

Etude expérimentale et théorique de la réponse angulaire et de la réponse spectrale hors bande de détecteurs infrarouges hautes performances.

Judikaël Le Rouzo

▶ **To cite this version:**

Judikaël Le Rouzo. Etude expérimentale et théorique de la réponse angulaire et de la réponse spectrale hors bande de détecteurs infrarouges hautes performances.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT : . pastel-00003710

HAL Id: pastel-00003710
https://pastel.hal.science/pastel-00003710

Submitted on 22 Jul 2010

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

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

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

par

Judikaël Le Rouzo

Étude expérimentale et théorique de la réponse angulaire et de la réponse spectrale hors bande de détecteurs infrarouges hautes performances

Thèse soutenue le 29 novembre 2007 devant le jury composé de :

M. Yann Boucher	Directeur de thèse
M. Philippe Christol	Rapporteur
M. Bruno Desruelle	
Mme Isabelle Ribet-Mohamed	
M. Emmanuel Rosencher	
M. Harald Schneider	
M. Didier Tiphène	Rapporteur

Remerciements

« Un seul mot, usé, mais qui brille comme une vieille pièce de monnaie : merci ! »
Pablo Neruda.

Voilà le moment tant attendu des remerciements ! Étape ô combien importante dans un manuscrit car à travers ces quelques mots, nous rendons compte d'une aventure de trois années. Un grand merci donc à toutes les personnes qui étaient à mes côtés durant cette thèse. Ce fut beaucoup plus qu'un travail scientifique, ce fut un très grand plaisir de travailler avec vous tous.

Avant d'atterrir à l'ONERA, plusieurs choix de stages s'offraient à moi. Que choisir pour le breton que j'étais et qui se décidait à aller à la capitale. Réponse : les QWIPs et la Normandie ! Isabelle, tu as été la première à me faire confiance et je t'en remercie. Grâce à toi, j'ai évolué dans un environnement plus que propice à la réalisation d'un travail de thèse. Je n'ai pas souvenir d'un moment de doute ou de pessimisme durant ces trois années. Du travail théorique au travail expérimental en passant par la rédaction de thèse et la soutenance, tout s'est toujours très bien déroulé et ce en grande partie grâce à toi. Ta disponibilité, ton optimisme, ta bonne humeur et tous tes bons conseils sont plus que des atouts pour un doctorant. Je n'oublie pas non plus les nombreuses discussions que nous avons eu sur des sujets divers et variés mais toujours très intéressantes. J'ai tendance à croire que ce n'est pas ma thèse mais notre thèse. J'envie tes futurs thésards mais j'aurai toujours l'immense plaisir et l'honneur d'avoir été le premier ! Voilà, je pourrais continuer encore longtemps à te remercier, mais je laisse le soin à notre amitié de faire le reste.

La relation entre le directeur de thèse et le doctorant est très particulière. Sa réussite est le fruit d'un mélange de confiance, de motivation, de transmission des connaissances. Et Yann Boucher a parfaitement réussi à lier tout cela. C'est une chance et un honneur pour moi d'avoir été ton doctorant. Tes nombreuses visites à Palaiseau ont permis d'avoir des discussions physiques passionnantes, ces relations de travail furent d'une efficacité redoutable. Tu fus le professeur (en DEA) et la personne qui me conforta dans l'idée de

m'orienter vers la recherche. Un très grand merci Yann, ce fut un vrai plaisir de travailler avec toi.

J'exprime toute ma gratitude et ma reconnaissance à Emmanuel Rosencher pour le soutien permanent et la confiance qu'il m'a accordés. Ses explications et son enthousiasme lors des discussions scientifiques sont rafraîchissantes pour les jeunes chercheurs.

Mes plus vifs remerciements vont aux membres du jury. Merci à Monsieur Philippe Christol et Monsieur Didier Tiphène qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie Monsieur Bruno Desruelle pour son optimisme et pour son implication dans les thèses DGA. J'exprime également ma plus profonde sympathie au Professeur Harald Schneider, pour l'intérêt qu'il a montré à ce travail.

Plus que des remerciements, j'adresse toute mon amitié à l'équipe CIO. Vous avez, chacun à votre façon, contribué à la réussite de ce travail. Vous méritez le titre honorifique de la meilleure équipe pour cette osmose entre travail et relations humaines. Merci à Riad pour sa légendaire disponibilité et son éternel enthousiasme. La recherche à tes côtés est un véritable plaisir. Merci à Nicolas pour toutes les discussions que nous avons eu sur des sujets aussi variés que la science, la politique, la vie ou encore Hugues Aufray. Merci à Michel, le roi du lift naturel et du film amateur sur BRASIL. Aucun rapport mais beaucoup de progrès à faire dans les deux. Je te rappelle que tu n'as jamais gagné, et donc tu me dois beaucoup... Je te remercie pour ta précieuse aide au niveau expérimental. Toutes les mesures réalisées durant ce travail te doivent énormément. Merci à Marcel pour sa précieuse aide en expérimentation et en progammation informatique. Je lui dois également beaucoup de mes connaissances sur les détecteurs. Merci au roi de la mécanique (et de beaucoup d'autres choses), Eric. Tes conseils et tes explications ont été d'une grande utlité pour l'amélioration des bancs de test. Merci également pour toutes les pièces que tu as réalisées, et je t'en ai demandé beaucoup. Merci également pour toutes les fois où j'étais en panne...Sans toi, ma vieille R5 n'aurait pas tenu le coup aussi longtemps. Je remercie les deux J de l'équipe, Jérôme et Joël, pour toutes les discussions intéressantes échangées ansi que leurs conseils avisés. Votre expérience au sein du laboratoire est une précieuse aide. J'adresse également tous mes remerciements à Patricia, Sabine, Sophie et Sylvie. Ce fut un très grand plaisir de discuter avec vous. Merci à Marc le Mike Tyson bulgare du labo.

Et voici venu le moment des doctorants, anciens et nouveaux, avec qui j'ai partagé beaucoup de moments, dans les bureaux respectifs du haut et du bas. Sylvain qui fut le premier et dernier compagnon de bureau. Il aurait pu être chanteur de reggae sur une planche à voile à Toulouse mais il a préféré le monde des détecteurs. Merci pour tous les bons conseils que tu m'as prodigué sur les détecteurs. Je remercie également Sabrina ou encore Sabruker, pour sa bonne humeur, sa disponibilité et pour tous les bons moments passés ensembles. Tu as eu beaucoup de courage de rédiger ta thèse avec trois garçons dans le même bureau. Je remercie Gregory dit « J-Zay » ou encore « Dr Yons ». Direct issu de la banlieue Mulhousienne, il s'en est fallu de peu pour qu'il ne finisse pas DJ au Squash 3000 ! Heureusement pour la science, il a choisi les nanostructures à l'ONERA (merci Riad).

Et les petits thésards qui restent : Bruno, Emmanuel, Guillaume, Julien, et Sophie.

Grâce à vous, l'ambiance dans les bureaux, était particulièrement agréable. Merci Bruno pour toutes les astuces utiles en LATEX lors de ma rédaction. Bon courage à tous pour la suite de votre thèse et à bientôt pour vos soutenances !

Les personnes de l'équipe ERIO ont également participé à ce travail. Merci à Christophe, Didier, Hélène, Laurent, Mathieu, Philippe et Stéphane. Un merci également à Pierre Simoneau pour ses explications sur le logiciel MATISSE.

Que dire du secrétariat ou de la gestion ? Et bien que sans eux, tout serait beaucoup moins simple et beaucoup moins agréable. Un très grand merci à Valérie d'avoir répondu à toutes mes questions d'ordre administratif et il y en a eu beaucoup !!! Tu es toujours disponible et toujours souriante. Merci également à Christelle, Corinne, Evelyne, Solange et Philippe pour leur aide, leur disponibilité et leur sympathie.

Je remercie également Olivier Gravand du CEA/LIR, Eric Costard et Alexandre Nedelcu de Thales R&T, pour les discussions intéressantes échangées ainsi que pour leurs conseils avisés.

Et bien sûr la famille. Maryse et Jean-Yves, ce fut un très grand plaisir de vous voir lors de la soutenance. Papa, Maman, sans qui je ne serai pas là (je sais c'est une évidence mais il faut le souligner !). Merci de m'avoir toujours laissé l'opportunité de faire ce qui me plaisait. Je n'oublie pas bien sûr Pascaline et Ronan. Un très grand merci également à Serge, Patricia et Nicolas. Merci à tous les amis qui, de près ou de loin, ont participé à cette thèse.

« *À Audrey qui rend la vie si belle.* ».

Table des matières

Remerciements **3**

Table des matières **7**

Table des figures **9**

Liste des tableaux **17**

Table des notations **19**

Introduction **21**

1 Contexte de la détection infrarouge et enjeux de la thèse **25**
1.1 De l'infrarouge aux détecteurs 26
1.2 Les détecteurs quantiques infrarouges 30
1.3 Choix du détecteur infrarouge pour une application donnée 38
1.4 Émergence de nouveaux besoins en termes de caractérisation de détecteurs 42

2 Les détecteurs quantiques étudiés : détecteurs à multipuits quantiques et détecteurs HgCdTe **49**
2.1 Introduction 50
2.2 Généralités sur les détecteurs à multipuits quantiques (MPQ) 51
2.3 Les détecteurs MPQ étudiés 62
2.4 Généralités sur les détecteurs quantiques HgCdTe 69
2.5 Les détecteurs HgCdTe étudiés 72

3 Protocole expérimental et mesures préliminaires **83**
3.1 Points communs aux différents bancs développés 84
3.2 Banc de mesure de réponse angulaire 91
3.3 Banc de mesure de réponse spectrale hors-bande 105

4 Étude expérimentale et théorique de la réponse spectrale hors-bande d'un détecteur MPQ **111**
4.1 Résultats expérimentaux 112
4.2 Approche théorique et démarche de l'étude 114
4.3 Modélisation de la structure sans champ électrique appliqué 117

4.4 Prise en compte du champ électrique aux basses énergies 127
4.5 Résultats et perspectives 131

5 Étude expérimentale et théorique de la réponse angulaire 133
5.1 Étude sur les détecteurs MPQ de l'Institut Fraunhofer IAF « faible-bruit » 134
5.2 Étude sur le détecteur HgCdTe « classique » 147
5.3 Étude sur le détecteur HgCdTe bi-spectral 156

Conclusions et perspectives 159

Annexes : 163

A Principaux acteurs de la détection infrarouge dans le monde 163

B Bruit dans les détecteurs MPQ « faible-bruit » 165

C Modélisation de la réponse angulaire dans un détecteur MPQ 171

Bibliographie 177
Articles 177
Ouvrages 183
Thèses 184
Sites internet 184

Table des figures

1 Évolution du nombre de détecteurs caractérisés au laboratoire. En gris : cumul des détecteurs caractérisés, en noir : nombre de détecteurs caractérisés dans l'année. Les différentes filières caractérisées sont représentées dans le tableau. PV : Photovoltaïque, PC : Photoconducteur, MPQ : Multipuits quantiques. 22

1.1 Luminance spectrique énergétique du corps noir à différentes températures. 27
1.2 Transmission spectrale de l'atmosphère ; visée satellite : haut de l'atmosphère vers le sol ; conditions US Standard. 28
1.3 Structure Zinc Blende du HgCdTe et de l'AlGaAs. a : paramètre de maille (=période spatiale). 31
1.4 Bande interdite de plusieurs semiconducteurs en fonction du paramètre de maille cristalline. 32
1.5 a) Configuration typique d'un détecteur photovoltaïque. b) Caractéristique courant-tension d'un détecteur photovoltaïque sous éclairement et sous obscurité. 34
1.6 a) Principe de fonctionnement d'un photoconducteur et b) caractéristique courant-tension associée ; c) photoconduction intrinsèque (i.e. semiconducteur non dopé). 35
1.7 Schéma de principe d'une matrice de détecteurs hybrides. 37
1.8 Chronologie d'apparition des différents matériaux et alliages pour la détection du rayonnement infrarouge. Evolution du format des matrices de détecteurs infrarouges. 37
1.9 Principales fonctions de mérite des détecteurs infrarouges. i_b : courant de bruit ; A_d : surface du détecteur ; B : Bande passante ; i_F : courant de bruit dû aux fluctuations du fond ambiant ; $F_\#$: ouverture optique ; τ_{opt} : transmission de l'optique ; 40
1.10 Principe du modèle orienté système. 41
1.11 Installation de Timbre-Poste dans l'hélicoptère. Crédit photo : ONERA/ERIO 44
1.12 Images réalisées simultanément par l'instrument Timbre-Poste dans deux bandes spectrales différentes. Crédit photo : ONERA/DOTA/ERIO 44
1.13 Réponse en échelle log du détecteur loin de sa λ_{pic}. 46
1.14 Dépendance de la réponse en fonction de l'incidence. α : ouverture. 47

2.1 Illustration d'un puits quantique de type I. BC : Bande de conduction. . . 52

2.2 Représentation des fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique. Énergie de l'état fondamental : E_1 = 78 meV, Énergie de l'état excité : E_2 = 217 meV. Paramètres : x_{Al}=0,26, b=35nm, d=5nm. 53
2.3 a) Niveaux d'énergie dans un puits quantique à deux états confinés. b) Densité d'états correspondante. c) Relation de dispersion associée. 54
2.4 Tracé de l'absorption entre un niveau lié et un niveau du continuum en fonction de l'énergie du photon ($h\nu$) pour un puits quantique seul. Paramètres : x_{Al}=0,26, b=35nm, d=5nm, Γ=10meV 55
2.5 Diagramme de bande d'un puits quantique. Transitions inter sous-bandes entre les niveaux d'énergie de la bande de conduction ou de la bande de valence. 56
2.6 a) Transition lié-lié, b) Transition lié-libre, b) Transition lié-quasi-résonnant. 56
2.7 Énergies des transitions lié-lié (traits fins), lié-libre (région grisée) et lié-quasi-résonnant (trait épais) dans des puits quantiques de largeur d et contenant x_{Al}% d'aluminium. Image : Rosencher et Vinter, 1998 57
2.8 Mécanismes de relaxation impliquant des phonons optiques. 58
2.9 Effet du champ électrique appliqué sur la structure de bande d'un empilement à multipuits quantiques. 58
2.10 Structure d'un pixel MPQ. Vue en coupe du pixel. 59
2.11 Différents schémas de couplage optiques en réflexion : a) Couplage par réseaux (1D ou 2D), b) Couplage par réflexion aléatoire, c) Couplage par pyramides (« corrugated structures »). 61
2.12 Représentation d'une matrice de détecteurs MPQ avec son circuit de lecture. 62
2.13 Photo du détecteur MPQ sur son support. 62
2.14 Principe de fonctionnement du détecteur MPQ « faible-bruit ». 63
2.15 Photo d'un pixel non connecté observé à la loupe binoculaire. Nous distinguons le plot permettant de réaliser la connexion par thermocompression, ainsi que les motifs du réseau de diffraction (r est le pas du réseau). 65
2.16 Présentation d'un pixel MPQ bi-bande. 66
2.17 Mesures de réponses spectrales pour un pixel sans réseau : a) mesures brutes, b) mesures normalisées par rapport à la longueur d'onde pic. T_{det}=50K et V_{pol}=1V. 67
2.18 Analyse des différentes contributions à la forme de la réponse spectrale d'un pixel avec réseau, en incidence normale. 68
2.19 Mesures de réponses spectrales pour un pixel avec réseau : a) mesures brutes, b) mesures normalisées par rapport à la longueur d'onde pic. T_{det}=50K, V_{pol}=1V. 68
2.20 Principe de fonctionnement d'un détecteur quantique HgCdTe. ZCE : Zone de Charge d'Espace ; E_F : Niveau de Fermi ; $\phi(x)$: flux de photons qui traverse le matériau ; ΔV : différence de potentiel appliquée au détecteur. . 69
2.21 Structure optique d'un pixel HgCdTe. 70
2.22 Représentation de E_g en fonction de x et T. Certaines valeurs de E_g ont été indiquées. 71

2.23 Coefficient d'absorption linéique fonction de la longueur d'onde, à T=80K et pour x=0,29. 72
2.24 Illustration d'un détecteur HgCdTe « classique » à technologie « planar ». Vue en coupe, seuls deux pixels sont visibles. 73
2.25 Modélisation de la structure du pixel HgCdTe « classique » étudié. 73
2.26 Composant HgCdTe sur son support. 74
2.27 Connectique électrique du composant HgCdTe. Les points rouges représentent les pixels connectés : a) sur la croix, b) sur la mini-matrice. Les deux points bleus illustrent deux pixels étudiés, D8 et D70, chacun dans une des deux régions. 75
2.28 Caractérisation courant-tension sous flux du composant HgCdTe dans les cas confiné (triangle) et non confiné (rond). T_{det}=80K, T_{cn}=373K. 76
2.29 Composant HgCdTe bi-spectral sur son support. Crédit photo : CEA -LETI 76
2.30 Illustration d'un détecteur HgCdTe à technologie « mesa ». Vue en coupe, seuls deux pixels sont visibles. 77
2.31 Réponse spectrale normalisée à T_{det}=77K. Les longueurs d'onde de coupure pour la bande 1 et la bande 2 sont respectivement λ_{c1}=3,1µm et λ_{c2}=5µm. Image CEA -LETI, Baylet *et al.*, 2006. 78
2.32 Pixel de technologie « mesa », pas de 30 µm. Image CEA -LETI, Baylet *et al.*, 2006. 79
2.33 Schéma de principe de la structure du détecteur bi-spectral. 79
2.34 Caractéristique courant-tension à 77 K du détecteur HgCdTe bi-spectral. Température de la scène : 300K. 80
2.35 a) Représentation logarithmique de la caractéristique courant-tension, b) Caractéristique résistance dynamique-tension associée à la caractéristique courant-tension précédente. 81

3.1 Photo des différents cryostats utilisés au laboratoire : a) cryostat opérationnel et son compresseur, b) cryostat à bain, c) cryostat à circulation. . . 86
3.2 Connexion électrique entre le détecteur et l'appareillage électrique dans le cas : a) d'une matrice, b) d'une puce de trois mono-éléments. 88
3.3 Montages du type amplificateur transimpédance : a) polarisation directement au niveau du détecteur (préférable si le conditionnement du détecteur le permet), b) polarisation par la borne « + » de l'amplificateur opérationnel. 89
3.4 Principe de fonctionnement de BRASIL, vue de dessus. 91
3.5 Photo de BRASIL, vue de face. 92
3.6 Flux lumineux dans BRASIL, vue de profil. 93
3.7 Illustration du signal de sortie du détecteur en termes de contributions en courant. 94
3.8 Configuration du banc de mesures de réponse angulaire. 95
3.9 Évolution au cours du temps de la température T_{det} du détecteur. 97
3.10 Ecart relatif sur T_{det} entre la première et la dernière série de mesures. . . . 98

3.11 Variation de la température de la source T_{CN} au cours d'une mesure de réponse angulaire. 98
3.12 Abaque sur les températures : a) T_{det}, b) T_{CN}. Valeurs expérimentales en points gris et interpolation linéaire en traits noirs. 99
3.13 Illustration des phénomènes d'hystérésis et de biais sur la position angulaire du détecteur. 100
3.14 Position du composant sur le doigt froid. 101
3.15 Position du mono-détecteur MPQ Fraunhofer IAF dans l'enceinte BRASIL. 102
3.16 Position d'un détecteur matriciel dans l'enceinte BRASIL. 102
3.17 Explication de la correction en cosinus θ. 104
3.18 Principe de fonctionnement du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. Le « Bruker » est purgé à l'azote gazeux (N_2) à pression atmosphérique. 106
3.19 Schéma de principe des mesures de réponses spectrales. 107
3.20 Position du détecteur sur le doigt froid du cryostat, éclairement sous une incidence oblique avec un angle θ=35°. 108
3.21 Transmission du hublot en germanium utilisé dans le cryostat. 109

4.1 Réponse spectrale (en échelle Log) d'un composant MPQ. 113
4.2 Réponse spectrale (en échelle Log) d'un composant MPQ pour différentes tensions de polarisation : 1V ; 1,5V ; 2V et 3V. 114
4.3 Stucture à un puits avec barrières infinies, sans champ électrique. 115
4.4 Prise en compte du champ électrique dans une structure à un puits de dimension finie. 115
4.5 Structure périodique sans champ appliqué. 115
4.6 Structure périodique à MPQ utilisée pour le modèle de Kronig-Penney. . . 118
4.7 Simulation de $f_q(E)(= \cos(qL))$; mise en évidence des minibandes d'énergie. 121
4.8 Relation de dispersion E=f(q) d'une structure périodique à une dimension. 122
4.9 Tracé de la fonction d'onde électronique pour différentes valeurs de l'énergie ; par souci de clarté, seules trois périodes sont représentées. 123
4.10 Tracé de la fonction d'onde électronique dans le puits ; par souci de clarté, seules trois périodes sont représentées. 124
4.11 Densité d'états d'énergie dans la structure pour des énergies supérieures à la hauteur de barrière ; présentation de différentes minibandes d'énergie interdites. 125
4.12 Spectre d'absorption d'un détecteur MPQ calculé pour un seul puits quantique à l'aide des calculs de Liu (1993) (courbe grise) et calculé dans le cas d'une structure périodique MPQ par une approche de Kronig-Penney (courbe noire). Courbes normalisées par rapport à leur maximum. 126
4.13 Comparaison du spectre d'absorption aux hautes énergies, entre la réponse expérimentale (pointillés gris) et l'absorption théorique (trait noir). Position des minibandes interdites. Échelle Log. 127
4.14 Principe de l'effet tunnel assisté par champ électrique. 128

4.15 Simulation de la transmission tunnel assistée par champ électrique. 129
4.16 Effet d'abaissement de la barrière dû au champ appliqué à la structure. . . 129
4.17 Comparaison à basses énergies entre la réponse expérimentale à $V_{\mathrm{pol}} = 1\mathrm{V}$ (pointillés gris) et notre modèle théorique i)absorption théorique (trait gris), ii)photocourant théorique pour deux tensions de polarisations différentes : $V_{\mathrm{pol}} = 1\mathrm{V}$ (trait noir) $V_{\mathrm{pol}} = 2\mathrm{V}$ (trait rouge). Le photocourant prend en compte l'effet Fowler-Nordheim. Échelle Log. 130
4.18 Résultat du modèle et comparaison entre la réponse expérimentale (pointillés gris) et notre photocourant théorique (trait noir).Échelle Log. 131

5.1 Évolution de la densité de courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour différentes températures du détecteur (composant X1482) : 50K, 65K, 77K. 135
5.2 a) Mesure brute obtenue pour le composant X1482 et b) réponse angulaire normalisée après la correction en cosinus θ et la normalisation par rapport à θ=0°. 136
5.3 Étude de la répétabilité sur le composant X1482 (e=0,8µm). Conditions expérimentales : $\mathrm{T_{det}}$=50K et $\mathrm{V_{pol}}$=0,8V. 137
5.4 Mesure sur le composant X1479 sur deux pixels différents. Conditions expérimentales : $\mathrm{T_{det}}$=50K et $\mathrm{V_{pol}}$=0,5V. 137
5.5 Dépendance de la réponse angulaire par rapport à la : a) tension de polarisation ($\mathrm{V_{pol}}$) ; b) température du détecteur ($\mathrm{T_{det}}$) : 50 K (pointillés gris) et 60 K (courbe noire). 138
5.6 Réponse angulaire pour le composant X1479 (e=1µm) et le composant X1482 (e=0,8µm). Conditions expérimentales : $\mathrm{V_{pol}}$=1,6V et $\mathrm{T_{det}}$ = 50K. . 139
5.7 Effet d'ombre dû au support du composant. 140
5.8 a) Rapport entre les réponses angulaires d'un pixel avec réseau et d'un pixel sans réseau du composant X1482 et position des maxima (pointillés gris), b) Trajet lumineux dans le pixel avec les angles associés. λ_0 : longueur d'onde dans le vide ; $\mathrm{n_{GaAs}}$: indice du GaAs ; p : ordre de diffraction ; r : période du réseau. 141
5.9 Coupe d'un pixel éclairé en face arrière. Les différentes étapes de la modélisation sont représentées : 1 : transmission à l'interface air-GaAs, 2 : diffraction par le réseau, 3 : Absorption de la composante selon z du champ. 143
5.10 Transmission à l'interface air−GaAs, pour les polarisations TE et TM. . . 144
5.11 Efficacité de diffraction du réseau en fonction de l'angle d'incidence dans le matériau, pour différentes profondeurs de gravure du réseau : e=1,0µm (trait vert), e=0,8µm (trait rouge), e=0,6µm (trait bleu). 144
5.12 Simulation des coefficients $\mathrm{A^{TE}_{p,q}}$ et $\mathrm{A^{TM}_{p,q}}$ en fonction de l'angle d'incidence sur le composant θ. 145

5.13 Comparaison sur la réponse angulaire entre les mesures expérimentales (corrigées du cos θ) et les résultats de la simulation pour différentes valeurs de la profondeur de gravure du réseau (X1479 : e=1µm, X1482 : e=0,8µm, X1483 : e=0,6µm). f : facteur de remplissage, z_0 : distance entre le réseau et le puits considéré (Annexe C). 146
5.14 Mesure de réponse angulaire sur un détecteur quantique HgdTe : brute (points noirs) et corrigée du cosinus θ (points blancs). Conditions expérimentales : T_{det}=80K et V_{pol}=0V. 147
5.15 Réponse angulaire normalisée du détecteur HgCdTe. Zoom entre 0,90 et 1,04. 148
5.16 Transmission de la première couche d'un empilement typique d'un détecteur HgCdTe. 148
5.17 Modélisation de la structure du composant HgCdTe. 149
5.18 Simulation des coefficients de réflexion en intensité dans le cas de la polarisation : a) TE et b) TM. 151
5.19 a) Réflexion dans le cas de la polarisation TM et indication de deux maxima successifs : θ_1 et θ_2 pour des angles d'incidence positifs ; b) Interférences à deux ondes dans le cas d'une couche à faces parallèles. 152
5.20 Simulation des coefficients d'absorption en intensité dans les cas de la polarisation TM et TE. 154
5.21 Simulation de l'absorption dans un détecteur quantique HgCdTe en fonction de l'incidence et de la polarisation de l'émission infrarouge. 155
5.22 Comparaison modèle (trait noir)/expérience (points gris) de la réponse angulaire du détecteur. 155
5.23 a) Réponse angulaire du détecteur HgCdTe bi-spectral pour deux tensions de polarisation positives à T_{det}=80K. b) Représentation du détecteur mesa et du trajet de la lumière dans la diode 1. 156
5.24 a) Réponse angulaire du détecteur bi-spectral pour deux tensions de polarisation négatives à T_{det}=80K. b) Représentation du détecteur mesa et du trajet de la lumière dans la diode 2. 157

B.1 a) Courant d'obscurité et b) résistance dynamique mesurés pour le composant X1479. 167
B.2 Bruit en courant expérimental (trait plein), et comparaison avec deux des contributeurs : le bruit Johnson du détecteur et le bruit propre de l'amplificateur. 168
B.3 Comparaison du bruit de génération-recombinaison déduit des mesures avec les deux lois théoriques dites en « 2gqI » et en « 4qgI ». 169

C.1 Diffraction par un réseau bidimensionnel croisé en réflexion (incidence normale). La lumière est couplée dans les ordres (p,q) avec p et q entiers. Seuls les premiers ordres sont représentés. 172
C.2 Définition de la fonction g. 173

C.3 Déphasages subis par l'onde incidente en incidence normale et en incidence oblique. 174

Liste des tableaux

1.1 Domaines spectraux de détection infrarouge. 28
1.2 Exemple de deux familles de semiconducteurs utilisés dans la détection quantique infrarouge ; PV : Photovoltaïque, MPQ : Détecteur à multipuits quantiques. 33
1.3 Principes de fonctionnement des différentes filières de détecteur quantique ; PC : Photoconducteur, PV : Photovoltaïque. 36

3.1 Valeurs de flux énergétiques à l'intérieur de BRASIL pour un détecteur HgCdTe. 94

5.1 Valeurs des coefficients intervenant dans la matrice [M] dans les cas d'une polarisation TM et d'une polarisation TE. 151

A.1 Fabricants de matrices de détecteurs quantiques infrarouges et leurs produits (non-exhaustif). SL : Superlattice, BIB : Blocked impurity Band. [1] Les sites internet des constructeurs sont indiqués dans la bibliographie. . . 163

C.1 Efficacités de diffraction pour différentes profondeurs de gravure, en incidence normale. 174

Table des notations

Paramètres les plus utilisés

λ_0	Longueur d'onde dans le vide
λ	Longueur d'onde dans le milieu ($\lambda = \lambda_0/n$)
σ	Nombre d'onde ($\sigma = 1/\lambda_0$)
k_0	Norme du vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$)
k	Norme du vecteur d'onde dans le milieu ($k = 2\pi/\lambda$)
Eg	Largeur de bande interdite d'un semiconducteur (nommée également "BandGap" ou "gap")
ZCE	Zone de charge d'espace

Constantes

$c = 299792458$ m/s	Vitesse de la lumière dans le vide
$k_B \approx 1,381.10^{-23}$ J/K	Constante de Boltzmann
$h \approx 6,626.10^{-34}$ J.s	Constante de Planck
$\hbar = h/2\pi \approx 1,05.10^{-34}$ J.s	Constante de Planck réduite
$m_e \approx 0,91.10^{-30}$ kg	Masse de l'électron dans le vide
$e \approx 1,6.10^{-19}$ C	Charge de l'électron dans le vide

Glossaire détection

Acronyme anglais	Bandes de détection infrarouge	Plages spectrales
NIR	Near InfraRed	0,7-1,5 µm
SWIR	Short Wave InfraRed	1,5-2,5 µm
MWIR	Middle Wave InfraRed	3-5 µm
LWIR	Long Wave InfraRed	8-12 µm
VLWIR	Very Long Wave InfraRed	13-20 µm

Glossaire détection

Notation anglaise		Notation française	
QWIP	Quantum Well Infrared Photodetector	MPQ	Détecteur à Multipuits Quantiques
MCT	Photovoltaic Mercury Cadmium Telluride detector	PV-HgCdTe	Détecteur Photovoltaïque HgCdTe

Glossaire détection

QCD	Quantum Cascade Detector		Détecteur à cascade quantique
APD	Avalanche Photodiode	PDA	Photodiode à Avalanche
QDIP	Quantum Dot Infrared Photodetector		Photodétetecteur à boîtes quantiques
SLIP	Superlattice Infrared Photodetector	SR	Photodétecteur à Super-Réseaux
BIB	Blocked Impurity Band detector		Détecteur à bande d'impureté bloquante
ROIC	ReadOut Integrated Circuit	CL	Circuit de Lecture
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference		Contraste thermique equivalent au bruit
I_{dark}	Dark current	I_{obs}	Courant d'obscurité
$R(\lambda)$	Spectral response	$R(\lambda)$	Réponse spectrale
FTIR	Fourier Transform Infrared Spectrometer		Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier

Introduction

Depuis la découverte des infrarouges par Herschel en 1800[1], de nombreux composants ont vu le jour dans le but d'observer ce rayonnement. Des thermocouples aux détecteurs photoniques en passant par les microbolomètres, les capteurs infrarouges ont fortement évolué au fil des années. La maîtrise des technologies de croissance des matériaux semi-conducteurs, la compréhension des phénomènes physiques tels que les transitions inter sous-bandes, ou encore les progrès considérables de la micro-électronique, permettent aujourd'hui d'avoir des outils matures pour détecter et réaliser de l'imagerie dans l'infrarouge.

Grâce à son rôle d'expertise auprès de la DGA (Délégation Générale pour l'Armement), l'unité CIO (Conception d'Instruments Optiques) du DOTA (Département Optique Théorique et Appliquée) est au cœur du domaine de la détection infrarouge. Les activités de recherche de cette unité peuvent se séparer en deux parties. D'un côté, la conception d'instruments hautes performances, réalisant par exemple de l'imagerie radiométrique, et de l'autre la caractérisation électro-optique de détecteurs[2].

D'un point de vue conception d'instruments infrarouges, les radiomètres imageurs sont des instruments optiques de très hautes performances qui permettent de remonter, pour chaque pixel de l'image, à la luminance de la portion de scène correspondante. Leurs performances dépendent directement de celles du plan focal infrarouge, mais également de la caractérisation électro-optique de celui-ci, qui doit aller bien au-delà de la mesure de paramètres classiques tels que le courant d'obscurité, le rendement quantique, le bruit... En effet, pour pouvoir déduire du courant délivré par un pixel la luminance de la scène, il faut en toute rigueur connaître également la surface efficace de ce pixel, sa réponse spectrale (forme et valeur pic), et sa réponse angulaire (c'est-à-dire la variation de sa réponse en fonction de l'angle d'incidence du flux lumineux).

L'activité de caractérisation des détecteurs comprend à la fois l'expertise de filières industrielles (par ex. : microbolomètres, multipuits quantiques, PV-HgCdTe) et l'orientation de filières technologiques émergentes (par ex. : photodiodes à avalanche, détecteurs à super-réseaux). Chaque famille de détecteur possède ses propres caractéristiques de détection et, au sein d'une même famille, l'étude de caractérisation n'est pas forcément la même suivant le format de la matrice ou tout simplement suivant la bande de détection.

[1] Herschel, 1800

[2] Guérineau *et al.*, 2007

Pour illustrer les activités croissantes de détection infrarouge, la figure 1 indique l'évolution importante du nombre de détecteurs étudiés au sein du laboratoire sur les sept dernières années. Entre 1999 et 2006, le nombre de détecteurs caractérisés est de 33, toutes filières confondues, thermique et quantique (cf. tableau de la figure 1). Notons que les composants testés présentent des caractéristiques différentes telles que le format du détecteur, la bande spectrale, le mode de fonctionnement, la physique de détection, la maturité technologique, l'électronique de détection. Nous voyons à travers cette démarche que l'activité de caractérisation nécessite de multiples compétences tant sur le plan expérimental que théorique : la cryogénie (pour les détecteurs quantiques), l'électronique, l'optique, la physique des semiconducteurs...

À titre d'information, des détecteurs quantiques fonctionnant dans l'U.V. ($300nm$) ont également été caractérisés.

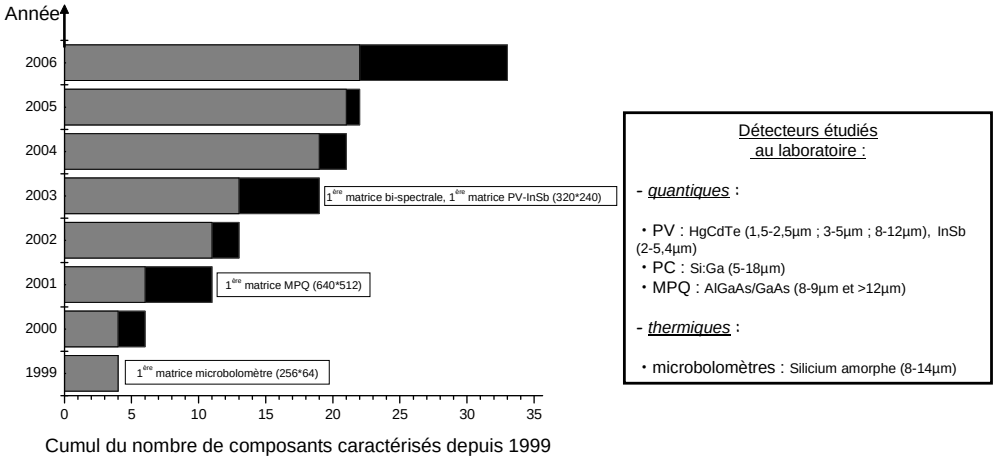


FIGURE 1: Évolution du nombre de détecteurs caractérisés au laboratoire. En gris : cumul des détecteurs caractérisés, en noir : nombre de détecteurs caractérisés dans l'année. Les différentes filières caractérisées sont représentées dans le tableau. PV : Photovoltaïque, PC : Photoconducteur, MPQ : Multipuits quantiques.

Insistons sur le fait que l'évolution rapide des besoins dans le domaine de la détection infrarouge a eu pour conséquence l'émergence de nombreuses filières technologiques différentes[3]. En effet, la diversité des domaines d'application (militaire, médical, astronomie, environnement) et leurs spécificités ne permettent pas d'avoir recours à un seul type de détecteur infrarouge. Chaque filière se positionne alors dans une gamme spectrale de détection. Nous verrons que les fonctions de mérite classiquement utilisées dans ce domaine ne permettent plus de comparer les performances de détecteurs de filières différentes pour une application spécifique.

Il existe donc un nouveau besoin de caractérisations électro-optiques, que cela soit pour comparer les performances des détecteurs pour une application donnée ou pour inverser la mesure fournie par des instruments hautes performances. Dans le cadre de cette thèse,

[3]Rogalski, 2003

deux fonctions de mérite ont été retenues : la réponse angulaire et la réponse spectrale dite « hors bande », qui consiste à étudier la réponse spectrale d'un détecteur loin de la gamme de longueur d'onde pour laquelle il a été optimisé, grâce à une très grande dynamique de mesure.

Objectif de la thèse et déroulement du mémoire

L'objectif de cette thèse a été, d'une part, de développer et mettre en œuvre des bancs de test originaux permettant la mesure de ces nouvelles fonctions de mérite, et d'autre part, de développer les outils théoriques permettant une compréhension fine des phénomènes observés.

Dans un premier temps, nous précisons l'environnement du domaine de la détection infrarouge. Du rayonnement au contexte de la détection en passant par les développements technologiques, le chapitre 1 propose de découvrir ou de redécouvrir ce qui fait la détection infrarouge aujourd'hui. Associés à cette présentation, les enjeux de l'étude sont également précisés dans cette première partie.

Dans un souci d'évaluation de plusieurs filières et pour ne pas perdre en généralité de la démarche, nous avons étudié des détecteurs à multipuits quantiques de différentes sources (Thales R&T[4] et l'Institut Fraunhofer IAF[5]) et des détecteurs quantiques HgCdTe du CEA/LETI[6]. La physique des détecteurs quantiques étudiés ainsi que les caractéristiques de ces derniers sont présentées au chapitre 2.

La réalisation d'un banc de mesure de réponse angulaire spécifique à l'infrarouge a été la première étape de cette étude. Soulignons qu'avant le début de cette thèse, aucun banc de test ne permettait la mesure de la réponse angulaire d'un détecteur infrarouge, même si l'intérêt de ce paramètre avait été identifié par les concepteurs d'instruments optiques aussi bien que par les technologues réalisant des plans focaux infrarouges. La deuxième étape expérimentale de cette étude a été le développement d'un banc de test spécifique aux mesures de réponse spectrale hors bande de détecteurs quantiques. Le protocole expérimental, le principe, la description de ces deux bancs de mesure sont détaillés dans le chapitre 3.

Le chapitre 4 présente les mesures de réponse spectrale hors-bande obtenues sur un détecteur infrarouge à multipuits quantiques de Thales R&T. À la suite de ces mesures, plusieurs observations originales ont attiré notre attention. Une modélisation adaptée a été mise en place afin de rendre compte des phénomènes observés.

Enfin, l'étude théorique et expérimentale de la réponse angulaire des détecteurs quantiques infrarouges est détaillée au chapitre 5. Trois types de composants différents ont bénéficié de cette nouvelle forme de caractérisation électro-optique : des détecteurs à multipuits quantiques issus de la technologie « faible-bruit » de l'Institut Fraunhofer IAF et deux détecteurs quantiques HgCdTe, dont l'un présente la particularité d'être bi-spectral.

[4]http ://www.3-5lab.fr/

[5]http ://www.iaf.fraunhofer.de/

[6]http ://www-leti.cea.fr/

L'analyse des mesures a dû être adaptée aux spécificités de la géométrie des pixels de ces détecteurs. Deux modélisations de la réponse angulaire ont été développées, pour un détecteur à multipuits quantiques et un détecteur quantique HgCdTe respectivement. Une première analyse est proposée pour le troisième détecteur étudié.

Chapitre 1

Contexte de la détection infrarouge et enjeux de la thèse

Sommaire

1.1 De l'infrarouge aux détecteurs **26**
1.1.1 Les caractéristiques du rayonnement infrarouge 26
1.1.2 Les familles de détecteurs infrarouges 29
a Les détecteurs thermiques 29
b Les détecteurs quantiques 30
1.2 Les détecteurs quantiques infrarouges **30**
1.2.1 Semiconducteurs et détection 30
1.2.2 Différents principes de fonctionnement 33
a Détecteur photovoltaïque 33
b Photoconduction et détecteur photoconducteur . . . 34
c Principes de fonctionnement des différentes filières de détecteurs quantiques 35
1.2.3 Circuit de lecture et matrices de détection 36
1.3 Choix du détecteur infrarouge pour une application donnée **38**
1.3.1 Étendue des besoins 38
1.3.2 Fonctions de mérite classiques 39
1.3.3 Modèle orienté système 41
1.4 Émergence de nouveaux besoins en termes de caractérisation de détecteurs **42**
1.4.1 Systèmes optiques de hautes performances 42
a L'imagerie radiométrique 42
b Application spécifique : Timbre-Poste 43
1.4.2 Besoin en mesures de performances ultimes 44
1.4.3 Deux nouvelles fonctions de mérite 46
a La réponse spectrale hors-bande ou étendue 46
b La réponse angulaire 47

1.4.4 Compréhension fine de la physique des détecteurs 47

Dans ce chapitre, nous rappelons les notions indispensables à la compréhension de ce travail de thèse. Dans un premier temps, nous décrivons brièvement les lois du rayonnement infrarouge et les grandes familles de détecteurs infrarouges. Cette étude étant centrée sur l'étude des performances ultimes des détecteurs quantiques, un paragraphe leur est consacré : des matériaux semiconducteurs qui les composent aux principes de fonctionnement, nous en présentons les principales caractéristiques. Les différentes filières de détection quantique sont exposées, sans pour autant chercher à dresser un état de l'art exhaustif des détecteurs, exercice difficile et valable uniquement à un instant donné.

Aujourd'hui, le contexte particulier de la détection infrarouge et la connaissance des performances de ces composants mettent en évidence de nouveaux enjeux. Ceux-ci sont décrits dans la dernière partie de ce chapitre dans laquelle les motivations de l'étude sont également clairement identifiées.

1.1 De l'infrarouge aux détecteurs

1.1.1 Les caractéristiques du rayonnement infrarouge

Tout corps ayant une température supérieure au zéro absolu ($\simeq -273$°C ou 0K) émet, selon sa température, un rayonnement spécifique. Cette énergie est due au mouvement mécanique au sein des molécules, qui dépend de la température du corps. Les mouvements des molécules étant synonymes de mouvements de charges, ils génèrent des radiations électromagnétiques (particules photoniques). Ces photons se déplacent à la vitesse de la lumière et obéissent aux lois optiques établies et connues dans le domaine du visible. On peut les diriger, les focaliser à l'aide de lentilles ou les réfléchir à l'aide de miroirs. Pour les moyennes et basses températures, le spectre de cette radiation se situe sur une plage de longueurs d'onde comprise entre 0,7 et 1000 µm ; il n'est donc normalement pas visible pour l'œil humain. Ce spectre se situe au-dessous (en énergie) de la zone rouge de la lumière visible, d'où la désignation latine *infra* pour le terme infrarouge.

La figure 1.1 présente le cas idéal de la luminance spectrique énergétique du corps noir à différentes températures (50, 80, 150, 293 et 6000K). Ces différentes courbes sont tracées à partir de la loi de Planck décrite ci-dessous :

$$\frac{d}{d\lambda}L(\lambda,T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{\exp\frac{hc}{\lambda k_B T}-1} \qquad (\text{en W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}) \tag{1.1}$$

où h représente la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, k_B la constante de Boltzmann, λ la longueur d'onde dans le vide, T la température absolue du corps noir.

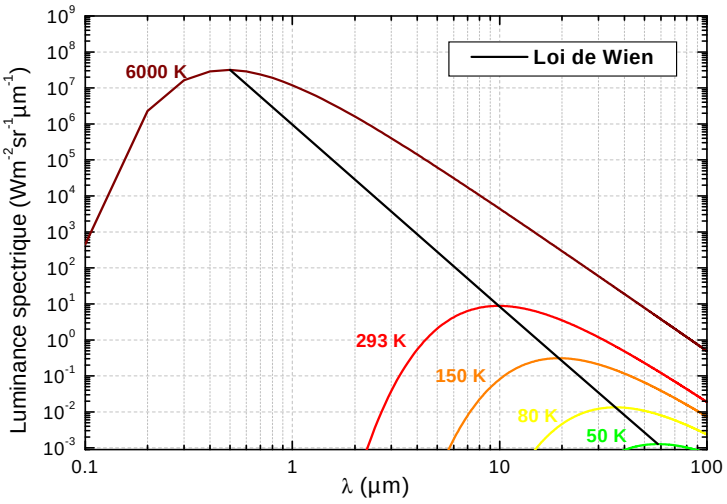


FIGURE 1.1: Luminance spectrique énergétique du corps noir à différentes températures.

Plusieurs observations ressortent de la figure 1.1. Nous constatons tout d'abord que les corps chauds dégagent une énergie partiellement visible. C'est pour cette raison que l'être humain peut voir les objets très chauds (de températures supérieures à 900 K). C'est le cas pour le soleil dont la température apparente est de l'ordre de 6000K. Nous vérifions également que pour des corps à température ambiante (i.e. 293K), le maximum de rayonnement se situe dans l'infrarouge et n'est donc pas visible à l'œil nu. La partie invisible du spectre contient cependant jusqu'à 100 000 fois plus d'énergie.

Par ailleurs, la figure 1.1 montre deux choses importantes. Tout d'abord, du fait qu'à chaque longueur d'onde la luminance spectrique est une fonction croissante de la température, les courbes à différentes températures ne se croisent jamais. Ce point est important car il permet, à partir de la luminance spectrique d'un corps noir à une longueur d'onde donnée, de déterminer la température apparente de ce corps. D'autre part, au fur et à mesure que la température du corps noir augmente, l'énergie maximum se déplace vers des longueurs d'onde de plus en plus courtes suivant la loi du déplacement de Wien, obtenue par dérivation de la formule 1.1 : $\lambda_{max} = \dfrac{2898}{T}$ (en µm).

Enfin, la luminance énergétique totale d'un corps noir L(T) (i.e. intégrée par rapport à λ) ne dépend que de sa température et augmente comme la puissance quatrième de cette dernière. Cette relation a été constatée par Stefan et Boltzmann en 1879 et permet de déterminer exactement la température en se basant sur le signal émis.

Un autre aspect essentiel du rayonnement infrarouge est l'atténuation de son énergie lorsqu'il se propage dans l'atmosphère. L'absorption d'une onde par l'atmosphère est déterminée par différents facteurs tels que la longueur d'onde considérée, les constituants de l'atmosphère (CO_2, H_2O notamment), la longueur du trajet ou encore les conditions climatiques. Pour illustrer ce phénomène d'absorption, la figure 1.2 présente la transmission

spectrale de l'atmosphère[1] dans les conditions dites « US Standard » [2].

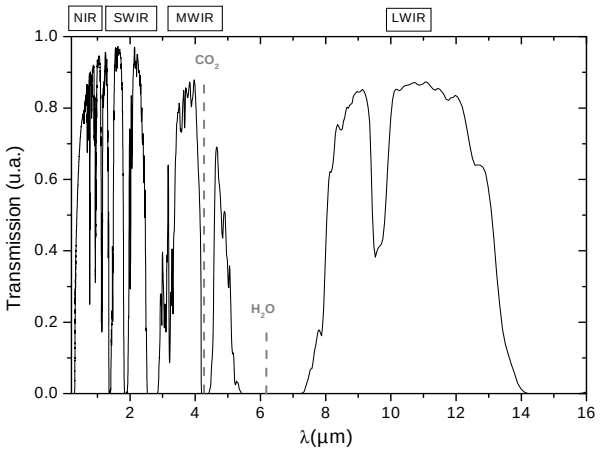


FIGURE 1.2: Transmission spectrale de l'atmosphère ; visée satellite : haut de l'atmosphère vers le sol ; conditions US Standard.

Les bandes d'absorption de H_2O et du CO_2 apparaissent clairement sur cette figure. La vapeur d'eau (H_2O) détermine l'absorption la plus importante dans l'infrarouge. Le gaz carbonique (CO_2) intervient également, à $\lambda = 4,2\mu m$ par exemple, mais avec moins d'intensité. Entre ces bandes d'absorption, il existe des bandes spectrales appelées fenêtres de transmission de l'atmosphère (figure 1.2). Ces bandes conditionnent directement les domaines de détection infrarouge, qui peuvent être définis de la manière suivante :

fenêtres	**longueurs d'onde** (µm)
NIR (Near InfraRed)	0,7-1,5
SWIR (Short Wave InfraRed)	1,5-2,5
MWIR (Middle Wave InfraRed)	3-5
LWIR (Long Wave InfraRed)	8-12
VLWIR (Very Long Wave InfraRed)	13-20

TABLE 1.1: Domaines spectraux de détection infrarouge.

Ces appellations ne sont pas des standards, nous pouvons trouver des dénominations légèrement différentes. En effet, le NIR et le SWIR peuvent se regrouper en une seule bande de détection, la bande I. Le MWIR et le LWIR peuvent s'appeler respectivement la bande II et la bande III. Parmi les différents domaines spectraux de la détection infrarouge, la gamme 8-12 µm est particulièrement intéressante car elle correspond (figure 1.1) au maximum d'émission des corps noirs à température ambiante. De plus la transmission atmosphérique dans cette partie du spectre est très importante (figure 1.2). Cette gamme

[1] Simulation réalisée par le logiciel MATISSE 1.5 développé à l'ONERA

[2] McClatchey *et al.*, 1972

spectrale de détection est donc *a priori* très bien adaptée pour regarder une scène à 293 K (température ambiante). Ce point est cependant à nuancer dans certaines configurations climatiques. En présence de brouillard, la transmission atmosphérique peut être plus faible à 10 µm qu'à 4µm ; un détecteur 3-5 µm est alors envisageable. D'après la loi du corps noir, cette gamme 3-5 µm est également intéressante pour la détection de corps plus chauds (émission de gaz carbonique). Le cas du VLWIR est plus « symptomatique ». D'après la figure 1.1, nous voyons nettement que la détection infrarouge à hautes longueurs d'onde met en évidence des corps froids. Par contre, la figure 1.2 nous indique la mauvaise transmission du rayonnement à travers l'atmosphère pour cette gamme de λ. Cette observation n'est cependant plus vraie si l'on mesure la transmission exo-atmosphérique (i.e. : altitude $>$ 20 km) du rayonnement. La détection en VLWIR s'effectue alors au-dessus de la couche d'absorption du rayonnement infrarouge. Les applications telles que l'astronomie ou la défense sont alors visées.

Pour chaque application, il convient donc de se poser la question du domaine de longueurs d'onde de détection optimale. Si l'on regarde la figure 1.1, nous remarquons que le détecteur infrarouge devrait être réglé sur une bande spectrale aussi large que possible afin de collecter le maximum de flux émis par un corps noir donné. Cependant, pour déterminer la température d'un corps noir, on peut au contraire avoir besoin de mesures à des longueurs d'onde particulières. Le flux reçu par l'instrument étant également fortement dépendant de nombreux facteurs (liés au climat par exemple), nous avons recours à des détecteurs très différents. Aujourd'hui, un nouveau besoin en détection infrarouge est également apparu : pouvoir détecter simultanément plusieurs longueurs d'ondes pour effectuer une « discrimination », c'est-à-dire faire la différence entre deux objets qui, si on les regarde à une seule longueur d'onde, peuvent être confondus. Nous avons ainsi vu ces dernières années l'émergence des détecteurs bi-spectraux ou multispectraux qui permettent d'associer à même détecteur plusieurs bandes spectrales de détection[3].

Ces considérations sur le rayonnement infrarouge et sur la transmission atmosphérique déterminent alors le besoin de capteurs sensibles à ce rayonnement : *les détecteurs infrarouges*[4].

1.1.2 Les familles de détecteurs infrarouges

a Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques sont des récepteurs dans lesquels le flux lumineux est transformé en chaleur par absorption. La mesure de la variation thermique d'un paramètre du matériau délivre le signal. Par exemple, les microbolomètres sont des détecteurs thermiques dans lesquels le signal observé est lié à la variation de la résistivité du matériau en fonction de sa température. Ces détecteurs n'ont pas besoin d'être refroidis, contrairement aux détecteurs quantiques, ce qui leur confère un certain nombre d'avantages liés à l'absence de machine cryogénique : ils sont moins lourds, moins encombrants, moins coûteux

[3]Norton, 1999; Rogalski, 2006

[4]G.Gaussorgues, 1989; Meyzonnette et Lépine, 2003

et ils ont une durée de vie plus élevée. Les domaines d'application des caméras infrarouges thermiques non refroidies à base de microbolomètres sont multiples, notamment dans le domaine de la santé (surveillance des malades dans les hôpitaux, détection précoce de cancers de la peau...) ; également dans le domaine de la sécurité (surchauffe électrique), ou dans l'industrie automobile (amélioration de la détection d'obstacle). Parmi les acteurs mondiaux en détection thermique, notons la société française ULIS[5]. Le lecteur intéressé par une présentation détaillée de ces détecteurs pourra se reporter aux références suivantes (Fieque *et al.*, 2005; Piotrowski et Rogalski, 2004; Blackwell *et al.*, 2004).

Il faut cependant noter que les performances des détecteurs thermiques sont limitées par un temps de réponse assez long (5 à 15 ms pour un microbolomètre) et par une sensibilité limitée. Pour toutes les applications nécessitant des temps de réponse très faibles et/ou une sensibilité élevée, les détecteurs quantiques représentent alors le premier choix.

b Les détecteurs quantiques

Alors que les détecteurs thermiques sont sensibles à l'échauffement d'un matériau, dans les détecteurs quantiques, c'est l'absorption d'un photon infrarouge d'énergie $h\nu$ qui induit une transition électronique entre un état non conducteur et un état conducteur d'un matériau semiconducteur. Cependant, cette absorption photonique ne mène pas au même résultat suivant le détecteur quantique utilisé. Par ailleurs, ces détecteurs doivent être refroidis afin d'empêcher la génération thermique des porteurs de charge. Nous rentrons plus précisement dans les détails de la physique de ces détecteurs dans le paragraphe suivant.

1.2 Les détecteurs quantiques infrarouges

Dans cette partie, nous nous intéressons aux détecteurs quantiques. Des matériaux qui les composent aux différentes filières technologiques en passant par les différentes mises en œuvre, nous posons les bases fondamentales pour en comprendre le fonctionnement.

1.2.1 Semiconducteurs et détection

Les matériaux semiconducteurs appartiennent à la colonne IV (Si, Ge...) de la table périodique des éléments de Mendeleïev[6] ou sont des combinaisons d'éléments appartenant à des colonnes équidistantes de la colonne IV : par exemple des combinaisons d'éléments de la colonne II (Cd, Zn, Hg...) avec des éléments de la colonne VI (Se, Te...) ou de la colonne III (Al, Ga, In...) avec ceux de la colonne V (As, Sb...). La règle est que la moyenne des fractions des éléments donne quatre électrons de valence par atome. Les propriétés des matériaux semiconducteurs sont directement liées à leur structure cristalline, que l'ordre cristallin soit à très longue distance ou non (matériau cristallin, polycristallin

[5]http ://www.ulis-ir.com

[6]http ://www.periodictableonline.org/

ou amorphe). Il existe quatorze réseaux cristallins à trois dimensions : des réseaux à base cubique, hexagonale, rhomboèdrique... Les cristaux semiconducteurs font partie des cristaux cubiques. Les composés binaires III-V et II-VI cristallisent dans la structure Zinc Blende (figure 1.3). Le nombre d'atomes d'une colonne est rigoureusement le même que celui des atomes de l'autre colonne.

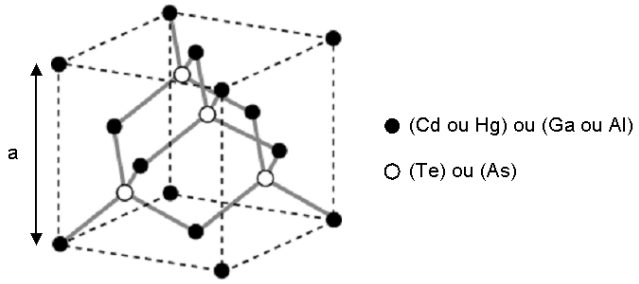


FIGURE 1.3: Structure Zinc Blende du HgCdTe et de l'AlGaAs. a : paramètre de maille (=période spatiale).

La réalisation des composants optoélectroniques repose sur la croissance de ces matériaux semiconducteurs. Les principales techniques de croissance utilisées dans le cadre des détecteurs infrarouges sont le dépôt chimique en phase vapeur à partir de composés métalo-organiques (MOCVD : Metal Organic Chemical Vapor Deposition) et l'épitaxie. Cette dernière consiste à faire croître un matériau monocristallin sur la surface d'un autre matériau monocristallin de même structure cristalline et de même paramètre de maille (ou proche). Il existe plusieurs types d'épitaxie comme l'épitaxie en phase liquide (EPL) ou l'épitaxie en phase vapeur (dont l'épitaxie par jets moléculaires EJM). Pour pouvoir faire croître un semiconducteur sur un autre (hétérostructure), il faut que les matériaux aient des paramètres de maille voisins. Si cette condition n'est pas remplie, la croissance s'accompagne de l'apparition de contraintes (en tension ou en compression), parfois responsables d'une mauvaise qualité cristalline.

La figure 1.4 montre les principales propriétés cristallines (paramètre de maille ou « lattice constant ») et électroniques (largeur de bande interdite ou Eg ou « Bandgap » ou « gap ») pour les semiconducteurs de la colonne IV et pour les composés III-V et II-VI[7]. Nous remarquons tout de suite que certains matériaux possèdent des paramètres de maille similaires, tout en ayant des propriétés électroniques très différentes ; c'est le cas par exemple de la famille (Ga, Al, As), ou encore (Cd, Te, Hg). Cette propriété cristalline est particulièrement intéressante car elle garantit la possibilité de faire croître des alliages ternaires (AlGaAs ou HgCdTe) par épitaxie sur substrat GaAs ou CdTe respectivement.

[7]Moazzami, 2005

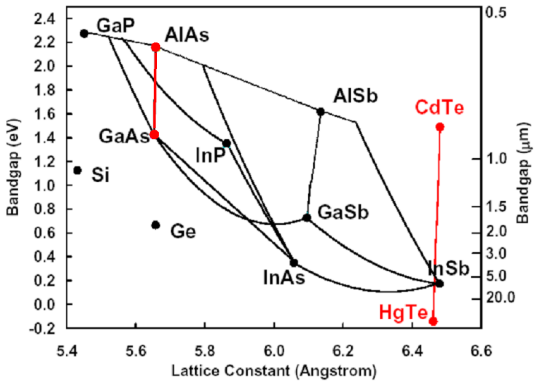


FIGURE 1.4: Bande interdite de plusieurs semiconducteurs en fonction du paramètre de maille cristalline.

Intéressons-nous au cas de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}As$ (arséniure d'aluminium et de gallium). Tout d'abord, nous pouvons remarquer que la variation est de 0,16 % entre le paramètre de maille de GaAs (a=5,653 Å) et celui d'AlAs (a=5,662 Å). Cette similitude cristallographique conditionne la croissance de couches alternées de GaAs et d'$Al_xGa_{1-x}As$ sans aucun défaut de structure et ceci quelle que soit la composition x en élément Al. Si nous regardons de plus près les propriétés électroniques des matériaux GaAs et AlAs, nous remarquons une nette différence pour la valeur de Eg. Le gap d'$Al_xGa_{1-x}As$ varie alors entre le gap de GaAs (1,42 eV) et celui d'AlAs (2,3 eV) proportionnellement à la concentration x d'aluminium (pour $x < 0{,}45$)[8].

Prenons maintenant le cas de l'alliage ternaire $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (tellurure de mercure et cadmium). C'est un alliage entre CdTe (tellurure de cadmium)) et HgTe (tellurure de mercure). La variation du paramètre de maille entre CdTe et HgTe (semimétal) est également très faible, de l'ordre de 0,3 %. En contrôlant les proportions de cadmium et de mercure, on obtient le matériau semiconducteur $Hg_{1-x}Cd_xTe$ dont on peut faire varier la largeur de bande interdite (Eg) entre celle de CdTe et celle de HgTe. Le paramètre x représente la composition en élément cadmium. La largeur de bande interdite du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ varie avec cette composition x mais également avec la température. L'expression la plus courante de Eg est donnée par Hansen et al[9]. Depuis, de récents travaux sur l'expression de Eg portant sur une meilleure précision expérimentale ont été réalisés par Moazzami et al[10]. Les hétérostructures $Hg_{1-x}Cd_xTe$ et $Al_xGa_{1-x}As$ nous intéressent particulièrement car elles permettent la réalisation des détecteurs quantiques infrarouges étudiés dans ce mémoire. Les principales données sur ces matériaux sont récapitulées dans le tableau 1.2.

[8]Rosencher, 1992; Adachi, 1985

[9]Hansen *et al.*, 1982

[10]Moazzami *et al.*, 2005

	CdTe	*HgTe*	*GaAs*	*AlAs*
Composés	II-VI		III-V	
Eg (eV)	1,6	−0,3	1,42	2,3
Paramètre de maille (Å)	5,481	5,461	5,653	5,662
Alliage	$Hg_{1-x}Cd_xTe$		$Al_xGa_{1-x}As$	
Technologie de croissance	EPL, EJM		EJM, MOCVD	
Exemples de filières de détection	PV-HgCdTe		MPQ	

TABLE 1.2: Exemple de deux familles de semiconducteurs utilisés dans la détection quantique infrarouge ; PV : Photovoltaïque, MPQ : Détecteur à multipuits quantiques.

Il existe cependant beaucoup d'autres semiconducteurs utilisés pour réaliser des détecteurs. Nous pouvons par exemple citer InSb, PbSe, PtSi, Si:Ga (Silicium dopé Gallium). Pour de plus amples informations sur ce domaine, le lecteur pourra se tourner vers des références spécialisées[11]. Après cette introduction sur la composition de certains détecteurs quantiques, nous allons préciser leurs modes de fonctionnement.

1.2.2 Différents principes de fonctionnement

Les détecteurs quantiques se classent généralement en deux familles distinctes selon la mesure électrique effectuée. On parle de détecteurs photovoltaïques et photoconducteurs.

a Détecteur photovoltaïque

Un détecteur photovoltaïque (PV) repose sur une jonction *pn* à l'intérieur d'un semiconducteur inhomogène, qui génère une barrière de potentiel où règne un fort champ électrique et d'où sont chassés les porteurs de charge (zone désertée ou zone de charge d'espace ZCE). Si le détecteur est polarisé en inverse, il fonctionne en photodiode. Lorsque des photons d'énergie suffisante pénètrent dans le semiconducteur, ils peuvent créer des photoporteurs en excès dans le matériau (paires électrons-trous). Chaque paire créée se traduit par la circulation dans le circuit extérieur d'une charge élémentaire. Une alternative à la jonction *pn* est la structure *pin* représentée sur la figure 1.5.a (structure pin avec matériau intrinsèque faiblement dopé n). Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque, les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides. De plus, le champ électrique dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode très sensible.

[11] Sze, 1985; Rosencher et Vinter, 1998

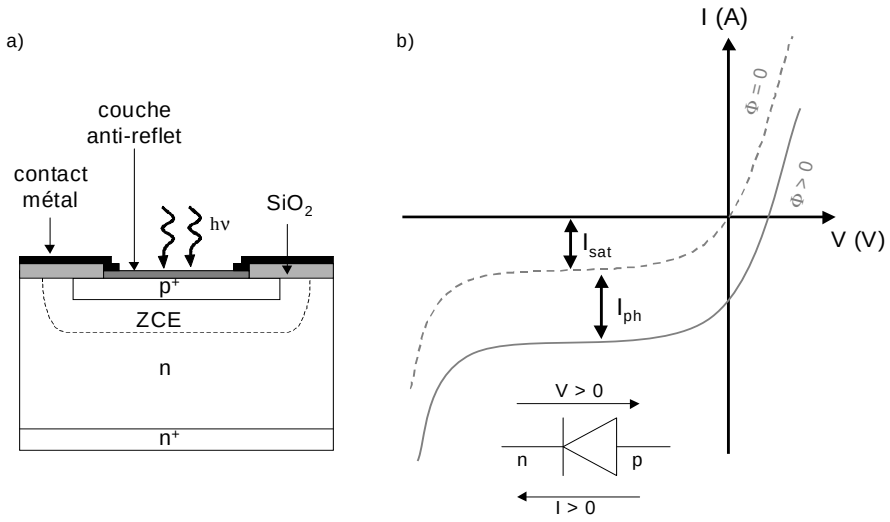


FIGURE 1.5: a) Configuration typique d'un détecteur photovoltaïque. b) Caractéristique courant-tension d'un détecteur photovoltaïque sous éclairement et sous obscurité.

La figure 1.5.b présente la caractéristique courant-tension d'un détecteur photovoltaïque (fonctionnement en photocourant). Celle-ci se modifie lorsque le détecteur est soumis à un flux de photons. On observe alors une augmentation du courant avec l'apparition du courant photonique I_{ph}. Le principe de fonctionnement du détecteur photovoltaïque HgCdTe sera détaillé dans le chapitre 2.

b Photoconduction et détecteur photoconducteur

Un photoconducteur (PC) est constitué d'un barreau de semiconducteur homogène, dopé ou non, avec deux contacts électriques aux extrémités. Ces contacts permettent d'appliquer un champ électrique dans le barreau, de collecter les électrons d'un côté et d'en réinjecter autant de l'autre côté pour garantir la neutralité électrique du matériau. Si un photon d'énergie supérieure au gap ($h\nu > E_g$) est absorbé, un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction et crée une paire électron-trou, qui augmente la conductibilité du matériau : c'est le mécanisme de photoconduction. Un photoconducteur est en fait une résistance qui varie sous éclairement. Une polarisation extérieure est nécessaire pour exploiter cette variation de résistance. Donc, si le photoconducteur est polarisé, la variation de conductibilité induite par l'éclairement se traduit par une variation de courant I (figure 1.6). À titre d'exemple, les détecteurs Si:Ga sont des photoconducteurs extrinsèques de type p (Ga est un accepteur) ; i.e. la transition électronique s'effectue de la bande de valence à un niveau d'énergie d'impureté. Les détecteurs à multipuits quantiques (MPQ) se classent dans la catégorie des photoconducteurs dans le sens où il faut appliquer une tension de polarisation pour avoir un signal (différent des PV qui possèdent un champ interne et délivrent un courant pour une tension de polarisation nulle). Cependant et contrairement aux PC, la couche active du détecteur MPQ est une hétérostructure à base de semiconducteurs.

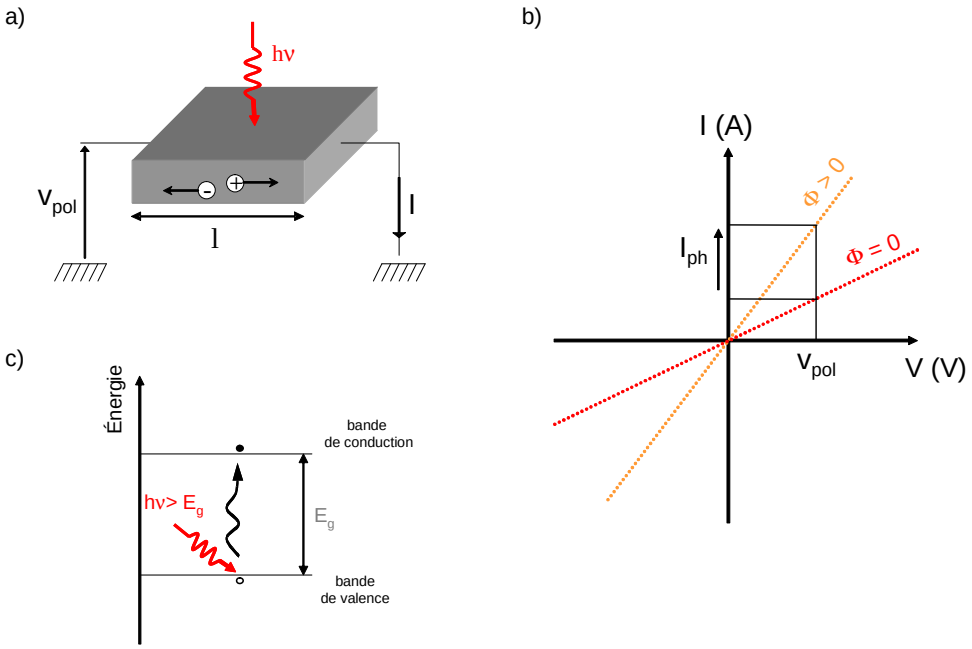


FIGURE 1.6: a) Principe de fonctionnement d'un photoconducteur et b) caractéristique courant-tension associée ; c) photoconduction intrinsèque (i.e. semiconducteur non dopé).

c Principes de fonctionnement des différentes filières de détecteurs quantiques

Les détecteurs MPQ et les détecteurs PV-HgCdTe sont les deux filières de détecteurs quantiques infrarouges que nous allons étudier (cf. chapitre 2). Il existe cependant d'autres filières de détecteurs quantiques telles que les super-réseaux (SL : Superlattice photodetector)[12], les détecteurs infrarouges à boîtes quantiques (QDIP : Quantum Dot Infrared Photodetector)[13], les photodiodes à avalanche (APD : Avalanche PhotoDiode)[14], les détecteurs à bande d'impureté bloquante (BIB : Blocked Impurity Band detector)[15]. Nous pouvons également citer les détecteurs à cascade quantique (QCD : Quantum Cascade Detector)[16] basés sur une structure périodique, composée de multipuits quantiques couplés. Bien que chacun de ces détecteurs fonctionne différemment, ils sont directement ou indirectement liés au mode photovoltaïque ou au mode photoconducteur. Les différents principes de fonctionnement de ces détecteurs sont brièvement résumés dans le tableau 1.3.

[12] Bürkle et Fuchs, 2002; Rodriguez, 2005
[13] Ryzhii, 1996
[14] Norton, 2002
[15] Van Cleve *et al.*, 1994
[16] Gendron *et al.*, 2004

Détecteur quantique	Principe de fonctionnement
Super-réseaux	PV avec empilement InAs/GaSb
Photodétecteurs à boîtes quantiques	PV avec empilement GaAs/InGaAs/InAs
Photodiodes à avalanche	PV avec zone de multiplication
Détecteur à cascade quantique	PV à empilement AlGaAs/GaAs
Détecteur à bande d'impureté bloquante	PC extrinsèque (silicium dopé) avec barrière bloquante

TABLE 1.3: Principes de fonctionnement des différentes filières de détecteur quantique ; PC : Photoconducteur, PV : Photovoltaïque.

Pour réaliser de l'imagerie infrarouge, nous avons besoin de traiter le signal du détecteur obtenu en réponse au flux lumineux incident. En effet, il est vain de parler détection sans tenir compte de l'aspect lecture et de ses limitations associées. Cette partie qui s'ajoute au bloc détection que l'on vient de voir (i.e. matériau absorbant, mode de fonctionnement du semiconducteur) est détaillée dans le paragraphe suivant.

1.2.3 Circuit de lecture et matrices de détection

Actuellement, la grande majorité des matrices de détecteurs infrarouges est conçue suivant une architecture dite hybride du type de celle présentée sur la figure 1.7[17]. Elles sont constituées de deux éléments distincts :

- √ Une zone de détection constituée de M×N détecteurs élémentaires dont le rôle consiste à transformer le flux de photons incident en une image « électrique ».
- √ Une zone de traitement du signal obtenue à l'aide d'un circuit intégré réalisé en technologie silicium. Ce circuit communément appelé circuit de lecture (CL ou ROIC pour ReadOut Integrated Circuit) sert à collecter et traiter le signal de chaque détecteur, et à le convertir dans un format exploitable par l'électronique de mesure (en général une tension appelée signal vidéo).

Cette architecture offre deux avantages. Premièrement, elle permet d'utiliser le matériau le mieux adapté pour la détection tout en bénéficiant de la maturité de la technologie silicium dans le domaine du traitement du signal. Ensuite, elle permet d'atteindre des facteurs de remplissage optique (fraction de la surface du détecteur qui participe effectivement à la détection) proches de 100 %.

La technique la plus couramment employée pour connecter point à point la mosaïque de détecteurs élémentaires au circuit de lecture utilise des contacts électriques par l'intermédiaire de microbilles en indium. Il faut souligner que le circuit de lecture est un élément essentiel de la matrice qui influence fortement ses performances. Ainsi, pour répondre aux besoins de plus en plus exigeants, les concepteurs imaginent des circuits de lecture toujours plus sophistiqués. Nous pouvons citer l'intégration dans la puce électronique de fonctions participant à la réduction du bruit telles que le double échantillonnage corrélé

[17] Caës, 1992

ou la génération des sources de tension bas bruit[18]. Nous trouvons également aujourd'hui des matrices qui possèdent la fonction de conversion analogique-numérique dans le plan focal[19].

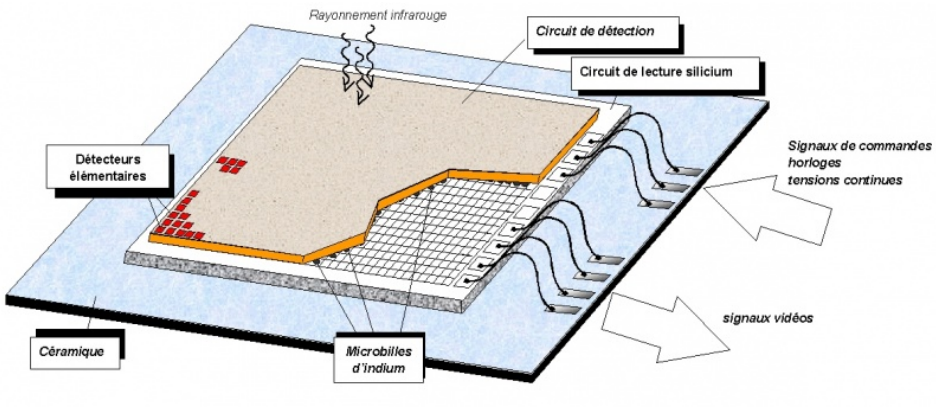


FIGURE 1.7: Schéma de principe d'une matrice de détecteurs hybrides.

La figure 1.8 présente les divers matériaux utilisés pour la détection infrarouge et met en avant les formats matriciels des détecteurs depuis plus de soixante ans. Il faut noter que cette évolution est divisée en trois parties, chacune associée à une génération de détecteurs. Cette classification est relative à l'évolution de l'électronique de traitement (2ème génération) et à l'apparition de formats matriciels élevés (mégapixel) incluant des fonctions optiques dans le plan focal infrarouge et des fonctions sophistiquées de traitement du signal (3ème génération). Très performants, ces nouveaux composants imposent de nouvelles techniques de caractérisation électro-optique[20]. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point un peu plus loin dans ce chapitre.

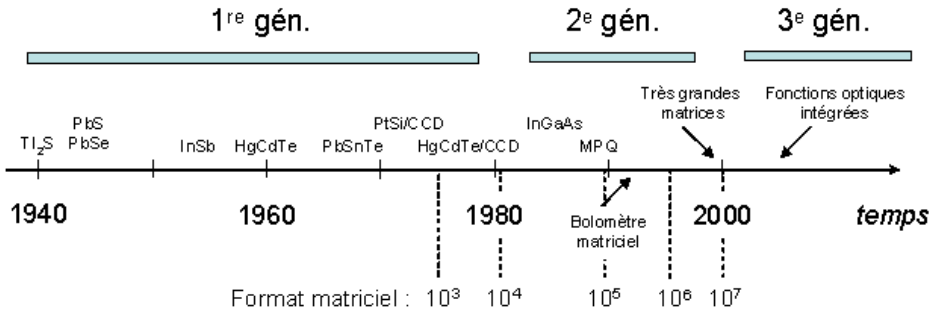


FIGURE 1.8: Chronologie d'apparition des différents matériaux et alliages pour la détection du rayonnement infrarouge. Evolution du format des matrices de détecteurs infrarouges.

[18]Pain *et al.*, 1993

[19]Fowler *et al.*, 1998; Nesher et Klipstein, 2006

[20]Guérineau *et al.*, 2007

La figure 1.8 appelle un autre commentaire sur le degré de maturité des détecteurs. Parmi les différentes technologies de détecteurs quantiques, certaines ne sont pas encore intégrées dans des caméras infrarouges ; elles font cependant l'objet de nombreuses recherches. Les photodiodes à avalanche (APD) sont très utilisées dans le domaine des télécommunications où la détection se situe dans le proche infrarouge : 1,3 et 1,55 µm. Cependant, pour permettre la détection dans l'infrarouge moyen, plusieurs laboratoires (dont le CEA/LETI) développent des photodiodes à avalanche à base de HgCdTe. Il existe donc différents degrés de maturité sur ces technologies. Des problèmes de croissance pour les photodétecteurs à boîtes quantiques (QDIP) ou des problèmes de passivation sur les super-réseaux en sont des exemples supplémentaires. Une liste non-exhaustive des acteurs et des avancées les plus récentes sur différentes filières de détecteurs quantiques infrarouges est présentée en annexe (A).

Il faut noter que les caractérisations des détecteurs ne sont pas nécessairement réalisées sur des matrices. En effet, les technologues réalisent des composants de test sous format mono-détecteur. L'étude s'effectue alors sur un seul pixel et non plus sur l'ensemble des pixels de la matrice. La lecture du signal s'en trouve donc simplifiée : nous venons directement lire le signal sur le pixel connecté réduisant ainsi l'électronique de traitement. Nous pouvons alors étudier le circuit de détection seul, sans l'influence du circuit de lecture. Autre avantage, les technologues ont la possibilité de faire varier des paramètres technologiques pour étudier leur influence. Il faut cependant noter que le comportement d'un pixel seul n'a pas toujours le même comportement qu'un pixel de matrice. Généralement, nous commençons l'étude des détecteurs sur ces mono-éléments dans l'optique d'une approche heuristique.

Des caractéristiques du rayonnement infrarouge aux généralités sur les détecteurs quantiques infrarouges, nous venons de décrire le contexte de la détection infrarouge d'aujourd'hui. Après ces généralités, il nous faut maintenant faire le lien avec la problématique de ce travail.

1.3 Choix du détecteur infrarouge pour une application donnée

Nous venons de voir qu'il existe un nombre important de détecteurs quantiques infrarouges proposant chacun des performances intéressantes. De plus, le nombre d'applications relatives à la détection infrarouge est en constante augmentation. Dans ce contexte, comment déterminer le détecteur le mieux adapté pour telle ou telle application ? Ce choix s'avère souvent difficile car il dépend d'un grand nombre de paramètres.

1.3.1 Étendue des besoins

Le paragraphe 1.1.1 sur le rayonnement infrarouge du corps noir a déjà permis d'expliciter le travail sur le choix de la bande spectrale du détecteur en fonction de la scène

observée. Les options envisagées étaient les suivantes :

- √ Détection large bande pour collecter le maximum de flux.
- √ Détection à des longueurs d'onde spécifiques pour mesurer la température d'un corps ou pour détecter des corps aux signatures spectrales étroites.
- √ Détection multispectrale (plusieurs longueurs d'onde dans une même bande) ou multi-bandes (plusieurs bandes différentes) pour la discrimination.

Insistons sur la difficulté de cette première étape du choix de la ou des longueurs d'onde de détection. À ce niveau, nous devons définir ce que l'on entend par *signature infrarouge*. Chaque objet possède en effet sa propre « identité » thermique, due non seulement au rayonnement infrarouge qu'il émet, mais aussi aux phénomènes de réflexion et de diffusion sur son corps. La détection devient alors complexe car il faut réussir à séparer ces différentes contributions pour pouvoir déterminer précisement ce que l'on observe. Ceci implique par exemple de connaître la réflectivité des matériaux qui composent l'objet à observer. Cette signature thermique des objets est particulièrement importante dans le domaine militaire. Prenons l'exemple des avions repérables par détection infrarouge par les gaz brûlants qui sortent des tuyères. La signature infrarouge de ces avions est donc bien connue. Pour éviter d'être reconnu « thermiquement », un travail sur la géométrie des avions et sur l'échauffement des matériaux constitutifs de l'appareil est alors nécessaire pour tenter de réduire (voire d'annuler) son émissivité infrarouge. On appelle cela la furtivité infrarouge.

La signature infrarouge d'un objet nous donne donc implicitement la plage spectrale du rayonnement infrarouge à détecter. Mais les caractéristiques de la scène observée et de l'atmosphère ne suffisent pas à définir ce que l'on appelle couramment un scénario ou encore une application donnée. Il faut intégrer la notion de porteur (i.e. mesure faite à partir d'un avion, d'un satellite, du sol), déterminante sur l'encombrement, la durée de vie, la puissance électrique requise pour le détecteur, la tolérance par rapport aux vibrations, aux fluctuations thermiques, aux irradiations... Face à l'extrême variété du besoin, nous comprenons bien qu'un seul type de détecteur ne peut répondre à toutes les problématiques. Ceci a pour conséquence, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.2, l'existence de nombreuses filières de détection.

1.3.2 Fonctions de mérite classiques

Maintenant, comment choisir un détecteur en fonction d'une application spécifique ? Il existe pour cela plusieurs indicateurs de performance. C'est ce que l'on appelle les fonctions de mérite, parmi lesquelles nous pouvons citer le courant d'obscurité I_{obs}, la réponse spectrale $R(\lambda)$, le rendement quantique (η), le bruit...

Certaines de ces grandeurs, répertoriées sur la figure 1.9, ont été introduites dans le but de pouvoir comparer les différents détecteurs. C'est le cas de la détectivité spécifique $D^*(\lambda)$, qui traduit le rapport signal à bruit (RSB) intrinsèque au détecteur ; ou encore de la différence de température correspondant au bruit (NETD : Noise Equivalent Temperature Difference), qui représente le plus petit contraste thermique qui peut être détecté dans

la scène. Les technologues utilisent couramment la détectivité spécifique pour pouvoir comparer les performances des détecteurs issus de différents laboratoires. La NETD, quant à elle, est devenue un gage de qualité pour une caméra infrarouge. Il faut cependant souligner que ces valeurs de NETD et de $D^*(\lambda)$ dépendent très fortement des conditions de mesure (ouverture numérique, cadence d'acquisition, température de la scène observée...). En pratique, il est quasiment impossible de comparer des détecteurs de filières différentes, ce qui a été démontré par Guérineau *et al.* (2004). L'étude montre que pour deux filières différentes (un microbolomètre et un détecteur MPQ), les valeurs de la NETD peuvent être comparables alors que les principaux paramètres de détection sont différents (bande spectrale, angle de vue et taille pixel). Concrètement, pour une application donnée (qui implique une température de scène, une bande spectrale et un angle de vue donnés), il n'est pas possible d'utiliser des fonctions telles que la NETD ou la D*, déterminées dans des conditions expérimentales différentes, pour choisir la technologie la mieux adaptée.

Désignation	Symbole	Formule et unité courante	Définition
Sensibilité (*Responsivity*)	R_W	$R_W(\lambda) = \frac{q}{hc/\lambda}\eta(\lambda)$ $(A.W^{-1})$	Traduit la capacité du détecteur à convertir un flux incident en une grandeur électrique (un courant en général).
Flux équivalent au bruit (*Noise Equivalent Power*)	NEP	$NEP(\lambda) = \frac{i_b}{R_W(\lambda)}$ (W)	Flux incident pour lequel le rapport signal détecté sur bruit vaut 1.
Détectivité (*Detectivity*)	D	$D(\lambda) = \frac{1}{NEP(\lambda)}$ (W^{-1})	Inverse du flux équivalent au bruit.
Détectivité spécifique (*Specific Detectivity*)	D*	$D^*(\lambda) = \frac{\sqrt{A_d}\sqrt{B}}{NEP(\lambda)}$ $(W^{-1}.cm.\sqrt{Hz})$	Produit de D par $(A_d .B)^{1/2}$ où Ad est la surface de détection et B la bande passante de détection
Détectivité limite (*Background Limited Infrared Detector*)	BLIP	Pour $\lambda < \lambda_{pic}$ $D^*_{BLIP} = \frac{R_W}{\sqrt{2ei_F B}}\sqrt{A_d}\sqrt{B}$ $(W^{-1}.cm.\sqrt{Hz})$	Régime pour lequel le bruit du détecteur est limité par les fluctuations du flux de photons incidents.
Contraste thermique équivalent au bruit (*Noise Equivalent Temperature Difference*)	NETD	$NETD = \frac{4F_\#^2}{\pi\tau_{opt}} \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{A_d}\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} D^*(\lambda).\frac{\partial L(\lambda,T)}{\partial T}d\lambda}$ (K)	Contraste thermique d'une scène pour lequel le rapport signal détecté sur bruit vaut 1.

FIGURE 1.9: Principales fonctions de mérite des détecteurs infrarouges. i_b : courant de bruit ; A_d : surface du détecteur ; B : Bande passante ; i_F : courant de bruit dû aux fluctuations du fond ambiant ; $F_\#$: ouverture optique ; τ_{opt} : transmission de l'optique ;

De plus, ces fonctions de mérite ne disent pas si le composant existe en format matriciel, ni la maturité de la technologie (par ex. le taux de pixels morts atteignable en format matriciel en sortie d'une ligne de production). En conclusion, les fonctions de mérite usuelles ne suffisent plus quand il s'agit de trouver la filière de détection qui donnera les meilleures performances à un instrument donné.

1.3.3 Modèle orienté système

Pour prédire les performances des détecteurs issus de différentes filières, l'ONERA a développé un modèle « capteur », ou modèle orienté système.

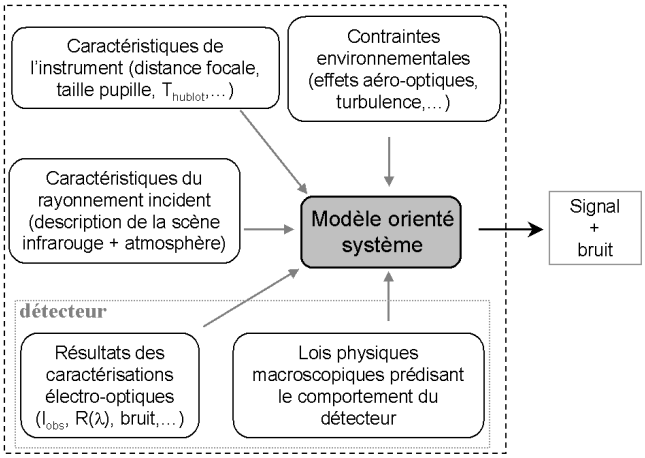


FIGURE 1.10: Principe du modèle orienté système.

La figure 1.10 présente le principe du modèle orienté système : à partir de données sur la scène et l'atmosphère d'une part, et sur l'instrument d'autre part (taille de la pupille, focale, temps d'intégration maximal, données sur le détecteur), ce modèle prédit un RSB en sortie d'instrument. Ce modèle permet de comparer les performances des différents détecteurs candidats en conditions réelles car il intègre tous les paramètres possibles relatifs à la matrice (bande spectrale, format de la matrice, taille pixel, bruit du CL,...). C'est même un véritable outil de dimensionnement préliminaire de l'instrument lui-même.

Revenons à la figure 1.10 qui montre la nécessité de renseigner ce modèle à l'aide de paramètres ou d'un ensemble de grandeurs, qu'elles soient expérimentales ou théoriques. Les paramètres relatifs au détecteur peuvent se séparer en deux parties : d'une part le résultat des caractérisations électro-optiques (mesures de courant, mesures de bruit...) et d'autre part les lois physiques régissant les détecteurs et prédisant leur comportement. Ce schéma nous rappelle également l'importance des données sur le rayonnement incident (flux, bande spectrale...), de la connaissance du milieu (atmosphère, scène) et des conditions environnementales.

Insistons sur la phase de caractérisation électro-optique des plans focaux infrarouges. Elle consiste en une série de mesures réalisées en laboratoire, qui doivent permettre de prédire le signal délivré par le détecteur (et le bruit associé), une fois celui-ci intégré dans l'instrument. Cela nécessite l'établissement de protocoles de mesures, l'acquisition de bancs de test étalonnés, le développement d'électroniques dédiées aux mesures et le traitement de données expérimentales volumineuses. En effet, un plan focal infrarouge échantillonne une scène suivant plusieurs dimensions (spatiale, radiométrique, temporelle et spectrale) avec des résolutions associées qu'il faut évaluer, et ce pour des conditions d'utilisation qui changent avec l'application.

Comme nous l'avons vu, il existe déjà un ensemble de mesures permettant de renseigner ce modèle. Mais l'apparition d'instruments infrarouges de hautes performances met en évidence de nouveaux besoins en matière de caractérisation électro-optique, comme nous allons le voir au paragraphe 1.4.

1.4 Émergence de nouveaux besoins en termes de caractérisation de détecteurs

1.4.1 Systèmes optiques de hautes performances

a L'imagerie radiométrique

L'analyse de l'imagerie infrarouge peut se voir de deux manières différentes : d'un côté l'imagerie qualitative et de l'autre l'imagerie radiométrique. La première correspond à la majorité des applications classiques, et vise à détecter, reconnaître ou identifier des lieux ou des objets grâce à une image la plus nette possible de la scène observée. La deuxième consiste à faire de l'imagerie tout en déterminant la luminance émise par chaque point source. Nous nous plaçons ici du côté de l'imagerie radiométrique qui est essentiellement réalisée par des systèmes optiques de hautes performances. Nous venons de voir que dans le cadre du modèle orienté système, il nous faut déterminer le signal fourni par le détecteur en réponse à divers paramètres. Dans cette optique, nous devons réaliser différentes mesures qui permettront de connaître toutes les grandeurs reliant le courant délivré par un pixel (i,j), noté I_{det}, à une luminance spectrique photonique, notée $\partial L/\partial\lambda$ (cf. équation 1.1) en entrée du bloc de détection (devant l'optique), en écrivant :

$$I_{\mathrm{det}}^{i,j}(T_{\mathrm{det}}, V_{\mathrm{pol}}) = i_{\mathrm{scène}}^{i,j}(V_{\mathrm{pol}}) + i_{\mathrm{fond}}^{i,j}(V_{\mathrm{pol}}) + i_{\mathrm{obs}}^{i,j}(T_{\mathrm{det}}, V_{\mathrm{pol}}) \quad , \tag{1.2}$$

avec :

$$i_{\mathrm{scène}}^{i,j} = \tau_{\mathrm{op}} \times A_d^{i,j} \times \Omega^{i,j}(\theta^{i,j}) \times \eta^{i,j}(\lambda) \times R_{\mathrm{ang}}^{i,j}(\theta^{i,j}) \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{\mathrm{spec}}^{i,j}(\lambda) \frac{\partial L}{\partial \lambda}(\lambda) d\lambda \tag{1.3}$$

où (i,j) correspondent aux coordonnées du pixel sur la matrice. Les courants i_{fond} et i_{obs} correspondent respectivement au courant du détecteur dû au fond instrumental et au courant d'obscurité du détecteur. Examinons les paramètres de l'équation 1.3 qui nous donne le courant utile $i_{\mathrm{scène}}$. τ_{op} correspond au facteur de transmission de l'optique située devant le détecteur. A_d représente la surface effective de détection, liée au pas d'échantillonnage de la matrice (qui est une donnée constructeur) et au facteur de remplissage, estimé grâce à la mesure de fonction de transfert de modulation (FTM : cf. paragraphe 1.4.2). A_d peut varier d'un pixel à l'autre suivant la position (i,j) de celui-ci. Le facteur Ω représente l'étendue géométrique, reliée à l'angle d'incidence θ sur le détecteur. η représente le rendement quantique moyen du détecteur sur la bande spectrale $[\lambda_1, \lambda_2]$. Dans le cas d'un détecteur PV-HgCdTe, ce paramètre peut varier d'un pixel à l'autre suivant la

composition en cadmium (x_{Cd}). L'angle d'incidence se retrouve également dans la réponse angulaire du pixel R_{ang} (définie au paragraphe 1.4.3.b) qui dépend de la position du pixel sur la matrice. Le terme R_{spec} décrit la forme de la réponse spectrale du détecteur. Cette réponse peut fluctuer d'un pixel à l'autre suivant par exemple la géométrie du pixel ou le phasage du réseau dans le cas d'un détecteur MPQ[21].

À travers cette équation, nous voyons l'importance des caractérisations électro-optiques pour remonter au signal délivré par le détecteur en réponse à un flux lumineux incident. Parmi ces mesures, nous pouvons citer la réponse spectrale et la réponse spatiale (FTM), deux fonctions de mérites nécessaires au modèle. Intéressons-nous également au paramètre Ω. Les systèmes optiques de hautes performances sont généralement des systèmes à champ large pour lesquels les résultats classiques de radiométrie sont modifiés en fonction de l'angle de champ considéré. Dans ce cas, l'éclairement (relié à l'étendue géométrique) dans le plan image suit une loi qui varie comme la puissance quatrième du cosinus de l'angle. Ceci n'est cependant pas vérifié pour les systèmes optiques actuels et pose le problème de l'influence de l'incidence du flux lumineux sur la réponse du détecteur. Des mesures de réponse du détecteur en fonction de l'angle d'incidence sont donc nécessaires pour compléter l'équation 1.3 en toute rigueur.

L'imagerie radiométrique performante associée au contexte particulier de la détection infrarouge, met donc en avant des besoins importants en termes de caractérisation de détecteurs.

b Application spécifique : Timbre-Poste

Pour illustrer le paragraphe précédent, prenons l'exemple de l'instrument Timbre-Poste NG (Télescope d'Imagerie Multispectrale à Barrettes REgistrées Pour l'Observation Satellitaire de la TErre Nouvelle Génération), développé et mis en œuvre par l'ONERA. Cet instrument est un radiomètre imageur, monté sur une plate-forme gyrostabilisée Wescam qui assure la stabilité de la ligne de visée pendant l'enregistrement de l'image (figure 1.11). Il se compose de deux voies infrarouges et d'une voie visible à hautes résolutions spatiale et radiométrique. Les détecteurs infrarouges intégrés au système ont été spécialement réalisés pour répondre aux besoins de ce projet. En 1998, une prouesse technologique a été réalisée pour concevoir ces détecteurs qui se présentent sous la forme de barrettes de 1500 pixels. Timbre Poste a deux vocations distinctes et il existe en fait deux instruments : TP Sol et TP Vol. Ce dernier est destiné au relevé d'images utilisées pour la conception des moyens futurs d'observation, tant satellitaires que pour la reconnaissance aérienne. Les images sont prises depuis un hélicoptère, en visée verticale, à une altitude variant entre 500 m (altitude pour les besoins de « reconnaissance aérienne ») et 3500 m (altitude pour les besoins satellitaires). C'est l'avancement de l'hélicoptère qui assure la deuxième dimension de l'image : celle-ci est de type « push-broom », i.e. la génération de l'image est assurée par le déplacement du capteur.

[21] de Rossi *et al.*, 2003

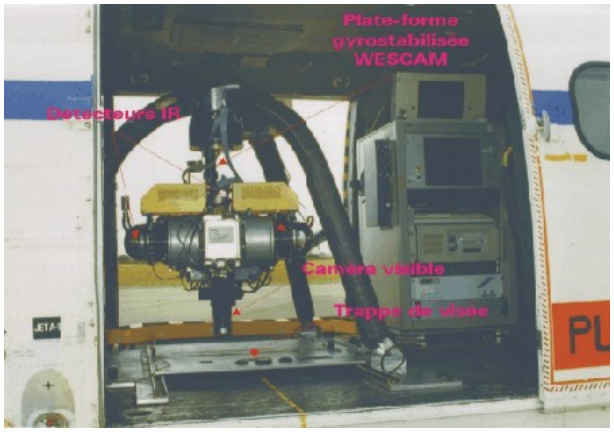


FIGURE 1.11: Installation de Timbre-Poste dans l'hélicoptère. Crédit photo : ONERA/ERIO

La figure 1.12 présente le type d'images que l'on peut obtenir avec Timbre-Poste. Les deux détecteurs infrarouges utilisés sont des barrettes PV-HgCdTe détectant respectivement dans la gamme 3-5 µm (MWIR) et dans la gamme 8-12 µm (LWIR). L'analyse de ces images est difficile car fortement dépendante des objets de la scène et des données climatiques. La plupart du projet Timbre-Poste étant classifié confidentiel, nous ne pouvons pas présenter d'images plus probantes et plus faciles à interpréter. Cependant, les images de la figure 1.12 sont fortement représentatives des performances des détecteurs utilisés dans Timbre-Poste (très haute résolution spatiale, large bande de détection).

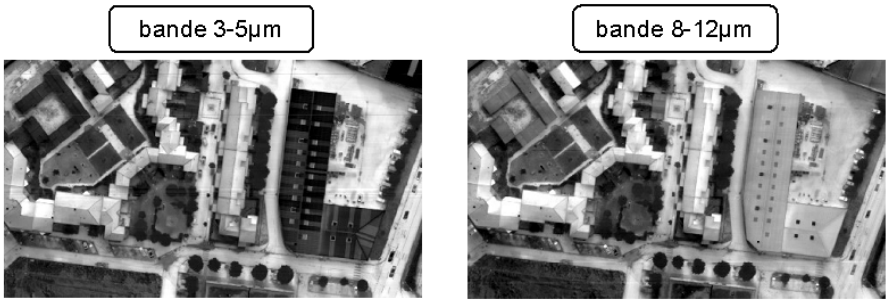


FIGURE 1.12: Images réalisées simultanément par l'instrument Timbre-Poste dans deux bandes spectrales différentes. Crédit photo : ONERA/DOTA/ERIO

1.4.2 Besoin en mesures de performances ultimes

Avec l'exemple de Timbre-Poste, il apparaît un besoin en nouvelles caractérisations électro-optiques :

√ Soit à cause de la fonction même de l'instrument (imagerie radiométrique). Il est alors nécessaire de connaître A_d, R_{ang} et R_{spec} pour chaque pixel.

√ Soit à cause de spécificités liées au détecteur hyper-performant dédié à cet instrument. Par exemple, la taille de la barrette de détection implique des angles d'incidence élevés.

Ces nouvelles caractérisations sont liées aux très hautes performances des détecteurs utilisés et des applications visées. Nous appelons ces nouvelles fonctions de mérite les *performances ultimes*.

Pour illustrer cette approche, nous allons parler de l'analyse de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) par effet Talbot[22]. La FTM est une fonction de mérite bien connue du concepteur de caméras puisqu'elle rend compte de la capacité d'un imageur à résoudre des détails fins dans une scène. Les démarches usuelles de mesure de FTM se heurtent à des difficultés de mise en œuvre (besoin d'objectif infrarouge par exemple) et d'interprétation des mesures. D'où le besoin d'une nouvelle forme de caractérisation plus performante. De plus, les capteurs les plus performants demandent plus qu'une simple caractérisation typique d'un détecteur, mais aussi la connaissance de fluctuations autour de cette mesure. Une approche originale de l'analyse de la FTM a été développée à l'ONERA[23]. Cette méthode dite « globale » extrait une réponse spatiale moyenne, représentative de l'ensemble des pixels de la matrice. À partir de cette définition, un banc de caractérisation a été développé sur le principe de la projection de traits par effet Talbot, sans optique (propriété d'auto-imagerie). L'expérience consiste à projeter un ensemble de traits lumineux régulièrement espacés d'un réseau de diffraction éclairé en transmission par une onde plane monochromatique. Aujourd'hui mature, cette nouvelle mesure électro-optique permettant l'évaluation de la réponse spatiale des détecteurs est devenue une référence dans la démarche de caractérisation d'un détecteur infrarouge matriciel. À partir de cette réussite, l'idée est venue de développer d'autres bancs de test performants pour la caractérisation de détecteurs associés aux nouveaux besoins en matière de détection infrarouge.

La réalisation de détecteurs comprenant des fonctions optiques directement intégrées dans le plan focal[24] est un exemple du rôle important des activités de conception dans la fabrication des détecteurs de demain. Les activités de conception d'instruments infrarouges permettent d'avoir conscience des besoins en détecteurs infrarouges liés à des applications bien précises. Les activités menées sur les détecteurs infrarouges en collaboration avec les différents technologues permettent de connaître à chaque instant l'état de l'art, et même de l'anticiper à l'horizon de quelques années. D'où l'intérêt principal de ces performances ultimes : l'optimisation de filières naissantes de détection. Pour cette étude, nous nous intéressons à la partie caractérisation de détecteurs quantiques. Cependant, les enjeux de ce travail sont directement reliés à la conception de nouveaux instruments infrarouges hautes-performances. Plus précisément, nous nous sommes consacrés à deux fonctions de mérite particulières que nous détaillons ci-dessous.

[22] Guérineau, 1999

[23] Chambon, 1997; Guérineau, 1999

[24] Rommeluère, 2007

1.4.3 Deux nouvelles fonctions de mérite

a La réponse spectrale hors-bande ou étendue

Expérimentalement, la réponse spectrale d'un détecteur est obtenue en comparant la réponse de ce détecteur à un signal de référence, et ce pour une onde incidente quasi monochromatique de longueur d'onde λ. Pour le technologue, cette courbe donne des renseignements utiles sur les phénomènes optiques d'interférences et de diffraction mis en jeu dans le pixel. De plus et comme nous l'avons déjà vu, la réponse spectrale d'un détecteur est indispensable à la phase de caractérisation des détecteurs. La maîtrise des appareils de spectroscopie infrarouge permet de réaliser sans trop de problème ce type de mesure. Cependant, le contexte actuel de la détection infrarouge fait apparaître de nouveaux besoins en termes de réponse spectrale de détecteurs comme par exemple les mesures de cartographies hyperspectrales (étude de la réponse spectrale pour chaque pixel d'une matrice)[25].

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à un autre type de réponse spectrale : la réponse du détecteur loin de la longueur d'onde pic (λ_{pic}) pour laquelle il a été optimisé. Cela est en effet très intéressant pour déterminer le taux de réjection et en déduire la nécessité d'un filtre optique devant le détecteur ou un éventuel problème de recouvrement spectral. Cet effet pourrait s'avérer gênant pour toutes les nouvelles applications hyper ou multispectrales où l'on cherche à détecter dans différentes gammes de détection. Le principe de cette étude est schématisé sur la figure 1.13. Soit le cas d'un détecteur dont la réponse maximale est obtenue pour une longueur d'onde λ_{pic}. Notre question est de savoir quelle sera la réponse de ce détecteur pour une longueur d'onde $\lambda^{'}$ située loin de λ_{pic} ; i.e. déterminer la réponse spectrale du détecteur ($R^{'}$) en dehors de son habituelle gamme de détection (ici $R(\lambda)$ autour de λ_{pic}). Cette étude de la réponse spectrale hors-bande est détaillée dans le chapitre 4 .

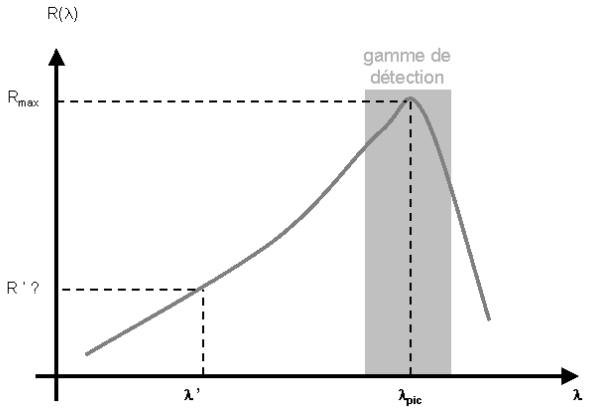


FIGURE 1.13: Réponse en échelle log du détecteur loin de sa λ_{pic}.

[25]Ribet-Mohamed *et al.*, 2005b

b La réponse angulaire

La réponse angulaire d'un détecteur correspond à sa courbe de réponse en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau quasi parallèle. En général, nous supposons que cette réponse angulaire est constante sur un domaine correspondant à l'angle de vue utile d'un bloc de détection délimité par son écran froid. Cependant, aujourd'hui, les instruments optiques pour l'infrarouge sont des instruments de hautes performances, souvent embarqués, qui reposent sur l'utilisation de détecteurs infrarouges à la pointe de la technologie (cf. exemple de Timbre-Poste). Plusieurs aspects caractérisent ces instruments et notamment la notion d'instrument grand champ et de grande ouverture (cf. figure 1.14). La question se pose alors de la validité de la réponse des détecteurs infrarouges utilisés dans ces instruments lorsque le flux lumineux arrive sous une incidence élevée. C'est ce que nous appellerons la réponse angulaire des détecteurs, qui sera détaillée dans le chapitre 5.

La figure 1.14 illustre cette problématique. Prenons le cas d'un pixel placé en bord du plan focal de détection (ici une matrice de détection) ; le système optique situé en amont du détecteur donne lieu à des incidences élevées (θ). L'exemple de l'optique dans l'instrument Timbre-Poste est significatif de cette problématique et à l'origine du besoin en réponse angulaire. Pour de grands formats de matrices, dans lesquelles les détecteurs en bord de champ sont éclairés à des incidences élevées (pouvant aller jusqu'à 60 voire 70°), ou pour des structures de détection complexes (plans focaux bi-spectraux par exemple), la mesure de cette réponse angulaire devient alors aussi importante que celle d'une réponse spectrale. Pour déterminer cette réponse, un banc de mesure de réponse angulaire dédié aux détecteurs infrarouges refroidis a été développé (chapitre 3).

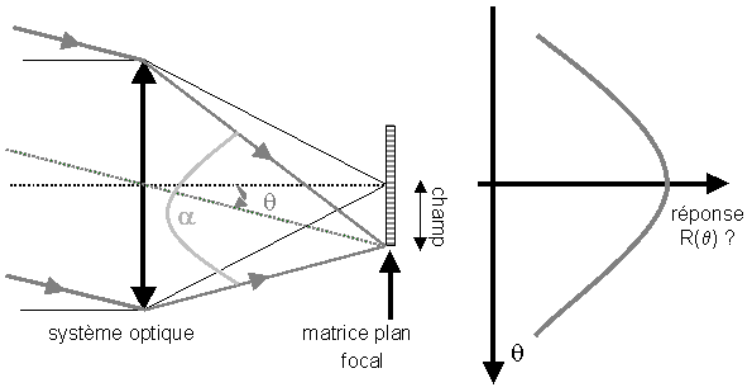


FIGURE 1.14: Dépendance de la réponse en fonction de l'incidence. α : ouverture.

Nous venons de voir deux nouveaux paramètres d'intérêt : la réponse spectrale hors-bande et la réponse angulaire. Développer les bancs de test adaptés à leur mesure a constitué une étape-clé de cette thèse.

1.4.4 Compréhension fine de la physique des détecteurs

Comme nous l'avons vu, le développement de nouveaux bancs de test permettant la mesure des performances ultimes des détecteurs infrarouges est indispensable pour réaliser

des instruments hautes performances. Mais ces mesures originales permettent d'aller bien au-delà. Elles peuvent en effet se révéler très riches en informations, comme par exemple sur le couplage optique, les effets d'interférences dans le pixel... De plus, et à condition d'être correctement interprétées, elles peuvent permettre d'améliorer, en concertation avec les technologues, les structures existantes, voire de concevoir des détecteurs à rupture technologique. La caractérisation électro-optique « globale » (i.e. expérimentale et théorique) devient alors un atout majeur dans la conception des détecteurs futurs.

Un objectif prioritaire de cette thèse a été de comprendre finement chaque mesure réalisée. D'un point de vue théorique, les performances ultimes de ces composants infrarouges sont limitées par des phénomènes microscopiques complexes. Ceux-ci doivent être analysés et interprétés dans l'optique de comprendre le fonctionnement des détecteurs quantiques infrarouges en réponse aux mesures originales. Nous verrons également au chapitre 4 que nos mesures ont parfois révélé des effets surprenants au premier abord. Nous nous sommes alors plongés dans la théorie pour comprendre leur origine.

CONCLUSION

Ce premier chapitre a permis de poser les bases de la détection infrarouge, des caractéristiques du rayonnement infrarouge au principe de fonctionnement des détecteurs quantiques infrarouges. Ces derniers présentent un intérêt particulier pour les instruments de hautes performances, tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. De par l'évolution rapide des performances de ces composants, il est primordial de maîtriser les techniques de caractérisation électro-optique. Il apparaît même un besoin pour de nouvelles fonctions de mérite que nous appelons performances ultimes. Le choix de la réponse angulaire et de la réponse spectrale étendue a ainsi été justifié. En parallèle à ces mesures, nous devons également développer des outils performants pour la compréhension des phénomènes physiques à l'intérieur de ces détecteurs. C'est dans ce contexte particulier que nous avons imaginé de nouvelles méthodes d'étude des performances des détecteurs quantiques refroidis. Les chapitres suivants s'attèlent donc à décrire ce travail de recherche.

Chapitre 2

Les détecteurs quantiques étudiés : détecteurs à multipuits quantiques et détecteurs HgCdTe

Sommaire

2.1 Introduction **50**
2.1.1 Choix des filières MPQ et HgCdTe 50
2.1.2 Différentes approches pour modéliser ces détecteurs 51
2.2 Généralités sur les détecteurs à multipuits quantiques (MPQ) **51**
2.2.1 Puits quantiques 51
a Ingénierie quantique 52
b Structure électronique des puits quantiques 52
c Densité d'états 54
d Absorption 54
2.2.2 Transitions inter sous-bandes 55
2.2.3 Structure d'un pixel à MPQ 58
2.2.4 Couplage de la lumière incidente dans un détecteur à multipuits quantiques 60
2.3 Les détecteurs MPQ étudiés **62**
2.3.1 Détecteur MPQ « classique » de Thales R&T 62
2.3.2 Détecteur MPQ « faible-bruit » de l'Institut Fraunhofer IAF . 63
a Structure du détecteur et principe de fonctionnement 63
b Présentation des composants étudiés 64
c Intérêt de trois composants différents 65
d Caractéristiques électro-optiques préliminaires . . . 66
2.4 Généralités sur les détecteurs quantiques HgCdTe **69**
2.4.1 Principe de fonctionnement 69
2.4.2 Empilement multicouches 70
2.4.3 Absorption de la couche HgCdTe 70

2.5 Les détecteurs HgCdTe étudiés **72**
2.5.1 Détecteur HgCdTe « classique » à technologie « planar » . . . 72
a Structure du composant 72
b Connectique électrique 74
c Caractéristique courant-tension 75
2.5.2 Détecteur bi-spectral HgCdTe à technologie « mesa » 76
a Description du composant 76
b Technologie « mesa » 77
c Principe de fonctionnement 77
d Caractéristique courant-tension 80

Dans ce chapitre, le choix des détecteurs est justifié puis leur fonctionnement est décrit. Il s'agit d'aller plus en détail qu'au chapitre précédent, sans pour autant faire une présentation exhaustive. Le lecteur intéressé pourra pour cela se reporter aux ouvrages de référence cités dans le chapitre. Les composants étudiés sont ensuite eux-mêmes présentés : format, connexion électrique, mise en œuvre et mesures préliminaires sont détaillés. Un tableau de synthèse reprend en conclusion les informations à retenir et les mesures effectuées sur chacun de ces composants.

2.1 Introduction

2.1.1 Choix des filières MPQ et HgCdTe

Le chapitre précédent a permis d'annoncer l'objectif de cette thèse, à savoir développer et mettre en œuvre les bancs de test originaux pour mesurer la réponse angulaire d'une part, et la réponse spectrale hors bande d'autre part, et ce pour tout type de détecteurs infrarouges quantiques refroidis. La question s'est néanmoins posée de savoir sur quels composants il convenait de réaliser les premières mesures.

Rappelons que cette thèse n'avait pas pour but de réaliser le travail d'expert consistant à effectuer une comparaison exhaustive des performances des différentes filières, mais bien de développer les outils originaux qui permettront un jour de faire ce travail. Néanmoins, par souci de généralité, nous avons choisi des détecteurs parmi les deux grandes familles de détecteurs quantiques que sont les détecteurs MPQ et HgCdTe. Dans chaque famille, nous avons retenu un composant « classique », c'est-à-dire typique de ceux utilisés dans les dispositifs commerciaux courants, et un composant « original », de par sa structure de bande ou sa géométrie de pixel. Nous avons également essayé de varier nos sources d'approvisionnement. En l'occurrence, les détecteurs MPQ nous ont été prêtés par Thales R&T (composant classique) et l'Institut Fraunhofer IAF (composant « faible-bruit »), et les composants HgCdTe par le LETI. Tous ces composants ont subi une caractérisation électro-optique complète au sein du laboratoire, soit dans le cadre de cette thèse, soit dans le cadre des travaux d'expertise de l'ONERA. L'ensemble de ces mesures n'est pas

présenté dans ce manuscrit. Seules celles utiles pour la compréhension de la suite de ce travail seront détaillées.

2.1.2 Différentes approches pour modéliser ces détecteurs

Deux points de vue peuvent s'appliquer pour étudier la théorie dans les détecteurs MPQ :

1. Étudier l'aspect électronique de ces composants, i.e. analyser le transport électronique dans des structures à multipuits quantiques. Une approche quantique est alors nécessaire pour travailler sur la fonction d'onde de l'électron (cf. chapitre 4).
2. Étudier le comportement des détecteurs MPQ d'un point de vue optique. Nous considérons alors l'onde électromagnétique (e.m.) qui se propage dans le matériau. Deux cheminements s'offrent alors à nous :
   - √ Prise en compte de chaque couche de l'empilement de multipuits quantiques séparément. Nous étudions alors la propagation de l'onde e.m. au niveau d'une seule période de l'empilement .
   - √ Prise en compte de l'ensemble de l'empilement. Cette méthode met en évidence un modèle de type phénoménologique. La structure est vue ici comme un milieu « homogène » de propagation de l'onde (cf. chapitre 5).

Comme nous l'avons vu (cf. paragraphe 1.2.1, chapitre 1), les détecteurs PV-HgCdTe sont constitués principalement d'un empilement de couches de semiconducteurs. Le formalisme matriciel est particulièrement bien adapté pour ce type de structure. De plus la description matricielle d'un empilement multicouche est un outil très bien établi dans la littérature[1]. Les matrices prennent naturellement en compte les relations de passage aux interfaces ainsi que la propagation dans chaque couche. Nous verrons donc par la suite qu'une approche théorique en termes d'ondes optiques électromagnétiques est en adéquation avec ce type de détecteurs (cf. chapitre 5).

2.2 Généralités sur les détecteurs à multipuits quantiques (MPQ)

2.2.1 Puits quantiques

Le paragraphe 1.2.1 du chapitre 1 a permis de mettre en avant les techniques de croissance des matériaux semiconducteurs telles que l'EJM[2]. Depuis quelques années, ces technologies sont maîtrisées et permettent la réalisation de nombreux dispositifs semiconducteurs tels que les lasers à cascade quantique[3] et les détecteurs à multipuits quantiques.

[1] Yeh, 1988

[2] Chang et Ploog, 1985

[3] Faist *et al.*, 1994

Le dénominateur commun de ces deux composants est le puits quantique qui est au cœur de l'ingénierie quantique[4].

a Ingénierie quantique

Rappelons brièvement la structure d'un puits quantique. Il est le résultat de l'assemblage d'un matériau semiconducteur de bande interdite E_{g1} compris entre deux matériaux de bande interdite E_{g2} supérieure à E_{g1}. Quand la largeur du puits est suffisamment petite, le mouvement des électrons dans le puits est quantifié dans la direction de croissance des matériaux (ici axe z). Par contre, le mouvement des électrons est libre dans les deux autres directions (x et y). Le puits quantique est la base des dispositifs à multipuits quantiques.

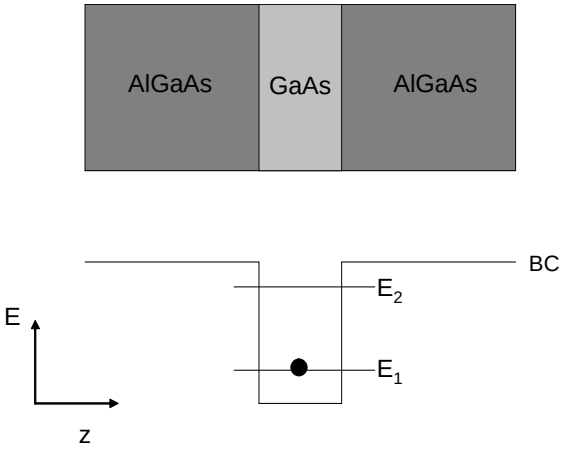


FIGURE 2.1: Illustration d'un puits quantique de type I. BC : Bande de conduction.

Un tel assemblage de structures à multipuits quantiques permet d'observer des propriétés physiques nouvelles liées à l'existence d'effets quantiques, dus à la dimension de ces couches rapportées à la fonction d'onde attachée aux porteurs (électrons et trous) caractérisée spatialement par la longueur d'onde de De Broglie. Les énergies et fonctions d'ondes des électrons et des trous se trouvent donc modifiées d'une façon significative par rapport à celles attachées aux porteurs localisés dans un matériau massif.

De plus, des états d'énergie discrets (quantifiés) sont créés dans les bandes de conduction et de valence du matériau. Les porteurs sont pour l'essentiel confinés dans le plan des couches, venant réduire les degrés de liberté de ces particules ou quasi-particules[5]. D'où, par exemple, la dénomination de gaz d'électrons bidimensionnels (2D) employée pour décrire ce type de porteur localisé dans un puits quantique.

b Structure électronique des puits quantiques

Dans la suite de cette partie relative aux structures à multipuits quantiques, nous utilisons les spécificités des matériaux suivants : GaAs pour le puits et $Al_xGa_{1-x}As$ pour

[4]Capasso, 1987

[5]Rosencher et Vinter, 1998; Razeghi, 2006

la barrière. Cet empilement est caractéristique des détecteurs à multipuits quantiques et correspond au détecteur MPQ étudié par la suite (cf. paragraphe 2.3.1). Les paramètres utilisés sont les suivants :

- √ Composition en aluminium de la barrière : x_{Al}=0,26.
- √ Largeur de la barrière : b=35nm, Largeur du puits : d=5nm, Λ=b+d.
- √ ΔE_g=1,247x_{Al}. La hauteur du puits : V_0=0,67ΔE_g.
- √ Masses effectives : dans la barrière m_b=(0,067 + 0,083x_{Al}).m_e, dans le puits : m=0,067m_e avec m_e masse de l'électron dans le vide.

Afin de déterminer la position des niveaux d'énergie dans le puits, nous résolvons l'équation de Schrödinger dans chacune des régions (puits et barrière) en tenant compte des masses effectives (m_{eff}) dans chacun des matériaux (m dans GaAs et m_b dans AlGaAs). Si l'axe z est choisi comme la direction de croissance des puits quantiques, la fonction d'onde ψ est séparable en deux termes : ψ_{xy} dans le plan latéral (x-y) et ψ_z. La fonction d'onde latérale est une onde plane d'énergie cinétique $E_{\|}$. ψ_z est alors solution de :

$$\frac{-\hbar^2}{2m_{\text{eff}}}\frac{d^2}{dz^2}\Psi(z) + V(z)\Psi(z) = E_{\perp}\Psi(z) \tag{2.1}$$

où V(z), qui représente le potentiel périodique, est donné par :

$$V = \begin{cases} 0 & \text{si } -d \leq z < 0 \\ V_0 & \text{si } 0 \leq z < b \end{cases} \tag{2.2}$$

La figure 2.2 présente les fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique présentant un niveau lié (d'énergie E_1) et un niveau lié d'énergie E_2. Ce niveau est en quasi-résonnance avec la hauteur de barrière V_0. La convention de représenter le puits entre −d et 0, et non entre −d/2 et d/2, est liée à la représentation utilisée pour l'étude théorique réalisée au chapitre 4.

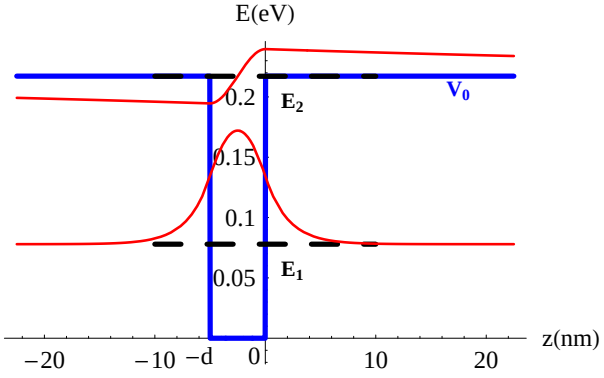


FIGURE 2.2: Représentation des fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique. Énergie de l'état fondamental : E_1 = 78 meV, Énergie de l'état excité : E_2 = 217 meV. Paramètres : x_{Al}=0,26, b=35nm, d=5nm.

c Densité d'états

La figure 2.3.a montre les états d'énergie permis d'un puits quantique dans la direction de croissance du puits. Nous avons représenté deux niveaux d'énergie, n=1 et n=2, correspondants aux énergies E_1 et E_2. La densité d'états associée à ces niveaux d'énergie dans le puits est représentée sur le schéma 2.3.b. C'est une fonction en marches d'escalier, chacune des deux marches correspondant à un des deux niveaux liés du puits. La relation de dispersion est représentée sur la figure 2.3.c. L'électron situé sur une des deux bandes paraboliques peut avoir une énergie supérieure à l'énergie quantifiée du puits. Ceci est dû au mouvement libre des électrons dans le plan du puits.

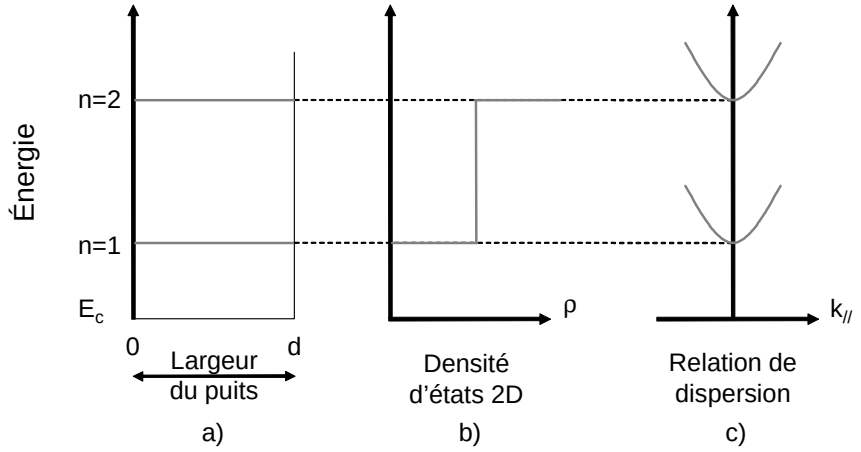


FIGURE 2.3: a) Niveaux d'énergie dans un puits quantique à deux états confinés. b) Densité d'états correspondante. c) Relation de dispersion associée.

d Absorption

Pour calculer l'absorption α dans un puits quantique seul entre un état lié (état fondamental) et un état d'énergie du continuum, nous utilisons les expressions de Liu[6] où :

$$\alpha \propto (\rho f_{l\to c}) \otimes L_\Gamma \tag{2.3}$$

où ρ représente la densité d'états, $f_{l\to c}$ illustre la force d'oscillateur entre un état lié du puits et un état du continuum et L_Γ est une fonction de Lorentz de paramètre Γ. Ces trois termes entrant en compte dans le calcul du coefficient d'absorption seront détaillés de façon précise au chapitre 4. La figure 2.4 présente le résultat du calcul de l'absorption, normalisée suivant sa valeur maximale.

[6]Liu, 1993

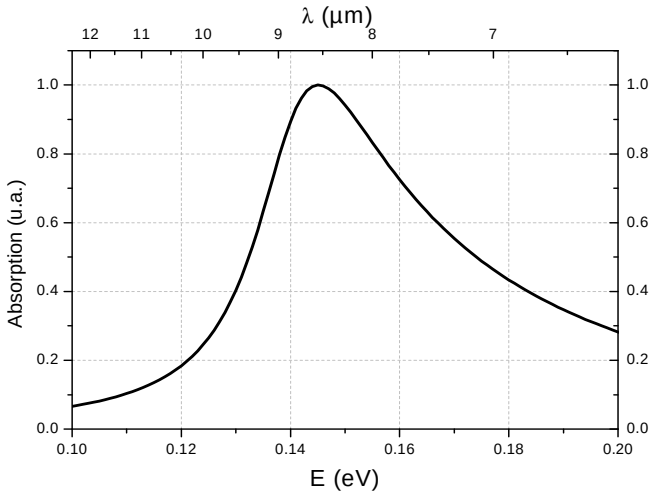


FIGURE 2.4: Tracé de l'absorption entre un niveau lié et un niveau du continuum en fonction de l'énergie du photon ($h\nu$) pour un puits quantique seul. Paramètres : x_{Al}=0,26, b=35nm, d=5nm, Γ=10meV

Pour information, le rendement quantique η d'un seul puits quantique est proportionnel à α au terme de probabilité p_e près. Ce facteur représente la probabilité qu'un électron photoexcité soit effectivement émis dans le continuum de la barrière et balayé par le champ électrique. De plus, précisons que la réponse spectrale d'un détecteur MPQ est directement reliée au taux d'absorpion photonique des puits quantiques.

De nombreux ouvrages sont disponibles dans le domaine de la physique dans les structures à puits quantiques (Bastard, 1988, Weisbuch et Vinter, 1991, Harrison, 2001), et permettront au lecteur d'approfondir le sujet.

2.2.2 Transitions inter sous-bandes

Le fonctionnement des détecteurs à puits quantiques est fondé sur les transitions électroniques entre la sous-bande du niveau fondamental et une sous-bande associée le plus souvent à un niveau en résonance avec la barrière. Ces transitions inter sous-bandes sont des transitions entre niveaux confinés de même bande (cf. figure 2.5). Celles-ci, à la différence des transitions interbandes, n'impliquent qu'un seul type de porteurs de charge, électron ou trou au sein de la bande de conduction ou de valence. Autre différence fondamentale, elles permettent les transitions d'états d'énergie même pour des énergies de photon inférieures à l'énergie de bande interdite du puits (E_g(GaAs)). La détection de grandes longueurs d'ondes est alors possible.

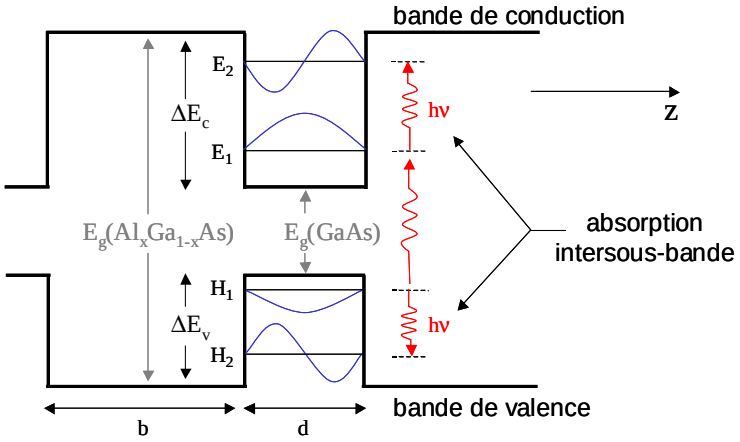


FIGURE 2.5: Diagramme de bande d'un puits quantique. Transitions inter sous-bandes entre les niveaux d'énergie de la bande de conduction ou de la bande de valence.

Il existe différents types de transitions possibles dans les puits quantiques :

√ Les transitions optiques lié-lié (cf. figure 2.6.a) : transition entre un niveau d'énergie lié vers un autre niveau d'énergie lié du puits.

√ Les transitions optiques lié-libre (cf. figure 2.6.b) : transition entre un niveau d'énergie lié du puits vers le continuum d'énergie au-dessus du puits (états d'énergie délocalisés).

√ Les transitions optiques lié-quasi-résonnant (cf. figure 2.6.c) : transition entre un niveau d'énergie lié du puits et un niveau en résonance avec la barrière (état libre d'énergie proche de la différence d'énergie entre les bandes de conduction de la barrière et celle du puits).

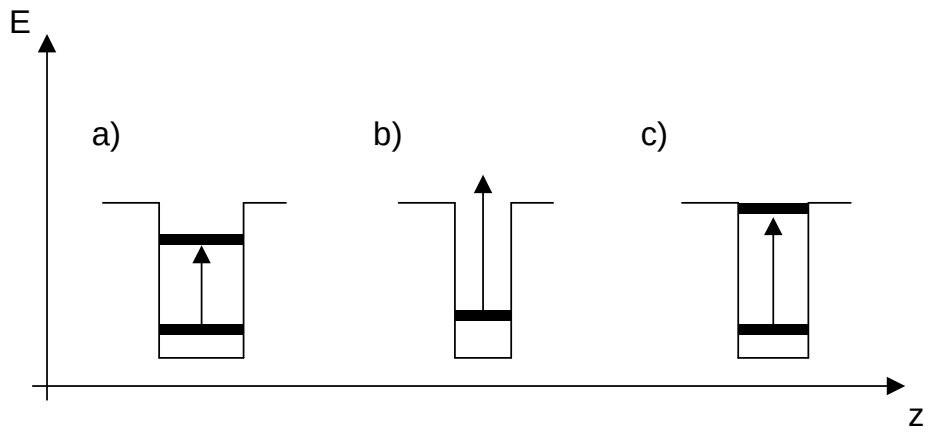


FIGURE 2.6: a) Transition lié-lié, b) Transition lié-libre, b) Transition lié-quasi-résonnant.

Ces transitions ont des énergies situées entre 50 et 250 meV (pour des valeurs classiques d'épaisseur de puits et de concentration en élément x_{Al} de la barrière). Ces énergies

correspondent à des longueurs d'onde comprises entre 5 et 30 µm ce qui inclut la gamme 8-12 µm. Nous voyons donc l'importance des puits quantiques pour la détection infrarouge (Rosencher, 1992; Levine, 1993).

La figure 2.7 présente les différences d'énergies $E_2 - E_1$ entre les deux premiers niveaux quantifiés pour un puits quantique de type GaAs/AlGaAs. Cet abaque détermine donc les transitions lié-lié (traits fins), lié-libre (E_2 étendu, région grisée) et lié-quasi-résonnant (trait épais) dans des puits de largeur d et contenant x_{Al}% d'aluminium.

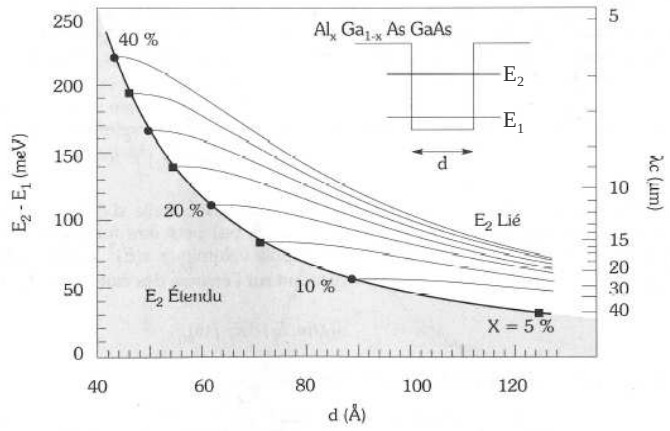


FIGURE 2.7: Énergies des transitions lié-lié (traits fins), lié-libre (région grisée) et lié-quasi-résonnant (trait épais) dans des puits quantiques de largeur d et contenant x_{Al}% d'aluminium. Image : Rosencher et Vinter, 1998

La durée de vie de l'électon dans l'état excité est régie par l'interaction électron-phonon (cf. figure 2.8). Dans les matériaux tels que GaAs, InP, AlAs, le couplage entre des phonons optiques et des électrons est très fort. Le mécanisme est appelé « Interaction de Fröhlich » [7]. Les vibrations du réseau cristallin provoquent de forts champs électriques qui interagissent avec les électrons et impliquent des transitions d'énergie entre les états d'énergie des électrons. De manière générale, la relaxation d'un électron entre deux sous-bandes avec émission d'un phonon optique d'énergie E_{OL}[8] s'accompagne d'une perte d'énergie correspondante et d'un transfert du vecteur d'onde du phonon q_{xy} à l'électron ($\Delta k = q_{xy}$). L'amplitude du vecteur d'onde du phonon impliqué dans la relaxation augmente avec la séparation énergétique entre les deux sous-bandes. Or, le taux d'interaction électron-phonon varie comme $1/q_{xy}^2$ en première approximation. Ainsi, l'épaisseur et la composition des différentes couches peuvent être ajustées pour que l'écart d'énergie entre les deux premières sous-bandes soit proche de l'énergie du phonon optique. Cette situation de résonance conduit à une durée de vie de l'ordre de 1ps.

[7] Fröhlich, 1954

[8] OL signifie Optique Longitudinal. Les déplacements atomiques du réseau se font dans la même direction que la direction de propagation de l'onde.

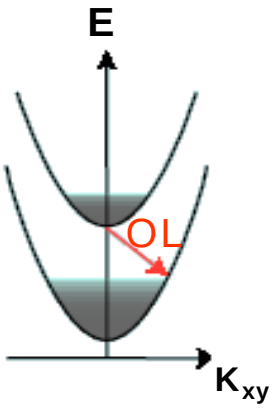


FIGURE 2.8: Mécanismes de relaxation impliquant des phonons optiques.

2.2.3 Structure d'un pixel à MPQ

Les détecteurs MPQ sont constitués d'un nombre N de périodes identiques, composées chacune d'un puits de largeur d et d'une barrière de largeur b grande devant celle du puits. L'électron est excité optiquement et passe de l'état fondamental du puits à un état final situé le plus souvent en résonance avec la barrière. Sous l'effet d'un champ électrique, cet électron est balayé, ce qui conduit à un courant. Le champ électrique est réalisé en plaçant de part et d'autre des puits quantiques des contacts ohmiques en GaAs fortement dopé et en appliquant une tension V_{pol}. L'émetteur réinjecte des porteurs dans la structure pour maintenir la neutralité électrique, et repeupler les niveaux fondamentaux par capture pour que l'excitation photonique soit toujours possible. La structure des détecteurs à puits quantiques est présentée à la figure 2.9. Il s'agit d'une structure à plusieurs puits quantiques. Le fait d'augmenter le nombre de puits quantiques augmente l'absorption totale et le rendement quantique du dispositif[9].

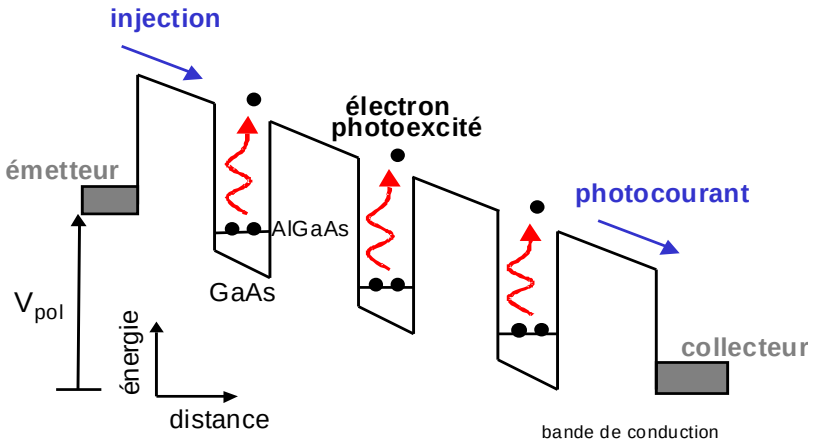


FIGURE 2.9: Effet du champ électrique appliqué sur la structure de bande d'un empilement à multipuits quantiques.

[9]Levine, 1993

L'inclinaison des bandes est due à l'application du champ électrique. Comme nous le verrons au chapitre 4, cette inclinaison plus ou moins forte peut favoriser l'effet tunnel. L'absorption des photons infrarouges peuple le second niveau d'énergie du puits quantique qui est faiblement lié, car les électrons peuvent facilement s'échapper à travers la barrière de droite par effet tunnel, donnant ainsi lieu à un photocourant. Les barrières sont en général suffisamment épaisses pour éliminer l'effet tunnel entre puits adjacents. Le déficit d'électrons dans la sous-bande fondamentale est alors comblé par la capture d'un photo-électron circulant dans la structure. Si le temps caractéristique associé aux mécanismes de capture est plus long que le temps de transit des électrons entre les couches de contact, chaque photo-électron peut circuler plusieurs fois dans la structure, et le détecteur présente un gain de photoconduction g (qui dépend de la polarisation appliquée au détecteur) supérieur à 1. Mais en pratique cela n'arrive jamais, g(V) $\leq$ 0,3-0,4 typiquement.

Un autre aspect important pour les détecteurs à multipuits quantiques est le courant d'obscurité (que nous noterons I_{obs}). Il s'agit du courant qui circule dans le détecteur même sans éclairement. Il est généralement dû à l'excitation des électrons piégés sur la sous-bande fondamentale par excitation thermoïonique (avec kT énergie thermique de l'électron non négligeable devant ΔE, différence d'énergie entre deux états de la bande de conduction du puits). Nous devons donc refroidir le détecteur dans un cryostat pour que l'agitation thermique des électrons soit insuffisante pour qu'ils soient excités dans la bande de conduction de la barrière (état d'énergie libre). C'est un problème pour les détecteurs MPQ car il faut travailler à des températures inférieures à 77K. De réels progrès ont cependant été réalisés pour augmenter la température de fonctionnement de ces détecteurs ; Costard et Bois, 2007 ont démontré le fonctionnement de détecteurs matriciels infrarouges à des températures comprises entre 73 et 77K (pour de la détection en bande III, 8-12 µm).

La figure 2.10 présente la structure d'un pixel MPQ.

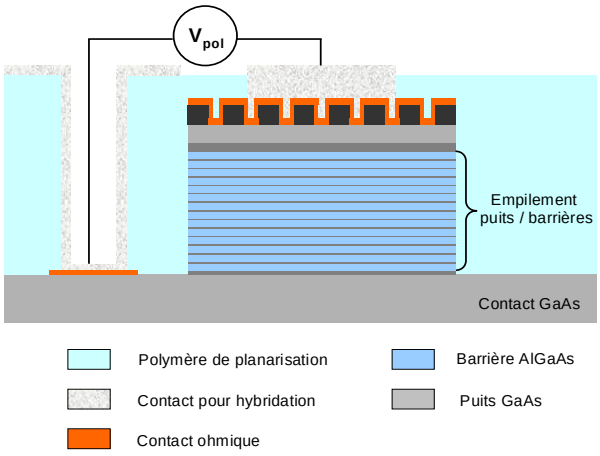


FIGURE 2.10: Structure d'un pixel MPQ. Vue en coupe du pixel.

Il faut noter que le semiconducteur GaAs est un parfait isolant, il est intrinsèquement non dopé. Ce matériau ne possède donc pas d'électrons libres, ce qui interdit les transitions entre niveaux d'énergie. Il faut donc doper le matériau en incorporant au réseau cristallin

du silicium Si (dopage de type n). Ces atomes Si ayant quatre électrons périphériques se substituent aux atomes de gallium (Ga), qui n'en ont que trois. L'électron supplémentaire est faiblement lié, il devient disponible pour le transport électrique dans le matériau. Mais dans une structure à puits quantiques, il se place presque instantanément sur le niveau lié de plus basse énergie et y reste piégé tant qu'il n'est pas excité par la chaleur, lumière ou autre.

2.2.4 Couplage de la lumière incidente dans un détecteur à multipuits quantiques

Il existe des règles de sélection spécifiques aux transitions inter sous-bandes. Ces règles sont une conséquence directe de l'expression du Hamiltonien d'un système perturbé[10].

- √ Le porteur garde son impulsion dans le plan des couches (transitions verticales dans l'espace des vecteurs d'onde dans le cas d'un diagramme de bande).
- √ Seules les transitions entre sous-bandes d'indice i et j avec |i-j| impair sont permises (1→2 : permise, 1→3 : non permise...).
- √ La polarisation du champ électrique doit avoir une composante perpendiculaire au plan des couches.

Cette dernière règle est particulièrement importante dans le cas des détecteurs MPQ. En effet, elle a pour conséquence qu'une onde arrivant en incidence normale sur les couches n'est pas absorbée (les deux polarisations TE et TM ont une projection nulle sur l'axe de croissance). Or, c'est la configuration d'éclairage d'une matrice, où la lumière arrive en moyenne perpendiculairement au plan de détection. Différentes solutions ont alors été proposées par les technologues pour résoudre ce problème.

Tout d'abord, le substrat en GaAs d'un détecteur MPQ peut être éclairé sous l'incidence de Brewster, qui vaut 73° avec n_{GaAs}=3,3. Dans ce cas, la lumière polarisée TM est complètement transmise à l'interface air-GaAs. Steele *et al.*, 1992 ont réalisé des mesures de spectre d'absorption de détecteur MPQ dans cette configuration. Bien que cette technique soit simple, les résultats sur l'absorption inter sous-bande ne sont pas satisfaisants. L'écart d'indice de réfraction entre l'air et le GaAs étant trop important, l'angle d'incidence dans le matériau et donc sur les multipuits quantiques est faible, de l'ordre de 17°. Le couplage optique dans les multipuits quantiques n'est donc pas important, dû à la faible amplitude de la composante du champ électrique normale au puits quantique. De plus, cette approche est impossible dans le cas matriciel.

Une alternative à cette première proposition est l'utilisation du détecteur MPQ comme guide d'onde. L'une des faces du détecteur est clivée avec un angle de 45° de telle sorte que la lumière est réfléchie plusieurs fois dans le substrat. Ce procédé joue sur les interférences crées au sein du détecteur entre l'onde incidente sur le métal et l'onde réfléchie par ce métal. L'objectif est d'obtenir des interférences constructives au niveau de la zone absorbante, i.e. les multipuits quantiques. La position de cette zone doit tenir compte de

[10]Rosencher et Vinter, 1998

la distribution spatiale de la norme au carré de la composante électrique normale au plan des couches. La variation de la densité de puissance absorbée par la zone active induit une distribution inhomogène du champ et un comportement de détection non-linéaire. Schneider *et al.*, 1999 ont démontré que cette inhomogénéité peut être supprimée en utilisant une configuration particulière du détecteur. Cette technique est simple et pratique à mettre en œuvre pour réaliser des mesures sur des mono-éléments. Cependant, pour réaliser de l'imagerie dans le cas matriciel, ce procédé n'est plus valable.

D'autres structures de couplage, monolithiques (et donc compatibles avec une utilisation matricielle), ont été proposées : notamment les réseaux linéaires[11], les réseaux périodiques à 2D[12], les réflecteurs aléatoires bi-dimensionnels[13], ou encore les structures de couplage par pyramides (« corrugated structures »)[14]. Elle ont permis la faisabilité de la formation d'images à deux dimensions pour ces composants. Hasnain *et al.*, 1989 ont par exemple montré l'efficacité des réseaux linéaires en comparaison à la technique d'illumination à 45° des détecteurs MPQ sans structure de couplage décrite précédemment. Plusieurs structures de couplage sont illustrées sur la figure 2.11.

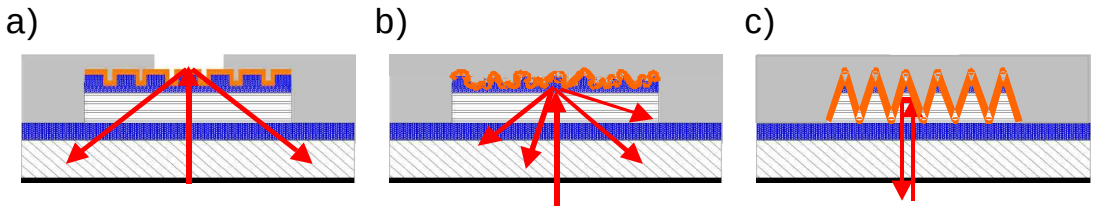


FIGURE 2.11: Différents schémas de couplage optiques en réflexion : a) Couplage par réseaux (1D ou 2D), b) Couplage par réflexion aléatoire, c) Couplage par pyramides (« corrugated structures »).

La structure de couplage la plus utilisée à ce jour est le réseau de diffraction. Il travaille souvent en réflexion (on parle également d'éclairage en face arrière car la lumière incidente commence par traverser le substrat avant d'arriver dans la couche de détection). Ceci pour permettre l'hybridation par bille d'Indium sur un circuit de lecture (cf. figure 2.12). Ce réseau de couplage peut donc être 1D (lamellaire) ou 2D (ces réseaux sont aussi appelés « crossed gratings »). Les motifs peuvent être des boîtes carrées (cas traité ici), ou des plots cylindriques. D'un point de vue expérimental, le réseau 2D mène à un meilleur couplage (à peu près indépendant de la polarisation incidente, au moins en incidence normale).

[11] Goossen et Lyon, 1988
[12] Andersson et Lundqvist, 1991
[13] Sarusi *et al.*, 1994
[14] Choi *et al.*, 1998a, 2007

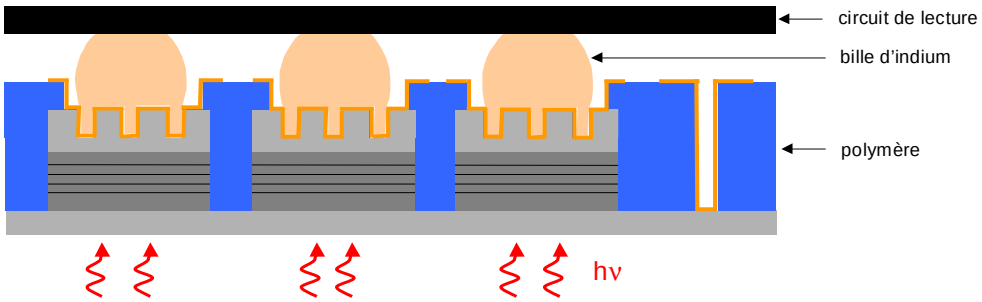


FIGURE 2.12: Représentation d'une matrice de détecteurs MPQ avec son circuit de lecture.

2.3 Les détecteurs MPQ étudiés

2.3.1 Détecteur MPQ « classique » de Thales R&T

Le détecteur MPQ de Thales R&T utilisé pour l'étude de la réponse spectrale hors-bande (cf. chapitre 4) est représenté sur la figure 2.13. La structure à multipuits quantiques est composée de puits en GaAs et de barrières en $Al_xGa_{1-x}As$. La compostion x_{Al} et la largeur des puits indiquent que la transition dans le puits est du type lié-quasi-lié.

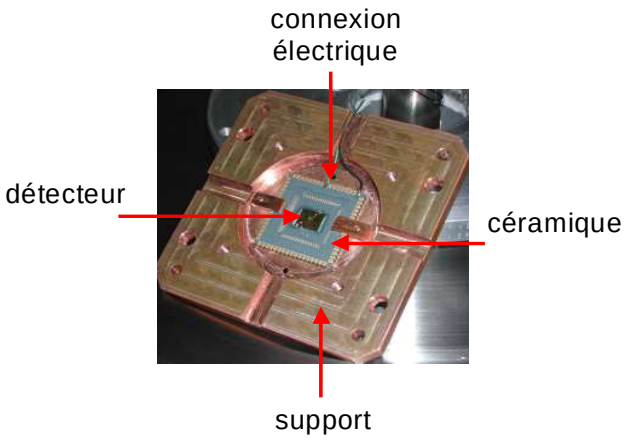


FIGURE 2.13: Photo du détecteur MPQ sur son support.

Les caractéristiques principales de ce détecteur sont les suivantes :

√ Détecteur bande III avec une longueur d'onde pic : $\lambda_{pic} = 8{,}5$ µm.

√ Structure à multipuits quantiques composée de 40 puits en GaAs de largeur 5 nm.

√ La surface des pixels est de 100×100 µm^2.

√ Il n'y pas de structure de couplage sur les pixels.

Ce dernier point est très important dans le cadre de nos mesures de réponse spectrale. En effet, l'absence de réseau de diffraction permet de déterminer la réponse intrinsèque du détecteur en évitant la coupure spectrale due au réseau. Néanmoins, l'étude sur le

détecteur MPQ devra tenir compte de cette particularité en l'éclairant sous une incidence oblique (cf. paragraphe 3.3.3).

2.3.2 Détecteur MPQ « faible-bruit » de l'Institut Fraunhofer IAF

a Structure du détecteur et principe de fonctionnement

Le détecteur MPQ étudié ici est appelé QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) « low-noise » (ou four-zone QWIP) [15]. Ces composants constituent une alternative aux détecteurs MPQ classiques et ont été développés dans le but de diminuer le bruit (et donc d'améliorer la NETD). Par la suite, nous utiliserons le terme détecteur MPQ « faible-bruit ».

La figure 2.14 présente la structure de bande sous champ de ce composant. Ce type de détecteur présente quatre régions : zone d'excitation, zone de dérive (ou « drift »), zone de capture et zone tunnel. Dans la zone d'excitation, les porteurs sont excités optiquement et passent d'un état lié à un état libre (niveau quasi-continuum). Ensuite, ces porteurs, sous l'application d'un champ électrique, sont balayés dans la deuxième zone (zone de dérive) avec ce que l'on appelle une vitesse de dérive (ou « drift »). Ils sont capturés dans la troisième région (zone de capture). La dernière région permet de laisser libre la zone de capture. En effet, les électrons passent de la zone de capture à la zone d'excitation suivante par effet tunnel avec une très grande probabilité, ceci laissant libre la zone de capture. De plus, la capture de l'électron est favorisée par la barrière car elle ne permet pas l'effet tunnel.

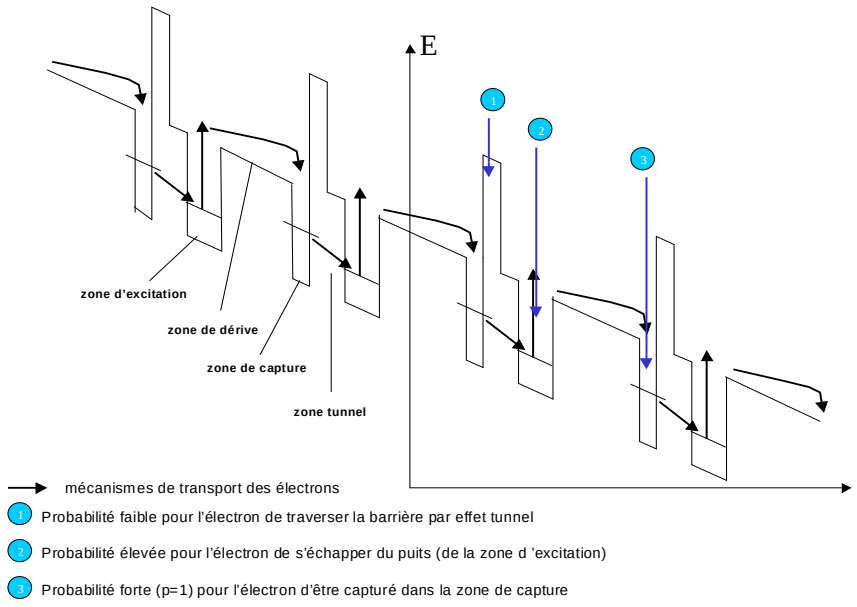


FIGURE 2.14: Principe de fonctionnement du détecteur MPQ « faible-bruit ».

[15] Schneider *et al.*, 1997, 2001

Si l'électron excité est effectivement automatiquement capturé dans la zone de capture, la probabilité de capture p_c est égale à 1. Cette probabilité de capture et le gain de photoconduction sont reliés par $g = 1/(Np_c)$ où N est le nombre de puits quantiques. Les détecteurs MPQ « faible bruit » présentent donc une faible valeur pour g. Cela permet de se placer dans un régime où le bruit de recombinaison disparaît. Pour mettre cet effet en évidence, utilisons l'expression décrivant le mieux le bruit de génération-recombinaison d'un détecteur MPQ[16] (qu'il soit classique ou « faible-bruit ») (en A^2) :

$$i^2_{\mathrm{g-r}} = 4qg\left(1 - \frac{p_c}{2}\right) I\Delta f \tag{2.4}$$

où q est la charge de l'électron, I le courant total et Δf la bande passante de mesure. Notons que cette expression, dérivée du modèle de Beck[17], se confond avec le modèle de génération-recombinaison utilisé pour les MPQ « classiques » (pour lesquels $p_c \ll 1$) :

$$i^2_{\mathrm{g-r}} = 4qgI\Delta f \tag{2.5}$$

Avec l'hypothèse p_c=1, l'équation 2.4 donne :

$$i^2_{\mathrm{g-r}} = 2qgI\Delta f \tag{2.6}$$

Le bruit $i^2_{\mathrm{g-r}}$ d'un détecteur MPQ « faible-bruit » est donc en théorie 2 fois plus faible que celui d'un détecteur MPQ « classique ». Cette diminution du bruit est cependant obtenue au prix d'un sacrifice sur le rendement de conversion global $\eta \times g$. Une analyse précise du bruit dans les composants « faible-bruit », associée à une étude expérimentale, est décrite en annexe B.

b Présentation des composants étudiés

L'institut Fraunhofer IAF nous a fourni trois composants (ou puces) contenant chacune une série de mono-éléments de 80×80µm² issus de la technologie à multipuits quantiques « faible bruit ». Les trois puces proviennent d'une même croissance, la longueur d'onde d'absorption maximale des puits quantiques est donc la même (bande III avec λ_{pic} = 8,75 µm). En revanche, les composants diffèrent par leur structure de couplage : la profondeur de gravure du réseau de diffraction (paramètre e) varie d'un échantillon à l'autre. Les trois détecteurs mis à disposition sont les suivants :

- √ X1483 : e=0,6µm
- √ X1482 : e=0,8µm
- √ X1479 : e=1,0µm

Sur chaque puce, plusieurs pixels, avec ou sans réseau de couplage, peuvent être connectés. Pour les pixels avec réseau, les paramètres géométriques sont le pas du réseau r=2,95µm et le facteur de remplissage f^2=45% (en surface). Ce paramètre correspond au rapport a^2/r^2.

[16] Schönbein *et al.*, 1998

[17] Beck, 1993

La figure 2.15 montre une photo d'un mono-élément « faible-bruit » non connecté.

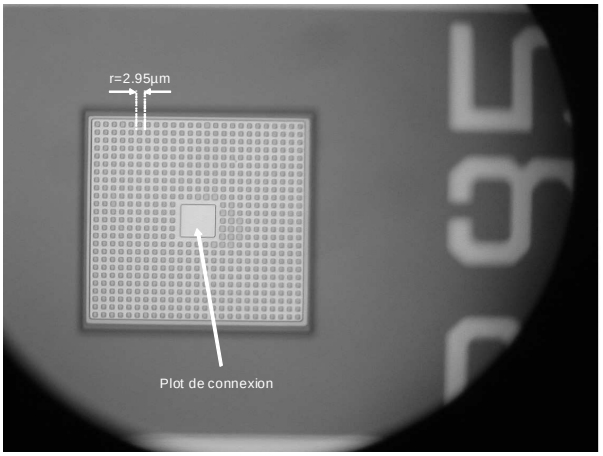


FIGURE 2.15: Photo d'un pixel non connecté observé à la loupe binoculaire. Nous distinguons le plot permettant de réaliser la connexion par thermocompression, ainsi que les motifs du réseau de diffraction (r est le pas du réseau).

Les conditions de fonctionnement typiques sont :

√ Tension positive appliquée sur le plot de connexion : 0,5 - 1V

√ Température de fonctionnement : 77K (pour les caractérisations électro-optiques à l'Institut Fraunhofer IAF) ou 60 - 65K (pour utilisation typique dans les caméras hautes performances vendues par la société AIM[18]).

c Intérêt de trois composants différents

Nous avons vu au chapitre 1 l'intérêt croissant pour la détection infrarouge bi-spectrale (détection à deux longueurs d'onde différentes) ou bi-bande (détection dans deux bandes infrarouges différentes). Dans le cas d'un pixel MPQ bi-bande, deux hétérostructures GaAs/AlGaAs sont superposées dans un même pixel, mais il n'y a toujours qu'un seul réseau de diffraction (cf. figure 2.16 et Schneider *et al.*, 2005). Sa géométrie ne peut pas être optimisée pour les deux longueurs d'ondes simultanément. Il faut donc trouver un compromis car les paramètres géométriques du réseau de diffraction d'un détecteur MPQ (pas du réseau, facteur de remplissage et profondeur de gravure) doivent en théorie être optimisés en fonction de la longueur d'onde à détecter. Une des craintes est qu'en choisissant des paramètres de réseau éloignés de la valeur optimale, certaines fonctions de mérite soient dégradées, en particulier la réponse angulaire. C'est une des études sur les composants MPQ « faible-bruit » que nous mènerons au chapitre 5 et dont les résultats intéressent fortement l'Institut Fraunhofer IAF.

[18]http ://www.aim-ir.com/

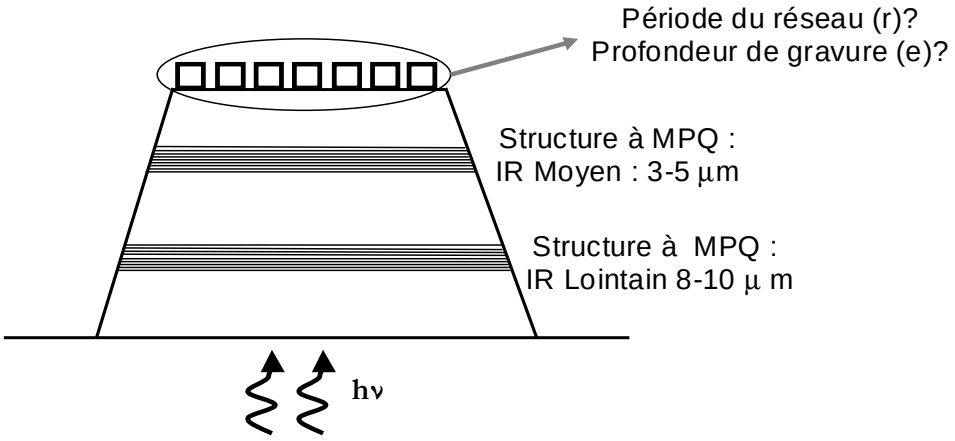


FIGURE 2.16: Présentation d'un pixel MPQ bi-bande.

d Caractéristiques électro-optiques préliminaires

Dans le cadre de la caractérisation électro-optique des détecteurs MPQ « faible-bruit », des mesures de bruit, de courant d'obscurité (I_{obs}) et de réponse spectrale ont été réalisées. L'étude expérimentale sur le bruit de ces composants est détaillée dans l'annexe B. Cette étude ne rentre pas directement dans le cadre de cette thèse mais elle nous a permis de nous familiariser avec ces composants et de confirmer le caractère « faible-bruit » (cf. paragraphe 2.3.2.a). Les mesures de I_{obs}, réalisées pour déterminer le point de fonctionnement de ces détecteurs pour les mesures de réponse angulaire, sont présentées au début du chapitre 5. Nous présentons donc dans cette partie les mesures de réponse spectrale, réalisées d'une part pour se familiariser avec ce type de mesures et d'autre part pour analyser la forme spectrale de ces détecteurs MPQ. Les résultats obtenus sur les pixels issus des trois puces différentes sont très similaires. Nous présentons ici les résultats obtenus sur des pixels de la puce X1483.

La figure 2.17 récapitule les mesures effectuées sur un pixel sans réseau. La forme de la réponse spectrale est assez symétrique. L'absence d'un front de coupure raide aux hautes longueurs d'onde est cohérent avec l'absence de réseau de couplage : c'est l'absorption intrinsèque des puits qui est observée, et celle-ci est généralement décrite par une lorentzienne en longueur d'onde (ici de longueur d'onde pic 7,63µm et de largeur à mi-hauteur 2,37µm). La courbe obtenue en incidence normale est en très bon accord avec les mesures réalisées à l'institut Fraunhofer IAF.

Nous avons également enregistré quelques réponses spectrales en incidence oblique. Pour cela, nous avons fait pivoter le spectromètre devant le cryostat. La plage d'angles d'incidence accessibles est limitée par la taille du hublot à 30° typiquement (tous les angles d'incidence annoncés sont des valeurs en entrée du composant, dans l'air). Les angles d'incidence sont mesurés avec une incertitude de quelques degrés. La figure 2.17.b montre que la forme de la réponse spectrale est inchangée. En revanche, nous observons sur la figure 2.17.a une décroissance de la réponse pic, *a priori* surprenante. En effet, l'absorption intrinsèque des puits quantiques est censée augmenter avec l'angle d'incidence.

La décroissance du signal à la longueur d'onde pic est certainement due à un effet d'œil de chat ou à une variation de transmission du hublot en incidence.

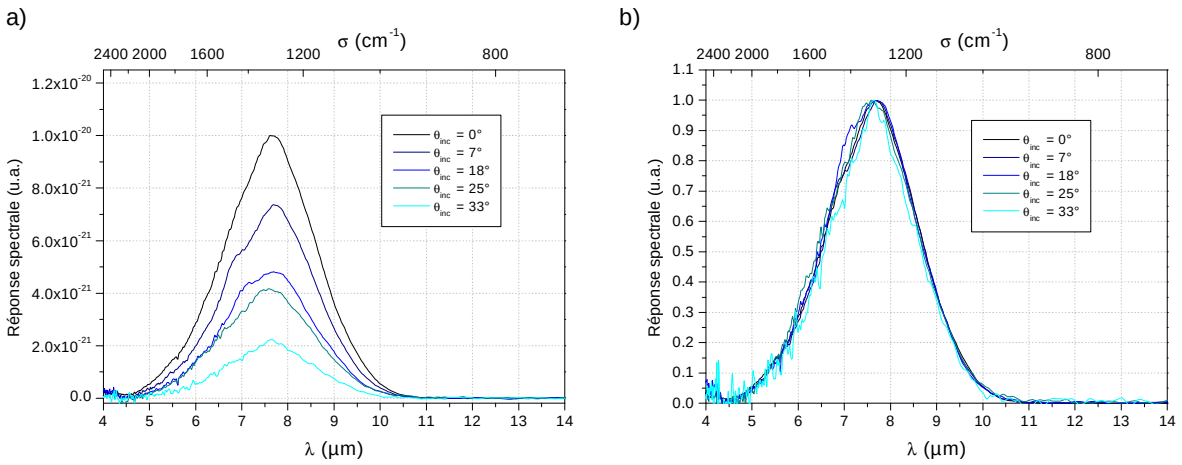


FIGURE 2.17: Mesures de réponses spectrales pour un pixel sans réseau : a) mesures brutes, b) mesures normalisées par rapport à la longueur d'onde pic. T_{det}=50K et V_{pol}=1V.

Des mesures de réponse spectrales ont été effectuées selon le même protocole pour des pixels avec réseau. Intéressons-nous dans un premier temps à la courbe de réponse spectrale obtenue en incidence normale (figure 2.18). Celle-ci est clairement dissymétrique, avec une coupure plus rapide du côté des hautes longueurs d'onde. Les réseaux de diffraction 2D utilisés dans les pixels MPQ sont optimisés pour que la lumière diffractée dans les ordres (1,0), (-1,0), (0,-1) et (0,1) soit efficacement absorbée. La longueur d'onde de coupure relevée sur la réponse spectrale à 9,4µm (à mi-hauteur) est en excellent accord avec la longueur d'onde de coupure (λ_c) associée à ces 4 ordres :

$$\lambda_c(p,q) = \frac{nr}{\sqrt{p^2+q^2}} \tag{2.7}$$

où n est l'indice dans GaAs (n_{GaAs}=3,3), r est le pas du réseau (r=2,95µm) et (p,q) sont les ordres de diffraction considérés. Nous trouvons λ_c(1,0)=9,4µm. Le fait que cette longueur d'onde de coupure soit supérieure à la longueur d'onde pic, maximise le produit absorption par réponse du réseau qui est optimisée pour λ_{pic}.

Poursuivons l'analyse de la forme de la réponse spectrale : le pic relevé à 7,8µm correspond à l'absorption intrinsèque des puits quantiques. Quant au petit pic relevé vers 6,7µm, il s'agit très probablement des ordres supérieurs du réseau (1,1), (-1,1), (-1,-1), (1,-1). En effet, λ_c(1,1)=6,6µm.

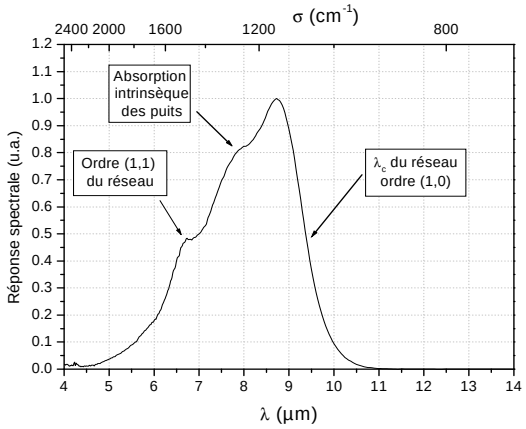


FIGURE 2.18: Analyse des différentes contributions à la forme de la réponse spectrale d'un pixel avec réseau, en incidence normale.

La figure 2.19 présente les réponses spectrales enregistrées pour un pixel avec réseau, pour différents angles d'incidence. Les mesures brutes sont rapportées sur la figure 2.19.a et les mesures normalisées sur la figure 2.19.b. Quand l'angle d'incidence augmente, la diminution de la réponse pic s'accompagne d'une modification de la forme de la réponse spectrale. Cette modification de forme est due à la variation de la courbe de réponse du réseau de diffraction. La diminution du signal enregistré est certainement partiellement due à un effet d'œil de chat, comme expliqué précédemment. Les mesures de réponse angulaire permettront de lever le doute.

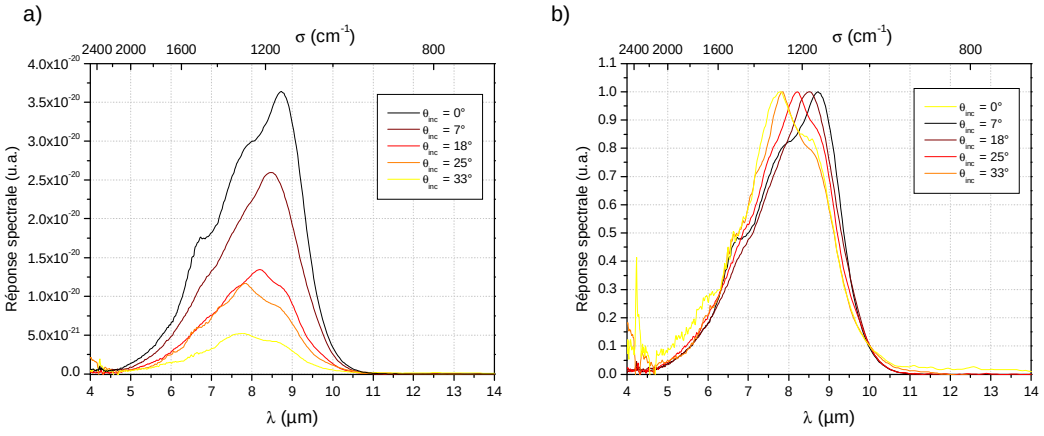


FIGURE 2.19: Mesures de réponses spectrales pour un pixel avec réseau : a) mesures brutes, b) mesures normalisées par rapport à la longueur d'onde pic. T_{det}=50K, V_{pol}=1V.

L'étude complète de la réponse angulaire des détecteurs MPQ « faible-bruit » est présentée au chapitre 5.

2.4 Généralités sur les détecteurs quantiques HgCdTe

2.4.1 Principe de fonctionnement

Les détecteurs quantiques HgCdTe font partie de la classe des détecteurs photovoltaïques dont le principe de fonctionnement est décrit dans le chapitre 1. Contrairement aux détecteurs MPQ, le fonctionnement des détecteurs quantiques HgCdTe repose sur l'absorption interbande. Les photons absorbés donnent naissance à des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace (ZCE) et dans le volume du matériau. Deux mécanismes interviennent simultanément (cf. figure 2.20) :

1. Il y a d'abord création de porteurs minoritaires, c'est-à-dire des électrons dans la région dopée p et des trous dans la région dopée n. Ceux-ci sont susceptibles d'atteindre la ZCE par diffusion et d'être ensuite propulsés vers des zones où ils sont majoritaires. En effet la polarisation étant inverse, une fois dans la ZCE, on favorise le passage des minoritaires vers leur zone de prédilection. Ces porteurs contribuent ainsi à créer le courant de diffusion de densité J_{diff}.
2. L'autre mécanisme est la génération de paires électron-trou dans la ZCE. Les paires qui sont créées dans la ZCE sont immédiatement séparées par le champ électrique interne qui balaye les électrons vers la surface ; l'électron rejoignant la zone n, le trou la zone p : c'est le photocourant de génération de densité J_{gen}.

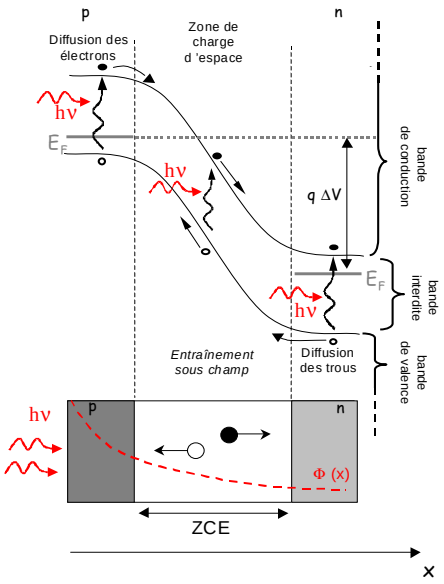


FIGURE 2.20: Principe de fonctionnement d'un détecteur quantique HgCdTe. ZCE : Zone de Charge d'Espace ; E_F : Niveau de Fermi ; $\phi(x)$: flux de photons qui traverse le matériau ; ΔV : différence de potentiel appliquée au détecteur.

Ces deux contributions s'ajoutent pour créer le photocourant total de densité J_{ph} :

$$J_{ph} = J_{diff} + J_{gen} \tag{2.8}$$

Au final, ce courant s'additionne au courant inverse de la jonction (ou courant d'obscurité) :

$$J = J_{\text{sat}}(\exp q\Delta V/kT - 1) + J_{\text{ph}} \tag{2.9}$$

où ΔV est la tension de polarisation appliquée au détecteur.

2.4.2 Empilement multicouches

Comme nous l'avons vu (cf. paragraphe 1.2.1), les détecteurs PV-HgCdTe sont principalement constitués d'un empilement de couches de semiconducteurs. La figure 2.21 présente la structure optique simplifiée d'un pixel HgCdTe. L'empilement de couches illustré sur cette figure est relatif au détecteur HgCdTe mono-spectral étudié au cours de cette thèse et ne correspond pas à un standard. En effet, il existe plusieurs architectures possibles pour ces détecteurs[19]. Nous verrons également au paragraphe 2.5.1 que d'autres couches peuvent être introduites dans la structure.

Contrairement aux pixels MPQ, l'éclairement d'un pixel HgCdTe peut se faire de deux manières : en face avant ou en face arrière. Les détecteurs utilisés ici sont en éclairage face arrière, les photons incidents sur le pixel arrivent directement sur le substrat en CdTe, d'indice réel n_1. Cet indice est quasi-constant sur tout le domaine spectral étudié (de 3 µm à 10 µm) : $n_1 = 2{,}665$. De plus, le CdTe est un matériau non absorbant dans ce domaine spectral[20]. La couche active du pixel est composée d'une jonction $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (où x définit la composition en Cd), d'indice complexe n_2. Afin de récupérer les porteurs de charge créés par la couche active, un contact ohmique est réalisé au fond du pixel.

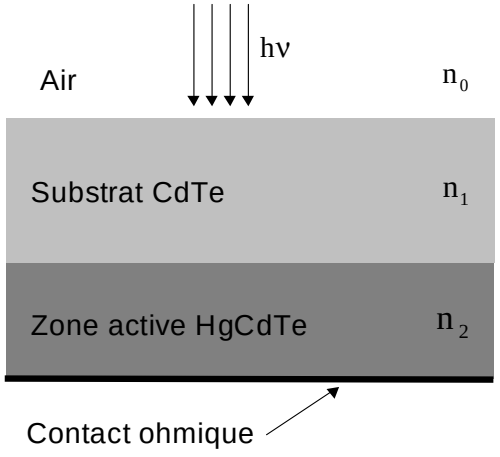


FIGURE 2.21: Structure optique d'un pixel HgCdTe.

2.4.3 Absorption de la couche HgCdTe

L'absorption dans ce détecteur est réalisée par la couche HgCdTe. Cette zone active est caractérisée par son indice complexe qui permet de prendre en compte l'absorption du

[19]Rogalski, 2003

[20]Hawkins, 1998

matériau. Yeh, 1988 par exemple nous donne l'expression de cet indice :

$$n_2 = n' - in'' = n' - i\frac{\alpha\lambda}{4\pi} \tag{2.10}$$

avec n' l'indice de réfraction, n" le coefficient d'extinction et α le coefficient d'absorption linéique en puissance (en cm^{-1}). Pour déterminer ces paramètres, nous utilisons les récents travaux de Moazzami[21] qui proposent, d'une part, une valeur de n' suivant la composition x et la température, et d'autre part, un nouveau modèle pour déterminer le coefficient d'absorption optique de HgCdTe. Cette modélisation est vérifiée par des mesures de spectre d'absorption réalisées par des techniques de spectrométrie infrarouge par TF ou d'ellipsométrie infrarouge. Le modèle proposé par Moazzami donne une expression empirique de α :

$$\alpha = \frac{K.(E - E_g)^n}{(E - E_g + 0,5)^n} \tag{2.11}$$

avec E l'énergie du photon incident et E_g l'énergie de bande interdite du matériau HgCdTe. Les paramètres K (« pré-facteur ») et n (« exposant ») sont déterminés expérimentalement à partir de mesures de α. E_g, K et n dépendent tous les trois de la température T et de la composition en cadmium x dans HgCdTe. L'expression la plus utilisée pour déterminer la valeur de E_g de HgCdTe est celle donnée par Hansen *et al.*, 1982. Cependant, et après confrontation des modèles, nous utiliserons ici l'expression plus récente donnée par Moazzami. La figure 2.22 illustre la simulation de E_g en fonction de la température de fonctionnement et de la composition x en élément cadmium. Par souci de clarté, nous avons représenté, en traits pointillés, certaines valeurs de E_g en eV.

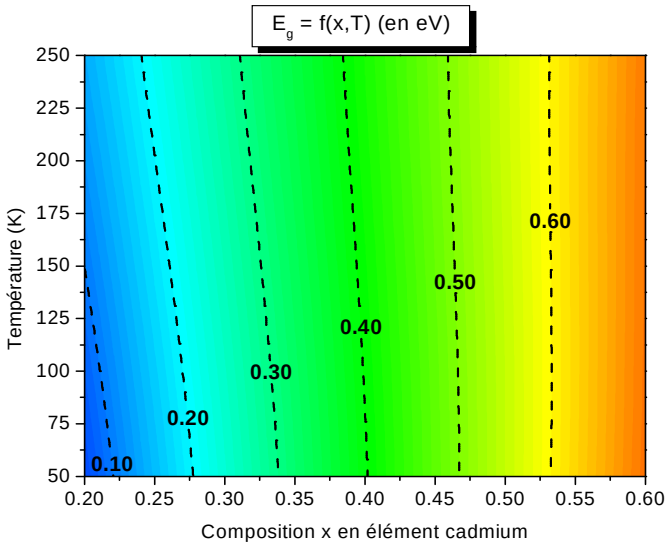


FIGURE 2.22: Représentation de E_g en fonction de x et T. Certaines valeurs de E_g ont été indiquées.

[21] Moazzami, 2005

La figure 2.23 présente la variation du coefficient α en fonction de la longueur d'onde. La correspondance en nombre d'onde est également indiquée sur l'axe du haut : $\sigma(\mathrm{cm}^{-1}) = 1/(\lambda(\mu\mathrm{m})10^{-4})$. Cette simulation est réalisée pour une température de 80 K et une composition en élément cadmium de 0,29. Ces valeurs correspondent au fonctionnement du détecteur HgCdTe utilisé par la suite (cf. paragraphe 2.5.1). La longueur d'onde de coupure du matériau λ_c est clairement identifiée sur ce graphe et correspond à l'annulation de α. Ici λ_c=5,4 µm, ce qui correspond à une énergie de bande interdite E_g égale à $\sim$ 0,23 eV.

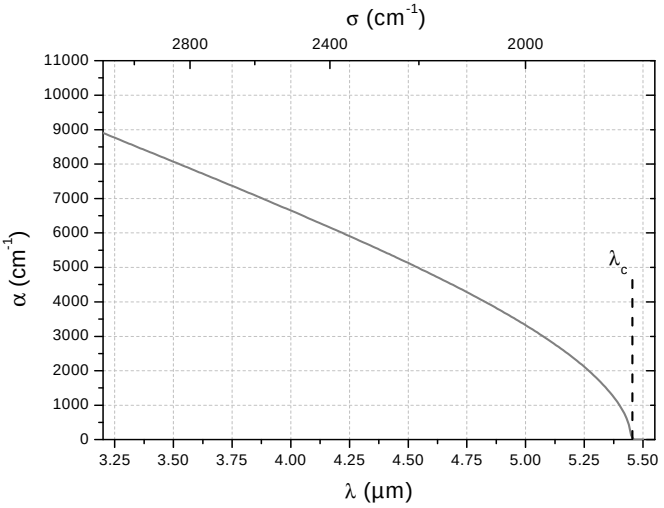


FIGURE 2.23: Coefficient d'absorption linéique fonction de la longueur d'onde, à T=80K et pour x=0,29.

2.5 Les détecteurs HgCdTe étudiés

2.5.1 Détecteur HgCdTe « classique » à technologie « planar »

a Structure du composant

La premier détecteur matriciel étudié au cours de cette thèse est un détecteur quantique HgCdTe « classique » à technologie « planar ». Ce composant est classique dans le sens où la géométrie de ses pixels est couramment utilisée aujourd'hui. Notons tout de même que les procédés d'élaboration et la composition de ces détecteurs sont spécifiques à chaque laboratoire qui les fabrique[22] (ici CEA/LETI). La technologie de croissance de ce détecteur est dite « planar », elle est basée sur des homo-jonctions n sur p épitaxiées en phase liquide (EPL) sur le substrat en CdZnTe. La couche $Hg_{1-x}Cd_xTe$ est composée d'une zone dopée p et d'une autre dopée n (cf. figure 2.24). Pour créer le dopage n, on implante des impuretés (Bore) et c'est par création de défauts que le dopage n est obtenu. On parle alors d'implantation ionique. L'association de ces deux zones forme la jonction (ou diode) au comportement photovoltaïque.

[22]Rogalski, 2003

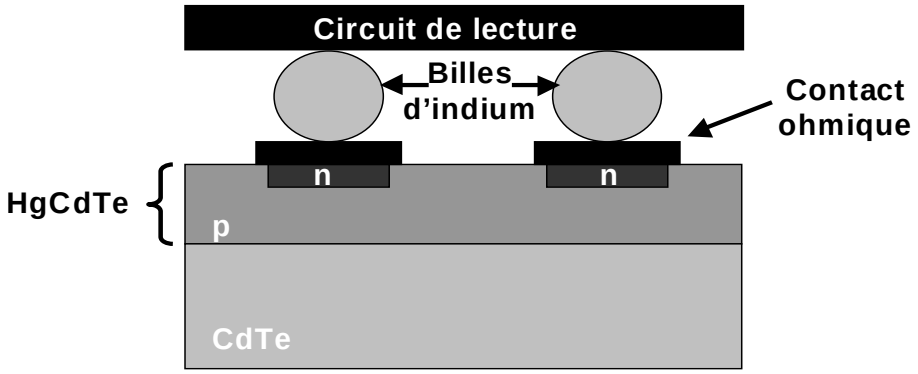


FIGURE 2.24: Illustration d'un détecteur HgCdTe « classique » à technologie « planar ». Vue en coupe, seuls deux pixels sont visibles.

Ce détecteur précédemment étudié au laboratoire dans le cadre d'un projet (en 2004), présente les caractéristiques techniques suivantes :

√ Détecteur bande II, avec λ_c=5,4 µm.

√ Température de fonctionnement : T_{det}=80 K.

La figure 2.25 illustre la composition réelle du détecteur HgCdTe étudié. La différence de cette structure avec celle décrite au paragraphe 2.4.2 est la présence d'une couche anti-reflet et d'une couche à gradient d'indice. Afin de limiter toute perte de lumière par réflexion sur le substrat, ce dernier est traité anti-reflet par une lame quart d'onde en ZnS (d'indice réel n1). Cette couche est optimisée pour λ=5µm. La couche gradient d'indice, quant à elle, est inhérente à la technologie de croissance des couches utilisée ici : l'épitaxie en phase liquide. Le saut d'indice entre la couche substrat en CdTe et la zone active en HgCdTe n'est donc pas si conséquent et permet d'optimiser la transmission entre ces deux couches et d'éviter les réflexions éventuelles au niveau des dioptres optiques. Le contact ohmique est ici décrit par un métal de fort indice complexe n_5.

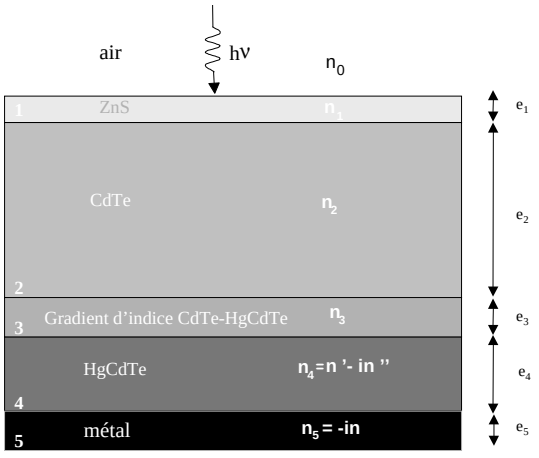


FIGURE 2.25: Modélisation de la structure du pixel HgCdTe « classique » étudié.

b Connectique électrique

Cette partie s'attelle à présenter la configuration électrique de notre composant. La récupération du signal électrique sera détaillée au chapitre 3. La figure 2.26 présente le détecteur HgCdTe sur son support qui est un disque en cuivre adapté au doigt froid de notre cryostat. Sur cette photo, nous voyons les différents éléments du composant matriciel étudié :

- √ Le détecteur, qui comprend le bloc de détection que nous venons de présenter pour un pixel et le réseau d'interconnexion (RI). Le circuit de détection est hybridé par billes d'indium sur ce RI.
- √ La céramique (circuit imprimé), sur laquelle est posé le RI.
- √ Les pistes, qui permettent d'acheminer le courant délivré par les pixels de la matrice à la limande.
- √ La limande, qui est reliée aux pistes par « bondings » (fils d'or fixés par thermo-compression) et qui envoie le courant vers l'électronique.

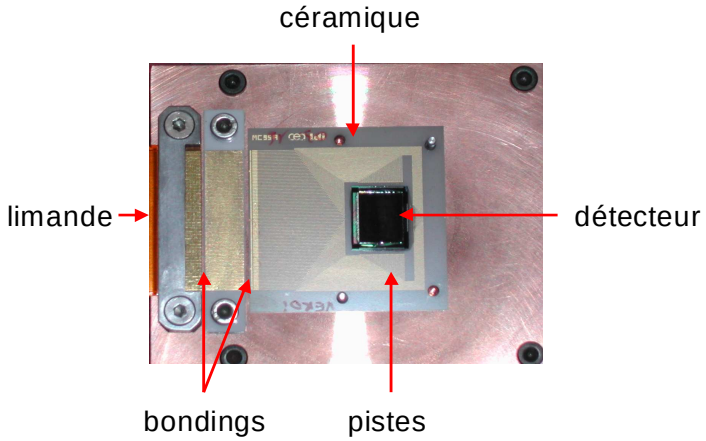


FIGURE 2.26: Composant HgCdTe sur son support.

Un RI s'apparente à un circuit imprimé constitué uniquement d'un réseau de pistes électriques, chacune d'elle véhiculant le signal d'un seul détecteur. Notons que le nombre de pixels connectables (et donc testables) est limité par le connecteur. En effet, avec une matrice 320×240 (cas de ce détecteur), nous aurions besoin d'un connecteur avec 76800 broches ! Sur ce composant, seuls quelques pixels ont donc été connectés. La figure 2.27 présente les deux régions de pixels accessibles (une mini-matrice et une croix) pour l'étude de ce composant. Plusieurs pixels ont pu être testés, comme par exemple les pixel D70 et D8 sur lesquels des mesures de réponse angulaire ont été effectuées (cf. chapitre 5).

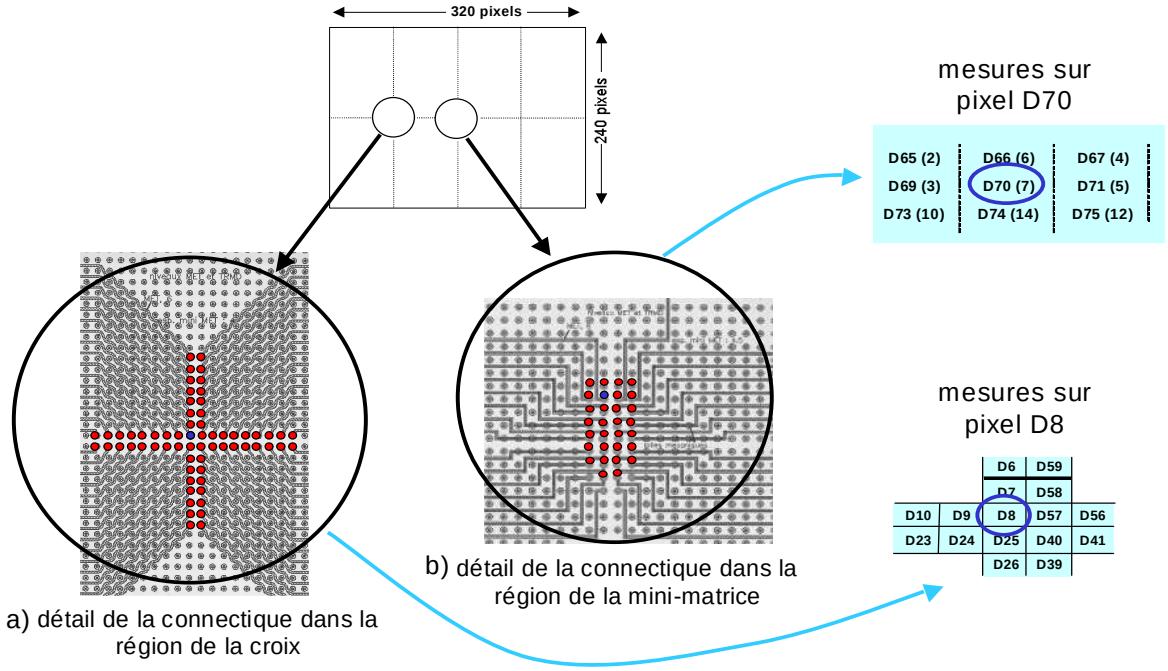


FIGURE 2.27: Connectique électrique du composant HgCdTe. Les points rouges représentent les pixels connectés : a) sur la croix, b) sur la mini-matrice. Les deux points bleus illustrent deux pixels étudiés, D8 et D70, chacun dans une des deux régions.

c Caractéristique courant-tension

Comme avant chaque étude sur un détecteur infrarouge, nous effectuons une caractéristique courant-tension du détecteur. La figure 2.28 présente le courant photonique du détecteur HgCdTe (en nA) en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur. La température du corps noir T_{cn} est de 100°C ce qui correspond à un flux ϕ_{source} =1,40.10^{-11} W ou 3,20.10^8 photons/s (cf. paragraphe 3.2.2 pour un complément sur le calcul de flux). Ces courbes sont représentatives d'une caractéristique classique d'une photodiode sous éclairement (cf. chapitre 11 de Rosencher et Vinter, 1998).

Deux courbes sont tracées sur ce graphe, une dans le cas dit « pixel confiné » et une autre dans le cas « pixel non confiné ». Nous parlons de pixel confiné lorsque tous ces voisins sont polarisés. La figure 2.28 indique que le courant est plus important dans le cas non confiné. En effet, dans ce cas, des paires électrons-trous créées en dehors de la ZCE d'un pixel peuvent néanmoins être collectées par ce pixel. Si le pixel est confiné, le photocourant est plus faible mais correspond aux porteurs créés uniquement dans la ZCE du pixel ou à une longueur de diffusion. Notons que le confinement électrique est représentatif de l'utilisation en condition réelle. Nous nous placerons donc toujours dans une configuration de confinement pour réaliser les mesures sur ce composant.

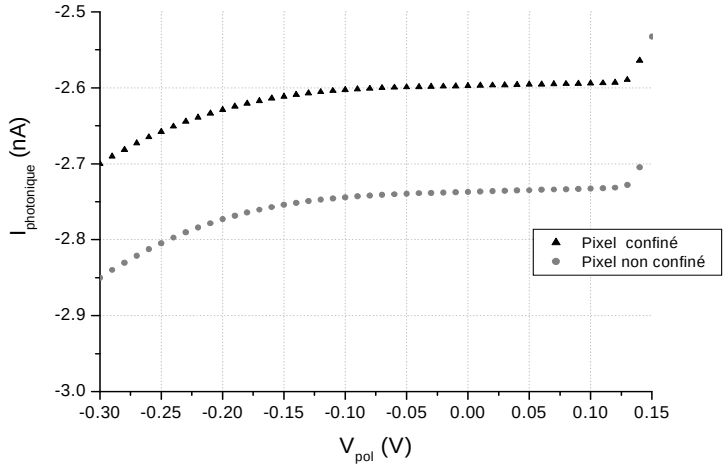


FIGURE 2.28: Caractérisation courant-tension sous flux du composant HgCdTe dans les cas confiné (triangle) et non confiné (rond). T_{det}=80K, T_{cn}=373K.

À la suite de ces mesures préliminaires, nous avons réalisé une étude détaillée de la réponse angulaire de ce composant HgCdTe (cf. chapitre 5).

2.5.2 Détecteur bi-spectral HgCdTe à technologie « mesa »

a Description du composant

Dans cette partie, nous décrivons le deuxième détecteur HgCdTe prêté par le CEA-LETI et étudié au cours de cette thèse (cf. figure 2.29).

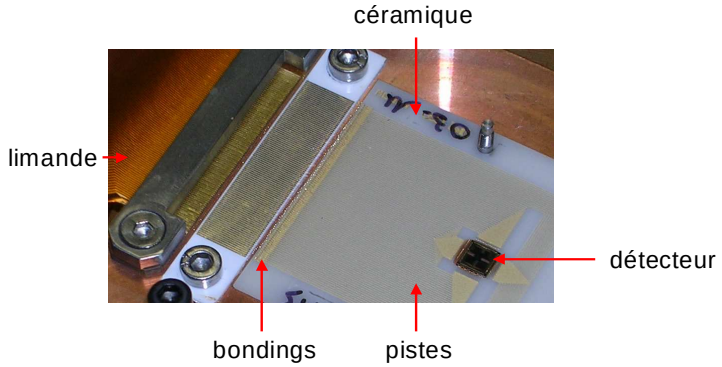


FIGURE 2.29: Composant HgCdTe bi-spectral sur son support. Crédit photo : CEA -LETI

Excepté le matériau de base qui est identique dans les deux cas, ce détecteur est différent du premier (paragraphe 2.4) sur deux points :

√ Détecteur bi-spectral intrabande bande II ou MWIR[23] : chaque pixel peut détecter deux longueurs d'onde, le choix de la longueur d'onde détectée étant effectué via la

[23]Baylet *et al.*, 2006

tension de polarisation.

√ Technologie de gravure dite « mesa », détaillée au paragraphe 2.5.2.b.

Ce second point nous intéresse particulièrement. Nous nous sommes en effet demandé si cette structure mésa affectait la réponse angulaire du composant (les flancs des mesa peuvent entre autres introduire des phénomènes de réflexion induisant de multiples passages dans la couche active pour certains angles d'incidence).

b Technologie « mesa »

La structure du détecteur bi-spectral est différente de la structure habituelle d'un détecteur HgCdTe à technologie « planar ». La phase de croissance des couches est réalisée par épitaxie avant la création des mesas par gravure. Ensuite il existe plusieurs étapes pour réaliser le composant final.

Les pixels sont électriquement séparés les uns des autres par gravure mesa, ce qui crée les tranchées représentées sur la figure 2.30. Ce processus permet d'isoler électriquement les pixels, chacun d'eux contenant les deux bandes de détection. Le contact électrique pour les deux photodiodes est réalisé sur le dessus du pixel (bille d'indium). L'avantage principal de cette technologie est de réduire la taille des pixels, rendant possible des pas pixel de 25 µm ou de 20 µm[24]. Cette taille répond aux exigences des systèmes de troisième génération en termes de résolution spatiale.

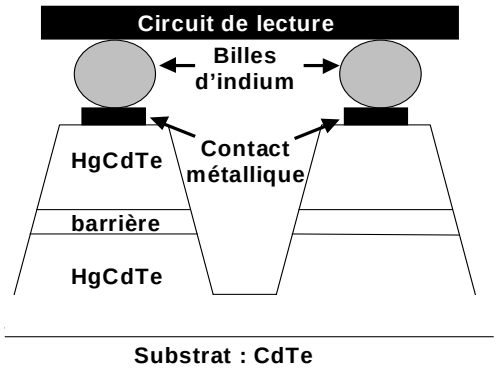


FIGURE 2.30: Illustration d'un détecteur HgCdTe à technologie « mesa ». Vue en coupe, seuls deux pixels sont visibles.

Pour plus d'informations sur la technologie spécifique aux détecteurs multi-spectraux, le lecteur peut se référer aux références suivantes : Destefanis, 1991, Ballet *et al.*, 2004.

c Principe de fonctionnement

L'objectif ici n'est pas d'analyser la détection bi-spectrale mais de donner les outils nécessaires pour la compréhension du fonctionnement de ce détecteur.

Ce composant est capable de détecter sur deux plages de longueurs d'onde différentes que nous appelons bande 1 et bande 2 (à ne pas confondre avec bande I et bande II), à

[24]Smith *et al.*, 2006

l'intérieur de la bande de détection II (rappel : 3-5µm). La figure 2.31 présente la réponse spectrale normalisée du détecteur à T_{det}=77K. Il existe deux longueurs d'onde de coupure sur ce composant, λ_{c1} et λ_{c2} qui valent respectivement 3,1µm et 5µm. Par la suite, nous noterons diode 1, la diode détectant dans la bande 1 et diode 2 la diode détectant dans la bande 2.

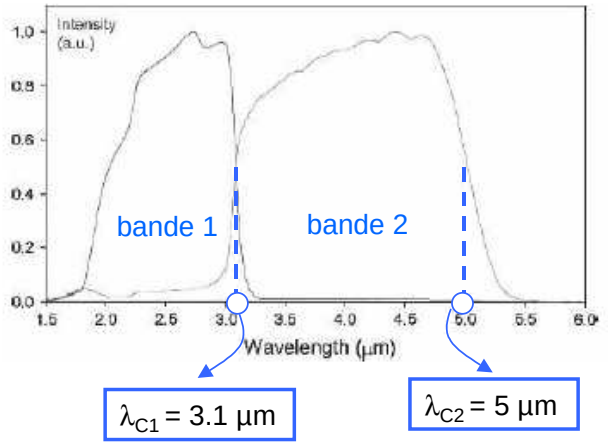


FIGURE 2.31: Réponse spectrale normalisée à T_{det}=77K. Les longueurs d'onde de coupure pour la bande 1 et la bande 2 sont respectivement λ_{c1}=3,1µm et λ_{c2}=5µm. Image CEA -LETI, Baylet *et al.*, 2006.

Les couches principales de cet empilement sont constituées de HgCdTe, avec des dopages (n ou p) différents. La composition en élément cadmium détermine la valeur de la bande interdite E_g de la couche. Les deux premières couches (dopées n et p respectivement) possèdent le même pourcentage en cadmium (x_1) et déterminent la diode 1 de longueur d'onde de coupure la λ_{c1}. Les deux dernières couches, chacune de composition x_2, constituent la diode 2, de longueur d'onde de coupure λ_{c2}. Il reste la couche du milieu de composition x_3, assimilée à une barrière « passe-haut » en longueur d'onde, dont la longueur d'onde de coupure λ_{cbar} est différente des deux autres mais inférieure à λ_{c1}.

Un schéma en coupe d'un pixel est présenté sur la figure 2.32. Le principe de ce détecteur est d'empiler une structure n-p-n. La correspondance électrique est également indiquée sur cette figure où les deux diodes (1 et 2) sont montées tête-bêche. La jonction électrique est réalisée à l'aide de la bille d'indium au niveau de la prise de contact. Dans le cas de figure d'un pixel à une bille, l'adressage des diodes ne peut se faire que séquentiellement, en appliquant une différence de potentiel entre la prise de contact et la couche n commune à tous les pixels. Suivant le signe de cette tension, l'une ou l'autre diode est polarisée en inverse, et collecte les photo-porteurs de la bande spectrale qui lui correspond. Pour ces détecteurs multispectraux, nous avons donc simultanéité spatiale (i.e. possibilité de détecter dans le même pixel, les photons provenant de deux gammes de longueurs d'onde différentes) mais pas simultanéité temporelle (i.e. les signaux issus des deux bandes de détection ne sont pas récupérés en même temps).

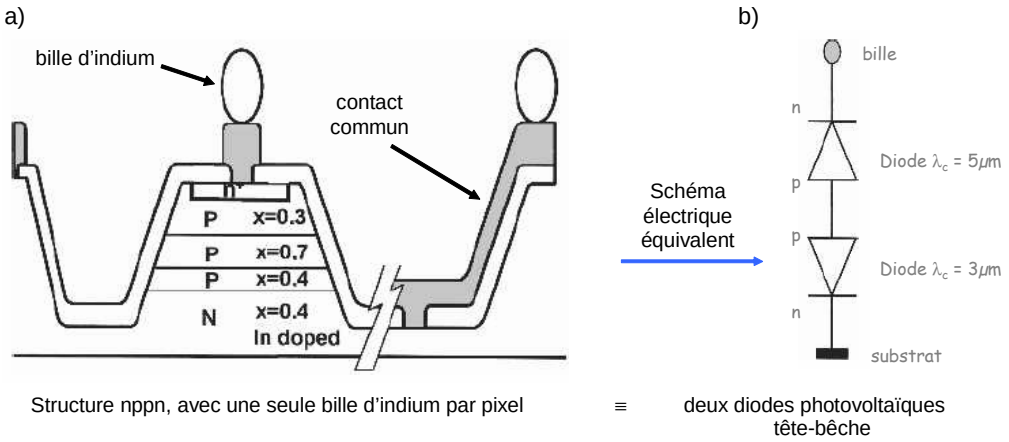


FIGURE 2.32: Pixel de technologie « mesa », pas de 30 µm. Image CEA -LETI, Baylet *et al.*, 2006.

Le rôle de la barrière est double : éviter l'intermodulation d'origine d'une part optique et d'autre part électrique. Dans le premier cas, c'est un photon qui est détecté par la mauvaise couche, par exemple un photon de longueur d'onde 2,4 µm détecté par la diode 2 à la place de la diode 1. Dans le second cas, c'est un électron qui est collecté par la mauvaise zone, par exemple un électron créé au niveau de la diode 1 mais collecté par la diode 2.

En règle générale, l'intermodulation correspond au rapport de la réponse spectrale à la longueur d'onde où elle est maximale et de la réponse spectrale à une longueur d'onde où sa réponse devrait être nulle dans le cas où il n'y a pas d'intermodulation. La figure 2.33 reprend le schéma de principe de la structure du détecteur bi-spectral. Un photon de longueur d'onde λ arrive sur le détecteur par la face arrière et peut donc être absorbé par la diode 1 si $\lambda < \lambda_{c1}$. Sinon, le photon traverse les couches de composition x_1 et x_3, respectivement diode 1 et barrière, et peut être absorbé par la diode 2.

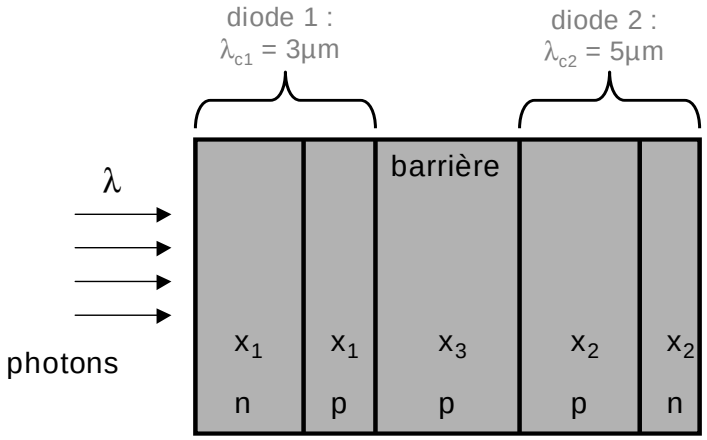


FIGURE 2.33: Schéma de principe de la structure du détecteur bi-spectral.

Pour de plus amples informations sur les détecteurs photovoltaïques bi-spectraux à

base de HgCdTe, le lecteur pourra se référer aux publications suivantes : Rajavel *et al.*, 1998; Reine *et al.*, 1998; Zanatta *et al.*, 2000; Tennant *et al.*, 2001; Smith *et al.*, 2004.

d Caractéristique courant-tension

La caractéristique courant-tension de ce détecteur est présentée sur la figure 2.34. Nous distinguons trois régions, numérotées de 1 à 3. Dans chacune de ces zones, le fonctionnement est le suivant :

- √ Zone 1 où V_{pol} est négative : la diode 1 est polarisée en direct et la diode 2 en inverse. Le courant provient des porteurs minoritaires de la diode 2.
- √ Zone 2 où V_{pol} est positive : la diode 1 est polarisée en inverse et la diode 2 en direct. Le courant provient des porteurs minoritaires de la diode 1.
- √ La zone numéro 3 est un intermédiaire entre les deux. Dans ce cas de figure, des porteurs issus des deux diodes sont collectés. Les courants provenant des deux diodes sont de sens opposés.

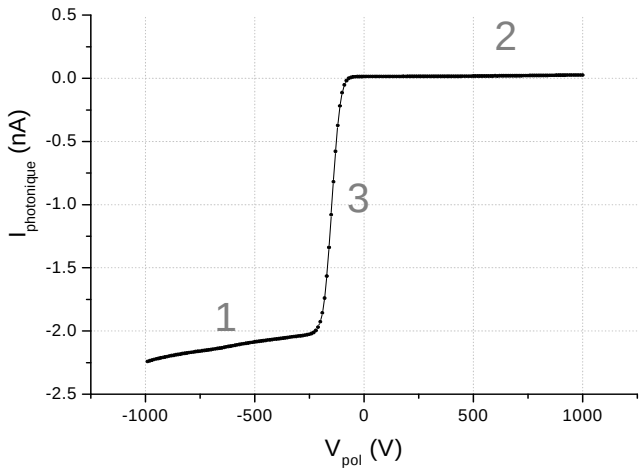


FIGURE 2.34: Caractéristique courant-tension à 77 K du détecteur HgCdTe bi-spectral. Température de la scène : 300K.

La représentation logarithmique de la caractéristique courant-tension est illustrée sur la figure 2.35.a. Nous avons indiqué la correspondance entre la bande de détection et le signe de la tension de polarisation : $V_{\text{pol}} > 0 \rightarrow$ bande1 et $V_{\text{pol}} < 0 \rightarrow$ bande2. Nous avons également tracé la caractéristique résistance dynamique-tension où R_{dyn} est proportionnelle à l'inverse de la pente de la courbe I(V) de la figure 2.34. Dans un détecteur, il existe un bruit Johnson associé à sa résistance dynamique, même si celui-ci ne délivre aucun courant et même s'il n'est pas polarisé. Ce bruit en courant étant inversement proportionnel à R_{dyn}, nous voyons l'intérêt d'avoir une résistance dynamique élevée. Ici, R_{dyn} est de l'ordre du GΩ dans la bande 2 et de l'ordre de 100 GΩ en bande 1. Si nous comparons ces valeurs avec celles d'un détecteur « classique » (de l'ordre de 60 GΩ pour le détecteur HgCdTe bande II présenté au paragraphe 2.5.1), nous remarquons que les performances

du détecteur bi-spectral ne sont pas dégradées. Pour information, la résistance dynamique d'un détecteur HgCdTe diminue lorsque la longueur d'onde augmente[25].

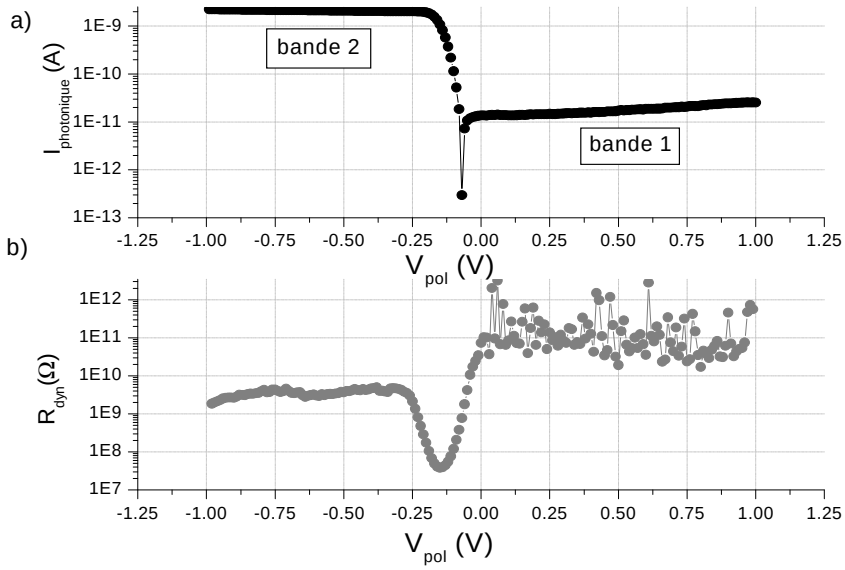


FIGURE 2.35: a) Représentation logarithmique de la caractéristique courant-tension, b) Caractéristique résistance dynamique-tension associée à la caractéristique courant-tension précédente.

Revenons sur la notion de confinement dans le cas matriciel, expliquée au paragraphe 2.5.1.c. D'un point de vue théorique et dans le cas du détecteur HgCdTe bi-spectral, il n'y a pas forcément besoin de confiner puisque ce confinement est effectué naturellement par la présence des tranchées. En règle générale, il est cependant préférable de travailler en mode confinement, i.e. de polariser les pixels voisins, car cela correspond aux conditions d'utilisation réelles.

[25]Rogalski, 2003; Palermo, 2004

CONCLUSION

En conclusion de ce chapitre, nous présentons un tableau récapitulatif des détecteurs étudiés au cours de cette thèse, et que nous allons retrouver tout au long du manuscrit.

Détecteur	**MPQ classique**	**MPQ faible-bruit**	**HgCdTe planar**	**HgCdTe mesa**
Provenance	Thales R&T	Institut Fraunhofer IAF	CEA/LETI	CEA/LETI
Format	Mono-éléments de 100×100 µm^2	Mono-éléments de 80×80µm^2	Matrice 320×240 montée sur RI, pas pixel : 30 µm	Matrice 320×240 montée sur RI, pas pixel : 25 µm
Particularité(s)	Structure de bande classique, pixels sans réseaux	Structure de bande telle que composant faible-bruit, pixels avec réseaux de profondeurs de gravure différentes	Géométrie de pixel classique, technologie planar	Composant bi-spectral, technologie mesa
Détection	λ_{pic} = 8,5 µm, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{pic}}$ = 13 %	λ_{pic} = 8,75 µm, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{pic}}$ = 25 %	bande II, λ_c = 5,4 µm	bande II, λ_{c1} = 3,1 µm et λ_{c2} = 5 µm
Référence bibliographique	Costard, 2001	Schneider et Liu, 2006	Destefanis, 1991	Baylet *et al.*, 2006
Mesures effectuées	Réponse spectrale hors-bande : chapitre 4	Réponse angulaire : chapitre 5	Réponse angulaire : chapitre 5	Réponse angulaire : chapitre 5

Chapitre 3

Protocole expérimental et mesures préliminaires

Sommaire

3.1 Points communs aux différents bancs développés **84**
3.1.1 Cryogénie et vide : l'enceinte cryogénique 84
a Cryostat 85
b Adaptation du doigt froid 86
c Écrans froids 86
d Limitation du flux parasite 87
e Sondes de température 87
3.1.2 Électronique de détection 87
a Connexion électrique 87
b Amplificateur transimpédance (TIA) 88
c Conditions de mesure électrique 90
3.1.3 Mécanique 90
3.2 Banc de mesure de réponse angulaire **91**
3.2.1 Principe de fonctionnement 91
3.2.2 Bilan des flux : nécessité de moduler le signal 92
3.2.3 Description du banc de mesure 95
3.2.4 Contrôle des paramètres 96
a Température du détecteur (T_{det}) 96
b Température du corps noir (T_{CN}) 98
c Position angulaire du détecteur (θ) 99
3.2.5 Précautions particulières 100
3.2.6 Adaptation du banc de mesure aux détecteurs étudiés 101
a Adaptation aux mono-détecteurs MPQ 101
b Adaptation aux détecteurs matriciels 102
3.2.7 Protocole de mesure 103

a Mise en route de l'expérience et acquisition d'une mesure brute 103
b Correction en cosinus θ 103
c Incertitudes sur la mesure de la réponse angulaire . 104
3.3 Banc de mesure de réponse spectrale hors-bande **105**
3.3.1 Spectromètre infrarouge par transformée de Fourier 105
3.3.2 Montage expérimental 107
3.3.3 Adaptation au mono-détecteur MPQ « classique » 108
a Interface mécanique 108
b Transmission du hublot 108
3.3.4 Protocole de mesure 109

Dans ce chapitre, nous présentons les deux bancs de mesure réalisés pour l'étude de la réponse angulaire et pour l'étude de la réponse spectrale hors-bande des détecteurs quantiques infrarouges. Les détecteurs que nous avons choisi d'étudier à l'aide de ces bancs ont déjà été décrits au chapitre précédent en précisant leurs modes de fonctionnement. Nous verrons que leurs spécificités influencent directement le protocole expérimental.

Rappelons qu'au début de cette thèse, il n'existait aucun banc permettant de mesurer la réponse angulaire, ni la réponse spectrale avec une dynamique suffisante pour étudier la réponse spectrale hors-bande. Les deux bancs de tests originaux dédiés à ces mesures sont très différents l'un de l'autre. Néanmoins, ils présentent un certain nombre de points communs liés à la mise en œuvre d'un détecteur infrarouge refroidi (cryogénie, électronique, mécanique), qui sont regroupés au paragraphe 3.1. Les paragraphes 3.2 et 3.3 sont consacrés au banc de réponse angulaire et au banc de réponse spectrale hors-bande, respectivement. Ils détaillent leur élaboration, leur mise en œuvre, leur validation et leur évolution éventuelle. Les résultats de mesure proprement dits font l'objet des chapitres 4 et 5.

3.1 Points communs aux différents bancs développés

Il existe un certain nombre de points communs à toutes les expériences sur des détecteurs quantiques infrarouges : la cryogénie, l'électronique, la mécanique. Pour réaliser des mesures précises, ces domaines sont d'une importance capitale. Toutes les interventions effectuées directement sur les détecteurs sont réalisées en salle blanche afin d'éviter le dépôt de poussières (particules présentes dans l'air non purifié) sur le composant.

3.1.1 Cryogénie et vide : l'enceinte cryogénique

Dans le cas de la détection infrarouge, les photons à détecter ont une énergie comparable à l'énergie d'agitation thermique dans le matériau si celui-ci fonctionne à température ambiante. Cela implique qu'un détecteur fonctionnant à température ambiante

s'éblouit lui-même. Ce problème est résolu en refroidissant le détecteur. Plus la longueur d'onde de coupure d'un détecteur est élevée, plus celui-ci doit être refroidi. La température des détecteurs influence directement leurs performances : courant d'obscurité, longueur d'onde de coupure, réponse (suivant la filière technologique considérée). Il est donc impératif de bien stabiliser la température du plan focal, surtout pour des composants de longueur d'onde de coupure élevée. En outre se pose le problème de l'uniformité de température dans le cas matriciel et de la stabilité de la non-uniformité, induisant des disparités de caractéristiques des détecteurs et des évolutions temporelles de ces disparités.

a Cryostat

Le détecteur est placé dans un boîtier thermiquement isolé appelé cryostat. Il s'agit d'une enceinte fermée, équipée d'un hublot, placée sous vide et équipée d'un doigt froid où est positionné le détecteur. Le vide dans le cryostat permet d'éviter la condensation et la solidification de vapeur d'eau lorsque le détecteur est refroidi. De plus, il empêche un quelconque réchauffement par convection, ce qui optimise la descente en température (descente en froid plus rapide et température minimum plus basse). Le refroidissement peut être obtenu de plusieurs façons. Nous distinguons :

- √ Les cryostats opérationnels (cf. figure 3.1.a), couplés à une machine à froid (compresseur) fonctionnant grâce à la compression-détente d'un gaz (principe de Stirling). Ce procédé est commode car il ne nécessite pas de fluide cryogénique. Les conditions de fonctionnement du détecteur (gamme de températures, angle de vue) ont été fixées par le constructeur. L'ensemble cryostat-machine à froid, appelé bloc détecteur, est très compact, avec un volume typique de l'ordre du litre et une masse de l'ordre du kilogramme. Mais cette compacité est obtenue au détriment de la flexibilité de la configuration expérimentale : il est par exemple impossible d'insérer un filtre ou de changer d'écran froid. De nombreuses équipes[1] travaillent sur l'amélioration des performances des machines cryogéniques (réduction des dimensions/poids, diminution des vibrations, augmentation du temps de vie, descente en froid plus rapide...).
- √ Les cryostats de laboratoire, à bain (avec un réservoir d'azote liquide, cf. figure 3.1.b) ou à circulation (reliés à une bouteille d'azote liquide ou d'hélium liquide par une canne de transfert, cf. figure 3.1.c). Leur mise en œuvre est parfois astreignante (par ex. nécessité d'un approvisionnement régulier en fluide cryogénique), mais ils permettent une grande souplesse au niveau des caractérisations électro-optiques : possibilité de définir une enceinte cryogénique dédiée à l'expérience, un écran froid spécifique, de changer de hublot, ou de faire varier la température du détecteur pour les cryostats à circulation. Le liquide cryogénique utilisé dépend de la température de fonctionnement souhaitée pour le détecteur. Pour des températures supérieures à 77 K, température de liquéfaction de l'Azote liquide, c'est ce dernier qui est utilisé. Par contre, pour descendre à des températures inférieures, l'Hélium liquide est de rigueur (température de liquéfaction de 4,2 K). Les mesures réalisées lors de ce

[1] Chatard, 1994; Hoefelmeyer *et al.*, 2004; Mullié *et al.*, 2006

travail de thèse ont été obtenues pour une gamme de température allant de 50 à 80 K. Un système de régulation nous permet de fixer une température de consigne comprise entre 4 et 300 K. Les cryostats utilisés lors de cette étude font partie de la classe des cryostats à circulation.

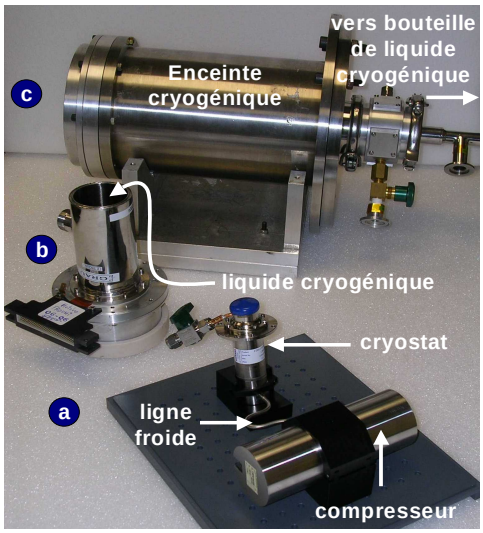


FIGURE 3.1: Photo des différents cryostats utilisés au laboratoire : a) cryostat opérationnel et son compresseur, b) cryostat à bain, c) cryostat à circulation.

b Adaptation du doigt froid

Le doigt froid sur lequel est placé le détecteur permet de produire une surface froide localisée. Dans le cas d'un cryostat à circulation, ce dispositif se compose d'une chambre où le liquide cryogénique peut entrer et sortir. Le doigt froid est d'une longueur variable suivant les dimensions du cryostat. Au cours de nos expériences, il a fallu adapter le doigt froid des différents cryostats au détecteur utilisé (cf. par exemple le paragraphe 3.3.3).

c Écrans froids

Un cryostat est équipé d'un écran froid dont l'ouverture détermine l'angle solide sous lequel le détecteur voit l'extérieur. Le choix de cet écran résulte d'un compromis entre réduction du flux de fond et vignettage. De plus, dans les expériences de détection infrarouge, il est important de refroidir les sources extérieures de rayonnement pour limiter le flux dû à celles-ci. Dans ce contexte, les écrans froids sont généralement positionnés en contact direct sur le doigt froid. La masse de l'écran froid à refroidir doit être la plus faible possible car elle détermine la vitesse de la descente en froid et la température finale de l'écran. Le bilan des flux radiométriques au sein du banc de mesure détermine la température maximale de l'écran froid acceptable sous peine de subir un rayonnement important dû à l'écran (cf. paragraphe 3.2.2).

d Limitation du flux parasite

Toutes les parties non refroidies du banc de mesure émettent un rayonnement infrarouge susceptible d'arriver au détecteur, et ce même s'il n'existe pas de chemin direct pour un rayon lumineux de l'un à l'autre. Afin de limiter ce phénomène, les surfaces en regard du détecteur sont recouvertes d'une peinture noire présentant une forte émissivité[2]. Cette peinture permet d'une part d'éviter la réflexion de la lumière infrarouge émise par un autre point chaud, et d'autre part d'assimiler les éléments peints à des corps noirs dont on peut calculer le flux émis connaissant leur température. En d'autres termes, une partie du banc refroidie et peinte n'émet quasiment rien et ne réfléchit rien. Une partie chaude et peinte ne réfléchit rien mais émet comme un corps noir.

Pour réduire encore le flux de fond, il est possible d'ajouter un filtre froid sur le détecteur, qui impose une bande spectrale d'analyse $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$. De plus, des filtres de très haute qualité (multicouches) conçus pour présenter un flanc raide à λ_{max} permettent d'imposer une longueur d'onde de coupure à tous les pixels d'un plan focal infrarouge et de limiter ainsi les non-uniformités de réponse (que l'on nomme BSF : Bruit Spatial Fixe).

e Sondes de température

Dans le but de contrôler les températures dans l'enceinte cryogénique, des sondes de température peuvent être disposées sur : l'écran froid, le détecteur, les parties émissives du banc... Nous pouvons vérifier non seulement le bon déroulement de la descente en froid du cryostat mais encore l'importance de l'ajout d'un écran et/ou de la peinture. Une première sonde est intégrée au cryostat (positionnée sur le doigt froid) et une deuxième est placée près du détecteur. Ces deux capteurs indiquent la différence de température entre le doigt froid et le composant, le but étant d'obtenir la même température. Nous devons choisir judicieusement la fixation pour ces sondes, i.e. trouver une colle qui tienne dans le temps au cours des différents refroidissements de l'enceinte cryogénique.

Notons enfin que les produits chimiques ajoutés dans le cryostat sous vide (peinture, colle...) ne doivent pas avoir un pouvoir de dégazage important, sous peine de compromettre la mise sous vide du cryostat.

3.1.2 Électronique de détection

a Connexion électrique

Nous avons vu au paragraphe 1.2.3 que les détecteurs retenus pour ce travail de thèse sont soit des matrices, soit des mono-éléments. La récupération du signal est cependant identique dans les deux cas : chaque pixel est connecté indépendamment des autres. La figure 3.2 illustre ce point. Les détecteurs sont posés sur une céramique à laquelle ils sont connectés électriquement par des « bondings ».

Dans le cas d'une matrice, le courant délivré par les pixels est transmis de la matrice vers un connecteur par une limande (câble plat assurant la liaison électrique entre le

[2]Hameury et Chesne, 1996; Tang-Kwor et Matteï, 2001

détecteur et l'électronique de traitement du signal). Il existe alors deux possibilités pour récupérer le signal :

- √ Tous les pixels d'une matrice sont connectés au circuit de lecture et les signaux sont transmis via la céramique et la limande vers l'étape de numérisation (exemple typique d'une caméra).
- √ Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.5.1.b, le circuit de détection peut être hybridé par billes d'indium sur un réseau d'interconnexion (RI) et non sur un circuit de lecture. Les signaux des pixels a, b ou c peuvent être récupérés directement sur les broches du connecteur (figure 3.2.a). Ce sont ces matrices qui sont utilisées dans le cadre de cette étude.

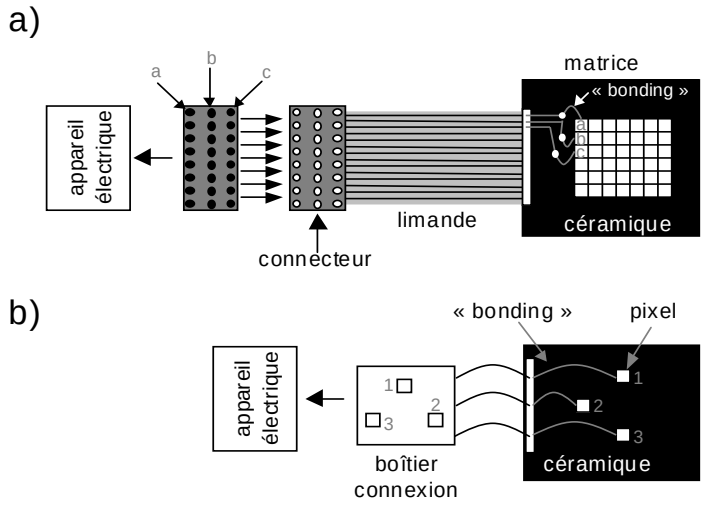


FIGURE 3.2: Connexion électrique entre le détecteur et l'appareillage électrique dans le cas : a) d'une matrice, b) d'une puce de trois mono-éléments.

La figure 3.2.b présente le cas d'une puce de trois mono-éléments, chaque pixel étant connecté individuellement. Nous pouvons par exemple récupérer directement le signal du pixel 1 en se connectant sur le plot 1 du boîtier de connexion.

Pour des mono-éléments comme pour une matrice hybridée sur RI, l'électronique s'en trouve simplifiée car il n'est pas nécessaire de récupérer tous les signaux de tous les pixels d'une matrice. Le traitement du signal est entièrement analogique, éliminant ainsi l'étape de numérisation habituellement nécessaire à l'évaluation des performances d'une matrice. Nous venons nous connecter sur le pixel soit directement dans le cas d'un mono-élément, soit par l'intermédiaire d'un connecteur en bout de limande dans le cas d'une matrice (cf. figure 3.2).

b Amplificateur transimpédance (TIA)

Il existe différents types de montages pouvant être utilisés pour amplifier le courant délivré par un détecteur infrarouge. Nous présentons ici le montage utilisé lors de ces études expérimentales : le montage de type amplificateur transimpédance dont le schéma

est représenté sur la figure 3.3. Le détecteur est soit un détecteur MPQ, soit un détecteur HgCdTe mais dans les deux cas, I_d est le courant délivré par le détecteur. Ce montage permet d'effectuer simultanément la conversion courant-tension et l'amplification à l'aide d'un amplificateur opérationnel. Il existe deux façons de polariser le détecteur : la première (figure 3.3.a) est préférable car elle donne des valeurs de la tension de sortie de l'amplificateur (V_s) plus faibles en valeur absolue, nous évitons donc la saturation de l'amplificateur opérationnel. Mais le conditionnement du détecteur (liaison à la masse) ne permet pas toujours ce type de polarisation. Il faut alors polariser par la borne « + » de l'amplificateur opérationnel (figure 3.3.b).

Notons qu'une forte résistance de contre-réaction (R_{CR}) est souhaitable, car elle permet d'avoir un gain élevé et un bruit Johnson lié à cette résistance faible. Mais il existe toujours une capacité parasite dans la boucle de contre-réaction, qui limite la bande passante pour de fortes valeurs de R_{CR} et peut faire apparaître des phénomènes d'accrochage en fréquence (ou « noise peaking »). Pour contrôler ces effets, nous utilisons une capacité C_{CR}.

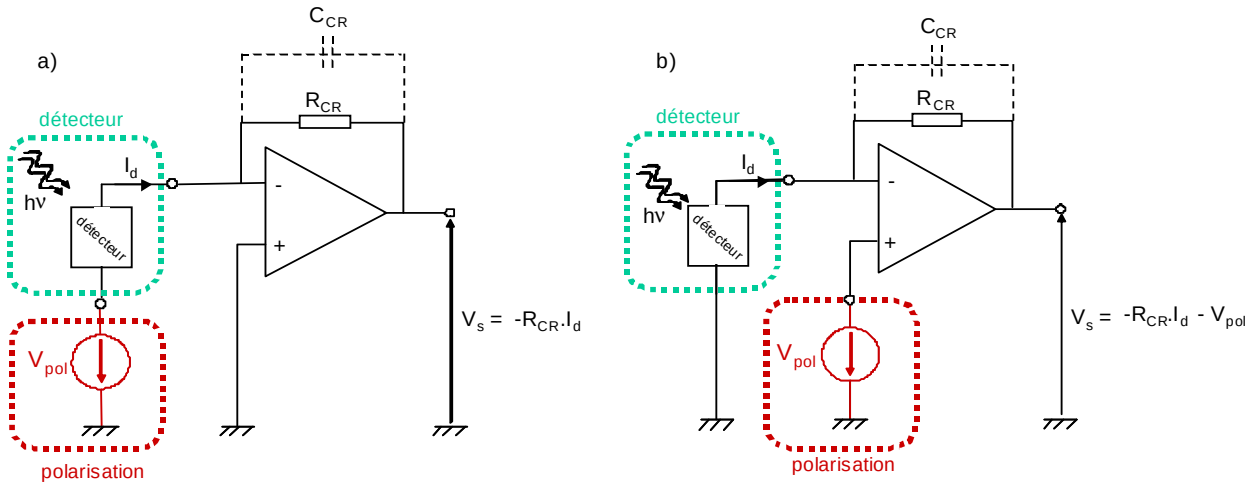


FIGURE 3.3: Montages du type amplificateur transimpédance : a) polarisation directement au niveau du détecteur (préférable si le conditionnement du détecteur le permet), b) polarisation par la borne « + » de l'amplificateur opérationnel.

L'avantage principal du montage de type TIA est la grande impédance d'entrée de l'amplificateur opérationnel, qui permet de réaliser une adaptation d'impédance avec le détecteur. Cette configuration est fortement intéressante pour les mesures de bruit : en choisissant judicieusement les valeurs de la résistance de contre-réaction et celle de la tension de polarisation du détecteur, il est en effet (parfois) possible de mesurer le bruit propre du détecteur (cf. mesures de bruit sur un détecteur MPQ en annexe B). Par contre, le produit gain-bande passante de l'amplificateur étant une constante, ce montage ne permet pas de travailler en hautes fréquences. Pour toutes les expériences réalisées au cours de cette thèse, nous nous plaçons dans la configuration a) de la figure 3.3.

c Conditions de mesure électrique

Les courants mesurés sur les détecteurs quantiques testés sont compris entre 10^{-9} et 10^{-12}A. L'utilisation d'appareils ultra-sensibles (comme le TIA) est indispensable à la réalisation de ces mesures, mais pas suffisante. Il faut de plus éviter tout faux contact électrique, d'où l'importance du gainage des fils électriques. La mesure de ces faibles courants nécessite également de fortes précautions pour limiter les perturbations électromagnétiques environnantes. La moindre décharge électrostatique à proximité du détecteur endommage de manière irréversible le composant. Toutes les expériences réalisées au laboratoire s'accompagnent de règles spécifiques en matière de Compatibilité Électromagnétique (CEM)[3]. Dans nos expériences, nous nous trouvons généralement dans une configuration de « masse flottante ». Nous devons alors relier les différentes masses entre elles, par ex. celle du cryostat et celle de l'amplificateur.

Enfin, tous les appareils électriques utilisés sur nos bancs de mesures sont pilotés à distance, ce qui rend les expériences entièrement automatisées et permet même à l'expérimentateur de sortir du laboratoire pour ne pas perturber la mesure. L'interface électronique-informatique nous permet de contrôler et de suivre les différents paramètres de nos études.

3.1.3 Mécanique

La partie conception mécanique est également un domaine important dans le cadre de la caractérisation des détecteurs quantiques infrarouges. Différentes parties de nos expériences sont concernées par la réalisation de pièces mécaniques :

- √ L'élaboration d'enceintes cryogéniques spécifiques (cf. paragraphe 3.2.1), différentes des cryostats de laboratoire habituels.
- √ La fabrication de divers écrans froids adaptés à des configurations particulières d'expériences (par ex. dimensions du cryostat) et aux détecteurs étudiés (par ex. dimensions du composant).
- √ La création de pièces « exotiques » pour des conditions spécifiques de mesure (exemple de détecteur MPQ incliné, cf. paragraphe 3.3.3).
- √ La réalisation de boîtiers ou de pièces enveloppant la connectique (fils électriques ou limande) afin de créer un blindage électrique.

Pour faciliter les échanges thermiques (doigt froid-détecteur par exemple), nous privilégions le cuivre qui possède une haute conductivité thermique. Les cryostats sont réalisés en inox, ce qui permet d'obtenir un bon état de surface (peu rugueux), surtout au niveau des jointures.

[3]Charoy, 1992

3.2 Banc de mesure de réponse angulaire

3.2.1 Principe de fonctionnement

Pour la réalisation des mesures de réponse en incidence, un banc a été conçu et réalisé à l'ONERA : le montage BRASIL (Banc de Réponse Angulaire Spécifique à l'Infrarouge Lointain). Ce banc doit permettre, comme son nom l'indique, d'étudier la réponse angulaire de détecteurs infrarouges refroidis, monoéléments ou matriciels. C'est à ce jour le seul banc de mesure au monde permettant de réaliser ce type de mesures sur des détecteurs infrarouges.

Le principe de fonctionnement de ce banc est décrit sur la figure 3.4. Le détecteur est placé sur une plaque en cuivre qui assure une jonction thermique avec le doigt froid. La température du détecteur (T_{det}) est sensiblement la même que celle du doigt froid, elle-même équivalente à la température de consigne. Le flux utile est émis par une résistance chauffante assimilable à un corps noir (avec une température que nous noterons T_{CN}). La source, positionnée dans le même plan horizontal que le détecteur, balaye une large plage angulaire autour de l'axe de rotation. Nous prenons comme référence angulaire la position θ=0° qui indique que le corps noir et le détecteur sont en regard. Le balayage angulaire de la source peut s'effectuer dans les deux sens : de θ_2 vers θ_1 ou de θ_1 vers θ_2. Comme nous le verrons par la suite (cf. paragraphe 3.2.2), BRASIL est équipé d'un modulateur (ou « chopper ») pour signer temporellement le flux émis par la source.

Nous positionnons un écran froid devant le détecteur pour limiter tout flux parasite dû au rayonnement dans l'infrarouge des différentes parties de l'enceinte (par exemple : la paroi du banc dont la température est $\sim$ 300 K).

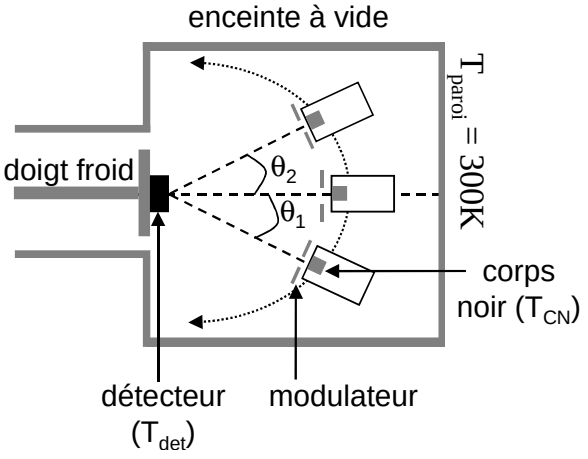


FIGURE 3.4: Principe de fonctionnement de BRASIL, vue de dessus.

Les principaux avantages d'un tel banc sont les suivants :

√ Une gestion rigoureuse des flux incidents (flux signal, flux instrumental, lumière parasite). Le positionnement du détecteur et de la source infrarouge dans une même enceinte sous vide cryogénique limite le flux parasite. En effet, il n'y a aucune contribution au flux provenant de l'extérieur du banc.

√ L'absence de hublot entre le détecteur et les sources infrarouges permet d'obtenir une plage d'angle d'incidence très importante. Nous ne sommes limités angulairement que par l'encombrement électrique et mécanique.

Ce banc présente toutefois une grande complexité expérimentale car nous n'avons aucun contrôle visuel possible une fois l'enceinte fermée. BRASIL a constamment évolué au cours de l'étude, ne serait-ce que pour l'adapter aux différents détecteurs utilisés. Les bilans de flux à l'intérieur de l'enceinte et/ou les premières mesures nous ont également permis de développer des écrans froids spécifiques (cf. partie 3.2.6).

La photo 3.5 représente plus précisément l'intérieur de BRASIL, i.e. banc ouvert sans le capot de fermeture. Nous distinguons sur cette figure les principaux éléments constitutifs de ce banc. Le doigt froid du cryostat et la vanne pour extraire l'air de l'enceinte nous permettent d'obtenir une enceinte cryogénique sous vide. Et enfin, un passage à vide permet de transmettre le mouvement de rotation d'un arbre tournant à travers une enceinte à vide.

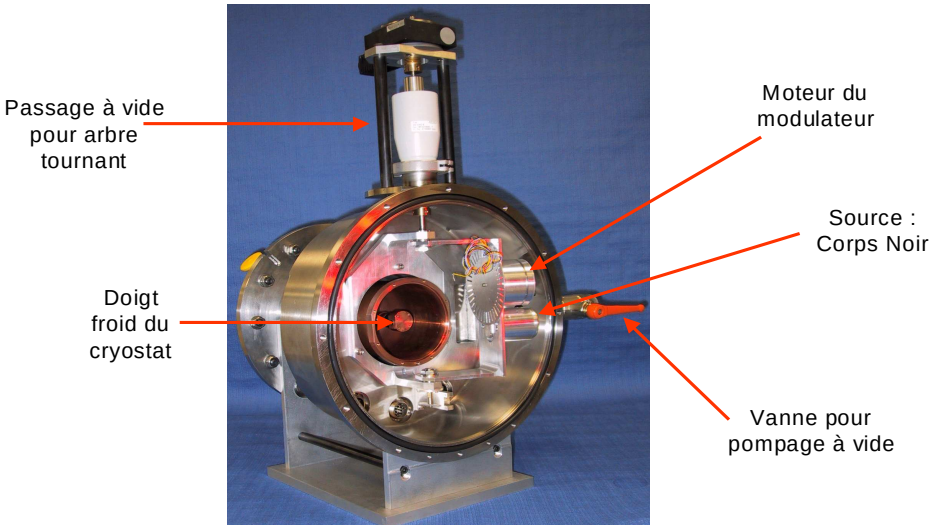


FIGURE 3.5: Photo de BRASIL, vue de face.

3.2.2 Bilan des flux : nécessité de moduler le signal

Avant toute mesure en détection infrarouge, il est très important d'estimer les différentes contributions du flux lumineux à l'intérieur du banc de mesure. Un calcul radiométrique simple peut alors nous permettre d'appréhender au mieux la configuration de notre banc.

La figure 3.6 présente l'intérieur du banc (vu de profil) où le flux reçu par le détecteur est limité spatialement par l'écran froid. Nous distinguons trois flux énergétiques : le flux ϕ_{source} dû à la source de rayonnement, le flux ϕ_{fond} émis par le fond instrumental de BRASIL (typiquement rayonnement des parois à 300 K) et le flux $\phi_{\text{écran}}$ émis par l'écran froid, dont la température est proche de la température de fonctionnement du détecteur. L'intérêt de la mesure de la réponse angulaire est d'obtenir le signal du détecteur

en réponse au flux lumineux émis par la source. Nous souhaitons nous placer dans une configuration où ϕ_{source} est prépondérant par rapport aux autres sources de flux. Les dimensions a, b, c et d ont été mesurées expérimentalement. Nous avons pris l'exemple d'un écran froid couramment utilisé dans BRASIL.

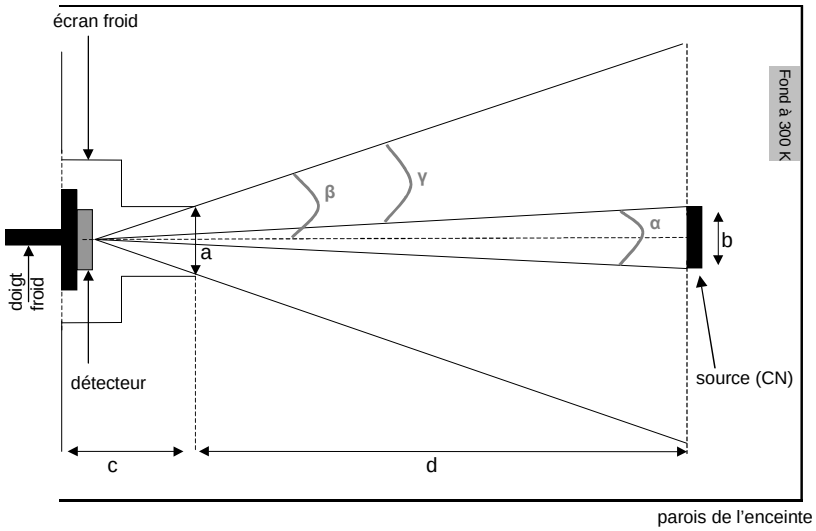


FIGURE 3.6: Flux lumineux dans BRASIL, vue de profil.

Le flux énergétique reçu par un pixel de surface sensible S est donné par la formule suivante[4] :

$$\phi = \pi S \sin^2 \zeta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda k_B T} - 1} d\lambda \qquad \text{(en W)} \tag{3.1}$$

où ζ représente le demi-angle de vue. Le pré-facteur $\pi S \sin^2 \zeta$ correspond à l'étendue géométrique du faisceau lumineux avec S la surface apparente du détecteur. Le terme à l'intérieur de l'intégrale n'est autre que la luminance spectrique énergétique (cf. chapitre 1) avec T la température du corps émetteur. Les bornes de l'intégrale correspondent à la gamme de détection de notre composant. Si nous prenons les notations du schéma 3.6, ϕ_{source} est donné par l'angle $\alpha/2$, ϕ_{fond} par $\gamma = \beta - \alpha/2$ et le rayonnement dû à l'écran froid est vu par le pixel sous un angle égal à $\pi/2 - \beta$.

Prenons l'exemple du détecteur HgCdTe décrit au chapitre 2 dont la surface de détection d'un pixel est S = $(30\mu\text{m})^2$. La température du détecteur T_{det} est 80 K et correspond à la température de l'écran froid. Les parois de l'instrument sont à température ambiante, i.e. 300 K, et la source est à 373 K (100°C). Nous intégrons sur la plage de longueur d'onde [1-5,3 µm]. Les résultats sur les calculs de flux sont les suivants :

[4]Meyzonnette et Lépine, 2003

ϕ_{fond}	$3{,}920\times10^{-10}$ W
ϕ_{source}	$1{,}399\times10^{-11}$ W
$\phi_{\text{écran}}$	$2{,}334\times10^{-21}$ W

TABLE 3.1: Valeurs de flux énergétiques à l'intérieur de BRASIL pour un détecteur HgCdTe.

Le tableau 3.1 indique que le flux émis par l'écran est négligeable devant les deux autres contributions. Ce n'est pas une surprise car l'étude réalisée sur l'écran froid a pour but de diminuer son flux radiatif. Par contre, le flux dû au fond est très supérieur au flux utile (ϕ_{source}), ce qui pose un problème. En effet, le courant délivré par le détecteur sera majoritairement dû à ce flux de fond instrumental. Nous devons réussir à dissocier ces deux contributions pour déterminer en sortie de BRASIL le signal utile du détecteur, i.e. la réponse de celui-ci au rayonnement de la source. Un modulateur est placé devant la source afin d'avoir une variation périodique du flux émis par le corps noir. Cette modulation permet la récupération du signal du détecteur à l'aide d'une détection synchrone.

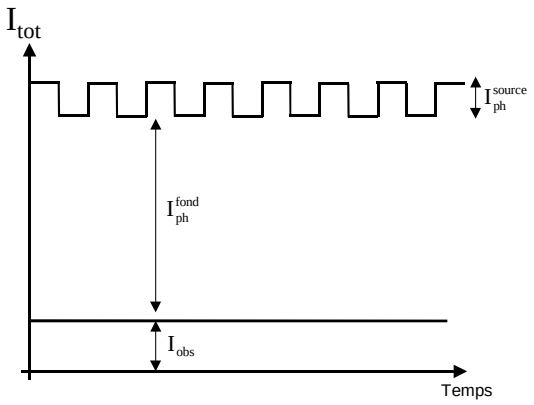


FIGURE 3.7: Illustration du signal de sortie du détecteur en termes de contributions en courant.

La figure 3.7 présente les différentes contributions en courant du signal de sortie du détecteur dans le cas où le flux utile est modulé. En négligeant $\phi_{\text{écran}}$, le signal délivré par le détecteur est la somme de trois courants : le courant d'obscurité, le courant photonique dû à la source et le courant photonique dû au fond instrumental (cf. équation 3.2).

$$\mathrm{I_{tot}} = \mathrm{I_{obs}} + \mathrm{I_{ph}^{fond}} + \mathrm{I_{ph}^{source}} \quad , \tag{3.2}$$

où le courant photonique $\mathrm{I_{ph}^{source}}$ est le seul à être modulé. L'intérêt du modulateur est donc double, il permet de s'affranchir d'une part du courant d'obscurité et d'autre part du fond instrumental. Nous voyons cependant qu'il va être difficile d'extraire $\mathrm{I_{ph}^{source}}$ du signal de sortie si le contraste de la modulation est trop faible, avec l'expression suivante pour le terme du contraste :

$$C = \frac{I_{\text{ph}}^{\text{source}}}{I_{\text{tot}}} \quad . \tag{3.3}$$

Si nous prenons les valeurs du tableau 3.1 et en émettant l'hypothèse que le terme I_{ph}^{fond} est prépondérant dans I_{tot}, nous obtenons la valeur de 3,5 % pour C.

3.2.3 Description du banc de mesure

Nous pouvons maintenant développer complètement le banc pour réaliser les mesures de réponse angulaire. La figure 3.8 illustre le fonctionnement du banc de mesures de réponse angulaire.

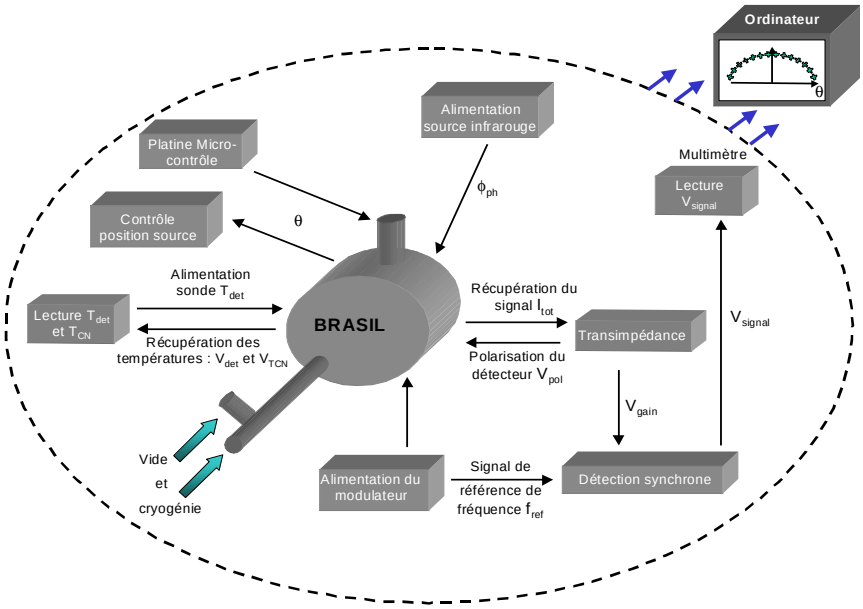


FIGURE 3.8: Configuration du banc de mesures de réponse angulaire.

Nous allons expliciter les différentes parties de ce banc :

√ Le vide : Il est effectué à l'aide d'une pompe à vide qui extrait l'air ou un autre gaz contenu dans BRASIL. Les gaz à évacuer sont d'une part ceux présents au début de la mise sous vide (à la pression atmosphérique) et d'autre part ceux émanant de phénomènes tels que le dégazage naturel des parois sous vide, des produits chimiques...

√ Le froid : Le transfert d'hélium liquide (ou d'azote liquide) de la bouteille vers le cryostat est réalisé à l'aide d'une canne de transfert. Le liquide cryogénique utilisé dépend du détecteur étudié. Une sonde de température située sur le détecteur est alimentée par un générateur de tension. Un multimètre permet de lire cette température sous la forme d'une tension : V_{det}.

√ La source infrarouge : Elle est alimentée pour permettre d'atteindre la température désirée. Le balayage angulaire est réalisé grâce à une platine Micro-contrôle qui transmet l'ordre de rotation au moteur sur lequel la source est fixée. Le mouvement peut s'effectuer dans un sens ou dans l'autre et la variable correspondant à la position de la source est θ. Pour vérifier la température du corps noir, nous avons placé une

sonde de température sur la source et nous venons lire la tension correspondante : $V_{T_{CN}}$.

- √ L'adressage du composant : Nous polarisons le détecteur (V_{pol}) à l'aide d'un amplificateur transimpédance (TIA) qui récupère également le signal du détecteur sous la forme d'un courant I_{tot}. Le gain de l'amplificateur est adapté suivant la dynamique de I_{tot}.
- √ La détection synchrone : Elle utilise comme référence le signal de commande du modulateur, alimenté à une fréquence de rotation f_{ref}, pour extraire I_{ph}^{source}.

Le processus de récupération du signal est le suivant. Tout d'abord, le signal de sortie du TIA V_{gain} est le produit du gain de l'amplificateur interne de l'appareil (G) par le courant délivré par le détecteur (I_{tot}). La détection synchrone (DS) multiplie ensuite le signal de sortie V_{gain} par une sinusoïde de fréquence f qui, dans notre cas, correspond à la fréquence imposée par le « chopper » (f_{ref}). V_{gain} est une fonction en créneau que l'on décompose en séries de Fourier. La DS prend la valeur efficace (ou RMS pour « root mean square ») de la première harmonique, i.e. la valeur efficace du premier terme de la décomposition en série de Fourier. Dans notre cas et après calculs, cette valeur est de $1,273/\sqrt{2}$. Le signal de sortie de la DS V_{signal} est :

$$V_{\text{signal}} = \frac{1,273}{\sqrt{2}} \times \frac{10}{Sb} \times G \times I_{\text{det}} \quad , \tag{3.4}$$

où le terme $\frac{10}{Sb}$ correspond à un facteur interne de la DS, avec Sb la sensibilité. Avec l'équation 3.4, nous voyons de suite que nous pouvons remonter au courant I_{det} délivré par le pixel.

3.2.4 Contrôle des paramètres

Nous venons de préciser le principe de fonctionnement du banc de réponse angulaire, mais avant de véritablement commencer les mesures, nous devons nous assurer de la validité du banc de mesures, et pour cela de nous assurer que les variations de photocourant enregistrées en incidence sont bien représentatives de la réponse angulaire du détecteur. Elles peuvent en effet être induites par la variation d'un paramètre expérimental tel que la température du détecteur, la température du corps noir ou la position angulaire de la source.

a Température du détecteur (T_{det})

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, dans les détecteurs quantiques, I_{obs} varie considérablement avec T_{det}. Nous avons donc effectué beaucoup de tests pour nous assurer du contrôle de T_{det} au cours d'une mesure et au cours d'une série de mesures.

Prenons l'exemple d'une mesure de température au cours d'une acquisition. La figure 3.9 présente l'évolution de la température d'un détecteur HgCdTe (T_{det}) en fonction du temps (en minutes). La mesure débute avec une température de 83,533 K et se termine

avec une température de 83,523 K. L'écart-type calculé par rapport à la moyenne en température (m=83,524 K) nous donne 0,007 K. Et enfin, l'écart relatif entre la valeur maximum et la valeur minimum de T_{det} est de 0,03%. Dans le cas d'un détecteur HgCdTe, une variation de la température de fonctionnement entraîne une variation de sa longueur d'onde de coupure[5] λ_c. Cependant, l'écart de température observé ici nous donne un écart absolu sur λ_c de 3 nm, ce qui est insignifiant en comparaison des longueurs d'onde de détection (ici 3-5 µm). De plus, toutes ces précisions sur notre mesure de température confirment la maîtrise de ce paramètre au cours du temps.

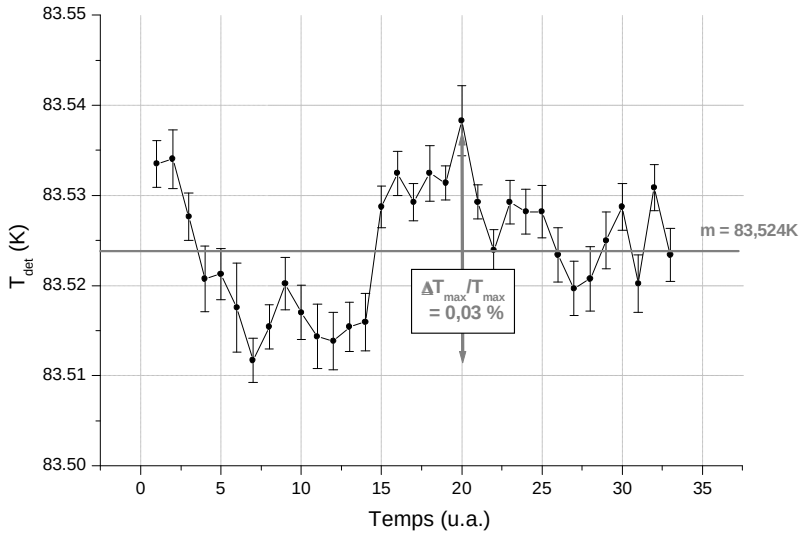


FIGURE 3.9: Évolution au cours du temps de la température T_{det} du détecteur.

La figure 3.10 présente la valeur de l'écart relatif sur T_{det} au cours d'une série de mesures. Nous étudions deux mesures de T_{det}, une à un temps t et une autre à un temps $t + \Delta t$, et nous relevons la valeur pour chaque point de mesure. Ces points correspondent à une position angulaire de la source, le point numéro deux représente par exemple la position $-35°$. Prenons l'exemple du dixième point de mesure de réponse angulaire. Entre la première mesure et la dernière mesure de la journée, l'écart relatif sur T_{det} sur ce point de mesure est de 0,065%. Cette température est donc peu sensible et est très bien stabilisée par un asservissement en température.

[5]Moazzami, 2005

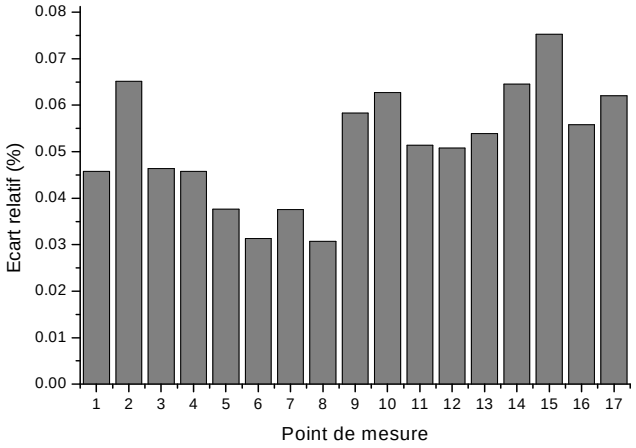


FIGURE 3.10: Ecart relatif sur T_{det} entre la première et la dernière série de mesures.

b Température du corps noir (T_{CN})

La température du corps noir détermine le flux émis par la source (cf. paragraphe 3.2.2). Pour quantifier ce flux, nous avons recours directement à la température de la source mesurée à l'aide d'une sonde de température. Très sensible, ce paramètre peut fausser la réponse du détecteur quantique s'il varie au cours de la mesure. Il était donc important de pouvoir le contrôler. Un enregistrement de cette valeur est donc effectué durant l'acquisition des mesures de réponse angulaire. La figure 3.11 présente la variation de la température de la source T_{CN} au cours d'une mesure de réponse angulaire. T_{CN} n'augmente pas au cours du balayage angulaire (ici $-50°\rightarrow+50°$), la source ne s'échauffe donc pas durant la mesure. L'écart relatif sur T_{CN} calculé au cours de la mesure est de 0,53% (correspondant à un écart relatif sur ϕ_{source} de 1,45%), ce qui indique le bon contrôle de cette température.

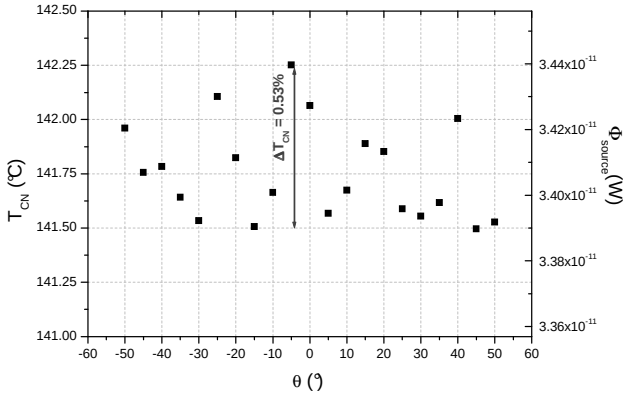


FIGURE 3.11: Variation de la température de la source T_{CN} au cours d'une mesure de réponse angulaire.

La détermination exacte de la température du corps noir et de celle du détecteur est effectuée à l'aide d'abaques réalisés expérimentalement. Les sondes de températures correspondant à T_{CN} et T_{det} nous délivrent en effet une valeur de tension (en Volts).

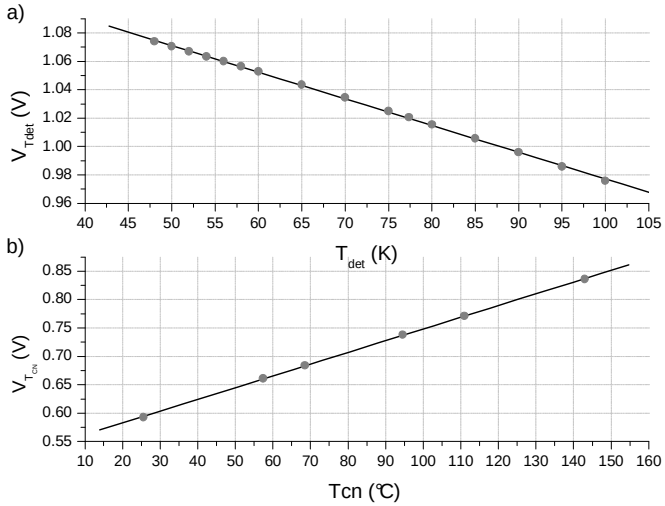


FIGURE 3.12: Abaque sur les températures : a) T_{det}, b) T_{CN}. Valeurs expérimentales en points gris et interpolation linéaire en traits noirs.

La relation pour T_{CN} est de la forme $V_{T_{CN}}$=aT_{CN}+b. L'écart type sur la mesure en Volts, noté $\sigma_{V_{T_{CN}}}$, est calculé à l'aide du programme informatique. L'estimation de l'écart-type en température, $\sigma_{T_{CN}}$, est immédiate :

$$\sigma_{T_{CN}} = \sigma\left(\frac{V_{T_{CN}} - b}{a}\right) = \frac{\sigma_{V_{T_{CN}}}}{a} \quad . \tag{3.5}$$

La démarche est identique pour l'évaluation de l'écart type sur la température du détecteur.

c Position angulaire du détecteur (θ)

N'ayant pas de contrôle direct de la rotation du corps noir (visuel ou mesure de position), un étalonnage préalable est indispensable pour se rassurer sur le fait que $\theta_{consigne}$=$\theta_{réel}$. Nous devons également nous assurer du bon fonctionnement du passage à vide : vérifier que le couple exercé sur l'arbre tournant est efficace lors du passage dans l'enceinte sous vide. La figure 3.13 illustre les phénomènes d'hystérésis et de biais sur la position angulaire du détecteur. Un capteur de postion nous indique la position du zéro : θ=0° (détecteur et source en regard). Pour chaque mesure, nous vérifions le bon retour à zéro, ce qui nous conforte dans l'idée qu'il n'y a pas de biais.

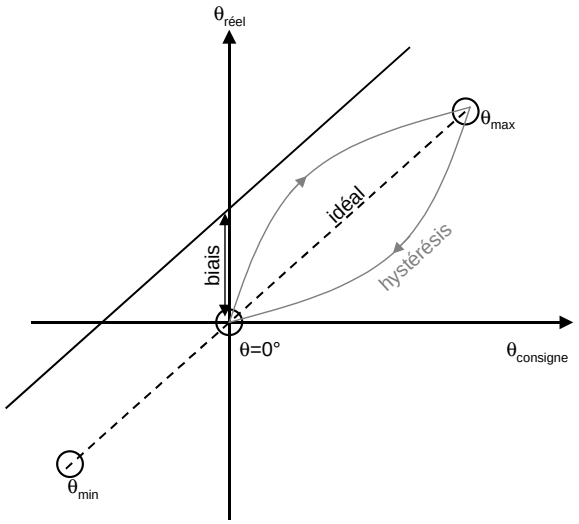


FIGURE 3.13: Illustration des phénomènes d'hystérésis et de biais sur la position angulaire du détecteur.

Les positions $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$ indiquées par l'utilisateur sont vérifiées sur les mesures de réponse angulaire. En effet, les configurations particulières des détecteurs imposent une plage angulaire prédéfinie au-delà de laquelle le détecteur ne voit plus le corps noir par un effet d'ombrage. Comme nous le verrons au chapitre 5, les mesures sont venues confirmer cette limitation angulaire.

Plusieurs mesures effectuées dans les mêmes conditions expérimentales montrent que dans le sens de rotation prédéfini (sens des aiguilles d'une montre), il existe une très bonne reproductibilité. Nous avons effectué des mesures dans les deux sens de rotation possibles (cf. paragraphe 3.2.1) et les résultats obtenus indiquent que quel que soit le sens de balayage, les mesures coïncident entre elles. Ceci tend à confirmer l'absence d'hystérésis et la bonne répétabilité des mesures.

3.2.5 Précautions particulières

Toujours dans l'optique de valider le banc de mesure de réponse angulaire, nous devons prendre quelques précautions qui ne sont pas associées à des mesures, contrairement aux paramètres précédents. Nous sommes particulièrement vigilants sur deux points importants :

√ La position du composant sur le doigt froid. Le détecteur doit être centré et non incliné vis-à-vis du plan perpendiculaire au doigt froid pour ne pas fausser la mesure. La figure 3.14 détaille également la position du pixel sur le composant. Celui-ci possédant plusieurs pixels, nous remarquons tout de suite que suivant le pixel étudié (c'est le cas de celui sur la figure), nous ne se sommes pas au centre du doigt froid. L'emplacement de l'échantillon doit donc être optimisé pour que le pixel étudié soit bien centré.

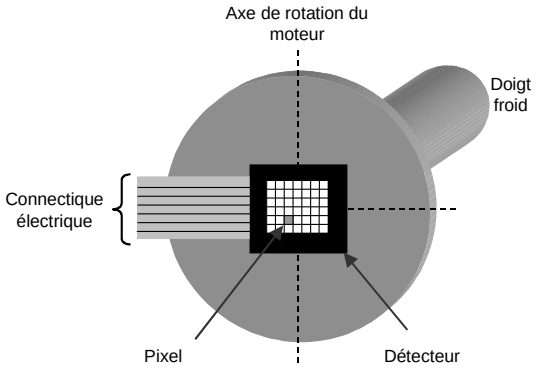


FIGURE 3.14: Position du composant sur le doigt froid.

√ Les phénomènes de lumière parasite. Ils peuvent également introduire des variations de photocourant. Même si de nombreuses précautions ont été prises (peinture absorbante sur certaines parties du banc, plaque avec ouverture devant le CN...), il est possible de voir apparaître des pics parasites ou un fond F(θ). Minimiser les phénomènes de lumière parasite nécessite une optimisation minutieuse de l'écran froid, par itérations successives. Dans tous les cas, cette lumière parasite qui vient de la source infrarouge est modulée (sinon elle serait filtrée par la DS) puis réfléchie dans un endroit du banc de mesures qu'il est difficile de situer.

3.2.6 Adaptation du banc de mesure aux détecteurs étudiés

Jusqu'ici, nous avons présenté la mise en œuvre, l'élaboration et la validation du banc de mesure pour la réalisation des mesures de réponse angulaire sur des détecteurs quantiques infrarouges. La dernière étape de tout ce processus est de réussir à adapter le banc aux détecteurs étudiés, qu'ils soient matriciels ou mono-éléments.

a Adaptation aux mono-détecteurs MPQ

Les premières mesures de réponse angulaire ont été réalisées sur des mono-détecteurs de la filière à multipuits quantiques de l'Institut Fraunhofer IAF. Nous avons vu que dans le cas de ces composants, l'éléctronique est simplifiée par rapport aux composants matriciels. Les mono-éléments sont directement reliés au TIA à l'extérieur du banc par des fils électriques via un boîtier de connexion initialement prévu dans BRASIL. La position d'un mono-détecteur MPQ Fraunhofer IAF dans l'enceinte BRASIL est représentée sur la figure 3.15. L'écran froid ici présent a été spécialement réalisé pour limiter le plus possible le flux émis sans pour autant occulter le flux utile, et ce, quel que soit le mono-élément de la puce. L'exploration angulaire pour des mono-éléments peut aller de $-80°$ à $+80°$.

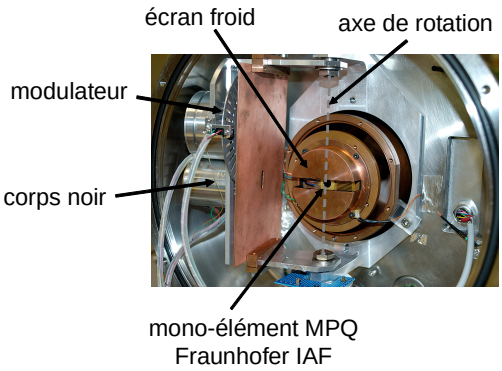


FIGURE 3.15: Position du mono-détecteur MPQ Fraunhofer IAF dans l'enceinte BRASIL.

b Adaptation aux détecteurs matriciels

Au cours de cette thèse, nous sommes passés de ces mono-détecteurs à des détecteurs matriciels HgCdTe. La disposition de ces derniers à l'intérieur de BRASIL nécessite quelques aménagements mécaniques et électriques. Le passage de la limande à l'extérieur du banc sans casser le vide est très délicat à faire, car la limande est très fragile. Nous devons plaquer ce câble contre la paroi de BRASIL sans le détériorer, et ce tout en réalisant le joint pour fermer hermétiquement le passage spécifique à la limande. Le positionnement du détecteur sur l'interface avec le doigt froid est également un point particulier auquel il faut réfléchir pour réaliser cette intégration (cf. paragraphe 3.2.5). Les dimensions de l'écran doivent prendre en compte la limande. En effet, celle-ci émet un rayonnement du fait de sa température (de 80 K à 300 K entre ses deux extrémités) et peut également réfléchir la lumière émise, par exemple par les parois de l'enceinte. L'écran doit donc couvrir une bonne partie de la limande pour empêcher le flux parasite dû à celle-ci. La figure 3.16 présente l'écran froid spécialement réalisé pour une matrice HgCdTe.

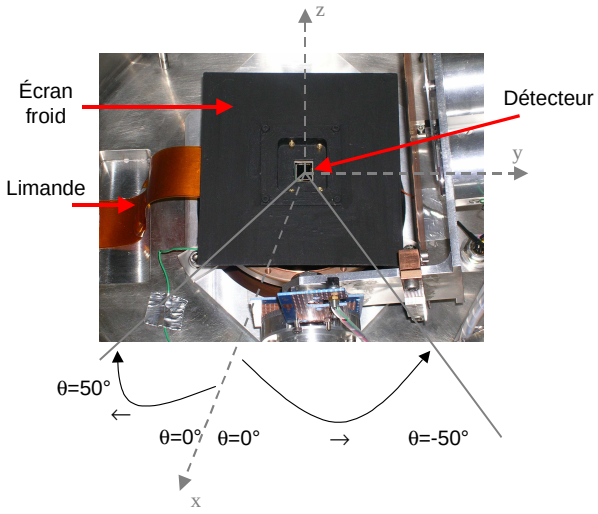


FIGURE 3.16: Position d'un détecteur matriciel dans l'enceinte BRASIL.

L'encombrement dû à l'écran froid et à la limande réduit la plage angulaire accessible dans le cas d'un détecteur matriciel. Comme indiqué sur la figure 3.16, l'angle d'incidence θ sur le détecteur est compris entre $-50°$ et $+50°$. Les mesures de réponse angulaire tiennent compte de ces plages angulaires accessibles relatives aux différents détecteurs (cf. chapitre 5).

3.2.7 Protocole de mesure

a Mise en route de l'expérience et acquisition d'une mesure brute

Nous allons maintenant décrire le protocole expérimental mis en place à l'aide de notre banc pour réaliser les mesures de réponse angulaire. Plusieurs étapes sont nécessaires au bon fonctionnement de l'expérience :

1. Dans un premier temps nous effectuons le vide dans BRASIL et ensuite la descente en froid dont la durée est variable dans le temps et dépendante du liquide cryogénique utilisé.
2. Nous fixons la température de fonctionnement de la source infrarouge (T_{CN}).
3. Nous polarisons le détecteur (V_{pol}).
4. Nous programmons le balayage angulaire de la source (θ).

Le premier point est effectué manuellement et la suite est entièrement automatisée. L'acquisition des mesures est réalisée à l'aide de programmes informatiques réalisés au cours de l'étude. Ils reposent sur un ensemble de pilotes d'instruments développés au laboratoire pour dialoguer avec les différents appareils utilisés sur ce banc de mesures, en particulier : platine de rotation Micro-contrôle, détection synchrone, voltmètre Keithley (pour le suivi de la température)... L'utilisateur lance alors une mesure en fixant certains paramètres (V_{pol}, θ_{max}, θ_{min}, le pas en angle $\Delta\theta$, le temps de pause avant acquisition de la mesure...).

À la fin de la mesure, le retour de la source à la position θ=0° est vérifié. Les mesures de V_{signal}, T_{CN} et T_{det} sont ensuite récupérées pour traitement et analyse. Notons enfin que tous les paramètres de l'expérience sont différents suivant le détecteur étudié. Afin de bien comprendre les mesures de réponse angulaire (cf. chapitre 5), apportons encore quelques précisions sur ces résultats.

b Correction en cosinus θ

Afin d'obtenir la réponse angulaire $R(\theta)$, les mesures brutes doivent être corrigées pour tenir compte du fait que le flux incident sur le détecteur étudié dépend de θ (cf. figure 3.17). En effet :

$$\phi(\theta) = \phi_0 \cdot \cos\theta \quad , \tag{3.6}$$

où θ est l'angle d'incidence dans l'air et ϕ_0 est le flux reçu pour θ=0°. Il faut donc diviser le courant délivré par $\cos\theta$:

$$R(\theta) = \frac{I_{ph}(\theta)}{\phi_0 \cdot \cos\theta} \quad . \tag{3.7}$$

On représente généralement la réponse angulaire normalisée par rapport à sa valeur en θ=0° :

$$R_{\text{norm}}(\theta) = \frac{R(\theta)}{R(0)} = \frac{I_{\text{ph}}(\theta)}{I_{\text{ph}}(0) \cdot \cos\theta} \quad . \tag{3.8}$$

Comme nous le verrons au chapitre 5, cette correction a pour effet de « rehausser » les mesures de réponse angulaire.

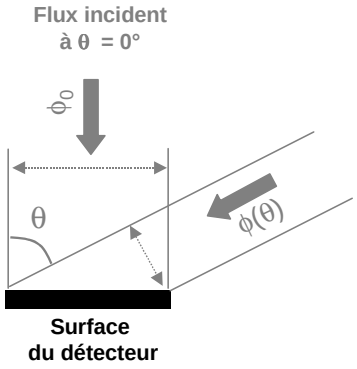


FIGURE 3.17: Explication de la correction en cosinus θ.

c Incertitudes sur la mesure de la réponse angulaire

La qualité d'un résultat de mesure est quantifiée par l'incertitude qui lui est associée. L'écart-type σ est enregistré pour chaque point de mesure. Ceux-ci sont moyennés par N mesures et le résultat obtenu est associé à une barre d'erreur correspondant à $\pm 2\sigma$. Le facteur 2 revient à considérer un intervalle avec un niveau de confiance d'approximativement 95%[6]. En résumé, si nous notons u le résultat d'une mesure, nous avons la moyenne arithmétique sur N mesures des valeurs individuelles u_i :

$$\overline{u} = \frac{\sum_{i=1}^{N} u_i}{N} \quad . \tag{3.9}$$

L'estimateur de l'écart-type expérimental est donné par :

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} u_i - \overline{u}^2} \quad . \tag{3.10}$$

Pour chaque point tracé sur nos graphes, nous avons donc :

$$U = u \pm 2\sigma \quad . \tag{3.11}$$

Nous pouvons maintenant réaliser les mesures de réponse angulaire à l'aide du banc de mesure développé. Des mesures de réponse angulaire ont donc pu être réalisées sur les détecteurs MPQ « faible-bruit » mais aussi sur les détecteurs quantiques de type HgCdTe prêtés par le CEA/LETI (cf. chapitre 5).

[6]Priel, 1999

3.3 Banc de mesure de réponse spectrale hors-bande

Passons maintenant au deuxième banc de mesure développé lors de cette thèse et relatif à la réponse spectrale hors-bande d'un détecteur. Ce banc est moins complexe que le banc précédent dans la mesure où il repose sur un spectromètre infrarouge par transformée de Fourier du commerce (modèle Bruker Equinox IFS55) qui était déjà couramment utilisé au laboratoire pour les mesures de réponse spectrale. Le cryostat requis est classique dans le sens où il n'a pas fallu développer une enceinte cryogénique spécifique comme dans le cas de BRASIL. Néanmoins l'adaptation mécanique est toujours importante et propre à l'expérience réalisée. Finalement, c'est donc plus sur l'électronique que l'effort a porté. La performance de cette expérience réside dans la précision des mesures électriques de faibles courants.

Nous allons présenter directement le spectromètre puis le banc de mesure complet. Comme pour le banc de mesure de réponse angulaire, les calculs de flux, l'automatisation des mesures, le contrôle des paramètres et des conditions sur les mesures ont fait partie de cette étude de la réponse spectrale. Ils ne sont cependant pas précisés ici pour ne pas répéter ces processus identiques aux deux bancs.

3.3.1 Spectromètre infrarouge par transformée de Fourier

Le spectromètre infrarouge par transformée de Fourier utilisé ici est à l'origine destiné à mesurer la transmission d'échantillons en comparant deux signaux délivrés par un détecteur de référence (DTGS) avec ou sans échantillon sur le trajet. Ce spectromètre peut également être utilisé pour comparer la réponse d'un détecteur inconnu avec celle du détecteur de référence : c'est le principe de la mesure de réponse spectrale. Cette méthode de mesure est applicable à tous les types de détecteurs infrarouges, comme le montrent les publications de l'équipe au sein de laquelle cette thèse a été réalisée[7].

Décrivons rapidement le fonctionnement de ce spectromètre infrarouge par transformée de Fourier (FTIR : Fourier Transform Infrared spectrometer[8]). Le principe repose sur un interféromètre de Michelson à balayage dans lequel l'un des deux miroirs est mobile[9]. Le schéma de principe est représenté sur la figure 3.18. Le faisceau infrarouge provenant de la source est dirigé vers l'interféromètre de Michelson qui va moduler chaque longueur d'onde du faisceau à une fréquence différente. Dans l'interféromètre, le faisceau lumineux arrive sur la séparatrice. La moitié du faisceau est alors dirigée sur le miroir fixe, le reste passe à travers la séparatrice et est dirigé sur le miroir mobile. Quand les deux faisceaux se recombinent, des interférences destructives ou constructives apparaissent en fonction de la position du miroir mobile. Le faisceau modulé temporellement est alors réfléchi des deux miroirs vers le détecteur (voie 2). Nous utilisons une sortie externe du spectromètre pour produire un faisceau collimaté externe d'intensité uniforme (voie 1) et qui vient éclairer le composant. Le niveau d'éclairement du faisceau dépend de la position du miroir mobile

[7] Guérineau *et al.*, 2003; Ribet-Mohamed *et al.*, 2005b; Guérineau *et al.*, 2007

[8] Griffiths, 1983

[9] Born et Wolf, 1985

et décrit un interférogramme en fonction du temps.

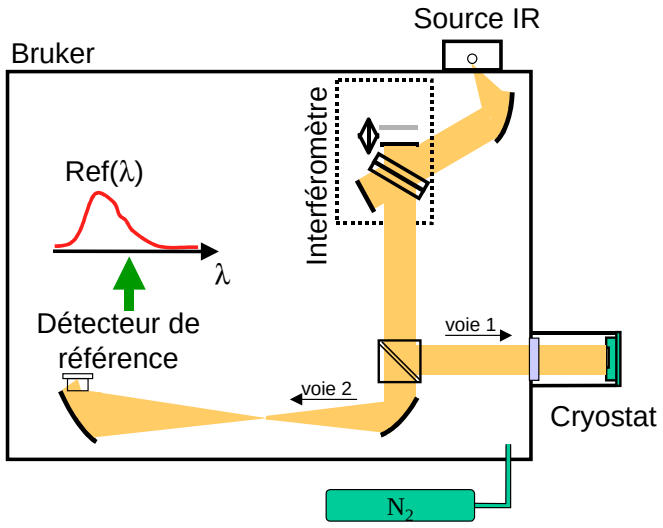


FIGURE 3.18: Principe de fonctionnement du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. Le « Bruker » est purgé à l'azote gazeux (N_2) à pression atmosphérique.

La transformée de Fourier de chaque interférogramme est ensuite calculée afin d'obtenir un spectre brut. Pour remonter au spectre réel du détecteur étudié, il est nécessaire de connaître les paramètres suivants :

- √ Le flux émis par la source infrarouge, noté $\phi_{\text{ref}}(\lambda)$, estimé avec le détecteur de référence. La source est constituée par un Globar (baguette de carbure de silicium chauffée vers 1573 K) dont l'énergie maximale se situe vers 1,88µm (ou 5300cm^{-1}).
- √ La réponse du détecteur interne du spectromètre notée $R_{\text{DTGS}}(\lambda)$. Il s'agit d'un cristal de phosphate de triglycine (TGS) dopé avec de la L-alanine. C'est un détecteur thermique (détecteur pyroélectrique) dont la réponse est donnée en A.W^{-1}.
- √ La transmission du hublot en germanium du cryostat, notée τ_{Ge} (cf. paragraphe 3.3.3.b).

Le courant que nous mesurons avec le détecteur pyroélectrique s'écrit :

$$I_{\text{DTGS}}(\lambda) = R_{\text{DTGS}}(\lambda)\phi^{w}_{\text{ref}}(\lambda) \qquad \text{(en A)} \quad , \tag{3.12}$$

avec $\phi^{w}_{\text{ref}}(\lambda)$ le flux énergétique du Globar (en watts). Le détecteur MPQ que nous voulons caractériser est un détecteur quantique, sensible à un nombre de photons par seconde. Nous devons donc convertir le spectre énergétique en spectre photonique :

$$\phi^{\text{ph}}_{\text{ref}}(\lambda) = \frac{\lambda}{hc}\phi^{w}_{\text{ref}}(\lambda) \qquad \text{(en ph.s}^{-1}\text{)} \quad . \tag{3.13}$$

Le courant délivré par le détecteur MPQ I_{det} correspond à :

$$I_{\text{det}}(\lambda) = R_{\text{det}}(\lambda)\phi^{\text{ph}}_{\text{ref}}(\lambda)\tau_{\text{Ge}}(\lambda) \qquad \text{(en A)} \quad . \tag{3.14}$$

La réponse spectrale du détecteur est donc déterminée par :

$$R_{\mathrm{det}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{det}}(\lambda)}{\phi^{\mathrm{ph}}_{\mathrm{ref}}(\lambda)\tau_{\mathrm{Ge}}(\lambda)} \qquad \text{(en A.s)} \quad , \tag{3.15}$$

ou encore :

$$R_{\mathrm{det}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{det}}(\lambda) \cdot hc \cdot R_{\mathrm{DTGS}}(\lambda)}{I_{\mathrm{DTGS}}(\lambda) \cdot \lambda \cdot \tau_{\mathrm{Ge}}(\lambda)} \qquad \text{(en A.s)} \quad . \tag{3.16}$$

3.3.2 Montage expérimental

À l'aide de ce spectromètre, nous avons développé un banc de mesure pour l'étude de la réponse spectrale hors-bande d'un détecteur MPQ. Le principe des mesures est représenté sur la figure 3.19. Le composant est monté dans un cryostat Janis[10] à circulation d'hélium. Cette enceinte cryogénique est située à l'extérieur du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. Le signal délivré par le détecteur $I_{det}(t)$ en réponse à l'illumination de la source infrarouge (ϕ_{ref}) est envoyé dans un amplificateur transimpédance (TIA, cf. paragraphe 3.1.2.b) où il est amplifié et transmis à une série de filtres électriques pour s'affranchir du bruit. La tension $V_{det}(t)$ est alors envoyée au spectromètre pour la transformée de Fourier et la normalisation par le spectre de référence (cf. paragraphe 3.3.1).

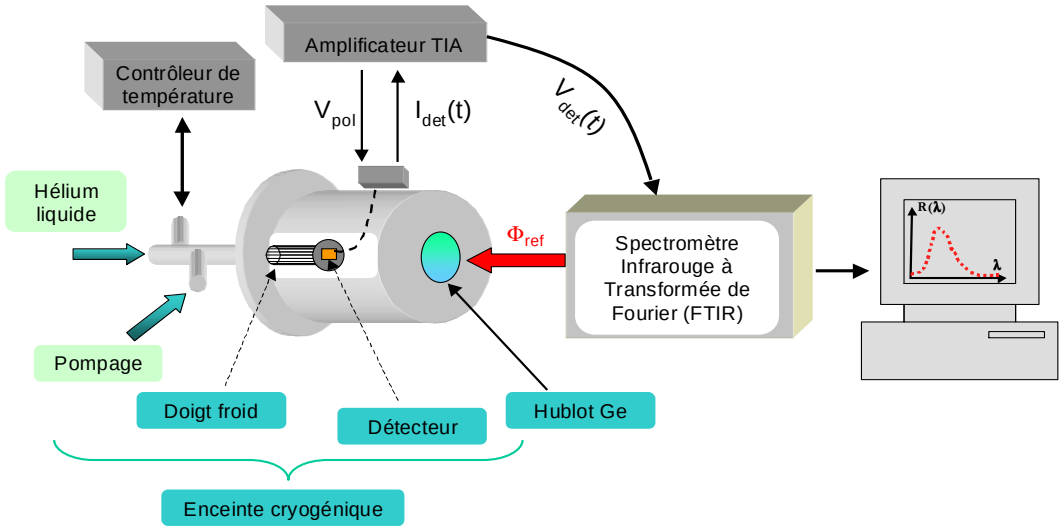


FIGURE 3.19: Schéma de principe des mesures de réponses spectrales.

L'étude de la réponse spectrale hors-bande doit permettre de récupérer le signal d'un détecteur MPQ sur une large bande spectrale. Nous devinons que la réponse du composant loin de sa longueur d'onde de détection sera faible. L'électronique utilisée pour cette expérience doit donc être capable de mesurer de très faibles courants sans pour autant saturer autour de λ_{pic}. Nous avons travaillé sur la récupération du signal du composant à la sortie du cryostat en insistant sur les sources potentielles de parasites électriques

[10] http ://www.cryoforum.fr/

(50 Hz, sources électriques extérieures...). Le gainage des fils électriques et le blindage métallique des connectiques sont nécessaires et permettent d'obtenir un signal sur lequel nous pouvons travailler. Nous utilisons ensuite les performances du TIA pour récupérer un courant très faible, de l'ordre du pico-ampère.

3.3.3 Adaptation au mono-détecteur MPQ « classique »

a Interface mécanique

Pour l'étude de la réponse spectrale, nous travaillons avec un détecteur MPQ classique de Thales R&T. Rappelons que ce composant ne possède pas de réseau de couplage et ceci dans le but de déterminer la réponse spectrale intrinsèque. Nous devons alors illuminer l'échantillon sous une incidence oblique car nous nous attendons à une réponse faible, surtout en incidence normale (cf. chapitre 2). Ainsi nous positionnons le détecteur par rapport au doigt froid de telle sorte que les photons arrivent avec un angle θ (cf. figure 3.20) sur le composant. Dans notre cas, θ vaut 35° et résulte d'un compromis entre une augmentation de l'absorption et un vignettage par le support du détecteur. Il faut noter que selon la loi de Snell-Descartes pour la réfraction, un angle d'incidence sur le composant de $\theta = 35°$ donne lieu dans notre cas (interface Air/GaAs) à une incidence de 10° sur les puits quantiques. Des mesures à des angles d'incidence différents ont été réalisées dans le but d'évaluer l'effet de l'incidence sur la forme de la réponse spectrale. Nous avons obtenu des résultats similaires dans la forme de la réponse.

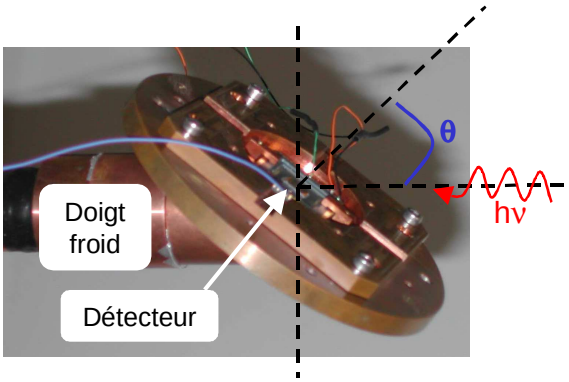


FIGURE 3.20: Position du détecteur sur le doigt froid du cryostat, éclairement sous une incidence oblique avec un angle θ=35°.

b Transmission du hublot

La courbe de transmission du hublot en Germanium utilisé pour l'expérience, est rappelée sur la figure 3.21. Elle a été obtenue en utilisant le spectromètre Bruker dans son mode nominal. Pour cela nous commençons par mesurer le spectre de référence sans le hublot puis ensuite le spectre avec le hublot. Le rapport des deux correspond à la transmission recherchée.

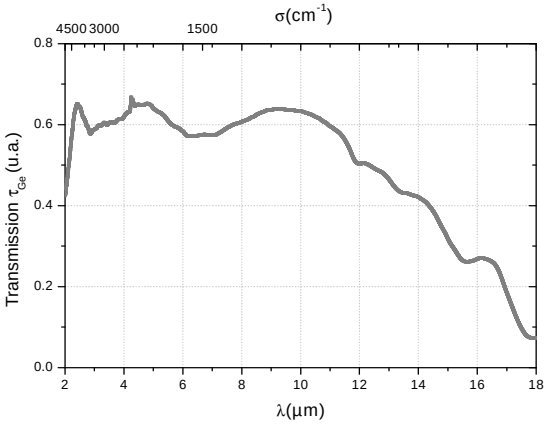


FIGURE 3.21: Transmission du hublot en germanium utilisé dans le cryostat.

3.3.4 Protocole de mesure

Les mesures de réponse spectrale hors-bande ont été réalisées selon le protocole expérimental suivant :

1. Le vide est effectué dans l'enceinte cryogénique. Le détecteur est ensuite refroidi à l'Hélium liquide, à la température T=T_{det}.
2. Les paramètres internes du spectromètre sont déterminés en réalisant des tests pour trouver le bon compromis, i.e. obtenir une grande précision sur la mesure de la réponse spectrale sans la saturer. Les paramètres sont les suivants :
   - √ La fréquence d'acquisition : 4 kHz correspond à 0,25 ms (qui est le temps entre deux positions de miroir pour qu'il se stabilise).
   - √ L'ouverture du diaphragme (optique indiquant le diamètre du faisceau collimaté) et la résolution spectrale (4 cm^{-1}).
   - √ La bande spectrale (600 à 5000 cm^{-1}) que l'on veut explorer.
   - √ Le nombre d'acquisitions (64) pour un moyennage de la mesure.
3. Une mesure du spectre de référence de la source infrarouge est réalisée avec le détecteur DTGS.
4. La tension de polarisation appliquée au détecteur et le gain sont réglés sur le TIA.
5. Certains miroirs internes du spectromètre sont déplacés de façon à obtenir un faisceau collimaté externe qui vient éclairer le détecteur.
6. Nous réalisons la mesure de la réponse spectrale du détecteur.
7. Les points de mesure sont récupérés et traités en tenant compte du spectre de référence et de la transmission du hublot (cf. paragraphe 3.3.1).

CONCLUSION

Nous avons développé et mis en œuvre des bancs de test originaux permettant la mesure de nouvelles fonctions de mérite : la réponse angulaire et la réponse spectrale hors-bande. Les deux bancs de mesure présentés ici sont novateurs dans le domaine de la détection infrarouge. Leur élaboration a nécessité un travail expérimental long et précis. Nous avons évalué les différents facteurs et les différents paramètres spécifiques aux deux expériences de façon à lever tous les doutes relatifs à des premières mesures. Nous avons également défini un protocole expérimental à chaque fois.

Le banc de test élaboré pour la mesure de la réponse angulaire repose sur une enceinte cryogénique complexe, spécifiquement développée à l'ONERA pour ce besoin. Elle contient à la fois le détecteur étudié et la source infrarouge positionnée sur un bras de rotation. Un bilan des flux a montré qu'il était nécessaire de moduler temporellement la source infrarouge et d'utiliser une détection synchrone pour extraire le signal. Des écrans froids et des parois spécifiques ont été réalisés pour s'affranchir des problèmes liés à la lumière parasite. Nous allons pouvoir effectuer des mesures de réponse angulaire sur un détecteur MPQ de l'institut Fraunhofer IAF et sur deux détecteurs PV-HgCdTe du CEA/LETI (cf. chapitre 5).

Le banc de mesure de réponse spectrale hors bande, quant à lui, repose sur un spectromètre infrarouge du commerce. L'effort a essentiellement porté sur le développement de l'enceinte cryogénique (indépendante du spectromètre), et sur l'électronique de traitement du signal. Toute la difficulté de cette mesure réside en effet dans la grande dynamique de mesure requise. Nous réussissons à récupérer un signal de faible amplitude en sortie du détecteur grâce à l'expérience du laboratoire en mesures électriques. Nous avons également dû développer une interface mécanique spécifique à notre détecteur MPQ sans réseau. Des mesures de réponse spectrale sur le détecteur MPQ de Thales R&T sont maintenant réalisables à l'aide de ce banc (cf. chapitre 4).

Chapitre 4

Étude expérimentale et théorique de la réponse spectrale hors-bande d'un détecteur MPQ

Sommaire

4.1 Résultats expérimentaux **112**
4.1.1 Premières mesures de réponse spectrale hors-bande 112
4.1.2 Observations originales 113
4.2 Approche théorique et démarche de l'étude **114**
4.2.1 Choix d'un modèle de type Kronig-Penney 114
4.2.2 Hypothèses de travail 116
4.3 Modélisation de la structure sans champ électrique appliqué **117**
4.3.1 Détermination de la matrice de transfert d'une période de la structure 117
4.3.2 Mise en évidence de l'existence de minibandes d'énergie 119
4.3.3 Tracé des fonctions d'onde 122
a Fonctions d'onde libres 122
b Fonction d'onde liée 123
4.3.4 Force d'oscillateur et calcul de l'absorption 124
4.3.5 Résultats du modèle aux hautes énergies 126
a Spectre d'absorption : effet de la périodicité 126
b Singularités de Van Hove 127
4.4 Prise en compte du champ électrique aux basses énergies **127**
4.4.1 Transmission tunnel 127
4.4.2 Détermination du spectre de photocourant : prise en compte de la transmission tunnel 129
4.5 Résultats et perspectives **131**

« Personne ne croit en une théorie, sauf celui qui l'a faite.
Tout le monde croit en une mesure, sauf celui qui l'a faite. »
Proverbe scientifique

Rappelons que par réponse spectrale hors-bande d'un détecteur infrarouge, nous entendons sa réponse spectrale à des longueurs d'onde éloignées de sa longueur d'onde pic. Le chapitre précédent a permis de présenter la définition, la mise en place et la validation du banc dédié à cette mesure. L'objectif de ce chapitre est la présentation et l'analyse des résultats obtenus sur un détecteur MPQ classique de Thales R&T (dont les caractéristiques sont détaillées au chapitre 2), dans le but d'étudier la raideur des fronts de coupure et les taux de réjection. Nous verrons que l'étude de cette réponse sur un spectre assez large permet également plusieurs observations originales.

Afin d'interpréter les effets observés, une modélisation reposant sur le formalisme de Kronig-Penney a été mise en place. La démarche, les hypothèses et les résultats du modèle sont présentés dans la seconde partie de ce chapitre.

4.1 Résultats expérimentaux

4.1.1 Premières mesures de réponse spectrale hors-bande

Cette étude a été réalisée sur un détecteur MPQ de Thales R&T (cf. chapitre 2). Insistons sur le fait que ce composant est un mono-élément sans structure de couplage. Cela garantit que la réponse mesurée est bien la réponse intrinsèque de l'empilement de puits quantiques.

La figure 4.1 présente la réponse spectrale (en échelle logarithmique) de ce détecteur. Cette réponse est tracée en fonction de l'énergie du photon incident hν, en eV. La correspondance en longueur d'onde est également précisée sur ce graphe avec :

$$\lambda(\mu m) = \frac{1,24}{E(eV)} \tag{4.1}$$

Le spectre est normalisé par la réponse maximum du signal, obtenue pour λ_{pic}. Cette valeur sur le graphe se situe vers 8,5µm et confirme la valeur annoncée par le constructeur.

La première observation relative à la figure 4.1 concerne la dissymétrie de la courbe. Nous remarquons que la raideur de front de coupure est différente de part et d'autre de λ_{pic}=8,5µm. Le signal à λ=7,5µm représente 30% du signal à λ_{pic} alors que la réponse à λ=9,5µm n'est plus que de 0,5% par rapport à λ_{pic}. Il existe donc sur ce composant, une coupure plus nette aux basses énergies (ou hautes longueurs d'onde). Cette dissymétrie n'est cependant pas surprenante car l'absorption d'un détecteur MPQ n'est-elle même pas symétrique (cf. paragraphe 2.2.1.d).

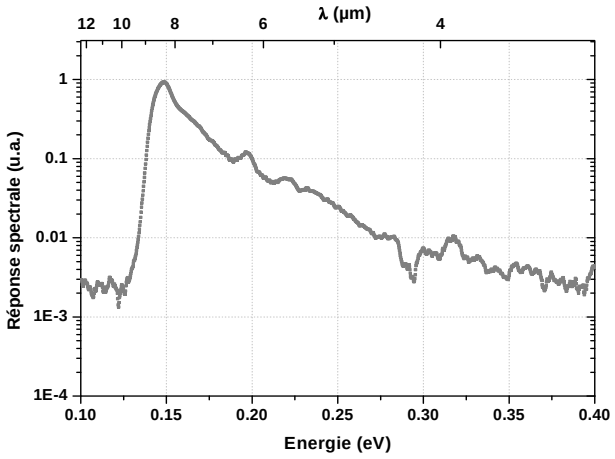


FIGURE 4.1: Réponse spectrale (en échelle Log) d'un composant MPQ.

Nous vérifions également la faible largeur spectrale de la réponse d'un détecteur MPQ. Nous mesurons en effet la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ et nous obtenons pour $\Delta\lambda/\lambda$ la valeur de $\sim 8\%$. Cette observation est intéressante d'un point de vue filtrage spectral. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il existe un besoin en détecteurs à très faible bande spectrale. Cette particularité est généralement obtenue en plaçant un filtre devant le détecteur pour sélectionner la longueur d'onde désirée. La faible largeur spectrale déterminée sur ce détecteur permet d'envisager de faire l'économie d'un filtre.

Comparons maintenant la réponse dans la bande spectrale 3-5µm à celle à λ_{pic}=8,5µm. Le taux de réjection est défini comme le rapport de ces deux valeurs ($R_{8,5}/R_{3-5}$). La figure 4.1 nous indique que la réponse du détecteur est non négligeable vers 4µm où la réponse spectrale est encore de 1% par rapport à la réponse à 8,5µm, soit un taux de réjection de l'ordre de 100. Il faut cependant nuancer ce résultat car nous travaillons ici avec un composant sans réseau de couplage. En effet, la présence de ce dernier sur les pixels MPQ a pour effet d'affiner la réponse spectrale. Cela améliore le taux de réjection, ce qui est intéressant pour la détection bi-spectrale. D'ailleurs, Nedelcu *et al.* (2006) ont montré la faible valeur du recouvrement spectral sur des détecteurs MPQ bi-bandes.

Le fait marquant de notre banc de mesure est la possibilité d'explorer jusqu'à 3 ordres de grandeur en réponse (cf. chapitre 3). Cette très bonne dynamique de mesure a permis de faire certaines observations originales.

4.1.2 Observations originales

La figure 4.2 présente la réponse spectrale (en échelle logarithmique) du détecteur MPQ pour différentes tensions de polarisations (V_{pol}) et donc différents champs électriques ($\overrightarrow{F}$) appliqués à la structure MPQ. Si nous prenons l'hypothèse d'un champ électrique homogène dans la structure, la relation entre V_{pol} et $\overrightarrow{F}$ est la suivante :

$$|\overrightarrow{F}| = \frac{V_{\text{pol}}}{Nd + (N+1)b} \tag{4.2}$$

avec d la largeur d'un puits, b la largeur d'une barrière et N le nombre de périodes (b+d) incluses dans la structure.

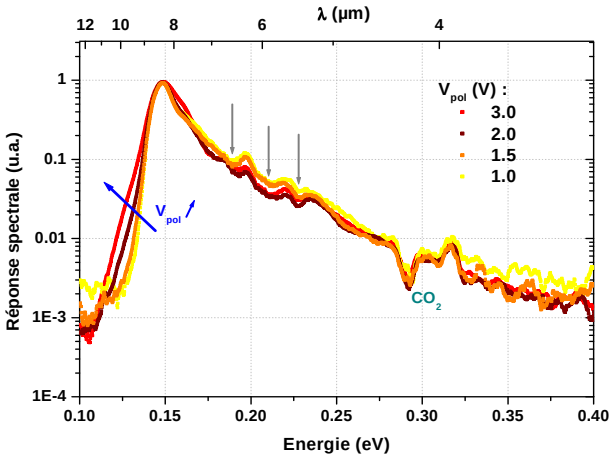


FIGURE 4.2: Réponse spectrale (en échelle Log) d'un composant MPQ pour différentes tensions de polarisation : 1V ; 1,5V ; 2V et 3V.

Nous remarquons sur ces courbes que la réponse spectrale aux basses énergies est affectée par le champ électrique appliqué. En effet lorsque V_{pol} augmente, la réponse se déplace vers les basses énergies (ou hautes longueurs d'onde).

Par ailleurs, ces mesures montrent la présence de creux et de pics (signalés par des flèches grises sur la figure 4.2) dans la réponse aux hautes énergies. Contrairement au phénomène observé aux basses énergies, le champ électrique n'influence pas la réponse aux hautes énergies. Ces deux phénomènes particuliers nous ont conduits à mener une étude théorique sur l'absorption dans une structure à multipuits quantiques. À titre d'information, nous remarquons également la signature spectrale du CO_2 dans la réponse vers $0,29$ eV $(4,28\mu\text{m})$.

4.2 Approche théorique et démarche de l'étude

4.2.1 Choix d'un modèle de type Kronig-Penney

Rappelons que l'objectif de cette modélisation est de rendre compte de deux effets :

√ L'existence de « creux » et de « bosses ».

√ La dépendance de la réponse spectrale par rapport à la tension électrique appliquée à la structure (V_{pol}).

Afin d'expliquer les phénomènes observés sur nos mesures, nous souhaitons tracer le spectre de photocourant d'un détecteur à multipuits quantiques. Le photocourant dans un tel composant est directement relié au taux d'absorption photonique. Le calcul de l'absorption dans le cas des transitions inter sous-bandes nécessite de déterminer les fonctions d'onde électroniques en résolvant l'équation de Schrödinger dans une structure à

puits quantiques. Les modèles disponibles se rangent dans les trois catégories simplifiées suivantes, par ordre de complexité croissante :

1. Considérer un puits quantique seul avec des barrières infinies, sans champ appliqué (figure 4.3).

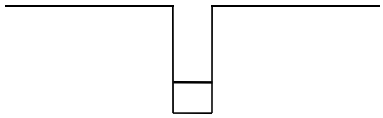


FIGURE 4.3: Stucture à un puits avec barrières infinies, sans champ électrique.

2. Faire le calcul exact des fonctions d'onde dans une structure à un puits, de dimension finie et sous champ électrique (figure 4.4).

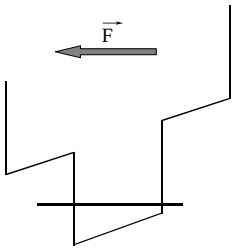


FIGURE 4.4: Prise en compte du champ électrique dans une structure à un puits de dimension finie.

3. Considérer une structure périodique à multipuits quantiques sous champ nul (figure 4.5).

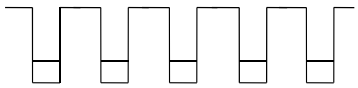


FIGURE 4.5: Structure périodique sans champ appliqué.

Ces méthodes de calcul sont connues et maîtrisées dans le cadre de la simulation des structures à puits quantique. La première approche nous donne le calcul exact de l'absorption dans un puits quantique[1] (cf. paragraphe 2.2.1.d) mais ne tient pas compte de la périodicité de la structure.

La deuxième méthode est une résolution exacte de l'équation de Schrödinger dans une structure sous champ électrique[2]. Cette approche met en évidence la problématique du champ électrique dans le calcul du photocourant dans une structure à multipuits quantiques. La détermination des fonctions d'onde dans le puits et la barrière fait intervenir les fonctions d'Airy (ou Bessel), ce qui peut rendre la résolution analytique complexe. De

[1] Liu, 1993

[2] Thibaudeau, 1995

plus et d'un point de vue qualitatif, les formes observées aux hautes énergies ne sont pas affectées par le champ électrique appliqué.

Notre choix s'est alors porté sur la troisième méthode, plus connue sous le nom de modèle de Kronig-Penney. Une des raisons de ce choix concerne directement les observations réalisées sur nos mesures. L'existence de creux et de pics dans la réponse spectrale nous a poussé à émettre l'hypothèse suivante : ces phénomènes sont dus à la présence de minibandes d'énergie (due à la périodicité de la structure). Cette interférence entre les puits quantiques périodiques est connue pour être la base des détecteurs à super-réseaux, où les puits quantiques sont couplés par effet tunnel[3], mais est généralement négligée dans la modélisation des détecteurs MPQ.

Nous avons donc choisi un modèle de Kronig-Penney pour décrire les états dans une structure à MPQ[4] et calculer le spectre d'absorption. Insistons sur le fait que l'approche de Kronig-Penney retenue pour le calcul des fonctions d'onde est séduisante car elle permet d'introduire l'effet de la périodicité tout en conservant un formalisme relativement simple. Il nous reste à voir si elle permet de reproduire les creux et les bosses observés expérimentalement (cf. partie 4.3).

Dans tous les cas, l'approche de Kronig-Penney, sans champ électrique appliqué, ne permettra pas de rendre compte de la dépendance par rapport à V_{pol} observée à faible énergie. Nous proposons donc d'introduire l'effet du champ électrique en multipliant la probabilité de transition d'un électron du niveau fondamental au niveau excité par une transparence tunnel, qui, elle, dépend du champ appliqué. En d'autres termes, pour participer au photocourant, l'électron photo-excité doit sortir du puits et dériver au-dessus de la barrière. Si nous prenons le cas d'un seul puits quantique sous champ électrique, nous imaginons facilement qu'un électron photo-excité puisse traverser la barrière par effet tunnel (cf. partie 4.4).

Notre calcul du photocourant dans la structure sera donné par le produit de l'absorption et de la transmission tunnel de la barrière.

4.2.2 Hypothèses de travail

Avant d'aborder les calculs, nous devons préciser les hypothèses qui sous-tendent notre approche théorique :

- √ Nous faisons l'hypothèse d'un nombre infini de puits dans la structure.
- √ Nous ne prenons pas en compte le champ électrique appliqué à la structure pour le calcul des fonctions d'onde. Nous n'avons donc pas inclus les mécanismes de transport dans des structures à MPQ, tels que la distribution du champ électrique dans la structure ou l'injection des porteurs au niveau de la barrière[5]. Ces phénomènes physiques sont à la base des modèles auto-cohérents pour le calcul des caractéristiques d'un détecteur MPQ. Cependant ils apportent peu d'informations sur la

[3]Helm, 1995

[4]Chuang, 1995

[5]Thibaudeau *et al.*, 1996; Ershov *et al.*, 1996

forme spectrale.

√ Nous ne prenons pas non plus en compte les effets quantiques complexes tels que l'ionisation par impact[6] réclamant une solution complète de l'équation de Schrödinger pour une structure sous champ électrique.

√ Nous ne considérons pas la dissipation quantique liée aux interactions avec les phonons du réseau cristallin.

4.3 Modélisation de la structure sans champ électrique appliqué

4.3.1 Détermination de la matrice de transfert d'une période de la structure

Pour toute la démonstration qui suit, nous nous plaçons dans l'approximation des bandes paraboliques. Notre travail repose sur l'étude de la fonction d'onde électronique dans une structure périodique en créneaux du potentiel à une dimension. Cette dernière est présentée sur la figure 4.6, où chaque période de largeur Λ est constituée d'une barrière de largeur b et d'un puits de largeur d. L'origine des énergies est prise à partir du bas de la bande de conduction du puits. Pour décrire la propagation de l'onde, nous utilisons une approche matricielle, formalisme particulièrement bien adapté pour ce type de structure. De plus la description matricielle d'un empilement multicouche est un outil très bien établi dans la littérature dans le cas des ondes électroniques[7] mais également dans le cas des ondes optiques[8].

La dépendance temporelle est en $\exp -iEt/\hbar$. Le modèle de Kronig-Penney est basé sur la fonction d'onde de l'électron dans un potentiel périodique, donnée par la fonction de Bloch-Floquet[9] :

$$\Psi_{nk}(\overrightarrow{r}) = |n,\, k\rangle \, = u_{nk} e^{i\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}} \tag{4.3}$$

où le vecteur d'onde k est limité à la première zone de Brillouin et n est l'indice de la bande d'énergie. La fonction $\Psi_{nk}(\overrightarrow{r})$ est le produit d'une onde plane $e^{i\overrightarrow{k}.\overrightarrow{r}}$ et d'une fonction $u_{n,k}(z)$ qui décrit la périodicité de la structure à multipuits quantiques, i.e. $u_{n,k}(z+\Lambda) = u_{n,k}(z)$.

[6] Gendron, 2005

[7] Bastard, 1988; Merzbacher, 1997

[8] Yeh, 1988

[9] Ashcroft *et al.*, 2002

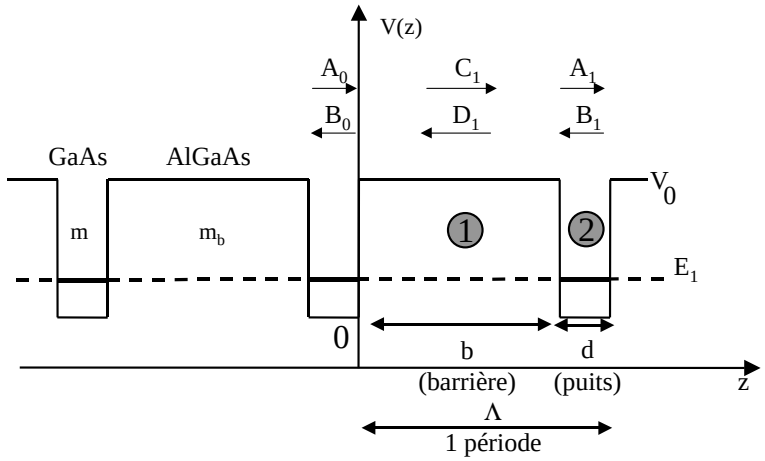


FIGURE 4.6: Structure périodique à MPQ utilisée pour le modèle de Kronig-Penney.

Nous résolvons alors l'équation de Schrödinger dans chacune des régions (puits et barrière) en tenant compte des masses effectives (m_{eff}) dans chacun des matériaux (m dans GaAs et m_b dans AlGaAs).

$$\frac{-\hbar^2}{2m_{\text{eff}}}\Delta\Psi(z) + V(z)\Psi(z) = E\Psi(z) \tag{4.4}$$

où V(z) représente le potentiel périodique et est donné par :

$$V = \begin{cases} V_0 & \text{si } 0 \leq z < b \\ 0 & \text{si } b \leq z < b+d = \Lambda \end{cases} \tag{4.5}$$

Nous pouvons alors écrire les solutions de l'équation 4.4 dans chacune des régions :

$$\psi(z) = \begin{cases} A_0 e^{ikz} + B_0 e^{-ikz} & -d \leq z < 0 \\ C_1 e^{ik_b(z-d)} + D_1 e^{-ik_b(z-d)} & 0 \leq z < b \\ A_1 e^{ik(z-\Lambda)} + B_1 e^{-ik(z-\Lambda)} & b \leq z < \Lambda \end{cases} \tag{4.6}$$

où les vecteurs d'onde sont donnés par :

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E}$$

$$et \tag{4.7}$$

$$k_b = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(E - V_0)}$$

Pour calculer l'absorption, nous devons déterminer ces fonctions d'onde, i.e. identifier les coefficients A_0, B_0, A_1, B_1, C_1 et D_1. Nous utilisons les conditions aux limites de la fonction d'onde aux interfaces barrière-puits en tenant compte des masses effectives. Ces conditions nous sont données par Bastard (1981) et imposent la continuité de la fonction d'onde $\psi(z)$ et de la dérivée $(1/m_{\text{eff}})(\partial\psi(z)/\partial z)$ aux interfaces. Nous obtenons donc pour la zone 1 (barrière), l'équation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{bmatrix} = \overline{\overline{F}}_{b0} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \overline{\overline{F}}_{b0} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1+\frac{1}{s})e^{ik_b b} & (1-\frac{1}{s})e^{ik_b b} \\ (1-\frac{1}{s})e^{-ik_b b} & (1+\frac{1}{s})e^{-ik_b b} \end{bmatrix} \tag{4.8}$$

où $s = \dfrac{mk_b}{m_b k}$. De façon similaire, nous pouvons déterminer les coefficients de la zone 2 :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \overline{\overline{F}}_{1b} \begin{bmatrix} C_1 \\ D_1 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \overline{\overline{F}}_{1b} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1+s)e^{ikd} & (1-s)e^{ikd} \\ (1-s)e^{-ikd} & (1+s)e^{-ikd} \end{bmatrix} \tag{4.9}$$

De ces deux équations, nous faisons facilement apparaître l'équation matricielle d'une période (puits + barrière) :

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \overline{\overline{T}} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \tag{4.10}$$

où la matrice de transfert $\overline{\overline{T}}$ d'une période est donnée par le produit matriciel suivant :

$$\overline{\overline{T}} = \overline{\overline{F}}_{1b}\overline{\overline{F}}_{b0} \quad \text{où} \quad \overline{\overline{T}} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \tag{4.11}$$

Les élements de la matrice $\overline{\overline{T}}$ s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} t_{11} &= e^{ikd}\left[\cos k_b b + \frac{i}{2}\left(s+\frac{1}{s}\right)\sin k_b b\right] \\ t_{12} &= e^{ikd}\frac{i}{2}\left(s-\frac{1}{s}\right)\sin k_b b \\ t_{21} &= e^{-ikd}\left(-\frac{i}{2}\right)\left(s-\frac{1}{s}\right)\sin k_b b \\ t_{22} &= e^{-ikd}\left[\cos k_b b - \frac{i}{2}\left(s+\frac{1}{s}\right)\sin k_b b\right] \end{aligned} \tag{4.12}$$

Le déterminant de la matrice T est unitaire : $\det|\overline{\overline{T}}|=1$. Nous pouvons ajouter que la forme matricielle 4.10 peut se décliner pour la $n^{\text{ième}}$ période et s'écrit alors :

$$\begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = \overline{\overline{T}}^n \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \tag{4.13}$$

où A_n et B_n correspondent aux composantes scalaires de la fonction d'onde du $n^{\text{ième}}$ puits.

4.3.2 Mise en évidence de l'existence de minibandes d'énergie

À l'aide de l'outil matriciel, nous venons de préciser l'équation reliant les coefficients de la fonction d'onde du puits i au puits i+1 dans une structure périodique de potentiel. Nous voyons que l'état de la fonction d'onde est décrit par un vecteur à deux composantes scalaires (A_0, B_0 par exemple). L'équation aux valeurs propres suivante nous permet de trouver les valeurs propres et les vecteurs propres de $\overline{\overline{T}}$:

$$\overline{\overline{T}} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = t \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \tag{4.14}$$

L'équation 4.14 peut également être écrite sous la forme :

$$(\overline{\overline{T}} - t\overline{\overline{I}}) \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = 0 \quad \text{avec} \quad \overline{\overline{I}} \quad \text{matrice identité} \tag{4.15}$$

Un système d'équations homogène de cette forme a une solution non triviale si et seulement si le déterminant est nul, c'est-à-dire :

$$det|\overline{\overline{T}} - t\overline{\overline{I}}| = 0 \tag{4.16}$$

Les solutions de 4.16, valeurs propres de $\overline{\overline{T}}$, sont donc solutions de l'équation caractéristique :

$$t^2 - (t_{11} + t_{22})t + \det \overline{\overline{T}} = 0 \tag{4.17}$$

Comme $\det|\overline{\overline{T}}|=1$, nous obtenons facilement les racines de l'équation 4.17 :

$$t_\pm = \left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right)^2 - 1} \tag{4.18}$$

Le résultat précédent peut également se mettre sous la forme suivante :

$$t_\pm = \left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right) \pm i\sqrt{1 - \left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right)^2} \tag{4.19}$$

De cette équation, nous voyons rapidement qu'en posant :

$$|\cos q\Lambda| = \left|\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right| \tag{4.20}$$

nous obtenons alors la forme simplifiée suivante pour les valeurs propres de $|\overline{\overline{T}}|$ qui vérifient $t_+ t_- = 1$:

$$t_\pm = e^{\pm iq\Lambda} \tag{4.21}$$

Il nous faut maintenant déterminer q qui représente le vecteur d'onde de la particule, traduisant son déplacement dans le puits de potentiel périodique. Avec l'équation 4.3, nous pouvons directement relier q à la fonction d'onde de Bloch. Les éléments de la matrice $|\overline{\overline{T}}|$ (équation 4.12) permettent de calculer la demi-trace $\left|\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right|$:

$$\left|\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right| = \left|\cos kd \cos k_b b - \frac{1}{2}\left(s + \frac{1}{s}\right) \sin kd \sin k_b b\right| \tag{4.22}$$

Le terme de droite de l'équation 4.22 est une fonction de l'énergie puisque d'après les équations 4.7, $k = k(E)$ et $k_b = k_b(E)$. En notant $f_q(E)$ cette fonction, nous obtenons avec les équations 4.20 et 4.22 :

$$|\cos q\Lambda| = |f_q(E_n)| \tag{4.23}$$

Nous voyons tout de suite que cette équation a une solution réelle si et seulement si $|f_q(E)| \leq 1$. Nous avons donc la condition suivante :

$$\left|\frac{t_{11}+t_{22}}{2}\right| = |\cos q\Lambda| = |f_q(E_n)| \leq 1 \tag{4.24}$$

Pour déterminer les valeurs de l'énergie solutions de cette équation, il suffit de tracer f_q en fonction de l'énergie pour des valeurs de l'énergie positives (cf. figure 4.7). C'est une fonction oscillante dont l'amplitude décroît quand l'énergie augmente. Pour des valeurs de $|f_q(E)| \geq 1$, l'équation 4.23 n'a pas de solution réelle. De plus, aux énergies pour lesquelles cette condition est remplie, l'équation de Schrödinger n'a pas de solution. Les énergies correspondantes sont les énergies interdites du potentiel périodique considéré ici. En revanche, les solutions de l'équation de Schrödinger sont obtenues pour des énergies correspondantes à la condition suivante : $-1 \leq f_q(E) \leq 1$. Ces minibandes d'énergies sont des bandes d'énergies permises pour le potentiel périodique à une dimension. Ces minibandes sont représentées sur la figure 4.7 sur laquelle nous avons précisé un exemple de minibande interdite (ΔE_{int}) et un exemple de minibande permise (ΔE_{per}).

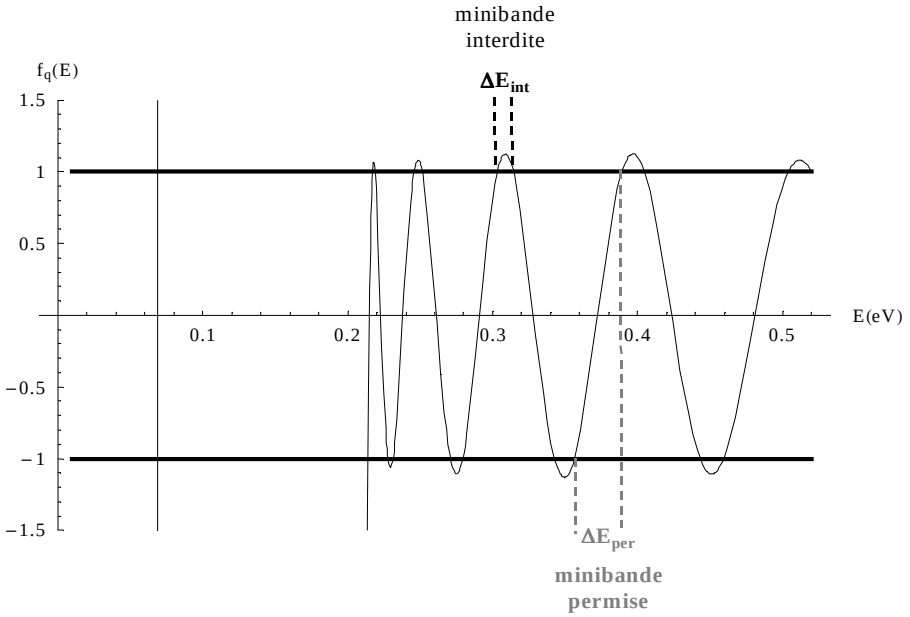


FIGURE 4.7: Simulation de $f_q(E)(= \cos(qL))$; mise en évidence des minibandes d'énergie.

Le modèle de Kronig-Penney permet également d'obtenir la relation de dispersion E=f(q) d'un électron se propageant dans le potentiel périodique. Pour une valeur de q, nous avons une transition possible comme illustré sur la figure 4.8. La transition peut s'effectuer verticalement du niveau lié (énergie E_1) vers un niveau d'énergie d'une minibande permise (E_n). Cette figure nous montre que les minibandes interdites apparaissent

pour une valeur de $q = \pi/\Lambda$ avec Λ la période de la structure. Cela correspond à une longueur d'onde λ égale à un multiple de Λ (ici : 2Λ). Cette condition est également valable dans les zones de Brillouin supérieures et correspond à la condition de réflexion de Bragg ($\lambda = 2\Lambda/n$).

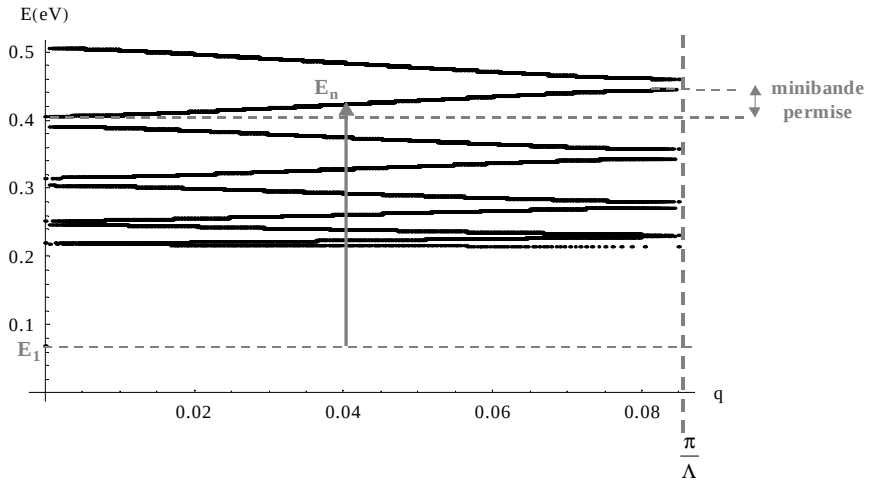


FIGURE 4.8: Relation de dispersion E=f(q) d'une structure périodique à une dimension.

Nous voyons donc que la notion de continuum d'énergie au-dessus des puits n'est plus valable. Nous démontrons ici la présence de minibandes d'énergie, ce qui n'est pas réellement une surprise. Ce phénomène est directement dû à la périodicité de la structure et avait déjà été observé dans des détecteurs MPQ fortement couplés[10]. Nous allons maintenant voir l'effet de ces minibandes sur la réponse spectrale d'un détecteur à multipuits quantiques.

4.3.3 Tracé des fonctions d'onde

Les paramètres de simulation utilisés par la suite correspondent aux données techniques du composant MPQ présenté au chapitre 2. Sur ces valeurs, une tolérance de quelques pourcents est admise et correspond aux faibles incertitudes de croissance des couches.

a Fonctions d'onde libres

À partir du modèle précédent, nous obtenons la position des minibandes dans la structure périodique et donc directement la position des états d'énergie possibles pour l'électron excité. Nous devons maintenant déterminer complètement les fonctions d'onde électronique $\Psi(z)$ (cf. équation 4.6). Pour cela, nous utilisons les équations 4.14 et 4.21 qui nous donnent l'expression du rapport A_0/B_0. Celui-ci est calculé grâce à la valeur de q déterminée par l'équation 4.23. Les fonctions d'onde relatives aux différentes zones

[10]Kastalsky *et al.*, 1988

de la structure périodique sont ainsi déterminées. La figure 4.9 présente la simulation de la fonction d'onde électronique pour différentes valeurs d'énergie. Nous avons vérifié plusieurs points importants : la continuité aux interfaces de la fonction d'onde, la périodicité des fonctions $u_{n,k}$, i.e. $u(z) = u(z + \Lambda)$ pour une énergie donnée, et l'orthogonalité des fonctions $u_{n,k}$, i.e. $\int u_{n,k} u^*_{n',k} dz = 0$ sur une période.

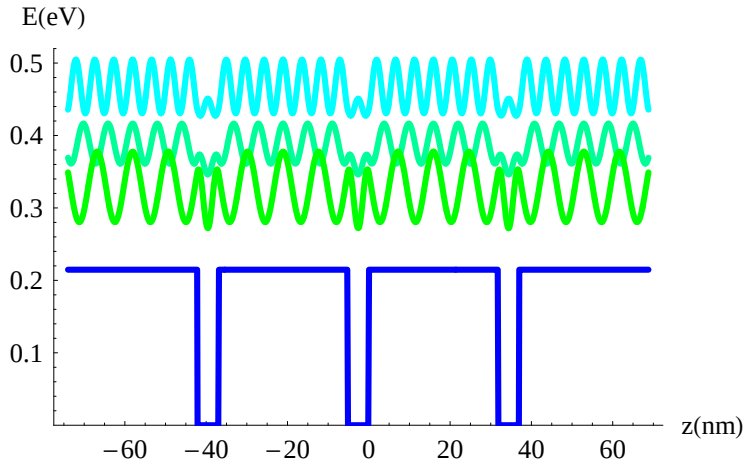


FIGURE 4.9: Tracé de la fonction d'onde électronique pour différentes valeurs de l'énergie ; par souci de clarté, seules trois périodes sont représentées.

b Fonction d'onde liée

Nous nous plaçons ici dans le cas où les états d'énergie sont des états liés, i.e. l'énergie est inférieure à la hauteur de barrière du puits ($E < V_0$). Dans ce cas, le vecteur d'onde k_b (cf. équation 4.7) est purement imaginaire :

$$k_b = i\epsilon_b \quad avec \quad \epsilon_b = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2}(V_0 - E)} \tag{4.25}$$

L'équation 4.22 devient alors :

$$\cos(q\Lambda) = \cos(kd)\cosh(\epsilon_b b) + \frac{1}{2}\left(\xi - \frac{1}{\xi}\right)\sin(kd)\sinh(k_b b) \tag{4.26}$$

où :

$$s = \frac{mk_b}{m_b k} = i\frac{m\epsilon_b}{m_b k} = i\xi \tag{4.27}$$

Nous rappelons que sur ce composant MPQ de Thales R&T, il n'existe qu'un seul état lié (cf. chapitre 2.3.1). Le cheminement pour aboutir à la fonction d'onde dans le puits est identique à celui décrit dans le paragraphe précédent. Nous avons représenté sur la figure 4.10 cette fonction d'onde « liée ».

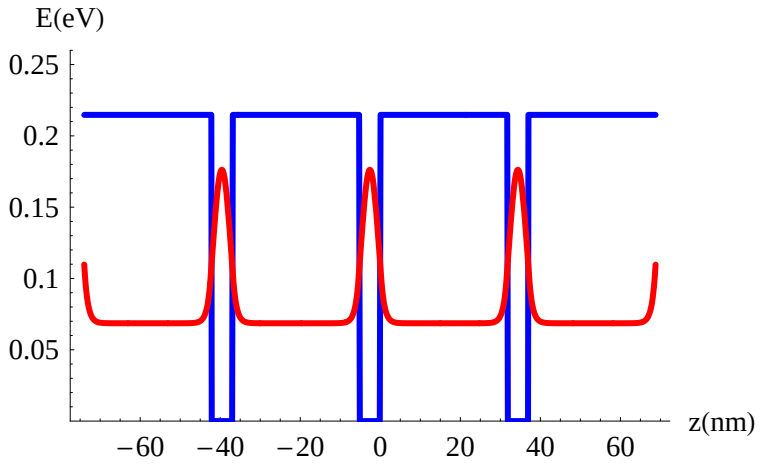


FIGURE 4.10: Tracé de la fonction d'onde électronique dans le puits ; par souci de clarté, seules trois périodes sont représentées.

La position de l'état d'énergie lié est sensiblement différente ici (cf. figure 4.10) par rapport au calcul effectué au paragraphe 2.2.1.d pour un puits quantique seul. Les puits adjacents entraînent une perturbation du système[11] qui est prise en compte dans le calcul du niveau lié du puits.

4.3.4 Force d'oscillateur et calcul de l'absorption

Nous venons de voir la démarche utilisée pour déterminer les fonctions d'onde électroniques dans notre structure à multipuits quantiques. Nous pouvons maintenant calculer l'absorption, qui dépend de l'intégrale de recouvrement entre la fonction d'onde de l'état d'énergie lié du puits et la fonction d'onde d'un état d'énergie des minibandes.

Comme nous l'avons vu, le fonctionnement de ces détecteurs MPQ est fondé sur les transitions optiques inter sous-bandes. Pour une structure périodique, Peeters *et al.* (1993) ont démontré que l'interaction entre le système quantique et l'onde électromagnétique est décrite par l'Hamiltonien $\overrightarrow{A}.\overrightarrow{p}$, où $\overrightarrow{A}$ représente le potentiel vecteur du champ électromagnétique et $\overrightarrow{p}$ l'opérateur impulsion. La quantité qui détermine la force de la transition optique est l'élement de matrice dipolaire entre un état initial et un état final :

$$p_{nn'}(k,k') = |\langle n,k\,|\hat{p}_z|\,n',k'\rangle| \tag{4.28}$$

où p_z représente la projection de $\overrightarrow{p}$ suivant l'axe Oz. C'est cet opérateur qui est utilisé dans le calcul de l'absorption dans les structures à multipuits quantiques[12]. Ce qui nous intéresse ici, c'est la transition de l'état lié $|1>$ vers un état d'énergie en dehors du puits $|n>$. Une conséquence directe des transitions inter sous-bandes est que les transitions sont verticales : $\overrightarrow{k} = \overrightarrow{k'}$. De plus, les sous-bandes sont parallèles, tout les états $\overrightarrow{k}$ absorbent à la même énergie. Dans la représentation quantique[13] l'élément de matrice de l'équation

[11] Cohen-Tannoudji *et al.*, 1977

[12] Helm, 1995

[13] Cohen-Tannoudji *et al.*, 1977

4.28 devient alors, pour le moment dipolaire d'une transition verticale entre deux états d'énergie :

$$p_{1n}(k,k') = p_{1n}(k) = \left| \int u^*_{1,k}(z) \frac{d}{dz} u_{n,k'} dz \right| \delta(k-k') \tag{4.29}$$

où δ représente la distribution de Dirac. L'intégrale est évaluée sur une période de la structure. À partir de cette quantité physique, nous définissons la force d'oscillateur de la transition :

$$f_{1n}(k) = \frac{1}{\pi m_{\text{eff}} \hbar E_{1n}} |p_{1n}(k)|^2 = \frac{1}{\pi m_{\text{eff}} \hbar E_{1n}} |\langle 1, k | \hat{p}_z | n, k \rangle|^2 \tag{4.30}$$

avec m_{eff} la masse effective de l'électron et E_{1n} l'énergie de transition entre l'état $|1>$ et l'état $|n>$. La probabilité de transition P de l'état électronique $|1>$ (d'énergie E_1) à l'état $|n>$ (d'énergie E_n) suite à l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$, se calcule à partir de la règle d'or de Fermi :

$$P(h\nu) \propto \rho(E_1 + h\nu) f_{1n}(k) \tag{4.31}$$

où $\rho(E = E_1 + h\nu)$ représente la densité d'états finals dans la structure périodique. La figure 4.11 présente cette densité et fait apparaître des pics dans la densité d'états, équivalents à des sur-modulations, aux bords des minibandes.

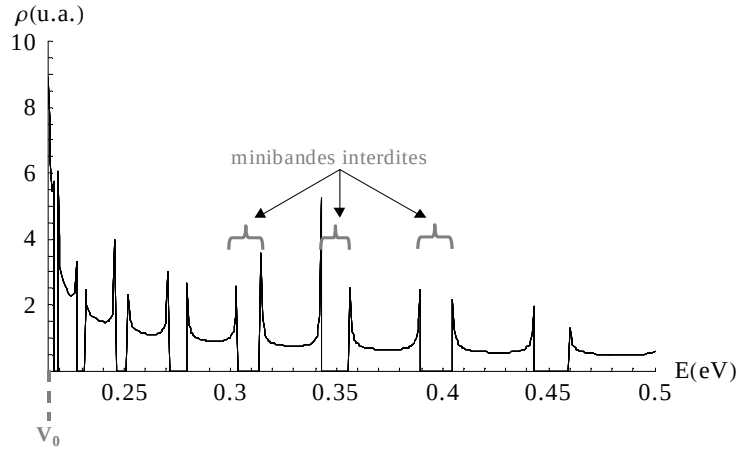


FIGURE 4.11: Densité d'états d'énergie dans la structure pour des énergies supérieures à la hauteur de barrière ; présentation de différentes minibandes d'énergie interdites.

Nous définissons alors l'absorption comme la convolution de $P(h\nu)$ par une Lorentzienne de demi-largeur à mi-hauteur Γ :

$$L_\Gamma(h\nu) = \frac{\Gamma}{\pi} \cdot \frac{1}{\Gamma^2 + (E_n - E_1 - h\nu)} \tag{4.32}$$

$$\alpha(h\nu) = P \otimes L_\Gamma \tag{4.33}$$

Cette fonction de Lorentz de largeur 5 meV est introduite dans le calcul de l'absorption pour tenir compte de l'élargissement spectral[14]. En effet, les courbes expérimentales de réponse spectrale possèdent toutes une certaine largeur, liée à l'existence d'un temps de déphasage des électrons dans leur sous-bande. Ce temps est principalement influencé par des mécanismes de diffusion des électrons par interaction avec les impuretés ionisées (atomes de Si donneurs[15]) ou les phonons. Il découle alors de ce temps une incertitude sur l'énergie de la transition entre le niveau fondamental et l'état final. Ce paramètre Γ est classiquement utilisé pour le calcul de l'absorption dans le cas des transitions inter sous-bandes.

4.3.5 Résultats du modèle aux hautes énergies

a Spectre d'absorption : effet de la périodicité

Dans le but d'illustrer l'importance de la prise en compte de la périodicité de la structure, nous avons comparé le spectre d'absorption obtenu à l'aide de l'approche de type Kronig-Penney à celui obtenu avec les calculs de Liu (1993) (cf. paragraphe 2.2.1.d). Ces derniers considèrent un puits quantique seul et ne prennent donc pas en compte la périodicité de la structure. La figure 4.12 apporte les premières réponses à notre étude. Nous voyons clairement que sur la courbe noire, il existe des rebonds dans la réponse aux hautes énergies qui n'apparaissent pas dans la courbe grise. Nous remarquons également que la coupure aux basses énergies est plus franche dans notre réponse. Ces deux points sont détaillés dans la suite.

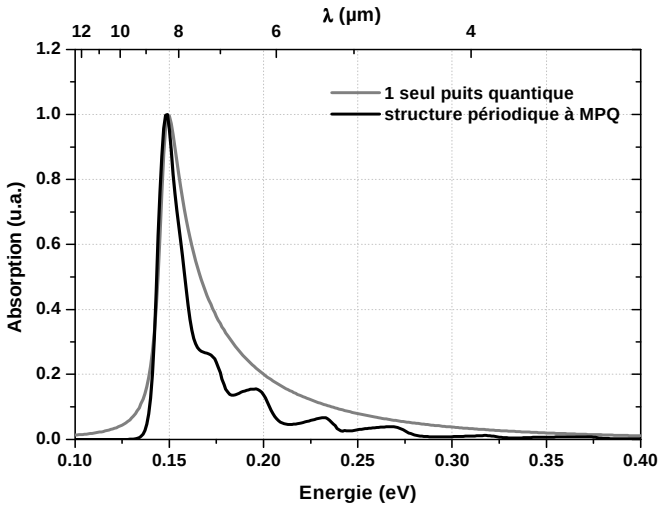


FIGURE 4.12: Spectre d'absorption d'un détecteur MPQ calculé pour un seul puits quantique à l'aide des calculs de Liu (1993) (courbe grise) et calculé dans le cas d'une structure périodique MPQ par une approche de Kronig-Penney (courbe noire). Courbes normalisées par rapport à leur maximum.

[14]Thibaudeau, 1995; Asada, 1989

[15]Dupont *et al.*, 1992

b Singularités de Van Hove

Le résultat de la modélisation de l'absorption aux hautes énergies (0,15 - 0,30 eV) est représenté sur la figure 4.13 (en échelle logarithmique). Elle montre que les courbes théoriques présentent également des creux et des bosses. Notre approche basée sur un modèle de Kronig-Penney permet de faire le lien entre la présence de minibandes d'énergie et les oscillations dans la réponse spectrale à hautes énergies. Les exaltations de réponse en bord de bande observées sur les mesures à hautes énergies correspondent à des points critiques dans la densité d'états électroniques (cf. paragraphe 4.3.4) assimilables à des singularités de Van Hove[16]. La position des minibandes sur le graphe met en évidence les singularités en bord de bande.

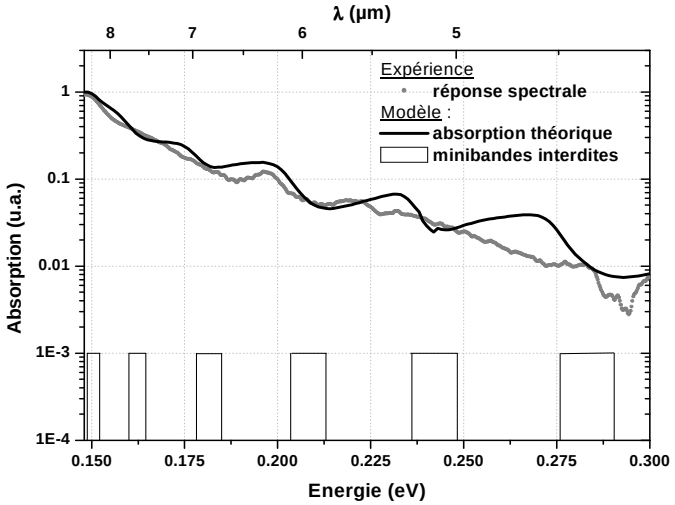


FIGURE 4.13: Comparaison du spectre d'absorption aux hautes énergies, entre la réponse expérimentale (pointillés gris) et l'absorption théorique (trait noir). Position des minibandes interdites. Échelle Log.

4.4 Prise en compte du champ électrique aux basses énergies

4.4.1 Transmission tunnel

Nous allons maintenant considérer le champ électrique appliqué à la structure pour la modélisation de la réponse spectrale aux basses énergies. Jusque là, nous n'avons considéré que les électrons arrivant, grâce à un photon, dans un niveau d'énergie supérieur à la hauteur de barrière (V_0). Mais les électrons excités par des photons d'énergie inférieure (i.e. $E_1 + h\nu < V_0$) peuvent aussi parfois contribuer au photocourant, à condition de traverser la barrière par effet tunnel. C'est cette contribution que nous cherchons à évaluer. Le principe de cet effet tunnel est expliqué sur la figure 4.14. Les électrons excités par un

[16]Van Hove, 1953

photon d'énergie inférieure au seuil d'ionisation ($V_0 - \frac{\Delta V}{2} - E_1$), peuvent passer à travers la barrière grâce à cet effet tunnel assisté par champ électrique.

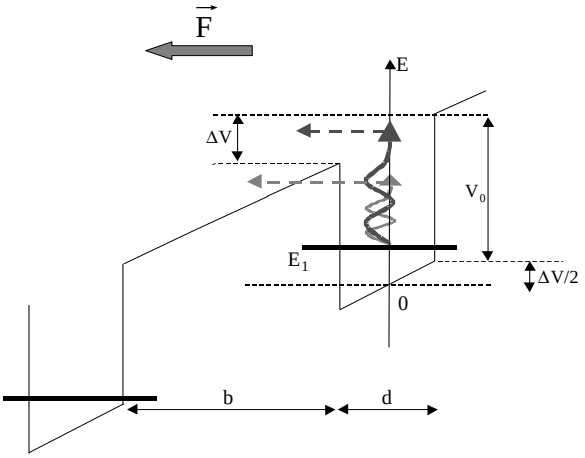


FIGURE 4.14: Principe de l'effet tunnel assisté par champ électrique.

Nous devons maintenant considérer le facteur de transmission $T(h\nu)$ qui correspond à la probabilité de passage d'un électron à travers la barrière. Andrews et Miller (1991) proposent une valeur de ce coefficient qui peut, dans le cas où la barrière de potentiel présente un profil doux (pente de potentiel faible), être traité par la méthode de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB)[17].

$$T(h\nu) = \begin{cases} \exp -\frac{4\sqrt{2m_b}}{3\hbar F} q^{\frac{1}{2}} (V_0 - \frac{\Delta V}{2} - E_1 - h\nu)^{\frac{3}{2}} & \text{si} \quad h\nu < V_0 - \frac{\Delta V}{2} - E_1 \\ 1 & \text{si} \quad h\nu \geq V_0 - \frac{\Delta V}{2} - E_1 \end{cases} \tag{4.34}$$

où V_0, E_1 et ΔV sont exprimées en eV. V_0 représente la hauteur de barrière, E_1 la valeur du niveau d'énergie dans le puits et ΔV la chute de potentiel sur un puits qui est égale au produit du champ électrique appliqué à la structure ($|\overrightarrow{F}|$) par la largeur du puits (d). Nous rappelons que l'origine des énergies est prise en bas de bande de conduction, au milieu du puits (cf. figure 4.14). La figure 4.15 représente la fonction $T(h\nu)$ avec $h\nu$ l'énergie du photon incident. Cette courbe nous montre bien que la probabilité de transmission tunnel croît avec l'énergie du photon incident. De plus, pour des énergies supérieures à V_0, le fait de multiplier par T($h\nu$) ne change rien puisque T= 1.

[17]Razavy, 2003

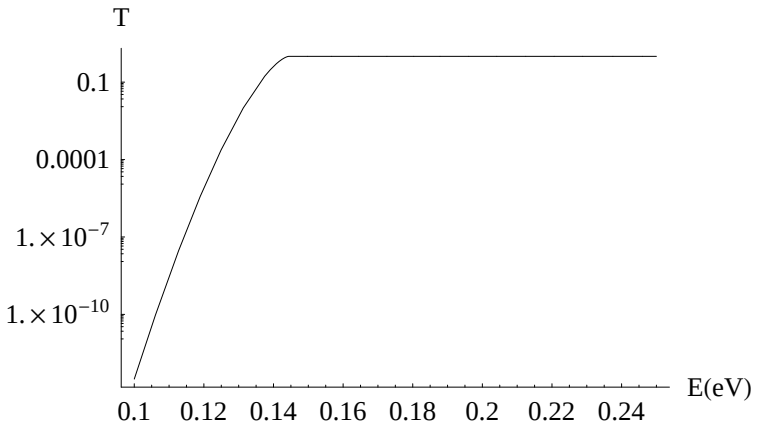


FIGURE 4.15: Simulation de la transmission tunnel assistée par champ électrique.

4.4.2 Détermination du spectre de photocourant : prise en compte de la transmission tunnel

Nous allons voir l'importance du coefficient de transmission déterminé précédemment (cf. equation 4.34) dans le calcul du photocourant. Avant de regarder les résultats, nous rappelons à l'aide de la figure 4.16, le rôle de l'augmentation du champ électrique appliqué sur une structure à multipuits quantiques. Lorsque $|\overrightarrow{F_2}| > |\overrightarrow{F_1}|$, nous voyons d'une part, que l'abaissement des barrières est favorisé, et d'autre part, que l'effet tunnel est amplifié .

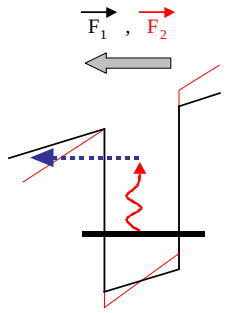


FIGURE 4.16: Effet d'abaissement de la barrière dû au champ appliqué à la structure.

La figure 4.17 présente la comparaison aux basses énergies entre la réponse spectrale expérimentale et notre modèle théorique (en échelle logarithmique). Trois courbes ont été représentées pour notre modèle : une pour l'absorption et deux pour le photocourant. La différence entre la courbe d'absorption et celles du photocourant est la prise en compte du champ électrique appliqué pour simuler le photocourant. L'effet tunnel assisté par champ électrique, ou effet Fowler-Nordheim[18], est clairement illustré sur ce graphe. Si nous prenons la courbe grise (absorption) et la courbe noire (photocourant pour $V_{\text{pol}} = 1\text{V}$),

[18]Fowler et Nordheim, 1928

cela se traduit par une coupure plus franche dans le spectre de photocourant que dans le spectre d'absorption. Les électrons photo-excités sont créés dans les deux cas mais ne participent pas au photocourant en l'absence de champ électrique appliqué à la struture. En parallèle, nous avons tracé le photocourant pour une tension de polarisation autre que celle appliquée expérimentalement (courbe rouge). Si nous comparons la courbe de photocourant à deux tensions de polarisation différentes, nous remarquons que le spectre se déplace vers les basses énergies avec l'augmentation de la tension de polarisation. Ceci est en accord avec les mesures réalisées (cf. figure 4.2).

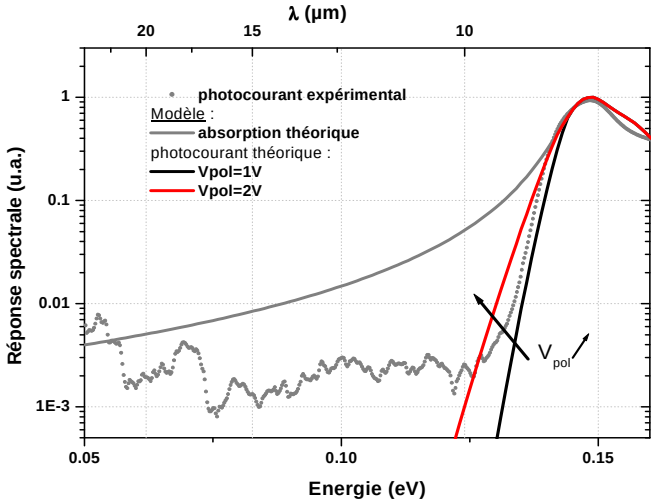


FIGURE 4.17: Comparaison à basses énergies entre la réponse expérimentale à $V_{\text{pol}} = 1\text{V}$ (pointillés gris) et notre modèle théorique i)absorption théorique (trait gris), ii)photocourant théorique pour deux tensions de polarisations différentes : $V_{\text{pol}} = 1\text{V}$ (trait noir) $V_{\text{pol}} = 2\text{V}$ (trait rouge). Le photocourant prend en compte l'effet Fowler-Nordheim. Échelle Log.

Des travaux réalisés sur les détecteurs à multipuits quantiques ont déjà porté sur ce mécanisme d'effet tunnel assisté par champ électrique. Nous pouvons citer des études sur le courant d'obscurité[19], sur l'injection au niveau du contact[20] ou encore sur la probabilité de sortie du puits [21]. Cependant, aucune étude n'avait clairement identifié cet effet sur un spectre de photocourant. De plus, il existe un meilleur accord avec l'expérience si nous prenons en compte l'effet Fowler-Nordheim. Ce résultat est à souligner car il confirme notre intuition de départ.

[19] Andrews et Miller, 1991

[20] Rosencher *et al.*, 1992

[21] Martinet *et al.*, 1991

4.5 Résultats et perspectives

La figure 4.18 présente en échelle logarithmique le résultat final du modèle et le compare aux mesures sur toute la gamme de longueurs d'onde étudiée ($\sim$ 3-12µm). Le photocourant théorique final étant donné par le produit de l'absorption $\alpha(h\nu)$ et de la transmission tunnel de la barrière T($h\nu$). Ce résultat tient donc compte d'une part de la périodicité de la structure aux hautes énergies, et d'autre part du champ électrique appliqué aux basses énergies.

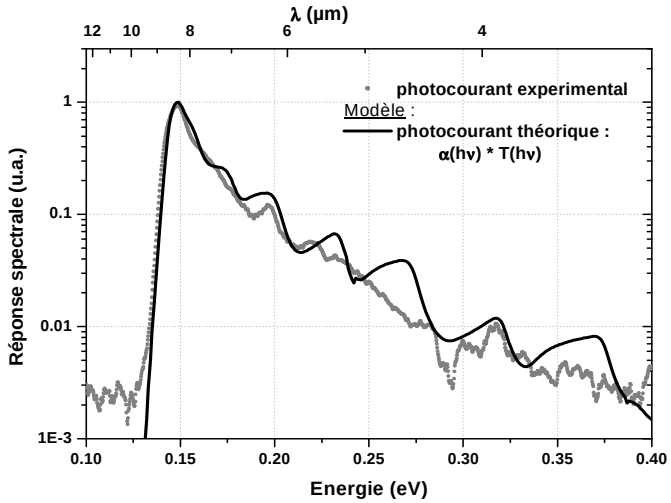


FIGURE 4.18: Résultat du modèle et comparaison entre la réponse expérimentale (pointillés gris) et notre photocourant théorique (trait noir).Échelle Log.

Suite aux résultats de cette modélisation, deux questions restent en suspens. Premièrement, il existe toujours une anomalie quantitative importante entre notre modèle théorique et les spectres expérimentaux aux très hautes énergies. Plusieurs explications peuvent être avancées :

- √ Cette anomalie peut être due au fait que le cas idéal d'un modèle de bande parabolique n'est plus une bonne approximation. Le modèle $\overrightarrow{k}.\overrightarrow{p}$ se révèle alors comme le plus efficace pour expliquer les effets délicats tel que la non-parabolicité des bandes[22].
- √ La mobilité des électrons peut également expliquer cette différence de valeurs. En effet, à basse température (ce qui est le cas ici), la mobilité est essentiellement limitée par les collisions des électrons avec les impuretées ionisées. Or cette mobilité est directement reliée au temps moyen de collision qui, dans ce cas de figure, est proportionnel à l'énergie de l'électron. Une variation de celle-ci entraîne donc une variation de la mobilité des électrons.

Le deuxième point restant en suspens est la valeur plutôt faible de l'élargissement spectral Γ. En effet, ces simulations sont obtenues avec une valeur de 5 meV pour Γ au lieu des 10

[22]Kane, 1966; Bastard, 1982

meV habituellement déterminées dans le cas des détecteurs MPQ[23].

Nous venons donc de proposer une première explication aux observations réalisées sur la réponse spectrale hors-bande des détecteurs MPQ. Notre démarche est avant tout qualitative et permet de rendre compte des phénomènes observés. Nous ne prenons par exemple pas en compte le champ électrique au niveau des minibandes d'énergie. Nous aurions pu à l'aide de l'approche numéro deux du paragraphe 4.2.1, effectuer une analyse des fonctions d'onde électroniques en termes de fonctions d'Airy[24].

Certaines hypothèses de départ peuvent être revues pour prendre en compte des phénomènes physiques importants dans une structure à multipuits quantiques. Plusieurs effets restent alors à inclure : effets de taille finie dans un empilement de N puits, effet du gradient de potentiel créé par la tension appliquée aux bornes de la structure et enfin effet de la dissipation quantique liée aux interactions avec les phonons du réseau cristallin. Un deuxième travail de simulation dont l'objectif est d'analyser plus finement notre modèle, est en cours de réalisation.

CONCLUSION

Les mesures de réponse spectrale nous ont permis d'aller explorer une large plage spectrale (4-12 µm). Le signal généré en bande 3-5 µm sur ce détecteur à multipuits quantiques n'est pas négligeable. Mais cette observation doit être nuancée car le détecteur étudié ne présente pas de structure de couplage. La grande dynamique de mesure nous permet d'envisager des mesures de réponse spectrale sur des détecteurs MPQ avec réseau.

Nous ne nous sommes cependant pas arrêtés à ce premier résultat. En effet, ces mesures révèlent également deux faits : un effet du champ électrique aux basses énergies et la présence de structures spectrales aux hautes énergies. Basées sur un modèle de Kronig-Penney, classiquement utilisé dans les structures périodiques, nos premières simulations permettent d'attribuer sans ambiguïté ces structures à la présence de minibandes d'énergie. Les points marquants de cette approche sont les suivants : nous avons montré que l'effet tunnel assisté par champ électrique et les singularités de Van Hove jouent un rôle important dans la réponse spectrale des détecteurs infrarouges MPQ aux basses et hautes énergies[25] respectivement. Notre démarche a permis de mettre en œuvre un modèle qualitatif assez simple, ne tenant pas compte des différents mécanismes de transport dans les détecteurs MPQ qui rendent complexes la modélisation. Notre objectif était de donner une explication de l'origine des observations réalisées sur nos mesures de réponse spectrale. Nous n'affirmons pas l'unicité de notre explication mais elle rend compte de phénomènes jamais observés auparavant.

[23] Schneider et Liu, 2006

[24] Merzbacher, 1997

[25] Le Rouzo *et al.*, 2006b

Chapitre 5

Étude expérimentale et théorique de la réponse angulaire

Sommaire

5.1 Étude sur les détecteurs MPQ de l'Institut Fraunhofer IAF « faible-bruit » **134**
5.1.1 Choix de la température de fonctionnement 134
5.1.2 Mesures de réponse angulaire 135
a Résultats expérimentaux 135
b Répétabilité et reproductibilité des mesures 137
c Étude suivant la température (T_{det}) et la tension de polarisation (V_{pol}) 138
d Analyse des mesures 139
5.1.3 Approche heuristique 141
a Présentation du modèle 141
b Évolution de T, G et A suivant l'angle d'incidence . 143
c Simulation de la réponse angulaire et influence de la profondeur de gravure du réseau 145
5.2 Étude sur le détecteur HgCdTe « classique » **147**
5.2.1 Mesures de réponse angulaire 147
5.2.2 Modélisation associée 149
a Approche théorique développée 149
b Analyse matricielle 150
c Réflexion et absorption dans le détecteur 151
d Confrontation expérience-théorie 155
5.3 Étude sur le détecteur HgCdTe bi-spectral **156**
5.3.1 Mesures de réponse angulaire 156
a Polarisation positive 156
b Polarisation négative 157

Nouvelle dans les techniques de caractérisation électro-optique des détecteurs quantiques infrarouges, la mesure de réponse angulaire doit permettre d'apporter certaines réponses sur le comportement de ces composants éclairés en incidence oblique. La présence d'un réseau dans les détecteurs MPQ influence-t-elle la réponse angulaire de ces composants ? Existe-t-il une dépendance angulaire de la réponse d'un détecteur HgCdTe à technologie planar ? Les nouvelles géométries de certains composants HgCdTe (technologie mesa) confèrent-elles des particularités à leurs réponses en incidence ?

Rappelons que le banc original et dédié aux mesures de réponse angulaire a été présenté au chapitre 3 et que les détecteurs eux-mêmes ont été décrits au chapitre 2. La première partie de ce chapitre présente l'étude réalisée sur les composants MPQ « faible-bruit » de l'Institut Fraunhofer IAF. Rappelons que nous avons à notre disposition trois détecteurs proposant chacun une profondeur de gravure du réseau (e) différente. Les mesures de réponse angulaire sont présentées. Ensuite, nous décrivons la modélisation développée dans le but d'interpréter les mesures, en faisant ressortir en particulier l'influence d'une structure de couplage sur ces détecteurs MPQ.

La seconde partie est consacrée au détecteur HgCdTe « classique » (structure planar) : les mesures obtenues sur ce composant sont présentées, suivies du modèle proposé pour les interpréter. La troisième partie traite de l'étude expérimentale de la réponse angulaire d'un détecteur HgCdTe bi-spectral à technologie mesa. Les mesures obtenues, quelque peu surprenantes, sont présentées ; une première tentative d'explication des phénomènes observés est proposée.

5.1 Étude sur les détecteurs MPQ de l'Institut Fraunhofer IAF « faible-bruit »

5.1.1 Choix de la température de fonctionnement

La température de fonctionnement du détecteur T_{det} intervient directement dans la formule du courant d'obscurité I_{obs}[1]. Mais comme nous l'avons vu au chapitre 3, lors d'une mesure de réponse angulaire, le courant d'obscurité est normalement filtré par la détection synchrone, à condition que le contraste C soit suffisant. Diminuer T_{det} et par conséquent I_{obs} permet donc de se placer dans une configuration plus favorable. Cette température n'est évidemment pas la température de fonctionnement de ces composants intégrés dans les caméras infrarouges (cf. chapitre 2).

Cet aspect est illustré sur la figure 5.1 où nous avons représenté la variation de la densité de courant d'obscurité du composant X1482 en fonction de la tension de polarisation pour trois températures de fonctionnement : 77K, 65K et 50K. Quelques précisions sur ce type de courbe :

[1]Schneider et Liu, 2006

√ Afin de s'affranchir de la taille du pixel, nous représentons la densité de courant (en $A.cm^{-2}$) et non le courant directement. La surface de ces détecteurs MPQ est de $80\times80\mu m^2$ (cf. paragraphe 2.3.2 du chapitre 2).

√ Nous avons recours à la représentation logarithmique pour tenir compte de la grande dynamique des courbes en courant, jusqu'à huit ordres de grandeur à T_{det}=50K. De plus, nous prenons la valeur absolue de la variable densité de courant de sorte à avoir au final : ln(|densité de courant|) = f(V_{pol}).

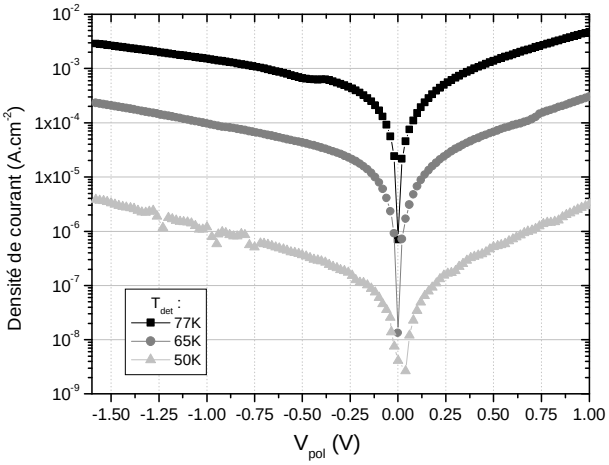


FIGURE 5.1: Évolution de la densité de courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation pour différentes températures du détecteur (composant X1482) : 50K, 65K, 77K.

Cette courbe nous permet donc de déterminer la température de fonctionnement la plus adaptée pour les mesures de réponse en incidence. À 0,5V de polarisation, le courant d'obscurité à 77K est près de deux mille cinq cent fois plus élevé qu'à 50K. Le contraste pour cette tension de polarisation est de 1,5 % à 50 K mais de seulement 0,14 % à 77K. Ainsi, les mesures de réponse angulaire sur les détecteurs MPQ sont réalisées à 50K.

5.1.2 Mesures de réponse angulaire

a Résultats expérimentaux

Les premières mesures sur ces détecteurs MPQ ont été effectuées sur le composant X1483. C'est à partir de celles-ci que nous avons pu améliorer le banc de mesures (cf. chapitre 3). Un travail important d'optimisation de l'écran froid et des bafflages a en effet été nécessaire pour s'affranchir des problèmes de flux instrumental et de lumière parasite. L'écran froid tel qu'il a été présenté au paragraphe 3.2.6.a. est celui qui nous a permis d'obtenir des mesures propres et reproductibles. Les mesures de réponse angulaire présentées par la suite ont été réalisées sur les trois composants (X1479, X1482, X1483). Par souci de clarté, nous présentons certaines mesures pour un seul détecteur mais nous

avons néanmoins effectué ces expériences sur tous les mono-éléments. Excepté si nous le précisons, les résultats sont alors identiques sur les trois.

Nous avons vu au chapitre 3 que nous devions tenir compte d'une correction en cosinus θ sur les mesures de réponse angulaire. Cet effet est illustré sur la figure 5.2 où nous avons tracé d'une part une mesure brute de réponse angulaire obtenue sur le composant X1482 (figure 5.2.a) et d'autre part la réponse angulaire que l'on en déduit (figure 5.2.b). La mesure brute correspond au signal de sortie de notre banc de mesure, i.e. I_{det} (cf. équation 3.4) que nous nommerons par la suite *photocourant* et dont la valeur est en ampère. La *réponse angulaire* représente la mesure brute après division par le cosinus θ et normalisation par rapport à la valeur de la réponse en θ=0°. Nous représenterons le plus souvent la réponse angulaire car nous nous intéressons spécifiquement à la forme de la réponse du détecteur. Précisons que l'angle d'incidence θ correspond à l'angle d'incidence dans l'air. De plus, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.7.c, une barre d'erreur est associée à chaque point de mesure.

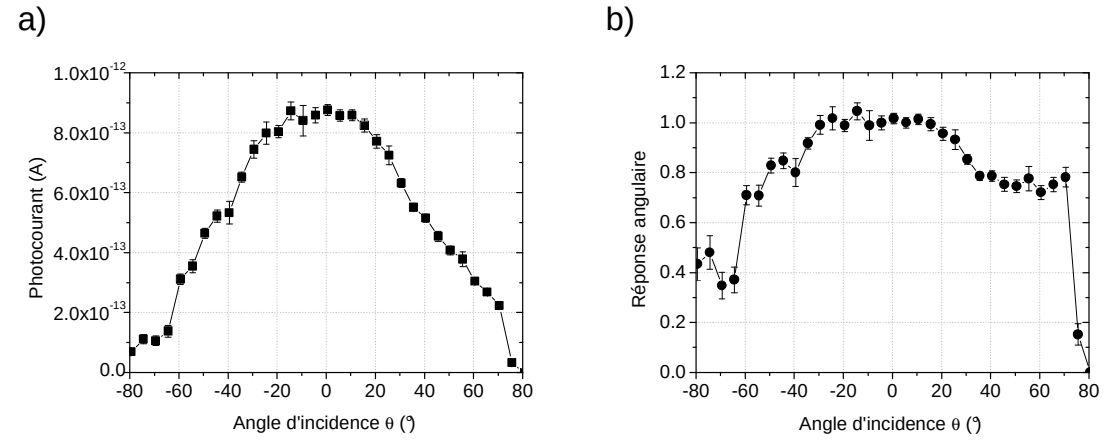


FIGURE 5.2: a) Mesure brute obtenue pour le composant X1482 et b) réponse angulaire normalisée après la correction en cosinus θ et la normalisation par rapport à θ=0°.

Cet effet de la correction est visible sur la figure 5.2 où la courbe est « réhaussée » aux fortes incidences. La correction en cosinus θ peut également avoir pour effet de faire diverger la réponse angulaire pour $\theta \rightarrow 90°$ si le photocourant ne tend pas vers 0 (à cause de la lumière parasite résiduelle par exemple).

Arrêtons-nous un instant sur le graphe 5.2.a pour essayer de faire un parallèle avec l'étude spectrale en incidence réalisée au paragraphe 2.3.2.d. Rappelons que sur ces premières mesures, à λ_{pic}, le photocourant chutait de plus de 80% entre l'incidence normale et une incidence de ∼30° sur le composant. Nous observons que sur le graphe 5.2.a, la diminution du photocourant est « seulement » de 24% entre θ=0° et θ=+30°. La faible décroissance de la réponse angulaire mesurée dans BRASIL confirme que la chute de signal observée en incidence lors des mesures de réponses spectrales était due à un effet œil de chat du hublot.

b Répétabilité et reproductibilité des mesures

La répétabilité de nos mesures est illustrée sur la figure 5.3. Nous avons mesuré le photocourant du composant X1482 à trois reprises pour des conditions expérimentales identiques (1ère, 2ème et 3ème mesures). Ces trois réponses angulaires (corrigées du cosinus θ et normalisées) montrent une très bonne répétabilité.

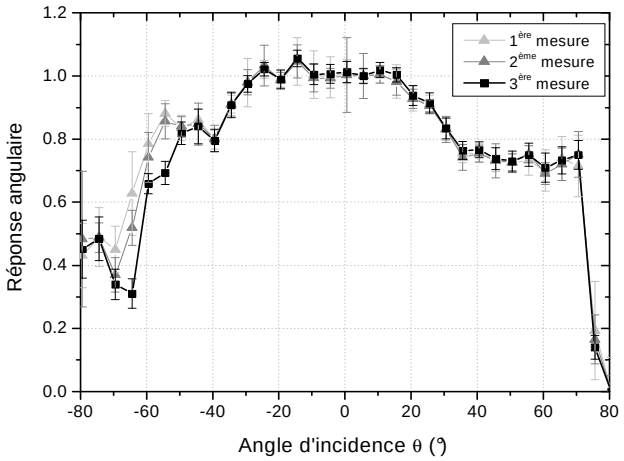


FIGURE 5.3: Étude de la répétabilité sur le composant X1482 (e=0,8µm). Conditions expérimentales : T_{det}=50K et V_{pol}=0,8V.

Pour souligner la répétabilité de nos mesures, nous avons également réalisé des mesures sur différents pixels d'un même composant. La figure 5.4 montre la mesure de photocourant pour deux des pixels connectés (6 et 7) du composant X1479. La réponse est identique pour les deux pixels.

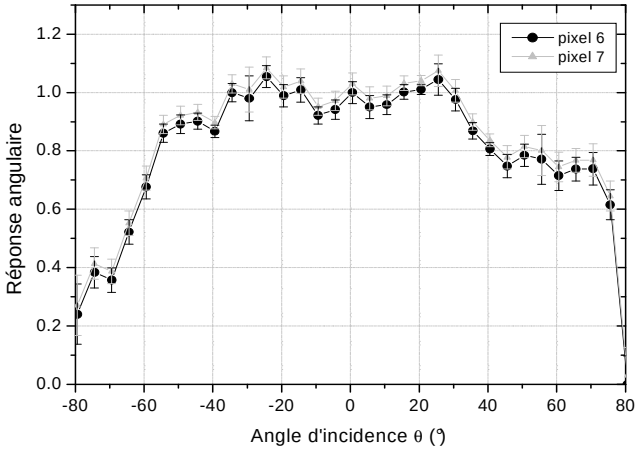


FIGURE 5.4: Mesure sur le composant X1479 sur deux pixels différents. Conditions expérimentales : T_{det}=50K et V_{pol}=0,5V.

Enfin, des mesures de réponse angulaire, réalisées à des moments différents et sous des conditions expérimentales différentes, permettent de valider la reproductibilité de nos mesures (cf. paragraphe 5.1.2.d).

c Étude suivant la température (T_{det}) et la tension de polarisation (V_{pol})

Intéressons-nous maintenant à l'évolution de la réponse angulaire avec respectivement la tension de polarisation et la température de fonctionnement. Rappelons que ces détecteurs MPQ « faible-bruit » possèdent une structure de bande spécifique, dissymétrique. Ils sont conçus pour fonctionner à des tensions de polarisation positives. Le comportement en polarisation négative n'est plus le même et favorise les plus hautes longueurs d'ondes. L'aspect photovoltaïque de ce détecteur (cf. chapitre 2) lui permet de travailler à des tensions de polarisation faibles voire nulles. Certaines de nos mesures ont été effectuées à une tension de 1,6V. Cette tension nous permet d'avoir un peu plus de signal et de faire travailler la détection synchrone avec un contraste confortable. Pour information, les conditions de fonctionnement typiques, i.e. dans une caméra, sont une tension positive comprise entre 0,5 et 1V.

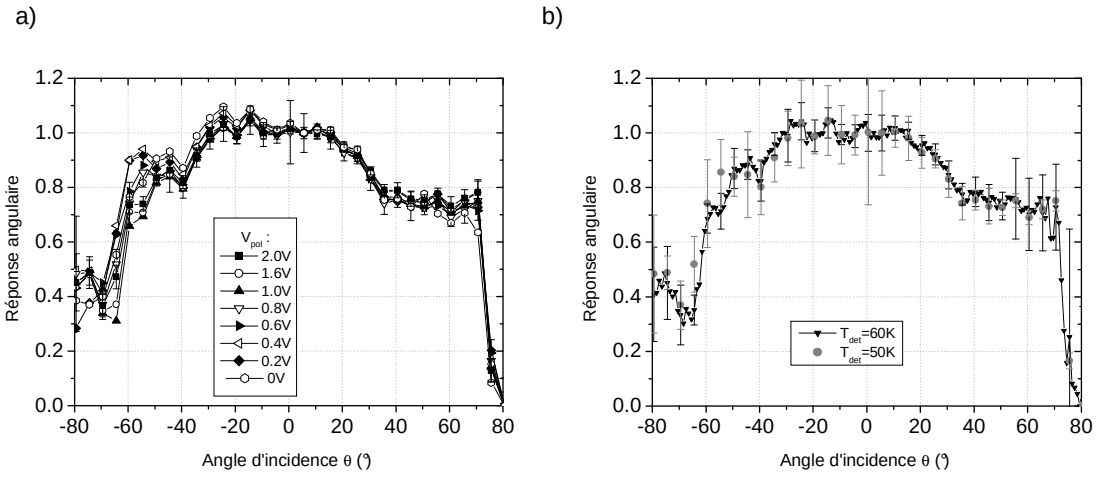


FIGURE 5.5: Dépendance de la réponse angulaire par rapport à la : a) tension de polarisation (V_{pol}) ; b) température du détecteur (T_{det}) : 50 K (pointillés gris) et 60 K (courbe noire).

La figure 5.5.a présente l'influence de V_{pol} sur la réponse angulaire pour des tensions allant de 0V à 2V. Nous n'avons pas représenté ici le photocourant mais nous pouvons dire que les détecteurs répondent mieux, en termes de photocourant, lorsque nous augmentons V_{pol}. Cette évolution du signal en fonction de V_{pol} est directement liée à la structure des puits quantiques sous l'application d'un potentiel électrique. En effet, l'augmentation de la tension appliquée va accentuer l'inclinaison des bandes dans la structure MPQ. La barrière entre la zone d'excitation et la zone de capture du détecteur MPQ « faible-bruit » devient alors beaucoup plus facile à traverser par effet tunnel. L'électron passe alors dans le continuum d'énergie et est balayé par le champ électrique participant ainsi

au photocourant. Nous observons sur le graphe 5.5.a que la forme de la réponse angulaire est identique, quelle que soit la tension de polarisation appliquée au détecteur.

Nous avons vu qu'une température T_{det}=50K nous permettait de minimiser I_{obs}. Toutefois, pour vérifier que la réponse angulaire du détecteur ne dépend pas directement de la température, des mesures ont été effectuées avec le composant X1482 (dont le courant d'obscurité est le plus faible) à une température de 60K. Les résultats reportés sur la figure 5.5.b, montrent clairement que les deux réponses se superposent. Ceci signifie que la réponse angulaire d'un mono-élément « faible-bruit » peut être mesurée aussi bien à 50K qu'à 60K. C'est un point important car ces composants ont plutôt l'habitude de fonctionner à 60-65K, nos mesures à 50K sont donc pertinentes pour pouvoir décrire leur comportement à 60K.

Nous pouvons dresser un premier constat sur les mesures de réponse angulaire : il s'avère que la réponse angulaire normalisée ne dépend ni de la tension de polarisation appliquée, ni de la température de fonctionnement du composant (50K ou 60K).

d Analyse des mesures

La figure 5.6 présente les dernières mesures de réponse angulaire réalisées sur les détecteurs MPQ « faible-bruit » X1479 et X1482, obtenues après optimisation du banc BRASIL en termes de limitation de flux parasite et de récupération électrique du signal. Des problèmes sur le composant X1483 au cours de cette phase d'optimisation ne permettent pas de présenter ici la réponse angulaire de ce détecteur obtenue dans des conditions rigoureusement identiques.

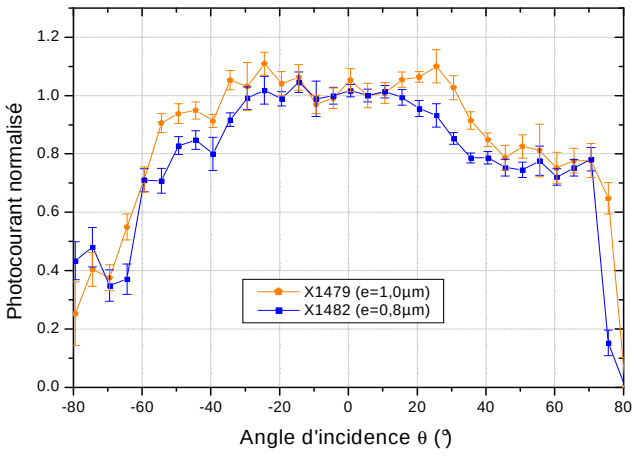


FIGURE 5.6: Réponse angulaire pour le composant X1479 (e=1µm) et le composant X1482 (e=0,8µm). Conditions expérimentales : V_{pol}=1,6V et T_{det} = 50K.

Les remarques suivantes peuvent être faites sur les premières mesures de réponse angulaire obtenues sur des détecteurs MPQ « faible-bruit » :

√ La réponse angulaire est relativement plate pour des angles d'incidence sur le composant compris entre $-25°$ et $+25°$. Cela est probablement dû au fait qu'après la

traversée de l'interface air/GaAs, les angles d'incidence sont beaucoup plus faibles (un angle d'incidence de 25° sur le composant mène à un angle d'incidence interne sur le réseau de 7,3°). Cette première observation est une très bonne nouvelle pour la filière technologique MPQ, car la plupart des systèmes d'imagerie classique ont des incidences comprises dans cette plage.

√ En tenant compte des barres d'erreur, la forme de la réponse est sensiblement la même, quelle que soit la profondeur de gravure e. Seuls les pics visibles à $-25°$ et à $+25°$ pour le composant X1479 ne le sont plus clairement pour le composant X1482. Nous remarquons donc que les deux courbes sont relativement similaires, ce qui indique que la profondeur de gravure n'influence pas beaucoup la forme de la réponse angulaire. Elle peut en revanche jouer un rôle sur la réponse absolue.

√ Le signal chute brutalement pour des angles d'incidence de $-65°$ et $+75°$ typiquement. Cela est dû à l'effet d'ombrage du support sur lequel les composants sont collés (cf. figure 5.7).

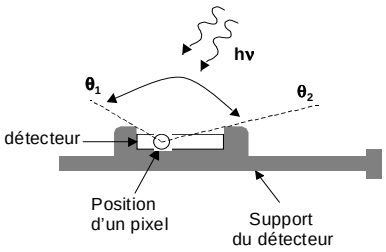


FIGURE 5.7: Effet d'ombre dû au support du composant.

√ La courbe obtenue est dissymétrique, en particulier le signal ne tombe pas à zéro pour des angles d'incidence tendant vers $-90°$. Cela est probablement dû à un effet de lumière parasite résiduelle. En effet, les points de mesures obtenus pour des angles d'incidence négatifs présentent des barres d'erreur expérimentales plus élevées, traduisant un signal plus fluctuant.

Nous avons également fait des mesures de réponse angulaires sur des pixels sans réseau. Sur la figure 5.8, nous traçons le ratio Eff(θ) entre la réponse d'un pixel avec réseau et la réponse d'un pixel sans réseau. Notons que ce rapport ne représente pas forcément l'efficacité de couplage du réseau car l'absorption dans un détecteur MPQ est elle aussi influencée par la présence du réseau. Nous observons que ce rapport est en moyenne, sur la plage angulaire étudiée, supérieur à 2, ce qui justifie l'intérêt du réseau. Notons que l'efficacité de couplage peut être plus importante[2] et que de plus, elle augmente avec la taille du pixel. Nous pouvons voir sur cette figure que les maxima sont atteints pour des angles d'incidence sur le détecteur de $-15°$ et $+15°$. À l'aide d'une démarche assez simple, nous proposons une tentative d'explication à ces valeurs des maxima sur la courbe.

[2]Nedelcu *et al.*, 2007

La figure 5.8.b indique un trajet lumineux dans le pixel avec les angles associés. Nous savons que dans les détecteurs MPQ, l'angle de diffraction θ_{diff} doit être le plus élevé possible pour maximiser la projection du champ électrique sur l'axe de croissance. Prenons l'exemple de θ=15°. Après transmission de l'interface Air/GaAs et selon la loi de Snell-Descartes, nous obtenons pour θ_{int} la valeur de 4,5°, avec n_{GaAs}=3,3. D'après la formule des réseaux[3], la valeur de $\sin\theta_{\text{diff}}$ est alors proche de 1. Nous n'affirmons pas que cet angle de diffraction est un optimum, c'est juste une observation expérimentale. Il peut y avoir des phénomènes de couplage faisant intervenir la diffraction par les bords du pixel et par le réseau.

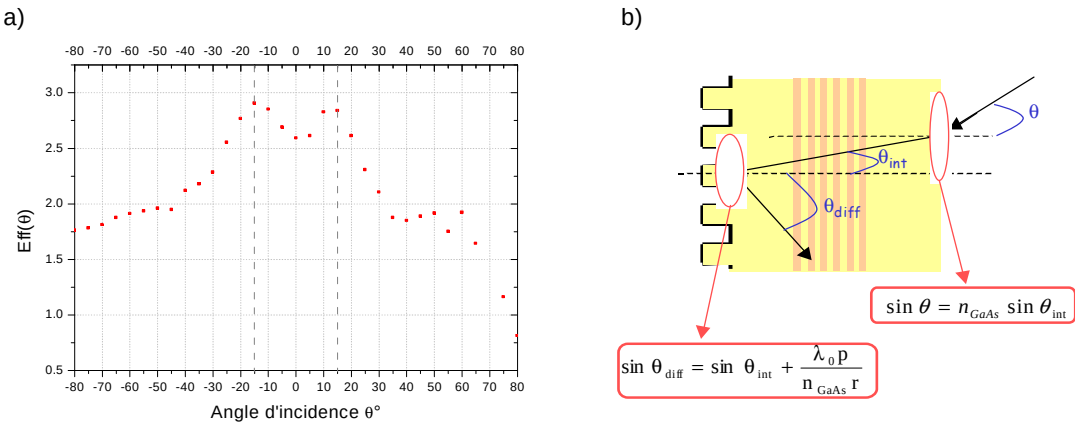


FIGURE 5.8: a) Rapport entre les réponses angulaires d'un pixel avec réseau et d'un pixel sans réseau du composant X1482 et position des maxima (pointillés gris), b) Trajet lumineux dans le pixel avec les angles associés. λ_0 : longueur d'onde dans le vide ; n_{GaAs} : indice du GaAs ; p : ordre de diffraction ; r : période du réseau.

5.1.3 Approche heuristique

a Présentation du modèle

À la suite de cette étude expérimentale, nous avons développé une modélisation de la réponse angulaire des détecteurs MPQ. Aucun modèle n'était alors disponible pour décrire les mesures de réponse angulaire sur un détecteur MPQ. Au moins deux types de modèles permettent en revanche de modéliser la réponse spectrale de ces détecteurs : les modèles de type MEM (Modal Expansion Method) et de type FEM (Finite Element Method). Les calculs basés sur une méthode MEM[4], font l'hypothèse d'un réseau de taille infinie, recouvert d'un métal de conductivité infinie. Leur limitation dans le cas des petits pixels a été mise en évidence par de Rossi *et al.*, 2003. En effet, dans ce cas, les effets de bord deviennent importants. Avec des pixels de 80µm de côté et un pas de réseau de 2,95µm, les mono-éléments de l'Institut Fraunhofer IAF ont 27 motifs de réseau par pixel. Cela reste

[3]Petit, 1980

[4]Petit, 1980; Andersson et Lundqvist, 1992

compatible avec l'hypothèse d'un réseau de taille infinie. Par contre, la méthode de type MEM mène à des pics dans les réponses spectrales, liés aux résonances de Wood[5]. Ces pics rendent l'intégration par rapport à la longueur d'onde impossible. Nous n'avons donc pas retenu la méthode MEM. La méthode FEM, quant à elle, présente l'avantage de prendre en compte la taille finie des pixels. Elle a notamment permis de mettre en évidence les effets de taille finie sur la forme de la réponse spectrale[6]. Cependant, les temps de calcul élevés nécessitent de faire d'autres hypothèses, telles que celle d'un réseau lamellaire par exemple. De plus, ce type de modèle requiert en entrée un grand nombre de paramètres, tant liés à la géométrie du pixel qu'aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés. Ces paramètres sont difficiles à renseigner, et les résultats du modèle parfois difficiles à interpréter. Dans un premier temps, nous avons donc voulu développer une approche simple, intuitive, qui rende compte de nos résultats .

Les objectifs de ce modèle sont multiples et doivent répondre aux questions suivantes :

- Pourquoi la réponse angulaire expérimentale est-elle plate entre $-25°$ et $+25°$?
- Pourquoi cette même réponse chute-t-elle au-delà de cette plage angulaire ?
- Quel est le rôle de la profondeur de gravure du réseau sur la réponse angulaire des détecteurs MPQ ?

Notre intuition de départ nous a poussé à développer un modèle qui tienne compte des théories de couplage d'onde et d'absorption dans les puits quantiques. Selon la littérature, l'efficacité de couplage par le réseau et l'absorption par les multipuits quantiques sont dépendantes de l'angle d'incidence[7]. Nous supposons un éclairement monochromatique et un réseau bidimensionnel de taille infinie. Les effets d'interférence dans le pixel sont négligés.

Dans le cas d'un réseau à deux dimensions, les deux polarisations du champ électromagnétique (TE et TM) peuvent conduire à un photocourant en incidence. Nous notons $I_{ph}^{TE}(\theta)$ et $I_{ph}^{TM}(\theta)$ les photocourants correspondants. Pour réussir à exciter optiquement les électrons, la puissance incidente sur le composant doit :

1. Être transmise par l'interface air-GaAs.
2. Être diffractée par le réseau.
3. Avoir une composante selon z de son vecteur champ.

Le principe de notre modélisation est illustré sur la figure 5.9 qui reprend les trois points précisés au-dessus. Les paramètres caractérisant le réseau sont les suivants : e la profondeur de gravure du réseau, r la période du réseau et a la taille du plot non gravé.

[5]Wood, 1935

[6]Ribet-Mohamed *et al.*, 2005a

[7]Levine, 1993; Andersson *et al.*, 1994

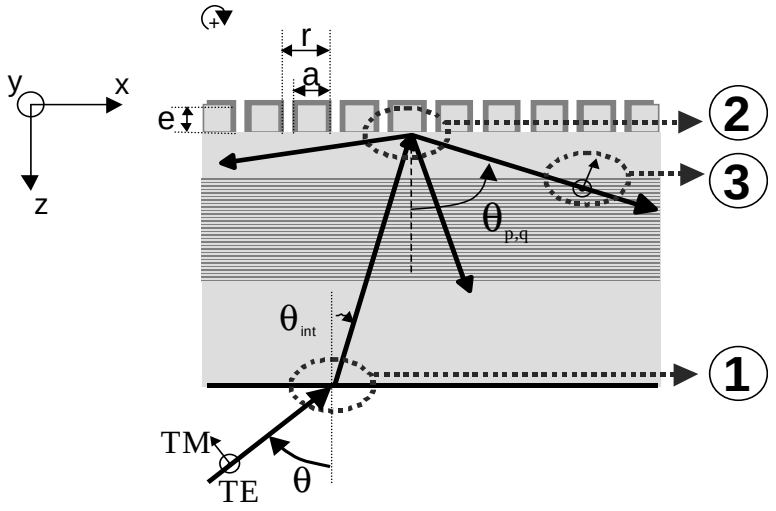


FIGURE 5.9: Coupe d'un pixel éclairé en face arrière. Les différentes étapes de la modélisation sont représentées : 1 : transmission à l'interface air-GaAs, 2 : diffraction par le réseau, 3 : Absorption de la composante selon z du champ.

De plus, nous considèrons que $I_{ph}^{TE}(\theta)$ (respectivement $I_{ph}^{TM}(\theta)$) est fonction du facteur de transmission de l'interface air-GaAs T^{TE} (respectivement T^{TM}), de l'efficacité de couplage du réseau $G_{p,q}^{TE}$ (respectivement $G_{p,q}^{TM}$) et de l'absorption des puits quantiques $A_{p,q}^{TE}$ (respectivement $A_{p,q}^{TM}$). T^{TE} et T^{TM} sont fonctions de θ et $G_{p,q}^{TE}$, $G_{p,q}^{TM}$, $A_{p,q}^{TE}$ et $A_{p,q}^{TM}$ sont fonctions de $\theta_{p,q}$ (où $\theta_{p,q}$ est l'angle d'incidence sur les puits quantiques et peut être exprimé en fonction de θ), avec (p,q) ordres de diffraction :

$$I_{ph}(\theta) = I_{ph}^{TE}(\theta) + I_{ph}^{TM}(\theta) \tag{5.1}$$

avec :

$$I_{ph}^{TE}(\theta) \propto T^{TE}(\theta) \cdot \sum_{p,q} G_{p,q}^{TE}(\theta_{p,q}) \cdot A_{p,q}^{TE}(\theta_{p,q}) \tag{5.2}$$

$$I_{ph}^{TM}(\theta) \propto T^{TM}(\theta) \cdot \left[\sin^2(\theta_{\text{int}}) + (1 - |\sin\theta_{\text{int}}|)^2 \cdot \sum_{p,q} G_{p,q}^{TM}(\theta_{p,q}) \cdot A_{p,q}^{TM}(\theta_{p,q}) \right] \tag{5.3}$$

La différence dans l'expression littérale de $I_{ph}^{TE}(\theta)$ et $I_{ph}^{TM}(\theta)$ vient du fait que la polarisation TM est légèrement absorbée par les puits quantiques avant d'être diffractée par le réseau.

b Évolution de T, G et A suivant l'angle d'incidence

Dans cette partie et par souci de clarté, nous présentons seulement les simulations réalisées à l'aide de notre modèle. Pour plus de précisions sur notre approche, les calculs sont détaillés dans l'annexe C. Dans ce qui suit, nous avons représenté l'évolution suivant l'angle d'incidence et la polarisation de l'onde incidente des différents paramètres rentrant en compte dans notre modélisation :

1. Les facteurs de transmission en énergie des polarisations TE et TM à l'interface air-GaAs : T^{TE} et T^{TM}. L'évolution de T^{TE} et de T^{TM} en fonction de l'angle d'incidence est reportée sur la figure 5.10. La détermination de ces paramètres est donnée par la littérature[8] et ne présente aucune difficulté.

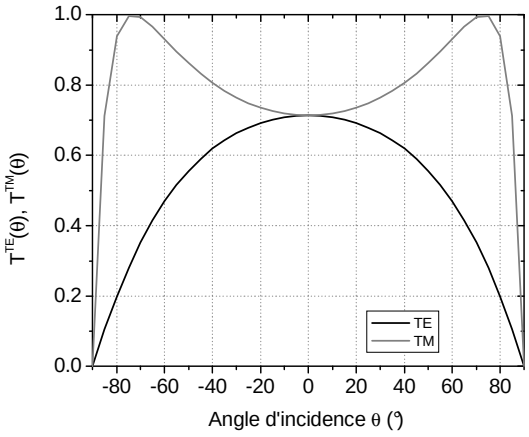


FIGURE 5.10: Transmission à l'interface air−GaAs, pour les polarisations TE et TM.

2. Les coefficients de diffraction du réseau bidimensionnel : $G_{p,q}^{TE}$ et $G_{p,q}^{TM}$. Nous simulons ces coefficients avec les paramètres d'entrée suivants : a=1, 98µm, r=2, 95µm et e=0,6 ou 0,8 ou 1,0 µm correspondant aux trois composants MPQ « faibles-bruit » à notre disposition. La figure 5.11 montre l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence dans le matériau.

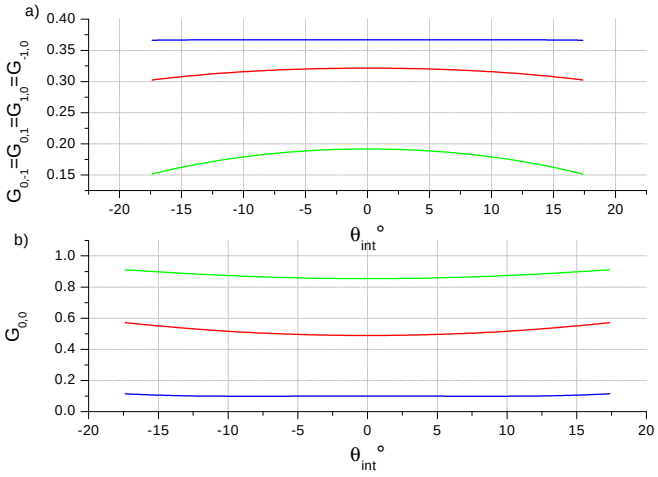


FIGURE 5.11: Efficacité de diffraction du réseau en fonction de l'angle d'incidence dans le matériau, pour différentes profondeurs de gravure du réseau : e=1,0µm (trait vert), e=0,8µm (trait rouge), e=0,6µm (trait bleu).

[8]Yeh, 1988

Nous remarquons que l'efficacité de diffraction dans l'ordre (0,0), inutile pour l'absorption en incidence normale, est très faible pour une profondeur de gravure de e=0,6µm. Il semble donc que la profondeur de gravure de e=0,6µm soit optimale d'un point de vue de l'efficacité de diffraction. Les deux autres profondeurs de gravure, e=0,8µm et 1,0µm, diffractent beaucoup plus dans l'ordre (0,0). Les ordres (p,q)=(0,1), (0,−1), (−1,0) et (1,0), diffractent alors plus pour la profondeur de gravure de e=0,6µm .

3. Les coefficients d'absorption dans les puits quantiques : $A^{TE}_{p,q}$ et $A^{TM}_{p,q}$. La figure 5.12 présente l'évolution des paramètres $A^{TE}_{p,q}$ et $A^{TM}_{p,q}$ en fonction de l'angle d'incidence sur le composant θ (pour des valeurs de λ=8,5µm, r=2,95µm et e=0,6µm). Nous remarquons de suite sur cette figure, que l'absorption sous incidence oblique est affectée pour les deux polarisations TE et TM. En incidence normale, la polarisation TM est seulement absorbée pour les ordres (−1,0) et (1,0) tandis que la polarisation TE est absorbée pour les ordres (0,−1) et (0,1). En incidence oblique, les ordres TM (0,−1) et (0,1) contribuent aussi.

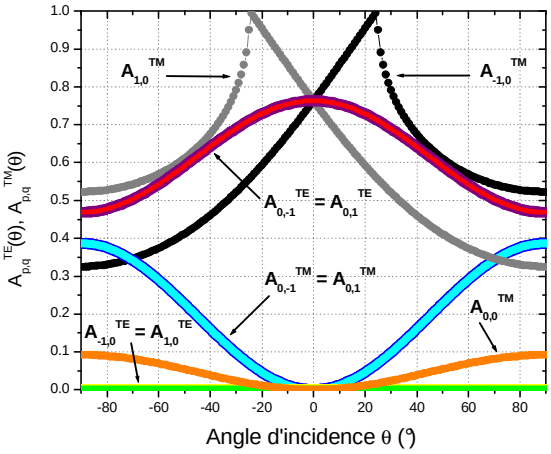


FIGURE 5.12: Simulation des coefficients $A^{TE}_{p,q}$ et $A^{TM}_{p,q}$ en fonction de l'angle d'incidence sur le composant θ.

Nous faisons également l'hypothèse suivante : dans le cas de la polarisation TM et lorsque $|\theta| > 25°$, l'ordre (−1,0) devient évanescent tout comme l'ordre (1,0). Nous considérons que les ondes évanescentes sont absorbées dans les puits quantiques et nous prenons en compte la décroissance de leurs amplitudes suivant z, axe de croissance des couches (cf. annexe C).

c Simulation de la réponse angulaire et influence de la profondeur de gravure du réseau

La figure 5.13 présente les résultats de notre simulation de réponse angulaire et les compare aux résultats expérimentaux. L'ordre (0,0) n'est pas pris en compte dans la simu-

lation du photocourant. Les résultats de la figure 5.13 amènent plusieurs commentaires. Premièrement, nous remarquons que les résultats de la simulation se rapprochent des résultats expérimentaux en termes de forme du signal, ce qui est très intéressant. L'accord théorie / expérience est meilleur pour les angles d'incidence positifs, ce qui est cohérent avec le fait que les mesures aux angles d'incidence négatifs sont certainement entachées de lumière parasite résiduelle.

Il faut distinguer trois parties sur ces résultats. Dans un premier temps, nous considérons la réponse angulaire sur la plage d'angles allant de $-25°$ à $+25°$ où il existe un plateau. L'explication réside dans la propagation des ondes TE et TM suivant les quatre ordres diffractés $(-1,0)$, $(1,0)$, $(0,-1)$, $(0,1)$. Nous avons les quatre modes qui se propagent sur cette partie, deux ondes polarisées TM $(-1,0)$, $(1,0)$ et deux ondes polarisées TE $(0,1)$, $(0,-1)$. Les variations de l'efficacité de diffraction et de l'absorption se compensent quand on somme sur les quatre ordres.

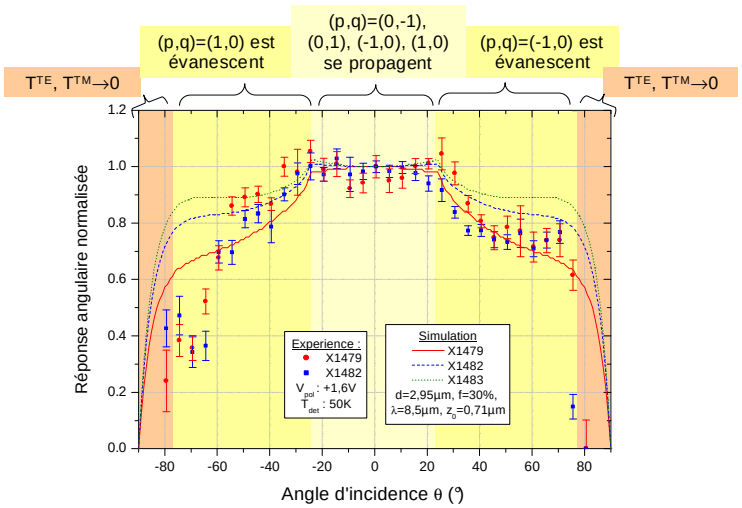


FIGURE 5.13: Comparaison sur la réponse angulaire entre les mesures expérimentales (corrigées du cos θ) et les résultats de la simulation pour différentes valeurs de la profondeur de gravure du réseau (X1479 : e=1µm, X1482 : e=0,8µm, X1483 : e=0,6µm). f : facteur de remplissage, z_0 : distance entre le réseau et le puits considéré (Annexe C).

La diminution du signal (de 30% typiquement) à partir de $+25°$ et $-25°$ correspond au fait qu'une onde devient évanescente. Nous n'avons plus que trois ondes propagatives à partir de cette valeur de θ. L'ordre $(+1,0)$ (respectivement $(-1,0)$) devient évanescent à partir de $-25°$ (respectivement $+25°$). Les ondes évanescentes sont elles aussi couplées et absorbées au niveau des puits quantiques. Cette contribution est déterminée à l'aide d'une hypothèse sur la distance entre le réseau de couplage et les puits quantiques. Hypothèse justifiée par les paramètres technologiques. La chute du signal vers $70°$ correspond à l'effet d'ombrage dû au support du composant (cf. paragraphe 5.1.2.d).

Il est difficile de dissocier les deux réponses angulaires expérimentales obtenues pour deux profondeurs de gravure du réseau différentes. Pour une comparaison complète, il

aurait été utile de pouvoir étudier expérimentalement le composant X1483 qui propose en théorie une réponse angulaire plus plate (cf. figure 5.13). Cependant, les mesures effectuées laissent supposer que la profondeur de gravure du réseau n'influence pas (ou peu) la forme de la réponse angulaire.

5.2 Étude sur le détecteur HgCdTe « classique »

5.2.1 Mesures de réponse angulaire

Le banc BRASIL est dédié à la mesure de réponse angulaire de détecteurs infrarouges refroidis, toutes filières confondues. Après une première étude sur les mono-éléments MPQ, particulièrement intéressante de par l'existence d'une structure de couplage sur ces composants, nous nous sommes intéressés aux détecteurs quantiques HgCdTe. Nous avons de plus choisi des détecteurs matriciels, qui nous ont permis d'adapter notre banc de test à l'existence d'une limande. La réalisation d'un écran froid dédié a de nouveau nécessité un long travail (cf. paragraphe 3.2.6.b), mais a finalement permis d'obtenir des mesures très reproductibles. Le protocole de mesures, identique à celui utilisé pour les détecteurs MPQ, ne sera pas décrit ici. Nous pouvons cependant assurer le contrôle des divers paramètres (T_{det}, V_{pol}).

Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 5.14 où nous avons tracé le photocourant du détecteur en fonction de l'angle d'incidence sur le composant. Ces mesures sont les premières réalisées sur des détecteurs quantiques HgCdTe. Sur ce graphe, les mesures brute et corrigée du cosinus θ sont présentées. La plage angulaire étudiée ($-40° \rightarrow +40°$) est limitée par l'encombrement de la limande et de l'écran froid (cf. paragraphe 3.2.6.b). Nous rappelons que ces détecteurs sont photovoltaïques, i.e. ils peuvent fonctionner à polarisation nulle.

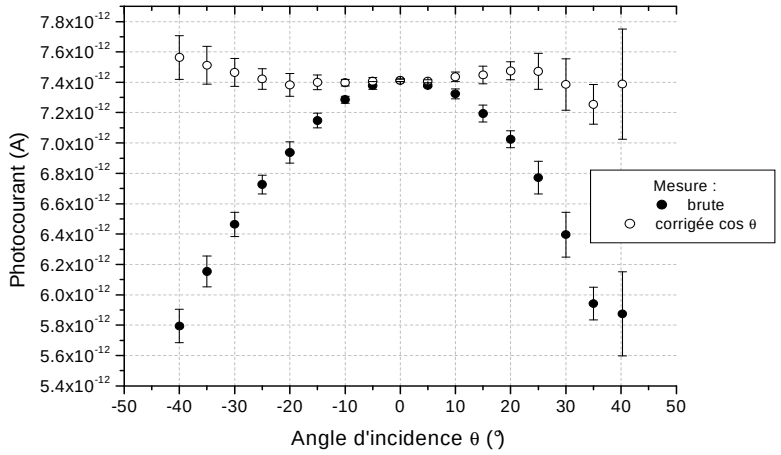


FIGURE 5.14: Mesure de réponse angulaire sur un détecteur quantique HgdTe : brute (points noirs) et corrigée du cosinus θ (points blancs). Conditions expérimentales : T_{det}=80K et V_{pol}=0V.

La figure 5.15 présente cette fois-ci la réponse normalisée du détecteur en fonction de θ, i.e. mesure corrigée du cosinus θ et normalisée suivant la valeur en θ=0°. Notons qu'un zoom de la réponse est réalisé entre 0,90 et 1,04. Nous observons sur ce graphe que la réponse du composant est plate sur une large plage angulaire (de $-40°$ à $+40°$). En effet, l'écart relatif entre le maximum et le minimum de la réponse est seulement de 4%.

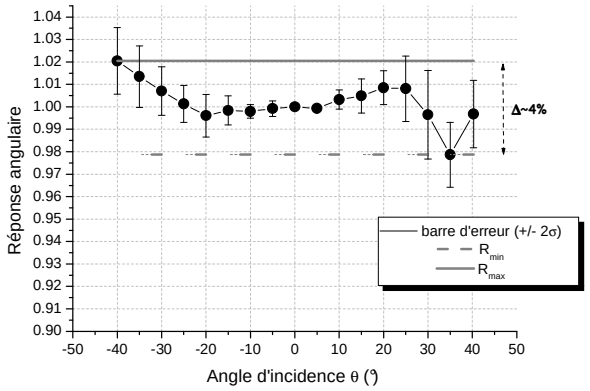


FIGURE 5.15: Réponse angulaire normalisée du détecteur HgCdTe. Zoom entre 0,90 et 1,04.

Ce résultat entraîne quelques commentaires :

√ Tout d'abord, si nous voulions analyser cette réponse angulaire par rapport à celle d'un détecteur MPQ : les détecteurs quantiques de type HgCdTe ne possèdent pas de structure de couplage, il n'y a donc pas de phénomène de diffraction. Il n'est donc pas surprenant que la réponse angulaire soit plus plate.

√ Cependant, la plage angulaire explorée ici est plus faible que celle des MPQ. En particulier, elle n'est pas suffisante ($\theta_{\max}$=50°) pour pouvoir observer la diminution du coefficient de transmission en intensité en polarisation TM et TE, à l'interface air-composant (cf. figure 5.16).

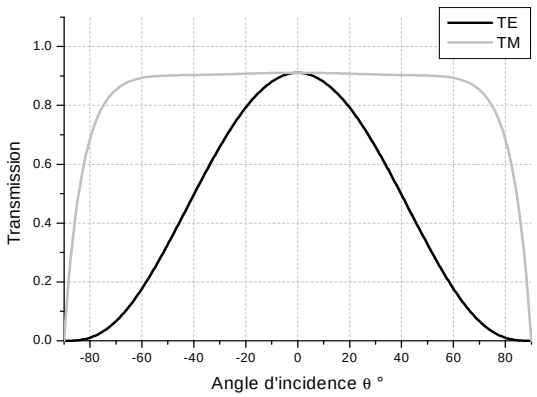


FIGURE 5.16: Transmission de la première couche d'un empilement typique d'un détecteur HgCdTe.

5.2.2 Modélisation associée

a Approche théorique développée

Nous avons développé un modèle matriciel pour calculer l'absorption du composant. Ce formalisme est particulièrement bien adapté pour la structure d'une photodiode HgCdTe qui se présente sous la forme d'un empilement multicouche composé principalement d'un substrat en CdTe et de la couche absorbante du détecteur en HgCdTe. Suivant les calculs de Yeh, 1988, la dépendance temporelle est en $\exp i\omega t$. Les conventions (spatiales et temporelles) utilisées ici sont différentes de celles appliquées au chapitre 4. Le soin de ce choix est laissé à l'appréciation du lecteur. La figure 5.17 présente l'empilement multicouche relatif à la structure du composant HgCdTe détaillée au chapitre 2.

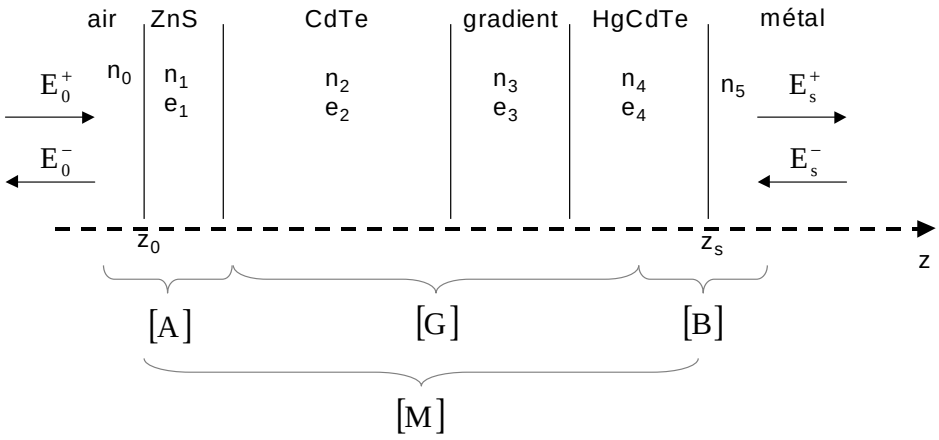


FIGURE 5.17: Modélisation de la structure du composant HgCdTe.

La relation entre l'état du champ à une abscisse z_0 et l'état du champ à une abscisse $z_s > z_0$ est donné par la matrice de transfert [M] de dimension (2×2)[9] :

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude, de gauche à droite, sont donnés par :

$$r = \left.\frac{E_0^-}{E_0^+}\right|_{E_s^-=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad t = \left.\frac{E_s^+}{E_0^+}\right|_{E_s^-=0} = \frac{1}{M_{11}} \tag{5.5}$$

Nous nous intéressons ici aux coefficients de réflexion et de transmission en intensité :

$$R = |r|^2, \quad T = \frac{\mathrm{Re}\,[n_5]\cos\theta_5}{\mathrm{Re}\,[n_0]\cos\theta_0} \times |t|^2 \tag{5.6}$$

Afin de corréler nos mesures avec les résultats d'une simulation, le modèle doit rendre compte de l'absorption du composant : A=1−R−T.

[9] Yariv et Yeh, 1984

b Analyse matricielle

Pour le moment nous généralisons les matrices aux deux polarisations TM et TE. Chaque couche est déterminée par son indice et son épaisseur (n_i et e_i). Nous avons séparé la structure en trois parties, chacune décrite par une matrice de transfert :

- √ Matrice [A] : Décrit l'interface Air/ZnS + la propagation de la couche ZnS + l'interface ZnS/CdTe.
- √ Matrice [G] : Décrit la propagation de la couche CdTe + la propagation de la couche gradient d'indice + la propagation de la couche HgCdTe. Nous faisons l'hypothèse simplificatrice suivante : la zone n°3 à gradient d'indice ayant une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde, la transition 2-4 est adiabatique et la matrice de transfert est donc diagonale, avec un terme de phase simplement donné par ($n_3.e_3$), où n_3 est l'indice moyen : $n_3 = (n_2 + n_4)/2$.
- √ Matrice [B] : Décrit l'interface HgCdTe/Métal.

La matrice de transfert de l'ensemble est égale au produit des trois autres : [M]=[A][G][B]. Nous invoquons la continuité des composantes tangentielles des champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ pour établir les relations de passage de part et d'autre d'une interface. La composante tangentielle $k_{//}$ est conservée tout au long de la propagation. Avant de décrire ces trois matrices, nous présentons la matrice d'interface entre un milieu m et un milieu n :

$$[I]_{mn} = \frac{1}{t_{mn}} \begin{pmatrix} 1 & r_{mn} \\ r_{mn} & 1 \end{pmatrix} \tag{5.7}$$

avec t_{mn} et r_{mn} les coefficients respectifs de transmission et de réflexion à l'interface. La matrice de propagation sur une distance L, dans un milieu homogène m, quant à elle, est donnée par :

$$[P]_m = \begin{pmatrix} e^{i\phi_m} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_m} \end{pmatrix} \tag{5.8}$$

où ϕ_m=k_mL avec k_m=$\sqrt{((2\pi n_m)/\lambda)^2 - k_{//}^2}$ la composante longitudinale du vecteur d'onde dans un milieu m d'indice n_m. Nous pouvons alors déterminer les matrices [B] et [G] :

$$[B] = \begin{pmatrix} 1 - d_{45} & d_{45} \\ d_{45} & 1 - d_{45} \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

$$[G] = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi} \end{pmatrix} \tag{5.10}$$

où ϕ est la somme des phases dans les milieux 2, 3 et 4 (ϕ=ϕ_2+ϕ_3+ϕ_4). Les éléments de la matrice [A] s'écrivent :

$$\begin{aligned} A_{11} &= d_{01}d_{12}e^{-i\phi_1} + (1 - d_{01})(1 - d_{12})e^{i\phi_1} \\ A_{12} &= (1 - d_{01})d_{12}e^{i\phi_1} + d_{01}(1 - d_{12})e^{-i\phi_1} \\ A_{21} &= (1 - d_{01})d_{12}e^{-i\phi_1} + d_{01}(1 - d_{12})e^{i\phi_1} \\ A_{22} &= d_{01}d_{12}e^{i\phi_1} + (1 - d_{01})(1 - d_{12})e^{-i\phi_1} \end{aligned} \tag{5.11}$$

Les calculs précédents ont été décrits dans le cas général, nous devons maintenant différencier les deux polarisations de l'émission infrarouge. Les paramètres d_{01}, d_{12} et d_{45} intervenant dans le calcul de la matrice [M] sont définis dans le tableau 5.1 :

	Polarisation TE	**Polarisation TM**
d_{01}	$\frac{k_0 - k_1}{2k_0}$	$\frac{n_0^2 k_1 - n_1^2 k_0}{2n_0^2 k_1}$
d_{12}	$\frac{k_1 - k_2}{2k_1}$	$\frac{n_1^2 k_2 - n_2^2 k_1}{2n_1^2 k_2}$
d_{45}	$\frac{k_4 - k_5}{2k_4}$	$\frac{n_4^2 k_5 - n_5^2 k_4}{2n_4^2 k_5}$

TABLE 5.1: Valeurs des coefficients intervenant dans la matrice [M] dans les cas d'une polarisation TM et d'une polarisation TE.

c Réflexion et absorption dans le détecteur

Indiquons que la transmission de l'onde lumineuse dans ce composant est quasi-nulle car le métal choisi possède un fort indice complexe. Le coefficient d'absorption linéique de la zone active intervenant dans l'indice n_4, est déterminé dans la partie 2.4.3.

Pour présenter les résultats de notre modèle, nous avons tout d'abord tracé le coefficient de réflexion en intensité de la structure dans le cas de la polarisation TM (R_{TM}) et dans le cas de la polarisation TE (R_{TE}) en fonction de l'angle d'incidence sur la structure. La figure 5.18 illustre le comportement de ces coefficients qui sont dominés par la réflexion de l'onde lumineuse à l'interface HgCdTe/métal. Cette simulation est réalisée à la longueur d'onde λ=5µm, compromis entre longueur d'onde de coupure de HgCdTe et longueur d'onde optimum pour la couche anti-reflet $\lambda/4$ (couche 1 en ZnS).

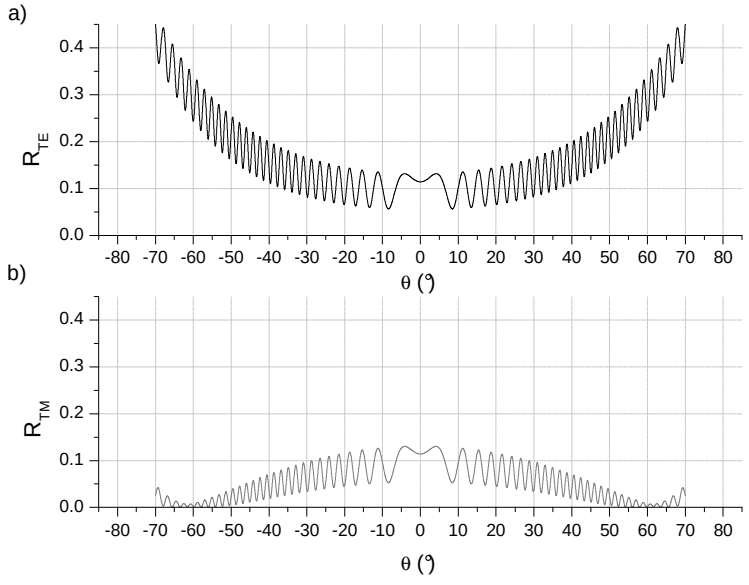


FIGURE 5.18: Simulation des coefficients de réflexion en intensité dans le cas de la polarisation : a) TE et b) TM.

Des phénomènes d'interférences sont observés sur ces simulations. Récemment, Rommeluère, 2007, a démontré l'importance de ces phénomènes au sein d'un détecteur HgCdTe. Une cavité artificielle est créée à l'intérieur de l'empilement multicouches et produit ainsi des interférences entre les ondes lumineuses réfléchies par certaines interfaces de l'empilement multicouches. La figure 5.19.a représente le coefficient de réflexion en intensité en polarisation TM entre θ=0° et θ=40°, i.e. un zoom de la figure 5.18.b. Nous avons précisé sur cette figure la postion de deux maxima successifs (θ_1 et θ_2) dans le cas de la polarisation TM. À partir de ces valeurs, nous retrouvons la cavité responsable de ces interférences.

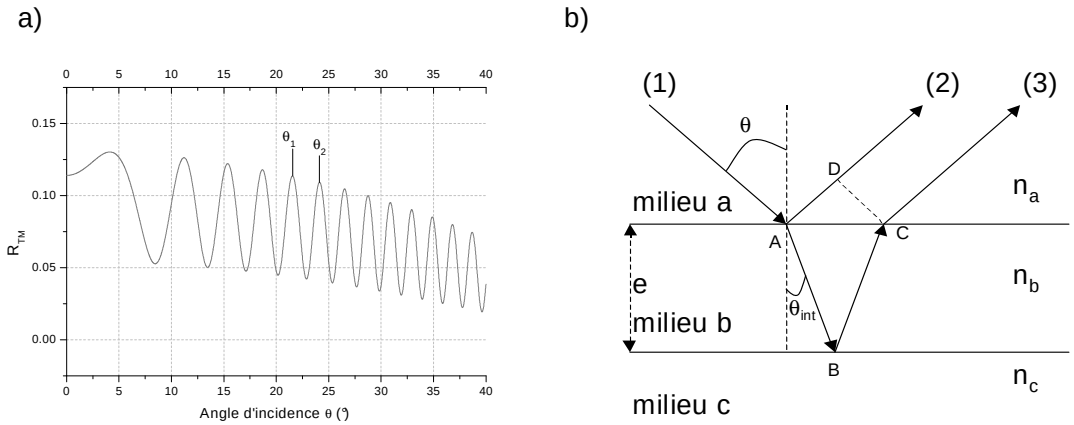


FIGURE 5.19: a) Réflexion dans le cas de la polarisation TM et indication de deux maxima successifs : θ_1 et θ_2 pour des angles d'incidence positifs ; b) Interférences à deux ondes dans le cas d'une couche à faces parallèles.

La figure 5.19.b présente un empilement de trois couches avec n_a, n_b et n_c les indices respectifs ($n_a<n_b<n_c$). La problématique est la suivante : un rayon (1) qui arrive à l'interface entre le milieu a et le milieu b est partiellement réfléchi suivant (2). Le rayon réfracté se réfléchit partiellement à l'interface entre le milieu b et le milieu c, puis se réfracte sur le dioptre b-a pour donner le rayon (3). Les rayons (2) et (3), parallèles entre eux, interfèrent à l'infini. Les maxima θ_1 et θ_2 sont obtenus pour des interférences constructives, i.e. les ondes (2) et (3) sont en accord de phase et le déphasage vaut φ=2qπ avec q nombre entier. Or le déphasage φ entre les deux ondes est égal à[10] kδ avec δ la différence de marche entre (c) et (b) :

$$\delta = n_b(AB + BC) - n_a AD \tag{5.12}$$

Si e est l'épaisseur du milieu b et θ, θ_{int} respectivement les angles d'incidence et de réfraction sur l'interface entre le milieu 1 et le milieu 2, nous avons :

$$AB = BC = \frac{e}{\cos\theta_{\text{int}}} \tag{5.13}$$

[10]Born et Wolf, 1985

et

$$AD = AC \sin\theta = 2e \tan\theta_{\text{int}} \sin\theta \tag{5.14}$$

En utilisant la relation de Snell-Descartes $n_a \sin\theta = n_b \sin\theta_{\text{int}}$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \delta &= n_b \left(\frac{2e}{\cos\theta_{\text{int}}} \right) - 2n_b e \frac{(\sin\theta_{\text{int}})^2}{\cos\theta_{\text{int}}} \\ \delta &= 2n_b e \cos\theta_{\text{int}} \end{aligned} \tag{5.15}$$

La phase correspondante est :

$$\phi = 2kn_b e \cos\theta_{\text{int}} = 2q\pi \tag{5.16}$$

d'où avec $k = 2\pi/\lambda$:

$$q\lambda = 2n_b e \cos\theta_{\text{int}} \tag{5.17}$$

qui donne la position des angles θ_i correspondant à des maxima dans la courbe de réflexion, et ce pour $q_i = 1, 2...N$. Prenons maintenant les valeurs de θ_1 et θ_2 correspondant à des maxima, obtenues à l'aide de la simulation et déterminons la valeur du produit $n_b e$:

$$n_b e = \frac{\lambda}{2(|\cos\theta_{\text{int2}} - \cos\theta_{\text{int1}}|)} \tag{5.18}$$

avec θ_{int1} et θ_{int2} les angles de réfraction correspondant respectivement aux valeurs de θ_1 et θ_2. À la longueur d'onde de travail $\lambda = 5\mu$m, nous avons déterminé les valeurs de $n_b e$ pour les différents angles de réfraction à l'intérieur de notre structure. Celle-ci est composée de quatre couches (cf. figure 5.17), chacune associée à un indice de réfraction (n_b avec b=1, 2, 3 ou 4 dans notre cas) et à une épaisseur (e=e_1, e_2, e_3 ou e_4). Pour chacune de ces couches, nous avons évalué d'une part les valeurs de $n_b e$ possibles et d'autre part le terme de droite de l'équation 5.18. L'égalité entre ces deux termes est obtenue pour la couche CdTe de notre empilement, d'épaisseur : e=400 µm. Les oscillations observées sont donc liées à la cavité équivalente relative à la couche CdTe.

Notons que la « vraie » cavité est représentée par l'ensemble de la structure, entre la première couche (interface air-ZnS) et la dernière couche (interface HgCdTe-métal). En effet, les oscillations observées sont valables pour $\lambda = 5\mu$m, longueur d'onde proche de la longueur d'onde de coupure du matériau HgCdTe. Les ondes lumineuses qui traversent le détecteur, plus faiblement absorbées, se réflechissent donc plus sur le dioptre HgCdTe-métal et sont ré-injectées dans la cavité. Ces oscillations sont beaucoup moins prononcées à $\lambda = 3{,}5\mu$m par exemple car pour cette longueur d'onde, la couche HgCdTe absorbe beaucoup plus qu'à 5µm. Précisons que cette approche est purement qualitative et ne conclut rien sur les mécanismes complexes d'interférences dans un pixel de détection (e.g réflexions multiples, épaisseurs fines de certaines couches...).

Nous remarquons également sur la figure 5.18 que les coefficients de réflexion de la structure sont très faibles, ce qui n'est pas surprenant car la couche HgCdTe absorbe beaucoup. Cet effet est montré sur la figure 5.20 où nous avons simulé les coefficients d'absorption en intensité dans les cas des polarisations TM et TE. Pour pouvoir confronter

notre modèle aux résultats expérimentaux, nous prenons en compte la demi-somme sur les deux états de polarisation (TM, TE), car la lumière dans BRASIL est non polarisée : (TE + TM)/2. Nous remarquons sur la figure 5.20 que l'amplitude des oscillations varie avec l'incidence. Dans le cas de la polarisation TM et lorsque l'on s'approche de l'absorption maximum en θ, i.e. l'incidence de Brewster de la structure, l'amplitude des variations diminue. Dans ce cas, le coefficient de réflexion en polarisation TM à l'interface Air-ZnS est faible, ce qui implique la diminution des effets de cavité et donc des oscillations. Par contre et logiquement, dans le cas de la polarisation TE, nous observons une augmentation de l'amplitude des oscillations. Les effets de cavité sont exaltés pour des incidences proches de l'incidence de Brewster.

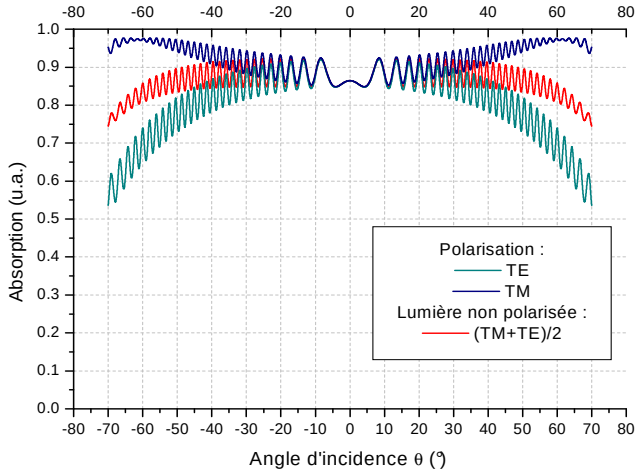


FIGURE 5.20: Simulation des coefficients d'absorption en intensité dans les cas de la polarisation TM et TE.

Afin de correspondre au mieux au protocole de mesures (rayonnement incident polychromatique), nous devons intégrer les résultats de la simulation sur la plage spectrale de détection du détecteur (3-5,3µm). Le résultat de la simulation de l'absorption du détecteur en fonction de l'incidence et de la polarisation de l'émission infrarouge de la source est représenté sur la figure 5.21. L'effet de l'intégration est visible sur cette figure où les interférences ont disparu. En théorie, le maximum d'absorption en polarisation TM intervient pour l'angle de Brewster entre l'air et la couche 1, et vaut pour cette strucure : θ_{Brewster}=arctan(n_1/n_0) = 65,7°.

En effet, le maximum de flux étant transmis dans la structure sous cette incidence, nous avons un maximum de flux qui arrive sur la couche absorbante en HgCdTe. Le décalage de quelques degrés ($\sim$ 3 degrés) observé sur la simulation peut correspondre aux différentes réflexions aux interfaces de l'empilement. Pour θ_{Brewster} théorique, le flux transmis est maximum à l'interface Air-ZnS. Cependant, sous cette incidence, la réflexion sur le dioptre suivant (ZnS-CdTe) n'est pas nulle. La réflexion totale de la structure n'est donc pas nulle à θ_{Brewster}, mais peut se décaler angulairement.

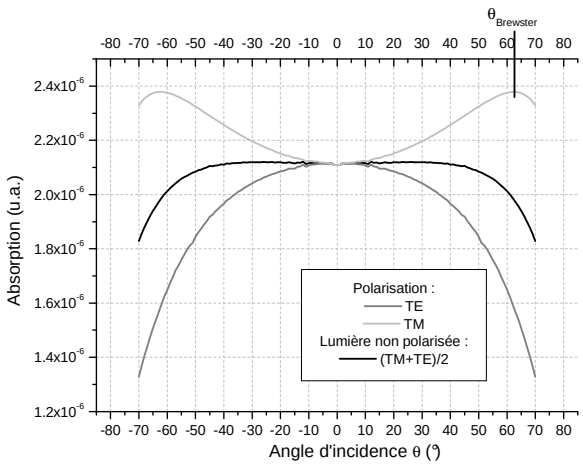


FIGURE 5.21: Simulation de l'absorption dans un détecteur quantique HgCdTe en fonction de l'incidence et de la polarisation de l'émission infrarouge.

d Confrontation expérience-théorie

Une fois déterminée l'absorption dans une telle structure, nous pouvons comparer les simulations à nos mesures. Les résultats de cette confrontation sont indiqués sur la figure 5.22 et montrent une très bonne correspondance entre la théorie (trait noir) et l'expérience (points gris).

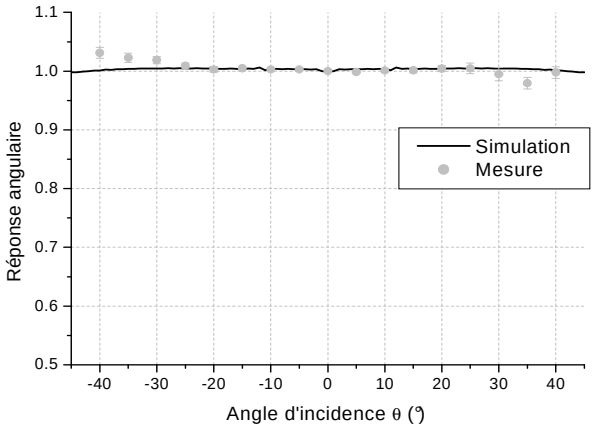


FIGURE 5.22: Comparaison modèle (trait noir)/expérience (points gris) de la réponse angulaire du détecteur.

Il existe encore une légère différence entre les deux pour des angles d'incidence plus élevés. L'hypothèse de départ sur la couche gradient d'indice ne prend pas en compte les réflexions aux niveaux des dioptres CdTe-Gradient et Gradient-HgCdTe. De plus, nos mesures montrent qu'il existe encore des phénomènes non maîtrisés à l'intérieur du banc (probablement dus à de la lumière parasite résiduelle indiquée par l'asymmétrie dans la réponse angulaire). Cependant, les résultas de cette simulation permettent de valider

qualitativement notre modèle.

5.3 Étude sur le détecteur HgCdTe bi-spectral

5.3.1 Mesures de réponse angulaire

L'adaptation de BRASIL aux détecteurs matriciels et la validation des mesures de réponse angulaire sur le composant précédent nous ont conduits à tester un autre détecteur matriciel : le composant HgCdTe bi-spectral qui présente une structure particulière de type mesa (cf. chapitre 2) dont nous soupçonnions qu'elle pourrait affecter la réponse angulaire. Nous proposons dans cette partie une analyse des premières mesures de réponse angulaire obtenues sur ce composant bi-spectral.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la bande de détection sur ce composant est dépendante de la tension de polarisation et plus précisément du signe de celle-ci. Les mesures de réponse angulaire ont été réalisées en deux temps : d'une part à polarisation positive et d'autre part à polarisation négative.

a Polarisation positive

La figure 5.23 présente la réponse angulaire du détecteur à T_{det}=80K, pour deux tensions de polarisation : 1 et 1,5V. La réponse est corrigée du cosinus θ et normalisée par rapport à θ=0°. La forme de ces courbes peut paraître surprenante par rapport aux courbes présentées dans les deux premières parties de ce chapitre. En effet, la réponse angulaire a l'allure d'un dôme renversé et monte fortement (facteur 2 à 3 suivant V_{pol}) aux incidences élevées.

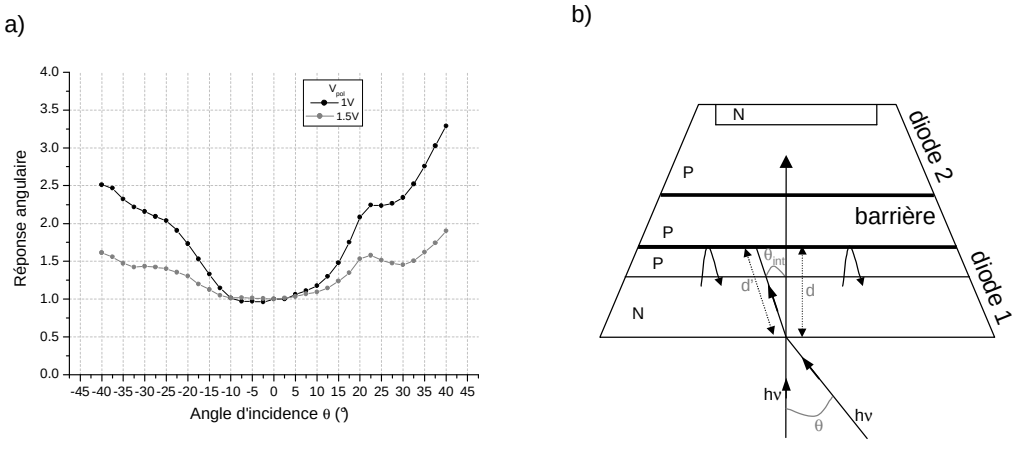


FIGURE 5.23: a) Réponse angulaire du détecteur HgCdTe bi-spectral pour deux tensions de polarisation positives à T_{det}=80K. b) Représentation du détecteur mesa et du trajet de la lumière dans la diode 1.

Pour ces valeurs de tension, le courant provient de la diode 1 (λ_c=3µm). Et comme le rappelle le schéma 5.23.b, cette bande de détection est située en premier sur le trajet de

la lumière. L'absorption réalisée dans la couche HgCdTe dopée p de la diode 1 n'est pas totale car la couche n'est pas très épaisse. Nous avons une réflexion sur le dioptre HgCdTe-barrière, le faisceau lumineux traverse donc une nouvelle fois la couche absorbante. De plus, le trajet optique dans la couche absorbante est plus grand (d'>d) sous incidence. L'augmentation de la réponse angulaire aux incidences élevées peut donc être attribuée au fait que l'épaisseur traversée est plus grande. Ceci n'est pas valable pour un détecteur HgCdTe « classique » car l'absorption est très importante même sous incidence nulle. Cette explication est qualitative, les grandeurs ne sont pour le moment pas interprétées.

b Polarisation négative

La figure 5.24 illustre cette fois-ci le comportement angulaire du détecteur à T_{det}=80K, pour des polarisations négatives :−0,5 et −1V. La réponse diminue lorsque l'incidence sur l'échantillon augmente. Sur la réponse à −0,5V, nous observons une diminution d'un peu plus de 30% entre la réponse à incidence normale et celle à θ=40°. En revanche, la chute de la réponse est seulement de $\sim$ 10% entre θ=0° et θ=−40°. Ceci entraîne une forte dissymétrie de la réponse.

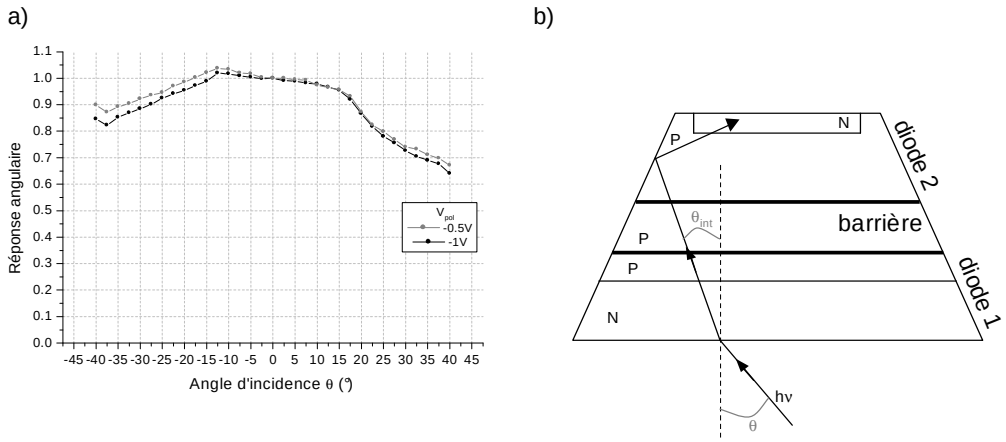


FIGURE 5.24: a) Réponse angulaire du détecteur bi-spectral pour deux tensions de polarisation négatives à T_{det}=80K. b) Représentation du détecteur mesa et du trajet de la lumière dans la diode 2.

L'application de tensions de polarisation négatives sur le composant entraîne la sélection de la diode 2 (λ_c=5µm). Le schéma 5.24.b illustre un trajet possible de la lumière dans le composant, sous incidence oblique. Gravrand *et al.*, 2006[11] ont montré qu'il existait des réflexions sur les flancs du pixel dues à la présence des tranchées. Ainsi, la configuration particulière mesa fournit un mécanisme efficace de confinement. Paradoxalement, ces réflexions sont sans doute à l'origine de la diminution du photocourant du détecteur lorsqu'il est éclairé avec un angle d'incidence θ.

En effet, la diode 2 est comparable au détecteur HgCdTe planar étudié précédemment car la jonction électrique est effectuée sur le dessus de la diode. Si nous comparons la figure

[11]Gravrand *et al.*, 2006

5.15 avec la figure 5.24, nous remarquons cependant que la forme de la réponse n'est plus plate dans le cas de la diode 2 du détecteur bi-spectral. La présence de réflexions sur les bords du mesa est à l'origine de cette chute du signal lorsqu'il est éclairé en incidence oblique. Il y a perte d'énergie, et le nombre d'électrons photoexcités après réflexion est plus faible que ce qu'il aurait été sans réflexion. En d'autres termes, dans le cas de la diode 2, la réflexion sur les flancs du mesa qui apparaît en incidence oblique, n'a pas d'effet positif sur l'absorption. Au contraire, celle-ci diminue.

CONCLUSION

La partie de ce travail consacrée à l'étude de la réponse angulaire a commencé par une étude expérimentale menée sur les composants MPQ prêtés par l'Institut Fraunhofer IAF. La présence d'un réseau de diffraction assurant le couplage optique sur les détecteurs MPQ entraînait logiquement des interrogations sur la réponse du détecteur en incidence. Les mesures réalisées ont révélé que la réponse angulaire des détecteurs MPQ étudiés est relativement plate pour des angles d'incidence inférieurs à 25°. Ceci est plutôt rassurant d'un point de vue performance des détecteurs MPQ. De plus la forme de la réponse est, pour autant que nous ayons pu en juger, relativement indépendante de la profondeur de gravure du réseau. En parallèle, nous avons proposé un premier modèle phénoménologique qui rend compte des principaux mécanismes de transmission, diffraction et absorption à l'échelle d'un pixel[12].

Des mesures de réponse angulaire ont également été réalisées sur des détecteurs de la filière HgCdTe. Elles révèlent une réponse plate sur une très large plage angulaire ($-40°\rightarrow 40°$). Ce résultat plus ou moins attendu sur ce détecteur à technologie planar répond cependant aux attentes des technologues. Un modèle reposant sur le formalisme de la matrice de transfert a été développé. Ce formalisme est particulièrement bien adapté pour la structure d'une photodiode HgCdTe qui se présente sous la forme d'un empilement multicouche. Le résultat de la simulation de l'absorption du détecteur en fonction de l'incidence et de la polarisation de l'émission infrarouge de la source montre une très bonne correspondance entre la théorie et l'expérience.

Afin de voir si une structure de type mesa influence la réponse angulaire, des mesures ont également été réalisées sur un composant HgCdTe bi-spectral à technologie mesa. Encore une fois, il faut insister sur le caractère novateur de ces mesures, qui plus est sur un détecteur récent. La réponse angulaire de ce détecteur est dépendante de la tension de polarisation. Suivant le signe de celle-ci, nous avons obtenu des réponses angulaires totalement différentes. Les effets de confinement, prévues par des mesures réalisées par Gravrand *et al.*, 2006, ont été mis en évidence. Cependant, cette technologie récente et les inconnues qui en découlent (par ex. réflexion sur les bords du pixel), ne permettent pas d'affirmer les analyses menées à la suite de cette étude. En collaboration avec le CEA/LIR, une modélisation est en cours pour interpréter ces mesures.

[12]Le Rouzo *et al.*, 2005

Conclusions et perspectives

Résultats et conclusions de ce travail

Rappelons que la détermination de deux nouvelles fonctions de mérite a été la première étape de cette étude. Les spécificités actuelles de la détection infrarouge justifient l'intérêt pour de nouvelles formes de caractérisation électro-optique de détecteurs infrarouges telles que la réponse angulaire et la réponse spectrale hors bande. L'apparition d'instruments optiques de hautes performances et la diversité des filières technologiques découlent des nombreux besoins en matière de détection infrarouge. La détection multispectrale, les formats de matrices particuliers (barrettes de pixels) et/ou importants (matrice $>1000\times1000$ pixels), les optiques placées devant le plan focal infrarouge, sont autant de paramètres à prendre en compte pour étudier aujourd'hui les détecteurs infrarouges (cf. chapitre 1).

À partir de ce constat, le choix du détecteur infrarouge est la deuxième étape. Afin de réaliser des mesures de hautes performances telles que la mesure de réponse angulaire ou la mesure de réponse spectrale hors-bande, nous avons choisi des détecteurs infrarouges quantiques refroidis. Cette décision s'est également appuyée sur des collaborations avec des acteurs majeurs du monde de la détection infrarouge tels que le CEA/LETI, l'Institut Fraunhofer IAF ou encore Thales R&T. Nous avonc profité de leurs compétences en termes de conception de détecteurs infrarouges de hautes performances. Outre leur aspect de performances technologiques, ces détecteurs présentent aussi un intérêt indéniable pour la physique théorique. Basée sur la physique des semiconducteurs, la physique de détection mélange aussi bien les domaines de l'optique que de la quantique. Différents points de vue s'offrent alors à nous pour l'étude des détecteurs quantiques. Ce travail de rercherche repose donc sur des composants optoélectroniques complexes à la pointe de la technologie (cf. chapitre 2).

La réponse spectrale

Le banc de mesure de réponse spectrale hors bande repose sur un spectromètre infrarouge du commerce. L'effort a essentiellement porté sur le développement de l'enceinte cryogénique (indépendante du spectromètre), et sur l'électronique de traitement du signal. Toute la difficulté de cette mesure réside en effet dans la grande dynamique de mesure requise. Le banc de test permet aujourd'hui de réaliser des mesures de réponse spectrale hors bande sur des composants matriciels aussi bien que sur des mono-éléments, avec une dynamique supérieure à 3 ordres de grandeur (cf. chapitre 3).

Des mesures ont été réalisées sur des mono-éléments MPQ prêtés par Thales R&T. Ces pixels étudiés ont été choisis sans réseau, de façon à obtenir l'absorption intrinsèque des puits quantiques. La grande dynamique de mesure a permis de mettre en évidence une double signature spectrale jamais observée jusque là : d'une part, des « creux » et des « bosses » aux hautes énergies, et d'autre part une réponse dépendant du champ électrique appliqué aux faibles énergies. Les structures aux hautes énergies ont été intuitivement attribuées à un effet de la périodicité, car elles rappelaient certains effets observés dans les super-réseaux.

Pour la modélisation, une approche de type Kronig-Penney, particulièrement bien adaptée pour décrire les structures périodiques, a donc été retenue. Il a ainsi été mis en évidence que les creux et les bosses observés dans la réponse spectrale correspondent à des singularités de Van Hove[13], autrement dit des singularités de la densité d'états électronique au voisinage des bords de minibandes d'énergie permises. Par ailleurs, la dépendance de la réponse par rapport au champ électrique appliqué a été attribuée à un effet tunnel assisté par champ électrique. Là encore, les prédictions du modèle sont en bon accord avec les mesures obtenues. La mise en évidence de l'effet sur la réponse spectrale d'un détecteur MPQ des singularités de Van Hove et de l'effet tunnel assisté par champ constitue un résultat majeur de cette thèse (cf. chapitre 4).

La réponse angulaire

Le banc de test développé pour la mesure de la réponse angulaire repose sur une enceinte cryogénique complexe, développée à l'ONERA spécifiquement pour ce besoin. Elle contient à la fois le détecteur étudié et la source infrarouge positionnée sur un bras de rotation. Un bilan des flux a montré qu'il était nécessaire de moduler temporellement la source infrarouge et d'utiliser une détection synchrone pour extraire le signal. Des écrans froids et des bafflages spécifiques ont été réalisés pour s'affranchir des problèmes liés à la lumière parasite. Le banc de réponse angulaire permet aujourd'hui de caractériser des mono-éléments ou des composants matriciels hybridés sur réseau d'interconnexion (cf. chapitre 3).

Les premières mesures ont été réalisées sur des détecteurs à multipuits quantiques (MPQ), car la présence d'un réseau de diffraction sur chaque pixel pour coupler la lumière incidente avec les puits quantiques était susceptible d'affecter la réponse angulaire. Il s'agissait en l'occurrence de monoéléments dits « faible bruit » prêtés par l'Institut Fraunhofer IAF. Les mesures ont révélé que la réponse angulaire de ces composants est relativement plate pour des angles d'incidence inférieurs à 25° typiquement[14], ce qui correspond à la majorité des systèmes infrarouges d'imagerie classique. De plus, la forme de la réponse spectrale ne semble pas affectée par la profondeur de gravure du réseau de diffraction, ce qui est encourageant pour les pixels bispectraux. Dans ce cas en effet, il n'existe qu'un seul réseau de diffraction par pixel, même si celui-ci détecte deux longueurs d'onde simultanément. L'optimisation des paramètres géométriques du réseau (période,

[13]Le Rouzo *et al.*, 2006a,b, 2007c,a

[14]Ribet-Mohamed *et al.*, 2005b; Le Rouzo *et al.*, 2005

taux de remplissage, profondeur de gravure...) résulte donc d'un compromis entre les deux longueurs d'onde. Les mesures réalisées dans le cadre de ce travail de thèse ont montré que la forme de la réponse angulaire ne serait pas dramatiquement affectée par une profondeur non optimale de gravure du réseau. Ces premières mesures de réponse angulaire sur des composants à multipuits quantiques constituent un autre résultat majeur de cette thèse. Ils ont été interprétés à l'aide d'un modèle intuitif de l'absorption d'un pixel, rendant compte des différents mécanismes de transmission, de diffraction par le réseau et d'absorption par les puits quantiques.

Des mesures de réponse angulaire ont également été réalisées sur des composants HgCdTe matriciels hybridés sur réseau d'interconnexion. Les mesures effectuées sur le détecteur HgCdTe à technologie « planar » révèlent une réponse plate sur une très large plage angulaire. Un modèle reposant sur le formalisme de la matrice de transfert a été développé. Ce formalisme est particulièrement bien adapté pour la structure d'une photodiode HgCdTe « planar » qui se présente sous la forme d'un empilement multicouche composé principalement d'un substrat en CdTe et de la couche absorbante du détecteur en HgCdTe. Les matrices prennent naturellement en compte les relations de passage aux interfaces ainsi que la propagation dans chaque couche. Le résultat de la simulation de l'absorption du détecteur en fonction de l'incidence et de la polarisation de l'émission infrarouge de la source montre une très bonne correspondance entre la théorie et l'expérience.

Le deuxième détecteur HgCdTe étudié dans le cadre de l'étude de la réponse angulaire est un détecteur bi-spectral présentant une technologie dite « mesa ». Le signe de la tension de polarisation appliquée à ce détecteur est responsable du choix de la gamme de détection. Les mesures de réponse angulaire font donc l'objet de deux parties, à tension positive et à tension négative. Les résultats sont surprenants et sont sans doute à relier à la technologie particulière de ce composant. Une première analyse heuristique en termes de trajet lumineux à l'intérieur du pixel permet de donner une explication qualitative aux formes de la réponse angulaire (cf. chapitre 5).

Perspectives de ce travail

Les perspectives à la suite de ce travail de thèse sont nombreuses. Tout d'abord, les bancs de test développés ont désormais atteint une maturité suffisante pour être utilisés de façon routinière lors des caractérisations réalisées au laboratoire, dans le cadre de missions d'expertise par exemple. Les résultats des mesures peuvent désormais être utilisés comme données d'entrée dans le modèle orienté système. La mesure de réponse angulaire est devenue une nouvelle fonction de mérite dans la caractérisation électro-optique des détecteurs infrarouges. La réponse spectrale « hors-bande » peut désormais venir compléter les mesures de réponse spectrale classiques, en particulier lors de la caractérisation de détecteurs multispectraux (par exemple : taux de réjection pour un détecteur bande II-bande III).

Des mesures de réponse angulaire sur de nouvelles filières technologiques, quantique

ou thermique, sont également prévues. Le nombre croissant de microbolomètres sur le marché de la détection infrarouge implique de réaliser les mêmes méthodes de caractérisation sur ce type de détecteur. La présence de couches anti-reflets devant ces composants (pour augmenter le flux lumineux incident) et leur nombre d'ouverture élevé, risquent d'influencer la réponse de ces composants en incidence. Une réflexion sera de plus menée sur les évolutions possibles du banc de réponse angulaire, en vue de caractériser des composants faibles flux. La problématique de ces détecteurs est liée à l'importance du flux ambiant (ou flux de fond) dans l'infrarouge. Il faut réussir à le diminuer fortement pour obtenir le signal du détecteur faible flux. Refroidir l'environnement du détecteur est une des solutions mais qui implique pour BRASIL de refroidir une enceinte volumineuse.

Afin de compléter l'étude de la réponse angulaire des détecteurs MPQ, un travail théorique sur la biréfringence de forme exaltée dans les milieux multicouches anisotropes a également été mené[15]. Chaque puits quantique est assimilé à une couche mince, absorbante, anisotrope, uniaxe, l'axe optique étant normal au plan des dioptres. La matrice de transfert de l'empilement tout entier est ensuite établie, permettant de déterminer les indices effectifs à travers un processus d'homogénéisation. Les anisotropies d'origines intrinsèque et structurelle présentant les mêmes symétries, les états de polarisation (s) et (p) demeurent des états propres. Le cas des structures binaires (couche uniaxe/uniaxe ou isotrope/uniaxe) est explorée, et une représentation graphique est employée pour illustrer les résultats analytiques. Le processus d'homogénéisation peut se généraliser aux empilements de n couches, ce qui montre des propriétés intéressantes de récurrence[16].

Une modélisation plus fine de la réponse spectrale « hors-bande » d'un détecteur MPQ est également à l'étude. Nous reprenons un formalisme matriciel pour décrire la propagation des fonctions d'onde électroniques dans une structure à multipuits quantiques où la densité d'états électronique. Le modèle prend en compte explicitement : le nombre fini de puits quantiques, l'effet de la dissipation quantique due à la relaxation intrabande, et l'effet gradient de potentiel créé par la tension appliquée aux bornes de la structure. Les premiers résultats de cette approche vont dans le bon sens, i.e. ce nouveau modèle se rapproche plus des mesures réalisées car il réduit l'amplitude des modulations spectrales de la densité d'états finals, par rapport à notre modèle de départ[17].

Le travail de modélisation mené pendant cette thèse a également permis de comprendre finement certains aspects fondamentaux de la photodétection par les détecteurs MPQ et de développer des briques indispensables à la modélisation complète de leur comportement. Les efforts se poursuivent dans ce but. Le transport électronique, par exemple, laissé de côté dans la modélisation de la réponse spectrale, est actuellement à l'étude au laboratoire dans le cadre d'une nouvelle thèse.

[15]Boucher *et al.*, 2006b

[16]Boucher *et al.*, 2007a

[17]Boucher *et al.*, 2007b

Annexe A

Principaux acteurs de la détection infrarouge dans le monde

Acteurs[1]	*Détecteur*	*Format matrice*	*Pas pixel (µm)*	*Gamme spectrale (µm)*	T_{fonct} *(K)*
AIM	MPQ	640×512	24	8-9,5	65
	HgCdTe	1280×720	18	3,4-5	77
	InAs/GaInSb (SL)	256×256	25	1-5,3	73
DRS	HgCdTe	640×480	25	3-5	77
	HgCdTe	256×256	40	8-12	77
	Si :As BiB	1024×1024	18	5-28	2-12
Raytheon	InSb	2048×2048	20	0,6-5,2	60
	HgCdTe	640×480	20	1-5,5 et 6-10,5	78
Rockwell	HgCdTe	2048×2048	18	0,9-2,5	95-120
	HgCdTe	640×480	27	8-10	77
	Si :As BiB	320×240	50	2-28	4-10
SCD	InSb	640×512	20	3-5	75
	InAlSb	320×256	30	3-5	110
Selex-sas, ex BAe Systems	HgCdTe	640×512	24	3-5	100
Sofradir	HgCdTe	1280×1024	15	0,9-5	77
	HgCdTe	384×256	25	8-10	77
	HgCdTe	320×256	30	5-12,5	40
Thales R&T	MPQ	640×512	20	8,5	73
	MPQ	384×288	25	8,5	75
	MPQ	256×256	25	4,7 et 8,8	70

TABLE A.1: Fabricants de matrices de détecteurs quantiques infrarouges et leurs produits (non-exhaustif). SL : Superlattice, BIB : Blocked impurity Band. [1] Les sites internet des constructeurs sont indiqués dans la bibliographie.

Annexe B

Bruit dans les détecteurs MPQ « faible-bruit »

Les mesures de bruit réalisées sur les détecteurs MPQ « faible-bruit » n'entrent pas directement dans les objectifs de cette thèse. Cependant, elles ont permis d'une part de se familiariser avec ces composants et d'autre part d'échanger des données avec l'lnstitut Fraunhofer IAF (collaboration fructueuse renforcée par le résultat de ces mesures). L'intérêt de ces expériences réside également dans la prouesse technique à réaliser pour effectuer des mesures de bruit sur des détecteurs.

Modèle de bruit

Nous rappelons tout d'abord l'intérêt des composants MPQ « faible-bruit » en termes de bruit : le bruit de génération-recombinaison (i^2_{g-r}) est en théorie deux fois plus faible que celui d'un détecteur MPQ « classique ». D'après l'institut Fraunhofer, cela permet d'avoir une NETD meilleure que dans le cas d'un MPQ classique. L'expression de la NETD (température équivalente de bruit ou Noise Equivalent Temperature Difference) est définie par[1] :

$$NETD = \frac{i_{g-r}}{R}\frac{dT}{dP_I} \tag{B.1}$$

où R la sensibilité du détecteur (en A/W) et dP_I/dT la variation de la puissance spectrale, associée à un photon d'énergie $h\nu$ pour une température T, en fonction de la température, sont donnés par

$$R = \frac{\eta g q}{h\nu} \tag{B.2}$$

$$\frac{dP_I}{dT} = \frac{h\nu}{k_B T^2} P_I \tag{B.3}$$

Nous trouvons alors :

$$\mathrm{NETD}_{\mathrm{MPQ\ faible-bruit}} = \sqrt{2} k_B T^2 \sqrt{\frac{\Delta f}{h\nu\eta P_I}} \quad et \tag{B.4}$$

$$\mathrm{NETD}_{\mathrm{MPQ\ classique}} = 2 k_B T^2 \sqrt{\frac{\Delta f}{h\nu\eta P_I}} \tag{B.5}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, Δf la bande passante de la mesure, h la constante de Planck, η le rendement quantique. L'expression de la NETD est effectivement plus faible d'un facteur $\sqrt{2}$ pour le MPQ « faible bruit ».

[1] Schneider et Liu, 2006

En posant :

$$\Delta f = \frac{1}{2\tau} \tag{B.6}$$

où τ est le temps d'intégration, et en faisant de plus l'hypothèse d'un remplissage total de la capacité d'intégration Q_c, avec Q_c=Iτ, nous trouvons :

$$\mathrm{NETD}_{\mathrm{MPQ\ faible-bruit}} = \sqrt{2}\frac{k_B T^2}{h\nu}\sqrt{\frac{qg}{2Q_c}} \quad et \tag{B.7}$$

$$\mathrm{NETD}_{\mathrm{MPQ\ classique}} = 2\frac{k_B T^2}{h\nu}\sqrt{\frac{qg}{2Q_c}} \tag{B.8}$$

Ces expressions montrent également que la NETD est d'autant plus faible que le gain de photoconduction est petit. Or, le gain de photoconduction d'un MPQ « faible-bruit » est très inférieur à un MPQ classique (car il est inversement proportionnel à p_c)[2]. Nous pouvons donc envisager des valeurs de NETD plus faibles pour les MPQ « faible-bruit ». Cabanski *et al.*, 2001 ont publié de faibles valeurs de NETD : de l'ordre de 7mK pour une matrice MPQ « faibles-bruit » 256×256, optique ouverte à f/2, pour un fond à 300K et τ=20ms. Cette valeur est à comparer avec celle obtenue pour une matrice MPQ « classique » 256×256 dans les mêmes conditions : 10mK.

Mesures de bruit

Pour vérifier le comportement de ces détecteurs, des mesures de bruit ont été effectuées sous flux nul. Ces mesures peuvent être exploitées de deux façons :

1. Pour déduire la valeur du gain de photoconduction g, en supposant la loi de bruit connue.
2. Pour vérifier la validité de la loi utilisée pour décrire le bruit, en supposant le gain de photoconduction g connu.

Etant donné que notre objectif était de vérifier le caractère faible bruit des détecteurs étudiés, nous avons préféré la seconde approche, c'est-à-dire comparer le bruit expérimental aux lois théoriques en « 4qgI » et « 2qgI » attendues respectivement pour un MPQ classique et pour un MPQ faible bruit (cas p_c=1).

Rappel des différentes contributions au bruit du détecteur

Rappelons qu'il existe plusieurs contributions au bruit d'un détecteur :

√ Le **bruit Johnson** donné par (en A^2/Hz) :

$$i^2_{\mathrm{Johnson}} = \frac{4k_B T}{R_{dyn}} \tag{B.9}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température de fonctionnement du détecteur et R_{dyn} la résistance dynamique, définie comme l'inverse de la pente de la courbe I(V) du composant.

√ Le **bruit de génération-recombinaison** décrit dans la communauté MPQ par (en A^2/Hz) :

$$i^2_{\mathrm{g-r}} = 4qg\left(1 - \frac{p_c}{2}\right) I \tag{B.10}$$

où q est la charge de l'électron, g le gain de photoconduction, p_c la probabilité de capture, I le courant total. Rappelons que le gain de photoconduction et la probabilité de capture sont reliés par :

$$g = \frac{1}{Np_c} \tag{B.11}$$

où N est le nombre de puits quantiques.

[2]Schneider et Liu, 2006

L'amplificateur transimpédance (TIA) utilisé en sortie du détecteur est lui-même source de bruit. Nous négligons le bruit en tension et le bruit en courant en entrée du TIA, par contre nous tenons compte du **bruit Johnson de l'amplificateur** (en A^2/Hz) :

$$i^2_{\text{ampli}} = \frac{4k_BT}{R_{\text{cr}}} \tag{B.12}$$

où R_{cr} est la résistance de contre-réaction (gain) de l'amplificateur.

Principe de la mesure et banc de test

Le principe de la mesure est le suivant : une courbe courant-tension est enregistrée sous flux nul à l'aide d'un électromètre Keithley 428. Pour chaque valeur de la tension de polarisation, un spectre de bruit est enregistré à l'analyseur de spectre (ONO SOKKI). La valeur du bruit expérimental est relevée à une fréquence fixée à 600Hz afin de s'affranchir des éventuelles contributions à 50Hz sans pour autant atteindre la fréquence de coupure de l'amplificateur. D'après le paragraphe précédent, le bruit expérimental doit être de la forme :

$$i^2_{\text{exp}} = i^2_{\text{Johnson}} + i^2_{\text{g-r}} + i^2_{\text{ampli}} \tag{B.13}$$

où i^2_{Johnson} et $i^2_{\text{g-r}}$ sont les contributions du détecteur, et i^2_{ampli} la contribution de l'amplificateur transimpédance ajouté en sortie du détecteur. Notre objectif est de déterminer la contribution due au bruit de génération-recombinaison pour vérifier sa loi de variation en fonction du courant débité par le détecteur. Nous cherchons donc :

$$i^2_{\text{g-r}} = i^2_{\text{exp}} - i^2_{\text{Johnson}} - i^2_{\text{ampli}} \tag{B.14}$$

Pour cela, le bruit Johnson est déduit de l'équation B.9 dans laquelle est injectée comme valeur de la résistance dynamique celle déduite des mesures I(V) sous flux nul. Le bruit de l'ampli est mesuré préalablement, en mettant une résistance très élevée (1TΩ dans notre cas) en entrée de l'amplificateur.

Résultats et interprétation

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus sur le composant X1479, à 50K. La figure B.1 présente les mesures, en représentation logarithmique, de courant d'obscurité et la résistance dynamique déduite de ces mesures (R_{dyn} est l'inverse de la pente de la courbe $I_{obs}(V)$).

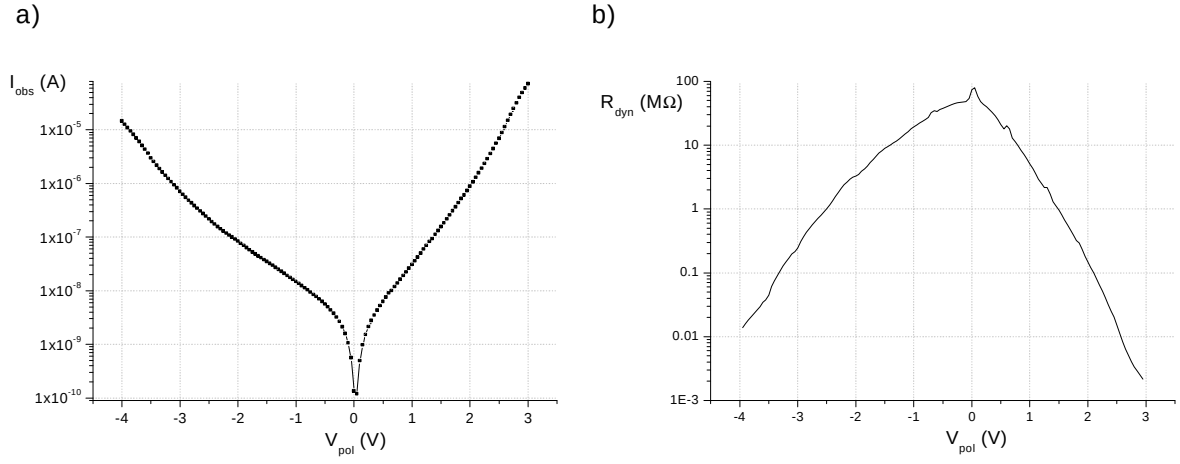


FIGURE B.1: a) Courant d'obscurité et b) résistance dynamique mesurés pour le composant X1479.

La figure B.2 présente l'évolution du bruit en courant expérimental en fonction de la tension de polarisation, et la compare avec le bruit propre de l'amplificateur et le bruit Johnson du détecteur. Notons que le bruit propre de l'amplificateur varie avec des paliers en fonction de la tension de polarisation, qui correspondent aux différents gains utilisés (le gain est adapté automatiquement pendant l'expérience en fonction du courant débité par le détecteur). Le bruit Johnson du détecteur et le bruit de l'amplificateur restent bien nettement inférieurs au bruit expérimental total, ce qui permet de déduire le bruit de génération-recombinaison par soustraction quadratique.

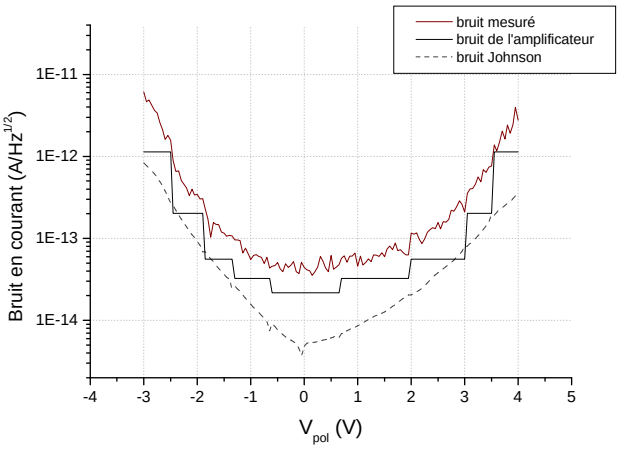


FIGURE B.2: Bruit en courant expérimental (trait plein), et comparaison avec deux des contributeurs : le bruit Johnson du détecteur et le bruit propre de l'amplificateur.

La figure B.3 présente le bruit de génération-recombinaison déduit des mesures, en fonction de la tension de polarisation. Afin de statuer sur le caractère « faible bruit » des détecteurs MPQ étudiés, deux courbes théoriques ont été reportées : une courbe en « 4qgI » (correspondant au bruit d'un détecteur MPQ classique ; la valeur du gain de photoconduction utilisée correspond à un détecteur MPQ photoconducteur classique de l'Institut Fraunhofer IAF[3]), et une courbe en « 2qgI » (correspondant en théorie à un détecteur à multipuits quantiques« faible bruit » avec p_c=1 ; la valeur utilisée pour g (g=0,05) est issue de la même publication). La courbe expérimentale est inférieure à la loi en « 4qgI » pour une tension de polarisation comprise entre 1 et 3,5V, sans pour autant être confondue avec la loi en « 2qgI ».

[3]Rehm *et al.*, 2000

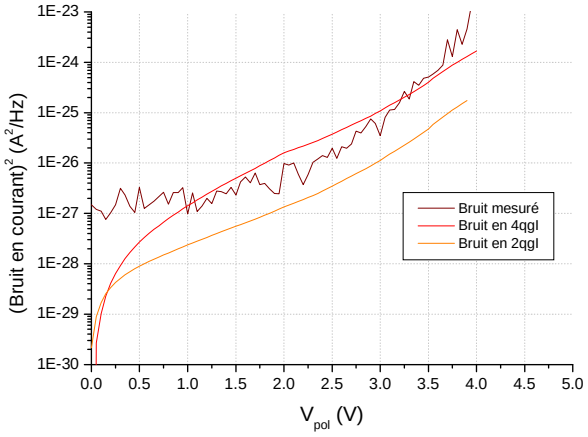


FIGURE B.3: Comparaison du bruit de génération-recombinaison déduit des mesures avec les deux lois théoriques dites en « 2gqI » et en « 4qgI ».

Annexe C

Modélisation de la réponse angulaire dans un détecteur MPQ

Transmission de l'interface air-GaAs

Sans traitement anti-reflet, les transmissions en énergie des polarisations TE et TM à l'interface air-GaAs sont données par[1] :

$$T^{\mathrm{TE}}(\theta) = \frac{n_{\mathrm{int}} \cos\theta_{\mathrm{int}}}{\cos\theta} \left(\frac{2\cos\theta}{\cos\theta + n_{\mathrm{int}} \cos\theta_{\mathrm{int}}} \right)^2 \tag{C.1}$$

$$T^{\mathrm{TM}}(\theta) = \frac{n_{\mathrm{int}} \cos\theta_{\mathrm{int}}}{\cos\theta} \left(\frac{2\cos\theta}{\cos\theta_{\mathrm{int}} + n_{\mathrm{int}} \cos\theta} \right)^2 \tag{C.2}$$

où n_{int} est l'indice de réfraction du GaAs ($n_{\mathrm{GaAs}} = 3,3$), θ est l'angle d'incidence sur le pixel, et θ_{int} est l'angle après transmission de l'interface air-GaAs (cf. figure 5.9) et défini par la loi de Snell-Descartes : $n_{\mathrm{GaAs}} \sin\theta_{\mathrm{int}} = \sin\theta$.

Diffraction par le réseau

Dans la suite de cette étude, les expressions générales sont données pour chaque ordre de diffraction (p,q). Cependant, dans un souci de simplifier les calculs, les résultats ne prennent en compte que les ordres (−1,0), (1,0), (0,1) et (0,−1). Les ordres supérieurs ne sont pour le moment pas pris en compte (cf. Figure C.1).

[1] Yeh, 1988

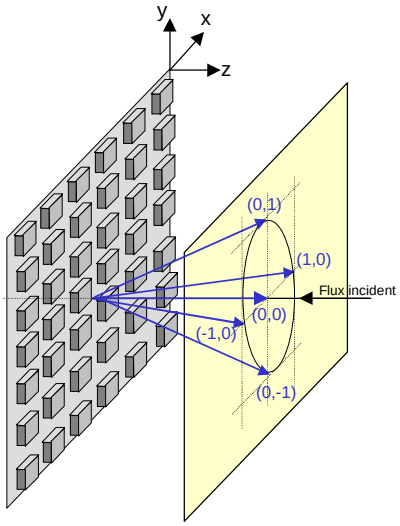


FIGURE C.1: Diffraction par un réseau bidimensionnel croisé en réflexion (incidence normale). La lumière est couplée dans les ordres (p,q) avec p et q entiers. Seuls les premiers ordres sont représentés.

Nous supposons donc un réseau bidimensionnel croisé, travaillant en réflexion, de période r, de facteur de remplissage a/r et de profondeur de gravure e. Ce réseau est recouvert d'un métal. Nous faisons les hypothèses suivantes :

√ Le champ est en $\exp(i\,\overrightarrow{k}\,\overrightarrow{r} - i\omega t)$, avec

$$\overrightarrow{r} = \begin{vmatrix} x \\ y \\ z \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{k} = \frac{2\pi n}{\lambda} \begin{vmatrix} \frac{\lambda\mu}{n} \\ \frac{\lambda\nu}{n} \\ \sqrt{1 - \frac{\lambda^2(\mu^2+\nu^2)}{n^2}} \end{vmatrix} \tag{C.3}$$

où μ et ν sont des fréquences spatiales, homogènes à des [m^{-1}], ainsi $\lambda\mu/n$ et $\lambda\nu/n$ sont sinus directeurs, sans dimension.

√ Le réseau est supposé fin, i.e. nous négligeons les effets d'ombre et de guidage. Le champ sortant (du réseau en $z=0^+$) est égal au champ incident multiplié par la réflectance complexe du réseau, $R_{2D}(x,y)$: $U_i(x,y,z=0^+)=U_i(x,y,z=0^-)\cdot R_{2D}(x,y)$.

√ Nous limitons l'étude de l'incidence oblique à des rayons contenus dans le plan y=0 et faisant un angle θ_{int} dans le matériau avec l'axe z.

Soit $U_i(x,y,z)$ le champ incident, de vecteur d'onde $\overrightarrow{k_i}$:

$$\overrightarrow{k} = \frac{2\pi n}{\lambda} \begin{vmatrix} \sin\theta_{\text{int}} \\ 0 \\ -\cos\theta_{\text{int}} \end{vmatrix} \tag{C.4}$$

$$U_i(x,y,z) = \exp i\left(\frac{2\pi n}{\lambda}(\sin\theta_{\text{int}}\,x - \cos\theta_{\text{int}}\,z)\right) \tag{C.5}$$

Le champ diffracté par le réseau $U_r(x,y,z)$ s'écrit comme la somme d'ondes planes correspondant aux ordres (p,q) diffractés par le réseau[2] :

$$U_r(x,y,z) = \sum_{p,q} G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}} \exp\left(i\,\overrightarrow{k}_{p,q} \cdot \overrightarrow{r}\right) \tag{C.6}$$

[2]Guérineau, 1999

où $\overrightarrow{k}_{p,q}$ est le vecteur d'onde du réseau associé à l'ordre p,q :

$$k_{p,q} = \frac{2\pi n}{\lambda} \left| \begin{array}{c} \frac{\lambda p}{nr} + \sin\theta_{\text{int}} \\ \frac{\lambda q}{nr} \\ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda p}{nr} + \sin\theta_{\text{int}}\right)^2 - \left(\frac{\lambda q}{nr}\right)^2} \end{array} \right. \tag{C.7}$$

et $G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}}$ sont les coefficients de la décomposition de la réflectance complexe en série de Fourier :

$$R_{2D}^{\theta_{\text{int}}}(x,y) = \sum_{p,q} G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}} \exp\left(\frac{2i\pi px}{r} + \frac{2i\pi qy}{r}\right) \tag{C.8}$$

En incidence normale, $R_{2D}(x,y)$ est donnée par :

$$R_{2D}^{\theta_{\text{int}}=0}(x,y) = e^{i\pi}\left[(\text{Ш}_r(x) * g(x)) \cdot (\text{Ш}_r(y) * g(y)) \cdot \left(e^{i\varphi_0} - 1\right) + 1\right] \tag{C.9}$$

avec :

$$\text{Ш}_r(x) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta(x - jr) \tag{C.10}$$

$$g(x) = \left| \begin{array}{ll} 0 & \text{si} \quad -\frac{r}{2} < x < -\frac{a}{2} \\ 1 & \text{si} \quad -\frac{a}{2} < x < \frac{a}{2} \\ 0 & \text{si} \quad \frac{a}{2} < x < \frac{r}{2} \end{array} \right. \tag{C.11}$$

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2ne \tag{C.12}$$

où les paramètres géométriques a, r, e sont définis sur la figure C.1, et où n est l'indice du matériau (ici GaAs). Le déphasage de π introduit dans l'équation C.9 correspond au déphasage lors de la réflexion sur un métal. Ce déphasage est fonction de l'incidence, mais dans un premier temps nous négligeons cette dépendance. En effet, tant que nous ne faisons pas interférer les différentes ondes diffractées, ce terme de déphasage n'intervient pas.

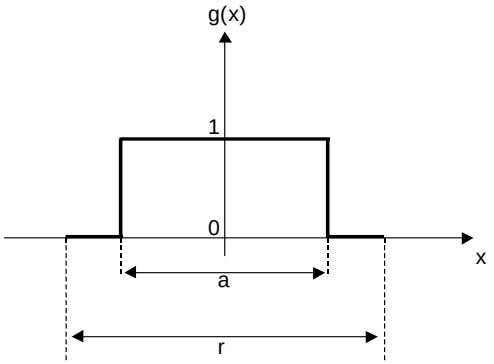


FIGURE C.2: Définition de la fonction g.

En incidence oblique, la phase ϕ_0 devient $\phi(\theta_{\text{int}})$ et la réflectance $R_{2D}^{\theta_{\text{int}}}(x,y)$ est donnée par :

$$R_{2D}^{\theta_{\text{int}}}(x,y) = e^{i\pi}\left[(\text{Ш}_r(x) * g(x)) \cdot (\text{Ш}_r(y) * g(y)) \cdot \left(e^{i\varphi(\theta_{\text{int}})} - 1\right) + 1\right] \tag{C.13}$$

$$\varphi(\theta_{\text{int}}) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2n \cdot \frac{e}{\cos\theta_{\text{int}}} = \frac{\varphi_0}{\cos\theta_{\text{int}}} \tag{C.14}$$

Notons que dans notre formalisme, la rampe de phase en $\exp ik(x - x_0)\sin\theta_{\text{int}}$ (cf. figure C.3) est contenue dans l'expression de l'onde incidente et non dans la réflectance du réseau.

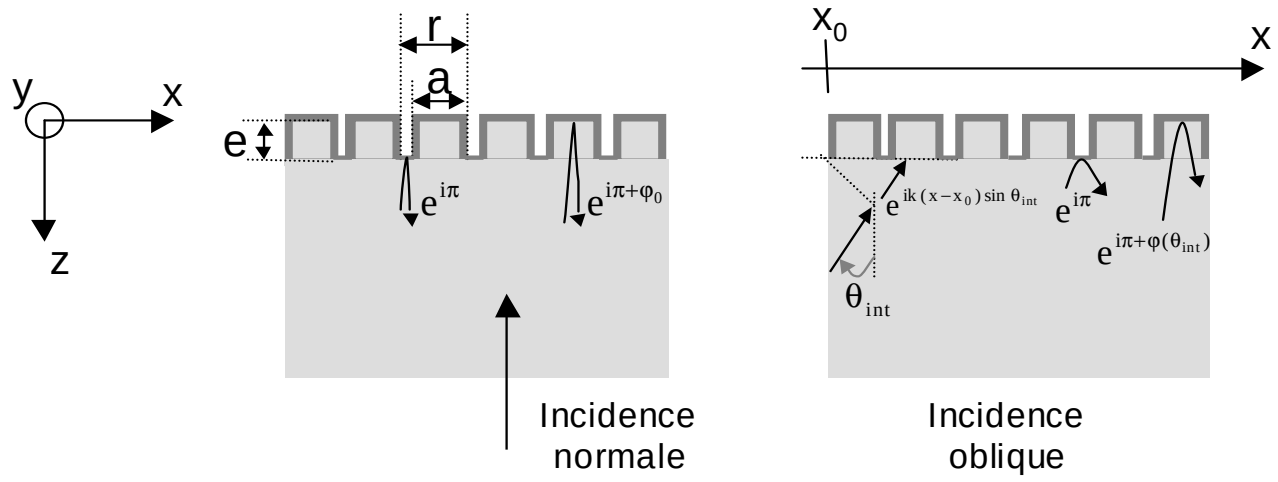


FIGURE C.3: Déphasages subis par l'onde incidente en incidence normale et en incidence oblique.

Décomposons maintenant $R_{2D}^{\theta_{\text{int}}}$ (x,y) en série de Fourier. Les coefficients $G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}}$ définis dans l'équation C.8 sont donnés par :

$$G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}} = \tilde{R}_{2D}^{\theta_{\text{int}}}\left(\frac{p}{r}, \frac{q}{r}\right) \tag{C.15}$$

où $\tilde{R}_{2D}^{\theta_{\text{int}}}$ est la transformée de Fourier de $R_{2D}^{\theta_{\text{int}}}$ (x,y). Nous pouvons calculer $\tilde{R}_{2D}^{\theta_{\text{int}}}(\mu,\nu)$

$$\tilde{R}_{2D}^{\theta_{\text{int}}}(\mu,\nu) = e^{i\pi}\left[\left(\frac{a}{r}\right)^2 \sin c\left(\pi a\mu\right)\cdot \sin c\left(\pi a\nu\right)\cdot\left(e^{i\varphi(\theta_{\text{int}})}-1\right)+\delta\left(\mu,\nu\right)\right] \tag{C.16}$$

avec $\delta(\mu,\nu)$=1 pour $\mu=\nu$=0 et nul ailleurs. Nous en déduisons :

$$G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}} = e^{i\pi}\left[\left(\frac{a}{r}\right)^2 \sin c\left(\frac{\pi ap}{r}\right)\cdot \sin c\left(\frac{\pi aq}{r}\right)\cdot\left(e^{i\varphi(\theta_{\text{int}})}-1\right)+\delta\left(\frac{p}{r},\frac{q}{r}\right)\right] \tag{C.17}$$

Les coefficients $G_{p,q}^{\theta_{\text{int}}}$ dépendent de θ par l'intermédiaire de $\varphi(\theta_{\text{int}})$. À titre d'exemple, nous avons représenté sur le tableau C.1, la valeur des coefficients $G_{p,q}$ pour une incidence sur le matériau nulle.

Profondeur de gravure	Efficacité de diffraction dans l'ordre (p,q)=(0,0)	Efficacité de diffraction dans les ordres (p,q)=(0,1), (0,−1), (1,0), (−1,0)
e=0,6 µm	10%	37%
e=0,8 µm	48%	32%
e=1,0 µm	85%	19%

TABLE C.1: Efficacités de diffraction pour différentes profondeurs de gravure, en incidence normale.

Absorption dans les puits

L'absorption dans les puits quantiques est généralement décrite[3] par la convolution d'une Lorentzienne et d'un terme de projection du vecteur champ électrique sur l'axe z (terme en $(\sin\theta_{\text{int}})^2$). En

[3]Rosencher et Vinter, 1998

considérant le faisceau lumineux monochromatique, les termes d'absorption pour les différents ordres (p,q), sont donnés par :

$$A_{p,q}^{TE}(\theta) = \left(\overrightarrow{u}_{p,q}^{TE} \cdot \overrightarrow{u}_z\right)^2 \quad \text{polarisation} \quad \text{TE} \tag{C.18}$$

$$A_{p,q}^{TM}(\theta) = \left(\overrightarrow{u}_{p,q}^{TM} \cdot \overrightarrow{u}_z\right)^2 \quad \text{polarisation} \quad \text{TM} \tag{C.19}$$

où $\overrightarrow{u}_{p,q}^{TE}$ et $\overrightarrow{u}_{p,q}^{TM}$ représentent les vecteurs champ pour les ordres (p,q) pour les polarisations TE et TM. Le terme $\overrightarrow{u}_z$ désigne le vecteur unité suivant l'axe z.

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TE} \cdot \overrightarrow{u}_z = \frac{-v_{p,q}w_{p,q}}{\sqrt{(u_{p,q}v_{p,q})^2 + (u_{p,q}^2 + w_{p,q}^2)^2 + (v_{p,q}w_{p,q})^2}} \tag{C.20}$$

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TM} \cdot \overrightarrow{u}_z = \frac{-u_{p,q}}{\sqrt{u_{p,q}^2 + w_{p,q}^2}} \tag{C.21}$$

avec :

$$u_{p,q} = \frac{\lambda p}{nr} - \frac{\sin\theta}{n} \tag{C.22}$$

$$v_{p,q} = \frac{\lambda q}{nr} \tag{C.23}$$

$$w_{p,q} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda q}{nr}\right)^2 - \left(\frac{\lambda p}{nr} - \frac{\sin\theta}{n}\right)^2} \tag{C.24}$$

Pour p=±1 et q=0, nous avons :

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TE} \cdot \overrightarrow{u}_z = 0 \tag{C.25}$$

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TM} \cdot \overrightarrow{u}_z = \sin\theta_{\mathrm{p,q}} = \frac{\lambda p}{nr} - \frac{\sin\theta}{n} \tag{C.26}$$

Pour p=q=0, nous avons :

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TE} \cdot \overrightarrow{u}_z = 0 \tag{C.27}$$

$$\overrightarrow{u}_{p,q}^{TM} \cdot \overrightarrow{u}_z = \frac{\sin\theta}{n} \tag{C.28}$$

Dans le cas où θ >25°, l'ordre (−1,0) devient évanescent tout comme l'ordre (1,0) pour $\theta < -25°$. Nous considérons que les ondes évanescentes sont absorbées dans les puits quantiques et nous prenons en compte la décroissance de leurs amplitudes suivant z :

– Pour l'ordre (−1,0) et θ >25°, nous avons :

$$A_{-1,0}^{TE}(\theta) = 0 \tag{C.29}$$

$$A_{-1,0}^{TM}(\theta) = \exp\left(-\frac{2z_0}{e_{\mathrm{peau}}^{p,q}(\theta)}\right) \tag{C.30}$$

où $e_{\mathrm{peau}}^{p,q}(\theta)$ représente la profondeur de peau qui est donnée par :

$$e_{\mathrm{peau}}^{p,q}(\theta) = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{\left(\frac{\lambda p}{nr} - \frac{\sin\theta}{n}\right)^2 + \left(\frac{\lambda q}{nr}\right)^2 - 1}} \tag{C.31}$$

et z_0 est la distance entre le réseau et le puits quantique considéré. Si nous prenons par exemple N puits quantiques, nous prenons z_0 comme la distance entre le réseau et le (N/2)ième puits.

– Pour l'ordre (1,0) et $\theta < -25°$, nous avons :

$$A_{1,0}^{TE}(\theta) = 0 \tag{C.32}$$

$$A_{1,0}^{TM}(\theta) = \exp\left(-\frac{2z_0}{e_{\text{peau}}^{p,q}(\theta)}\right) \tag{C.33}$$

Bibliographie

Articles

[Adachi 1985] S. Adachi « GaAs, AlAs and Al Ga As : Material parameters for use in research and device applications ». *J. Appl. Phys.* 58 (1985), No. 3, pp. 1–29

[Andersson et Lundqvist 1991] J. Andersson, L. Lundqvist « Near-unity quantum efficiency of AlGaAs/GaAs quantum well infrared detectors using a waveguide with a doubly periodic grating coupler ». *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991), pp. 857

[Andersson et Lundqvist 1992] J. Andersson, L. Lundqvist « Grating-coupled quantum-well infrared detectors : Theory and performance ». *J. Appl. Phys.* 71 (1992), pp. 3600

[Andrews et Miller 1991] S. Andrews, B. Miller « Experimental and theoretical studies of the performance of quantum well infrared photodetectors ». *J. Appl. Phys.* 70 (1991), pp. 993

[Asada 1989] M. Asada « Intraband relaxation time in quantum-well lasers ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25 (1989), No. 9, pp. 2019–2026

[Ballet *et al.* 2004] P. Ballet, F. Noël, F. Pottier, S. Plissard, J. Zanatta, J. Baylet, O. Gravrand, E. De Borniol, S. Martin, P. Castelein, others « Dual-Band Infrared Detectors Made on High-Quality HgCdTe Epilayers Grown by Molecular Beam Epitaxy on CdZnTe or CdTe/Ge Substrates ». *J. Electron. Mater.* 33 (2004), No. 6, pp. 667–672

[Bastard 1981] G. Bastard « Superlattice band structure in the envelope-function approximation ». *Phys. Rev. B.* 24 (1981), No. 10, pp. 5693–5697

[Bastard 1982] G. Bastard « Theoretical investigations of superlattice band structure in the envelope-function approximation ». *Phys. Rev. B.* 25 (1982), No. 12, pp. 7584–7597

[Baylet *et al.* 2006] J. Baylet, P. Ballet, P. Castelein, F. Rothan, O. Gravrand, M. Fendler, E. Laffosse, J. Zanatta, J. Chamonal, A. Million, others « TV/4 Dual-Band HgCdTe Infrared Focal Plane Arrays with a 25-m Pitch and Spatial Coherence ». *J. Electron. Mater.* 35 (2006), No. 6, pp. 1153–1158

[Beck 1993] W. Beck « Photoconductive gain and generation-recombination noise in multiple-quantum-well infrared detectors ». *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), pp. 3589

[Blackwell *et al.* 2004] R. Blackwell, S. Geldart, M. Kohin, A. Leary, R. Murphy « Recent technology advancements and applications of advanced uncooled imagers », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXX, 2004, pp. 422–427

[Boucher *et al.* 2007a] Y. Boucher, R. Haidar, J. Le Rouzo, I. Ribet « Modified form birefringence in periodic multilayer structures including uniaxial anisotropic materials ». *soumis à IEEE JQE* (2007)

[Boucher *et al.* 2006b] Y. Boucher, J. Le Rouzo, I. Ribet, R. Haidar, N. Guérineau « Description matricielle de l'anisotropie de la transition inter sous-bande d'une structure à multi-puits quantiques ». *J. Phys. IV France* 135 (2006), pp. 99–101

[Boucher *et al.* 2007b] Y. Boucher, J. Le Rouzo, I. Ribet, R. Haidar, E. Rosencher « Transfer Matrix Modelling of the Electronic Density Of States in the Conduction Band Continuum of a Multiple Quantum Well Structure for Infrared Photodetection ». *à soumettre* (2007)

[Cabanski *et al.* 2001] W. Cabanski, R. Breiter, R. Koch, K. Mauk, W. Rode, J. Ziegler, H. Schneider, M. Walther, O. Oelmaier « 3rd gen focal plane array IR detection modules at AIM », SPIE Proceedings, International Society for Optical Engineering, 2001, pp. 547–558

[Capasso 1987] F. Capasso « Band-Gap Engineering : From Physics and Materials to New Semiconductor Devices ». *Science* 235 (1987), No. 4785, pp. 172

[Chatard 1994] J. Chatard « SOFRADIR detector dewar cooler assemblies evolution to fulfill new market requirements », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XX, 1994, pp. 426–437

[Choi *et al.* 1998a] K. Choi, C. Chen, A. Goldberg, W. Chang, D. Tsui « Performance of corrugated quantum well infrared photodetectors », SPIE Proceedings, Infrared Detectors and Focal Plane Arrays V, 1998, pp. 441–452

[Choi *et al.* 2007] K. Choi, C. Monroy, V. Swaminathan, T. Tamir, M. Leung, J. Devitt, D. Forrai, D. Endres « Optimization of corrugated-QWIPs for large format, high quantum efficiency, and multicolor FPAs ». *Infrared Physics and Technology* 50 (2007), No. 2-3, pp. 124–135

[Costard et Bois 2007] E. Costard, P. Bois « THALES long wave QWIP thermal imagers ». *Infrared Physics and Technology* 50 (2007), No. 2-3, pp. 260–269

[Destefanis 1991] G. Destefanis « HgCdTe infrared diode arrays ». *Semicond. Sci. Technol.* 6 (1991), pp. C8aC92

[Dupont *et al.* 1992] E. Dupont, D. Delacourt, D. Papillon, J. Schnell, M. Papuchon « Influence of ionized impurities on the linewidth of intersubband transitions in GaAs/GaAlAs quantum wells ». *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), pp. 2121

[Ershov *et al.* 1996] M. Ershov, C. Hamaguchi, V. Ryzhii « Device physics and modeling of multiple quantum well infrared photodetectors ». *Jpn. J. Appl. Phys* 35 (1996), No. 2B Part 1, pp. 1395–1400

[Faist *et al.* 1994] J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, C. Sirtori, A. Hutchinson, A. Cho « Quantum Cascade Laser ». *Science* 264 (1994), pp. 553–556

[Fieque *et al.* 2005] B. Fieque, A. Crastes, O. Legras, J. Tissot « MWIR uncooled microbolometer : a way to increase the number of applications », SPIE Proceedings, International Society for Optical Engineering, 2005, pp. 531

[Fowler *et al.* 1998] B. Fowler, A. El Gamal, D. Yang « Techniques for pixel level analog to digital conversion », SPIE Proceedings, 1998, pp. 2–12

[Fowler et Nordheim 1928] R. Fowler, L. Nordheim « Field Emission from Metallic Surfaces ». *Proc. R. Soc. London, A* 119 (1928)

[Fröhlich 1954] H. Fröhlich « Electrons in lattice fields ». *Advances in Physics* 3 (1954), No. 11, pp. 325–361

[Gendron *et al.* 2004] L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, V. Berger « Quantum cascade photodetector ». *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), pp. 2824–2826

[Goossen et Lyon 1988] K. Goossen, S. Lyon « Performance aspects of a quantum-well detector ». *J. Appl. Phys.* 63 (1988), pp. 5149

[Gravrand *et al.* 2006] O. Gravrand, J. Desplanches, C. Delbegue, G. Mathieu, J. Rothman « Study of the spatial response of reduced pitch Hg[1-x]Cd[x]Te dual-band detector arrays ». *J. Electron. Mater.* 35 (2006), pp. 1159–1165

[Griffiths 1983] P. Griffiths « Fourier transform infrared spectrometry ». *Science* 222 (1983), No. 4621, pp. 297

[Guérineau *et al.* 2003] N. Guérineau, B. Harchaoui, M. Caes, A. Durand, P. Castelein « Hyperspectral study of a 320 x 240 uncooled microbolometer array », SPIE Proceedings, International Society for Optical Engineering, 2003, pp. 433–440

[Guérineau *et al.* 2004] N. Guérineau, I. Ribet, R. Haïdar, M. Tauvy, M. Caës, S. Suffis, J. Primot, J. Deschamps « Le laboratoire de caractérisation des détecteurs optiques ». *Revue Scientifique et Technique de la Défense* (2004)

[Guérineau *et al.* 2007] N. Guérineau, I. Ribet-Mohamed, R. Haïdar, M. Caës, S. Bernhardt « Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux infrarouges ». *Techniques de l'ingénieur. Mesures mécaniques et dimensionnelles* (2007), No. R6460

[Hameury et Chesne 1996] J. Hameury, L. Chesne « Measurement of total hemispherical emissivity using a calorimetric technique » / Rapport d'essais du Laboratoire National d'Essais. 1996. – Forschungsbericht

[Hansen *et al.* 1982] G. Hansen, J. Schmit, T. Casselman « Energy gap versus alloy composition and temperature in HgCdTe ». *J. Appl. Phys.* 53 (1982), No. 10, pp. 7099–7101

[Hasnain *et al.* 1989] G. Hasnain, B. Levine, C. Bethea, R. Logan, J. Walker, R. Malik « GaAs/AlGaAs multiquantum well infrared detector arrays using etched gratings ». *Appl. Phys. Lett.* 54 (1989), pp. 2515

[Helm 1995] M. Helm « Infrared spectroscopy and transport of electrons in semiconductor superlattices ». *Semicond. Sci. Technol* 10 (1995), pp. 557–575

[Herschel 1800] W. Herschel « Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun ». *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 90 (1800), pp. 284–292

[Hoefelmeyer *et al.* 2004] H. Hoefelmeyer, R. Nelson, R. Nelson « Reliability for tactical cryocoolers », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXX, 2004, pp. 765

[Kane 1966] E. Kane « The k.p method ». *Semiconductors and Semimetals* 1 (1966), pp. 75–100

[Kastalsky *et al.* 1988] A. Kastalsky, T. Duffield, S. Allen, J. Harbison « Photovoltaic detection of infrared light in a GaAs/AlGaAs superlattice ». *Appl. Phys. Lett.* 52 (1988), pp. 1320

[Le Rouzo *et al.* 2007a] J. Le Rouzo, I. Ribet, N. Guérineau, R. Haidar, M. Tauvy, E. Rosencher, S. Chuang « Experimental and theoretical investigation of the off-band spectral response of quantum well infrared photodetectors » 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (Veranst.), AIP, 2007, pp. 469

[Le Rouzo *et al.* 2005] J. Le Rouzo, I. Ribet-Mohamed, N. Guérineau, M. Tauvy, H. Schneider, T. Maier « Angular response of grating-coupled quantum well infrared photodetectors : an experimental study », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXXI, 2005, pp. 747–754

[Le Rouzo *et al.* 2006a] J. Le Rouzo, I. Ribet-Mohamed, R. Haidar, N. Guérineau, M. Tauvy, E. Rosencher « Singularités de Van Hove des transitions inter sous-bande dans les détecteurs infrarouge à multipuits quantiques (MPQ) ». *J. Phys. IV France* 135 (2006), pp. 215–217

[Le Rouzo *et al.* 2006b] J. Le Rouzo, I. Ribet-Mohamed, R. Haidar, N. Guérineau, M. Tauvy, E. Rosencher, S. Chuang « Van Hove singularities in intersubband transitions in multiquantum well photodetectors ». *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), pp. 091117

[Le Rouzo *et al.* 2007c] J. Le Rouzo, I. Ribet-Mohamed, R. Haidar, M. Tauvy, N. Guérineau, E. Rosencher, S. Chuang « Van Hove singularities in intersubband transitions in multiquantum well photodetectors ». *Infrared Physics and Technology* 50 (2007), No. 2-3, pp. 113–118

[Levine 1993] B. Levine « Quantum-well infrared photodetectors ». *J. Appl. Phys.* 74 (1993), pp. R1–R81

[Liu 1993] H. Liu « Dependence of absorption spectrum and responsivity on the upper state position in quantum well intersubband photodetectors ». *J. Appl. Phys.* 73 (1993), pp. 3062

[Martinet *et al.* 1991] E. Martinet, E. Rosencher, F. Chevoir, J. Nagle, P. Bois « Direct determination of the electron-tunneling escape time from a GaAs/AlxGa1-xAs quantum well by transient-capacitance spectroscopy ». *Phys. Rev. B.* 44 (1991), No. 7, pp. 3157–3161

[Moazzami *et al.* 2005] K. Moazzami, J. Phillips, D. Lee, S. Krishnamurthy, G. Benoit, Y. Fink, T. Tiwald « Detailed Study of Above Bandgap Optical Absorption in HgCdTe ». *J. Electron. Mater.* 34 (2005), No. 6, pp. 773–778

[Mullié *et al.* 2006] J. Mullié, W. Groep vd, P. Bruins, T. Benschop, A. Koning de, J. Dam « Improvement of cooldown time of LSF9599 flexure-bearing SADA cooler », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXXII, 2006, pp. 620632

[Nedelcu *et al.* 2007] A. Nedelcu, E. Costard, P. Bois, X. Marcadet « Research topics at Thales Research and Technology : Small pixels and third generation applications ». *Infrared Physics and Technology* 50 (2007), No. 2-3, pp. 227–233

[Nedelcu *et al.* 2006] A. Nedelcu, X. Marcadet, O. Huet, P. Bois « Spectral cross-talk in dual-band quantum well infrared detectors ». *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), pp. 191113

[Nesher et Klipstein 2006] O. Nesher, P. Klipstein « High-performance IR detectors at SCD present and future ». *Opto-Electronics Review* 14 (2006), No. 1, pp. 59–68

[Norton 2002] P. Norton « HgCdTe infrared detectors ». *Opto-Electronics Review* 10 (2002), pp. 159–174

[Norton 1999] P. R. Norton « Infrared detectors in the next millennium », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXV, 1999, pp. 652–665

[Pain *et al.* 1993] B. Pain, S. Mendis, R. Schober, R. Nixon, E. Fossum « Low-power low-noise analog circuits for on-focal-plane signal processing of infrared sensors », SPIE Proceedings, Infrared Detectors and Instrumentation, 1993, pp. 365–374

[Peeters *et al.* 1993] F. Peeters, A. Matulis, M. Helm, T. Fromherz, W. Hilber « Oscillator strength and sum rule for intersubband transitions in a superlattice ». *Phys. Rev. B.* 48 (1993), No. 16, pp. 12008–12015

[Piotrowski et Rogalski 2004] J. Piotrowski, A. Rogalski « Uncooled long-wavelength infrared photon detectors », SPIE Proceedings, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices, 2004, pp. 10–22

[Priel 1999] M. Priel « Incertitudes de mesure et tolérances ». *Techniques de l'ingénieur. Mesures et Contrôle* (1999), No. R285

[Rajavel *et al.* 1998] R. Rajavel, J. Caulfield, P. Goetz, D. Jamba, J. Jensen, O. Wu, P. Brewer, J. Wilson, J. Johnson, E. Patten, K. Kasai, J. Caulfield, P. Goetz « Molecular beam epitaxial growth and performance of HgCdTe-based simultaneous-mode two-code detectors ». *J. Electron. Mater.* 27 (1998), No. 6, pp. 747–751

[Rehm *et al.* 2000] R. Rehm, H. Schneider, C. Schönbein, M. Walther « Noise current investigations of g-r noise limited and shot noise limited QWIPs ». *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 7 (2000), No. 1-2, pp. 124–129

[Reine *et al.* 1998] M. Reine, A. Hairston, P. O'Dette, P. Stephen, F. T. J. Smith, B. L. Musicant, M. Pradip, C. Francine « Simultaneous MW/LW dual-band MOCVD HgCdTe 64 x 64 FPAs », SPIE Proceedings, Infrared Detectors and Focal Plane Arrays V, 1998, pp. 200–212

[Ribet-Mohamed *et al.* 2005a] I. Ribet-Mohamed, N. Guérineau, S. Suffis-Carretero, M. Tauvy, A. De Rossi, E. Costard, P. Bois « Effect of oblique incidence on the spectral response of quantum well infrared photodetectors ». *J. Appl. Phys.* 97 (2005), pp. 023106

[Ribet-Mohamed *et al.* 2005b] I. Ribet-Mohamed, J. Le Rouzo, S. Rommeluere, M. Tauvy, N. Guérineau « Advanced characterization of the radiometric performances of quantum well infrared photodetectors ». *Infrared Physics and Technology* 47 (2005), pp. 119–131

[Rogalski 2003] A. Rogalski « Infrared detectors : status and trends ». *Progress in Quantum Electronics* 27 (2003), No. 2-3, pp. 59–210

[Rogalski 2006] A. Rogalski « Material considerations for third generation infrared photon detectors ». *Infrared Physics and Technology* 50 (2006), pp. 240–252

[Rosencher 1992] E. Rosencher « Les puits quantiques et la détection infrarouge ». *La Recherche* (1992), pp. 1270–1270

[Rosencher *et al.* 1992] E. Rosencher, F. Luc, P. Bois, S. Delaitre « Injection mechanism at contacts in a quantum-well intersubband infrared detector ». *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992), pp. 468

[de Rossi *et al.* 2003] A. Rossi de, E. Costard, N. Guerineau, S. Rommeluere « Effect of finite pixel size on optical coupling in QWIPs ». *Infrared Physics and Technology* 44 (2003), No. 5-6, pp. 325–330

[Ryzhii 1996] V. Ryzhii « The theory of quantum-dot infrared photodetector ». *Semicond. Sci. Technol.* 11 (1996), pp. 759–765

[Sarusi *et al.* 1994] G. Sarusi, B. Levine, S. Pearton, K. Bandara, R. Leibenguth « Improved performance of quantum well infrared photodetectors using random scattering optical coupling ». *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994), pp. 960

[Schönbein *et al.* 1998] C. Schönbein, H. Schneider, R. Rehm, M. Walther « Noise gain and detectivity of n-type GaAs/AlAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors ». *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), pp. 1251

[Schneider *et al.* 2001] H. Schneider, P. Koidl, M. Walther, J. Fleissner, R. Rehm, E. Diwo, K. Schwarz, G. Weimann « Ten years of QWIP development at Fraunhofer IAF ». *Infrared Physics and Technology* 42 (2001), No. 3-5, pp. 283–289

[Schneider *et al.* 2005] H. Schneider, T. Maier, J. Fleissner, M. Walther, P. Koidl, G. Weimann, W. Cabanski, M. Finck, P. Menger, W. Rode, others « Dual-band QWIP focal plane array for the second and third atmospheric windows ». *Infrared Physics and Technology* 47 (2005), pp. 53–58

[Schneider *et al.* 1999] H. Schneider, C. Schönbein, M. Walther, P. Koidl, G. Weimann « Influence of optical interference on quantum well infrared photodetectors in a 45° waveguide geometry ». *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), pp. 16

[Schneider *et al.* 1997] H. Schneider, C. Schönbein, M. Walther, K. Schwarz, J. Fleissner, P. Koidl « Photovoltaic quantum well infrared photodetectors : The four-zone scheme ». *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997), pp. 246

[Smith *et al.* 2006] E. Smith, E. Patten, P. Goetz, G. Venzor, J. Roth, B. Nosho, J. Benson, A. Stoltz, J. Varesi, J. Jensen, others « Fabrication and Characterization of Two-Color Midwavelength/Long Wavelength HgCdTe Infrared Detectors ». *J. Electron. Mater.* 35 (2006), No. 6, pp. 1145–1152

[Smith *et al.* 2004] E. Smith, L. Pham, G. Venzor, E. Norton, M. Newton, P. Goetz, V. Randall, A. Gallagher, G. Pierce, E. Patten, others « HgCdTe Focal Plane Arrays for Dual-Color Mid-and Long-Wavelength Infrared Detection ». *J. Electron. Mater.* 33 (2004), No. 6, pp. 509–516

[Steele *et al.* 1992] A. Steele, H. Liu, M. Buchanan, Z. Wasilewski « Influence of the number of wells in the performance of multiple quantum well intersubband infrared detectors ». *J. Appl. Phys.* 72 (1992), pp. 1062

[Tang-Kwor et Matteï 2001] E. Tang-Kwor, S. Matteï « Emissivity measurements for Nextel Velvet Coating 811-21 between -36°C and 82°C ». *High Temperatures- High Pressures.* 33 (2001), No. 5, pp. 551–556

[Tennant *et al.* 2001] W. Tennant, M. Thomas, L. Kozlowski, W. McLevige, D. Edwall, M. Zandian, K. Spariosu, G. Hildebrandt, V. Gil, P. Ely, others « A novel simultaneous unipolar multispectral integrated technology approach for HgCdTe IR detectors and focal plane arrays ». *J. Electron. Mater.* 30 (2001), No. 6, pp. 590–594

[Thibaudeau *et al.* 1996] L. Thibaudeau, P. Bois, J. Duboz « A self-consistent model for quantum well infrared photodetectors ». *J. Appl. Phys.* 79 (1996), pp. 446

[Van Cleve *et al.* 1994] J. Van Cleve, T. Herter, B. Pirger, G. Gull, J. Huffman, D. Seib, B. Halleck, D. Reynolds « The first large format SI :SB BIB arrays ». *Experimental Astronomy* 3 (1994), No. 1-4, pp. 177–178

[Van Hove 1953] L. Van Hove « The Occurrence of Singularities in the Elastic Frequency Distribution of a Crystal ». *Phys. Rev.* 89 (1953), No. 6, pp. 1189–1193

[Wood 1935] R. Wood « Anomalous Diffraction Gratings ». *Phys. Rev.* 48 (1935), No. 12, pp. 928–936

[Zanatta *et al.* 2000] J. Zanatta, P. Ferret, R. Loyer, G. Petroz, S. Cremer, J. Chamonal, P. Bouchut, A. Million, G. Destefanis « Single-and two-color infrared focal plane arrays made by MBE in HgCdTe », SPIE Proceedings, Infrared Technology and Applications XXVI, 2000, pp. 441–451

Ouvrages

[Andersson *et al.* 1994] J. Andersson, L. Lundqvist, J. Borglind, D. Haga *« Quantum well Intersubband Transition Physics and Devices »* . pp. 13–27, Kluwer Academic Publishers, 1994

[Ashcroft *et al.* 2002] N. Ashcroft, N. Mermin, F. Biet traduit par, H. Kachkachi *« Physique des solides »* . EDP Sciences Les Ulis, 2002

[Bastard 1988] G. Bastard *« Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures »* . Les Editions de Physique, les Ulis, 1988

[Born et Wolf 1985] M. Born, E. Wolf *« Principles of optics [6th edition] »* . Pergamon Press, New-York, 1985

[Bürkle et Fuchs 2002] L. Bürkle, F. Fuchs *« InAs/(GaIn)Sb superlattices : a promising material system for infrared detection »* . Chap. 5, pp. 159–189, Elsevier, 2002

[Chang et Ploog 1985] L. Chang, K. Ploog *« Molecular beam epitaxy and heterostructures »* . Dordrecht, Boston, 1985

[Charoy 1992] A. Charoy *« Compatibilité électromagnétique : parasites et perturbations des électroniques : règles et conseils d'installation »* . Dunod, Paris, 1992

[Chuang 1995] S. Chuang *« Physics of optoelectronic devices »* . Wiley New York, 1995

[Cohen-Tannoudji *et al.* 1977] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë *« Mécanique quantique, tome 1 »* . Hermann, Paris, 1977

[G.Gaussorgues 1989] G.Gaussorgues *« La Thermographie Infrarouge »* . Lavoisier, 1989. – ISBN 2-85206-547-9

[Harrison 2001] P. Harrison *« Quantum Wells, Wires and Dots : Theoretical and Computational Physics »* . First ed. West Sussex : John Wiley and sons, 2001

[Hawkins 1998] G. Hawkins *« Spectral Characterisation of Infrared Optical Materials and Filters »* . University of Reading, 1998

[McClatchey *et al.* 1972] R. McClatchey, others *« Optical Properties of the Atmosphere (Third Edition) »* . Air Force Systems Command, United States Air Force ; Distributed by National Technical Information Service, 1972

[Merzbacher 1997] E. Merzbacher *« Quantum Mechanics, 3rd Edition »* . Wiley-VCH, 1997

[Meyzonnette et Lépine 2003] J. L. Meyzonnette, T. Lépine *« Bases de radiométrie optique 2nde édition »* . Cépadues-Editions, 2003

[Petit 1980] R. Petit *« Electromagnetic Theory of Gratings »* . Springer-Verlag, 1980

[Razavy 2003] M. Razavy *« Quantum Theory of Tunneling »* . World Scientific, 2003

[Razeghi 2006] M. Razeghi *« Fundamentals of Solid State Engineering »* . Springer, 2006

[Rosencher et Vinter 1998] E. Rosencher, B. Vinter *« Optoélectronique »* . Masson, 1998

[Schneider et Liu 2006] H. Schneider, H. Liu *« Quantum well infrared photodetectors »* . Springer, 2006

[Sze 1985] S. Sze *« Semiconductor devices, physics and technology »* . Wiley New York, 1985

[Weisbuch et Vinter 1991] C. Weisbuch, B. Vinter *« Quantum Semiconductor Structures : Fundamentals and Applications »* . Academic Press, Boston, 1991

[Yariv et Yeh 1984] A. Yariv, P. Yeh *« Optical waves in crystals »* . Wiley New York, 1984

[Yeh 1988] P. Yeh *« Optical Waves in Layered Media »* . Wiley New York, 1988

Thèses

[Caës 1992] M. Caës *« Caractérisation de matrices de détecteurs infrarouges sous faibles flux de photons. Application astronomique »* , Université de Paris 7, Thèse de doctorat, 1992

[Chambon 1997] M. Chambon *« Méthodologie de mesure de la fonction de transfert d'un système d'imagerie échantillonné »* , Université Paris-XI, Orsay, Thèse de doctorat, 1997

[Costard 2001] E. Costard *« Optimisation et Réalisation de Détecteurs Infrarouge A base de Puits Quantiques GaAs / AlGaAs »* , Université Paris-XI, Orsay, Thèse de doctorat, 2001

[Gendron 2005] L. Gendron *« Transport électronique dans les détecteurs à puits quantiques »* , Université de Paris 7-Denis Diderot, Thèse de doctorat, 2005

[Guérineau 1999] N. Guérineau *« Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation de plans focaux infrarouges »* , Université Paris-XI, Orsay, Thèse de doctorat, 1999

[Moazzami 2005] K. Moazzami *« Characterization of Optoelectronic Properties of II-VI Compounds »* , EECS Department The University of Michigan, Thèse de doctorat, 2005

[Palermo 2004] C. Palermo *« Evaluation des effets d'une onde hyperfréquence de forte puissance sur les matériaux à applications optroniques : Application au HgCdTe »* , Université Montpellier II, Thèse de doctorat, 2004

[Rodriguez 2005] J.-B. Rodriguez *« Superréseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge »* , Université Montpellier II, Thèse de doctorat, 2005

[Rommeluère 2007] S. Rommeluère *« Intégration d'un micro-spectromètre statique par transformée de fourier sur un plan focal infrarouge »* , Université Paris-XI, Orsay, Thèse de doctorat, 2007

[Thibaudeau 1995] L. Thibaudeau *« Théorie et modélisation de détecteurs infrarouge à puits quantiques »* , Université de Paris 7-Denis Diderot, Thèse de doctorat, 1995

Sites internet

[AIM] AIM *http ://www.aim-ir.com/*

[DRS] DRS *http ://www.drs.com/*

[IAF] IAF *http ://www.iaf.fraunhofer.de/*

[LETI] LETI *http ://www-leti.cea.fr/*

[Raytheon] Raytheon *http ://www.raytheon.com/*

[Rockwell] Rockwell *http ://www.teledyne-si.com/*

[SCD] SCD *http ://www.scd.co.il/*

[Selex] Selex *http ://www.selex-sas.com/*

[Sofradir] Sofradir *http ://www.sofradir.com/*

[Thales] Thales *http ://www.3-5lab.fr/*