut de plus noter que les techniques Auger ne permettent pas de détecter des espèces à une concentration inférieure à $\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et que la couche ré-épitaxiée doit être de l'ordre de quelques nanomètres, ce qui rend sa détection très difficile.

7.3.2 Étude du comportement électrique

De même que dans le cas des contacts non-alliés on effectue en premier lieu des mesures de résistivité afin de valider le comportement ohmique de ce type de contact. Le métal (Pd/Ge/Au/Ti/Au) (10/50/100/50/300 nm) est déposé sur du GaAs dopé (en fait le contact inférieur d'une puce QWIP). On applique une tension entre des contacts de quelques milliers de μm^2 déposés sur le semi-conducteur, et on mesure le courant traversant le circuit (fig. 7.16).

À température ambiante, le contact recuit à 175°C présente une caractéristique quasi-linéaire ainsi qu'une faible résistivité, comme suggérées par les références [126, 131]. En revanche à basse température, sa résistance augmente de façon dramatique. Lorsqu'il est mis en série avec une résistance de $10\text{M}\Omega$ (fig. 7.17 gauche) sa résistivité influence de façon très importante la résistance totale, ce qui fait de lui *a priori* un mauvais candidat. Le contact ayant bénéficié d'une fin de recuit à une température plus élevée présente quant à lui une caractéristique parfaitement ohmique à la température ambiante et à 77K . Les plateaux dans la courbe $I(V)$, aux tensions élevées, sont dus au fait que le matériel de mesure employé sature pour des valeurs de courant supérieurs à 25mA , ce qui témoigne de la très faible résistivité de ce contact. Comme on s'y attend, sa résistance est bien négligeable devant $10\text{M}\Omega$.

Du point de vue du seul comportement électrique le contact PdGe avec un simple recuit à 175°C semble ne pas convenir alors que celui avec double recuit à 175°C puis à 325°C peut répondre à notre besoin. Reste à voir quel sera le comportement optique de ces deux contacts.

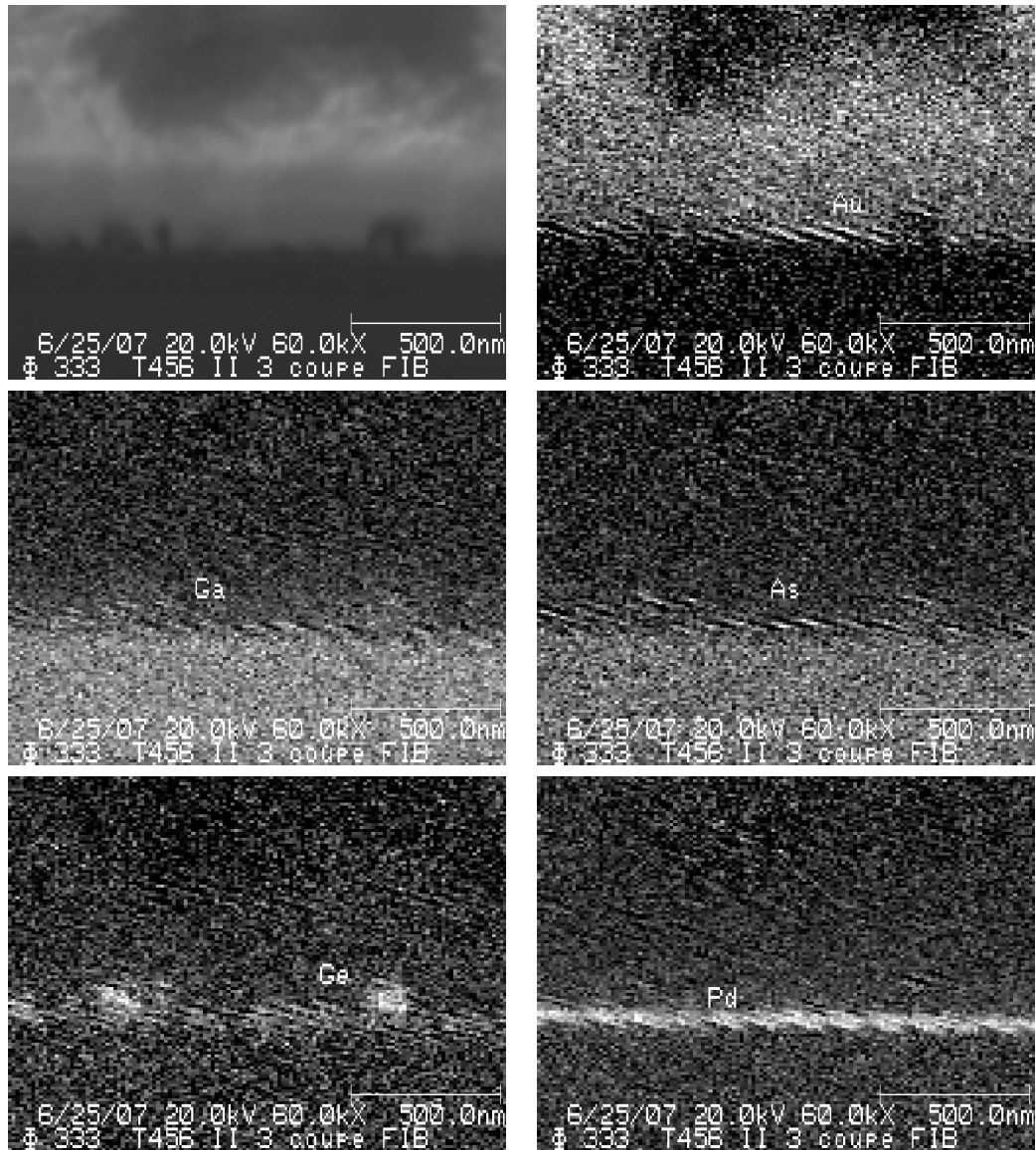


FIG. 7.14 – Analyse par électrons Auger de la coupe FIB du contact PdGe.

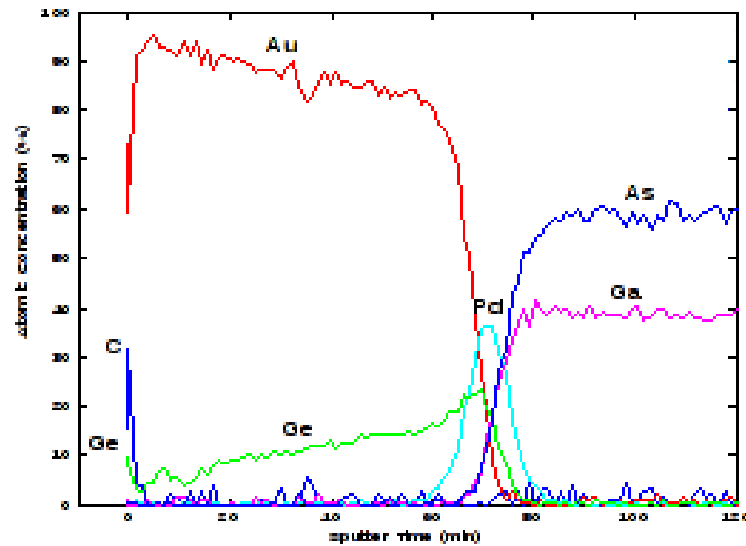


FIG. 7.15 – Analyse en profondeur du contact en PdGe.

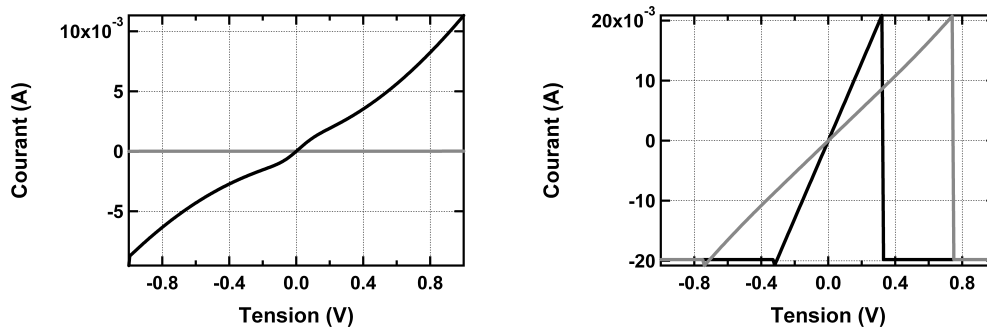


FIG. 7.16 – Caractéristiques électriques de deux types de contacts avec recroissance en phase solide : à gauche recuit 175°C pendant une heure ; à droite : recuit 175°C pendant trente minutes puis à 325°C pendant trente minutes. On présente les résultats à deux températures : en noir : à température ambiante, en gris : à 77 K .

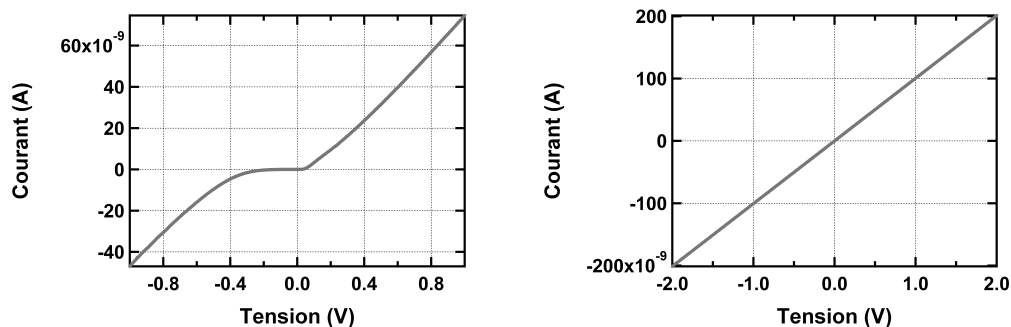


FIG. 7.17 – Caractéristiques électriques de deux types de contacts avec recroissance en phase solide, avec une résistance de $10M\Omega$ en série, à $77K$. À gauche : recuit $175^{\circ}C$ pendant une heure ; à droite : recuit $175^{\circ}C$ pendant trente minutes puis à $325^{\circ}C$ pendant trente minutes.

7.3.3 Problématique des pertes

Étant donné que le métal mis directement au contact du réseau n'est plus l'or mais le palladium ou le germanium, on peut s'interroger sur les éventuelles pertes dans ces métaux. On utilise un code de calcul d'un système multicouche avec la matrice de diffusion, connu pour mieux converger que la matrice de transfert. On donne dans le tableau 7.6, les indices optiques de ces matériaux autour de $8\mu m$ que l'on suppose constant sur une plage allant de 4 à $16\mu m$. La figure donne le coefficient de réflexion du réseau à l'ordre zéro (radié) et à l'ordre un (rasant et donc couplé aux ondes de surface) pour un réseau de profondeur $\sim 0,2 \times \Lambda$, où Λ est le pas du réseau.

Métal	Indice
Or	$8,5 + i \times 46,4$
Palladium	$3,13 + i \times 35,82$
Germanium	$4,01 + i \times 10^{-5}$

TAB. 7.6 – Permittivité électrique de l'or du palladium et du germanium à $8\mu m$. Source [132].

On observe que le palladium et l'or ont une très bonne réflectivité, permettant un très bon couplage des ondes avec de très faibles pertes. Par contre le germanium, qui est un diélectrique, a une très faible réflectivité et fournit un très mauvais couplage. Dans tous les cas, les pertes par absorption semblent négligeables. Il est important de noter sur cette figure la brusque atténuation de la réflectivité pour $k > K$. Cette disparition de l'ordre radié s'explique par l'excitation de l'ordre

rasant (+1) du réseau. On observe d'ailleurs que les deux courbes sont complémentaires. Ce phénomène est connu sous le nom d'anomalie de Wood (§2.3.3).

Le remplacement de l'or par le palladium à la surface du réseau ne semble donc pas *a priori* avoir une grande influence sur l'efficacité de couplage du réseau. On peut en revanche se demander si la migration du germanium sous le palladium dans le cas du recuit à une température de 325°C n'aura pas une influence néfaste sur le comportement du réseau.

7.3.4 Étude du comportement optique

En utilisant un protocole analogue à celui utilisé pour caractériser les pixels avec un contact non-allié (§7.2.4), on étudie des pixels avec un contact en PdGe. De façon identique, on réalise des épitaxies dont la couche active a été rapprochée à 100nm de la couche réseau dopée (table 7.7). Les couches de métal déposées sont analogues à celles étudiées dans la partie précédente. On effectue les deux types de recuits envisagés précédemment même si l'on sait que celui réalisé uniquement à 175°C présente une mauvaise caractéristique électrique.

Nomenclature	Épaisseur (nm)	Matériau	Dopage
Réseau	1000	GaAs	$1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
Contact	200 nm		
Couche active	30 Puits		
Contact	3000 nm		
Substrat			

TAB. 7.7 – Structure QWIP avec un contact supérieur en PdGe.

Résultats pour le contact PdGe recuit une heure à 175°C

On donne à la figure 7.19 les mesures de réponse et l'efficacité quantique interne qui en est déduite pour le contact PdGe avec un simple recuit d'une heure à 175°C .

La haute résistivité de ce contact constatée sur les figures 7.16 et 7.17 se traduit par une très mauvaise valeur de réponse, environ deux fois plus faible que pour les autres échantillons étudiés dans cette partie. On doit donc s'étonner que l'efficacité quantique de cet échantillon soit bien plus élevée, comparée aux contacts non-alliés. Cet écart s'explique sûrement par le fait que le bruit, dont est extrait le gain soit mesuré à une température différente de celle à laquelle est mesurée la réponse en A/W . En effet, comme le suggère la figure 7.16, la résistivité de ce contact baisse lorsque la température augmente. Le calcul de l'efficacité quantique selon notre procédure ne semble donc pas être pertinent pour ce cas précis. Dans l'idéal il

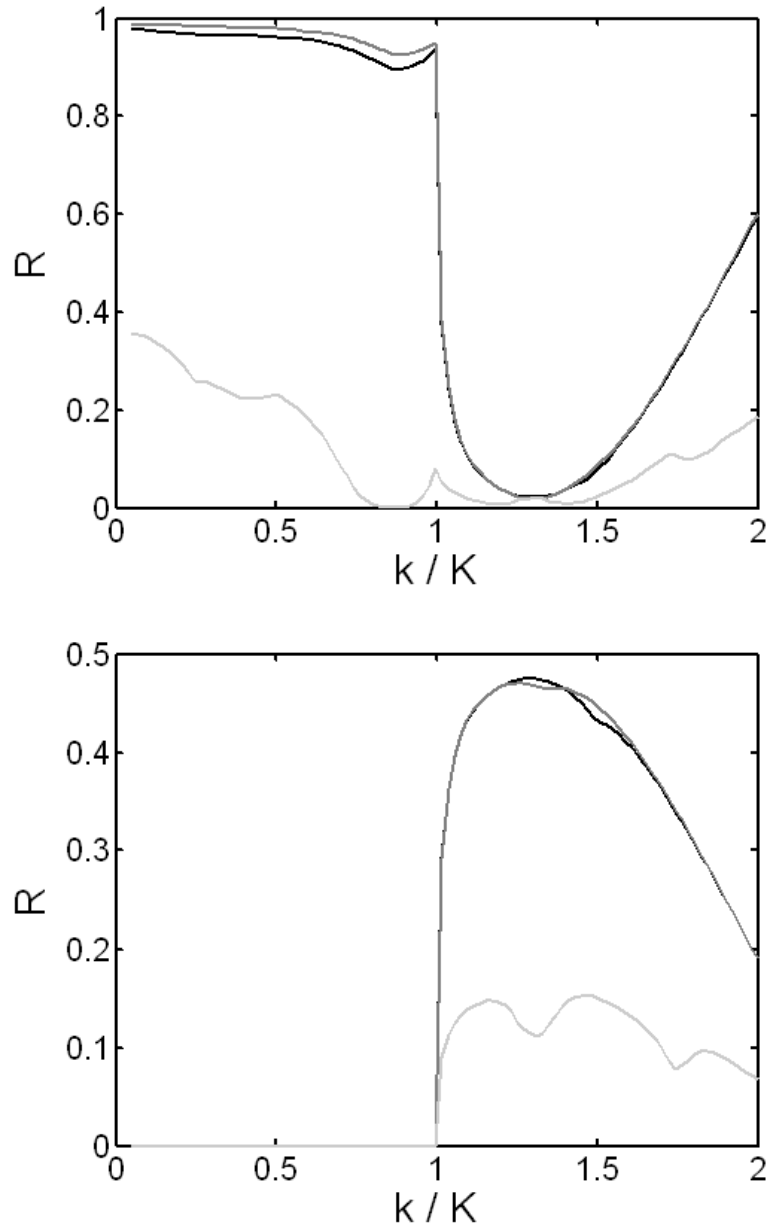


FIG. 7.18 – Réflectivité de l'or (noir) et du palladium (gris foncé) et du germanium (gris clair) en fonction du vecteur d'onde (k) du mode normalisé par le vecteur d'onde du réseau K . En haut : à l'ordre 0 (radiatif), en bas à l'ordre +1 (couplé).

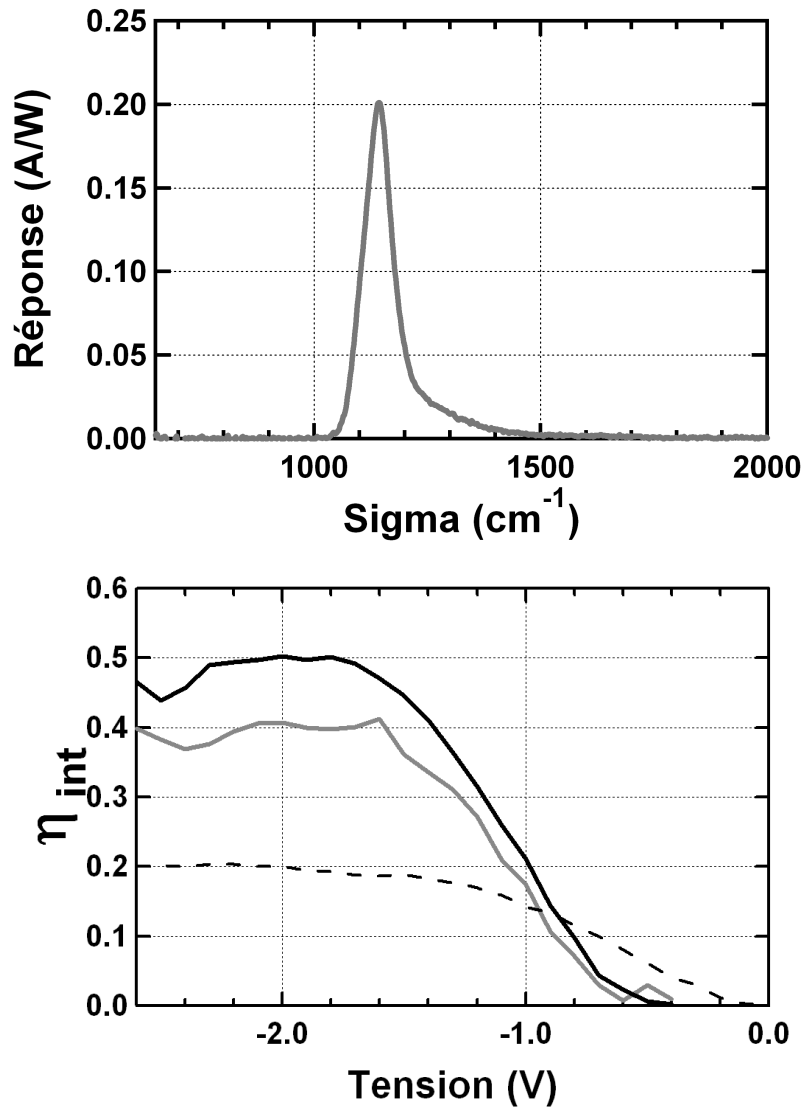


FIG. 7.19 – En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact en PdGe recuit à 175°C pendant une heure. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu\text{m}$ en noir et de $50\mu\text{m}$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu\text{m}$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.

faudrait mesurer réponse et bruit à la même température. Cependant il est difficile de concilier à une même température une bonne mesure de ces deux grandeurs. À $60K$ le bruit est trop faible alors qu'à $80K$ ce sont les réponses qui deviennent trop faible. C'est pour cette raison que l'on prend habituellement comme critère des mesures de réponse et deux bruit à deux températures différentes comme nous l'avons mentionné au paragraphe 7.2.4.

On observe le comportement redresseur du contact par la valeur de l'efficacité quantique quasiment nulle dès $0,6V$.

Résultats pour le contact PdGe recuit trente minutes à $175^{\circ}C$ puis trente minutes à $325^{\circ}C$

On donne à la figure 7.20 les mesures de réponse et l'efficacité quantique interne qui en est déduite pour le contact PdGe avec un double recuit d'une demi-heure à $175^{\circ}C$ puis demi-heure à $325^{\circ}C$.

On obtient pour cet échantillon encore des valeurs de réponse et d'efficacité quantique proches de celles constatées habituellement, ce qui semble indiquer que les pertes dans le paladium (§7.3.3) peuvent être négligées.

7.4 Discussion sur les résultats obtenus

Les quatre contacts que nous venons d'étudier ayant été réalisés sur des structures QWIP identiques, nous pouvons les comparer directement. En ce qui concerne le comportement électrique, trois d'entre eux présentent une faible résistivité et un comportement ohmique à basse température : contact non-allié avec croissance à basse température, contact non-allié avec dopage δ et contact allié en phase solide PdGe avec un recuit à deux températures. Leurs caractéristiques électriques sont identiques à celle du contact actuel. Le quatrième contact, allié en phase solide PdGe mais avec une seule température de recuit présente, quant à lui une très mauvaise conductivité qui détériore la réponse du détecteur.

Du point de vue de la réponse, ces trois contacts sont aussi identiques, ce qui semble indiquer que les pertes dans ces structures optiques sont négligeables. On ne peut malheureusement pas faire de comparaison quantitative avec les échantillons de production ayant un contact en AuGe puisqu'ils utilisent des pixels de $20\mu m$ alors que notre étude se borne à des pixels de 50 et $100\mu m$, or comme nous l'avons mentionné à plusieurs reprises la taille du pixel influence grandement son comportement optique. L'efficacité quantique de ces échantillons est elle aussi comparable à celle obtenue avec le contact AuGe classique. Ce dernier point est d'ailleurs décevant puisque l'intérêt de ces contacts était de rapprocher la zone active du réseau et ainsi bénéficier d'une plus grande intensité lumineuse. Il semblerait que réduire

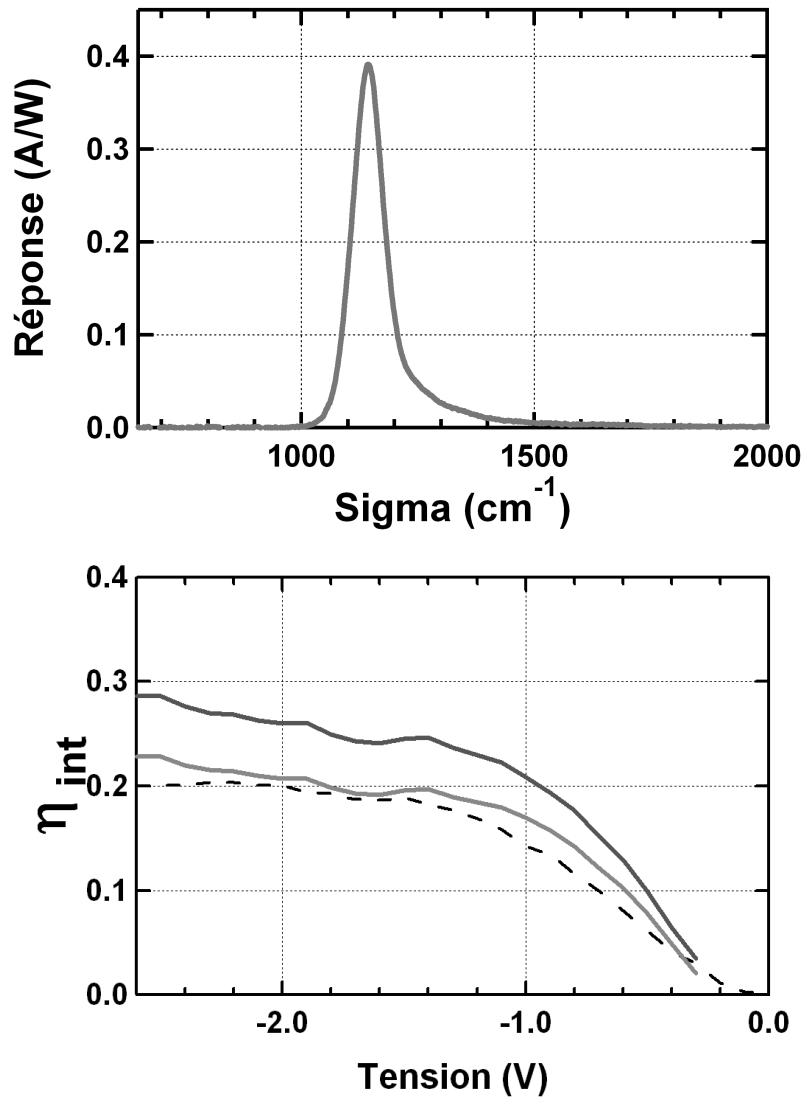


FIG. 7.20 – En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact en PdGe recuit à $175^{\circ}C$ pendant 30 min puis à $325^{\circ}C$ pendant 30 minutes. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.

l'écart entre le réseau et les puits à $100nm$ n'ait aucune influence. Nous avons peut être surévalué le manque à gagner à rapprocher le réseau. Les simulations par élément finis montrent qu'en rapprochant la couche active à $100nm$ l'intensité intégrée augmente de 20% par rapport à une couche active située à $300nm$, et de 30% si elle est au contact du réseau. Cet écart devrait quand même être observable. Peut être faudrait il alors réaliser des échantillons avec une couche active directement après la couche réseau, ce qui impliquera une forte contrainte technologique sur la gravure des réseaux afin de ne pas entrer dans les puits.

Il ne faut cependant pas oublier que l'écart de $300nm$ introduit empiriquement pour ne pas que les coulures de métal diffusent dans les puits est une "abération" technologique qui ne se justifiait que par la nature non maîtrisable et non reproductible de ce contact. Les trois contacts dont nous avons démontré l'efficacité jouissent quant à eux d'une parfaite reproductibilité, d'une interface très nette, ainsi que d'un bon vieillissement qui justifierait leur utilisation à la place du contact actuel.

Les deux contacts non alliés ne nécessitant aucun recuit, ils permettent d'éviter une étape de fabrication ce qui est toujours satisfaisant d'un point de vue industriel. Le contact *PdGe* quant à lui est recuit non pas avec des lampes hallogènes mais par étuvage ce qui permettrait de traiter une grande quantité de substrats en même temps.

Reste la question du contact inférieur. Autant pouvait-on déposer directement le métal sur une épitaxie modifiée sur le dessus du pixel, autant la métalisation du contact inférieure est faite après gravure. Utiliser un contact non allié pour le contact inférieur nécessiterait de maîtriser à quelques nanomètres près la profondeur lors de la gravure de la couche de *GaAs* dopé. On peut cependant utiliser deux contacts différents au dessus et à la base du pixel. Dans le cas d'un contact supérieur non allié, le métal déposé est du titane et de l'or qui ne passeront en phase solide qu'à très haute température. On peut donc dans ce cas continuer à utiliser le contact *AuGe* ou un contact *PdGe*, leur recuit ne détériorera pas le contact supérieur. Dans le cas d'un contact supérieur en *PdGe*, la présence d'or, permet la formation d'un eutectique avec le germanium. Il est donc impossible d'utiliser le contact *AuGe* recuit pour le contact inférieur, mais on peut en revanche utiliser un contact *PdGe* identique au contact supérieur.

Conclusion de la troisième partie

Les deux études menées dans ce chapitre montrent les limites de l'optimisation du couplage indépendamment du transport ou sans prendre en compte les contraintes de la fabrication des détecteurs.

Les électrons piégés sous la transition de Mott permettent de réaliser que le couplage par réseau est optimisé pour une longueur d'onde donnée et que l'apparition de canaux de photocourant exotiques peuvent déformer la réponse de la couche active et la placer dans un régime où le réseau est faiblement résonnant. Nous espérons avoir donné les éléments permettant de concevoir des structures en s'affranchissant de ce phénomène. Inversement, ce travail peut aussi être poursuivi pour envisager la possibilité de faire fonctionner les détecteurs uniquement sur ces états électroniques et pouvant offrir de meilleures caractéristiques de bruit ou de nouvelles applications.

Nous proposons dans le dernier chapitre trois nouveaux contacts (croissance à basse température, dopage δ et contact PdGe recuit à basse température) en remplacement du contact AuGe classique qui présentent une fabrication plus maîtrisable et pourraient amener à une plus grande absorption du champ électromagnétique, surtout dans le cas de structures très résonantes comme celles présentées dans la partie précédente. Nous envisageons également les pertes optiques qui pourraient être introduites par ces changements de matériaux. Ces solutions peuvent être rapidement mises en œuvre dans la fabrication des caméras actuelles mais surtout s'avèrent cruciaux pour simplifier les étapes techniques de fabrication des pixels implantés comme ceux proposés dans la deuxième partie de ce manuscrit.

Conclusion

Nous nous sommes attachés dans ce travail à explorer de nouvelles solutions de couplage optique pour élever les détecteurs à puits quantique à un nouveau niveau de maturité. Après la bonne compréhension du transport électronique dans ces structures et la maîtrise complète des procédés de fabrication, l'électromagnétisme demeure un domaine riche en opportunités, et sur lequel un grand degré de liberté persiste, offrant de nombreuses perspectives. Les travaux précédents avaient fourni le cadre théorique pour décrire correctement le couplage dans les pixels ainsi que de précieux résultats numériques pour les optimiser. Restait à valider et à concrétiser ces approches expérimentalement ainsi qu'à les dépasser en proposant de nouveaux types de réseaux.

Nous avons dans un premier temps dressé un état des lieux des connaissances actuelles sur le comportement électromagnétique d'un pixel. Nous avons rassemblé l'ensemble des travaux menés jusqu'à présent sur ce sujet et avons essayé de donner un formalisme théorique pour décrire la physique du réseau métallique par réflexion en champ proche. Nous avons également effectué un recoupement des résultats numériques, obtenus jusqu'à ce jour avec diverses méthodes de calcul, pour permettre l'optimisation complète du réseau et de la géométrie du pixel sous leur forme actuelle.

Dans une deuxième partie nous nous sommes inspirés des nouvelles voies ouvertes par l'électromagnétisme en champ proche pour proposer et concevoir de nouvelles structures de couplage tout en fournissant l'approche théorique permettant de comprendre leurs propriétés. Notamment il a été prouvé sur une maquette résonante dans le gigahertz la possibilité de focaliser des ondes bien en-dessous du critère de Rayleigh. Nous avons ainsi exhibé expérimentalement la première lentille de focale nulle qui, au delà de son potentiel pour l'amélioration des performances des détecteurs à puits quantiques, contient en soit un esprit original et intéressant issu de l'électromagnétisme en champ proche. Nous avons également fourni des résultats expérimentaux qui permettront à l'avenir de maîtriser l'implantation de pixel. La fabrication de pixels combinant ces deux solutions devrait fournir, à terme, un mode de fonctionnement original et efficace pour les détecteurs à puits quantiques.

Enfin dans la dernière partie nous avons touché à deux points, l'un de physique et l'autre d'ordre purement technologique, qui devront être maîtrisés à l'avenir pour que les solutions précédentes de couplage soient utilisées de façon optimale. La première montre expérimentalement que le photocourant des détecteurs à multipuits quantiques peut être dominé par les états électroniques des impuretés déformant ainsi leur réponses spectrales. Nous montrons alors la validité de notre modèle décrivant ces états comme localisés. Nous proposons ensuite une étude détaillée du contact actuel et démontrons trois solutions qui permettraient de le remplacer, avec un meilleur comportement optique tout en conservant d'excellentes caractéristiques électroniques.

Nous avons mis un point d'honneur sur chacune de ces études à partir de résultats expérimentaux tout en offrant un modèle théorique appuyé par des résultats numériques. Nous espérons que ce travail permettra dans un avenir proche de fabriquer des détecteurs au comportement électromagnétique optimisé, et à plus long terme autoriser de nouveaux modes de fonctionnement. En conservant le réseau et l'architecture classique, il pourra désormais, à défaut d'obtenir un saut spectaculaire dans les performances, obtenir une parfaite reproductibilité du système grâce à l'inventaire et au recouplement des simulations, mais aussi la mise au points de nouveaux contacts. Ces résultats prennent toute leur importance dans le développement de nouveaux dessins de détecteurs aux applications spécifiques. Sur la recherche d'une rupture technologique dans les détecteurs quantiques, l'effort doit être poursuivi sur le réseau de Bragg bidimensionnel et les structures concentratrices couplées avec l'implantation. Les travaux à venir devraient s'orienter sur l'étude de telles structures sur des pixels de petite taille ainsi que sur des pixels pourvus de contacts peu profonds que nous avons mis au point. Ces derniers devraient permettre la mise en évidence de la résonance du mode concentré dans les structures quantiques. L'ensemble de ces études ont été validées sur des détecteurs à multipuits quantiques, elles peuvent aussi s'intégrer dans la mise au point des détecteurs à cascade quantique. Nous espérons aussi avoir défriché un chemin menant à l'émergence d'une nouvelle génération de détecteurs à puits quantiques à l'architecture électromagnétique inédite.

Par ailleurs, maintenant que le transport sur les impuretés a été clairement identifié dans les puits quantiques, il serait intéressant de réfléchir à des nouvelles couches actives permettant d'exacerber ce phénomène. Elles pourraient présenter des caractéristiques plus avantageuses que dans le schéma de fonctionnement actuel. Ce travail a donc également d'autres perspectives devant lui.

Annexe A

Méthodes de calcul du champ au voisinage du réseau

Nous avons laissé la résolution des équations de Maxwell en suspend à la section 2.3.1, juste après être arrivé à une équation aux dérivées partielles sur le champs (2.18), qui dans le cas d'un métal parfait à incidence TM, peut être écrite de deux façons analogues :

$$\partial_x B_y^1 + \partial_z B_y^1 \frac{dp(x)}{dx} = 0 \quad (2.18)$$

$$\partial_x B_y^1 + \partial_z B_y^1 \frac{dp(x)}{dx} = \lim_{|n_2| \rightarrow -\infty} \partial_x B_y^2 + \partial_z B_y^2 \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.18)$$

La méthode de Chandezon [133], permet un calcul analytique perturbatif du champ. En substance, cette méthode revient à changer la métrique du système et à reformuler les équations de Maxwell dans un nouveau système de coordonnées où le réseau est plan. Comme on l'a vu dans la partie 2.3.1 on peut se limiter aux composantes tangentielles des champs pour exprimer les conditions de continuité et à partir de là remonter à toutes les autres composantes.

Cependant cette approche nécessite que le profil du réseau soit dérivable et périodique. On ne peut donc pas directement l'appliquer au cas du réseau de plots qui nous intéressent. On s'affranchira de ce problème en s'intéressant à un réseau sinusoïdal qui pourra être vu comme la première composante de Fourier d'un réseau carré.

On suivra dans les grandes lignes cette méthode telle qu'elle est présentée dans la référence [34] dans le cas d'un réseau de Bragg. Dans la mesure où nous nous intéressons au couplage d'un mode radiatif avec le réseau et que de plus nous prenons le cas d'un métal parfait, le calcul diffère sensiblement.

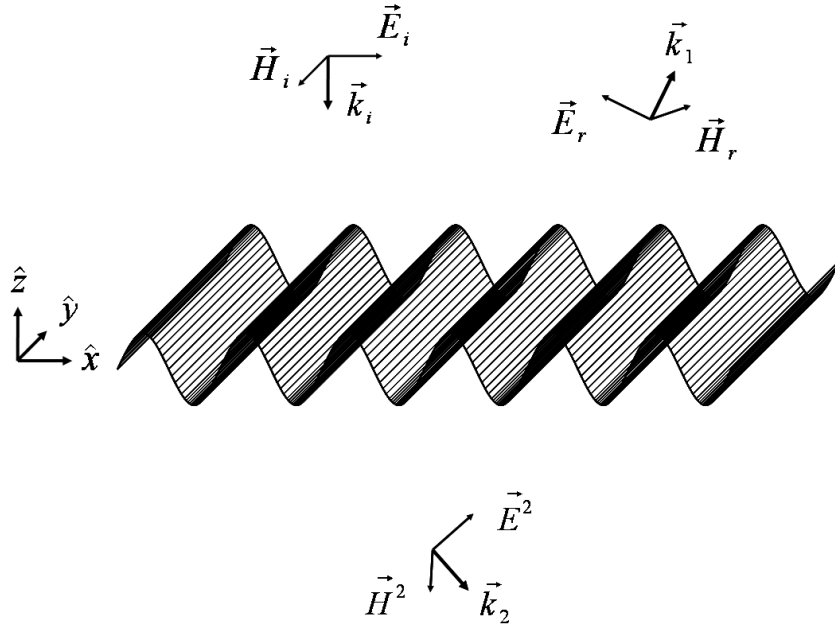


FIG. A.1 – Position du problème de Chandezon.

A.1 Changement de coordonnées

Considérons la situation décrite par la figure A.1.

Le profil du réseau est décrit par la fonction $z = p(x)$, dérivable et périodique. On effectue le changement de coordonnées suivant :

$$\begin{aligned} X &= x \\ Y &= y \\ Z &= z - p(x) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Par soucis pratique on peut aussi ré-écrire les champs sous une forme plus adaptée. Puisque nous n'utiliserons par la suite que les conditions de continuité portant sur les composantes tangentiels des champs, on définira deux nouveaux champs :

$$\tilde{H} = \kappa H_y \quad (\text{A.2})$$

$$\tilde{E} = -k_0 \varepsilon E_t \sqrt{1 + p'^2} \quad (\text{A.3})$$

Avec E_t la partie du champ électrique localement tangente au réseau et :

$$\kappa = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \quad p' = \frac{\partial p}{\partial X}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (\text{A.4})$$

Il est important de garder à l'esprit pour la suite que ε dépend du milieu. On remarque que dans ce nouveau système de coordonnées le réseau est plat. Les équations de Maxwell doivent désormais être ré-exprimées avec les nouvelles variables ce qui demande quelques subtilités mathématiques décrites dans la référence [134], et dont on se contente ici de donner le résultat :

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial Z} = \frac{p'}{1+p'^2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial X} + \frac{i}{1+p'^2} \tilde{E} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial Z} = ik_0^2 \varepsilon \tilde{H} + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{p'}{1+p'^2} \tilde{E} \right] + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{i}{1+p'^2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial X} \right] \quad (\text{A.6})$$

A.2 Décomposition en ondes planes

Le reste du calcul a pour but de trouver l'expression de \tilde{H} et \tilde{E} . Étant donnée la symétrie de problèmes les champs doivent être périodiques selon X , on peut alors décomposer tous les termes en séries de Fourier :

$$\tilde{H}(X, Z) = \sum_m \tilde{H}_m(Z) e^{imKX} \quad (\text{A.7})$$

$$\tilde{E}(X, Z) = \sum_m \tilde{E}_m(Z) e^{imKX} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{1}{1+p'^2} = \sum_m C_m(Z) e^{imKX} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{p'}{1+p'^2} = \sum_m D_m(Z) e^{imKX} \quad (\text{A.10})$$

D'un point de vue physique, cela revient à décomposer chacun des champs en ondes planes orthogonales, et à chercher l'amplitude de chacune d'elles. Si l'on définit le vecteur $\phi(u)$ rassemblant tous ces coefficients :

$$\phi(Z) = \lim_{N \rightarrow \infty} (H_{+N}, H_{+N-1}, \dots, H_{-N}, E_{+N}, E_{+N-1}, \dots, E_{-N}) \quad (\text{A.11})$$

On peut alors ré-exprimer le système d'équations couplées (A.5) et (A.6) sous forme matricielle :

$$-i \frac{\partial \phi(Z)}{\partial Z} = \mathbf{M} \phi(Z) \quad (\text{A.12})$$

Où \mathbf{M} est la matrice couplant les différents ordres des deux champs entre eux.

Pour ce qui est de la dépendance en Z , on supposera que les coefficients peuvent s'écrire :

$$\phi_m^q(Z) = \psi_m^q e^{ik^q Z} \quad (\text{A.13})$$

En résumé on suppose que les champs solution, dans le nouveaux système de coordonnées sont de la forme :

$$\tilde{H}(X, Z) = \sum_{m,q} h_m^q e^{ik^q Z} e^{imKX} \quad (\text{A.14})$$

$$\tilde{E}(X, Z) = \sum_{m,q} e_m^q e^{ik^q Z} e^{imKX} \quad (\text{A.15})$$

L'équation (A.12) devient une équation aux valeurs propres :

$$(\mathbf{M} - k^q \mathbf{I}) \psi_m^q = 0 \quad (\text{A.16})$$

Les valeurs propres k^q de la matrice \mathbf{M} sont les vecteurs d'onde des modes propres solution ϕ^q .

Si l'on résume la démarche jusqu'à présent, les équations de Maxwell ont tout d'abord été ré-exprimées dans un nouveau système de coordonnées (X, Y, Z) dans lequel le réseau est plan. On obtient le système d'équations couplées (A.5) et (A.6). Les champs \tilde{H} et \tilde{E} dans le nouveau système de coordonnées ont été décomposés en ondes planes. On construit alors la matrice \mathbf{M} contenant les coefficients de coupage entres toutes ces ondes planes. On considère enfin que chacune de ces ondes planes se propage selon Z avec un vecteur d'onde k^d . *In fine* les vecteurs propres de \mathbf{M} forme la base des solutions des équations de Maxwell dans le nouveau système de coordonnées pour chacun des milieu. En d'autre termes, les solutions du problème seront une combinaison linéaire des vecteurs propres de \mathbf{M} .

A.3 Diagonalisation de \mathbf{M}

On va donc ici s'atteler à trouver les vecteur propres et les valeurs propres de \mathbf{M} . Cela nous fournira la base des solutions dans chaque milieu. On connaîtra la projection des solutions sur chacun des vecteurs de la base dans le paragraphe suivant en utilisant les conditions de continuité.

Les coefficients de la matrice \mathbf{M} s'obtiennent en réinjectant (A.7-A.10), dans les équations (A.5) et (A.6) et en projetant sur chacun des ordres m . Pour le problème qui nous concerne on peut se limiter aux ordres $m = -1, 0, 1$ qui peuvent être interprétés comme l'onde incidente et réfléchie ($m = 0$) et deux ondes rasantes et contrapropageante selon X ($m = -1, 1$). La matrice est donc de dimension 6 (3 ordres pour \tilde{H} et 3 ordres pour \tilde{E}).

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} KD_0 & 0 & -KD_2 & C_0 & C_1 & C_2 \\ KD_{-1} & 0 & -KD_1 & C_{-1} & C_0 & C_1 \\ KD_{-2} & 0 & -KD_0 & C_{-2} & C_{-1} & C_0 \\ k_n^2 - K^2 C_0 & 0 & K^2 C_2 & KD_0 & KD_1 & KD_2 \\ 0 & k_n^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ K^2 C_{-2} & 0 & k_n^2 - K^2 C_0 & -KD_{-2} & -KD_{-1} & -KD_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

Avec $k_n = \frac{\omega}{c}n$ et $n^2 = \varepsilon$. Les coefficients C_m et D_m se calculent à partir des équations (A.9) et (A.10) pour un profil $p(x)$ donné. Comme nous l'avons précisé en introduction de cette annexe on va ici se ramener à un réseau sinusoïdal :

$$p(x) = h \sin(Kx) \quad (\text{A.18})$$

En traitant le réseau de manière perturbative : $Kh \sim 0$, on obtient, au premier ordre en Kh les coefficients :

$$C_0 = 1, \quad D_{\pm 1} = \frac{hK}{2}, \quad C_{\pm 1} = C_{\pm 2} = D_0 = D_{\pm 2} = 0 \quad (\text{A.19})$$

On suppose $k_n < K$ et on pose $\delta k_n = \sqrt{|k_n^2 - K^2|}$. On trouve les vecteurs propres et valeurs propres suivantes :

$$\begin{cases} k^1 = -i\delta k_n & \psi^1 = (-1, 0, -1, i\delta k_n, 0, i\delta k_n) \\ k^2 = i\delta k_n & \psi^2 = (1, 0, 1, i\delta k_n, 0, i\delta k_n) \\ k^3 = -i\delta k_n & \psi^3 = (1, i\delta k_n h, -1, -i\delta k_n, k_n^2 h, i\delta k_n) \\ k^4 = i\delta k_n & \psi^4 = (-1, i\delta k_n h, 1, -i\delta k_n, k_n^2 h, i\delta k_n) \\ k^5 = -k_n & \psi^5 = (k_n h, -2k_n, -k_n h, -k_n^2 h, 2k_n, k_n^2 h) \\ k^6 = k_n & \psi^6 = (-k_n h, -2, k_n h, -k_n^2 h, -2k_n, k_n^2 h) \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

A.4 Recherche des solutions

Solution générale Encore une fois les vecteurs ψ^q constituent une base de l'espace des solutions. La forme générale des ondes planes dans un milieu donné est donc :

$$\phi(Z) = a_1 \psi^1 e^{ik^1 Z} + a_2 \psi^2 e^{ik^2 Z} + a_3 \psi^3 e^{ik^3 Z} + a_4 \psi^4 e^{ik^4 Z} + a_5 \psi^5 e^{ik^5 Z} + a_6 \psi^6 e^{ik^6 Z} \quad (\text{A.21})$$

Avec $\{a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6\} \in \mathbf{C}$. Si l'on se place dans le milieu 1, on peut d'ores et déjà prendre $a_1 = a_3 = 0$ car ils correspondent à des ondes divergentes quand $Z \rightarrow \infty$. Inversement on voit que dans le milieu 1, a_5 et a_6 correspondent respectivement à l'onde réfléchie et à l'onde incidente.

Onde incidente La partie incidente n'est pas une inconnue mais au contraire une donnée du problème. À incidence normale et dans l'ancien système de coordonnées, a la forme :

$$\vec{H}_i = H_0 e^{-ik_0 z} \hat{y} \quad \text{et} \quad \vec{E}_i = n_1 c H_0 e^{-ik_0 z} \hat{x} \quad (\text{A.22})$$

Dans le nouveau système de coordonnées, on a :

$$\tilde{H}_i = H_0 e^{-ik_1(Z+p(x))} = H_0 e^{-ik_1 Z} \times e^{-ik_1 \times h \sin(Kx)} \quad (\text{A.23})$$

Soit au premier ordre en Kh :

$$\tilde{H}_i \sim H_0 e^{-ik_1 Z} \times [1 + ik_1 h \sin(Kx)] \sim H_0 e^{-ik_1 Z} \times \left[1 + \frac{k_1 h}{2} e^{iKx} - \frac{k_1 h}{2} e^{-iKx} \right] \quad (\text{A.24})$$

On pourrait de manière analogue exprimer \tilde{E}_i . La décomposition en onde plane du champ incident est donc :

$$\phi |_{incident} = \frac{H_0}{2} e^{ik^5 Z} \psi^5 \quad (\text{A.25})$$

Au final dans le milieu 1, la solution s'écrit :

$$\phi_1(Z) = \frac{H_0}{2} e^{ik^5 Z} \psi^5 + a_2 \psi^2 e^{ik^2 Z} + a_4 \psi^4 e^{ik^4 Z} + a_6 \psi^6 e^{ik^6 Z}, \text{ avec } n = n_1 \quad (\text{A.26})$$

Pour les mêmes raisons, dans le milieu 2 on aura :

$$\phi_2 = b_1 \psi^1 e^{ik^1 Z} + b_3 \psi^3 e^{ik^3 Z} + b_6 \psi^6 e^{ik^6 Z}, \text{ avec } n = n_2 \quad (\text{A.27})$$

Avec $\{b_1, b_3, b_6\} \in \mathbf{C}$; On remarque que le terme en b_6 correspond à l'onde transmise et les termes en b_1, b_3 à l'onde rasante. On a donc au final 6 inconnues pour résoudre entièrement le problème.

Relations de passage On rappelle les relations de passage dans l'ancien système de coordonnées :

$$\begin{aligned} \left(\vec{E}^1 - \vec{E}^2 \right) \wedge \vec{n} &= \vec{0} \\ \left(\vec{H}^1 - \vec{H}^2 \right) \wedge \vec{n} &= \vec{0} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Les nouveaux champs \tilde{H} et \tilde{E} étant par définition localement tangentiels au réseau les relations de passage prennent une forme particulièrement simple :

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{E}^1}{n_1^2} &= \frac{\tilde{E}^2}{n_2^2} \\ \tilde{H}^1 &= \tilde{H}^2 \end{aligned} \quad \text{en } Z = 0 \quad (\text{A.29})$$

Si l'on introduit la matrice \mathbf{A}_n :

$$\mathbf{A}_n = \begin{pmatrix} \mathbf{I}_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/n^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

Où \mathbf{I}_3 est la matrice identité en dimension 3. Alors les relations de passage deviennent :

$$\phi_1(0) \mathbf{A}_{n_1} = \phi_2(0) \mathbf{A}_{n_2} \quad (\text{A.31})$$

Afin d'alléger les notations on appellera k_1 la valeur de k_n en $n = n_1$ de même pour toutes les autres notations faisant intervenir n . Ce qui nous donne le système suivant :

$$\left\{ \begin{aligned} a_2 - a_4 + k_1 h \left(a_6 + \frac{H_0}{2} \right) &= b_1 - b_3 + h k_2 b_5 \\ i \delta k_1 h a_2 - H_0 - 2a_6 &= i \delta k_2 h b_3 - 2b_5 \\ a_2 + a_4 + k_1 h \left(a_6 - \frac{H_0}{2} \right) &= b_1 + b_3 - k_2 h b_5 \\ \frac{i \delta k_1 (a_2 - a_4) - k_1^2 h \left(\frac{H_0}{2} + a_6 \right)}{n_1^2} &= \frac{i \delta k_2 (b_1 - b_3) - k_2^2 h b_5}{n_2^2} \\ \frac{k_1^2 h a_4 + k_1 (H_0 - 2a_6)}{n_1^2} &= \frac{k_2^2 h b_3 + 2k_2 b_5}{n_2^2} \\ \frac{i \delta k_1 (a_2 + a_4) - k_1^2 h \left(\frac{H_0}{2} + a_6 \right)}{n_1^2} &= \frac{i \delta k_2 (b_1 + b_3) + k_2^2 h b_5}{n_2^2} \end{aligned} \right. \quad (\text{A.32})$$

La solution de ce système est :

$$\left\{ \begin{aligned} a_2 &= 0 \\ a_4 &= H_0 \frac{i \delta k_1 \delta k_2 h}{k_0} \frac{n_1 - n_2}{n_1^2 \delta k_2 - n_2^2 \delta k_1} \\ a_6 &= \frac{H_0}{2} \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \\ b_1 &= 0 \\ b_3 &= H_0 \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{i \delta k_1 \delta k_2 h}{k_0} \frac{n_1 - n_2}{n_1^2 \delta k_2 - n_2^2 \delta k_1} \\ b_5 &= \frac{H_0}{2} \frac{2n_2^2}{n_1^2} \frac{n_2}{n_1 + n_2} \end{aligned} \right. \quad (\text{A.33})$$

On reconnaît les coefficients de Fresnel en a_6 et b_5 .

Solution En substituant les coefficients solutions (eq. A.33) dans la forme du champ donné à l'équation A.26, on obtient la forme du champ total H_1 dans le système de coordonnées initial, à l'ordre 1 en Kh et en prenant la limite $n_2 \rightarrow \infty$ et $n_1 = 1$:

$$\vec{H}_1 = -2H_0 \left[\cos(k_0 z) + \frac{k_0 h}{\sqrt{K^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{K^2 - k_0^2} z} \sin(Kx) \right] \hat{y} \quad (\text{A.34})$$

Table des figures

1.1	À gauche : tracé de la loi de Planck en fréquence pour quelques températures caractéristiques en échelles logarithmiques. À droite, loi de Wien (eq. 1.2)	8
1.2	Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. On remarquera l'absorption du CO_2 vers $4\mu m$ et de l'eau entre 5 et $8\mu m$	11
1.3	Exemple de diagnostic d'une tumeur cancéreuse. L'imagerie thermique permet de mettre en valeur la vascularisation développée par la tumeur.	12
1.4	Image panoramique d'une résidence en infrarouge ($8\mu m$).	12
1.5	À gauche, système d'aide à l'atterrissage infrarouge, à droite champ de vision par temps de brouillard. Les goutelletes d'eau en suspension qui diffusent dans le visible sont en revanche transparentes dans l'infrarouge.	13
1.6	Caractéristique courant tension d'un photoconducteur. En pointillé : en l'absence de photon, trait plein : sous éclairement. À droite : schéma électronique pour la mesure du photocourant.	15
1.7	Caractéristique courant tension d'un photovoltaïque. En pointillé : en l'absence de photon, trait plein : sous éclairement.	16
1.8	À gauche, représentation schématique des bandes des semi-conducteurs des puits et des barrières. À droite : détail de la zone entourée sur la figure de gauche, schématisant un puit quantique à deux niveaux.	17
1.9	Absorption d'une couche QWIP typique mesurée à l'angle de Brewster et son approximation par une fonction lorentzienne.	19
1.10	Représentation schématique d'une série de puits quantiques sous un champ électrique. Le photon absorbé dans le premier puits promeut un électron sur le niveau excité, depuis lequel il sera entraîné dans le <i>continuum</i> par le champ électrique.	20
1.11	Schéma de trois cascades d'un QCD.	21
1.12	Largeur de la bande interdite des principaux semi-conducteurs (III-V) en fonction de leur paramètre de maille [12].	22

1.13	Représentation schématique d'un pixel type. Ici la lumière est incidente de bas en haut.	24
2.1	Schéma du réseau avec une onde à incidence normale. On se place dans le cas particulier où le champ électrique incident est polarisé selon l'axe de périodicité du réseau.	34
2.2	Définition des paramètres du réseau.	38
2.3	Variation de l'orientation des courants de surface avec le profil du réseau.	40
2.4	Représentation de la partie rasante du champ diffracté en unité arbitraire. Le champ est croissant du noir vers le blanc. En haut : calcul analytique, correspondant à l'équation 2.21. En bas : calcul numérique par éléments finis, sans approximation.	42
2.5	Diagramme de dispersion d'un milieu libre. En trait épais : le cône de lumière. Au dessus, la zone radiative, en dessous la zone evanescente	43
2.6	Diagramme de dispersion après l'ouverture d'une bande interdite. L'ouverture d'une bande interdite entraîne le passage de la branche inférieure de la dispersion sous le cône de lumière.	45
2.7	Pénétration du champ lorsque l'onde se propage à la surface d'un réseau métallique.	45
2.8	Analogie entre les états stationnaires d'un réseau de Bragg et d'un miroir de Bragg diélectrique.	46
2.9	Ouverture d'une bande interdite en K. L'existence d'une bande interdite sépare la dispersion en deux branches l'une au-dessus du cône de lumière, l'autre en dessous.	47
2.10	Diagramme de dispersion d'un plasmon-polariton en pointillé. En blanc le cône de lumière. ω_p désigne la fréquence de résonance plasmon et ε la permittivité relative du diélectrique. On remarque que la résonance plasmon entraîne le passage de la courbe de dispersion sous le cône de lumière.	47
2.11	Schéma d'un mode de créneau. On représente le réseau en foncé ainsi que son symétrique en pointillé. Ce guide d'onde idéalisé accepte un mode fondamental dont le champ est représenté en noir au centre. .	48
2.12	En haut : variation de l'intensité du champ au voisinage du réseau (unité arbitraire), intégré sur une hauteur de $1\mu m$ et sur toute la largeur du pixel entre $6,5\mu m$ et $10,5\mu m$; en fonction de la profondeur et du taux de remplissage. En bas : position fréquentielle de la résonance en fonction de la profondeur et du taux de remplissage entre $6,5\mu m$ et $10,5\mu m$ (sur la même région spatiale que la figure au-dessus).	50

2.13	Réponse d'un pixel de $20 \times 20 \mu m^2$ du T233 sous une tension de 1V. Ligne pleine : pour un champ incident perpendiculairement à l'axe invariant ($R^{\parallel}(\lambda)$), pointillés : Réponse du T233 pour un champ incident selon l'axe invariant ($R^{\perp}(\lambda)$). Les réponses sont normalisées telle que ($R^{\parallel}(\lambda)$) égale 1 au maximum.	53
2.14	Contraste de polarisation en réponse C_R . \blacktriangle : T234, \blacklozenge : T233, \blacksquare : T231. Est aussi représenté en pointillés le contraste d'un pixel avec un réseau 2D à titre indicatif.	54
2.15	Schéma de deux pixels dont les réseaux unidimensionnels sont orientés à 90° l'un de l'autre	55
2.16	Image par microscopie électronique à balayage (MEB) d'un système de quatre pixels d'une caméra polarimétrique	57
2.17	Image polarimétrique d'une scène. En haut, l'image classique en intensité. Les quatre autres clichés montre l'exploitation qui peut être faite des paramètres de Stokes. Crédits : Thales Optronics Limited.	58
2.18	Différents réseaux à symétrie carrée. De gauche à droite : motif carré, motif hexagonal, motif circulaire.	60
2.19	Autre exemple de pavage, le pavage hexagonal	61
2.20	Réponse de quatre pixels polarimétriques en lumière non polarisée. En noir, trait plein : réseau à 135° du <i>mesa</i> ; pointillés : réseau à 45° du <i>mesa</i> . En gris, trait plein : réseau à 90° du <i>mesa</i> ; pointillés : réseau à 0° du <i>mesa</i>	62
2.21	Réseau oblique, dont les axes périodiques sont orientés selon les diagonales du pixel. Les flèches représentent la circulation des modes à la surface du réseau.	63
2.22	Dans le sens de la lecture, évolution de la puissance absorbée : en fonction de la profondeur de gravure, de l'épaisseur du contact supérieur, de la taille du pixel. Dernière figure : comparaison à des mesures, à titre de validation.	64
3.1	Configuration d'incidence avec un angle de 45° . Le GaAs agit comme un guide d'onde, entraînant des réflexions multiples à l'intérieur du substrat.	68
3.2	Densité de courant en fonction de la taille du pixel, avec et sans réseaux. On représente ici le courant en sortie d'un pixel éclairé par un corps noir, normalisé par son aire.	69
3.3	Effets du couplage par les bords. Cartographie simulée du champ absorbable, à la longueur d'onde du réseau ($2,7 \mu m$). On compare le cas de la structure métallique seule dans le GaAs avec la même structure au dessus d'un pixel entouré d'air. De haut en bas : réseau seul, pixel avec réseau, métal seul, pixel sans réseau.	70

3.4	Effets du couplage par les bords. Intensité du champ E_z intégré sur la largeur du pixel et sur une hauteur de $1\mu m$ à partir du bas du réseau, en fonction de la longueur d'onde. On compare le cas de la structure métallique seule dans le GaAs avec la même structure au dessus d'un pixel entouré d'air. Dans le sens de la lecture : réseau seul, pixel avec réseau, métal seul, pixel sans réseau.	71
3.5	Effet de cavité verticale, à gauche : schéma des réflexions multiples ; à droite : onde stationnaire formée par les interférences.	72
3.6	Effets de cavité verticale. Cartographie simulée du champ absorbable, à la longueur d'onde du réseau ($2,7\mu m$). Cette figure est analogue à la figure 3.3, mise à part que cette fois l'épaisseur du substrat est finie. De haut en bas : cartographie d'un pixel avec réseau, cartographie d'un pixel sans réseau ; intensité du champ E_z intégré sur la largeur du pixel et sur une hauteur de $1\mu m$ à partir du bas du réseau, en fonction de la longueur d'onde, pour un pixel avec réseau et sans réseau.	73
3.7	Variation de la puissance spectrale absorbée dans la couche active en fonction de l'épaisseur du contact supérieur.	74
3.8	Schéma explicatif du <i>cross talk</i> . Le pixel central reçoit un signal de la scène, ce signal se réfléchit partiellement dans le pixel et est renvoyé vers le substrat où il subit une réflexion supplémentaire et aboutit dans un pixel adjacent.	75
3.9	Réponse de trois pixels dont les réseaux sont orientés différemment. En haut, le faisceau incident est polarisé verticalement. En bas, horizontalement.	77
3.10	Réponse d'un pixel pour différentes polarisations incidentes. En haut, le réseau du pixel est orienté verticalement. Au milieu, horizontalement ; en bas, le pixel n'a pas de réseau.	78
4.1	Schéma d'un pixel avec un concentrateur de lumière et une zone active circonscrite au centre du pixel.	88
4.2	À gauche dispersion de la bande interdite. À droite profil du champ électrique aux extrémités des deux bandes.	89
4.3	À gauche : dispersion de la bande interdite. On représente la partie imaginaire des vecteurs d'onde en pointillés. À droite, on représente le profil du champ pour deux positions dans la bande interdite.	90
4.4	Variation de la hauteur de bande interdite pour deux profondeurs de gravure. La dispersion en noir correspond à un réseau plus gravé que la dispersion grisée.	91
4.5	Schéma idéalisé d'une cavité de surface à l'aide de deux miroirs de Bragg. La cavité est ici représentée en grisé.	92

4.6	Représentation de la partie réelle du champ. Pour le centre de la bande interdite d'un réseau de Bragg en haut. Et pour un réseau de couplage en bas.	93
4.7	Mise en phase du réseau de couplage et du réseau de Bragg. En haut on représente les deux réseaux ainsi que les modes résonants qu'ils supportent, en gris pour le réseau de couplage, en noir pour le réseau de Bragg. En bas on représente les deux profils avec l'écart de phase adéquate.	95
4.8	Graphe du profil des deux réseaux (Bragg et couplage) et du réseau résultant.	96
4.9	Dispersion de la superposition d'un réseau de couplage et d'un réseau de Bragg. L'écart de phase entre les deux réseaux fixe la position du mode accepté sur la dispersion. Pour le réseau $p_{Résultant}$ la position du mode est donnée par le point noir.	97
4.10	Profil d'un réseau binaire quelconque.	98
4.11	Profil d'un réseau binaire à 3 degrés de liberté : a,b,c.	99
4.12	Profil du réseau binaire résultant.	100
4.13	À gauche, représentation du profil binaire avec ses deux premières composantes de Fourier (la période 2Λ normalisée à 1). À droite, somme des deux premières composantes de Fourier du réseau.	101
4.14	Représentation de la structure totale composée de deux demi-réseaux contenant chacun une composante de couplage et une composante de Bragg donnant lieu chacun à une onde exponentiellement décroissante. Entre les deux, le défaut D , permettant la continuité de la composante de Bragg.	102
4.15	Représentation du champ électrique et de la structure à deux étapes différentes. D'abord l'excitation des ondes de surface par le faisceau incident. Puis la modification de la propagation des ondes ainsi créée par l'ajout d'une composante de Bragg.	103
4.16	Schéma du montage expérimental mis en œuvre pour mesurer le champ proche à la surface des réseaux dans le gigahertz.	105
4.17	Dispersion de la superposition d'un réseau de couplage et d'un réseau de Bragg. L'écart de phase entre les deux réseaux fixe la position du mode accepté sur la dispersion. Pour le réseau $p_{Résultant}$ la position du mode est donnée par le point noir.	106
4.18	Mise en phase du réseau de couplage et du réseau de Bragg afin d'exciter les modes du haut de la bande inférieure. L'écart entre les sommets des deux réseaux est de $\Lambda_B/2$	106

- 4.19 Profil d'un réseau binaire permettant de coupler les ondes à incidence normale avec les modes stationnaires d'un réseau de Bragg. À droite, on représente également la première et la deuxième composante de Fourier d'un tel réseau. À gauche, figure aussi la somme des deux premières composantes de Fourier du profil. 107
- 4.20 Cartographie du champ E_z^2 . À gauche selon la direction périodique, à droite selon la direction invariante. On représente en bas la forme des mode en sur impression. Au-dessus de la cartographie selon la direction prédioidique on représente également le motif du réseau ainsi que sa seconde harmonique (composante de Bragg) telle que calculée à la figure 4.19. 108
- 4.21 Cartographie de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée pour différentes profondeurs de gravure. Intensité croissante du noir vers le blanc. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm. 110
- 4.22 Profil de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée à la fréquence de résonance et pour différentes profondeurs de gravure. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm. 111
- 4.23 Explicitation des bornes de l'intégrale (eq. 4.20), définissant le facteur $\rho(x)$ 113
- 4.24 Tracé de la fonction ρ pour les différentes profondeurs de gravure mesurées et indiquées en légende. 114
- 4.25 Facteur γ pour les cinq profondeurs de gravure mesurées (cercles). La simulation est donné par la ligne grise. 114
- 4.26 Spectre de l'intensité absorbable (E_z^2) mesurée à l'abscisse résonante et pour différentes profondeurs de gravure. Dans le sens de la lecture les profondeurs sont : 2,5 mm ; 3,75 mm ; 5 mm ; 6,25 mm ; 12,5 mm. Dernière figure : Évolution de facteur de qualité en fonction de la profondeur de gravure. 116
- 4.27 Évolution de la fréquence de résonance du concentrateur en fonction de la profondeur de gravure normalisée. Comparaison des simulations et des mesures. Les deux autres courbes représente l'évolution de la fréquence de la cavité ou des modes de créneaux pris séparément. 117

4.28	Cartographie de l'intensité du champ E_x , E_y et de leur somme pour une structure peu gravée ($0,28cm$), dont la dispersion dominée par celle des modes de surface (à droite); et pour une structure très gravée ($1,7cm$) dont la dispersion est dominée par les modes de créneau (à gauche). La structure très gravée étant beaucoup plus résonante que l'autre, l'échelle des intensités est différente dans les deux cas.	118
4.29	Évolution du pouvoir de concentration en fonction de la profondeur de gravure normalisée. Comparaison des simulations et des mesures.	119
4.30	Modèle analytique (eq. 4.27) du pouvoir de concentration, pour les petites profondeurs, comparé aux simulations et aux résultats expérimentaux.	121
4.31	Résultat de simulations de la structure concentratrice avec un diélectrique à pertes. À gauche, intensité (en unité arbitraire) du champ électrique normal au réseau sur la surface V , pour $\varepsilon'' = 2 \times 10^{-3}$ et $\varepsilon'' = 2 \times 10^{-2}$, en fonction de la profondeur de gravure. À droite, évolution de l'intensité E_z^2 dans la surface V à la profondeur de gravure $h/\Lambda_C = 0, 2$, en fonction des pertes.	122
5.1	Réduction de la zone active à une surface A' dans un pixel de surface A . La zone en pointillé est neutralisée par implantation.	127
5.2	Dans le sens de la lecture : distribution spatiale des protons suivant le plan des couches, distribution spatiale des protons suivant le plan perpendiculaire aux couches, nombre de protons implantés suivant l'axe de croissance. La nomenclature des couches est la suivante : A : réseau ; B : contact supérieur ; C : zone active, D : contact inférieur ; E : substrat	131
5.3	Problème du développement de petits motifs sur une résine épaisse. Représentation schématique de trois cas de développement. Le développement idéal représente le cas où les cotes nominales sont respectées. Au milieu le cas où le dessus de la résine, plus exposé, est plus développé que la base. La zone protégée est alors réduite. Enfin le cas où le haut de la résine est entièrement sur-développé, le pixel est alors entièrement implanté.	132
5.4	Représentation schématique de la zone non-implantée sur un pixel pour l'étude du bruit en fonction de l'aire implantée. On représente en gris les zones implantées et en blanc la zone non-implantée. Deux configurations seront étudiées. Celle où la zone non implantée est carrée (à gauche) de surface $L_{NI} \times L_{NI}\mu m^2$ et celle où la zone non-implantée est rectangulaire (à droite) de surface $L_{NI} \times 100\mu m^2$	134

5.5	Valeur du courant à $77K$ en fonction de la taille de la zone non-implantée pour deux tensions. En noir : $2V$ en gris $1,4V$	135
5.6	Taille de la zone non-implantée “réelle” en fonction de la cote nominale L_{NI} . En noir : obtenue à partir des intensités, à $77K$, mesurées à $2V$; en gris : à partir des mesures d’intensités mesurées à $1,4V$	136
5.7	Évolution du bruit en fonction de la taille non-implantée “réelle” pour deux tensions, à $80K$. En noir : à $2V$, en gris : à $1,4V$	137
5.8	Présentation schématique des trois types de réseaux étudiés. De gauche à droite : réseau concentrateur, réseau de Bragg, réseau bidimensionnel classique. On représente en gris le bas du réseau c’est-à-dire le réseau du côté où se forme l’onde de surface.	138
5.9	Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux 2D utilisés. Le réseau est recouvert de métal et l’on distingue au dessus du pixel la piste électrique permettant de reporter le contact du pixel vers le bord de l’échantillon.	139
5.10	Réponse normalisée, d’un pixel de $100 \times 100\mu m$ sans implantation pour trois profondeurs de gravure différentes. En noir : $1100nm$ ($4K$), en gris foncé : $450nm$ ($60K$), en gris clair : $250nm$ ($60K$). On donne en pointillé la réponse d’un pixel sans réseau pour illustrer le couplage par les bords.	140
5.11	Réponse (à $1,4V$ et à $4K$) intégrée d’un pixel de $100 \times 100\mu m$, avec une profondeur de gravure de $1100nm$ en fonction de la surface non-implantée déterminée à partir de la figure 5.6.	141
5.12	En haut : Photographie au microscope optique des réseaux de Bragg bidimensionnels étudiés. En bas : image d’un pixel par microscopie électronique à balayage.	142
5.13	Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux de Bragg bidimensionnels utilisés. On remarque au centre du pixel la zone métallisée recuite avant l’implantation (§5.2.3).	143
5.14	En haut : réponse normalisée d’un pixel de $100 \times 100\mu m$ non-implanté avec un réseau de Bragg bidimensionnel à une profondeur de gravure de $450nm$ (gris foncé) et $250nm$ (gris clair). En bas : mêmes données que sur la figure ci-dessus mais corrigées par la réponse d’un pixel sans réseau.	145
5.15	Réponse normalisée d’un pixel de $100 \times 100\mu m$ avec un réseau de Bragg bidimensionnel avec une profondeur de gravure de $250nm$, non-implanté (gris foncé) et avec une zone non-implantée de $10 \times 10\mu m$ (gris clair). On donne pour référence la réponse d’un pixel sans réseau en pointillé.	146

5.16	En haut : Photographie au microscope optique des réseaux concentrateurs étudiés. En bas : image d'un pixel par microscopie électronique à balayage.	148
5.17	Photographie au microscope électronique à balayage des réseaux concentrateurs utilisés. On remarque en haut du pixel, au centre, la zone métallisée recuite avant l'implantation (§5.2.3).	149
5.18	En haut : réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100\mu m$ implanté avec un réseau concentrateur. Avec une profondeur de gravure de $450nm$ (gris foncé) et une zone non-implantée de $40 \times 100\mu m$ en gris foncé ; une profondeur de gravure de $250nm$ et une zone non-implantée de $40 \times 40\mu m^2$ en gris clair. Malgré la différence entre les deux échantillons sur les zones d'implantation, la différence principale est la profondeur de gravure. C'est elle qui explique les différences entre les deux spectres. En bas : mêmes données que sur la figure ci-dessus mais corrigées par la réponse d'un pixel sans réseau.	150
5.19	Réponse d'un pixel avec concentrateur corrigée par celle d'un pixel sans réseau comparée aux simulations d'un pixel non-implanté. En haut, pour une profondeur de gravure de $450nm$ et une zone non-implantée de $80 \times 100\mu m$. En bas, pour une profondeur de gravure de $250nm$ et une zone non-implantée de $80 \times 80\mu m$. On montre ici des pixels très implantés pour mettre en valeur les diverses résonances.	152
5.20	Comparaison des simulations pour un pixel non-implanté avec un réseau concentrateur gravé de $450nm$. En gris clair la couche active est collée au réseau ; en gris foncé, la zone active est éloignée de $300nm$. On donne en plus la représentation schématique du mode correspondant à chacune des résonances.	153
5.21	Réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100\mu m$ avec un réseau concentrateur avec une profondeur de gravure de $450nm$, non-implanté (gris foncé) et avec une zone non-implantée de $30 \times 100\mu m$ (gris clair). On donne pour référence la réponse d'un pixel sans réseau en pointillé.	154
5.22	Réponse normalisée d'un pixel de $100 \times 100\mu m$ avec un réseau concentrateur. En haut : pour une profondeur de gravure de $450nm$, une zone non-implantée de $80 \times 100\mu m$ (gris foncé) et $40 \times 100\mu m$ (gris clair). En bas : pour une profondeur de gravure de $250nm$, une zone non-implantée de $80 \times 80\mu m$ (gris foncé) et $40 \times 40\mu m$ (gris clair).	155
6.1	Profil énergétique d'un puits quantique en-dessous de la transition de Mott.	166

6.2	Répartition des électrons sur les niveaux fondamentaux. Les courbes représentent le nombre de donneurs sur un niveau, ramené au nombre total de donneurs.	168
6.3	Diagramme de bande schématique de la structure. À l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi sont alignés. Dans le GaAs le niveau de Fermi est piégé au centre de la bande interdite (§7.2.1), alors que dans la zone active ils se trouvent à l'intérieur des puits. L'alignement des niveaux de Fermi entraîne une déformation de la structure de bande. En conséquence, le niveau de Fermi se trouve sous les puits au début de la structure. Les premiers puits ne peuvent donc pas contenir de porteurs. La zone entre le dernier puits et le substrat étant sous le niveau de Fermi elle peut accueillir des électrons avec une forte mobilité.	170
6.4	Schéma électrique de transport parallèle par effet Hall. On impose un courant entre deux contacts d'une même diagonale et l'on mesure la variation de résistance entre les deux autres contacts en fonction du champ magnétique appliqué.	170
6.5	Évolution de la résistance transversale avec la température (en l'absence de champ magnétique).	171
6.6	Évolution de la densité d'électrons sur les sousbandes d'un puits en fonction de la température.	172
6.7	Densité de porteurs sur les impuretés, normalisée par le dopage, en fonction de la températures. Trait plein : rappel du calcul théorique précédent. + : valeurs expérimentales extraites des mesures d'effet Hall.	173
6.8	Configuration de mesure en multipassage. On utilise un polariseur pour choisir la polarisation du champ électrique incident.	173
6.9	Absorption de l'échantillon à différentes températures.	175
6.10	Représentation de la fonction 6.9 approximant une absorption à deux transitions	176
6.11	Approximation de l'absorption à 80K par la formule 6.9.	177
6.12	Proportion des électrons sur les impuretés. Trait plain : théorie. Croix : mesures par effet Hall. Triangles : mesures extraites des données d'absorption.	178

6.13	Photocourant à $8K$ d'un échantillon avec un dopage proche de la transition de Mott. On donne en haut la réponse de l'échantillon (normalisée à un) en fonction de l'énergie pour trois tensions particulières. La figure du bas représente sous forme de courbes de niveaux la réponse normalisée en fonction de l'énergie pour une gamme de tension allant de $0,75$ à $4,75V$. L'écart entre chaque niveau représente une variation de 5% du photocourant. Les zones en noir représentent le maximum du photocourant à chaque tension.	179
6.14	Profil énergétique d'un puits quantique en-dessous de la transition de Mott sous champ électrique.	180
6.15	Transparence de la barrière pour les niveaux E_1 et $2p_z$ en fonction de la tension.	182
6.16	Photocourant à $80K$ d'un échantillon avec un dopage proche de la transition de Mott. En haut : mesure expérimentale. En bas : calcul à partir des transparences tunnel (fig. 6.15) et de l'absorption mesurée à $80K$ (fig. 6.9). Les deux zones noires représentent le maximum de l'absorption, dominé à basse énergie par la transition intersousbande et à haute énergie par la transition sur les niveaux d'impuretés localisés.	183
6.17	Diagramme représentant la nature dominante du photocourant en fonction de la tension et de la température.	184
7.1	Coupe FIB <i>Focalized Ion Beam</i> d'un contact AuGe/Ni/Au ($20/7,5/200$ nm) sur du GaAs à deux grossissements différents. On remarque nettement les diffusions de métal dans le semi-conducteur.	188
7.2	Analyse par spectroscopie Auger de section du contact AuGe classique. On visualise la répartition spatiale de chaque élément chimique sur la surface. Le premier cliché est une image MEB de la section.	190
7.3	Analyse en profondeur du contact à deux recuits différents. En haut : recuit à $380^\circ C$, en bas : recuit à $400^\circ C$	191
7.4	Photographie au microscope optique d'un réseau gravé après métallisation. On remarque ici que seul le dessus des pixels est métallisé (en blanc), alors qu'habituellement l'ensemble du réseau est métallisé.	193
7.5	Diagramme de bande d'une interface métal/semi-conducteur. Le niveau de Fermi E_F est piégé dans la bande interdite à une distance énergétique ΔE de la bande de conduction. Cela entraîne une déplétion des bandes du semi-conducteur sur une profondeur d . Les électrons du métal ont donc à franchir un potentiel ϕ_b pour surmonter la barrière.	195

7.6	À gauche, dans le cas d'un semi-conducteur peu dopé, la barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur est très élevée ; les électrons peuvent la franchir uniquement par émission thermoïonique. À droite, si le semi-conducteur est fortement dopé, la barrière est assez étroite pour que les électrons la franchissent directement par effet tunnel [107].	196
7.7	Diagramme de bande d'un contact non-allié passivé par croissance à basse température. Les défauts de surface dans la couche de passivation facilitent le franchissement de la barrière par effet tunnel jusqu'à la couche fortement dopée.	197
7.8	Caractéristiques électriques de trois types de contact, en noir : à température ambiante, en gris : à 77 K. Dans le sens de la lecture : contact classique AuGe/Ni/Au recuit, à titre de témoin : contact Ti/Au sans recuit, puis deux types de contacts non-alliés : à basse température et avec dopage δ , sur ces derniers on vient déposer une couche de Ti/Au non recuite.	200
7.9	Caractéristiques électriques de trois types de contact, en série avec une résistance de $10M\Omega$ à 77 K. Dans le sens de la lecture : contact classique AuGe/Ni/Au recuit, à titre de témoin : contact Ti/Au sans recuit, puis deux types de contacts non-alliés : à basse température et avec dopage δ , sur ces derniers on vient déposer une couche de Ti/Au non recuite.	201
7.10	En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact non-allié de type croissance à basse température. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.	204
7.11	En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact non-allié de type dopage δ . En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.	205
7.12	Résumé schématique des étapes de formation du contact PdGe avec ou sans migration du germanium vers le semi-conducteur.	207
7.13	Coupe FIB <i>Focalized Ion Beam</i> d'un contact Pd/Ge/Au/Ti/Au ($10/50/100/40/300nm$) sur du GaAs à deux grossissements différents.	208
7.14	Analyse par électrons Auger de la coupe FIB du contact PdGe.	210
7.15	Analyse en profondeur du contact en PdGe.	211

7.16	Caractéristiques électriques de deux types de contacts avec recroissance en phase solide : à gauche recuit $175^{\circ}C$ pendant une heure ; à droite : recuit $175^{\circ}C$ pendant trente minutes puis à $325^{\circ}C$ pendant trente minutes. On présente les résultats à deux températures : en noir : à température ambiante, en gris : à 77 K	211
7.17	Caractéristiques électriques de deux types de contacts avec recroissance en phase solide, avec une résistance de $10M\Omega$ en série, à $77K$. À gauche : recuit $175^{\circ}C$ pendant une heure ; à droite : recuit $175^{\circ}C$ pendant trente minutes puis à $325^{\circ}C$ pendant trente minutes.	212
7.18	Réflexivité de l'or (noir) et du palladium (gris foncé) et du germanium (gris clair) en fonction du vecteur d'onde (k) du mode normalisé par le vecteur d'onde du réseau K . En haut : à l'ordre 0 (radiatif), en bas à l'ordre +1 (couplé).	214
7.19	En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact en PdGe recuit à $175^{\circ}C$ pendant une heure. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.	215
7.20	En haut : réponse en A/W d'un pixel avec un contact en PdGe recuit à $175^{\circ}C$ pendant 30 min puis à $325^{\circ}C$ pendant 30 minutes. En bas : efficacité quantique interne d'un pixel de $100\mu m$ en noir et de $50\mu m$ en gris. À titre de comparaison on donne aussi en pointillé l'efficacité quantique d'un pixel de $50\mu m$ avec un contact standard mais avec seulement 20 puits.	217
A.1	Position du problème de Chandezon.	224

Liste des tableaux

1.1	Nomenclature du spectre électromagnétique	7
1.2	Épitaxie type de QWIP	23
2.1	Profondeur des réseaux pour les échantillons polarimétriques	52
2.2	Épitaxie des échantillons polarimétriques	52
5.1	Énergies et doses des protons à implanter pour supprimer l'absorption sur des couches de 30 puits.	131
5.2	Épitaxie pour l'étude de l'implantation.	134
6.1	Épitaxie de l'échantillon pour les mesures de transport parallèle. . .	169
6.2	Épitaxie de l'échantillon pour les mesures d'absorption en-dessous de la transition de Mott.	174
7.1	Épitaxie d'un contact non-allié passivé par croissance à basse température (T527). La couche de protection est épitaxiée à 200°C. . .	198
7.2	Épitaxie d'un contact non-allié à dopage δ (T528).	198
7.3	Épitaxie témoin pour l'étude des contacts non-alliés (T526).	199
7.4	Structure QWIP avec un contact supérieur non-allié de type croissance à basse température. La croissance de la couche de protection est effectuée à basse température.	202
7.5	Structure QWIP avec un contact supérieur non-allié de type dopage δ	202
7.6	Permittivité électrique de l'or du palladium et du germanium à $8\mu m$. Source [132].	212
7.7	Structure QWIP avec un contact supérieur en PdGe.	213

Bibliographie

- [1] W. Gilbert. *De Magnete, Magneticisque Corporibus, et de Magno Magnete Tellure*. Peter Short, 1600.
- [2] C. Coulomb. *Théorie des machines simples*. impr. Bachelier, 1821.
- [3] J. Henry. On electro-dynamic induction. *Transactions American Philosophical Society*, 4 :303–337, 1838.
- [4] J. Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155 :459–512, 1865.
- [5] H. Lorentz. La théorie électromagnétique de maxwell et son application aux corps mouvants. *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles*, 25 :363–552, 1892.
- [6] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419, 1965.
- [7] M. Planck. On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der Physik*, 4 :553, 1901.
- [8] M. Carras, M. Garcia, X. Marcadet, O. Parillaud, A. De Rossi, and S. Bano. Top grating index-coupled distributed feedback quantum cascade lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 93(011109), 2008.
- [9] É. Morilleau, R. Petit, and J. Noel. brevet européen fr1443279 (a).
- [10] *Le vide*, 45, 1953.
- [11] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. 2002.
- [12] Charles Renard. *Hétérostructures antimoniures/arséniures pour les applications optoélectroniques dans le moyen infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 2005.
- [13] E. Herniou. *Modélisation et optimisation de détecteurs infrarouge à multi-puits quantiques*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2001.
- [14] Gérald Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Les éditions de physique, 1990.

- [15] B. Levine and R. Malik. Strong $8.2\mu\text{m}$ infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides. *Applied Physics Letter*, 50 :273 :275, 1986.
- [16] K. Goossen and S. Lyon. Grating enhanced quantum well detector. *Applied Physics Letter*, 47(12) :1257 :159, 1985.
- [17] L. P. Rokhinson, C. J. Chen, D. C. Tsui, G. A. Vawter, and K. K. Choi. Quantum grid infrared photodetector. *Applied Physics Letter*, 74(5), 1998.
- [18] L. P. Rokhinson, C. J. Chen, K. K. Choi, D. C. Tsui, G. A. Vawter, L. Yan, M. Jiang, and T. Tamir. Optimization of blazed quantum-grid infrared photodetector. *Applied Physics Letter*, 75(23), 1999.
- [19] J. Mao, A. Majumdar, K. K. Choi, D. C. Tsui, K. M. Leung, C. H. Lin, T. Tamir, and G. A. Vawter. Light coupling mechanism of quantum grid infrared photodetector. *Applied Physics Letter*, 80(5), 2001.
- [20] K. Choi, T. Tamir, M. Leung, J. Devitt, D. Forrai, and D. Endres. Optimization of corrugated-qwips for large format, high quantum efficiency, and multi-color FPAs. In *Proceedings of SPIE*, 2006.
- [21] S. Schartner, S. Golka, C. Pflügl, W. Schrenk, A. M. Andrews, T. Roch, and G. Strasser. Band structure mapping of photonic crystal intersubband detector. *Applied Physics Letter*, 89(151107), 2006.
- [22] K. W. Goossen, S. A. Lyon, and K. Alavi. Grating enhancement of quantum well detector response. *Applied Physics Letter*, 53(1), 1988.
- [23] J. Andersson, L. Lundqvist, and Z. F. Paska. Quantum efficiency enhancement of AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors using waveguide with a grating coupler. *Applied Physics Letter*, 58(20), 1991.
- [24] J. Andersson and L. Lundqvist. Near-unity quantum efficiency of AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors using waveguide with a doubly periodic grating coupler. *Applied Physics Letter*, 59(7), 1991.
- [25] C. P. Lee, K. H. Chang, and K. L. Tsai. Quantum well infrared photodetectors with bi-periodic grating couplers. *Applied Physics Letter*, 61(20), 1992.
- [26] C. Y. Chang, H. Y. Chang, C. Y. Chen, M. W. Tsai, Y. T. Chang, S. C. Lee, and S. F. Teng. Wavelength selective quantum dot infrared photodetector with periodic metal holes array. *Applied Physics Letter*, 91(163107), 2007.
- [27] L. Lundqvist, J. Andersson, Z. F. Paska, J. Borglind, and D. Haga. Efficiency of grating coupled AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors. *Applied Physics Letter*, 63(24), 1993.

- [28] V. Jandhyala, D. Sengupta, E. Michielssen, B. Shanker, and G. Stillman. Two-dimensional rough surface for broadband quantum-well infrared photo-detector. *Applied Physics Letter*, 73(24), 1998.
- [29] S. I. Borenstain, U. Arad, I. Lyubina, A. Segal, and Y. Warschawer. Optimized random/ordered grating for an n -type quantum well infrared photo-detector. *Applied Physics Letter*, 75(17), 1999.
- [30] V. Jandhyala, D. Sengupta, B. Shanker, E. Michielssen, M. Fend, and G. Stillman. Efficient electromagnetic analysis of two-dimensional finite quasi-random gratings for quantum well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 83(6), 1997.
- [31] J.-Y. Duboz. Grating coupled intersubband transitions in microcavities. *Journal of Applied Physics*, 80(9) :5432 :5443, 1996.
- [32] R. Petit, editor. *Electromagnetic theory of gratings*. Springer, 1980.
- [33] R. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philosophical Magazine*, 4(396), 1902.
- [34] W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, and J. R. Sambles. Physical origin of photonic energy gap in the propagation of surface plasmons on gratings. *Phys. Rev. B*, 54 :6227 – 6244, 1996.
- [35] Juliette Plouin, Èlodie Richalot, Odile Picon, Mathieu Carras, and Alfredo de Rossi. Photonic band structures for bi-dimensional metallic mesa grating. *Optics Express*, (9983), 2006.
- [36] Mathieu Carras and Alfredo de Rossi. Photonic modes of metallodielectric periodic waveguides in the midinfrared spectral range. *Physical Review B*, (235120), 2006.
- [37] John David Jackson. *Électrodynamique classique*. Dunod, 2001.
- [38] Alastair Hibbins and Roy Sambles. Squeezing millimeter waves into microns. *Physical Review Letter*, 92(14), 2004.
- [39] Laure Gendron. *Transport dans les détecteursd infrarouge à puits quantiques*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, 2005.
- [40] K. P. Gurton and R. Dahmani. Effet of surface roughness and complex indices of refraction on polarized thermal emission. *Applied Optics*, 44(26), 2005.
- [41] O. Sandus. A review of emission polarization. *Applied optics*, 4(12), 1965.
- [42] J. Y. Anderson and L. Lundqvist. titre. *J. App. Phys.*, 71(3600), 1992.
- [43] J. Scott Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw. titre. *Apl. Opt.*, 45(5453), 2006.

- [44] J. Parsons and R. Craig. A lwir polarimetric imager. In *4th EMRS DTC Technical Conference - Edinburgh 2007*.
- [45] Luca Stabellini, Wei Lu, Alfredo de Rossi, Thomas Antoni, Mathieu Carras, Stefano Trillo, and Gaetano Bellanca. An fdtd approach to the simulation of quantum-well infrared photodetectors. *Optical and Quantum Electronics*, 2009.
- [46] Luca Stabellini. Fdtd analysis and optimization of surface cavities and quantum well infrared photodetectors. Tesi laurea, Università degli Studi di Ferrara, 2006.
- [47] I. Ribet-Mohamed, N. Guérinaud, S. Suffis-Carretero, M. Tauvy, A. De Rossi, E. Costards, and P. Bois. Effect of oblique incidence on the spectral response of quantum well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 97(023106), 2004.
- [48] H. Schneider and H. C. Liu. *Quantum well Infrared Photodetectors*. Springer, 2007.
- [49] A. De Rossi, E. Costard, N. Guérinau, and S. Rommeluere. Effet of finite pixel size on optical coupling in qwips. *Infrared Physics and Technology*, 44(325), 2003.
- [50] I. Ribet-Mohamed, J. Le Ruzo, S. Rommeluere, M. Tauvy, and N. Guérinau. Advanced characterization of the radiometric performances of quantum well infrared photodetectors. *Infrared Physics and Technology*, 47 :119 :131, 2005.
- [51] Mathieu Carras and Alfredo de Rossi. Field concentration by exciting surface defect modes. *Optics Letters*, 1(31), 2006.
- [52] Luca Stabellini, Mathieu Carras, Alfredo de Rossi, and Gaetano Bellanca. Design and optimization of high- q surface mode cavities on patterned metallic surfaces. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 44(10), 2008.
- [53] S. C. Kitson, W. L. Barnes, G. W. Bradberry, and J. R. Sambles. Surface profile dependence of surface plasmon and gap on metallic surface. *Journal of Applied Physics*, 79(9), 1996.
- [54] S. C. Kitson, W. L. Barnes, and J. R. Sambles. Photonic band gaps in metallic microcavities. *Journal of Applied Physics*, 84(5), 1998.
- [55] P. T. Worthing and W. L. Barnes. Efficient coupling of surface plasmon polaritons to radiation using a bi-grating. *Applied Physics Letter*, 79(19), 2001.
- [56] W. L. Barnes, A. Dereux, and W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424 :824 :830, 2003.
- [57] M. Born and E. Wolf. *Principle of Optics*. Cambridge university Press, 7th edition edition, 1999.

- [58] V. G. Veselago. The electrodynamic of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov. Phys. USPEKHI*, 10 :509–514, 1968.
- [59] J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letter*, 85(3966), 2000.
- [60] N. Zheludev. what diffraction limit? *Nature Materials*, 7 :420–422, 2008.
- [61] X. Zhang and Z. Liu. Superlenses to overcome the diffraction limit. *Nature Materials*, 7 :435–441, 2008.
- [62] Nicholas Fang, Hyesog Lee, Cheng Sun, and Xiang Zhang. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, 308 :534–537, 2005.
- [63] Chiyan Luo, Steven G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry. Subwavelength imaging in photonic crystals. *Physical Review B*, 68(045115), 2003.
- [64] X. Zhang. Image resolution depending on slab thickness and object distance in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens. *Physical Review B*, 70(195110), 2004.
- [65] Zhaolin Lu, Janusz A. Murakowski, Christopher A. Schuetz, Shouyuan Shi, Garrett J. Schneider, and Dennis W. Prather. Three-dimensional subwavelength imaging by a photonic-crystal flat lens using negative refraction at microwave frequencies. *Physical Review Letter*, 95(153901), 2005.
- [66] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre, and B. Gralak. Photonic crystal lens : From negative refraction and negative index to negative permittivity and permeability. *Physical Review Letter*, 97(073905), 2006.
- [67] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letter*, 84(4184), 2000.
- [68] M. Shalaev. Optical negative-index metamaterials. *Nature Photonics*, 1, 2007.
- [69] A. Grbic and G. Eleftheriades. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens. *Physical Review Letter*, 92(117403), 2004.
- [70] Muralidhar Ambati, Nicholas Fang, Cheng Sun, and Xiang Zhang. Surface resonant states and superlensing in acoustic metamaterials. *Physical Review B*, 75(195447), 2007.
- [71] S. Ahmmed, P. Too, B. J. Sealy, and R. Gwilliam. Proton implantation for effective electrical isolation of InP, InGaAs and GaAs : role of variable doses and implant temperatures. In IPRM 14th, editor, *Indium Phosphide and Related Materials Conference*, volume 202, 2002.
- [72] J. P. Donnelly, C. O. Bozler, and R. A. Murphy. Proton bombardment for making GaAs devices. *Circuits manufacturing*, 18 :45–49, 1978.

- [73] Jean-Yves Bengloan. *Amélioration des performances des lasers à cascade quantique : étude du confinement optique et des propriétés thermiques*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [74] S. Hui and S-S. Pei. Brevet américain. 5223704, 1993.
- [75] S. Hui and S-S. Pei. Brevet américain. 5281542, 1994.
- [76] C. Watts and al. Brevet européen. EO 0 564 163 B1, 1996.
- [77] D. Morgan, F. Eisen, and A. Ezis. Prospects for ion bombardment and ion implantation in gaas and inp device fabrication. In *Communication, Speech and Vision, IEE proceeding I*, volume 128, 1981.
- [78] M. Johnston, M. Gal, Na Li ans Z. Chen, X. Liu, Ning Li, W. Lu, S. C. Schen, L. Fu, and H. Tan an C. Jagadish. Interdiffused quantum-well infrared photodetectors for color sensitive arrays. *Applied Physics Letter*, 75(7), 1999.
- [79] L. Fu, H. Tan, C. Jagadish, Na Li ans Ning Li, X. Liu, W ; Lu, and S. C. Shen. Tuning the detection wavelength of quantum-well infrared photodetectors by single high-energy implantation. *Applied Physics Letter*, 78(1), 2000.
- [80] W. Lu, Na Li, L. F. Zhang, S. C. Chen, Y. Fu, M. Willander, L. Fu, H. Tan, and C. Jagadish. Intermixing effect in quantum well infrared photodetector. *Infrared Technology and Applications XXVI*, 4130 :348–352, 2000.
- [81] E. Cottureau, J. Camplan, J. Chaumont, R. Meunier, and H. Bernas. Aramis : an ambidextrous 2 mv accelerator for iba and mev implantation. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B*, 45 :293–295, 1992.
- [82] E. Cottureau, J. Camplan, J. Chaumont, and R. Meunier. Aramis : an accelerator for research on astrophysics, microanalysis and implantation in solids. *Materials Science and engineering B*, 2 :217, 1989.
- [83] H. Bernas, J. Chaumont, E. Cottureau, G. Moroy, C. Clerc, O. Kaitasov, D. Ledu, and M. Salomé. Progress report on aramis, the 2 mv tandem at orsay. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B*, 62 :416–420, 1992.
- [84] H. Boudinov, A. Coelho, H. Tan, and C. Jagadish. Characterization of deep level traps responsible for isolation of proton implanted gaas. *Journal of Applied Phyics*, 93(6), 2003.
- [85] N. Mott. Metal-insulator transition. *Review of Modern Physics*, 40 :677 – 683, 1968.
- [86] Charles Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 1998.
- [87] M. Carras, V. Berger, X. Marcadet, and B. Vinter. Experimental evidence of a mott transition in highky doped two-dimensional confined heterostructures. *Physical Review B*, 70(233310), 2004.

- [88] J. Sabin del Valle, M. de Dios-Leyva, and L. E. Oliveira. Infrared-absorption spectra associated to transitions from donor states to conduction subbands in GaAs-(Ga,Al)As quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 80(2), 1996.
- [89] A. Latgé, N. Porrás-Montenegro, and L. E. Oliveira. $1s - 2p_{\pm}$ infrared absorption spectra of donor-doped quantum wells under electric and magnetic field. *Physical Review B*, 51(19), 1995.
- [90] A. Latgé, N. Porrás-Montenegro, and L. E. Oliveira. Infrared transitions between hydrogenic states in cylindrical GaAs-(Ga,Al)As quantum well-wires. *Physical Review B*, 45(16), 1992.
- [91] D.Z.-Y. Ting, Y.-C. Chang, S. V. Bandara, C. J. Hill, and S. D. Gunapala. Band structure and impurity effects on optical properties of quantum well and quantum dot infrared photodetector. *Infrared Physics and Technology*, 50 :136–141, 2007.
- [92] N. C. Jarosik, B. D. McCombe, B. V. Shanabrook, J. Comas, J. Ralston, and G. Wicks. Binding of shallow donor impurities in quantum-well structures. *Physical Review Letter*, 54(12), 1985.
- [93] H. Helm, F. M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J. P. Harbinson, and L. T. Florez. Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices. *Physical Review B*, 43(17), 1991.
- [94] L. E. Oliveira and R. Pérez-Alvarez. Optical-absorption spectra associated with impurities in GaAs-(Ga,Al)As quantum well. *Physical Review B*, 40(15), 1989.
- [95] N. Nguyen, R. Ranganathan, B. D. McCombe, and M. L. Rustgi. Effect of subband mixing on the energy levels of a hydrogenic impurity in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs double quantum well in a magnetic field. *Physical Review B*, 45(19), 1992.
- [96] J. L. Dunn and E. Pearl. Identification of shallow-donor impurity states in GaAs/AlGaAs multi-quantum wells in moderate magnetic fields. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 3 :8605–8618, 1991.
- [97] G. Bastard. Hydrogenic impurity states in a quantum well : A simple model. *Physical Review B*, 24(8), 1981.
- [98] R. Greene and K. Bajaj. Effect of magnetic field on the energy levels of a hydrogenic impurity center in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs. *Physical Review B*, 31(2), 1985.
- [99] D. Stehr, H. Helm, C. Metzner, and M. Wanke. Microscopic theory of impurity states in coupled quantum wells and superlattices. *Physical Review B*, 74(085311), 2006.

- [100] A. Latgé, N. Porrás-Montenegro, M. de Dios-Leyva, and L. E. Oliveira. Infradonor absorption spectra under external fields in quantum well. *Physical Review B*, 53(12), 1996.
- [101] S. Fraizzoli, F. Bassani, and R. Buczko. Shallow donor impurities in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures : Role of the dielectric-constant mismatch. *Physical Review B*, 41(8), 1990.
- [102] C. Mailhiot, Y.-C. Chang, and T.C. McGill. Energy spectra in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum well structures in the effective-mass approximation. *Physical Review B*, 26(8), 1982.
- [103] D. Stehr, C. Metzner, M. Helm, T. Roch, and G. Strasser. Resonant impurity bands in semiconductor superlattices. *Physical Review Letter*, 95 :257401, 2005.
- [104] J. Silva-Valencia and N. Porrás-Montenegro. Impurity-related optical-absorption spectra in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs superlattices with an in-plane magnetic field. *Physical Review B*, 58(4), 1998.
- [105] P. Tronc, Y. Kitaev, A. Panfilov, M. Limonov, G. Wang, and V. Smirnov. Bound-state symmetries and optical transitions in GaAs/AlAs quantum wells and superlattices with impurities and defects. *Physical Review B*, 61(3), 2000.
- [106] Laurent Thibaudeau. *Théorie et modélisation de détecteurs infrarouge à puits quantiques*. PhD thesis, Université Paris 7, 1995.
- [107] T. C. Shen, G. B. Gao, and H. Morkoç. Recent developments in ohmic contacts for iii-v compounds semiconductors. *Journal of vacuum science technology B*, 10(5), 1992.
- [108] T. S. Kuan, P. E. Batson, T. N. Jackson, H. Rupprecht, and E. L. Wilkie. Electron microscope studies of an alloyed au/ni/au-ge ohmic contact to gaas. *Journal of Applied Physics*, 54(12), 198.
- [109] T. K. Higman, M. A. Emanuel, J. J. Coleman, S. J. Jeng, and C. M. Wayman. Structural analysis of au-ni-ge and au-ag-ge alloyed ohmic contacts on modulation-doped algaas-gaas heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 60(2), 1986.
- [110] C. Lin and C. P. Lee. Comparison of au/ni/ge, au/pd/ge, and au/pt/ge ohmic contacts to n-type gaas. *Journal of Applied Physics*, 67(1), 1990.
- [111] N-P. Chen, H. J. Ueng, D. B. Janes, J. M. Woodwall, and M. R. Melloch. A quantitative conduction model for low-resistance nonalloyed ohmic contact structure utilizing low-temperature-grown GaAs. *J. App. Phys.*, 88(1) :309 – 315, 2000.

- [112] N. Okamoto, T. Takahashi, and H. Tanaka. Nonalloyed ohmic contact to n -GaAs with Ga/Ag quasi-metal-insulator semiconductor structure. *Applied Physics Letter*, 73(6), 1998.
- [113] M. P. Patkar, T. P. Chin, J. M. Woodwall, M. S. Lundstrom, and M. R. Melloch. Very low resistance nonalloyed ohmic contacts using low-temperature molecular beam epitaxy of GaAg. *Appl. Phys. Lett.*, 66(11) :1412 – 1414, 1995.
- [114] I. Mehdi, U. K. Reddy, J. Oh, J. R. East, and G. I. Haddad. Non alloyed and alloyed low-resistance ohmic contacts with good morphology for GaAs using a graded InGaAs cap layer. *Journal of Applied Physics*, 65(2), 1988.
- [115] N. A. Papanicolaou, S. H. Jones, J. R. Jones, and W. T. Anderson. High temperature characteristics of amorphous TiSi_x nonalloyed ohmic contacts to GaAs. *Journal of Applied Physics*, 72(10), 1992.
- [116] Y. Shiraishi, N. Furuhashi, and A. Okamoto. Influence of metal/ n -InAs/interlayer/ n -GaAs structure on nonalloyed ohmic contact resistance. *Journal of Applied Physics*, 76(9), 1994.
- [117] J. M. Woodall, J. L. Freeouf, G. D. Pettit, T. Jackson, and P. Kirchner. Ohmic contact to n -GaAs using graded band gap layers on $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ grown by molecular beam epitaxy. *Journal of vacuum science technology*, 19(3), 1981.
- [118] J. N. Randall, C. H. Yang, Y. C. Kao, and T. M. Moore. Fabrication of electron beam defined ultrasmall ohmic contacts for III-V semiconductors. *Journal of vacuum science technology B*, 7(6), 1989.
- [119] D. C. Look, C. E. Stutz, and K. R. Evans. Unpinning of GaAs surface Fermi level by 200 °C molecular beam epitaxial layer. *Appl. Phys. Lett.*, 57(24) :2570 – 2572, 1990.
- [120] H. Yamamoto, Z-Q. Fang, and D. C. Look. Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial GaAg : Influence of deep donor band. *Appl. Phys. Lett.*, 57(15) :1537 – 1539, 1990.
- [121] H. J. Ueng, V. R. Kolagunta, D. B. Janes, K. J. Webb, D. T. McInturff, and M. R. Melloch. Annealing stability and device application of nonalloyed ohmic contacts using a low temperature grown GaAg cap on thin n^+ GaAs layers. *Appl. Phys. Lett.*, 71(17) :2496 – 2498, 1997.
- [122] D. B. Janes, V. R. Kolagunta, M. Batistuta, B. L. Walsh, R. P. Andres, J. Liu, J. Dicke, J. Lauterbach, T. Pletcher, E. H. Chen, M. R. Melloch, E. L. Peckham, J. M. Woodwall, T. Lee, R. Reifengerger, C. P. Kubiack, and B. Kasibhatla. Nanoelectronic device applications of a chemically stable GaAg structure. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(4) :1773 – 1777, 1999.
- [123] E. F. Scubert, J. E. Cunningham, W. T. Tsang, and T. H. Chiu. Delta-doped ohmic contacts to n -GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 49(5) :292 – 294, 1986.

- [124] P. J. A. Piotrowicz, J. M. C. England J. R. A. Cleaver, C.R. Stanley, and M. C. Holland. Submicron and low-temperature ohmic contacts on δ -doped GaAs. *Apl. Phys. Lett.*, 69(23) :3528 – 3530, 1996.
- [125] J.-T. Lai and J. Y.-M. Lee. Pd/ge ohmic contacts to n -GaAs formed by rapid thermal annealing. *Apl. Phys. Lett.*, 64(2) :2465 – 2467, 1994.
- [126] L.C. Wang, P. H. Hao, J. Y. Cheng, F. Deng, and S. S. Lau. Ohmic contact formation mechanism of the Au/Ge/Pd/ n -GaAs system formed below 200°C. *J. App. Phys.*, 79(8) :4216 – 4220, 1996.
- [127] J. S. Kwak, H. N. Kim, H. K. Baik, J.-L Lee, D. W. Whin, C. G. Park, H. Kim, and K.-E. Pyun. Microstructural and electrical investigations of Pd/Ge/ Ti/Au ohmic contact to n -type GaAs. *J. App. Phys.*, 80(7) :3904 – 3909, 1996.
- [128] J. S. Kwak, H. N. Kim, H. K. Baik, J.-L. Lee, H. Kim, H. M. Park, and S. K. Noh. Thermally stable and low-resistance pdge-based ohmic contacts to high-low doped n -GaAs. *Apl. Phys. Lett.*, 67(17) :2465 – 2467, 1995.
- [129] T. C. Shen, G. B. Gao, and H. Morkoç. Recent developments in ohmic contacts for iii-v compound semiconductor. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(5) :2113 – 1992, 1992.
- [130] L. S. Yu, L. C. Wang, E. D. Marshall, S. S. Lau, and T. F. Kuech. The temperature dependence of contact resistivity on the ge/pd and the si/pd nonalloyed contact scheme on n -gaas. *Journal of Applied Physics*, 65(4), 1988.
- [131] L.C. Wang, P. H. Hao, and B. J. Wu. Low-temperature-processes (150 - 175°C Ge/Pd-based ohmic contacts ($\rho \sim 1 \times 10^{-6} \Omega cm^2$) to n -GaAs. *Apl. Phys. Lett.*, 67(4) :509 – 511, 1995.
- [132] Palik. *Handbook of optical constants of solids, Volume I, II & III*. Academic Press, 1998.
- [133] J. Chandezon, M. T. Dupuis, and G. Cornet. *J. Opt. Soc. Am.*, 72 :839, 1982.
- [134] G. Granet and J. Chandezon. La méthode des coordonnées curviligne appliquée à la diffraction par des réseaux dont le profil est donné par des équations paramétriques : application à la diffraction par un réseau cycloïdal. *Pure Appl. Opt.*, 6 :727–740, 1997.

Conception graphique de la couverture :

Hélène Kélif

06 74 37 93 99 - ln.kelif@gmail.com

www.rdhk-design.com

Résumé - Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques

L'étude du comportement électromagnétique des détecteurs infrarouge à puits quantiques (QWIPs et QCDs) est longtemps resté insuffisant, le développement de ces détecteurs depuis une dizaine d'années s'étant surtout orienté sur l'optimisation du transport dans la couche active. Ce n'est que très récemment qu'un formalisme adéquat au traitement du champ proche a été mis en œuvre pour modéliser ces réseaux. L'étude du réseau de couplage sur ces structures peut désormais bénéficier des travaux de recherche récents sur la plasmonique et les métamatériaux.

L'enjeu de ces recherches est de dépasser la simple fonction de couplage et d'imaginer des structures optiques assurant des fonctions supplémentaires. Nous démontrons notamment la possibilité de discriminer la polarisation de l'émission corps noir avec un réseau unidimensionnel. En se basant sur les propriétés de dispersion des interfaces métal/diélectrique structurées, présentant une bande interdite photonique, nous avons réussi à concentrer l'intégralité du signal incident dans une distance inférieure au quart de la longueur d'onde. Nous proposons d'utiliser cette structure sur des pixels implantés pour augmenter le rapport signal à bruit.

Nous proposons trois solutions technologiques de contact supérieur permettant de remplir aux mieux son double rôle : électrique et optique. Nous nous intéressons également à la modification du photocourant due à la présence d'impuretés dans les puits. Ces travaux devraient permettre à la fois une optimisation plus efficace du couplage électromagnétique ainsi qu'à plus long terme, la mise en œuvre de nouvelles fonctionnalités optiques intégrées au pixel.

Summary - Original coupling structures or quantum well infrared photodetectors

For a long time, the electromagnetic behaviour of quantum well infrared photodetectors (QWIPs and QCDs) was insufficiently studied, and research on these systems has been hitherto rather oriented on the optimization of transport in the active layer. A formalism suitable to near field modeling of these gratings has been developed only quite recently. The study of the coupling gratings on such structures can now take advantage of the recent developments on plasmonics and metamaterials.

The aim of this work is to go beyond the simplistic coupling feature of the grating and design optical structures fulfilling extra roles. To give an example, we demonstrate the possibility of discriminating the polarization of black body emission using a unidimensional grating. Based on the dispersion properties of metal/dielectric corrugated interfaces which exhibit a photonic bandgap, we concentrated all the incident electric field on a distance less than a quarter of wavelength. On an implanted pixel, such an optical structure can be used to increase the signal to noise ratio.

We propose three technical solutions for an upper contact fulfilling the double function of electric contact and optical grating. We also focus on the influence of the well impurities on the photocurrent. We wish that this work will lead both to a better optimization of electromagnetic coupling and to implement new pixel integrated optical functionalities.