



HAL
open science

Composants nanostructurés pour le filtrage spectral à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge

Antoine Bierret

► **To cite this version:**

Antoine Bierret. Composants nanostructurés pour le filtrage spectral à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLX085 . tel-01707601

HAL Id: tel-01707601

<https://theses.hal.science/tel-01707601>

Submitted on 12 Feb 2018

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.

Composants nanostructurés pour le filtrage spectral à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°572 Ecole Doctorale Ondes et Matière
Spécialité de doctorat: Optique et Photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, 13/12/2017, par

Antoine Bierret

Composition du Jury :

Xavier Letartre Institut des Nanotechnologies de Lyon	Président
François Marquier Ecole Normale Supérieure Paris-Saclay	Rapporteur
Olivier Gauthier-Lafaye Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes	Rapporteur
Anne-Laure Fehrembach Institut Fresnel	Examineur
Riad Haïdar ONERA	Directeur de thèse
Gregory Vincent ONERA	Encadrant
Fabrice Pardo Centre de Nanosciences et Nanotechnologies	Encadrant
Philippe Adam Direction générale de l'armement	Invité

Table des matières

Introduction	1
1 Le filtrage spectral dans l'infrarouge : vers des filtres de la taille du pixel de détection	5
1.1 Introduction	6
1.2 L'imagerie et le spectre infrarouge	6
1.2.1 Le rayonnement infrarouge	6
1.2.2 L'imagerie multi-spectrale dans l'infrarouge	9
1.3 Filtrage à l'échelle du pixel de détection	12
1.3.1 Mosaïques de filtres dans le visible	12
1.3.2 Pixels colorés	13
1.3.3 Filtres interférentiels	15
1.3.4 Nanostructures	18
1.4 Conclusion	24
2 Les filtres à résonance de mode guidé	25
2.1 Introduction	26
2.2 Introduction aux filtres GMR	26
2.2.1 Genèse	26
2.2.2 Principe de fonctionnement	27
2.3 Filtre GMR à cavité résonante	32
2.3.1 Mécanisme des CRIGFs	33
2.3.2 Etat de l'art	34
2.3.3 Cavité résonante de petite taille	35
2.3.4 Conclusion	41
2.4 Introduction aux GMRs métalliques	41
2.4.1 introduction	41
2.4.2 Simulations numériques de filtres GMR métalliques	42
2.4.3 Modifications de la structure GMR métallo-diélectrique	43
2.5 Conclusion	49
3 Les GMRs métalliques sous faisceau focalisé : vers de petites dimensions	51
3.1 Introduction	52
3.2 Méthode de simulation sous faisceau focalisé	52
3.2.1 Description du faisceau focalisé	52
3.2.2 Modifications du faisceau	56
3.2.3 Calcul de la transmission	57

3.2.4	Conclusion	58
3.3	Filtres DMG infinis sous faisceau focalisé	58
3.3.1	Etude spectrale	58
3.3.2	Etude à la longueur d'onde de résonance	61
3.3.3	Différentes formes de faisceau	63
3.4	Conclusion	66
4	Filtres à résonance de mode guidé de la taille d'un pixel	67
4.1	Introduction	68
4.2	Étude des filtres isolés	68
4.2.1	Des filtres de la taille du pixel de détection	68
4.2.2	Divergence du faisceau	69
4.3	Étude expérimentale des filtres GMR métalliques	70
4.3.1	Dimensions des filtres fabriqués	71
4.3.2	Procédé de fabrication de structures GMR simples	72
4.3.3	Mesures par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier	78
4.4	Conclusion	80
5	Des mosaïques de filtres nanostructurés pour le filtrage à l'échelle du pixel de détection	83
5.1	Introduction	84
5.2	Étude des matrices de filtres de petite taille	84
5.2.1	Modification de la méthode de calcul de la transmission	85
5.2.2	Influence de la distance entre les deux filtres	86
5.2.3	Estimation de la diaphotie	87
5.2.4	Mosaïque de filtre au sein d'une caméra : étude sous un faisceau large	92
5.3	Caméra multispectrale pour le moyen infrarouge	96
5.3.1	Architecture de la caméra	96
5.3.2	La mosaïque de filtres	97
5.4	Conclusion	98
	Conclusion	99
	Notations Usuelles	103
	Bibliographie	107

Introduction

Les nombreuses applications de la détection infrarouge dans les domaines civils et militaires (analyse de l'atmosphère, détection de gaz, médical, vision nocturne, détection de cibles...) et la miniaturisation des caméras nécessitent le développement de microcomposants optiques réalisant des fonctions novatrices indépendantes des détecteurs. Par exemple, la détection multi-spectrale infrarouge en temps réel permet d'obtenir simultanément l'image d'une scène infrarouge à plusieurs longueurs d'onde, ce qui permet d'identifier plus facilement les objets composant la scène.

L'essor des nanotechnologies a induit de nouveaux concepts permettant de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. L'amélioration des techniques de fabrication en salle blanche a permis de structurer la matière sur des dimensions nanométriques et de découvrir de nouvelles propriétés optiques.

Ma thèse s'est déroulée au sein du consortium *Micro et Nano Optique* (MiNaO), un laboratoire commun entre des chercheurs du Département d'Optique et Technologies Associées de l'ONERA et du *Centre de Nanosciences et Nanotechnologies* du CNRS. Ce laboratoire commun a pour but d'utiliser les nanotechnologies afin de concevoir, de fabriquer et de caractériser de nouveaux composants optiques. Les propriétés optiques de ces nanostructures permettent d'effectuer du filtrage spectral, de la détection ou de l'imagerie dans le domaine infrarouge.

Objectifs

Dans le cadre de cette thèse, je me suis concentré sur une méthode permettant d'obtenir des images colorées dans l'infrarouge en temps réel : la colorisation des pixels de détection, à la manière d'une mosaïque de Bayer dans le domaine visible [1]. Plus particulièrement, j'étudie les propriétés optiques de filtres nanostructurés constitués d'un guide d'onde associé à un réseau sub-longueur d'onde. Les travaux de Magnusson et Wang [2] ont montré qu'il était possible d'obtenir une extinction résonante de la transmission pour une longueur d'onde précise dans ces structures périodiques. Toutefois, la plupart des travaux portent sur des composants de longueur infinie, ou tout du moins de longueur très supérieure à la longueur d'onde d'intérêt.

Afin d'obtenir un filtrage spectral sur des longueurs comparables à la taille d'un pixel

de détection infrarouge (typiquement 15 à 30 μm), et donc proche de la longueur d'onde d'intérêt, il faut réduire la surface effective de filtrage et augmenter la tolérance angulaire de ces filtres.

Cette thèse vise donc à proposer puis étudier par des méthodes de calcul numérique des nanostructures permettant le filtrage spectral à l'échelle d'un pixel de détection. Ces structures sont ensuite fabriquées et caractérisées. J'ai finalement porté attention à la réalisation de mosaïques de filtres afin de coloriser la totalité d'un détecteur plan focal.

Organisation du mémoire

Ce manuscrit est composé d'un chapitre d'introduction au filtrage sur de petites surfaces et de quatre chapitres correspondant à ma contribution.

Introduction au filtrage spectral

Dans le premier chapitre, je présente le contexte de mon étude et les bases de la détection multi-spectrale dans l'infrarouge. J'introduis les différentes techniques présentes dans l'état de l'art permettant de coloriser les pixels de détection à l'intérieur d'une caméra infrarouge. Après une revue des avantages et des inconvénients de chaque méthode, je choisis d'étudier plus en détail les filtres à résonance de mode guidé.

Étude sous onde plane des filtres

Dans le second chapitre, je présente tout d'abord le principe de fonctionnement d'une structure à résonance de mode guidé. Je détaille aussi les outils de calculs numériques utilisés dans cette thèse et les applique aux structures à résonance de mode guidé à réseau diélectrique.

Puis, je m'intéresse aux structures à cavité résonante. Ces structures permettent grâce à l'ajout de miroirs latéraux de diminuer la longueur du filtre tout en conservant une réflexion résonante de grande amplitude et sélective en longueur d'onde. Je présente les travaux effectués sur les cavités résonantes utilisant des miroirs de Bragg, puis je propose une nouvelle structure, plus compacte, avec des miroirs métalliques. J'étudie cette structure et montre qu'il est possible de fortement réduire les dimensions latérales du filtre tout en préservant la réflexion résonante et en augmentant la tolérance angulaire.

Cependant, la tolérance angulaire de ces filtres reste limitée. C'est pourquoi je m'intéresse ensuite aux filtres à réseaux métalliques, dotés d'un comportement passe-bande et d'une grande tolérance angulaire. Je présente les différentes modifications apportées à la structure à réseau métallique afin d'augmenter sa réjection et sa tolérance angulaire.

Étude sous faisceau focalisé

Dans cette partie, je détaille la méthode de calcul développée pour obtenir la réponse des filtres nanostructurés à un faisceau focalisé. Pour cela, j'utilise une décomposition en ondes planes du faisceau incident grâce à une série de Fourier. Je présente ensuite les propriétés spectrales des filtres à résonance de mode guidé à réseau métallique. On observe un maintien du niveau de transmission maximale à la longueur d'onde de résonance, en comparaison avec les simulations sous onde plane. On observe aussi une répartition favorable du champ électromagnétique dans le guide à la longueur d'onde de résonance : pourvu que l'ouverture angulaire du faisceau soit plus faible que la tolérance du filtre, l'extension latérale des champs électriques et magnétiques est restreinte sous le spot éclairé. Puisqu'il n'y a pas de champ hors de la zone éclairée, les structurations éloignées ne contribuent pas à la résonance et il est possible de les supprimer sans dégrader la transmission.

Fabrication de filtres de petite taille

Dans ce chapitre, j'étudie dans un premier temps des filtres de dimensions latérales limitées. Je vérifie qu'il y a bien transmission résonante à travers des filtres de 30 μm de long sous faisceau focalisé. Dans un second temps, je détaille le processus de fabrication de ces filtres. Pour dessiner les réseaux, on utilise une lithographie électronique. Puis on utilise une étape de lithographie optique pour séparer chacun des petits filtres à l'aide d'une couche d'or. On portera attention dans cette partie aux différences entre réseaux uni-dimensionnels et réseaux bi-dimensionnels. Enfin, je présente les caractérisations effectuées en transmission à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier.

Réalisation de mosaïques de filtres

Dans le dernier chapitre, j'étudie la possibilité de juxtaposer les filtres étudiés précédemment afin de réaliser un pavage multi-spectral. Pour cela, je modifie la méthode de calcul de la transmission et je calcule l'impact de la diaphotie par des méthodes numériques. Je montre que la diaphotie est presque nulle lorsqu'on juxtapose des filtres à résonance de mode guidé. J'étudie aussi les filtres dans des conditions d'éclairement semblables à celles d'une caméra infrarouge et je vérifie que la transmission résonante reste forte, même pour les filtres situés en bord de mosaïque.

Enfin, je présente un exemple de caméra avec une architecture simple permettant, grâce à la mosaïque de filtres nanostructurés, d'obtenir un filtrage multi-spectral dans le moyen infrarouge.

Le filtrage spectral dans l'infrarouge : vers des filtres de la taille du pixel de détection

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	L'imagerie et le spectre infrarouge	6
1.2.1	Le rayonnement infrarouge	6
1.2.2	L'imagerie multi-spectrale dans l'infrarouge	9
	La détection infrarouge	9
	Les caméras multi-spectrales	10
1.3	Filtrage à l'échelle du pixel de détection	12
1.3.1	Mosaïques de filtres dans le visible	12
1.3.2	Pixels colorés	13
1.3.3	Filtres interférentiels	15
1.3.4	Nanostructures	18
	Modification de l'indice optique d'une cavité Fabry-Perot	18
	Résonances plasmoniques	19
	Résonance dipolaire	21
	Résonance de mode guidé	22
1.4	Conclusion	24

1.1 Introduction

Une des solutions retenues à l'ONERA pour la fabrication de caméras multi-spectrales est l'utilisation d'une architecture multi-voies [3]. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes concentrés sur une autre méthode permettant d'obtenir des images colorées dans l'infrarouge en temps réel : la colorisation des pixels de détection, à la manière d'une mosaïque de Bayer dans le domaine visible. Les techniques de filtrage à l'échelle du pixel dans le visible n'étant pas adaptées au domaine infrarouge, nous avons choisi dans cette thèse de faire appel aux nanotechnologies pour obtenir un filtrage spectral sur de petites surfaces.

Dans ce chapitre, je présente le contexte général de mon travail sur le filtrage spectral dans l'infrarouge. Plus particulièrement je dresse un inventaire du filtrage spectral dans le moyen infrarouge et présente les diverses applications possibles pour ces techniques, notamment en terme d'imagerie.

Tout d'abord j'introduirai les notions de rayonnement infrarouge et les méthodes de détection utilisées. Je rentrerai plus en détails sur les techniques d'imagerie infrarouge, et plus spécialement l'imagerie multi-spectrale. Nous verrons les différentes solutions existantes et je m'intéresserai plus particulièrement à la colorisation de la matrice plan focal au niveau des pixels de détection. Je discuterai ensuite des différentes techniques à notre disposition pour filtrer la lumière à l'échelle du pixel de détection. Dans le domaine infrarouge, ces techniques ne sont pas aussi développées que dans les domaine visible, c'est pourquoi notre intérêt se portera sur des nanostructures.

1.2 L'imagerie et le spectre infrarouge

Dans cette partie, nous aborderons le rayonnement infrarouge et les moyens de détections utilisés, permettant de mesurer des températures ou d'identifier des objets ou des espèces chimiques à distance. Nous discuterons ensuite de l'imagerie spectrale dans l'infrarouge et des avantages accordés par la mesure instantanée du spectre de toute une scène.

1.2.1 Le rayonnement infrarouge

Le rayonnement infrarouge correspond à un large domaine du spectre électromagnétique compris entre le domaine visible, perceptible par l'œil humain, et le terahertz, domaine dans lequel les propriétés optiques des matériaux sont différentes. Comme montré en figure 1.1, le domaine infrarouge débute à 780 nm de longueur d'onde et termine autour des 100 μm .

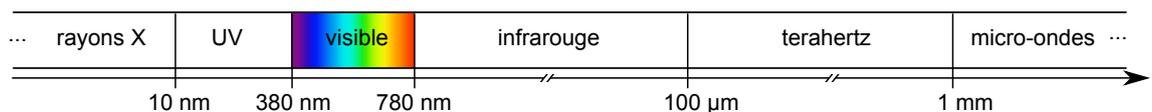


FIGURE 1.1 – Position du domaine infrarouge dans le spectre électromagnétique en fonction de la longueur d'onde.

Le rayonnement infrarouge est d'origine thermique. La matière émet et absorbe en permanence de la lumière sous l'effet de la température et selon les propriétés des matériaux. Dans le cas d'un objet idéal, appelé *corps noir* et défini comme un absorbeur parfait pour tout rayonnement incident, l'émission thermique est régie par la *loi de Planck*. Cette loi définit la luminance spectrique énergétique $\left[\frac{dL_e}{d\lambda}\right]$ émise par un corps noir en fonction de sa température T :

$$\left[\frac{dL_e}{d\lambda}\right](\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (1.1)$$

avec λ la longueur d'onde, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et k_B la constante de Boltzmann.

Ainsi, un corps noir à la température T passe par un maximum d'émission donné par la loi du déplacement de Wien :

$$\lambda_{max}(T) = \frac{2898}{T} \quad (1.2)$$

avec λ_{max} en μm et T en K.

La figure 1.2 montre la luminance spectrique énergétique de différents corps noirs. Le domaine infrarouge est particulièrement intéressant car le rayonnement électromagnétique est maximum autour de $10 \mu\text{m}$ de longueur d'onde à température ambiante (environ 300 K). Ainsi on peut détecter la lumière émise directement par les objets observés dans l'infrarouge, sans avoir recours à une source de lumière externe (soleil, lampe...). On remarque aussi que le soleil (environ 6000 K) possède une luminance maximum dans le domaine visible, et qu'un objet froid (autour de 100 K) possède un maximum d'émission dans l'infrarouge lointain.

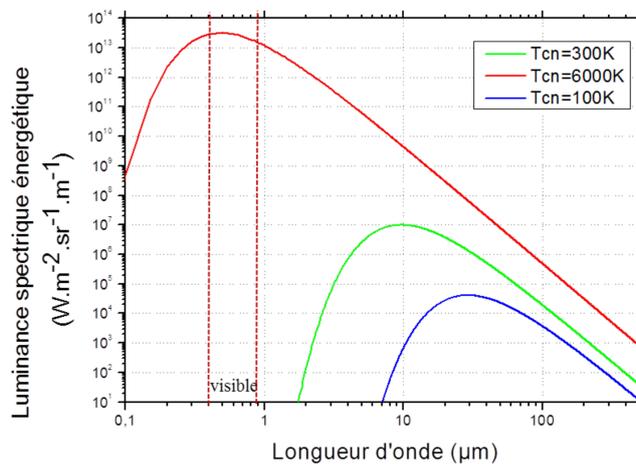


FIGURE 1.2 – Luminance énergétique spectrique en fonction de la longueur d'onde pour des corps noirs à 6000 K (soleil), 300 K (température ambiante) et 100 K (objet froid).

Les objets aux températures fréquemment trouvées sur Terre émettent donc spontanément de la lumière dans tout le domaine infrarouge. Toutefois, la télédétection du rayonnement infrarouge ne peut s'effectuer qu'à l'intérieur de bandes restreintes de longueurs d'onde.

En effet, contrairement au domaine visible, l'atmosphère terrestre n'est pas transparente dans tout le domaine infrarouge. L'absorption par les molécules constituant l'atmosphère (notamment O_2 , CO_2 , H_2O) ainsi que la diffusion par ces mêmes molécules ou par des aérosols délimitent les bandes de transparence de l'atmosphère dans lesquelles la détection est effectuée. On distingue en figure 1.3 trois bandes de transmission :

- Bande I : *Short-Wave Infrared (SWIR)* , entre 1,4 μm et 3 μm .
- Bande II : moyen infrarouge ou *Mid-Wave Infrared (MWIR)* , entre 3 μm et 5 μm .
- Bande III : infrarouge lointain ou *Long-Wave Infrared (LWIR)* , entre 8 μm et 12 μm .

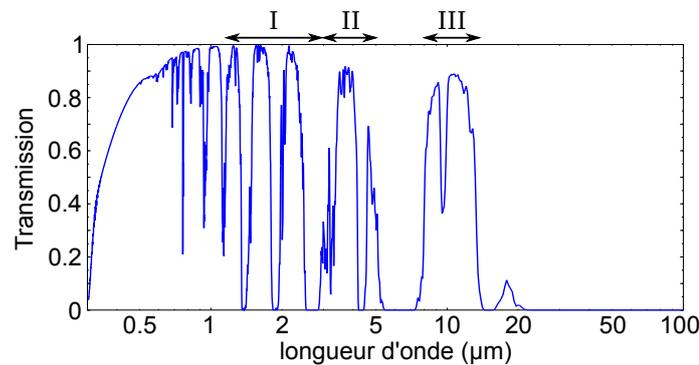


FIGURE 1.3 – Modèle du spectre en transmission de l'atmosphère pour un satellite visant la surface de la terre et bandes de transmission associées. (source : University of Colorado)

Dans cette thèse, nous nous concentrons sur la réalisation de filtres dans le moyen infrarouge, bien que la technique utilisée soit compatible avec les autres bandes de détection. La deuxième bande de transmission de l'atmosphère comporte de nombreuses raies d'absorption caractéristiques de différentes molécules, par exemple parmi les espèces les plus courantes [4, 5] :

- Ozone O_3 ($\nu_{O_3} = 2121 \text{ cm}^{-1}$)
- Oxydes de carbone CO_X ($\nu_{CO_2} = 2361 \text{ cm}^{-1}$)
- Oxydes d'azote NO_X ($\nu_{NO_2} = 2891 \text{ cm}^{-1}$)
- Oxydes de soufre SO_X ($\nu_{SO_2} = 2510 \text{ cm}^{-1}$)
- Méthane CH_4 ($\nu_{CH_4} = 3057 \text{ cm}^{-1}$)
- Ammoniac NH_3 ($\nu_{NH_3} = 3336 \text{ cm}^{-1}$)

En conséquence, l'utilisation d'une caméra infrarouge peut permettre de repérer et d'identifier à distance des gaz polluants (comme les oxydes de soufre) ou même toxiques (comme l'ammoniac). Elle peut aussi permettre d'identifier des objets solides, par exemple des espèces végétales [6], ou de repérer des véhicules ou une route [7, 8] d'après leur signature spectrale.

Puisque la détection du rayonnement infrarouge ne nécessite pas de source de lumière externe, elle est aussi particulièrement adaptée pour l'observation de scènes du nuit. Elle est par exemple utilisée dans la surveillance pour assurer la sécurité de lieux ou dans la défense pour les opérations nocturnes. Les caméras infrarouges s'avèrent aussi être adéquates pour la mesure de températures à distance. Elles sont notamment utilisées pour le contrôle qualité dans l'industrie ou bien pour la détection de fuites thermiques.

1.2.2 L'imagerie multi-spectrale dans l'infrarouge

La détection infrarouge

La détection infrarouge peut être effectuée à l'aide de deux catégories de détecteurs différents : les détecteurs quantiques et les détecteurs thermiques.

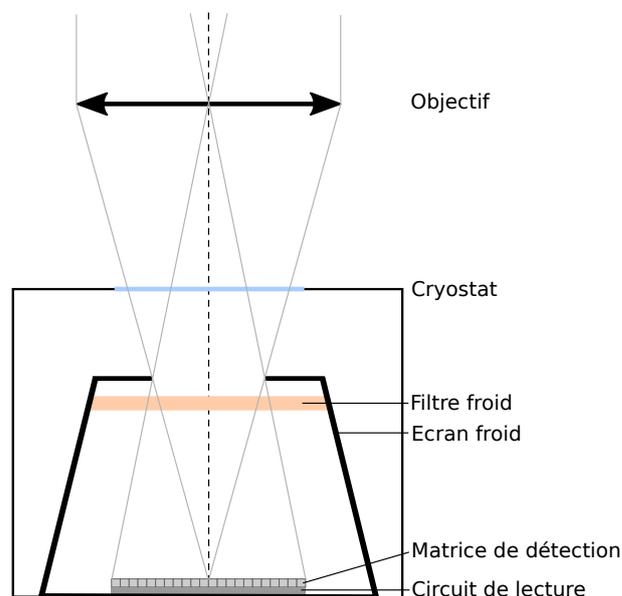


FIGURE 1.4 – Vue en coupe d'une caméra infrarouge refroidie.

Les détecteurs quantiques absorbent les photons infrarouges par une transition électronique à l'aide de matériaux semi-conducteurs. Selon les filières, les transitions électroniques peuvent être inter-bandes, comme dans le cas de la photodiode, ou inter-sous-bandes, par exemple avec des multi-puits quantiques. Ces détecteurs nécessitent toutefois d'être refroidis, en général à une température proche de celle de l'azote liquide (proche de 80 K), en raison de leur fort courant d'obscurité. Au contraire, les détecteurs thermiques fonctionnent à température ambiante, l'échauffement du matériau dû au rayonnement infrarouge faisant varier une grandeur physique. Les bolomètres constituent les détecteurs thermiques les plus courants. Dans un bolomètre, les photons incidents sont absorbés dans une membrane suspendue ce qui provoque un échauffement et une modification de la résistivité du matériau. Ce type de détecteur est moins performant que les détecteurs refroidis en raison de temps d'acquisition plus lent, d'une plus faible sensibilité et d'une susceptibilité à l'éblouissement. Ils sont toutefois largement utilisés car moins coûteux, et plus autonomes car non refroidis.

Une caméra infrarouge est constituée d'un détecteur tel que décrit précédemment associé à un système optique de focalisation et une électronique de traitement. Dans le cas d'un détecteur quantique s'ajoute un cryostat. Un schéma basique d'une caméra infrarouge refroidie est représenté en figure 1.4.

Nous avons vu que le rayonnement infrarouge est d'origine thermique, mais la plupart des surfaces réelles ne se comportent pas comme un corps noir. La luminance spectrique d'un objet réel ne dépend pas uniquement de sa température mais aussi de son émissivité ϵ . L'observation d'une scène infrarouge à travers une caméra classique ne permet donc pas de différencier variation d'émissivité et variation de température d'un matériau à l'autre. De plus, l'émissivité représente la capacité du matériau à émettre de la lumière. Elle varie avec la longueur d'onde et la direction d'observation. Chaque molécule, chaque matériau absorbe et émet des quantités de rayonnement infrarouge variant suivant la longueur d'onde d'observation.

Dans le cadre de la détection de gaz, diverses techniques de spectroscopie infrarouge permettent d'identifier les raies d'absorption caractéristiques des molécules les constituant. D'une manière générale, la signature spectrale d'un objet permet d'obtenir des informations sur sa nature. Ainsi en mesurant le spectre en émission d'un objet réel sur une large gamme de longueurs d'onde, on peut l'identifier.

Les caméras multi-spectrales

On peut découper grossièrement l'évolution des détecteurs infrarouges en trois générations. La première correspond aux détecteurs mono-élément et aux barrettes. La seconde correspond aux matrices de détecteurs. La troisième génération regroupe les matrices de grand format et l'intégration de fonctions optiques au sein du détecteur. Dans le cadre de cette troisième génération, de nombreuses équipes cherchent à obtenir de nouvelles fonctionnalités comme la détection simultanée de plusieurs bandes spectrales dans l'infrarouge [9].

Dans certains cas, il peut être intéressant d'obtenir à la fois l'image d'une scène et l'information spectrale en chacun de ses points afin d'identifier plus facilement les différents objets la composant. Les instruments utilisés pour ces mesures sont appelés *spectro-imageurs*. Dans l'infrarouge, le besoin de limiter les filtres à trois couleurs par similarité avec l'œil humain n'existe plus. Les caméras peuvent détecter un très grand nombre de "couleurs" différentes. Lorsque la résolution spectrale en chaque point de l'image est importante, i.e. un grand nombre de bandes spectrales sont considérées (de l'ordre de la centaine), on parle d'*imagerie hyper-spectrale*. Pour un nombre de bandes spectrales plus faible (de l'ordre de la dizaine ou moins), on parle d'*imagerie multi-spectrale*. Nous nous concentrons dans cette thèse sur les méthodes multi-spectrales permettant de séparer un petit nombre de bandes infrarouges au sein d'un imageur. L'information spectrale sur toute la scène peut être obtenue grâce à différentes techniques. Des systèmes à balayage sont souvent utilisés. Par exemple, on peut balayer spatialement un spectromètre permettant d'obtenir l'image en un point ou le long d'une ligne. C'est par exemple le cas du spectro-imageur MICROPOC développé à

l'ONERA [10]. Il est aussi possible d'utiliser un balayage spectral en associant un imageur large bande à un filtre accordable en longueur d'onde, par exemple avec une roue à filtres [11]. Ces techniques à balayage permettent d'obtenir de bonnes résolutions spectrales et spatiales, au prix d'un long temps d'acquisition. Lorsqu'on cherche à observer une scène en mouvement, ces techniques ne sont pas satisfaisantes. Il convient alors d'utiliser une technique d'imagerie spectrale instantanée, avec des résolutions spectrales et spatiales un peu plus faibles.

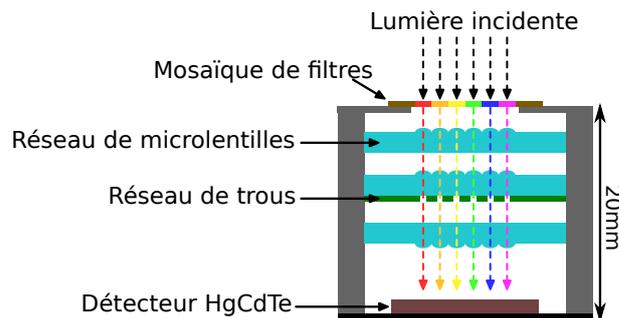


FIGURE 1.5 – Schéma du spectro-imageur multi-voies infrarouge MULTICAM développé à l'ONERA.

Les imageurs multi-spectraux à prise de vue instantanée peuvent être divisés en deux catégories : les imageurs utilisant une architecture multi-voies et les imageurs utilisant des pixels colorés. Les imageurs multi-voies séparent le front d'onde en plusieurs voies colorées indépendantes à l'aide de prismes [12, 13] ou de micro-lentilles [14, 15, 16, 17]. On obtient ainsi sur le détecteur plan focal plusieurs imagerie de différentes couleurs. L'imageur MULTICAM, développé à l'ONERA et schématisé en figure 1.5, permet grâce à une mosaïque de filtres placés devant un empilement de trois matrices de micro-lentilles d'obtenir une image multi-spectrale en temps réel dans le moyen infrarouge [3, 18, 19]. Toutefois, la division en plusieurs voies pose des problèmes de parallaxe, chaque voie ne recevant pas exactement le même faisceau incident.

Les imageurs à pixels colorés, de façon semblable aux caméras couleurs du domaine visible, utilisent des matrices de pixels de détection sensibles à différentes gammes restreintes de longueur d'onde [9]. Cette technique permet d'obtenir une image multi-spectrale en temps réel, sans problème de parallaxe, tout en conservant une architecture optique standard, comme représenté en figure 1.6. Cette approche est moins répandue car elle nécessite d'être en capacité de filtrer le rayonnement infrarouge à l'échelle du pixel de détection. Ceci peut être effectué directement à l'intérieur du pixel ou bien à l'aide d'une mosaïque de filtres de petite taille. C'est pourquoi je m'attacherai dans la suite de ce chapitre à relever les avantages et les inconvénients des différentes techniques de colorisation de pixel infrarouge existant dans l'état de l'art. Je montrerai ensuite que les filtres à résonance de mode guidé peuvent, de façon inattendue, permettre d'obtenir une colorisation du détecteur plan focal à l'échelle du pixel.

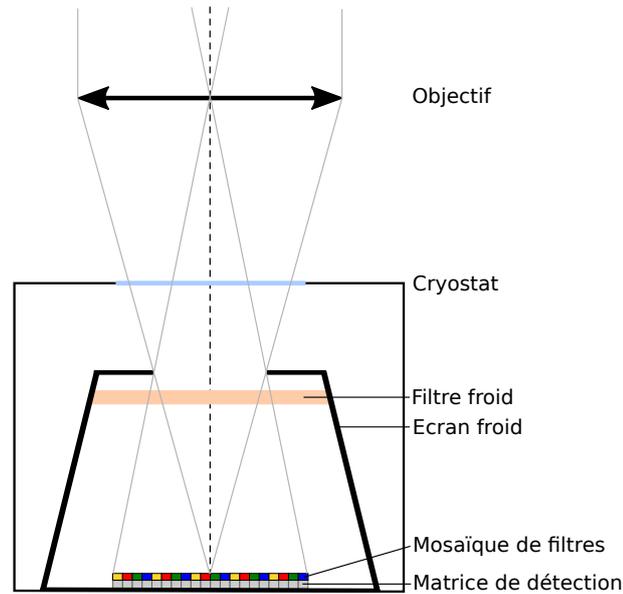


FIGURE 1.6 – Schéma d'une caméra multi-spectrale temps-réel avec une mosaïque de filtres de la taille des pixels de détection.

1.3 Filtrage à l'échelle du pixel de détection

Cette section dresse un inventaire des différents types de filtres pouvant être utilisés à l'échelle d'un pixel de détection, ou tout du moins sur de faibles dimensions. Nous aborderons rapidement les filtres du domaine visible puis nous nous concentrerons sur les filtres spectraux dans l'infrarouge. Nous présenterons les avantages et les défauts de chacune des techniques abordées et nous justifierons pourquoi nous avons choisi de nous focaliser sur résonance de mode guidée dans nos recherches.

1.3.1 Mosaïques de filtres dans le visible

Dans le domaine visible, les filtres sont organisés en *color filter arrays*, ou *mosaïques de filtres colorés*. Ces mosaïques sont constituées de petits filtres de la taille des pixels de détection (autour de $5\ \mu\text{m}$ de côté) placés directement sur la matrice de détection. Chaque pixel est alors colorisé par un filtre individuel. Il existe différents types de mosaïques. La plus utilisée est la mosaïque de Bayer [1], telle que représentée en figure 1.7. Elle consiste en un motif périodique occupant 2×2 pixels constitué d'un filtre bleu, un filtre rouge et deux filtres verts. Ces couleurs correspondent aux domaines naturels de sensibilité de l'œil humain. Des variations de cette mosaïque sont possibles : la matrice RGBW (pour Red-Green-Blue-White) remplace un des filtres verts par une zone transparente afin d'augmenter la sensibilité de la caméra aux basses luminosités [20, 21]. Il existe aussi des mosaïques avec un motif de base de 4×4 pixels ou bien utilisant d'autres couleurs (par exemple cyan-jaune-magenta) [22].

On distingue différentes techniques pour filtrer la couleur dans le domaine visible : les

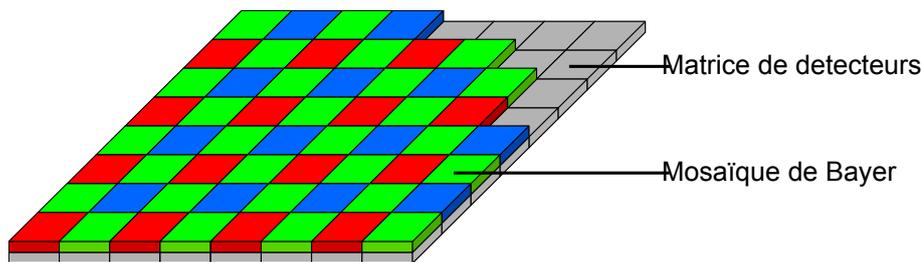


FIGURE 1.7 – Schéma d'une mosaïque de Bayer pour le filtrage rouge-vert-bleu dans le domaine visible.

filtres absorbants sont les plus communs mais récemment des travaux ont montré la pertinence des filtres interférentiels.

Les filtres absorbants sont constitués d'une couche de résine teintée avec des colorants. Il existe différentes techniques de fabrication pour des mosaïques de filtres à colorants. Historiquement, on collait sur le détecteur un substrat de verre sur lequel étaient déposés les motifs colorés [23]. On préfère maintenant intégrer la fabrication des filtres à celle de la matrice de détecteurs à l'aide de procédés de photolithographie compatibles avec les technologies CMOS. Plusieurs procédés peuvent être utilisés [22, 24, 25]. On peut par exemple déposer un polymère teinté sur tout le détecteur plan focal puis le graver par gravure ionique réactive (RIE) à travers une photorésine servant de masque à l'échelle des pixels [26]. On peut aussi déposer une couche transparente dans laquelle on vient transférer un colorant à travers une photorésine servant de masque à l'échelle des pixels. Dans les deux cas, on retire ensuite le masque et on recommence le procédé pour une autre couleur. Un exemple de procédé de fabrication par transfert de colorant est représenté en figure 1.8. Le colorant peut être transféré dans la couche de polymère par évaporation ou par absorption d'une solution de colorants. Selon les matériaux et les couleurs utilisées des recuits peuvent être nécessaires.

Les filtres dichroïques ou interférentiels proposent une approche différente. Plutôt que d'absorber la lumière filtrée, ils la réfléchissent par interférence. Ainsi, les filtres interférentiels permettent de limiter les pertes en transmission et augmentent la sensibilité de la caméra [27]. Nous étudierons par la suite une utilisation des filtres interférentiels pour le filtrage spectral dans l'infrarouge.

1.3.2 Pixels colorés

Dans le domaine infrarouge, les filtres à colorants déposés sur le pixel de détection ne fonctionnent pas aussi bien. Il existe d'autres méthodes pour filtrer la lumière à l'échelle du pixel de détection dans ce domaine. La première technique, que nous détaillons dans cette partie, consiste à utiliser un détecteur qui n'est sensible qu'à une gamme limitée de longueurs d'onde. La deuxième consiste à placer un filtre de petite taille devant le pixel.

Si les détecteurs non refroidis dans l'infrarouge tels que les micro-bolomètres possèdent

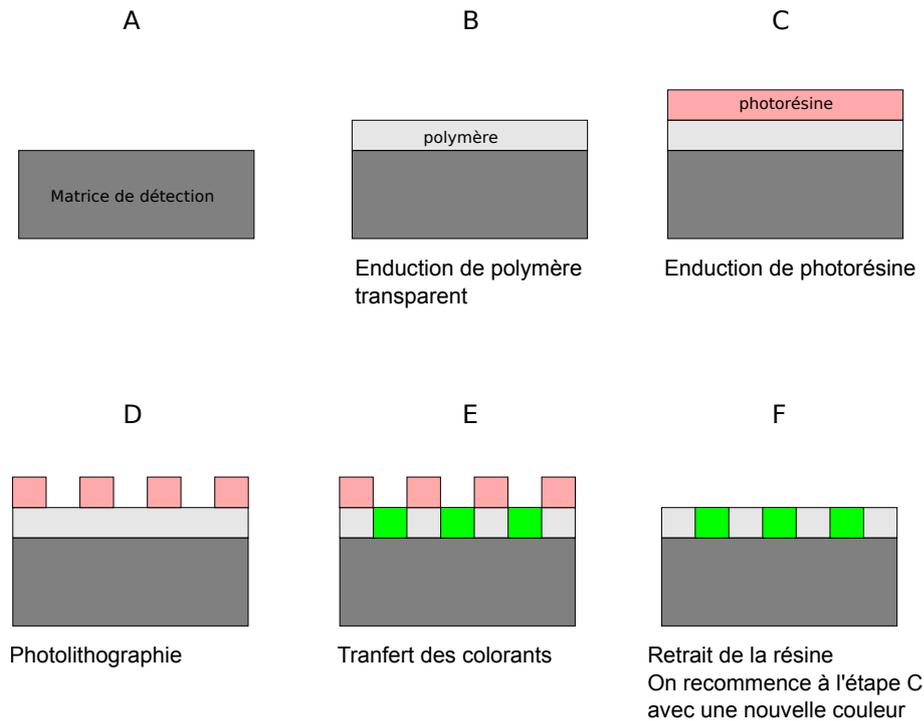


FIGURE 1.8 – Procédé de fabrication d'un filtre coloré de Bayer pour une caméra visible.

une très large bande passante, il existe au contraire des détecteurs quantiques dont l'efficacité quantique est piquée spectralement dans une bande de détection restreinte. C'est par exemple le cas des détecteurs à multi-puits quantiques (quantum-well infrared detector, QWIP) [28].

Ces détecteurs mettent en jeu des mécanismes d'absorption des photons incident par une transition électronique à l'intérieur d'un puits quantique. Parce que dans les puits quantiques, le nombre de niveaux énergétiques existants est limité, seuls les photons qui possèdent une énergie bien précise seront absorbés. Ce sont les photons de longueur d'onde $\lambda = \frac{h \cdot c}{E_{transition}}$, avec h la constante de Planck, c la célérité, et $E_{transition}$ la différence d'énergie entre le niveau fondamental du puits et le niveau excité.

Si ces pixels ne détectent qu'une longueur d'onde spécifique, leur processus de fabrication limite leur utilité pour le filtrage multispectral. En effet, s'il est facile de réaliser une matrice de détecteur de grande taille avec une unique longueur d'onde de détection, juxtaposer plusieurs couleurs au sein d'une même matrice est plus difficile. C'est pourquoi les travaux disponibles dans la littérature se concentrent essentiellement autour de détecteurs à deux couleurs.

Plusieurs matrices de détection bi-couleurs ont été réalisées à partir de QWIP [29]. Schneider propose de superposer deux QWIP, relativement large bande, au sein d'un même pixel pour détecter le moyen infrarouge ainsi que le début de l'infrarouge lointain [30]. Gunapala utilise lui aussi deux QWIP superposés dans chaque pixel mais court-circuite une des deux zones de détection un pixel sur deux, comme on peut le voir en figure 1.9.a. Il obtient ainsi une matrice détectant deux bandes dans le moyen infrarouge [31]. L'efficacité quantique de ces structures n'est toutefois pas excellente et elles nécessitent des temps de

pose assez longs, ce qui les rend inutilisables pour l'observation de scènes avec du mouvement.

Des solutions similaires ont été proposées en utilisant la filière super-réseau. Les super-réseaux bi-spectraux manquent cependant encore de maturité et peu de détecteurs matriciels fonctionnent [32].

Il est aussi possible d'utiliser des photodiodes en tellure de mercure-cadmium (HgCdTe), qui présentent un rendement quantique plus élevé, pour réaliser de la détection à deux couleurs. Les structures utilisées sont semblables, avec l'empilement de deux photodiodes au sein du pixel. L'entreprise Raytheon travaille à une matrice de détecteurs utilisant des jonctions NPN, dont un pixel est schématisé en figure 1.9.b, au lieu de la jonction PN classique de la photodiode [33]. En utilisant une tension de polarisation négative, ils obtiennent un pixel détectant une bande de longueur d'onde différente de la bande obtenue avec une tension positive. Ce type de détecteur ne peut toutefois pas effectuer simultanément une prise de vue dans chacune des bandes de détection. Une autre structure, basée sur l'empilement de deux jonctions PN séparées par une barrière de potentiel a aussi été proposée [34]. La filière HgCdTe bi-spectrale, bien qu'elle offre de fortes efficacités quantiques, nécessite de coûteuses croissances épitaxiales et présente un taux de pixels défectueux important. Le coût des détecteur bi-spectraux est en conséquence très élevé.

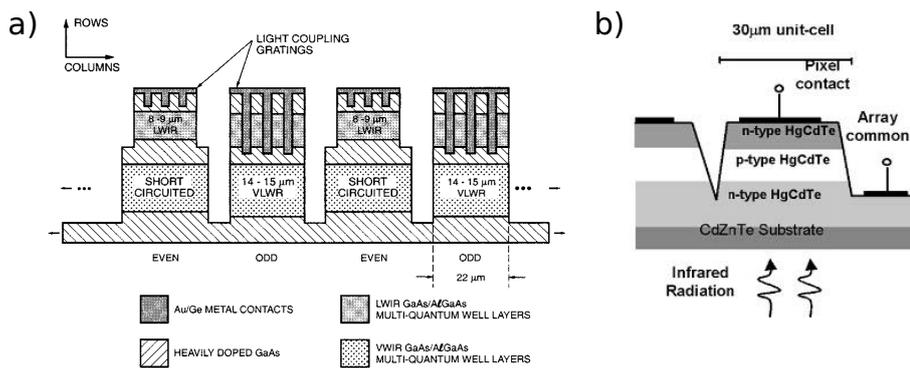


FIGURE 1.9 – a) Schéma d'une matrice de pixels pour la détection deux couleurs grâce à des QWIPs. Extrait de [35]. b) Schéma d'un pixel de détection bicolore utilisant une jonction NPN pouvant être polarisée normalement ou en inverse. Extrait de [33].

Puisqu'il est difficile d'obtenir des détecteurs intrinsèquement colorés, nous nous intéressons aux filtres de petite taille pour l'infrarouge. Contrairement au domaine visible, il n'existe pas de colorants ou de teintures permettant de filtrer efficacement dans le moyen infrarouge sur de petites surfaces. Les techniques retenues sont donc plus complexes que les solutions du domaine visible. On distingue deux grandes familles de filtres : les filtres interférentiels et les filtres nanostructurés.

1.3.3 Filtres interférentiels

Les *filtres interférentiels* ou *filtres dichroïques* sont constitués d'une ou plusieurs couches diélectriques. Ils permettent d'obtenir une réflexion ou une transmission très fine spectralement aussi bien que large bande, selon le nombre de couches mises en jeu et les matériaux

choisis. Les roues à filtres utilisées en amont des détecteurs infrarouge sont en général constituées de filtres interférentiels car ces filtres offrent une bande passante largement accordable et une très bonne réjection. Il est donc normal que plusieurs équipes tentent d'adapter cette technique de filtrage sur de petites surfaces afin de colorer des pixels de détection infrarouge [36, 37].

On distingue parmi les filtres interférentiels les miroirs de Bragg et les interféromètres de Fabry-Pérot. Un miroir de Bragg, schématisé en figure 1.10.a, consiste en un empilement de couches diélectriques d'indices optiques et d'épaisseurs différents. Par un phénomène d'interférences constructives des ondes réfléchies à chaque interface entre deux diélectriques, il est possible d'obtenir des coefficients de réflexion et de transmission proches de 100 % sur une bande de longueurs d'onde accordable. Un interféromètre de Fabry-Perot, schématisé en figure 1.10.b, est constitué de deux miroirs de grande réflectivité séparés par un milieu diélectrique. Il forme une cavité optique qui permet d'obtenir une transmission résonante par effet d'interférence. Le Fabry-Perot permet lui aussi d'obtenir des transmissions proches de 100 % et un bon taux de réjection. La longueur d'onde et la largeur de la transmission résonante est accordable en modifiant la longueur optique de la cavité et la réflectivité des miroirs. Les miroirs des Fabry-Perot dans l'infrarouge peuvent être constitués de très fines couches métalliques (de l'ordre de la dizaine de nanomètres) ou bien de miroirs de Bragg. Selon l'application visée, on choisira les miroirs de Bragg pour leurs larges bandes de filtrage ou bien les Fabry-Perot qui offrent des résonances très fines et de très bons facteurs de qualité [38, 39].

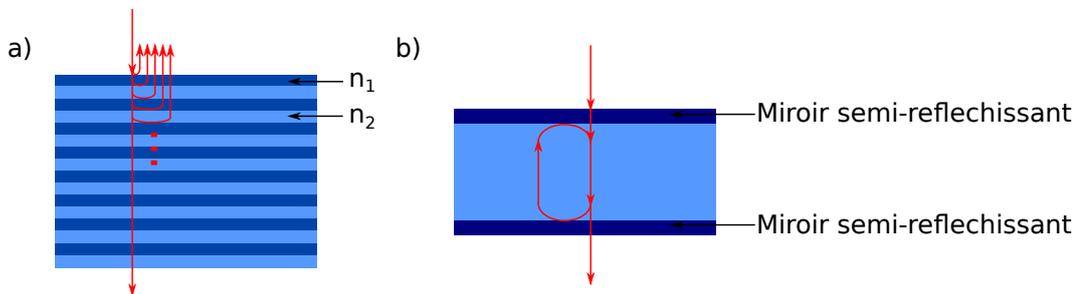


FIGURE 1.10 – a) Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de deux diélectriques d'indices n_1 et n_2 . Un rayon incident est représenté en rouge. Il est réfléchi par interférence constructive entre les différentes réflexions de Fresnel. b) Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot. Les deux miroirs forment une cavité résonante qui ne transmet la lumière que pour quelques longueurs d'ondes précises.

Afin d'obtenir un filtrage spectral à l'échelle du pixel, de nombreuses équipes travaillent à la fabrication de filtres interférentiels sur de petites surfaces. C'est par exemple le cas de l'entreprise REOSC qui développe des miroirs de Bragg sur des surfaces aussi faibles que $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ [40, 41]. Une image de ces structures est donnée en figure 1.11.b. Les chercheurs de l'institut Fresnel et du CNES travaillent eux aussi sur des filtres pixelisés de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$, représentés en figure 1.11.a, cette fois-ci pour le domaine visible et à l'aide de Fabry-Pérot [42, 43]. Les miroirs utilisés pour ces Fabry-Pérot sont des empilements de Bragg. D'autres Fabry-Pérot sont étudiés à l'IMEC, pour le visible sur de très petites surfaces : $5,5 \times 5,5 \mu\text{m}^2$. Ces Fabry-Pérot utilisent eux aussi des miroirs de Bragg et permettent d'obtenir des ré-

sonances très fines [44, 45, 46, 47]. Il existe aussi des Fabry-Perot de la taille des pixels de détection utilisant des miroirs métalliques [48]. J'aborderai de nouvelles structures utilisant des Fabry-Perot plus en détails dans la partie suivante car celles-ci mettent en jeu des structurations nanométriques au sein de la cavité.

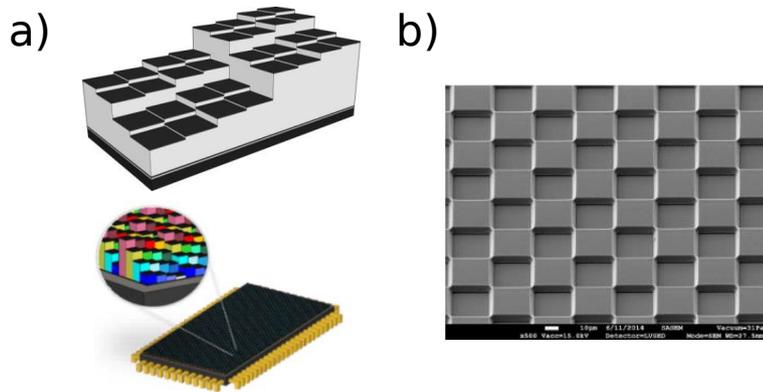


FIGURE 1.11 – a) Schéma des filtres de Fabry-Perot développés à l'IMEC. Extrait de [46]. b) Photographie au microscope électronique à balayage d'une mosaïque deux couleurs de filtres de Bragg fabriqués par REOSC . Extrait de [41].

Les filtres interférentiels sont très performants du point de vue théorique : transmission proche de 100 %, bonne réjection et possibilité de réaliser des filtres sur de faibles surfaces. Ils souffrent toutefois de plusieurs inconvénients liés aux empilements épais de nombreuses couches diélectriques. En effet, l'épaisseur du filtre est fonction de la longueur d'onde de filtrage, aussi bien pour les miroirs de Bragg que pour les Fabry-Perots. En conséquence, il est difficile de fabriquer une structure capable de filtrer un nombre important de bandes spectrales sur une même matrice de détection. De plus, ces structures formant des marches d'escalier entre deux filtres, elles présentent souvent des problèmes de raideur de flanc, comme on peut le voir en figure 1.11.b. Une raideur de flanc imparfaite réduit la surface effective de filtrage (70 % de surface effective dans le cadre des miroirs de Bragg) et provoque des effets de diffraction parasites. Il devient alors compliqué de réduire encore plus les dimensions latérales du filtre car la surface effective devient trop faible. Pour obtenir une bande passante convenable, ainsi qu'une bonne transmission et une bonne tolérance angulaire, il faut un nombre important de couches dans les miroirs de Bragg. Le dépôt de nombreuses couches diélectriques multiplie les étapes dans le processus de fabrication et donc le coût des filtres. Par ailleurs, les cycles thermiques dans les caméras infrarouge refroidies imposent des contraintes supplémentaires sur les matériaux et les empilements disponibles pour la fabrication de filtres interférentiels. En effet, si les coefficients de dilatation des différentes couches varient trop fortement, les cycles de froid au sein du cryostat d'un détecteur quantique pourraient imposer des contraintes mécaniques aux filtres dont la durée de vie serait alors diminuée.

Ces inconvénients technologiques limitent l'utilité des filtres interférentiels dans l'infrarouge malgré leurs bonnes performances. L'essor des nanotechnologies offre toutefois de nouvelles solutions pour réaliser des filtres spectraux à l'échelle du pixel de détection infrarouge.

1.3.4 Nanostructures

Les techniques de lithographie permettent de créer des composants très variés, dotés de structurations nanométriques. Grâce à ces structures plus petites que la longueur d'onde, on peut manipuler la lumière et obtenir de nouveaux types de filtres spectraux de petite taille. Toutes ces solutions mettent en jeu des structurations des filtres à des échelles inférieures à la longueur d'onde. On liste plusieurs phénomènes physiques distincts permettant d'obtenir le filtrage désiré : modification de l'indice de cavité d'un Fabry-Perot, résonance de plasmons, résonance dipolaire et résonance de mode guidé.

Modification de l'indice optique d'une cavité Fabry-Perot

Une première application de ces structures sub-longueur d'onde est la modification des propriétés optiques des filtres de Fabry-Perot. La longueur d'onde de résonance d'un Fabry-Perot est contrôlée par l'épaisseur optique de la cavité. Pour modifier cette longueur d'onde, il est possible de modifier l'épaisseur de la cavité et donc d'obtenir des structures en escalier. L'autre solution consiste à modifier l'indice optique de cette cavité. En alternant avec une période sub-longueur d'onde deux diélectriques d'indices optiques différents, n_1 et n_2 comme représenté en figure 1.12, à l'intérieur d'une cavité Fabry-Perot, il est possible d'obtenir un indice effectif n_e compris entre les indices des deux diélectriques choisis. De plus, en modifiant le taux de remplissage f des deux diélectriques, il est possible d'ajuster l'indice effectif de la cavité. L'indice effectif s'écrit [49] :

$$n_e^2 = f n_1^2 + (1 - f) n_2^2 \text{ en polarisation transverse magnétique}$$

$$\frac{1}{n_e^2} = f \frac{1}{n_1^2} + (1 - f) \frac{1}{n_2^2} \text{ en polarisation transverse électrique}$$

avec $f = \frac{l_1}{d} = 1 - \frac{l_2}{d}$. Ainsi, il est possible de modifier la longueur d'onde de transmission du Fabry-Perot de plusieurs centaines de nanomètres sans modifier son épaisseur, ce qui permet de se défaire dans une certaine limite des contraintes liées aux structures en escalier.

Dans la littérature, Lerosé utilise des Fabry-Perot avec des miroirs formés d'empilement de Bragg pour le domaine visible [50]. En ajustant le taux de remplissage du diélectrique d'indice faible vis-à-vis du diélectrique d'indice élevé, il est possible de contrôler la longueur optique de la cavité. Ceci permet d'intégrer la fabrication des Fabry-Perot de petite taille au processus de fabrication standard CMOS et de réaliser une détection hyper-spectrale. Les transmissions maximales obtenues à la résonance ne sont toutefois pas très élevées (moins de 50 %), ce qui limite l'intérêt de cette technique pour les applications faible flux. Un autre exemple de l'utilisation d'un indice effectif à l'intérieur de Fabry-Perot a été proposé par Frey [51]. Le Fabry-Perot utilise ici de fins miroirs métalliques et deux diélectriques d'indices différents dans la cavité. En ajustant progressivement le taux de remplissage des deux diélectriques, il est possible d'ajuster continûment l'indice effectif de la cavité. D'une part, Frey utilise cette technique pour réaliser du filtrage multispectral. D'autre part, il l'utilise pour compenser le blue-shift dû à l'inclinaison du faisceau incident, plus forte en bord de matrice de détection qu'au centre. Ainsi, il est possible de contrôler plus précisément la longueur d'onde de filtrage sur des matrices grand format.

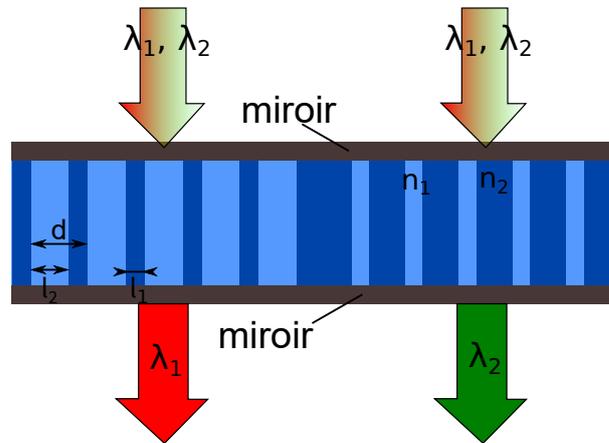


FIGURE 1.12 – Schéma de deux filtres de Fabry-Perot d'épaisseur et de miroirs communs avec des longueurs d'onde de transmission différentes grâce à des indices effectifs de cavité différents.

Résonances plasmoniques

En 1998, Ebbesen découvre qu'un film métallique percé périodiquement de trous sub-longueur d'onde possède une transmission bien supérieure à la somme des transmissions à travers chaque trou pris individuellement [52]. Il observe d'étroits pics de transmission à des longueurs d'onde inattendues et suppose que ce phénomène est dû à la présence de plasmons de surface. L'année suivante, Porto étudie des réseaux métalliques unidimensionnels et met en évidence la présence de plasmons de surface horizontaux et de résonances de type Fabry-Perot à l'intérieur des fentes du réseau métallique [53]. Il observe des transmissions proches de l'unité dont la position est essentiellement gouvernée par la période du réseau et les matériaux utilisés.

Par la suite, de nombreuses études ont été conduites sur les réseaux de trous sub-longueur d'onde dans des couches métalliques [54, 55, 56, 57]. Les propriétés spectrales de ces structures, passe-bande en transmission, correspondent bien au besoin en filtrage pour l'infrarouge. La dispersion angulaire de la résonance est assez faible pour des réseaux métalliques suffisamment épais [53]. A ces propriétés optiques s'ajoute un avantage technologique : la structure est formée d'une unique couche percée de trous périodiques. Ainsi, elle peut être fabriquée avec un processus technologique simple. La structure à résonance plasmonique est toutefois bien plus performante en l'absence de substrat, car en présence d'un substrat l'énergie des plasmons de surface se propageant sous le réseau métallique ne correspond pas à celle des plasmons se propageant sur la face supérieure du réseau, ce qui conduit à un couplage moindre et donc à une baisse de la transmission [53]. En contrepartie, la structure suspendue dans l'air, plus performante, est plus fragile mécaniquement. Des réalisations expérimentales de structures à résonance plasmonique, utilisant des réseaux métalliques unidimensionnels, ont été produites dans notre laboratoire [58, 59]. Un schéma de la structure et le spectre en transmission associé sont représentés en figure 1.13. Ces réalisations ont permis en 2010 de

fabriquer une caméra multispectrale capable de détecter 10 bandes différentes dans le moyen infrarouge [18].

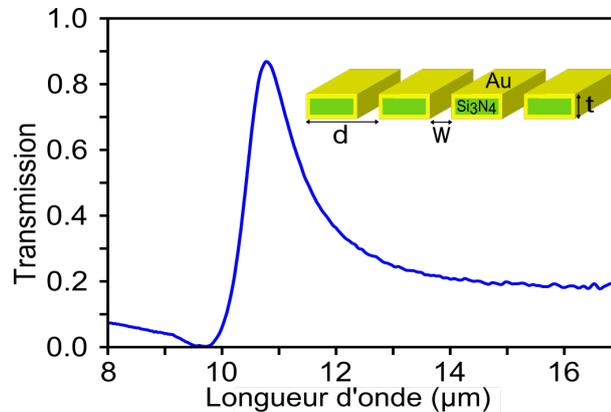


FIGURE 1.13 – Spectre en transmission d'une structure à résonance plasmonique de période $D = 9,65 \mu\text{m}$, et de largeur de fente $w = 2,7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $t = 2,6 \mu\text{m}$. Le filtre est éclairé par une onde plane polarisée en transverse magnétique et d'incidence normale. Extrait de [59].

Lorsqu'on considère un réseau métallique percé de fentes infiniment longues, seule la polarisation transverse magnétique peut être couplée dans les fentes, ce qui conduit à une perte de 50 % de l'énergie incidente. Si on considère un réseau 2D, on peut utiliser différentes formes de trous. Dans le cas classique des trous circulaires, la structure est invariante avec la polarisation. Toutefois, la transmission totale n'est pas très importante car le trou forme un guide d'onde dont la longueur d'onde de coupure est proche de la longueur d'onde de résonance de la structure [56]. Remarquant qu'un guide coaxial n'a pas de longueur d'onde de coupure pour le mode fondamental, Baida et Van Labeke [60] utilisent une couche métallique percée d'anneaux sub-longueur d'onde. Ce type de structure permet d'atteindre des transmissions résonantes de 90 % dans le domaine visible [61]. Une transmission résonante proche de 80 % a aussi été démontrée dans l'infrarouge [62]. Les couches métalliques percées d'anneaux circulaires présentent, malgré une transmission résonante importante, une réjection et un facteur de qualité plus faibles que les nanostructures concurrentes.

Il est aussi possible d'obtenir des résonances plasmoniques dans des structures Métal-Isolant-Métal (MIM). La structure MIM, étudiée dans de nombreux articles [64, 65, 66, 67], est essentiellement un absorbeur sélectif en longueur d'onde. Elle peut être utilisée en détection infrarouge, par exemple en intégrant une photodiode au sein de la structure [68, 69]. L'absorption obtenue a toutefois principalement lieu dans le métal et non dans la photodiode, ce qui limite fortement l'efficacité du dispositif. En revanche, puisqu'il est possible d'obtenir une absorption proche de 100 %, les MIM pourraient permettre de maximiser le rayonnement thermique absorbé par un détecteur thermique de type bolomètre. De plus, cette absorption est sélective en longueur d'onde et fonctionne sur une faible surface. Ainsi, cette technologie pourrait trouver des applications pour la détection multi-spectrale. En effet, il a été démontré dans notre laboratoire qu'il était possible de juxtaposer plusieurs résonateurs MIM au sein d'une même période sub-longueur d'onde [63]. La figure 1.14 montre un schéma de la structure ainsi qu'un spectre de l'absorption. La structure étudiée est constituée de

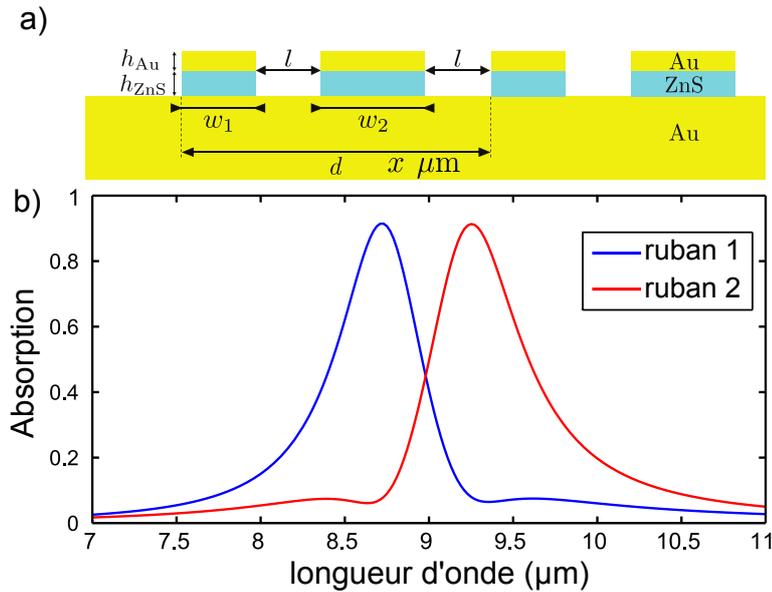


FIGURE 1.14 – a) Schéma en vue latérale d'une structure MIM pour le tri et l'absorption de photons à deux couleurs. b) Spectre de l'absorption pour des paramètres géométriques : $d = 5 \mu m$, $w_1 = 1,62 \mu m$, $w_2 = 1,74 \mu m$, $l = 0,82 \mu m$, $h_{ZnS} = 150 nm$, $h_{Au} = 50 nm$. Extrait de [63].

deux rubans MIM, infiniment longs et séparés l'un de l'autre par $0,82 \mu m$ d'air, au sein d'une même période. Chaque ruban est un absorbeur presque parfait à sa longueur d'onde de résonance, et ce indépendamment de ses voisins, ce qui pourrait permettre d'obtenir des détecteurs bolométriques hyper-spectraux grâce au tri de photon dans chaque MIM, sous réserve que l'absorption n'ai pas lieu dans le métal. Les structures MIM présentent de plus une forte indépendance vis à vis de l'angle d'incidence. La longueur d'onde d'absorption peut être facilement ajustée en modifiant la largeur ou l'épaisseur du ruban.

Résonance dipolaire

Cependant, toutes les structures sub-longueur d'onde ne sont pas métalliques. Il existe des réseaux sub-longueur d'onde entièrement diélectriques. On trouve dans cette catégorie deux phénomènes de résonance distincts, permettant chacun d'obtenir une réflexion résonante pour une longueur d'onde accordable suivant les paramètres géométriques du réseau [57].

Le premier composant utilise une résonance dipolaire [70, 71, 72, 73]. La structure étudiée est constituée d'un réseau sub-longueur d'onde de fins barreaux diélectriques suspendus dans l'air. Pour une lumière polarisée transverse électrique, lorsque le matériau diélectrique utilisé est sans perte, une forte résonance dipolaire conduit à une réflexion parfaite de l'onde incidente à la longueur d'onde de résonance. La réflexion résonante est obtenue par un effet de diffusion multiple. Chaque barreau se comportant comme un diffuseur non résonant en raison de sa petite taille, lorsque les barreaux sont organisés en réseau, ils sont éclairés par la somme de l'onde incidente et des ondes diffusées par leurs voisins. Cette résonance

est une résonance de Fano avec un zéro en réflexion lorsque la longueur d'onde est égale à la période du réseau puis un maximum de réflexion lorsque la longueur d'onde augmente [70].

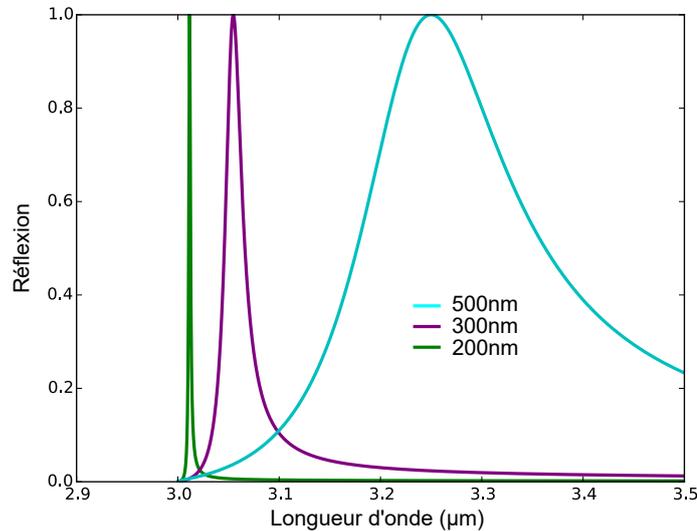


FIGURE 1.15 – Spectre en réflexion d'une structure à résonance dipolaire de période $D = 3 \mu\text{m}$, et de largeur de barreau entre 200 et 500 nm. Extrait de [74].

Des composants à résonance dipolaire ont été étudiés et fabriqués au sein de notre laboratoire, avec une période de $3 \mu\text{m}$ et des barreaux en nitrure de silicium de différentes sections [73]. Des barreaux transversaux doivent être ajoutés à la structure suspendue pour la maintenir. Ils ne modifient pas le comportement spectral du composant dans la gamme de longueur d'onde d'étude. La figure 1.15, montre le spectre en réflexion calculé pour des composants à résonance dipolaire avec des barreaux de différentes sections. Nous n'étudierons pas cette structure dans cette thèse car elle possède une tolérance angulaire très faible et nécessite un grand nombre de périodes pour filtrer l'onde incidente. Elle n'est donc pas compatible avec une utilisation dans une mosaïque de filtres pixelisés à l'intérieur d'une caméra multi-spectrale.

Il est aussi possible, en utilisant des barreaux constitués d'un matériau absorbant, d'utiliser l'exaltation importante du champ électrique dans les barreaux due à la résonance dipolaire pour obtenir une exaltation de l'absorption. On peut ainsi effectuer de la spectroscopie de molécules en utilisant une couche autour des barreaux sur laquelle viennent se greffer les molécules à détecter [74].

Résonance de mode guidé

Au début des années 1990, Magnusson et Wang proposent une nouvelle structure à base de *résonance de mode guidé* (*guided-mode resonance, GMR*) [2]. Cette structure sera par la suite améliorée au travers de nombreuses études. Le composant met en jeu le couplage des ondes planes de l'espace libre avec un mode guidé dans une fine couche diélectrique. Ce couplage résonant est assuré par un réseau sub-longueur d'onde. Cette structure présente une résonance très fine spectrale, et une extinction totale de la transmission à la longueur

d'onde de résonance, comme on peut le voir sur la figure 1.16. Elle joue le rôle d'un miroir sélectif en longueur d'onde. Cette structure possède toutefois une tolérance angulaire très faible et nécessite un grand nombre de périodes pour filtrer l'onde incidente. En 2011, Ura [75] propose un composant basé sur une résonance de mode guidée associée à une cavité horizontale formée par des réseaux de Bragg, appelée *cavity-resonator-integrated grating filter* (CRIGF). Un schéma de la structure et un exemple de spectre sont donnés en figure 1.17. Nous détaillerons en profondeur le fonctionnement de ces structures dans le prochain chapitre.

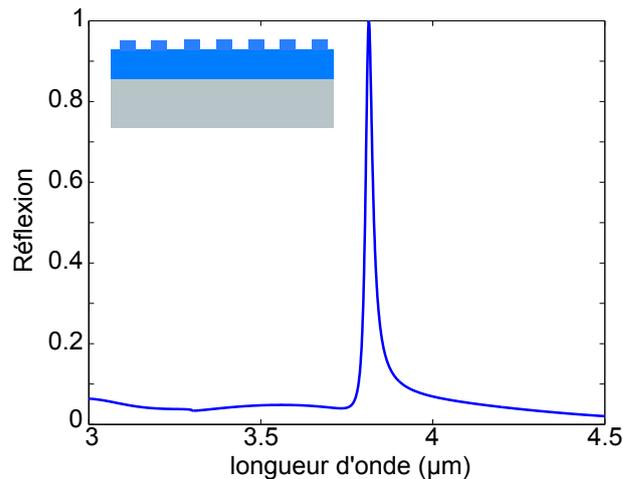


FIGURE 1.16 – Spectre en réflexion d'une structure GMR. L'encart montre une coupe d'une structure GMR avec un substrat en gris et une couche mince et un réseau diélectrique en bleu.

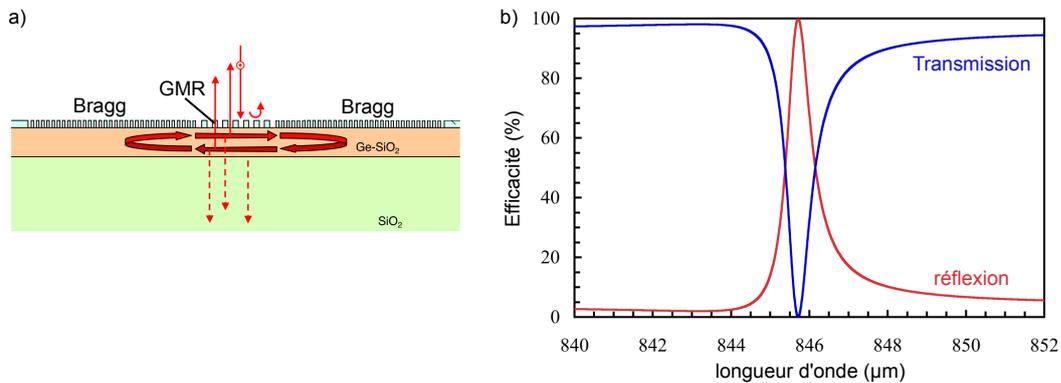


FIGURE 1.17 – a) Schéma d'une structure CRIGF. b) Spectre en réflexion d'un CRIGF. Extraits de [76].

La résonance de mode guidé peut aussi être obtenue dans un structure composée d'une couche diélectrique associée à un réseau sub-longueur d'onde métallique [77, 78]. Ce composant permet grâce à son réseau métallique d'effectuer un filtrage passe-bande en transmission, contrairement au comportement coupe-bande de la structure tout diélectrique. La tolérance angulaire de cette structure est aussi bien plus grande. En revanche, la transmission à la longueur d'onde de résonance n'atteint pas 100 % en raison de l'absorption dans le métal.

Pour la même raison, le facteur de qualité est plus faible que pour la structure à réseau diélectrique.

1.4 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre la question de la détection multi-spectrale infrarouge en temps réel. Nous avons vu qu'il est possible de réaliser des caméras multi-spectrales à partir d'une architecture multi-voies ou bien à l'aide de la colorisation des pixels de la matrice plan focal. Nous avons ensuite présenté plusieurs approches pour obtenir cette colorisation à l'échelle des pixels. La superposition ou la juxtaposition de pixels infrarouges détectant intrinsèquement plusieurs couleurs est une solution intéressante. Toutefois les QWIPs superposés offrent une efficacité quantique trop faible et les super-réseaux et les photodiodes bi-spectraux nécessitent de gros efforts de développement technologique (défauts de fabrication et nombreux pixels défectueux). Globalement, ces solutions ne permettent pas d'obtenir plus de deux bandes spectrales simultanément. Nous nous concentrons plutôt dans cette thèse sur les filtres spectraux indépendants des pixels de détection.

Nous avons présenté un état de l'art des filtres sur de faibles surfaces dans l'infrarouge. Les filtres interférentiels présentent de fortes transmissions et de bonnes réjections. Cependant, l'épaisseur importante des nombreuses couches diélectriques rend complexe leur processus de fabrication et les problèmes de raideur de flanc limitent la surface effective de filtrage. De plus, il devient rapidement complexe de juxtaposer un grand nombre de filtres de bandes passantes différentes en raison de leur structure en "escalier". Les structures à réseau sub-longueur d'onde offrent plusieurs solutions pour le filtrage spectral. Les structures à résonance plasmonique ont des taux de réjection trop faibles et nécessitent un grand nombre de périodes pour fonctionner. Nous avons vu que la structure MIM peut permettre d'obtenir une absorption sélective en longueur d'onde dans un détecteur micro-bolomètre, mais elle est peu adaptée aux autres méthodes de détection. Les structures à base de résonance dipolaire nécessitent elles aussi un grand nombre de périodes pour fonctionner et ne sont donc pas compatibles avec la taille d'un pixel.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai choisi d'étudier les composants à base de résonance de mode guidé, dont nous explorerons les propriétés géométriques et optiques dans le prochain chapitre. En effet, ces structures, géométriquement simples, présentent de fortes résonances, accordables en longueur d'onde. La fabrication de structures GMR nécessite un nombre d'étapes limité en comparaison des filtres interférentiels. Ces structures sont aussi moins sensibles au cycle thermique que les filtres interférentiels, tout en présentant des transmissions et des réflexions résonantes comparables. Il est toutefois nécessaire de réduire les dimensions latérales des filtres à résonance de mode guidé, et ce pour des réseaux diélectriques ou métalliques, qui n'ont été étudiés que sur de grandes surfaces. Les structures à cavité résonantes vont dans cette direction et nous aborderons en conséquence cette technique dans le prochain chapitre. Nous découvrirons de plus, dans les chapitres 2 et 3, que les propriétés optiques des structures GMR à réseaux métalliques offrent de nouvelles opportunités pour réaliser du filtrage sous faisceau focalisé sur de faibles surfaces.

Les filtres à résonance de mode guidé

Sommaire

2.1	Introduction	26
2.2	Introduction aux filtres GMR	26
2.2.1	Genèse	26
2.2.2	Principe de fonctionnement	27
	Calculs numériques	28
	Propriétés spectrales	29
	Propriétés angulaires	31
2.3	Filtre GMR à cavité résonante	32
2.3.1	Mécanisme des CRIGFs	33
2.3.2	Etat de l'art	34
2.3.3	Cavité résonante de petite taille	35
	Calcul du coefficient de réflexion	35
	Miroir profond	37
	Simulations sur des filtres CRIGF complets	38
	Comportement angulaire	39
2.3.4	Conclusion	41
2.4	Introduction aux GMRs métalliques	41
2.4.1	introduction	41
2.4.2	Simulations numériques de filtres GMR métalliques	42
2.4.3	Modifications de la structure GMR métallo-diélectrique	43
	Dual Metallic Gratings	43
	Réseau bi-atome	44
	Présence d'un substrat	47
2.5	Conclusion	49

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons le fonctionnement des filtres à résonance de mode guidé. Nous détaillerons les calculs numériques effectués et les résultats obtenus pour des filtres à résonance de mode guidé entièrement constitués de matériaux diélectriques. Nous discuterons ensuite de l'utilisation d'une cavité résonante dans le guide d'onde. Cette technique permet en effet de réduire les dimensions latérales des filtres, tout en améliorant leur tolérance angulaire et en conservant un facteur de qualité très élevé. Nous aborderons les solutions de filtres à cavités résonantes existant dans la littérature et nous proposerons une solution plus compacte utilisant des miroirs métalliques.

Les simulations effectuées montrent qu'il est possible de réaliser des filtres à cavité résonante longs de $42\ \mu\text{m}$ (soit seulement 11 fois la longueur d'onde) tout en présentant des facteurs de qualité élevés ($Q > 100$) et une tolérance angulaire de $2,6^\circ$. Ces filtres pourraient être utiles pour les applications nécessitant un filtrage très fin spectralement, comme la détection de gaz. Dans le cadre de l'imagerie multi-spectrale, les filtres disposent en général de largeurs spectrales plus importantes. Il est alors possible d'utiliser des filtres à résonance de mode guidé dotés de réseaux métalliques. Si ces filtres ont un facteur de qualité moindre, ils possèdent en revanche une tolérance angulaire bien plus forte et un comportement passe-bande en transmission. Nous détaillerons dans ce chapitre les propriétés optiques de ce type de filtre sous onde plane.

2.2 Introduction aux filtres GMR

2.2.1 Genèse

Au début des années 90, Magnusson et Wang introduisent une nouvelle structure filtrante entièrement diélectrique [2, 79, 80]. Cette structure est constituée d'une unique couche dotée d'un réseau et faisant aussi office de guide d'onde. Le filtrage repose sur le couplage entre un ordre diffracté par le réseau et un mode guidé supporté par la couche diélectrique. Pour une longueur d'onde bien précise appelée *longueur d'onde de résonance*, le filtre, autrement transparent, réfléchit 100% de la lumière incidente. Ce type de filtre est appelé *filtre à réseau résonant* ou *filtre à résonance de mode guidé* (souvent abrégé *GMR* d'après le nom anglais *guided-mode-resonance*).

De très nombreuses études sont par la suite menées sur cette technique de filtrage et la structure évolue. Le réseau et le guide d'onde sont alors la plupart du temps séparés en deux couches distinctes, ce qui améliore la réjection du filtre et permet plus de liberté sur les propriétés de la résonance [82, 83]. Des changements ont été apportés à la structure au fil du temps, par exemple en modifiant le motif du réseau [84, 85], le nombre de couches diélectriques [81] ou en ajoutant un substrat comme représenté en figure 2.1. Nous aborderons dans la suite de ce chapitre certaines de ces améliorations lorsque que nous les mettrons à profit.

Il est intéressant de noter que les filtres initiaux sont constitués de barreaux infiniment longs, ce qui implique une dépendance à la polarisation. Nous appellerons *réseaux uni-*

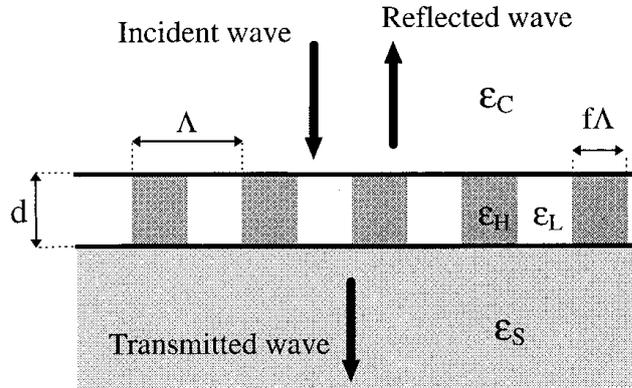


FIGURE 2.1 – Schéma d'une structure GMR sur substrat étudiée par Magnusson. Extrait de [81].

dimensionnels dans la suite de ce manuscrit ces réseaux invariants suivant une direction et périodisés suivant une autre. Les filtres à résonance de mode guidé bi-dimensionnels, mettant en jeu des réseaux croisés formant des damiers, des trous ou des plots périodiques, ont aussi largement été étudiés dans la littérature [86, 87, 88, 89]. Nous nous restreindrons toutefois pour ce chapitre aux réseaux unidimensionnels, dont les propriétés optiques sont bien plus rapides à calculer numériquement. Les résultats obtenus peuvent servir de base à la conception des filtres bi-dimensionnels.

2.2.2 Principe de fonctionnement

Nous allons aborder dans cette partie le mécanisme de fonctionnement d'un filtre à résonance de mode guidé et donner ses principales caractéristiques géométriques et optiques.

Le filtre étudié est une structure à réseau résonant tout diélectrique. Contrairement au paragraphe précédent, la structure choisie, représentée en figure 2.2, possède un réseau et un guide d'onde dissociés. Le mécanisme physique ayant lieu à la résonance reste toutefois très similaire. Une onde plane monochromatique, de longueur d'onde λ et d'angle d'incidence θ_{inc} , se propageant dans l'espace libre d'indice n_{inc} est couplée à un mode guidé à l'aide du réseau de diffraction de période d . La condition de couplage à travers le m -ième ordre de diffraction s'écrit :

$$\beta_{TE} = \frac{2\pi}{\lambda_r} n_{inc} \sin(\theta_{inc}) + m \frac{2\pi}{d} \quad (2.1)$$

où β_{TE} est la constante de propagation du mode guidé transverse électrique supporté par la couche diélectrique d'épaisseur e_{guide} à la longueur d'onde λ_r . Nous travaillons ici avec des ondes polarisées en transverse électrique (TE, champ électrique parallèle aux barreaux). Les conditions de guidage étant différentes en polarisation transverse magnétique (TM, champ magnétique parallèle aux barreaux), un filtre à résonance de mode guidé ne présentera pas de résonance au même longueurs d'onde sous polarisation TE et TM.

Lorsqu'un ordre diffracté correspond à un mode guidé, il y a couplage résonant. D'une part, l'onde plane incidente est couplée à l'intérieur du guide et d'autre part le mode guidé

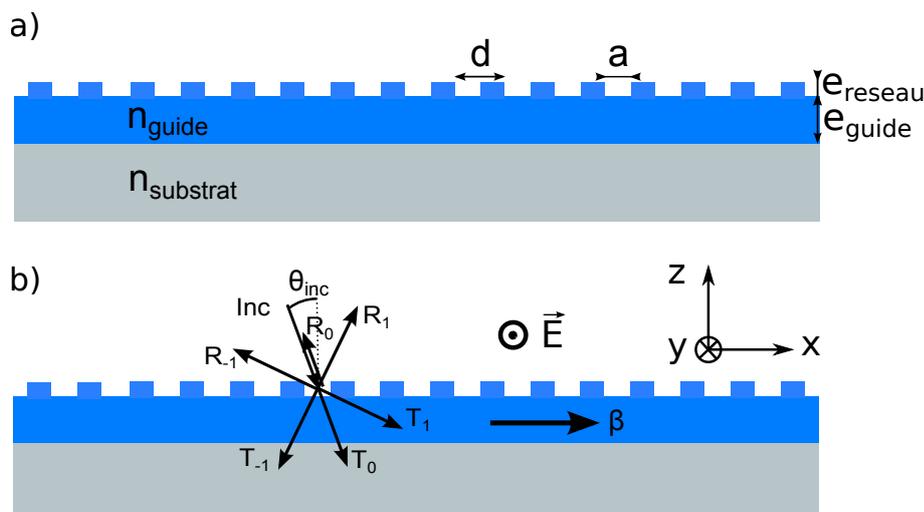


FIGURE 2.2 – a) Schéma de la structure GMR étudiée et paramètres géométriques. b) Schéma du GMR avec diffraction du réseau et guidage. Lorsque l'ordre T_1 correspond au mode $\beta^{(1)}$ il y a couplage résonant.

qui se propage dans la couche mince est lui aussi couplé vers l'extérieur par le réseau. Ainsi, l'onde incidente est entièrement réfléchiée par le filtre lorsque les conditions de couplage sont remplies. Ce phénomène a lieu pour une longueur d'onde bien précise que l'on nomme longueur d'onde de résonance λ_r . Si de nombreux paramètres comme l'épaisseur des différentes couches ou les matériaux choisis influent sur la longueur d'onde de résonance, le pas du réseau d permet d'ajuster de façon très simple cette longueur d'onde.

Pour simplifier la structure on choisit d'étudier un filtre avec un réseau et un guide de matériau identique. On choisit un matériau diélectrique sans perte afin d'obtenir une réflectivité à la résonance de 100%. Le nitrure de Silicium (SiN_x) est un bon candidat car il absorbe peu dans l'infrarouge et son indice optique $n_{\text{SiN}_x} \approx 2,15$ autour de $3,8 \mu\text{m}$ de longueur d'onde offre un bon contraste avec l'air. On prend en général une couche mince diélectrique d'épaisseur optique faible de façon à avoir un guide d'onde mono-mode à la longueur d'onde de travail. Dans le cas d'un guide en SiN_x , pour une longueur d'onde de travail d'environ $3,6 \mu\text{m}$, on choisit $e_{\text{guide}} = 1 \mu\text{m}$. Il faut aussi tenir compte du fait que les filtres GMR sont fabriqués sur un substrat. Les filtres suspendus offrent certes des avantages optiques, mais leur fabrication est nettement plus complexe. On choisit un substrat d'indice relativement faible, le saphir $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1,65$, afin d'éviter la présence d'ordres diffractés, autres que l'ordre 0, par le réseau dans le substrat.

Calculs numériques

Je me suis attaché dans cette thèse à la modélisation de la réponse électromagnétique des structures GMR. Il existe une variété de méthodes permettant de calculer l'interaction d'un champ électromagnétique avec une structure. Les plus connues sont la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*FDTD*) [90], la méthode éléments finis (*FEM*)

[91] et la Rigourously Coupled Wave Analysis (*RCWA*) [92]. J'ai utilisé le logiciel RETICOLO [93], basé sur un algorithme RCWA. RETICOLO est implémenté à l'aide de Matlab et a été développé par Hugonin et Lalanne à l'IOGS. La méthode RCWA utilise un calcul modal en domaine fréquentiel. Elle découpe la structure en différentes couches. Dans chaque couche, la méthode utilise une transformée de Fourier de l'indice de la couche et le théorème de Floquet pour calculer les modes propres supportés par la couche (des ondes de Bloch), décomposés dans une base de Fourier [94, 95]. RETICOLO utilise des matrices S (Scattering Matrix [83, 96]) pour relier les modes entre chaque couche et déterminer leurs amplitudes respectives.

RETICOLO est adapté aux structures GMR et permet d'obtenir un résultat en un temps court. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit, que nous avons utilisé cet algorithme pour des composants à résonance de mode guidé présentant des largeurs très grandes devant le pas des réseaux. Le temps de calcul est alors beaucoup plus long. Toujours pour limiter les temps de calcul, la plupart des simulations effectuées dans cette thèse ont été menées sur des structures 2D, i.e. avec un réseau unidimensionnel. Les simulations effectuées sur des structures 3D avec des réseaux croisés de périodes identiques montrent des résultats identiques tant que l'on travaille en polarisation transverse magnétique. Nous vérifierons cette affirmation lors de la caractérisation optique des filtres à réseaux unidimensionnels et à réseaux croisés dans la suite de cette thèse.

Le logiciel ne permet toutefois pas de simuler des composants dont la première ou la dernière couche ne sont pas homogènes. C'est pourquoi j'ai utilisé un autre code de calcul implémenté sur Matlab et développé par Fabrice Pardo dans notre équipe : RMCA [97]. Il s'agit aussi d'une méthode de calcul modal, basée cette fois ci sur une approximation polynomiale des relations constitutives.

Propriétés spectrales

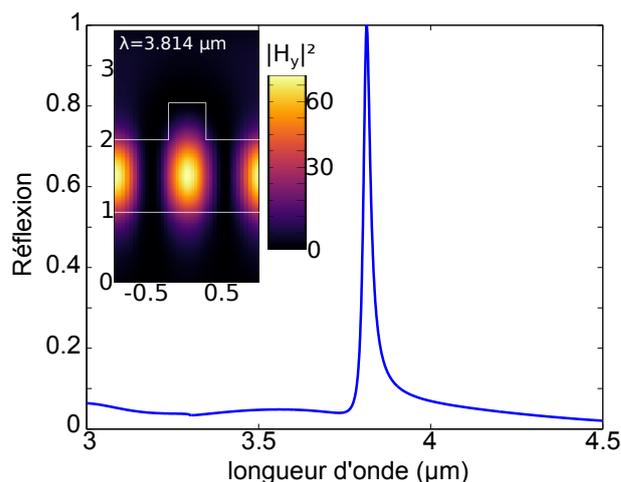


FIGURE 2.3 – Spectre en réflexion sous incidence normale d'une structure GMR diélectrique de paramètres : $d = 2 \mu\text{m}$, $a = 1,5 \mu\text{m}$, $e_{\text{reseau}} = 0,5$ et $e_{\text{guide}} = 1$. L'encart montre une vue en coupe de l'intensité magnétique dans un motif du filtre à la longueur d'onde de résonance.

Dans la figure 2.3, le spectre en réflexion d'une structure GMR de paramètres $d = 2 \mu\text{m}$ et $a = 1,5 \mu\text{m}$ est représenté. L'épaisseur du réseau est de $e_{\text{reseau}} = 0,5 \mu\text{m}$. On observe une résonance fine spectralement autour de $\lambda_r = 3,814 \mu\text{m}$, de largeur à mi-hauteur (FWHM) $\delta\lambda = 26 \text{ nm}$, soit un facteur de qualité $Q = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = 146$. À la longueur d'onde de résonance λ_r , la réflexion atteint son maximum de 100% et elle reste faible en dehors de la résonance.

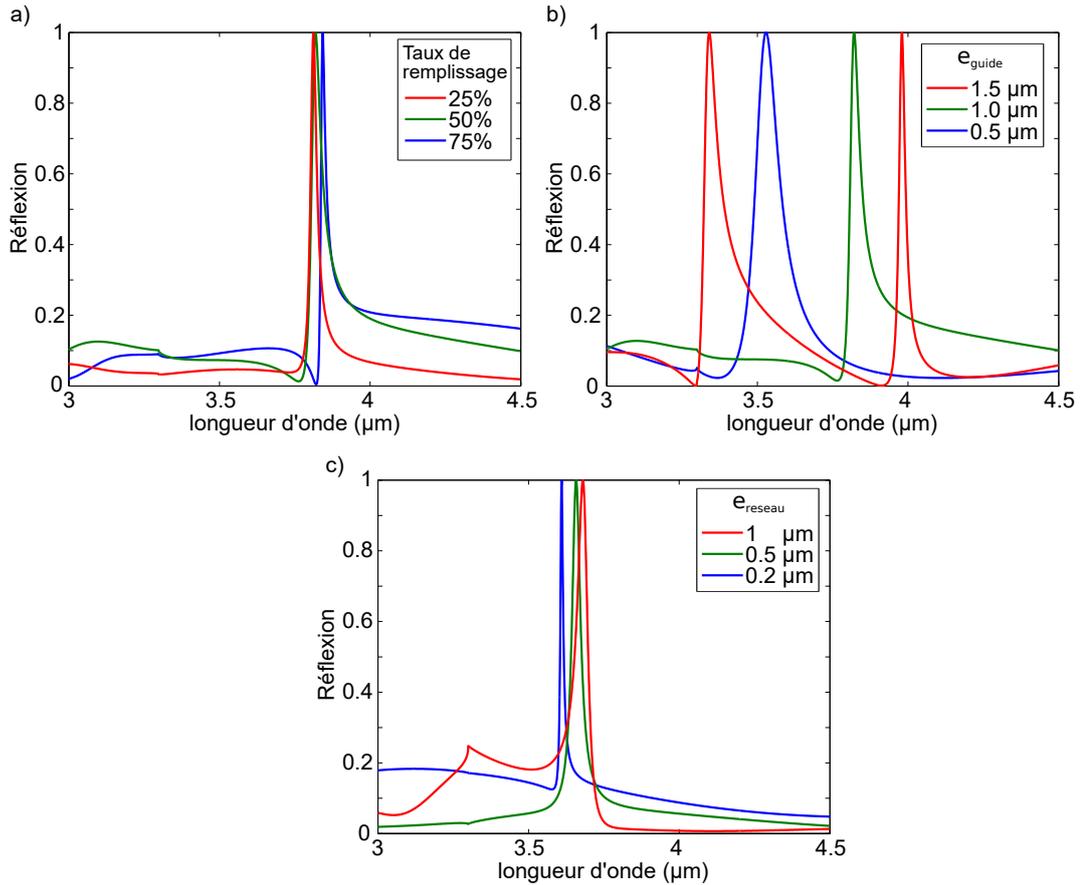


FIGURE 2.4 – a) Spectres en réflexion d'un GMR diélectrique de paramètres $d = 2 \mu\text{m}$, $e_{\text{reseau}} = 0,5 \mu\text{m}$ et $e_{\text{guide}} = 1 \mu\text{m}$ pour différents taux de remplissage du réseau. b) Spectres en réflexion d'un GMR diélectrique de paramètres $d = 2 \mu\text{m}$, $a = 1,5 \mu\text{m}$ et $e_{\text{reseau}} = 0,5 \mu\text{m}$ pour différentes épaisseurs du guide. c) Spectres en réflexion d'un GMR diélectrique de paramètres $d = 2 \mu\text{m}$, $a = 1,5 \mu\text{m}$ et $e_{\text{guide}} = 1 \mu\text{m}$ pour différentes épaisseurs du réseau.

Cette structure présente un taux de remplissage du réseau (rapport entre largeur du plot diélectrique et pas du réseau) de 25 %. La modification du taux de remplissage a un impact sur la longueur d'onde de résonance, la largeur spectrale mais aussi le taux de réjection. La figure 2.4.a donne des spectres pour la structure de période $d = 2 \mu\text{m}$ avec différents taux de remplissages. On constate que le taux de 25 % conduit à la plus faible réflectivité en dehors de la résonance. L'épaisseur du guide e_{guide} contrôle, tout comme la période d , la longueur d'onde de résonance. A période constante, plus cette épaisseur est grande plus la résonance s'effectuera à des hautes longueurs d'onde. Un guide d'épaisseur importante

conduit à l'apparition de pics résonants secondaires aux basses longueurs d'onde. La figure 2.4.b montre des spectres pour différentes épaisseurs de guide, toujours pour un pas du réseau $d = 2 \mu\text{m}$. On observe sur cette figure qu'un guide d'épaisseur $1,5 \mu\text{m}$ présente un pic de réflexion parasite à $\lambda = 3,3 \mu\text{m}$. L'épaisseur du réseau diélectrique e_{reseau} doit être suffisamment importante pour assurer une diffraction efficace tout en restant faible devant l'épaisseur du guide afin d'éviter la présence de modes guidés à l'intérieur du réseau, comme on peut le voir sur la courbe rouge en figure 2.4.c.

En résumé, les filtres à résonance de mode guidé diélectriques étudiés ici présentent des résonances fines et une réflectivité maximale de 100% pour un matériau sans pertes. Ces propriétés spectrales indiquent que ces structures pourraient faire de bon miroirs, très sélectifs en longueur d'onde. Ceci serait utile, par exemple, pour réaliser des cavités laser ou d'oscillateur paramétrique optique stable en longueur d'onde ou bien profiter de l'accordabilité de la longueur d'onde de résonance pour réaliser des filtres "agiles". Il est aussi possible d'utiliser ces filtres très fins spectralement pour la spectroscopie infrarouge. De plus, les structures étant dotées de réseaux unidimensionnels, les conditions de polarisation font que les résonances TE et TM n'ont pas lieu aux mêmes longueurs d'onde. Ces structures peuvent donc servir au contrôle de polarisation à la longueur d'onde de filtrage. De nombreuses applications mettent en jeu des filtres GMR ou des dérivés, notamment pour effectuer du contrôle de polarisation ou de fréquence, par exemple pour des lasers, mais aussi pour des applications de spectroscopie grâce à la finesse de la résonance [98].

Propriétés angulaires

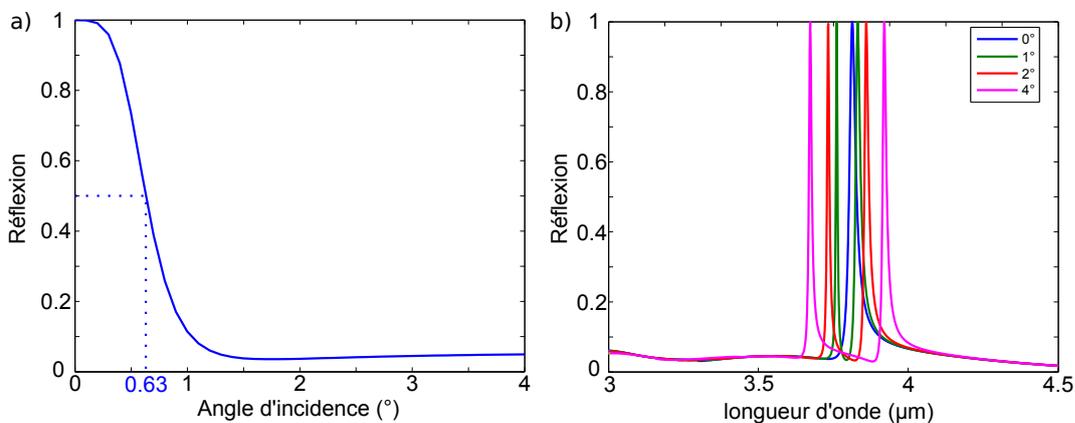


FIGURE 2.5 – a) Évolution de la réflexion à $\lambda_r = 3,806 \mu\text{m}$ avec l'angle d'incidence de l'onde plane. b) Spectres en réflexion du filtre GMR pour différents angles d'incidence.

Toutefois, ces filtres présentent quelques désavantages importants. Leur tolérance angulaire est extrêmement faible [84] ce qui contraint une utilisation sous faisceau collimaté. L'évolution de la réflexion à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3,814 \mu\text{m}$ pour le filtre GMR de paramètres $d = 2 \mu\text{m}$, $a = 1,5 \mu\text{m}$, $e_{\text{reseau}} = 0,5 \mu\text{m}$ et $e_{\text{guide}} = 1 \mu\text{m}$ est représenté en figure 2.5.a. En définissant la tolérance angulaire comme le demi-angle pour lequel la valeur de la réflexion à la longueur d'onde de résonance chute en dessous de 50%

de sa valeur sous incidence normale, ce filtre possède une tolérance angulaire de $\Delta\theta = 0,63^\circ$. Concrètement, la structure pourra filtrer les ondes planes dont l'incidence θ_{inc} est comprise entre $-\Delta\theta$ et $+\Delta\theta$.

Cette faible tolérance angulaire pourrait être mise à profit afin de réaliser des filtres angulaires permettant de sélectionner un cône d'incidence restreint [99]. Toutefois, il faut garder en tête le comportement spectral de ces filtres sous onde inclinée qui peut nuire à cette utilisation. Comme on peut le voir sur les spectres en figure 2.5.b, sous incidence normale (courbe bleue) il n'existe qu'une longueur d'onde pour laquelle la résonance est possible. Lorsqu'on incline l'onde incidente, on modifie les conditions de diffraction par le réseau et les conditions de couplage peuvent être remplies pour deux longueurs d'onde différentes. Ceci conduit à deux pics résonants, de part et d'autre de λ_r (la longueur d'onde de résonance sous incidence normale).

On introduit n_{eff} l'indice effectif d'un mode guidé, défini comme $n_{eff} = \frac{\beta}{\frac{2\pi}{\lambda}}$. D'après l'équation 2.1, on obtient la longueur d'onde de résonance sous incidence normale pour l'ordre 1 et pour l'ordre -1 :

$$\lambda_1 = \lambda_{-1} = (n_{eff}) \cdot \frac{d}{|m|}$$

Pour une onde inclinée, les longueurs d'onde de couplage ne sont plus identiques pour ces deux ordres diffractés :

$$\lambda_1 = (n_{eff} - n_{inc} \cdot \sin(\theta_{inc})) \cdot d$$

$$\lambda_{-1} = (n_{eff} + n_{inc} \cdot \sin(\theta_{inc})) \cdot d$$

De plus, en raison de leur faible tolérance angulaire, ces structures fonctionnent uniquement sous onde plane et nécessitent donc une très grande surface de filtrage pour recevoir un faisceau collimaté. Ces propriétés angulaires rendent les filtres à résonance de mode guidé tout diélectrique difficiles à utiliser dans le cadre d'une caméra infrarouge d'encombrement standard.

Il est possible d'améliorer la tolérance angulaire de ces filtres en choisissant d'autres matériaux, notamment des métaux [78], ou en modifiant le motif du réseau avec une technique appelée bi-atome [100, 101]. J'aborderai ces techniques dans les chapitres suivants, car je me suis tout d'abord intéressé à une technique permettant de réduire les dimensions latérales de mes filtres à l'aide de deux miroirs : le filtre à résonance de mode guidé intégré à une cavité résonante. Cette technique présente de plus l'avantage d'augmenter le tolérance angulaire du filtre [102].

2.3 Filtre GMR à cavité résonante

En 2011, Ura et son équipe présentent une nouvelle structure à forte réflexion résonante, utilisant la résonance de mode guidé appelée *cavity-resonator-integrated grating filter* ou

CRIGF [75]. Cette structure s'inspire de travaux menés précédemment par Ura et son équipe sur des réseaux de couplage pour l'optique guidée [103, 104]. Le nouveau filtre est constitué d'un réseau associé à un guide d'onde comme précédemment, mais cette fois des réseaux de Bragg sont ajoutés de part à d'autre afin de former une cavité horizontale. Le repliement de la cavité permet d'obtenir une plus petite surface filtrante et une très grande finesse spectrale grâce à des réseaux de Bragg avec un faible contraste d'indice.

2.3.1 Mécanisme des CRIGFs

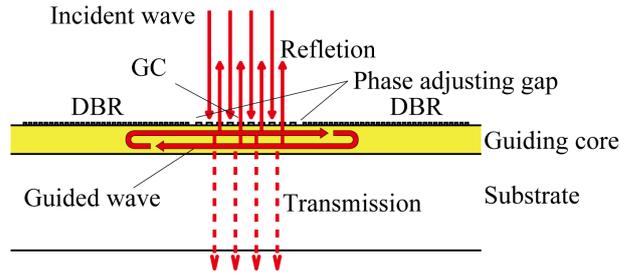


FIGURE 2.6 – Schéma d'un CRIGF proposé par Ura et Kintaka. La cavité est mise en évidence dans le guide d'onde représenté en jaune. Extrait de [75].

Le CRIGF est constitué de deux zones différentes, dotées d'un guide d'onde commun. La première zone est la zone à résonance de mode guidé. C'est là qu'a lieu le couplage entre les ondes se propageant dans l'espace libre et les modes guidés pour la longueur d'onde λ_r , grâce à un réseau diélectrique de période d_{filtre} . Le principe de fonctionnement de cette zone est identique à ce qui a été décrit dans la section sur les filtres GMR. La seconde zone est dotée d'un réseau, constitué du même matériau que la première zone, mais de période deux fois plus courte $d_{bragg} = \frac{d_{filtre}}{2}$. Il s'agit d'un réseau de Bragg, un très bon réflecteur à λ_r qui est aussi très sélectif en longueur d'onde. Plus le nombre de périodes est important dans la zone de Bragg plus le coefficient de réflexion des modes dans le guide sera important ($R_{Bragg} = 99.1\%$ dans la publication de Kintaka en 2012, ce qui conduit à une réflectivité totale du filtre à la résonance de 91,8 % [76]). La sélectivité spectrale de ce réflecteur est contrôlée en ajustant l'indice optique du réseau. Plus l'indice optique du réseau déposé est fort, moins la sélectivité spectrale sera importante.

Comme on peut le voir en figure 2.6, la zone filtrante est entourée de zones de Bragg. Ainsi, une cavité horizontale est formée dans le guide d'onde. Le repliement apporté par les miroirs de Bragg latéraux permet d'obtenir une grande longueur équivalente de filtre alors que la zone filtrante est en réalité de petite taille. Cette longueur équivalente L_{eq} augmente avec le coefficient de réflexion des réseaux de Bragg R_{bragg} et N la durée de vie des photons dans la cavité.

$$L_{eq} = L_{cav} N$$

$$L_{cav} = nb_{motifs} \cdot d_{filtre} \text{ et } N \approx \frac{1}{2} \frac{\sqrt{R_{bragg}}}{1 - R_{bragg}}$$

Le guide d'onde supporte un unique mode à la longueur d'onde de résonance et celui-ci doit être aussi supporté par la cavité horizontale. Ainsi, il faut contrôler la longueur de la cavité : un espace sans réseau, appelé *Phase-adjusting-Gap* par Ura, peut être intercalé entre la zone filtrante et la zone de Bragg pour ajuster cette longueur. La longueur d'onde de résonance de la cavité et sa longueur L_{cav} sont liées par la relation :

$$n_{eff} \cdot L_{cav} = m \cdot \frac{\lambda_r}{2}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé à la longueur d'onde λ_r et m un entier naturel.

Il faut noter que la finesse spectrale obtenue pour ce type de filtre est limitée soit par la finesse de la résonance de mode guidé, soit par la finesse du réseau Bragg. Ainsi, pour des réseaux de Bragg avec un faible contraste d'indice et un grand nombre de période, il est possible d'obtenir une réflexion extrêmement sélective en longueur d'onde et en conséquence de limiter encore plus la bande passante de filtrage.

2.3.2 Etat de l'art

Les CRIGFS ont fait l'objet de nombreux travaux depuis les premières publications de l'équipe d'Ura. D'abord envisagés comme des réseaux de couplage à forte efficacité pour des optiques intégrées [103], ils sont ensuite utilisés comme filtres à résonance de mode guidé à petite ouverture par l'équipe d'Ura au Japon [76, 105], mais aussi en France au LAAS par Buet [106]. Certaines modifications ont récemment été apportées à la structure initiale, comme on peut le voir en figure 2.7. Des structures CRIGFS utilisant un miroir métallique sous le filtre afin de modifier la phase de la réflexion ont aussi été développées par Inoue [107, 108]. Il est possible de réaliser des CRIGFS bi-dimensionnels, donc indépendants de la polarisation, en utilisant une structure en forme de croix, comme l'a montré Kintaka [109].

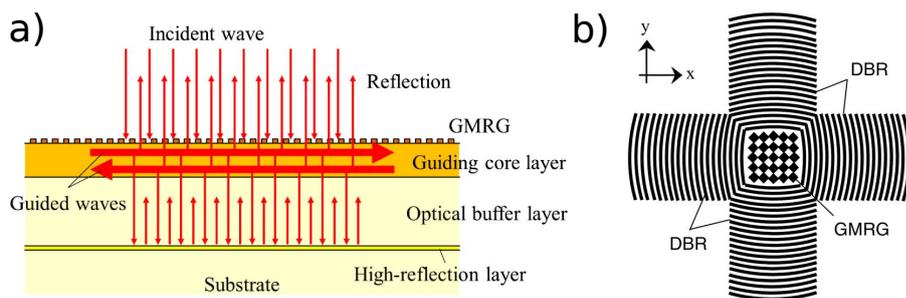


FIGURE 2.7 – a) Schéma en vue latérale d'une structure CRIGF avec miroir inférieur métallique [107]. b) Vue du dessus d'un CRIGF en forme de croix afin d'assurer une indépendance à la polarisation [109]

L'idée est à chaque fois d'obtenir une réflexion extrêmement sélective en longueur d'onde autour de la longueur d'onde de résonance et ailleurs un composant transparent. Les CRIGFS sont essentiellement utilisés en tant que miroirs sélectifs en longueur d'onde au sein de cavités lasers, par exemple pour stabiliser une diode laser en longueur d'onde [110, 111]. Il est aussi envisagé de mettre à profit la faible largeur des CRIGFs pour coupler directement, sans

utiliser de lentille, des diode laser à cavité verticale émettant par la surface (*VCSEL*) avec des fibres optiques [112].

Cependant, l'utilisation de réseaux de Bragg pose problème pour la réalisation du filtrage à l'échelle d'un pixel de détection (typiquement 15 à 30 μm de long). En effet, s'il est en théorie possible grâce aux CRIGFs d'obtenir une zone filtrante d'une longueur très faible, nettement inférieure aux 15 à 30 μm visés dans le cadre de cette thèse, la présence de réseaux de Bragg extrêmement longs, (typiquement 150 à 240 μm chez Ura, 106 μm chez Buet [75, 106]) réduit fortement leur intérêt pour cette application.

2.3.3 Cavité résonante de petite taille

Puisque nous cherchons à réaliser des filtres spectraux sur de faibles surfaces, typiquement à l'échelle d'un pixel de détection, les réseaux de Bragg occupent une longueur trop importante et on cherche à les remplacer par des miroirs compacts. Ces miroirs doivent nécessairement avoir une grande réflectivité, mais la sélectivité spectrale de la réflexion n'est pas importante. En effet, nous avons précédemment vu que si le miroir latéral n'est pas sélectif, c'est la résonance de mode guidé qui limitera la bande passante du filtre. On cherche de plus une solution mettant en œuvre un processus de fabrication le plus simple possible. C'est pourquoi nous avons retenu l'utilisation d'un simple miroir latéral en or comme schématisé en figure 2.8.



FIGURE 2.8 – Schéma de la structure CRIGF avec des miroirs latéraux métalliques afin de gagner en compacité.

Dans nos simulations, nous utilisons pour l'indice de l'or un modèle de Drude : $\epsilon_m(\lambda) = 1 - \left(\frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma \right)^{-2}$ avec les paramètres $\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0,0048$ [113]. Ce modèle donne des résultats cohérents avec les mesures effectuées sur l'or déposé dans notre laboratoire [63]. Nous conserverons donc ce modèle de permittivité de l'or pour toutes les structures présentées dans la suite de cette thèse. L'indice de l'or à la longueur d'onde de travail est $n_{Au}(\lambda = 3,8 \mu\text{m}) = 1,26190 + 22,8802i$. Ceci donne un coefficient de réflexion de Fresnel pour une onde TE à une interface SiN_x/Au de $r_{TE} = -0,99144 - 0,08656i$, soit $R = |r_{TE}|^2 = 99,045 \%$. De plus, l'épaisseur de peau dans l'or est d'environ 13 nm dans le moyen infrarouge. L'or permettrait donc de réaliser des miroirs de faible épaisseur avec un bon coefficient de réflexion.

Calcul du coefficient de réflexion

Pour calculer le coefficient de réflexion d'un mode guidé par le miroir d'or, on utilise un algorithme appelé *RMCA* [97]. On effectue des simulations pour une structure infiniment longue constituée d'un coté d'un empilement $\text{Air}/\text{SiN}_x/\text{Saphir}$ et de l'autre d'un empilement $\text{Air}/\text{Au}/\text{Saphir}$. Le guide d'onde en nitrure de silicium est d'épaisseur e_{guide} , tout comme la

couche d'or. Les couches supérieure et inférieure correspondent respectivement au superstrat et au substrat et leurs épaisseurs sont très grandes devant celle du guide. La structure utilisée pour ce calcul est représentée en figure 2.9. Il faut noter que l'absence du réseau diélectrique conduit à un léger changement de l'indice effectif du mode guidé fondamental. L'erreur relative sur l'indice effectif est de 0,5%, on néglige donc cet effet sur le coefficient de réflexion obtenu.

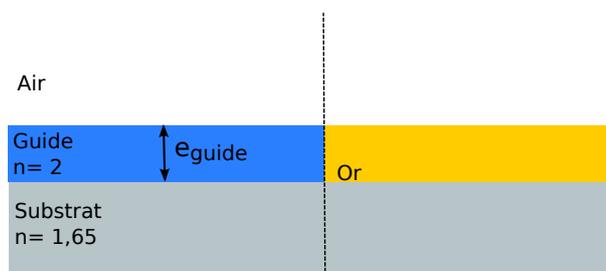


FIGURE 2.9 – Schéma de l'interface guide/miroir simulée avec RMCA.

La simulation effectuée revient à calculer les modes propres dans la couche de SiN_x infiniment longue et à obtenir le coefficient de réflexion entre le mode guidé d'indice n_{eff} vers le mode de même indice en sens opposé.

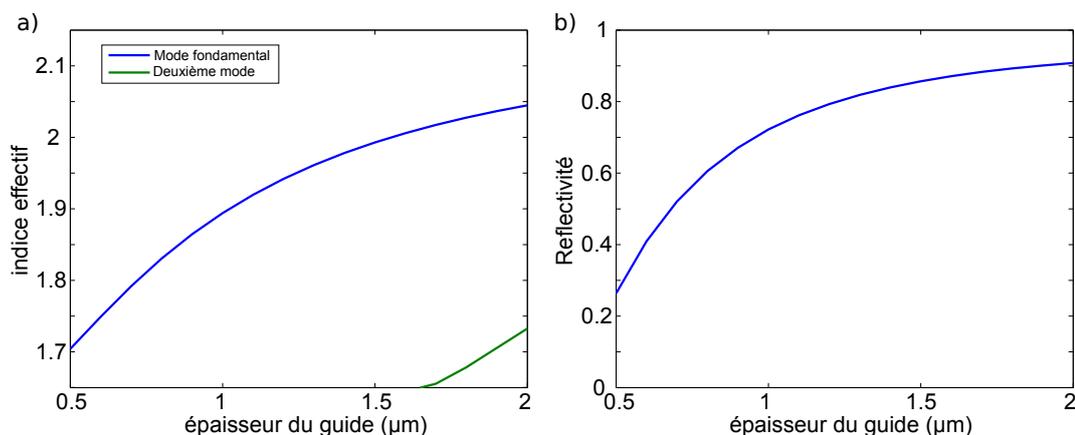


FIGURE 2.10 – a) Indices effectifs de modes guidés selon l'épaisseur du guide. b) Évolution du coefficient de réflexion à l'interface guide/or avec l'épaisseur du guide.

La figure 2.10.a montre les indices effectifs des modes supportés par le guide d'onde à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3,814 \mu\text{m}$. On remarque que pour une épaisseur inférieure à $1,7 \mu\text{m}$, le guide est monomode. On évitera donc de choisir un guide plus épais pour éviter la présence de pics secondaires dus au deuxième mode. Le coefficient de réflexion pour le mode guidé fondamental à l'interface entre le guide et l'or est représenté en fonction de l'épaisseur du guide en figure 2.10.b. Le filtre précédemment décrit utilise un guide d'épaisseur $1 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un coefficient de réflexion de 72,2 %.

L'utilisation d'une couche d'or d'épaisseur égale à celle du guide en nitrure de silicium est la solution la plus simple du point de vue du processus de fabrication. Toutefois, les coefficients de réflexion observés sont perfectibles. En effet, un mode guidé n'est pas entièrement

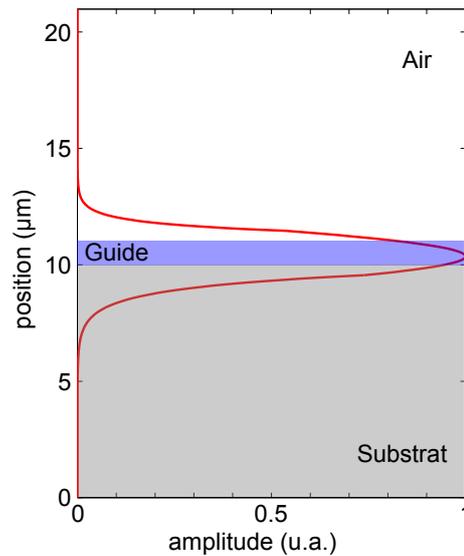


FIGURE 2.11 – Amplitude du mode guidé fondamental le long d'une coupe transversale au guide pour une épaisseur $e_{guide} = 1 \mu\text{m}$.

confiné dans le guide d'onde, mais son profil en amplitude le long d'une coupe transversale à sa direction de propagation est évanescent de part et d'autre du guide d'onde, comme illustré en figure 2.11. Le miroir utilisé ici ne peut pas réfléchir la totalité de l'onde guidée. On va donc l'étendre afin de réfléchir une plus grande partie du mode guidé. Une solution envisagée pour améliorer cette réflexion consiste à augmenter la profondeur du miroir en or dans le substrat, comme on peut le voir en figure 2.12.a, car c'est de ce côté du guide que l'amplitude est la plus forte.

Miroir profond

Pour augmenter le coefficient de réflexion d'un mode guidé d'indice n_{eff} vers le mode contra-propagatif, on étend le miroir d'or dans le substrat. Une série de calculs ont été menés pour différentes profondeurs p du miroir dans le substrat, toujours sur un guide d'épaisseur $e_{guide} = 1 \mu\text{m}$. La structure est représentée en figure 2.12.a.

Les simulations effectuées avec l'algorithme RMCA donnent un coefficient de réflexion croissant avec la profondeur p . Ces données sont représentées en figure 2.12.b. La valeur de la réflexion croît asymptotiquement vers une valeur maximale de 95%. Pour les profondeurs inférieures à $0,4 \mu\text{m}$, le coefficient de réflexion chute rapidement vers 72 %. Ainsi augmenter la profondeur du miroir dans le substrat de quelques micromètres permet un net gain sur la réflexion depuis un mode propagatif vers le mode contra-propagatif. Un guide d'épaisseur $e_{guide} = 1 \mu\text{m}$ associé à un miroir en or profond de $1,5 \mu\text{m}$ donne un coefficient de réflexion de 94 %. Nous allons maintenant appliquer cette technique à la réalisation d'une cavité résonante pour filtre GMR.

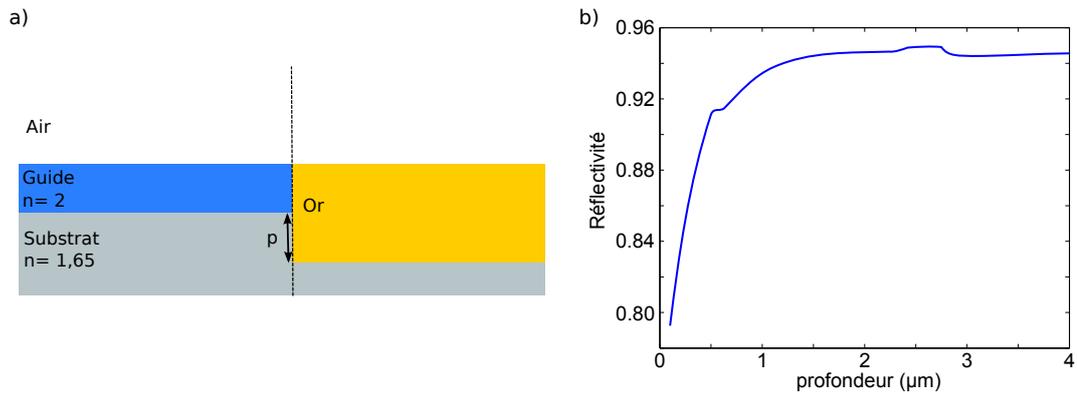


FIGURE 2.12 – a) Schéma de la structure simulée. b) Évolution du coefficient de réflexion du mode guidé avec la profondeur du miroir métallique pour un guide épais de $1\ \mu\text{m}$.

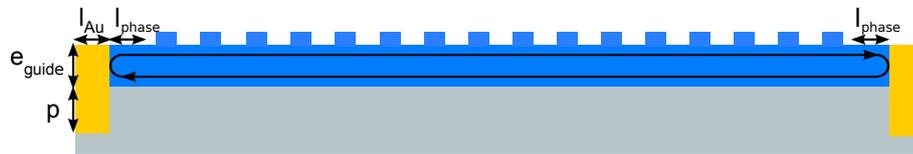


FIGURE 2.13 – Schéma et dimensions géométriques de la structure CRIGF complète.

Simulations sur des filtres CRIGF complets

Nous avons pu déterminer dans les parties précédentes qu'une structure constituée d'un guide d'onde en SiN_x d'épaisseur $t_{\text{guide}} = 1\ \mu\text{m}$ sur substrat de saphir, entourés de miroirs transversaux en or de profondeur $p = 1,5\ \mu\text{m}$ formait une bonne cavité horizontale.

Nous avons de plus vu qu'un réseau diélectrique d'épaisseur $t_{\text{reseau}} = 0,500\ \mu\text{m}$, de période $d = 2,000\ \mu\text{m}$ et de largeur de fente $a = 1,500\ \mu\text{m}$ en SiN_x permet d'obtenir un couplage résonant à la longueur d'onde $\lambda_r = 3,814\ \mu\text{m}$. Il est alors possible de réaliser une structure de taille limitée intégrant le structure GMR dans la cavité horizontale. Cette cavité se doit elle aussi d'être résonante à $\lambda = 3,814\ \mu\text{m}$ pour obtenir un CRIGF. Pour cela nous ajustons la longueur de cavité grâce à deux espaces de largeur l_{phase} , comme représenté en figure 2.13, permettant le contrôle de la phase de réflexion des modes guidés dans la cavité. Ces espaces sont ici de largeur de largeur $l_{\text{phase}} = 0,47\ \mu\text{m}$. Nous obtenons ainsi une longueur totale de cavité $L_{\text{cav}} = 40,94\ \mu\text{m}$ pour un filtre constitué de 20 motifs élémentaires.

Nous avons effectué des simulations numériques sur cette structure en utilisant le code de calcul RETICOLO. L'objectif est cette fois ci d'obtenir le comportement spectral et angulaire complet de notre CRIGF à miroir métallique.

La figure 2.14.a donne le spectre en réflexion du CRIGF (courbe bleue) ainsi qu'un spectre pour un GMR infini de paramètres géométriques identiques. La longueur d'onde de résonance du CRIGF est la même que celle du filtre GMR. La réflexion est un peu plus faible, $R_{\text{max,CRIGF}} = 90,6\%$ en raison de l'absorption dans l'or ou de la diffusion des modes supportés par la cavité horizontale lors de leur réflexion sur le miroir métallique de taille

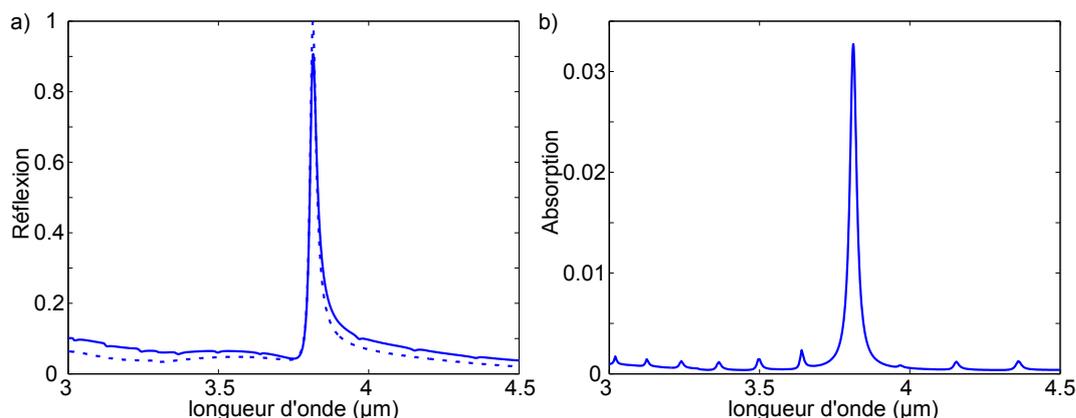


FIGURE 2.14 – a) Spectres en réflexion pour un CRIGF de longueur $42\ \mu\text{m}$ (traits pleins) et pour un filtre GMR diélectrique infiniment long (pointillés) éclairés par une onde plane monochromatique sous incidence normale. b) Proportion de l'onde incidente absorbée dans l'or.

finie, ainsi que d'une réflexion de l'onde incidente sur les plots en or qui représentent 2,4% de la surface éclairée. La largeur à mi-hauteur du pic de réflexion est de 32 nm ce qui est proche des 26 nm calculés pour le GMR infini, ce qui nous montre que c'est bien la finesse spectrale du GMR qui limite la largeur de la résonance et pas la finesse de la cavité horizontale. Cette petite différence de largeur est due aux 3% d'absorption dans l'or à la longueur d'onde de résonance.

Dans le spectre du CRIGF, on observe plusieurs chutes, très faibles, de la réflexion. Ces chutes correspondent aux longueurs d'onde pour lesquelles il existe un mode guidé résonant dans la cavité horizontale. La valeur de l'absorption dans les miroirs métalliques en fonction de la longueur d'onde est donnée en figure 2.14.b. À la longueur d'onde de résonance, l'absorption est plus importante car le mode guidé est fortement couplé par le réseau diélectrique. L'absorption dans l'or, même si elle est faible aux longueurs d'onde de travail, vient donc limiter la valeur maximale de réflexion du CRIGF et empêche d'obtenir une réflexion de 100%.

D'après ces résultats, on obtient un filtre de taille $42\ \mu\text{m}$ (miroirs compris), avec un pic de réflexion de grande amplitude. La cavité permet donc bien d'obtenir un filtrage important sur une surface bien plus petite que dans les travaux menés sur des filtres GMRs classiques lorsqu'on éclaire avec une onde plane suivant une incidence normale. La présence d'une cavité horizontale pouvant modifier le comportement angulaire des filtres, nous cherchons donc maintenant à évaluer la tolérance des CRIGFs.

Comportement angulaire

Nous allons dans cette partie comparer le comportement angulaire des CRIGFS métalliques à celui d'un filtre GMR classique de longueur d'onde de résonance comparable. Pour cela nous effectuons des simulations RETICOLO pour une gamme d'angles d'incidence allant de 0° à 5° et pour des longueurs d'onde comprises entre 3,6 et $4\ \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés en figure 2.15 sous la forme d'un diagramme de la réflexion en fonction de la

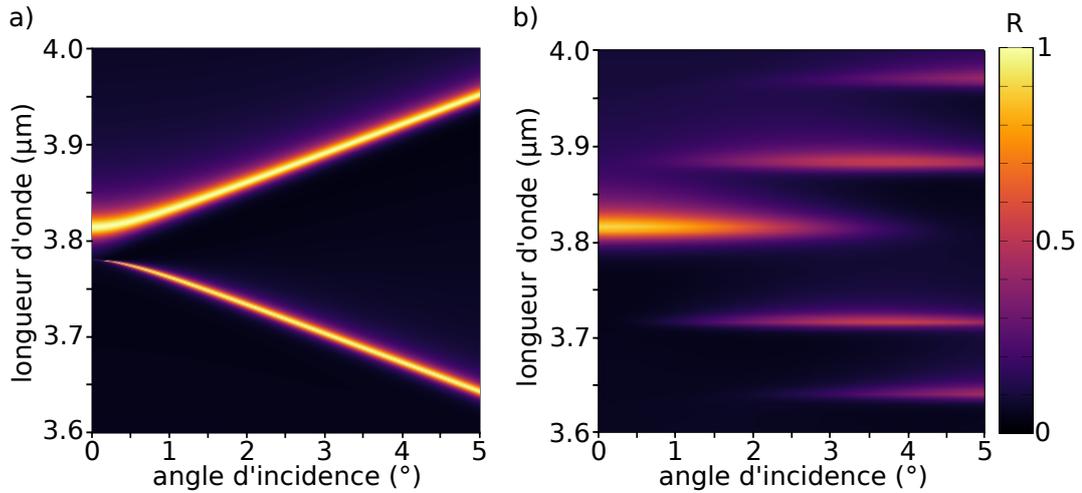


FIGURE 2.15 – a) Diagramme de la réflexion d’un filtre GMR diélectrique infini selon la longueur d’onde et l’angle de l’onde plane incidente. b) Diagramme de la réflexion d’un filtre CRIGF de $42\ \mu\text{m}$ de long selon la longueur d’onde et l’angle de l’onde plane incidente.

longueur d’onde et de l’angle d’incidence.

La présence de la cavité modifie le comportement du filtre. En effet, comme on peut l’observer en figure 2.15.a pour un GMR classique, lorsque l’angle d’incidence augmente deux pics de réflexions évoluent continûment, l’un vers les hautes longueurs d’onde, l’autre vers les basses longueurs d’onde. Sous incidence normale, les ordres diffractés par le réseau sont couplés avec un mode guidé propagatif et un mode contra-propagatif. Ces modes guidés peuvent se coupler de manière symétrique ou anti-symétrique. Puisque la structure est ici symétrique, le mode symétrique est privilégié sous incidence normale. Sous onde inclinée, les ordres diffractés 1 et -1 ne se couplent pas aux modes guidés à la même longueur d’onde, comme nous l’avons vu en figure 2.5. Pour un CRIGF, le mode symétrique est résonant à la même longueur d’onde que la cavité horizontale sous incidence normale. Cependant, l’évolution continue de la longueur d’onde de résonance avec l’angle d’incidence n’est pas possible car la structure ne peut résonner que lorsque la partie GMR et la cavité sont toutes les deux résonantes. Or la cavité ne résonne que pour un nombre limité de longueurs d’onde, fixé par sa longueur. Ainsi, on voit en figure 2.15.b que lorsque l’angle d’incidence augmente, le CRIGF saute d’un mode de cavité à un autre.

Comme la longueur d’onde de résonance n’évolue plus continûment, la résonance est contrainte à la longueur d’onde $\lambda_r = 3,814\ \mu\text{m}$ plus longtemps avant de changer de mode de cavité. Alors la chute de réflexion avec l’angle d’incidence s’effectue moins rapidement. On observe en conséquence une augmentation de la tolérance angulaire du CRIGF vis à vis du GMR : $\Delta\theta_{CRIGF} = 2,6^\circ$ contre $\Delta\theta_{GMR} = 0,63^\circ$. En revanche, on pourra observer des pics de réflexion secondaires sur les spectres du CRIGF sous onde plane inclinée. Par exemple pour une incidence de 2° , on se situe encore dans la tolérance angulaire du filtre d’après notre définition, mais deux pics secondaires apparaissent sur le spectre à $\lambda_1 = 3,883\ \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 3,716\ \mu\text{m}$.

2.3.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons abordé les filtres GMR diélectriques avec une cavité résonante horizontale. Nous avons étudié la possibilité d'utiliser des miroirs latéraux métalliques afin de réduire les dimensions du filtre. Nous avons obtenu une réflexion résonante de $R_{max,CRIGF} = 90,6\%$ sur un filtre de seulement $42 \mu\text{m}$ de long (soit environ 11 fois la longueur d'onde de travail). Le comportement angulaire est modifié et la tolérance nettement améliorée. Elle reste toutefois trop faible, de l'ordre de 1° , ce qui n'est pas compatible avec une utilisation au sein d'une caméra d'imagerie.

Il serait possible d'utiliser une autre méthode pour améliorer la tolérance angulaire. Par exemple l'utilisation de réseaux *doublement périodiques* permet d'augmenter fortement la tolérance angulaire d'un filtre GMR [84]. L'association de cette technique à l'intérieur d'un CRIGF pourrait donner un comportement angulaire intéressant. Une autre solution envisageable serait d'utiliser des filtres GMR avec un réseau métallique. Les tolérances angulaires reportées dans la littérature semblent plus prometteuses que dans le cas des filtres GMR entièrement diélectriques [114]. Ainsi ces filtres métallo-diélectriques semblent être plus adaptés pour réaliser du filtrage très tolérant angulairement. Nous nous concentrerons donc dans la suite de cette thèse sur ce nouveau type de filtre.

2.4 Introduction aux GMRs métalliques

2.4.1 introduction

Dans les parties précédentes, nous avons vu que les tolérances angulaires rapportées dans la littérature des filtres à résonance de mode guidé entièrement diélectriques, bien qu'ils présentent des propriétés spectrales intéressantes, posent des problèmes pour une utilisation au sein d'une caméra. En effet, la tolérance angulaire extrêmement faible de ce type de filtre les rend incompatibles avec des faisceaux focalisés et le filtrage sur petite surface. Cependant, il existe bien une structure, tout d'abord proposée par Moreno en 2006 [77] pour le domaine visible puis développée par Sakat en 2011 [78] pour l'infrarouge, utilisant la résonance de mode guidé qui présente une meilleure tolérance angulaire. Cette structure fonctionne dans l'infrarouge pour une onde incidente TM. Ce nouveau filtre utilise un guide d'onde diélectrique associé à un réseau métallique avec des fentes étroites. Ce réseau permet, grâce à son importante surface métallique et ses petites fentes, d'obtenir un comportement passe-bande en transmission, contrairement au comportement coupe-bande des filtres tout diélectrique. Le filtre est aussi moins sélectif en longueur d'onde et en angle d'incidence [115], ce qui le rend mieux compatible avec une utilisation en imagerie multi-spectrale infrarouge.

Ce nouveau type de filtre GMR métallo-diélectrique est donc un meilleur candidat que le GMR classique pour les applications ciblées dans cette thèse. Je vais maintenant détailler, en m'appuyant sur des simulations numériques, les propriétés géométriques et optiques de ce type de filtre. Puis je présenterai diverses améliorations apportées à la structure depuis 2011.

2.4.2 Simulations numériques de filtres GMR métalliques

Nous allons dans un premier temps nous concentrer sur des structures similaires à celles présentées par Sakat [78]. Nous étudions, comme dans la section précédente des structures avec un réseau unidimensionnel de barreaux infiniment longs. Les fentes étant très fines, les ondes polarisées en transverse électrique (TE, champ électrique parallèle aux barreaux) sont presque entièrement réfléchies aux longueurs d'onde de travail. Nous utilisons donc des ondes planes en polarisation transverse magnétique (TM, champ magnétique parallèle aux barreaux) pouvant être transmises par le filtre. Les propriétés optiques des structures GMR métalliques sont calculées à l'aide de RETICOLO.

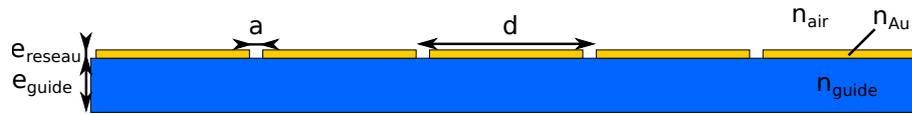


FIGURE 2.16 – Schéma d'un filtre GMR avec réseau métallique et guide d'onde plan diélectrique.

La structure étudiée est représentée en figure 2.16. elle est suspendue dans l'air et est constituée d'une couche mince de SiN_x et d'un réseau en or. Comme dans le cadre des GMR diélectriques, on doit utiliser un guide d'onde suffisamment fin pour être monomode aux longueurs d'onde de travail. Le réseau métallique est de période d et d'épaisseur e_{reseau} , avec une fine fente de largeur a . Nous choisissons une épaisseur de $e_{\text{reseau}} = 100$ nm, qui est supérieure à l'épaisseur de peau dans l'or. Le réseau doit rester peu épais afin d'éviter la présence d'un effet de Fabry-Pérot dans les fentes. Ce type d'effet, décrit par Porto [53], existe dans des réseaux métalliques épais de plusieurs centaines de nanomètres (plus de 600 nm à 3,5 μm de longueur d'onde). Il est notamment utilisé dans les structures à résonance plasmonique présentées dans le chapitre 1.

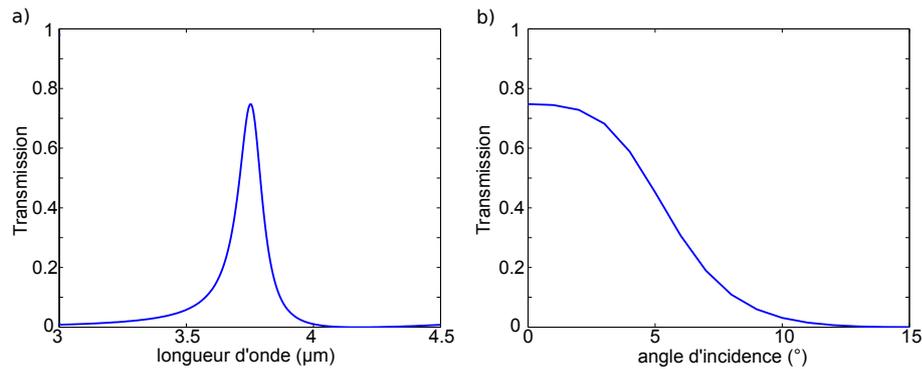


FIGURE 2.17 – a) Spectre en transmission pour un filtre GMR métallique simple b) Évolution de la transmission à λ_r avec l'angle d'incidence.

La figure 2.17.a, montre un spectre calculé numériquement pour un filtre GMR métallique de paramètres géométriques : $d = 2,400$ μm , $a = 160$ nm et un guide d'onde d'épaisseur $e_{\text{guide}} = 650$ nm. L'évolution de la transmission à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3,753$ μm avec l'inclinaison de l'onde plane incidente est représenté en figure 2.17.b. On obtient une tolérance angulaire $\Delta\theta = 5,7^\circ$, définie comme l'angle pour lequel la transmission

atteint la moitié de sa valeur sous incidence normale. La longueur d'onde de résonance du système est aisément ajustable grâce à la période du réseau d . La largeur des fentes contrôle le facteur de qualité de la résonance ainsi que la transmission maximale. Des fentes larges donnent une plus grande transmission à la résonance mais diminuent le facteur de qualité et le taux de réjection du filtre. Le tableau 2.1, donne un résumé des longueurs d'onde de résonance, transmissions maximales et largeurs à mi-hauteur pour différentes périodes et tailles de fente.

$e_{guide} = 650 \text{ nm}$	λ_r	T_{max}	$\delta\lambda$	$\Delta\theta$
$d = 2,2 \text{ }\mu\text{m}, a = 200 \text{ nm}$	3,492 μm	82,3 %	134 nm	6,3°
$d = 2,4 \text{ }\mu\text{m}, a = 160 \text{ nm}$	3,753 μm	74,9 %	115 nm	5,7°
$d = 2,4 \text{ }\mu\text{m}, a = 200 \text{ nm}$	3,713 μm	81,6 %	129 nm	6,3°
$d = 2,4 \text{ }\mu\text{m}, a = 240 \text{ nm}$	3,660 μm	72,3 %	162 nm	7,6°
$d = 2,5 \text{ }\mu\text{m}, a = 200 \text{ nm}$	3,818 μm	80,7 %	122 nm	6,3°

TABLEAU 2.1 – Résumé des propriétés optiques de divers filtres GMR métalliques.

Les filtres GMR que nous venons d'étudier possèdent des tolérances angulaires de l'ordre de 5 à 7°. Or, pour obtenir un faisceau focalisé sur une surface de la taille d'un pixel de détection (30x30 μm), il faut une ouverture de 14°. Les tolérances angulaires de ces filtres doivent donc être encore améliorées. Au sein de l'équipe MiNaO plusieurs améliorations ont été apportées aux structures GMR métalliques. Je vais rapidement lister les améliorations que nous allons mettre à profit afin d'obtenir des filtres dotés d'une meilleure réjection et d'une forte tolérance angulaire.

2.4.3 Modifications de la structure GMR métallo-diélectrique

Dual Metallic Gratings

Le spectre en transmission de la structure GMR présente une forme caractéristique d'une résonance de Fano [116] avec un maximum de transmission suivi d'un minimum. Sur la structure en exemple dont le spectre est donné en figure 2.17, le maximum est situé à $\lambda_r = 3,753 \text{ }\mu\text{m}$ et est suivi d'une extinction de la transmission à $\lambda_0 = 4,180 \text{ }\mu\text{m}$. Passé ce zéro, la transmission augmente continuellement vers les hautes longueurs d'onde. Cette augmentation, qui atteint plus de 7 % de transmission au delà de 6 μm , dégrade le taux de réjection du filtre, c'est pourquoi nous cherchons à la supprimer.

La réjection peut être améliorée en ajoutant un second réseau métallique symétrique du premier sous le guide d'onde. Cette méthode, inspirée des filtres à résonance plasmonique, s'appelle *Dual Metallic Grating (DMG)*. Les travaux menés au sein de l'équipe MiNaO par Estruch [117] sur la résonance plasmonique, puis par Tardieu [118] sur la résonance de mode guidée, montrent qu'un mécanisme d'extinction extraordinaire de la transmission a lieu dans les DMG aux hautes longueurs d'onde. La position de cette extinction est contrôlée par la distance entre les deux réseaux métalliques, qui correspond dans notre cas à l'épaisseur du guide e_{guide} . L'extinction est due à un mécanisme d'interférences destructives entre l'ordre 0 (propagatif) et les ordres diffractés (évanescents) à l'intérieur de la cavité résonante formée par les deux réseaux. La distance entre les deux réseaux doit être inférieure à $\frac{d}{2}$ pour que le couplage ait lieu. Par ailleurs, Estruch nous apprend que les fentes des deux réseaux doivent

être alignées pour maximiser la transmission à la résonance.

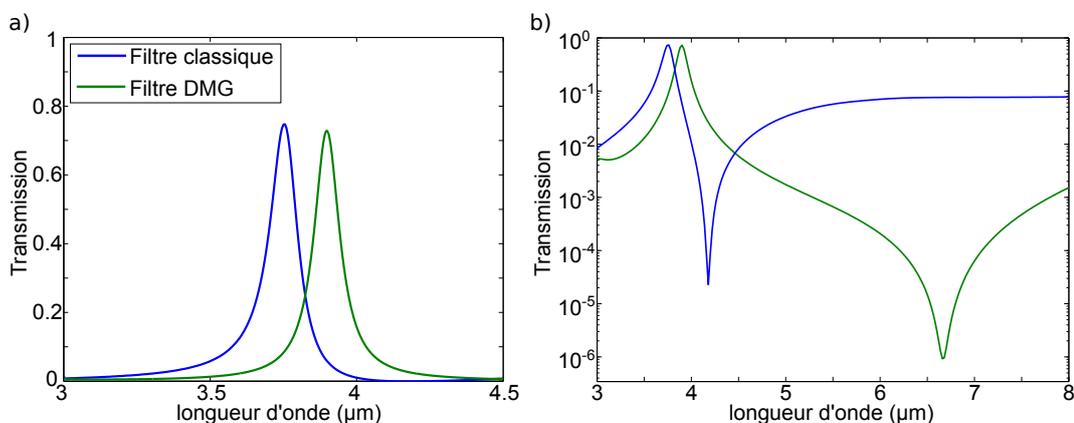


FIGURE 2.18 – a) Spectre pour une onde plane avec incidence normale pour un filtre GMR simple et un filtre DMG. Les paramètres géométriques du filtre simple sont : $d = 2,4 \mu\text{m}$, $a = 160 \text{ nm}$ et $e_{\text{guide}} = 650 \text{ nm}$. Les paramètres géométriques du filtre DMG sont : $d = 2,075 \mu\text{m}$, $a = 160 \text{ nm}$ et $e_{\text{guide}} = 650 \text{ nm}$. b) Spectres en échelle log pour les deux filtres.

L'exemple de la structure GMR simple donnée précédemment est repris et un deuxième réseau, identique au premier, est ajouté sous le guide. Les spectres de la structure simple réseau et de la structure DMG sont représentés en figure 2.18.a. La figure 2.18.b met en évidence l'extinction aux hautes longueurs d'onde obtenue grâce à la technique DMG. L'extinction extraordinaire a lieu à $\lambda = 6,660 \mu\text{m}$ pour le DMG décrit ici. On remarque en figure 2.18.b pour le filtre DMG (courbe bleue) une transmission bien plus faible que pour le filtre classique (courbe verte) en dehors de la résonance.

Réseau bi-atome

Nous avons précédemment signalé le fait que la tolérance angulaire des filtres intégrés directement à l'intérieur d'une caméra multispectrale est cruciale. Une grande tolérance permet en effet d'utiliser des optiques plus ouvertes et simplifie l'architecture de la caméra. Ainsi, pour focaliser un spot sur une surface de $30 \times 30 \mu\text{m}$, la taille d'un pixel de détection, il faut un faisceau ouvert au minimum à 14° . La tolérance angulaire des filtres GMR métalliques simples est donc encore trop faible et nous cherchons ici à l'améliorer.

Les études menées sur les filtres GMR diélectriques simples montrent que la largeur angulaire des filtres est proportionnelle à leur largeur spectrale[101]. Il serait donc impossible d'augmenter la tolérance angulaire de ces filtres sans dégrader leur facteur de qualité. Une technique de nanostructuration des structures diélectriques, proposée par Lemarchand en 1998 [84], permet toutefois de décorrélérer largeur angulaire et largeur spectrale. Pour cela, Lemarchand propose d'abord d'utiliser deux réseaux, la période du second réseau étant la moitié de celle du premier (soit une fréquence spatiale double), puis d'utiliser un unique réseau *doublement périodique*. Le motif élémentaire de ce réseau est constitué de deux fentes de taille différente afin d'émuler le doublement de fréquence au sein du réseau. Cette tech-

nique a par la suite été étudié notamment sous incidence oblique ou dans le cadre de filtres bi-dimensionnels [85, 100, 119].

Toutefois, la tolérance angulaire des filtres GMR diélectriques étant initialement extrêmement faible (de l'ordre du dixième de degré), la nette amélioration apportée par les structures diélectriques doublement périodiques n'est pas suffisante dans le cadre de ma thèse. C'est pourquoi nous allons nous intéresser à l'appropriation de cette technique aux filtres GMR métalliques par Sakat au sein de l'équipe MiNaO [114]. Les réseaux métalliques doublement périodiques, que nous appellerons réseaux *bi-atomes*, sont constitués de deux fentes au sein de leur motif élémentaire. Nous les différencierons des réseaux classiques, dits *mono-atomes*, dotés d'une unique fente.

Nous avons effectué des simulations RCWA sur deux filtres dual metallic gratings mono-atome et bi-atome de paramètres géométriques : $d_{mono} = 2,075 \mu\text{m}$ et $a_{mono} = 0,16 \mu\text{m}$ pour le filtre mono-atome schématisé en figure 2.19.a ; $d_{bi} = 2,8 \mu\text{m}$, $a_{1,bi} = 0,19 \mu\text{m}$ et $a_{2,bi} = 0,67 \mu\text{m}$ pour le filtre bi-atome schématisé en figure 2.19.b. Les épaisseurs des réseaux et des guides sont les mêmes pour les deux filtres : $e_{reseau} = 100 \mu\text{m}$ et $e_{guide} = 650 \mu\text{m}$. Ces deux filtres ont été choisis car ils présentent des gabarits spectraux similaires, représentés en figure 2.19.c. Leurs longueurs d'onde de résonance et leurs largeurs spectrales sont identiques : $\lambda_{bi} = \lambda_{mono} = 3,905 \mu\text{m}$ et $\text{FWHM}_{bi} = \text{FWHM}_{mono} = 110 \text{ nm}$, ce qui correspond à un facteur de qualité $Q = 35,5$. Les valeurs des transmissions maximales sont proches : $T_{max,bi} = 78,3\%$ et $T_{max,mono} = 72,7\%$.

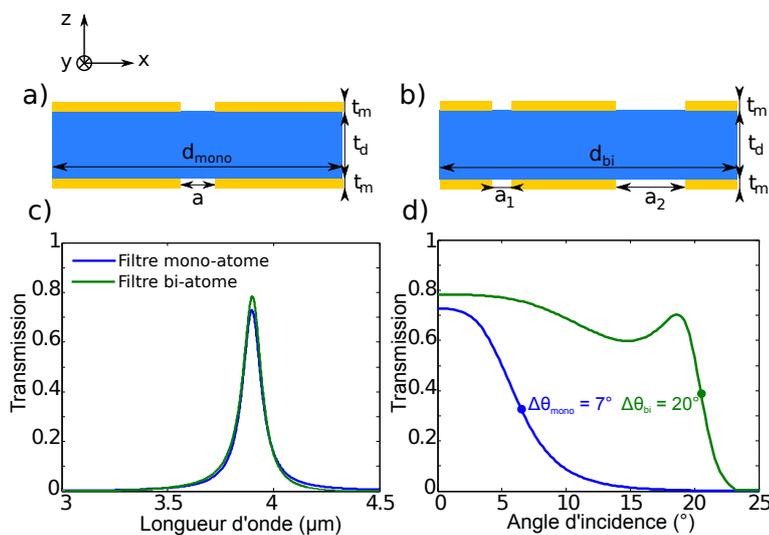


FIGURE 2.19 – a) Schéma du motif élémentaire d'un filtre mono-atome. b) Schéma du motif élémentaire d'un filtre bi-atome. c) Spectres en transmission pour une onde plane avec incidence normale. d) Évolution de la transmission à la longueur d'onde de résonance avec l'angle d'incidence.

On remarque en figure 2.19.d, que le filtre bi-atome offre une tolérance angulaire $\delta\theta_{bi} = 20^\circ$ nettement plus importante que le filtre mono-atome $\delta\theta_{mono} = 7^\circ$. On remarque notamment un rebond de la transmission à la longueur d'onde de résonance chez le filtre bi-atome pour une incidence de 19° .

Les publications de Sakat et Lemarchand expliquent la modification du comportement angulaire des filtres bi-atomes vis à vis des filtres mono-atomes. Sous incidence normale et à la longueur d'onde de résonance, nous avons vu que les ordres $+1$ et -1 diffractés par le réseau sont couplés dans le guide à deux modes guidés de même indice effectif et se propageant en sens inverse. Ces deux modes guidés peuvent se coupler l'un à l'autre de façon symétrique ou anti-symétrique vis à vis du plan Oyz . Il y a alors ouverture de gap et aplanissement de la bande de dispersion au centre de la zone de Brillouin, ce qui conduit à deux ondes stationnaires de fréquence différentes, comme on peut le voir en figure 2.20.a. Puisque les filtres étudiés ont une structure symétrique, sous incidence normale la résonance utilise un couplage symétrique des modes guidés. C'est ce qu'on peut voir en figure 2.20.b : la bande de transmission inférieure correspond à la au couplage symétrique et la bande supérieure au couplage anti-symétrique. On observe une forte transmission dans la bande symétrique sous incidence normale puis un décalage de la longueur d'onde de résonance et l'apparition d'un deuxième pic de transmission dû au couplage anti-symétrique lorsqu'on incline le faisceau.

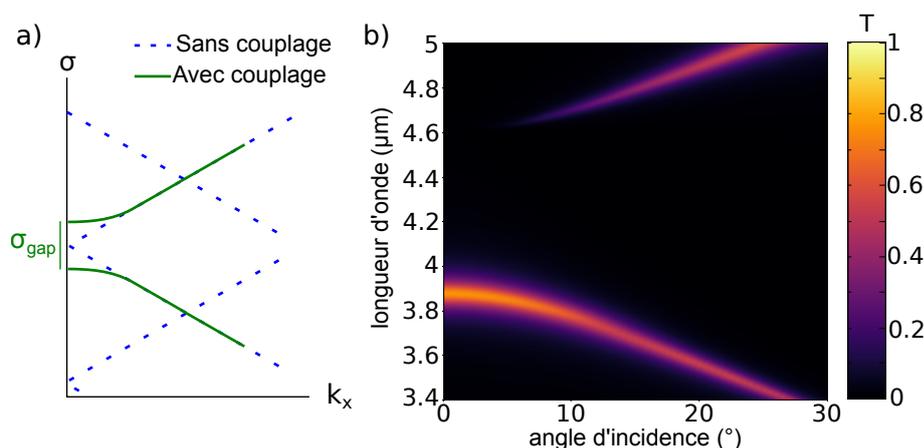


FIGURE 2.20 – a) Diagramme des bandes de dispersion en l'absence et en présence de couplage entre les modes guidés propagatifs et contra-propagatifs. $\sigma = \frac{2\pi}{\lambda}$ et $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin(\theta_{inc})$. b) Évolution de la transmission d'un filtre DMG mono-atome de paramètres $d_{mono} = 2,075 \mu\text{m}$, $a_{mono} = 0,16 \mu\text{m}$, $e_{reseau} = 100 \mu\text{m}$ et $e_{guide} = 650 \mu\text{m}$ avec la longueur d'onde et l'angle d'incidence de l'onde plane.

Dans un filtre mono-atome, le coefficient de couplage entre les modes guidés de directions opposées est faible. L'utilisation d'un motif bi-atome permet de modifier ce coefficient de couplage. L'ajout d'une deuxième fente dans un réseau de période d , et donc de fréquence spatiale $\frac{1}{d}$, permet d'augmenter l'amplitude fréquence spatiale double $\frac{2}{d}$ et donc d'améliorer le couplage, à la manière d'un réseau de Bragg. En réglant le couplage, on est capable d'obtenir une bande de dispersion plate autour de l'incidence normale, comme représenté en figure 2.21. Ainsi, on peut maximiser la tolérance angulaire du filtre grâce à la méthode bi-atome. Notez que la structure bi-atome ne présente pas la même dispersion angulaire qu'une structure mono-atome. La longueur d'onde de résonance se déplace d'abord vers les basses longueurs d'onde avant d'augmenter vers les hautes longueurs d'onde lorsqu'on incline l'onde incidente. C'est cette dérive qui explique le rebond de la transmission autour de 19°

observé en figure 2.19.d.

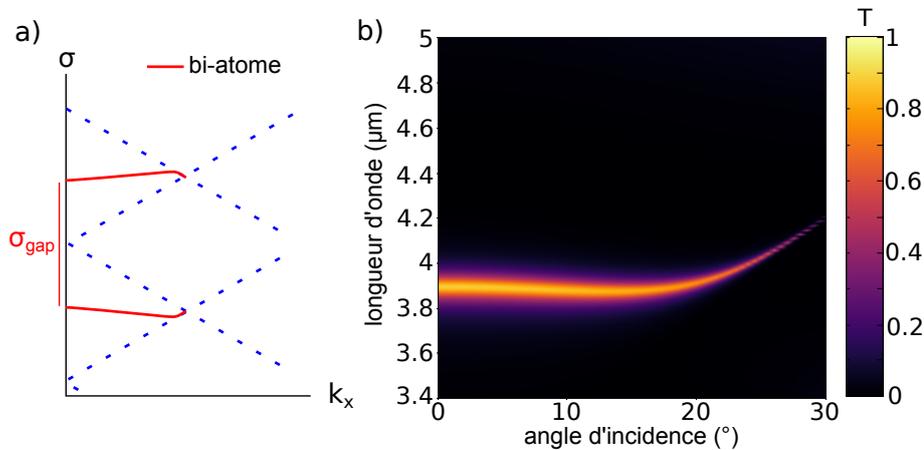


FIGURE 2.21 – a) Diagramme d’une bande de dispersion d’une structure bi-atome. $\sigma = \frac{2\pi}{\lambda}$ et $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin(\theta_{inc})$. b) Évolution de la transmission d’un filtre DMG bi-atome de paramètres $d_{bi} = 2,8 \mu\text{m}$, $a_{1,bi} = 0,19 \mu\text{m}$, $a_{2,bi} = 0,67 \mu\text{m}$, $e_{reseau} = 100 \mu\text{m}$ et $e_{guide} = 650 \mu\text{m}$ avec la longueur d’onde et l’angle d’incidence de l’onde plane.

Présence d’un substrat

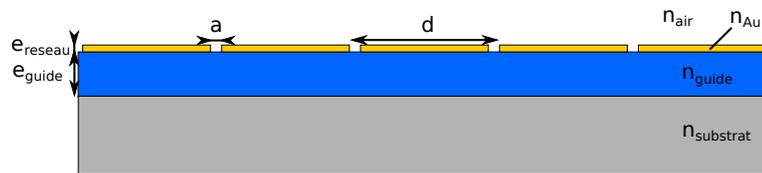


FIGURE 2.22 – Schéma d’un filtre GMR sur substrat.

Les structures GMR métalliques présentées jusqu’ici sont des membranes suspendues dans l’air. Des structures suspendues ont été fabriquées au sein de notre équipe afin de maximiser la transmission des filtres. Toutefois, ceci nécessite le retrait du substrat de fabrication, ce qui complique le processus de fabrication. De plus, la présence d’un substrat rend le filtre bien plus robuste mécaniquement. Que se passe-t-il optiquement si on conserve un substrat sous les filtres GMR métalliques ?

Tout d’abord, l’indice optique sous le filtre va augmenter en présence d’un substrat. Si l’indice du substrat est trop important, de nouveaux ordres diffractés par le réseau dans le substrat pourraient apparaître. On cherchera donc à vérifier que ces ordres supplémentaires n’existent pas. D’après la formule de diffraction par un réseau pour une onde plane d’incidence normale, l’angle du m -ième ordre diffracté est :

$$\theta_t^{(m)} = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{n_t d}\right)$$

avec n_t l'indice optique du milieu de transmission. L'ordre m diffracté existe seulement si :

$$\left| \frac{m\lambda}{n_t d} \right| < 1$$

Dans le cadre de la structure GMR métallique classique présentée précédemment, il existe deux ordres diffractés autres que l'ordre 0 dans le guide d'onde d'indice $n_{SiNx} = 2.15$. Il n'existe en revanche que l'ordre 0 dans l'espace libre sous le guide. Si on considère un filtre sur substrat, comme en figure 2.22, on vérifie qu'il n'existe pas d'ordre 1 ou -1 .

D'autre part, un substrat d'indice plus élevé implique une modification des conditions de guidage. L'indice effectif des modes guidés résonants augmente avec l'indice du substrat. Ainsi l'ajout du substrat décale la résonance vers les hautes longueurs d'onde. On choisira pour la suite de cette thèse un substrat en saphir, matériaux possédant un indice optique assez faible $n_{Al_2O_3} = 1.65$ et étant transparent dans le moyen infrarouge.

Si on considère la structure GMR suspendue de paramètres : $d = 2,4 \mu\text{m}$, $a = 160 \text{ nm}$ et $e_{guide} = 650 \text{ nm}$ décrite précédemment, le passage sur substrat de saphir induit un décalage spectral de la résonance vers $4,250 \mu\text{m}$ en raison des modifications des conditions de guidage. Le spectre en transmission de cette structure est représenté en figure 2.23. La transmission à la résonance vaut $T_{max} = 72,6 \%$. Il n'existe pas d'ordre diffracté dans le substrat à la longueur d'onde de résonance. Cependant, pour les basses longueurs d'onde, en dessous de $3,96 \mu\text{m}$, les ordres de diffractions $+1$ et -1 existent. On pourra donc dans ce cas chercher à travailler avec un pas du réseau plus faible afin de diminuer la longueur d'onde de résonance et la longueur d'onde d'apparition des ordres diffractés dans le substrat.

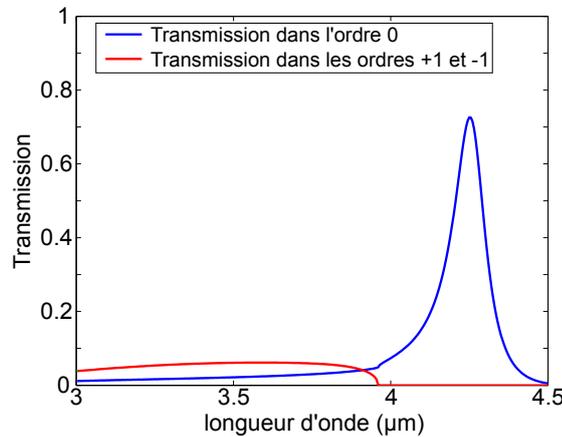


FIGURE 2.23 – Schéma d'un filtre GMR sur substrat de saphir ($n_{Al_2O_3} = 1,65$) et de période $d = 2,4 \mu\text{m}$.

Dans le cadre des filtres Dual Metallic Grating ou bi-atomes, un problème supplémentaire lié à la symétrie se pose. En effet, le modification de l'indice optique sous le filtre modifie les conditions de résonance des filtres DMG ce qui déplace la longueur d'onde de résonance et dégrade la transmission maximale. Il est cependant possible de retrouver les conditions de résonance en ajustant le deuxième réseau. Un modèle à deux modes à été développé

dans notre équipe par Tuambilangana [120] pour décrire les différentes résonances des filtres Dual Metallic Grating en assimilant le GMR à deux résonateurs couplés. Par analogie avec un Fabry-Perot, il est possible de définir un critère de symétrie du GMR. En présence d'un substrat la symétrie entre les deux réseaux métallique est brisée. En modifiant l'épaisseur du réseau inférieur ou la largeur de ses fentes, il est possible de restaurer le critère de symétrie et de retrouver la longueur d'onde de résonance, la transmission maximale et le facteur de qualité d'une structure suspendue.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés optiques et géométriques des filtres à résonance de mode guidé. Dans un premier temps, les filtres tout-diélectrique ont été présentés et une première solution pour réduire leur dimensions à été examinée : les filtres à cavité résonante intégrée. Nous avons déterminé qu'il était possible de réaliser des filtres de petite taille grâce à une cavité résonante constituée de miroirs latéraux en or. Nous avons de plus démontré par des simulations électromagnétiques qu'un filtre CRIGF de 42 μm de long peut servir à effectuer du filtrage spectral très sélectif. La tolérance angulaire des CRIGFS que nous avons étudié est aussi bien meilleure que celle des filtres GMR diélectriques classiques. Toutefois, cette tolérance angulaire reste trop faible pour être utilisé au sein d'une caméra infrarouge. En effet, dans le but de concevoir une caméra multispectrale avec filtrage à l'échelle du pixel, une forte tolérance angulaire est nécessaire afin de filtrer des faisceaux focalisés.

C'est pourquoi nous nous dirigeons vers les filtres GMR avec un réseau métallique. Ces filtres présentent un comportement passe-bande en transmission et une forte tolérance angulaire. Ces avantages indiquent qu'ils seraient potentiellement compatibles avec de faibles surfaces : 15 à 30 μm de coté, la taille d'un pixel de détection.

Toutefois, les filtres GMR présentés ici n'ont jamais été étudiés sur de faibles dimensions, avec un nombre limité de périodes, ou sous un faisceau incident fortement focalisé. A-t-on nécessairement besoin d'un grand nombre de périodes pour qu'un filtre GMR metallo-diélectrique fonctionne ? Les propriétés spectrales de ce type de filtre sont-elles maintenues sous faisceau focalisé ? La forte tolérance angulaire semble indiquer que cela pourrait fonctionner, mais la propagation des modes guidés ne posera-t-elle pas problème ?

La suite de cette thèse répondra à ces questions au travers de nouveaux calculs numériques et des preuves expérimentales. Nous nous concentrerons particulièrement sur la réponse des filtres à un faisceau focalisé et à la réalisation d'une mosaïque de filtres de la taille des pixels.

Les GMRs métalliques sous faisceau focalisé : vers de petites dimensions

Sommaire

3.1	Introduction	52
3.2	Méthode de simulation sous faisceau focalisé	52
3.2.1	Description du faisceau focalisé	52
	Quelle forme pour le faisceau ?	53
	Décomposition en ondes planes	54
3.2.2	Modifications du faisceau	56
3.2.3	Calcul de la transmission	57
3.2.4	Conclusion	58
3.3	Filtres DMG infinis sous faisceau focalisé	58
3.3.1	Etude spectrale	58
3.3.2	Etude à la longueur d'onde de résonance	61
3.3.3	Différentes formes de faisceau	63
	Le faisceau incliné	64
	L'éclairage Cassegrain	65
3.4	Conclusion	66

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les filtres à résonance de mode guidé métal-diélectriques offrent un pic de transmission utile au filtrage au sein d'une caméra multi-spectrale infrarouge ainsi qu'une tolérance angulaire de quelques degrés pour une structure simple et allant jusqu'à 20° pour une structure DMG bi-atome. Cette importante tolérance angulaire semble indiquer qu'une utilisation de ce type de filtres pourrait être compatible avec des faisceaux focalisés.

Toutefois, ce type d'étude n'a jamais été menée sur des GMR métal-diélectriques. Il existe dans la littérature quelques rares études théoriques sur des GMRs diélectriques avec des faisceaux très peu focalisés [121, 122]. Il existe aussi une étude expérimentale sur des GMRs métal-diélectriques utilisant un faisceau lui aussi très peu focalisé afin de s'approcher le plus possible d'une onde plane [119]. Cependant, aucune de ces études n'adresse de faisceau suffisamment focalisé pour être exploité à l'intérieur d'une caméra multispectrale infrarouge.

Nous nous intéresserons donc dans la suite de ce chapitre à des faisceaux plus fortement focalisés, afin d'exploiter au maximum la tolérance angulaire de nos filtres. Nous chercherons à observer les effets de cette focalisation sur le comportement spectral des filtres métalliques décrits au chapitre 2 au travers de calculs numériques. Nous comparerons notamment des filtres mono-atomes et bi-atomes et nous observerons des propriétés inattendues ouvrant des perspectives intéressantes pour réaliser des filtres de petite taille. Nous conservons dans les calculs de ce chapitre des structures 2D, de barreaux métalliques, infiniment longues.

3.2 Méthode de simulation sous faisceau focalisé

3.2.1 Description du faisceau focalisé

Dans le cas classique, on considère une unique onde plane incidente et un filtre infini. Cette onde plane est définie par un petit nombre de paramètres : sa longueur d'onde λ , son angle d'incidence θ et sa polarisation. Son amplitude est fixée à 1.

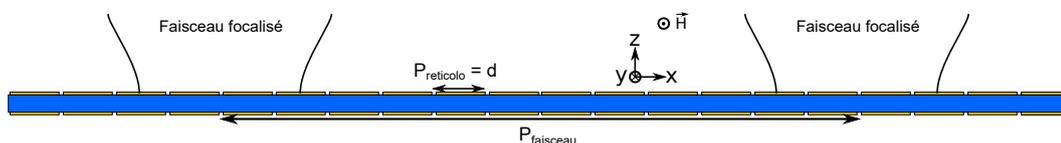


FIGURE 3.1 – Schéma des différentes périodes utilisées dans le calcul.

Le cas d'un faisceau focalisé est un peu plus complexe. Tout d'abord, il faut tenir compte des contraintes associées à nos méthodes de simulation. L'algorithme RCWA impose une structure périodique suivant l'axe x . De plus, les solutions obtenues par ce calcul sont pseudo-périodiques et le champ électromagnétique incident sur le filtre doit être périodique. Comme le montre la figure 3.1, la période pour laquelle un spot du faisceau est répétée, $P_{faisceau}$, est

beaucoup plus grande que la période définie pour le calcul RCWA effectué par RETICOLO, $P_{reticolo}$. Dans le cadre de ce chapitre, nous ne considérons que des filtres avec des réseaux unidimensionnels et un nombre infini de répétitions, alors la période $P_{reticolo}$ est égale à d le pas du réseau.

Le faisceau focalisé monochromatique à la longueur d'onde λ n'est pas seulement défini par un unique angle d'incidence mais par une gamme d'angles compris entre $-\theta_{ap}$ et $+\theta_{ap}$. θ_{ap} correspond au demi-angle d'ouverture du faisceau.

Quelle forme pour le faisceau ?

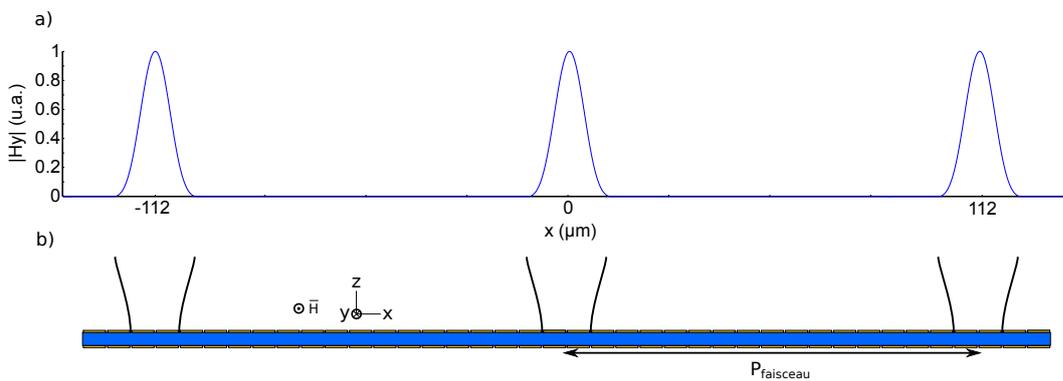


FIGURE 3.2 – a) Amplitude du faisceau incident le long de l'axe x . b) Schéma de la structure simulée et de la périodicité des faisceaux focalisés incidents.

Le faisceau incident doit être répété avec une période $P_{faisceau}$ suffisamment grande et une forme de faisceau adaptée afin d'éviter qu'un mode guidé provenant d'un faisceau ne puisse interférer avec des modes venant de ses voisins. La figure 3.2 montre le cas d'une simulation avec des faisceaux larges de $9 \mu\text{m}$ et répétés tout les $112 \mu\text{m}$. On peut observer en figure 3.2.a l'amplitude du champ magnétique du faisceau incident périodisé et le schéma de la structure en figure 3.2.b. La propagation des modes guidés est intrinsèquement limitée car notre guide a des pertes : d'une part des pertes par absorption dans l'or le long de la propagation dans le guide, mais aussi des pertes radiatives par couplage vers l'espace libre à la longueur d'onde de résonance. De plus, les modes guidés propagatifs sont réfléchis vers des modes contra-propagatifs par la fréquence spatiale $\frac{2}{d}$ du réseau, ce qui limite encore la propagation dans les filtres bi-atomes. La figure 3.3 montre la répartition de l'intensité du champ magnétique dans le guide d'onde d'un filtre DMG mono-atome, le long de l'axe x , pour des faisceaux incidents de largeur à mi-hauteur $9 \mu\text{m}$, répétés tout les $112 \mu\text{m}$. La position des spots éclairés correspond aux maxima d'intensité sur la courbe. On constate que lorsque les faisceaux sont éloignés les uns des autres, il n'y a pas d'interférences entre les modes guidés issus de chaque faisceau car ces modes ne se propagent pas suffisamment loin dans le guide.

Comme nous nous plaçons ici dans le cas d'une polarisation transverse magnétique (TM), le champ magnétique du faisceau incident est aligné suivant l'axe y . Nous cherchons donc à définir l'amplitude du champ magnétique H_y pour le faisceau incident sur le filtre. On va donc fixer l'amplitude du champ magnétique le long de l'axe x selon un motif répété tout

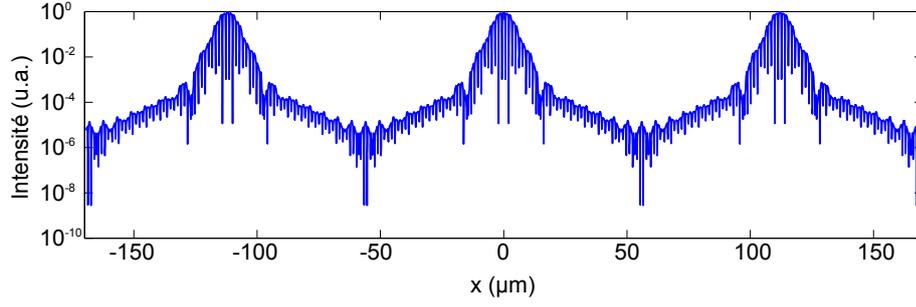


FIGURE 3.3 – Intensité du champ magnétique le long de l’axe x pour une coupe au centre du guide d’onde d’un filtre DMG mono-atome.

les $P_{faisceau} = 112 \mu\text{m}$.

Notre méthode de calcul permet au faisceau incident de prendre n’importe quelle forme. Une des formes classiques pour un faisceau est par exemple une Gaussienne, utilisée notamment dans le cas des lasers, ou bien une tache d’Airy dans le cadre de la limite de diffraction. Nous choisissons de travailler avec un faisceau dont l’amplitude suit une courbe de Blackmann. La fonction de Blackmann a été préférée à une gaussienne ou une tache d’Airy car l’amplitude des ordres de sa transformée de Fourier décroît plus rapidement [123]. Ainsi pour une même largeur spatiale w_0 , un faisceau de Blackmann possède une ouverture plus faible qu’une gaussienne. Nous utilisons pour cela une équation de Blackmann approchée [123] avec un paramètre $\alpha = 0.16$.

$$B(x) = \frac{1 - \alpha}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi(x - 1,233w_0)}{2,466 w_0}\right) + \frac{\alpha}{2} \cos\left(\frac{4\pi(x - 1,233w_0)}{2,466 w_0}\right)$$

Les tailles des spots, définies par w_0 la largeur à mi-hauteur du faisceau, pour notre étude se situent en dessous de $30 \mu\text{m}$, une dimension classique de pixel de détection infrarouge. La période du faisceau $P_{faisceau}$ est généralement nettement plus large, de l’ordre de plusieurs centaines de microns. Nous imposons donc une amplitude nulle sauf dans un intervalle $[-1,233w_0 : 1,233w_0]$ pour un spot centré en 0. Dans cette intervalle, l’amplitude suit la courbe de Blackmann avec un maximum d’amplitude de 1 situé en $x = 0$. Les zones d’amplitude nulle de part et d’autre du spot central jouent le rôle de *zero-padding*, ce qui permet d’augmenter la fréquence d’échantillonnage pour la transformée de Fourier. On obtient ainsi un nombre plus important de points significatifs dans la transformée de Fourier, ce qui nous permettra par la suite d’obtenir une bonne précision avec une ouverture du faisceau limitée. Une équation de Blackman zéro-paddée est représentée en figure 3.4.

Décomposition en ondes planes

Pour calculer la réponse de nos filtres à un faisceau focalisé, nous devons modifier notre méthode de calcul. En effet, l’algorithme RCWA utilisé dans RETICOLO fonctionne uniquement pour des ondes planes [124]. Nous allons décrire une onde focalisée, de période $P_{faisceau}$, que nous allons décomposer en une base d’ondes planes grâce à une série de Fourier.

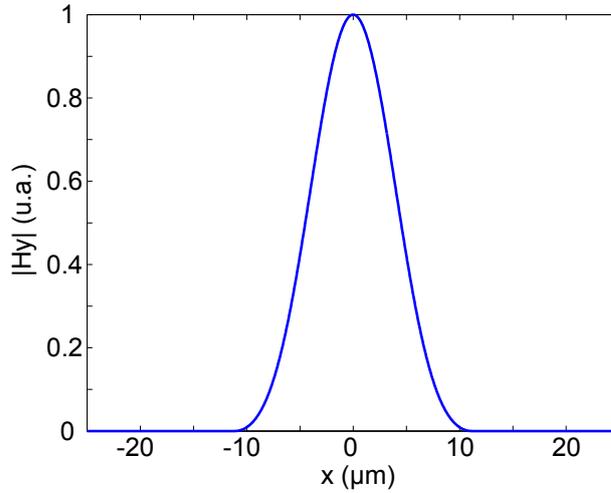


FIGURE 3.4 – Amplitude du champ magnétique le long de l’axe x , calculée avec une équation de Blackmann approchée, pour un faisceau focalisé de largeur à mi-hauteur $w_0 = 9 \mu\text{m}$ et pour une période $P_{\text{faisceau}} = 50 \mu\text{m}$.

La première étape consiste à calculer la transformée de Fourier du signal décrit dans les paragraphes précédents. Pour cela nous utilisons une transformation de Fourier rapide (FFT, Fast Fourier Transform), intégrée à la bibliothèque par défaut de Matlab. La transformée de Fourier du signal donné en figure 3.4 est représentée en figure 3.5.

Chaque coefficient de Fourier, noté C_n pour le coefficient du n -ième ordre et de fréquence f_n , correspond alors à l’amplitude complexe d’une onde plane d’angle d’incidence $\theta_n = \arcsin(\lambda f_n)$. La fréquence f_n est comprise entre $-\frac{F_e}{2}$ et $\frac{F_e}{2}$, avec la fréquence d’échantillonnage $F_e = \frac{n_{\text{points}}}{P_{\text{faisceau}}}$. Plus le nombre de points n_{points} utilisé pour définir le faisceau est important, plus il y aura d’ordres de Fourier dans la décomposition.

Afin de gagner du temps de calcul, nous allons négliger une partie des ordres de Fourier. Les ordres les plus élevés, qui correspondent donc aux ondes planes les plus inclinées, sont tronqués lorsque leur amplitude est 1000 fois plus petite que celle de l’ordre fondamental. Cette coupure introduit donc un angle limite pour le faisceau. Nous appelons cet angle θ_{ap} , le demi-angle d’ouverture du faisceau. Notez que le choix du facteur 1000 et donc la valeur de θ_{ap} sont arbitraires. Nous garderons toujours cette convention dans le reste de la thèse par souci de cohérence.

L’étape suivante consiste à effectuer une simulation RETICOLO pour chacune des ondes planes obtenues dans la décomposition tronquée. La simulation de type RCWA est effectuée sur un unique motif du filtre : $P_{\text{reticolo}} = d$. Le résultat obtenu pour chaque onde plane peut ensuite être propagé à un nombre arbitraire de motifs. Si on appelle H_y^0 le champ calculé dans le motif simulé, le système étant périodique, de période d , le champ magnétique peut être exprimé sous la forme d’un mode de Floquet, pour le m -ième motif :

$$H_y^m = H_y^0 e^{i m d k_x}$$

avec $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta_n)$ le nombre d’onde suivant l’axe x de l’onde plane incidente.

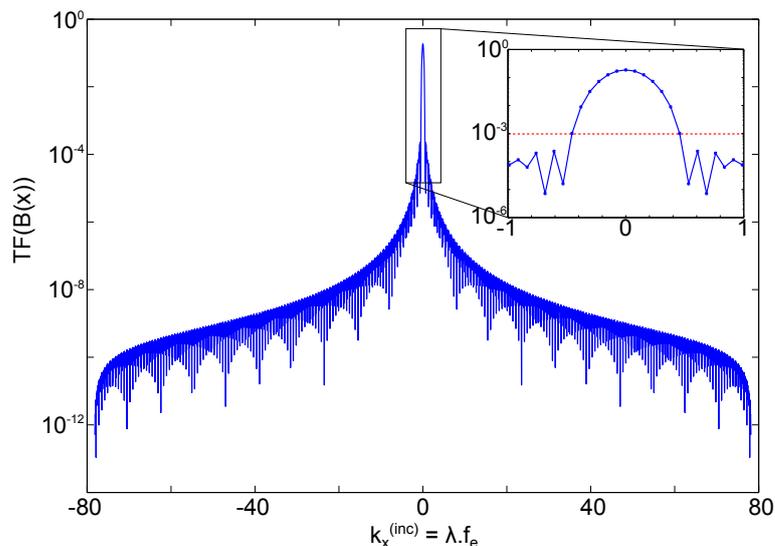


FIGURE 3.5 – Transformée de Fourier de la fonction de Blackmann approchée. L’encart montre les ordres de Fourier dont le nombre d’onde est inférieur à 1 (i.e. $\theta_{inc} < 90^\circ$). La ligne rouge représente la limite de troncature de notre calcul. Tout les ordres en dessous de cette ligne seront négligés dans le calcul effectué.

Cela permet d’obtenir un calcul plus rapide que la simulation directe de la réponse d’un nombre important de périodes à chaque onde plane. Obtenir la transmission à travers 14 motifs à un faisceau large de $30 \mu\text{m}$ ainsi que la carte de champ pour un point du spectre prend 3,7 s avec cette méthode de calcul ; là où la simulation directe de toute la structure prend 312,9 s à précision de calcul équivalente.

Finalement, la réponse du filtre à un faisceau focalisé correspond à la somme des réponses à chaque onde plane pondérée par les coefficients de Fourier, selon la formule :

$$H_y^{tot} = \sum_n C_n \cdot H_y^n$$

D’après le théorème de Dirichlet, cette somme converge vers la réponse exacte du filtre à un faisceau focalisé pour un grand nombre d’ordres de Fourier. Comme nous utilisons un nombre tronqué d’ordres, nous obtenons une valeur approchée. La figure 3.6.a illustre la faible différence obtenue entre le faisceau référence et le faisceau recomposé après calcul. Les ordres retenus pour le calcul du faisceau recomposé et le module de leur coefficient de Fourier sont donnés en figure 3.6.b. On remarque qu’il est possible d’obtenir une bonne approximation de l’amplitude du faisceau incident avec seulement 13 ordres retenus dans la décomposition de Fourier tronquée.

3.2.2 Modifications du faisceau

Maintenant que le faisceau incident est clairement défini, je vais rapidement aborder quelques modifications possibles que nous utiliserons pour certaines de nos simulations. Par de simples opérations sur la transformée de Fourier du faisceau, il est possible d’ajuster sa

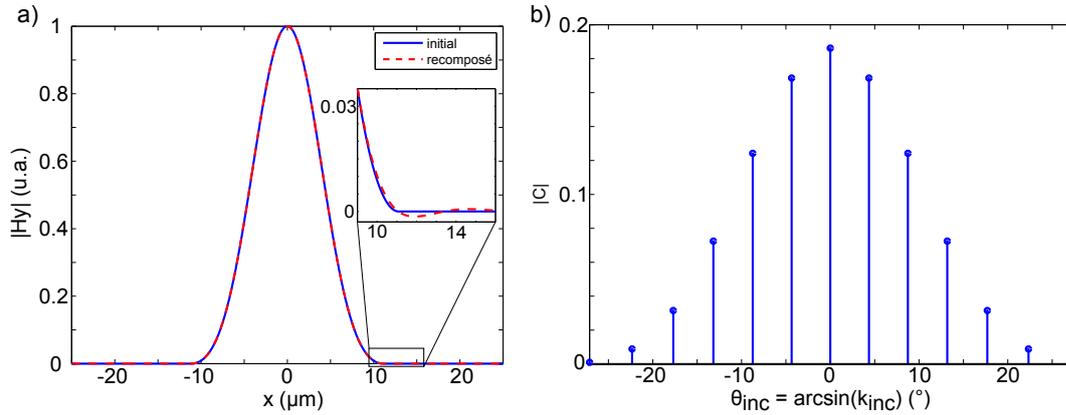


FIGURE 3.6 – a) Amplitude du champ magnétique le long de l’axe x pour le faisceau référence en bleu et pour le faisceau recomposé après troncature en pointillés rouges. b) Module des coefficients de Fourier retenus dans le calcul et angles d’incidence de l’onde plane qui leur est associée.

position ou bien son inclinaison.

Pour déplacer latéralement le faisceau suivant l’axe x , il faut appliquer à chacun des ordres de Fourier, de fréquence f_n , un facteur $e^{-i2\pi f_n \tau}$ avec τ le déplacement désiré. Cette technique n’est pas utilisée sur les filtres infinis présentés dans ce chapitre mais elle sera appliquée dans le prochain chapitre.

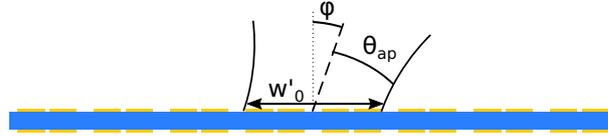


FIGURE 3.7 – Schéma d’un faisceau incliné, d’incidence moyenne φ et de largeur w_0 illuminant un filtre DMG bi-atome.

Il est aussi possible de changer l’angle moyen d’incidence du faisceau φ . Pour cela, il suffit de traduire la transformée de Fourier du signal d’une fréquence $f = \frac{\sin(\varphi)}{\lambda}$. On obtient alors un faisceau tel que représenté en figure 3.7, centré autour de l’angle φ , d’angle maximal $\varphi + \theta_{ap}$ et d’angle minimal $\varphi - \theta_{ap}$. Ni l’ouverture du faisceau ni sa largeur à mi-hauteur w_0 ne sont modifiées. Toutefois, la taille du spot éclairé au niveau du filtre est modifiée en raison de l’inclinaison et passe de w_0 à $w'_0 = w_0 \cdot \cos(\varphi)$.

3.2.3 Calcul de la transmission

Les paragraphes précédents décrivent la décomposition en ondes planes et le calcul du champ électromagnétique. Pour obtenir la transmission du filtre, il faut d’abord calculer le vecteur de Poynting suivant l’axe z en chaque point de l’espace simulé, $\Pi_z = \Re\left(\frac{E_x \cdot \overline{H_y}}{2}\right)$. Le flux de vecteur Poynting suivant l’axe z à travers une surface horizontale donne la puissance électromagnétique passant à travers cette surface. Ici, on calcule la puissance $\mathcal{P} = \int_{\frac{-P_{\text{faisceau}}}{2}}^{\frac{P_{\text{faisceau}}}{2}} \Pi_z dx$, car on considère une structure périodique suivant l’axe x et invariable

suivant l'axe y .

Il faut aussi simuler la propagation d'un faisceau focalisé identique dans un espace libre de taille identique. La transmission du filtre GMR métallique est alors le rapport entre la puissance calculée suivant une coupe horizontale à $5\ \mu\text{m}$ sous le filtre $\mathcal{P}_{\text{filtre}}$ et la puissance se propageant suivant l'axe z pour un faisceau dans le vide $\mathcal{P}_{\text{reference}}$, $T = \frac{\mathcal{P}_{\text{filtre}}}{\mathcal{P}_{\text{reference}}}$. Il n'est pas possible de calculer la transmission en utilisant directement le flux du vecteur de Poynting à travers une coupe à $5\ \mu\text{m}$ avant le filtre à cause des interférences entre faisceau incident et faisceau réfléchi.

3.2.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons défini la forme du faisceau incident et décrit les techniques de calcul utilisées à la fois pour déterminer l'amplitude du faisceau incident et sa décomposition et pour obtenir le champ électromagnétique dans toute la structure ainsi que la transmission totale. Les méthodes présentées ici offrent la possibilité de simuler la réponse optique de composants périodiques sous faisceau focalisé avec un temps de calcul réduit.

Toutes ces techniques seront mises en application dans ce chapitre et dans le chapitre suivant afin de simuler les réponses spectrale et angulaire des filtres GMR métallo-diélectriques à toute une gamme de faisceaux focalisés.

3.3 Filtres DMG infinis sous faisceau focalisé

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les filtres GMR métalliques sous onde plane. Nous allons maintenant appliquer les méthodes de calcul que nous venons de développer pour observer leur comportement optique sous faisceau focalisé.

Dans cette section, nous montrerons que la tolérance angulaire des filtres utilisés joue un rôle prépondérant car le couplage des ondes planes issues de la décomposition de Fourier aux modes guidés dans le filtre est une condition nécessaire du maintien des performances de filtrage. Nous observerons l'évolution de la transmission maximale et de la répartition du champ électromagnétique dans le guide d'onde avec les conditions de focalisation et nous mettrons en évidence une extension limitée du champ dans le guide à la longueur d'onde de résonance qui n'avait jamais été observée jusqu'à maintenant.

3.3.1 Etude spectrale

Afin de montrer l'importance du comportement angulaire des filtres, nous allons effectuer des simulations sous faisceau focalisé pour une structure GMR suspendue DMG et bi-atome, qui correspond à la structure la plus performante, mais aussi pour une structure DMG suspendue mono-atome. Nous avons retenu la structure DMG bi-atome et la structure DMG mono-atome qui ont été définies dans le chapitre 2 lorsque nous avons abordé les structures bi-atomes. Pour rappel, leurs paramètres géométriques sont : $d_{\text{mono}} = 2,075\ \mu\text{m}$, $d_{\text{bi}} = 2,8\ \mu\text{m}$, $a_{\text{mono}} = 0,16\ \mu\text{m}$, $a_{1,\text{bi}} = 0,19\ \mu\text{m}$, $a_{2,\text{bi}} = 0,67\ \mu\text{m}$, $e_{\text{reseau}} = 100\ \text{nm}$,

$e_{guide} = 650$ nm. Les deux filtres ont des gabarits spectraux similaires : leurs longueurs d'onde de résonance sont identiques $\lambda_{bi} = \lambda_{mono} = 3,905$ μm . La largeur à mi-hauteur des pics de transmission est aussi la même : $\text{FWHM}_{bi} = \text{FWHM}_{mono} = 110$ nm. Les transmissions à la longueur d'onde de résonance sont légèrement différentes : $T_{max,bi} = 78,3\%$ et $T_{max,mono} = 72,7\%$. Leurs tolérances angulaires sont très différentes : $\Delta\theta_{bi} = 20^\circ$ pour le filtre bi-atome et de $\Delta\theta_{mono} = 7^\circ$ pour le filtre mono-atome.

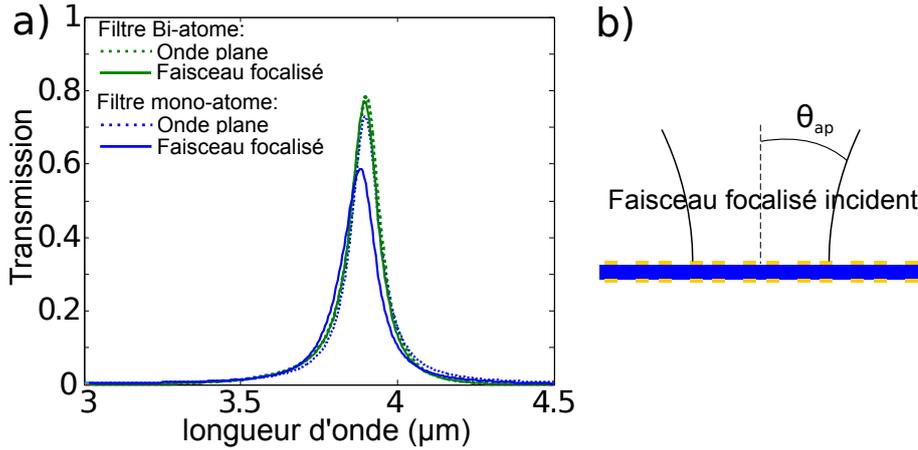


FIGURE 3.8 – a) Spectres des DMG mono-atome et bi-atome, sous onde plane et sous faisceau focalisé ; b) Schéma d'un faisceau focalisé de largeur w_0 et d'ouverture θ_{ap} éclairant une structure bi-atome.

Ainsi nous avons ici deux filtres dont un est nettement plus tolérant angulairement que le second. Nous allons donc pouvoir comparer les résultats de simulation sous faisceau focalisé pour ces deux filtres. Nous utilisons dans un premier temps un faisceau focalisé de largeur à mi-hauteur $w_0 = 9$ μm , ce qui correspond à une ouverture angulaire de $\theta_{ap} = 20^\circ$. La figure 3.8 montre les spectres sous onde plane (courbes en pointillés) et sous faisceau focalisé (courbes en traits pleins) pour les deux filtres. On observe pour le filtre bi-atome (traits verts) que la résonance n'est presque pas modifiée par le changement de l'éclairage. En revanche, la résonance est décalée vers les basses longueurs d'onde pour le filtre mono-atome (traits bleus) sous faisceau focalisé : $\lambda_{mono}(w_0 = 9 \mu\text{m}) = 3,885$ μm . Le maximum de transmission diminue aussi à $T_{max}(w_0 = 9 \mu\text{m}) = 62$ %. Le pic de résonance n'est pas modifié pour le filtre bi-atome car l'ouverture du faisceau est proche de la tolérance angulaire du filtre, $\theta_{ap} \leq \Delta\theta_{bi}$. Au contraire, le faisceau est trop ouvert pour le filtre mono-atome qui a une faible tolérance angulaire, $\theta_{ap} \geq \Delta\theta_{mono}$. En conséquence, les composantes les plus inclinées du faisceau ne peuvent pas être couplées à l'intérieur du guide d'onde et sont réfléchies, ce qui conduit à une chute de la transmission maximale pour le filtre mono-atome. Le décalage spectral de la résonance est dû au comportement angulaire sous onde plane des filtres, abordé au chapitre précédent. En effet, sous onde plane la longueur d'onde de résonance évolue avec l'angle d'incidence de façon différente selon le type de filtre. Ainsi, la résonance reste bien centrée autour de sa valeur sous incidence pour un filtre bi-atome, avec un léger décalage vers les basses longueurs d'onde puis vers les hautes longueurs d'onde [114], mais chute vers les basses longueurs d'onde pour le filtre mono-atome lorsque le faisceau est incliné.

Nous avons mené des calculs similaires pour une large gamme de faisceaux focalisés. Dans la figure 3.9 nous avons fait varier la largeur du faisceau entre 5 μm et 30 μm et nous avons calculé la transmission à la longueur d'onde de résonance pour le filtre bi-atome (points verts) et le filtre mono-atome (points bleus).

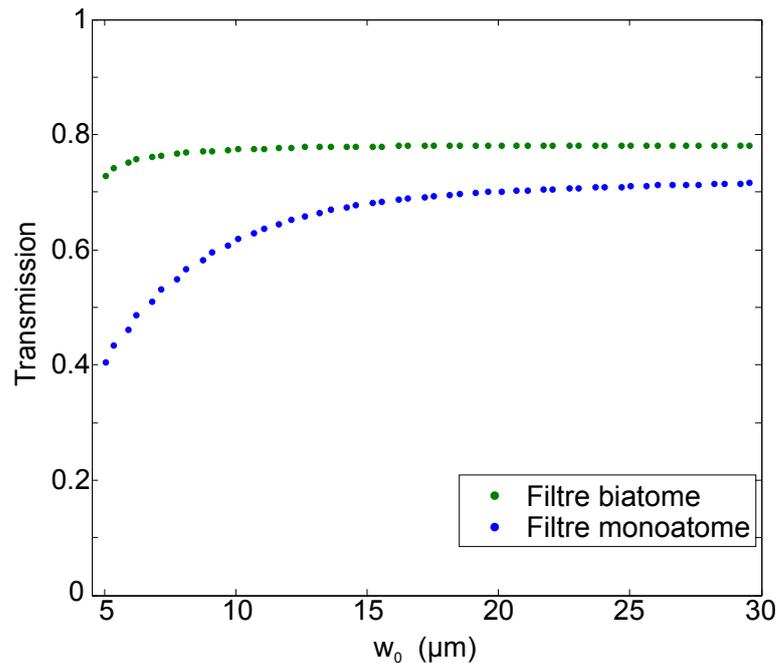


FIGURE 3.9 – Transmission maximale des filtres DMG mono-atome et bi-atomes en fonction de la largeur du faisceau incident.

Les deux transmissions convergent vers leurs valeurs sous onde plane lorsque le faisceau s'élargit. On remarque que la transmission du filtre mono-atome commence à diminuer pour des faisceaux plus larges que pour le filtre bi-atome. En effet, la transmission chute lorsque des ondes planes issues de la décomposition ne sont plus couplées dans le guide, c'est à dire lorsque l'ouverture du faisceau devient plus grande que la tolérance du filtre.

Ces résultats montrent que les filtres GMR métalliques conservent leurs performances de filtrage sous faisceau focalisé à condition que l'ouverture du faisceau soit inférieure ou égale à la tolérance du filtre. Nous pouvons aussi en conclure que pour des faisceaux peu focalisés les filtres bi-atome et mono-atome sont aussi efficaces l'un que l'autre. En revanche, les filtres bi-atomes, plus tolérants que les filtres mono-atomes, sont obligatoires pour filtrer les faisceaux les plus focalisés. Par ailleurs, une personne cherchant à concevoir un filtre destiné à être utilisé sous faisceau focalisé pourra tout d'abord le dimensionner en effectuant des calculs sous onde plane, plus rapides, et en vérifiant leur tolérance angulaire.

3.3.2 Etude à la longueur d'onde de résonance

Nous allons maintenant nous pencher sur la réponse des deux filtres à la longueur d'onde de résonance sous un faisceau focalisé de largeur $w_0 = 9 \mu\text{m}$. Des cartes de l'intensité du champ magnétique sont représentées en figure 3.10.

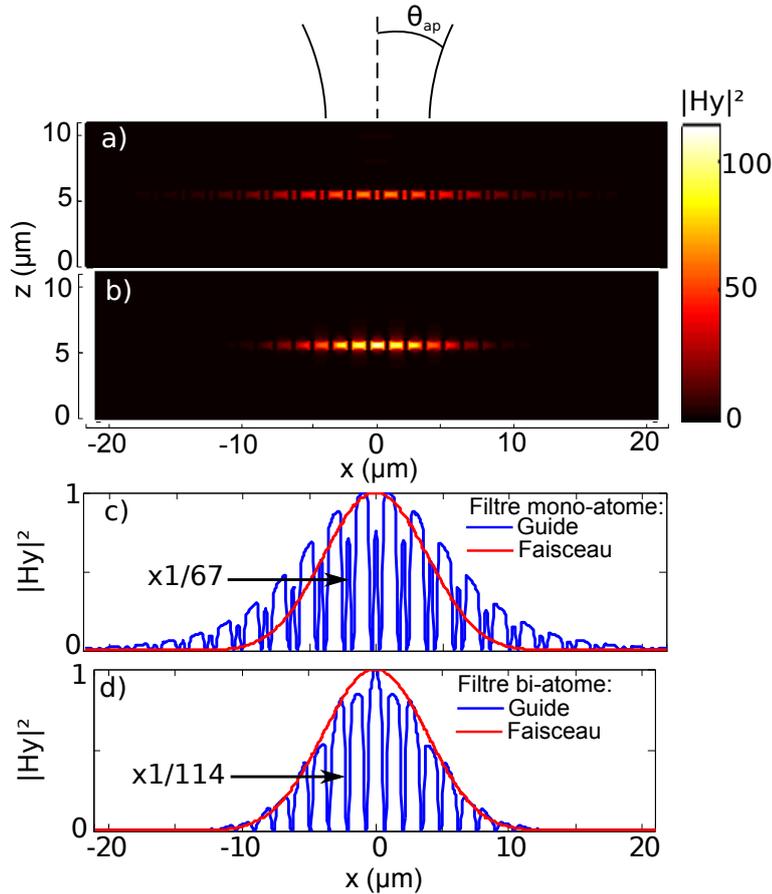


FIGURE 3.10 – a) et b) Carte de l'intensité du champ magnétique dans le filtre mono-atome (a) et dans le filtre bi-atome (b) pour un faisceau incident de largeur $w_0 = 9 \mu\text{m}$ et de longueur d'onde $\lambda_{mono} = 3,885 \mu\text{m}$ (a) et $\lambda_{bi} = 3,905 \mu\text{m}$ (b). c) et d) En bleu : coupe de $|H_y|^2$ le long de l'axe x dans le guide d'onde pour un filtre mono-atome (c) et pour un filtre bi-atome (d). En vert : $|H_y|^2$ pour le faisceau incident.

On remarque sur les coupes en figure 3.10.a et 3.10.b, respectivement pour les filtres mono-atome et bi-atome, que le champ magnétique ne se propage pas loin du spot éclairé dans le guide d'onde. Ceci n'est pas intuitif car l'énergie portée par le faisceau focalisé est couplée dans des modes guidés. Ces modes sont évidemment à pertes, d'une part car l'or absorbe de l'énergie tout le long de la propagation dans le guide, d'autre part car les réseaux couplent les modes guidés avec le faisceau transmis, mais ces pertes ne sont pas suffisantes pour justifier une telle limitation de la propagation. Ce confinement est dû aux interférences entre les modes guidés propagatifs et les mode contra-propagatifs issus des différentes ondes planes dans la décomposition du faisceau focalisé.

Les figures 3.10.c et 3.10.d, donnent une l'intensité le long d'une coupe horizontale au milieu du guide (courbe bleue). Les intensités ont été normées car, à la résonance, il y a une forte exaltation du champ dans le guide d'onde. Pour le filtre mono-atome le maximum d'intensité dans le guide est 67 fois plus grand que le maximum du faisceau incident. Pour le filtre bi-atome, ce maximum est 114 fois plus grand. Le confinement latéral de l'intensité dans le guide est plus important pour le filtre bi-atome. On remarque aussi que l'extension du champ magnétique dans le guide d'onde pour le filtre bi-atome $w_{bi} = 9,6 \mu\text{m}$ est proche de la largeur à mi-hauteur du faisceau w_0 (l'intensité du faisceau est représenté en rouge dans la figure). Cette extension du champ dans le guide correspond à la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de $|H_y|^2$. L'enveloppe est calculée en prenant en compte un maximum local sur deux en raison de la répartition du champ sous les fentes. Ce calcul est valable pour les deux types de filtre indifféremment. En revanche, l'extension du champ dans le filtre mono-atome $w_{mono} = 13,0 \mu\text{m}$ est plus grande que la largeur du faisceau. En effet, l'ouverture du faisceau $\theta_{ap} = 20^\circ$ est compatible avec le filtre bi-atome mais pas avec le filtre mono-atome. Ainsi, pour le filtre mono-atome, les composantes les plus inclinées du faisceau incident ne sont pas couplées dans le guide d'onde et ne peuvent donc pas contribuer aux interférences qui limitent l'extension du champ. En conséquence, plus le filtre utilisé est tolérant, plus grand est le nombre d'ondes planes couplées dans le guide, et plus le champ est confiné à la longueur d'onde de résonance.

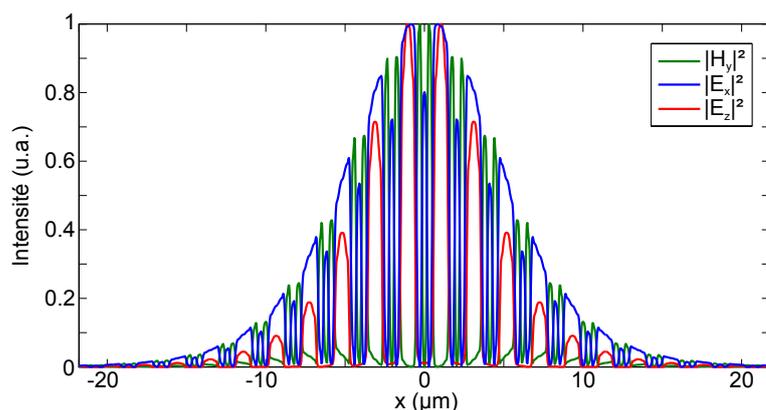


FIGURE 3.11 – Intensité des champs magnétique et électrique au centre du guide d'onde dans un filtre mono-atome, le long de l'axe x . Les champs sont normés par leur intensité maximale.

Notez que seul le champ magnétique est représenté ici. En effet, l'extension spatiale du champ électrique est identique dans les filtres mono-atomes et bi-atomes, comme on peut le voir en figure 3.11. C'est pourquoi dans la suite de cette thèse, nous ne représenterons que le champ magnétique dans le filtre, les résultats étant valables pour le champ électrique. Les deux champs sont toutefois calculés dans nos simulations RCWA et ils sont utilisés pour calculer le vecteur de Poynting et la puissance transmise.

Comme nous l'avons fait pour l'étude spectrale, nous allons observer l'évolution de l'extension spatiale du champ dans les filtres avec la largeur du faisceau incident w_0 . Les valeurs de w_{mono} et w_{bi} ont été calculées pour chaque w_0 et sont représentées en figure 3.12, respectivement avec des points bleus, des points verts et une ligne rouge pour la largeur du faisceau

incident. On observe que les largeurs dans les deux filtres ont un comportement hyperbolique en fonction de w_0 . Elles convergent asymptotiquement vers w_0 lorsque le faisceau s'élargit. Pour les faisceaux les plus fins, le filtre mono-atome présente une extension du champ dans le guide plus large que celle du filtre bi-atome. Ceci est encore dû à la plus grande tolérance angulaire du filtre bi-atome $\Delta\theta_{bi} > \Delta\theta_{mono}$.

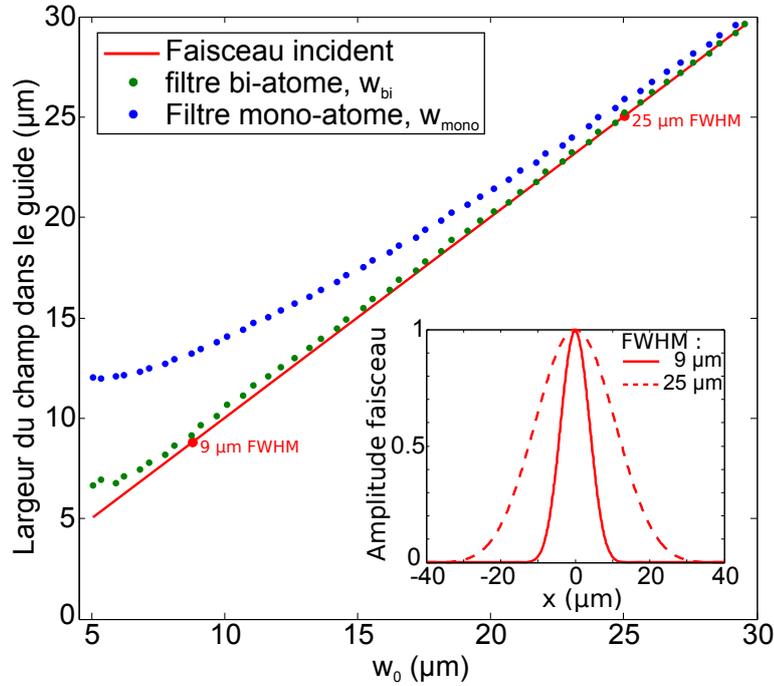


FIGURE 3.12 – Extension du champ magnétique dans le guide d'onde pour les filtres mono-atome et bi-atome sous faisceau focalisé, en fonction de la largeur du faisceau. L'encart précise l'amplitude du faisceau incident le long de l'axe x pour $w_0 = 9$ et $25 \mu\text{m}$.

En résumé, nous avons montré que lorsque l'ouverture du faisceau est inférieure ou égale à la tolérance du filtre, l'extension du champ à la résonance dans le guide est proche de la largeur du faisceau incident. Si l'ouverture est plus grande, les performances des filtres seront diminuées. Puisque le champ électrique est confiné sous le faisceau incident, les nanostructurations éloignées du spot ne contribuent pas à la résonance. On pourrait alors les supprimer sans dégrader la transmission résonante. Il serait alors possible de réaliser des filtres de taille limitée.

3.3.3 Différentes formes de faisceau

Dans des conditions réelles d'utilisation d'un filtre, le faisceau focalisé n'a pas toujours une incidence parfaitement normale sur le filtre. Certaines conditions expérimentales peuvent nécessiter un faisceau incliné, par exemple dans le cadre d'une caméra infrarouge, le bord de la matrice de détection est éclairé par un faisceau incliné. La caractérisation des filtres peut aussi nécessiter d'utiliser un microscope avec un objectif de Cassegrain. Nous allons simuler la réponse des filtres GMR métalliques à un faisceau issu d'un tel objectif. Pour cela nous

devons sommer la réponse à plusieurs faisceaux inclinés.

Le faisceau incliné

Nous avons calculé la transmission à travers les filtres DMG mono-atome et bi-atome pour un faisceau focalisé de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, soit une ouverture $\theta_{ap} = 7^\circ$. L'évolution de la transmission à la longueur d'onde de résonance est représentée en figure 3.13.a. La figure 3.13.b donne un schéma du faisceau utilisé.

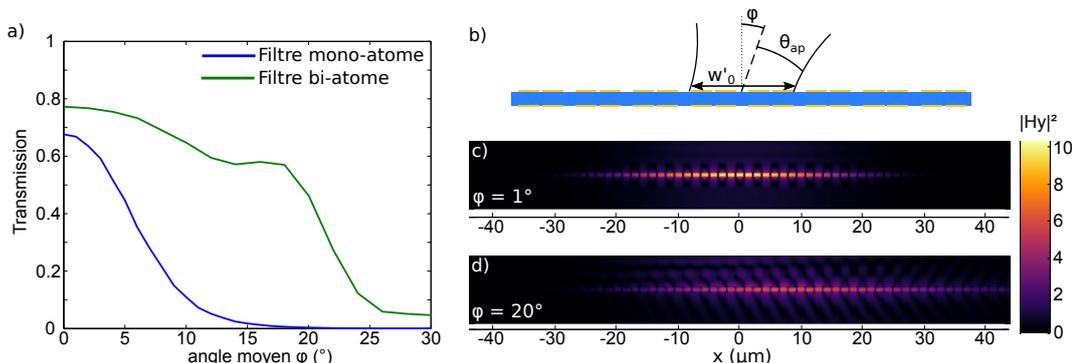


FIGURE 3.13 – a) Evolution de la transmission maximale des filtres DMG monoatome et biatome en fonction de l'angle moyen d'incidence du faisceau focalisé de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$. b) Schéma du faisceau incliné. c) Carte du champ magnétique à la longueur d'onde de résonance dans un filtre biatome pour un faisceau incliné de 1° . d) Carte du champ magnétique à la longueur d'onde de résonance dans un filtre biatome pour un faisceau incliné de 20° .

On remarque différents domaines de fonctionnement. Cette courbe est très semblable à celle calculée sous onde plane. On trouve une transmission deux fois plus faible que la transmission sous incidence normale pour des angles de $\varphi_{mono} = 7^\circ$ et $\varphi_{bi} = 20^\circ$. Ce sont les valeurs de tolérance angulaire des deux filtres que nous avons précédemment calculées. Pour de faibles angles d'incidence, le comportement des filtres n'est pas modifié et la transmission reste élevée. On observe en figure 3.13.c une extension du champ dans le guide d'onde limitée pour un angle moyen $\varphi = 1^\circ$. Lorsque $\varphi + \theta_{ap} > \Delta\theta$, la transmission diminue car une partie du faisceau incident est trop inclinée pour être couplée dans le guide. Puisque la faible extension du champ dans le guide d'onde est due à des interférences entre modes guidés, l'absence de certains de ces modes, non couplés par le réseau, conduit à une extension latérale augmentée d'un coté de la résonance. Certains des modes se propagent alors dans le guide d'ondes et sont atténués le long de leur propagation par le couplage vers l'espace libre et l'absorption dans l'or comme on peut le voir en figure 3.13.d pour un angle moyen $\varphi = 20^\circ$. En conséquence, dans le cadre de l'utilisation d'un nombre limité de périodes, il faudra utiliser des faisceaux modérément inclinés.

Le dernier domaine correspond aux plus grandes inclinaisons. Lorsque $\varphi - \theta_{ap} > \Delta\theta$, même les composantes les moins inclinées du faisceau ne peuvent pas être couplées par le réseau dans le guide. La transmission est alors nulle et le faisceau est réfléchi.

L'éclairage Cassegrain

La caractérisation de filtres GMR infrarouges peut être par exemple effectuée par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). Pour obtenir la réponse d'une petite surface, il est nécessaire de focaliser le faisceau infrarouge à l'aide d'un microscope associé au spectromètre. Le microscope utilise souvent un objectif de type Cassegrain, comme sur le système HYPERION de Brucker [125].

Du point de vue du filtre 1D utilisé dans nos simulations, une illumination par un objectif de Cassegrain revient à occulter les composantes les moins inclinées de la décomposition en ondes planes du faisceau. Plutôt que de simplement supprimer ces composantes, nous effectuons deux simulations sous faisceau incliné, pour un faisceau d'incidence moyenne $+\varphi$ et un autre d'incidence $-\varphi$. La réponse des filtres à un faisceau Cassegrain est alors la somme des deux réponses précédentes.

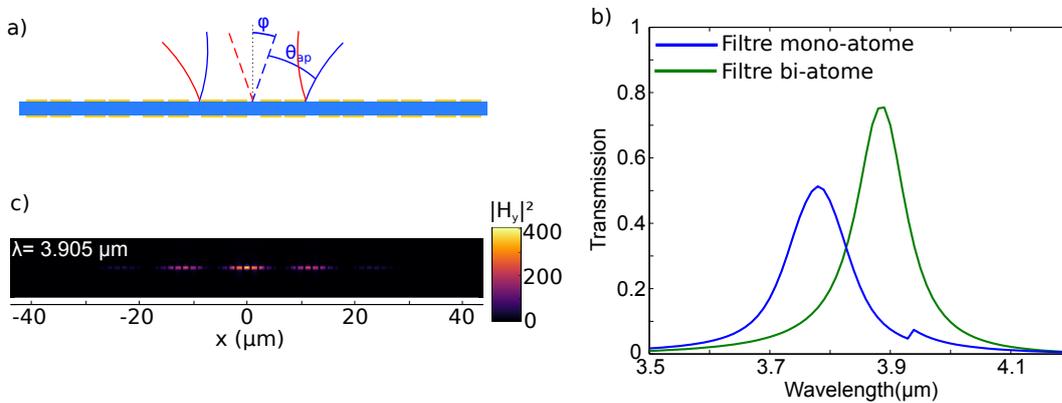


FIGURE 3.14 – a) Schéma d'un éclairage par un objectif de cassegrain. Les deux faisceaux sont de paramètres $w_0 = 40 \mu\text{m}$, $\varphi = \pm 10^\circ$ et $\theta_{ap} = 8,5^\circ$. b) Spectres des filtres mono-atome et bi-atome sous un objectif de cassegrain. c) Coupe latérale de l'intensité du champ magnétique dans le filtre bi-atome à la longueur d'onde de résonance $\lambda = 3,905 \mu\text{m}$.

La figure 3.14.a montre le schéma d'un éclairage Cassegrain sur un filtre DMG bi-atome. Les spectres des filtres mono-atome et bi-atome sont représentés en 3.14.b, pour des faisceaux d'incidence $+10^\circ$ et -10° et de largeur à mi-hauteur $w_0 = 40 \mu\text{m}$, soit une ouverture $\theta_{ap} = 8,5^\circ$. Le filtre mono-atome possède une transmission maximale de $T_{cassegrain,mono} = 51,0 \%$ et la résonance est décalée vers les basses longueurs d'onde à $\lambda = 3,78 \mu\text{m}$. Le filtre bi-atome présente lui une transmission à la résonance de $T_{cassegrain,bi} = 75,5 \%$ sans décalage de la longueur d'onde de résonance. C'est parce que le faisceau choisi, bien que relativement large en comparaison de ceux précédemment étudiés est compatible avec le filtre bi-atome mais pas avec le filtre mono-atome. En effet, $\Delta\theta_{mono} = 9^\circ < \theta_{ap} + \varphi = 18,5^\circ < \Delta\theta_{bi} = 20^\circ$.

Une coupe de l'intensité du champ magnétique à la longueur d'onde de résonance est donnée pour le filtre bi-atome en figure 3.14.c. On remarque une extension limitée du champ dans le guide d'onde. La décroissance du champ magnétique dans le guide observée sous faisceau focalisé est ici modulée à cause des interférences entre faisceau provenant de la gauche (en rouge sur 3.14.a) et provenant de la droite (en bleu sur 3.14.a).

Les filtres GMR métalliques permettent donc d'obtenir un filtrage spectral dans le moyen infrarouge lorsqu'ils sont éclairés par un objectif de Cassegrain de dimensions compatibles avec la tolérance angulaire des filtres. De plus, malgré une modulation du champ, son extension spatiale dans le guide à la résonance est toujours limitée.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes concentrés sur l'étude de filtres GMR métalliques sous faisceau focalisé. Pour cela nous avons tout d'abord dû adapter le code de calcul RETICOLO à la simulation de faisceaux focalisés à l'aide d'une décomposition en ondes planes. Cette méthode nous a permis d'étudier la réponse de filtre Dual Metallic Grating à divers faisceaux focalisés. Nous avons montré que les filtres conservent leur efficacité de filtrage, avec une forte transmission résonante, lorsque l'ouverture du faisceau est inférieure ou égale à la tolérance angulaire des filtres. Nous avons aussi constaté une extension limitée du champ électromagnétique dans le guide d'onde à la longueur d'onde de résonance. Dans le cas d'un faisceau dont l'ouverture est plus faible que la tolérance angulaire du filtre, la largeur de cette extension est même égale à la largeur à mi-hauteur du faisceau incident. Ces résultats montrent non seulement que la tolérance angulaire des filtres est un critère nécessaire à l'utilisation sous faisceau focalisé, mais surtout que la connaissance du spectre sous onde plane et de la tolérance angulaire d'un filtre sont suffisants pour déterminer son efficacité sous faisceau focalisé. Nous avons aussi vérifié l'impact de l'inclinaison du faisceau sur les propriétés spectrales des filtres. Tant que la composante la plus inclinée du faisceau reste inférieure à la tolérance angulaire des filtres, l'efficacité de filtrage est maintenue. Ceci peut s'avérer utile lorsque les conditions d'alignement des filtres ne sont pas parfaites, ou bien dans le cas d'une étude sous un spot focalisé par un objectif de Cassegrain. Nous avons testé la réponse spectrale des filtres à un faisceau dont les composantes angulaires les moins inclinées sont occultées et constaté un maintien des capacités de filtrage. De plus, la répartition du champ électromagnétique reste restreinte sous le faisceau focalisé dans ces conditions d'éclairement.

Puisque l'extension latérale du champ dans le guide d'onde est faible, les nanostructurations éloignées du spot éclairé ne contribuent pas à la résonance. Ainsi, il serait possible de les supprimer sans dégrader la transmission résonante. Il serait alors possible de réaliser des filtres de taille limitée, avec un faible nombre de périodes du réseau. Nous avons remarqué dans ce chapitre qu'il était possible d'obtenir, grâce à la technique bi-atome, une largeur du champ dans le guide inférieure à $10\ \mu\text{m}$ à la résonance, ce qui donne une absence quasi-totale de champ électromagnétique à une distance de $15\ \mu\text{m}$ du centre du filtre. Un filtre de $30\ \mu\text{m}$ de long serait donc envisageable. Cette taille de filtre est compatible avec les dimensions des pixels de détection dans l'infrarouge moyen (15 à $30\ \mu\text{m}$ de long). Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives pour le filtrage à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge à l'aide de réseaux sub-longueur d'onde.

Nous nous attacherons dans le prochain chapitre à l'étude des propriétés spectrales des filtres de taille limitée. Nous vérifierons leur bon fonctionnement et nous discuterons de la possibilité de fabriquer des mosaïques de filtres de petite taille pour des caméra multispectrales infrarouge grâce à la résonance de mode guidé.

4

Filtres à résonance de mode guidé de la taille d'un pixel

Sommaire

4.1	Introduction	68
4.2	Étude des filtres isolés	68
4.2.1	Des filtres de la taille du pixel de détection	68
4.2.2	Divergence du faisceau	69
4.3	Étude expérimentale des filtres GMR métalliques	70
4.3.1	Dimensions des filtres fabriqués	71
4.3.2	Procédé de fabrication de structures GMR simples	72
	Étapes A et B : Dépôt du guide d'onde	72
	Étape C : Couche sacrificielle	74
	Étapes D à F : Lithographie	74
	Étapes G et H : Dépôt du réseau métallique	75
	Étapes I et J : Lithographie optique	76
	Étapes K et L : Dépôt du miroir métallique	77
4.3.3	Mesures par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier	78
	Description du banc de mesure	78
	Influence de la polarisation	78
	Transmission à travers les petits filtres	80
4.4	Conclusion	80

4.1 Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons vu que l'extension latérale du champ électromagnétique dans le guide d'onde est limitée. Lorsque l'ouverture du faisceau est plus faible que la tolérance angulaire du filtre, la largeur de cette extension est proche de la largeur du faisceau incident. Puisque les structurations éloignées du spot éclairé ne contribuent pas à la résonance, on peut estimer que les supprimer ne dégradera pas les propriétés spectrales du filtre à résonance de mode guidé. C'est pourquoi nous allons dans ce chapitre étudier, d'abord par des calculs numériques, puis par des mesures expérimentales, la réponse de filtres de taille limitée à un faisceau focalisé. Nous étudierons des filtres isolés et constitués d'un nombre limité de périodes. Nous verrons que ces filtres permettent d'obtenir un filtrage spectral infrarouge sur de petites surfaces, et ce sur des dimensions aussi faibles que la taille d'un pixel de détection (15 à 30 μm).

Pour la fabrication de filtres GMR de petite taille, nous utiliserons une structure simple mais fonctionnelle sur une surface de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Nous présenterons le processus de fabrication que nous avons mis en place, puis les méthodes de caractérisation des filtres obtenus.

4.2 Étude des filtres isolés

Nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir une extension des champs électriques et magnétiques dans le guide d'onde égale à la largeur du faisceau incident tant que l'ouverture du faisceau est compatible avec la tolérance angulaire du filtre. Nous utilisons ici des filtres bi-atomes qui présentent les plus fortes tolérances angulaires et permettent donc d'atteindre les extensions latérales dans le guide les plus courtes possible.

4.2.1 Des filtres de la taille du pixel de détection

Pour un faisceau de 9 μm de large, nous avons dans le chapitre précédent mesuré une extension du champ magnétique de $w_{bi} = 9,6 \mu\text{m}$. C'est pourquoi nous calculons les propriétés spectrales de ce filtre pour un nombre limité de périodes. Ce calcul est effectué avec RETICOLO pour un nombre n de périodes élémentaire du filtre bi-atome suspendu de paramètres : $d = 2,8 \mu\text{m}$, $a_1 = 0,19 \mu\text{m}$, $a_2 = 0,67 \mu\text{m}$, $e_{reseau} = 100 \text{ nm}$ et $e_{guide} = 650 \text{ nm}$. Comme la méthode RETICOLO fonctionne pour une structure périodique, on sépare chaque filtre de taille limitée par une couche d'or épaisse de 850 nm. Cette couche d'or sert à la fois à isoler horizontalement les filtres les uns des autres mais aussi à couper la transmission directe du faisceau focalisé hors du filtre ciblé. La figure 4.1 illustre la structure étudiée.

Notez, que les conditions de simulation RCWA sous faisceau focalisé sont différentes de celles présentées dans le chapitre précédent. Ici, la période du calcul RCWA $P_{reticolo}$ est la somme de la largeur totale du filtre simulé et de la couche d'or : $P_{reticolo} \neq d$. On doit alors utiliser un nombre plus important d'ordres dans la méthode modale RCWA, ce qui augmente fortement le temps de calcul.

Les spectres en transmission, représentés en figure 4.2, montrent qu'il est donc possible d'obtenir une transmission résonante d'une valeur de $T_{max,10 motifs} = 75 \%$ pour un filtre

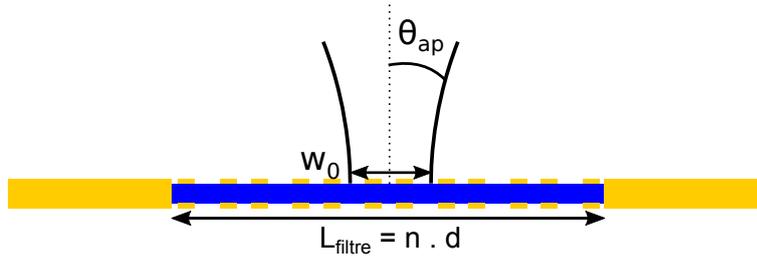


FIGURE 4.1 – Schéma en vue latérale d'une période de la structure simulée avec RETICOLO. Elle est composée d'un filtre de n périodes, pour une longueur totale de L_{filtre} . Le filtre est éclairé sous faisceau focalisé et est entouré d'une couche d'or.

constitué de 10 répétitions de son motif élémentaire, soit une longueur totale de $L_{filtre} = 28 \mu\text{m}$. Pour un filtre constitué de 5 périodes, soit une longueur de $L_{filtre} = 14 \mu\text{m}$, on obtient une transmission maximale de $T_{max,5motifs} = 69 \%$. Ainsi, il est bien possible d'obtenir du filtrage spectral grâce à des filtres GMR sur des surfaces de la taille d'un pixel de détection infrarouge (15 à 30 μm de pas pixel) grâce à l'extension latérale limitée du champ dans le guide à la résonance.

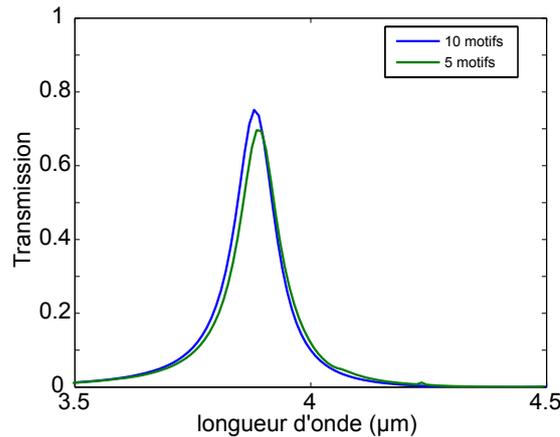


FIGURE 4.2 – Spectres en transmission de filtres DMG bi-atome de taille limitée et entourés d'or.

4.2.2 Divergence du faisceau

Puisque nous utilisons des faisceaux focalisés, la divergence du faisceau est un paramètre important, qui détermine notamment la distance maximale entre le filtre et le détecteur. En effet, plus on éloigne le détecteur du filtre, plus la largeur à mi-hauteur du faisceau après filtrage sera importante au moment de la détection en raison de la divergence du faisceau focalisé. Si le faisceau à détecter est plus large que le pixel de détection, il risque d'éclairer les pixels voisins et donc d'être source de diaphotie.

On définit la distance filtre-détecteur maximale h comme la distance de propagation du faisceau le long de l'axe z après le filtre pour laquelle la largeur à mi-hauteur du faisceau

atteint la largeur du détecteur $L_{détecteur}$, comme représenté en figure 4.3.a. Les figures 4.3.b et 4.3.c, représentent respectivement des cartes de champ pour un faisceau filtré et pour un faisceau non filtré. La divergence du faisceau en sortie du filtre est proche de celle du faisceau incident. Plus l'ouverture des faisceaux à filtrer est importante, plus le filtre devra se situer proche du détecteur associé. On cherchera à associer un filtre de largeur $L_{filtre} = 28 \mu\text{m}$ à un détecteur au pas $L_{détecteur} = 30 \mu\text{m}$. Dans ce cas, la distance filtre-détecteur maximale pour un faisceau large de $w_0 = 9 \mu\text{m}$ est $h = 60 \mu\text{m}$.

Pour un faisceau plus large, la divergence diminue et donc la distance maximale augmente. Ainsi, pour un faisceau de largeur $w_0 = 15 \mu\text{m}$, la divergence est beaucoup plus faible et la distance maximale est de $h = 100 \mu\text{m}$ d'après les simulations RETICOLO. Pour un faisceau de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, le détecteur peut être placé jusqu'à $300 \mu\text{m}$ du filtre.

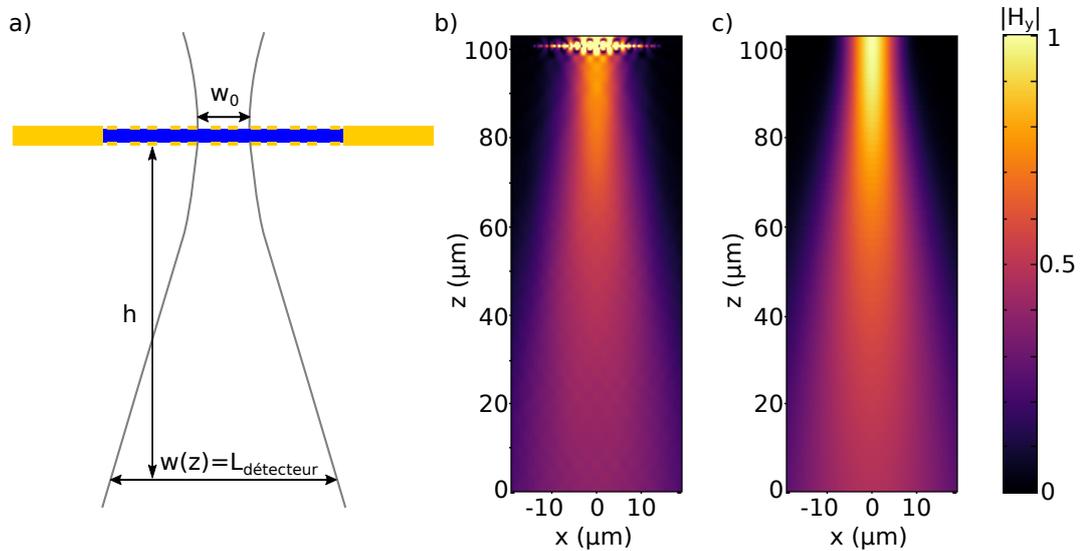


FIGURE 4.3 – a) Schéma de la structure simulée et des dimensions mesurées. b) Carte du champ magnétique après filtrage à la longueur d'onde $\lambda = 3,896 \mu\text{m}$, pour un faisceau incident de largeur à mi-hauteur $w_0 = 9 \mu\text{m}$. c) Carte du champ magnétique pour une propagation sans filtrage dans le vide.

4.3 Étude expérimentale des filtres GMR métalliques

Nous détaillons dans les paragraphes suivant la fabrication et la caractérisation de filtres GMR simples de petite taille. Nous précisons d'abord les caractéristiques géométriques des filtres fabriqués et les performances optiques attendues. Les contraintes sur la tolérance angulaire et les dimensions de filtrage seront légèrement relâchées pour obtenir un processus plus simple. En effet, la fabrication de structures suspendues est complexe et leur robustesse mécanique est problématique. De plus, nous avons vu dans le chapitre 2 que la fabrication de structures Dual Metallic Grating sur substrat nécessite non seulement d'ajuster les tailles de fentes, mais aussi d'obtenir un alignement précis des fentes des réseaux. Les différentes étapes de la fabrication ainsi que les mesures effectués sur l'échantillon fabriqué seront précisées. Finalement, nous présenterons les caractérisations optiques effectuées.

4.3.1 Dimensions des filtres fabriqués

Pour simplifier le processus de fabrication des filtres, les contraintes sont légèrement relâchées. Nous ne chercherons pas à obtenir dans un premier temps des filtres de $15\ \mu\text{m}$ de côté, mais des filtres de $30\ \mu\text{m}$, ce qui reste encore une taille de pixel utilisée dans l'infrarouge, par exemple sur des matrices commercialisées par SOFRADIR comme le détecteur MARS MW pour le moyen infrarouge [126].

Puisque les filtres sont plus larges, les faisceaux utilisés seront moins focalisés et la tolérance angulaire des filtres pourra être plus faible. C'est pourquoi nous avons choisi des filtres mono-atomes. Nous allons limiter le nombre d'étapes de fabrication en réalisant des filtres sur substrat et avec un seul réseau métallique afin d'éviter les étapes d'alignement des réseaux.

Le filtre retenu est un filtre *simple metallic grating*, mono-atome, sur substrat. Les paramètres géométriques sont $d = 1,7\ \mu\text{m}$, $a = 200\ \text{nm}$, $e_{\text{reseau}} = 90\ \text{nm}$ et $e_{\text{guide}} = 710\ \text{nm}$. Le substrat est en saphir, d'indice optique faible $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1,65$ afin d'éviter la présence d'ordre diffractés par le réseau dans le substrat. Le guide est fabriqué en carbure de silicium, un matériau transparent dans le moyen infrarouge, et le réseau est fabriqué en or, un métal qui présente peu d'absorption dans l'infrarouge et ne s'oxyde pas à l'air. Nous avons préféré le carbure de silicium au nitrure de silicium déjà utilisé dans nos simulations car il possède un indice optique plus fort, ce qui améliore la tolérance angulaire du composant, et ne présente pas de bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen. Une simulation du spectre en transmission du filtre retenu est représenté en figure 4.4.

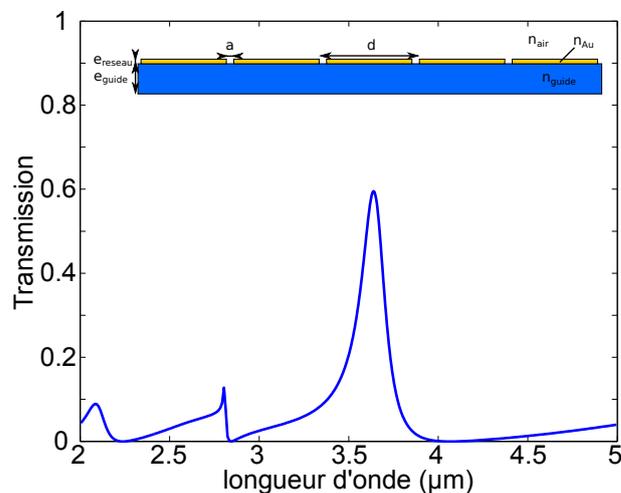


FIGURE 4.4 – Spectre en transmission du filtre GMR de paramètres : $d = 1,7\ \mu\text{m}$, $a = 200\ \text{nm}$, $e_{\text{reseau}} = 90\ \text{nm}$ et $e_{\text{guide}} = 710\ \mu\text{m}$. Le spectre est obtenu par simulation d'une structure infiniment longue sous onde plane et sous incidence normale. L'encart montre la géométrie de la structure simulée.

Contrairement aux simulations qui sont essentiellement unidimensionnelles, la réalisation des structures nécessite de limiter la longueur des barreaux des réseaux. Puisque nous fabriquons des filtres de $30 \times 30\ \mu\text{m}^2$, nous allons d'une part fabriquer des filtres unidimen-

sionnels, servant aussi de filtre en polarisation, et d'autre part des filtres bidimensionnels, à partir de barreaux métalliques croisés, insensibles à la polarisation. Nous comparerons les mesures obtenues sur chacun des filtres et vérifierons que les transmissions calculées sur des filtres 1D sont valables pour les filtres 2D. Nous cherchons aussi à vérifier l'efficacité des filtres de petite taille. Pour cela nous allons comparer les spectres en transmission mesurés sur des filtres de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ à la transmission à travers de grands filtres de $3 \times 3 \text{mm}^2$. Afin de maximiser le flux transmis lors des mesures, le flux à travers un filtre fin spectralement et de petite surface étant extrêmement faible, nous fabriquons un nombre important de filtres de petites tailles. Sur une surface de $3 \times 3 \text{mm}^2$, nous plaçons 900 filtres individuels.

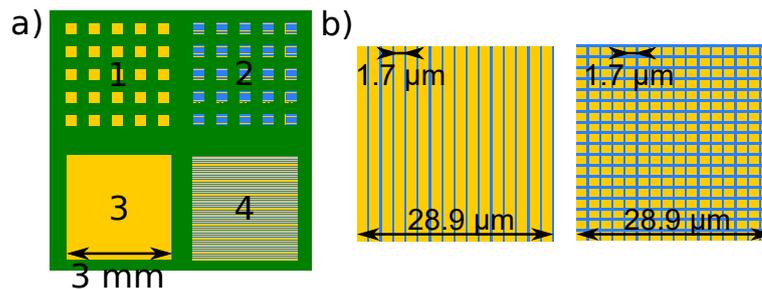


FIGURE 4.5 – a) Schéma en vue du dessus des 4 surface fabriquées. Le nombre de petit filtres dans les surfaces 1 et 2 ainsi que les structurations en jaune ne sont pas l'échelle. b) Schéma des filtres 1D et 2D de petite taille.

La figure 4.5.a montre en vue du dessus les quatre zones différentes fabriquées sur l'échantillon. Cet échantillon permet de comparer les mesures obtenues pour des petits filtres (zones 1 et 2) et des grands filtres (zones 3 et 4) ainsi que pour des filtres 1D (zones 1 et 3) et 2D (zones 2 et 4).

Les zones 1 et 2 sont composées d'un grand nombre de filtres de petite taille, disposés tout les $100 \mu\text{m}$. Un filtre individuel 1D de petite taille ainsi qu'un filtre 2D de petite taille sont représentés en figure 4.5.b.

4.3.2 Procédé de fabrication de structures GMR simples

Dans cette partie nous allons détailler le procédé déployé pour fabriquer des filtres GMR de petite taille. La figure 4.6 résume les étapes de fabrication d'un filtre GMR simple metallic grating sur substrat. Les étapes A à H concernent la fabrication de la structure GMR. Les étapes I à L concernent le dépôt d'un miroir métallique pour limiter la transmission hors des filtres lors de la caractérisation.

Étapes A et B : Dépôt du guide d'onde

Les structures sont fabriquées sur substrat de saphir, poli double faces. On dépose tout d'abord les 710 nm de carbure de silicium par pulvérisation. L'échantillon est alors recuit à 450°C pendant 1h afin de réorganiser l'arrangement atomique de la couche.

Une couche de SiC déposée sur du Si a été observée sur la tranche au Microscope Électronique à Balayage (MEB) pour déterminer son épaisseur. Des mesures d'ellipsométrie ont

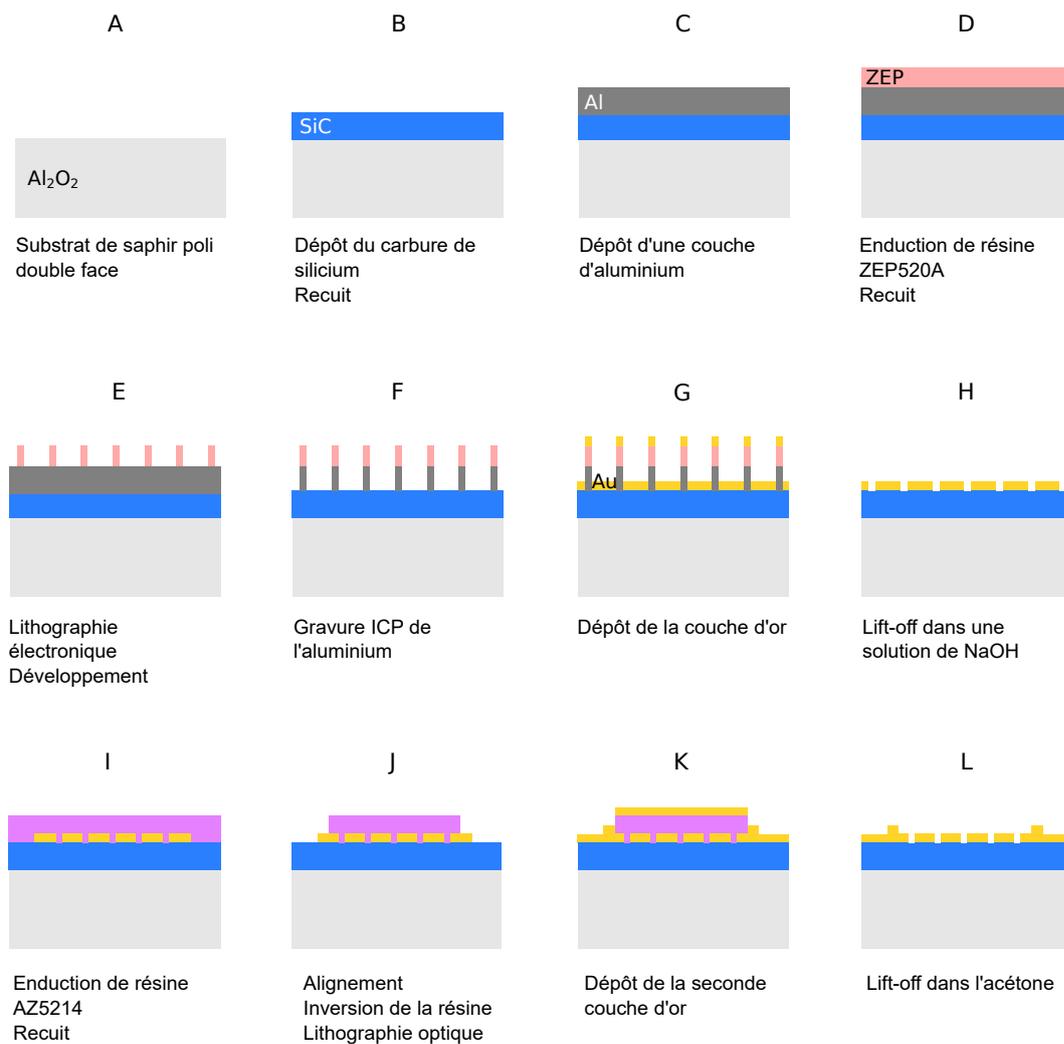


FIGURE 4.6 – Liste des étapes de fabrication d'une structure GMR à réseau en or sur guide en carbure de silicium. Le substrat est en saphir.

ensuite été effectuées afin de déterminer l'indice de réfraction de la couche. L'indice du SiC après recuit dans l'infrarouge est donné en figure 4.7.

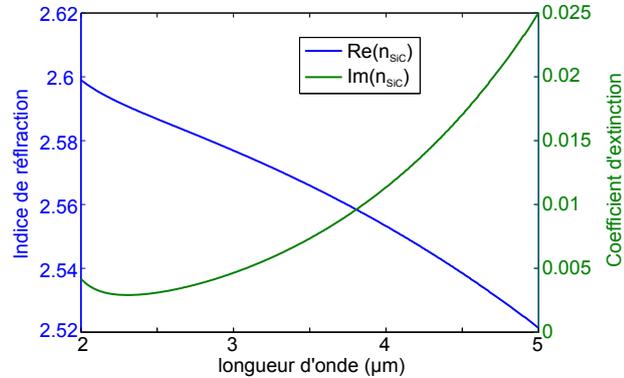


FIGURE 4.7 – Indice optique du SiC déposé par pulvérisation dans notre laboratoire et recuit à 450° pendant 1h dans le moyen infrarouge.

Les mesures d'ellipsométries sur l'échantillon avec substrat de saphir sont moins précises à cause du substrat transparent et des réflexions en face arrière. Les résultats semblent toutefois indiquer une légère dérive du dépôt en pulvérisation et une épaisseur de couche de SiC d'environ 740 nm.

Étape C : Couche sacrificielle

Le réseau est fabriqué par lithographie électronique car les machines de lithographie optiques disponibles au laboratoire ne permettent pas d'obtenir les fentes fines de 200 nm du réseau. Cependant, la lithographie électronique n'est pas adaptée aux couches isolantes de l'échantillon. Il convient donc d'utiliser une couche sacrificielle d'aluminium. Épaisse de 300 nm, elle sert simultanément de drain pour les charges électriques lors de la lithographie et de masque de gravure lors du *lift-off*. Cette couche est déposée sur le SiC par *electron beam physical vapour deposition* (EBPVD). L'épaisseur doit être au minimum trois fois plus grande que celle du réseau final afin de permettre le lift-off de la couche d'or qui sera déposée par la suite.

Étapes D à F : Lithographie

La lithographie électronique est réalisée sur une couche de résine positive, la ZEP520A [127], déposée par enduction centrifuge à 2000 tr/min pendant 30 s sur l'aluminium. La résine est ensuite recuite pendant 2 min à 180° . La ZEP520A a été choisie car elle résiste bien à l'étape de gravure qui suit la lithographie. Après l'exposition, la résine est développée 1min dans une solution de 3 volumes de méthylisobutylcétone (MIBK) pour 1 volume d'isopropanol.

On vérifie la largeur des plots de résine après développement par microscopie électronique. La figure 4.8.a montre une photographie d'un filtre 2D. On peut y voir des barreaux croisés de résine en clair et la surface rugueuse de l'aluminium foncée. On observe aussi une légère

distorsion en ligne horizontales de l'image due à des vibrations lors du balayage du faisceau. La largeur des barreaux 2D est de 238 nm et celle des barreaux dans le filtres 1D est 202 nm.

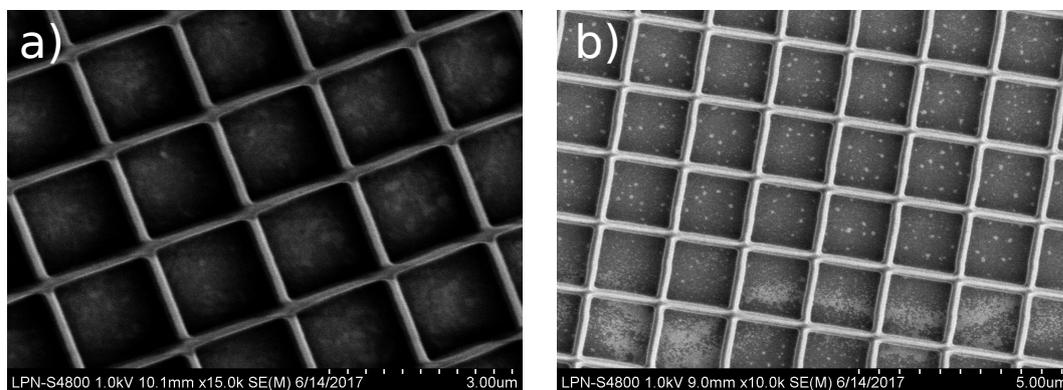


FIGURE 4.8 – a) Photographie MEB de l'échantillon en cours de fabrication après l'étape E. b) Photographie MEB de l'échantillon en cours de fabrication après l'étape F.

Ensuite, une étape de gravure de l'aluminium par *inductively coupled plasma etching* (ICP) est effectuée. Cette méthode permet une gravure rapide (temps de gravure < 1 min), très anisotrope et très sélective pour les matériaux choisis ici. De plus, le SiC et la ZEP sont de bonnes couches d'arrêt pour ce type de gravure. On obtient ainsi des flancs droits et une absence de gravure du SiC.

On observe aussi l'échantillon au MEB après l'étape F. On peut voir sur l'image MEB en figure 4.8.b en clair les barreaux d'aluminium surmontés de résine. En sombre s'affiche le SiC au fond de la gravure. On peut voir de nombreuses taches sur le fond dues à une erreur de manipulation ayant laissé des impuretés en surface du SiC avant le dépôt d'aluminium.

Étapes G et H : Dépôt du réseau métallique

Une couche métallique de 3 nm de Ti et 900 nm d'Or est ensuite déposée sur l'échantillon par EBPVD. La couche de titane est utilisée pour améliorer l'adhérence de l'or. L'impact de cette couche de titane a été pris en compte lors des simulations numériques des propriétés optiques de la structure fabriquée, mais il est minime. L'or en excédent peut alors être décollé dans une solution d'hydroxyde de sodium NaOH à 100 g/L.

On mesure les largeurs de barreaux obtenues sur les différents filtres au MEB. Les mesures moyennes sont résumées dans le tableau 4.1. Des photographies MEB du réseau d'or sont données en figure 4.9 pour des filtres 1D et 2D. En figure 4.9.c, on peut voir plusieurs défauts obtenus sur le filtre de grande taille 3x3 mm². Par endroits, les rubans d'or larges d'environ 200 nm et longs de 3 mm sont soit mal décollés sur toute leur longueur, soit ont été décollés partiellement puis sont retombés sur la surface de filtrage. Ailleurs, des parties du réseau en or ont été arrachées. Puisque la période et la largeur des barreaux sont tout de même conservées sur ce filtre, la résonance est toujours possible, seule la transmission maximale sera affectée. Ces défauts n'apparaissent pas sur le filtre 2D de grande taille car les réseaux croisés permettent au NaOH d'accéder plus facilement à la couche sacrificielle d'aluminium afin de soulever l'or. La figure 4.9.d montre le réseau 2D en or d'un des nombreux filtres de

petite taille, en clair, déposé sur le guide en SiC, plus sombre, avant dépôt du miroir d'or dans les étapes qui vont suivre.

	Filtre 30x30 μm^2	Filtre 3x3 mm^2
1D	226 nm	196 nm
2D	237 nm	224 nm

TABLEAU 4.1 – Résumé des largeurs moyennes des barreaux métalliques sur l'échantillon fabriqué.

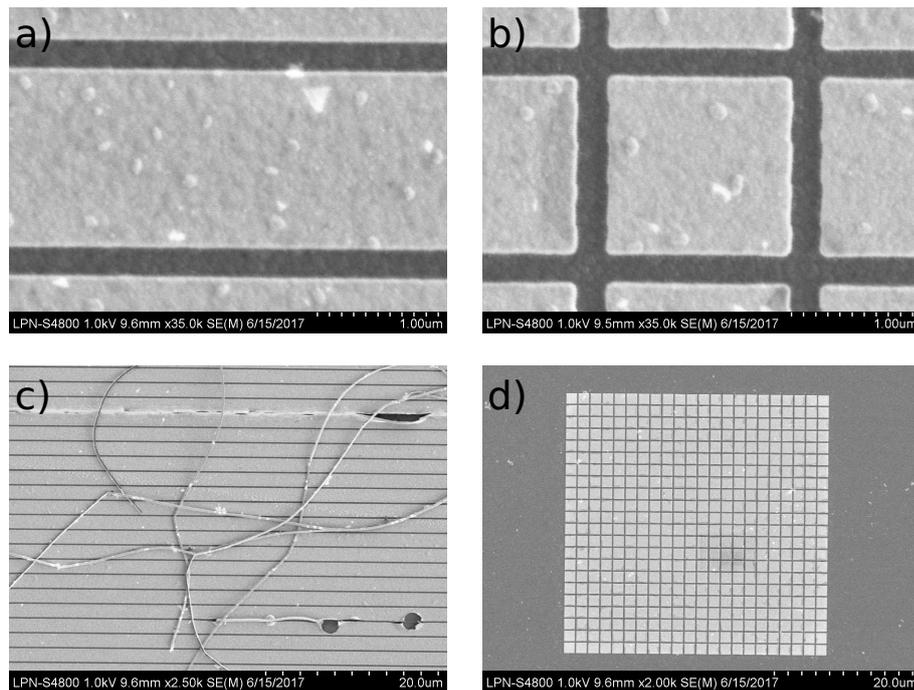


FIGURE 4.9 – a) Photographie MEB d'un motif du filtre 1D $36 \times 36 \mu\text{m}^2$ après l'étape H. b) Photographie MEB d'un motif du filtre 2D $36 \times 36 \mu\text{m}^2$ après l'étape H. c) Défauts dans le réseau 1D $3 \times 3 \text{mm}^2$. d) Filtre 2D de $36 \times 36 \mu\text{m}^2$.

Étapes I et J : Lithographie optique

On cherche à isoler les filtres de petite taille les uns des autres. Comme nous allons caractériser les filtres en transmission, on veut éviter que la lumière soit transmise directement à travers la structure en dehors des filtres. Pour cela on dépose une couche de 100 nm d'or autour des petits filtres.

Ces étapes de fabrication utilisent une lithographie optique, plus rapide qu'une lithographie électronique pour de grandes surfaces. Nous utilisons une résine réversible, la AZ5214 pour protéger les filtres du dépôt d'or [128].

On dépose tout d'abord la AZ5214E par enduction centrifuge et on effectue une rapide insolation des motifs à protéger (5 s) car nous inversons la résine. En inversant l'AZ5214,

on obtient une résine négative épaisse (de l'ordre du micromètre) avec un surplomb permettant de faciliter le décollage de la couche métallique déposée par la suite. Les filtres fabriqués dans les étapes précédentes sont volontairement plus larges que les filtres finaux. Nous avons déposé quelques motifs supplémentaires afin d'obtenir une surface nanostructurée de $36 \times 36 \mu\text{m}^2$. Ceci facilite l'alignement du masque de lithographie qui lui mesure $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. C'est ce masque qui détermine la taille finale des filtres car les motifs métalliques en excès seront recouverts du miroir d'or. Nous effectuons ensuite un recuit de réticulation pour inverser la résine et une nouvelle insolation pleine plaque de 30 s avant de développer la résine dans de l'AZ726MIF.

Étapes K et L : Dépôt du miroir métallique

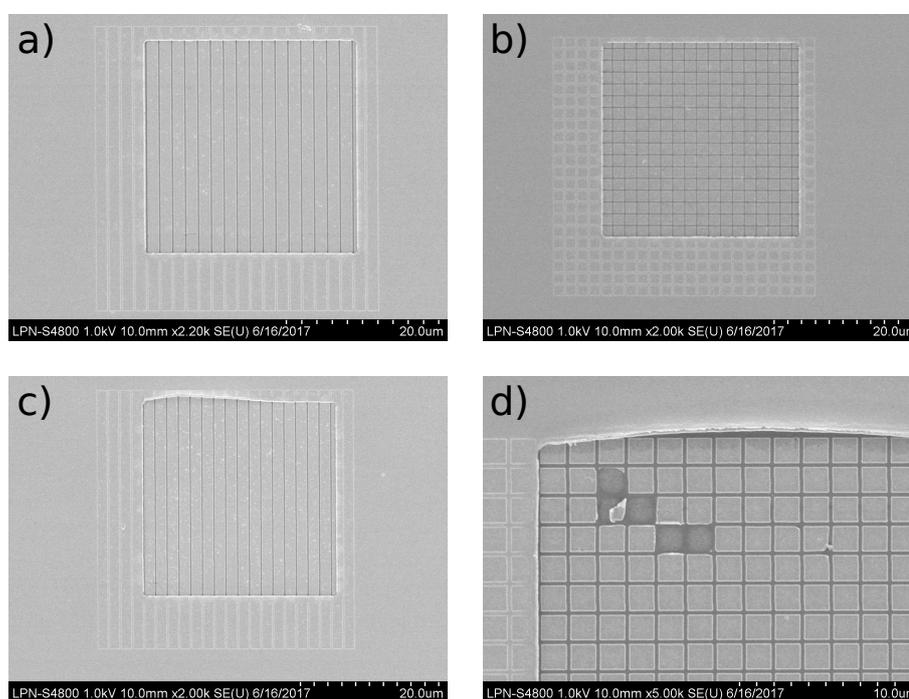


FIGURE 4.10 – a) Photographie MEB d'un motif du filtre GMR 1D $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ entouré d'un miroir d'or. b) Photographie MEB d'un motif du filtre GMR 2D $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ entouré d'un miroir d'or. c) Photographie MEB d'un défaut sur un filtre GMR 1D $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. d) Photographie MEB de défauts sur un filtre GMR 2D $30 \times 30 \mu\text{m}^2$.

On dépose 3 nm de Ti et 100 nm d'Or qui sont ensuite décollés dans l'acétone. Le lift-off dure une dizaine de minutes avec l'aide d'une seringue. On obtient une couche d'or autour des filtres mais aussi partiellement déposée sur les plots métalliques en bord de filtre. Ceci n'a pas d'importance car le nombre de plots prévus excède le nombre requis pour obtenir un filtre de $30 \mu\text{m}$. La couche d'or supplémentaire vient ainsi limiter la taille des filtres aux $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ désirés. La différence de hauteur d'or à ces endroits importe peu car il n'y a pas de champ électromagnétique.

La structure obtenue au final est observée au microscope électronique à balayage (MEB).

La figure 4.10 a et b montre des filtres 1D et 2D de petite taille entourés d'un miroir d'or. On peut y voir que le miroir recouvre une partie du filtre fabriqué jusqu'à l'étape H et vient en limiter la taille. La figure 4.10.c montre un léger décollage du miroir d'or sur un bord du filtre. Ceci est sûrement dû à une utilisation trop intense de la seringue. Le même effet de décollement peut être observé en figure 4.10.d sur un filtre 2D. On peut aussi voir sur cette image MEB que certains plots en or ont été décollés dans l'acétone. Ce décollement est toutefois restreint à certains des filtres de petite taille. Il affecte plus les filtres 2D car l'alignement du masque optique est plus proche du bord du réseau déposé avant l'étape H.

4.3.3 Mesures par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier

Les structures fabriquées ont été caractérisées en transmission dans un spectromètre à transformée de Fourier infrarouge (FTIR). Le spectromètre Vertex 70v de Brücker [129] permet d'obtenir un spectre en transmission sur une gamme de longueur d'onde couvrant tout le moyen infrarouge. Il faut choisir un compromis entre vitesse d'acquisition et résolution spectrale. Nous avons choisi une résolution de 8 cm^{-1} , ce qui est suffisant pour échantillonner les résonances des filtres GMR et permet de conserver un temps de mesure raisonnable.

Description du banc de mesure

Deux configurations différentes ont été utilisées pour caractériser chacune des 4 zones fabriquées. Dans un premier temps, nous avons utilisé un montage collimateur pour obtenir un spectre sous onde plane des différentes zones. L'échantillon est alors éclairé par un large faisceau collimaté. On sélectionne la zone à caractériser en ajoutant un trou circulaire de 2 mm de diamètre derrière l'échantillon. Nous avons relevé le spectre des 4 zones différentes.

Dans un second temps, nous avons enlevé le montage collimateur et utilisé directement le faisceau focalisé issu de l'interféromètre. Le faisceau possède un diamètre réglable par un diaphragme. Nous avons utilisé un diamètre de 1 mm et un trou circulaire de 2 mm de diamètre pour sélectionner la zone à caractériser. Le faisceau focalisé possède une ouverture d'environ 8° .

Influence de la polarisation

Les structures fabriquées nous permettent d'observer que les filtres à réseaux unidimensionnels, contrairement aux réseaux croisés, transmettent uniquement la polarisation transverse magnétique aux longueurs d'onde considérées. La figure 4.11 montre en traits pleins les spectres mesurés au FTIR pour le filtre 1D $3 \times 3 \text{ mm}^2$ (en bleu) et pour le filtre 2D $3 \times 3 \text{ mm}^2$ (en vert) sous faisceau collimaté. La transmission maximale mesurée pour le filtre 1D est de 25 % et est de 51 % pour le filtre 2D. Les résultats de simulations RETICOLO menées sur des structures GMR pour une onde plane sous incidence normale et non polarisée, sont représentés en traits pointillés sur cette figure. On a bien une transmission du filtre 1D environ deux fois plus faible que celle du filtre 2D à la fois sur les simulations et sur les mesures en raison de sa sensibilité à la polarisation. Les filtres 1D et 2D donnent une transmission un peu plus faible que prévu par les simulations, d'une part en raison de défauts de fabrication (barreaux mal décollés ou plots arrachés et variations des largeurs de fente que nous avons

pu observer au MEB), d'autre part en raison de réflexions à l'interface entre le substrat et l'espace libre de transmission. En effet, le filtre est déposé sur un substrat de saphir poli en face arrière et sans couche anti-reflet, ce qui conduit à environ 6 % de pertes en réflexion de Fresnel d'après nos simulations.

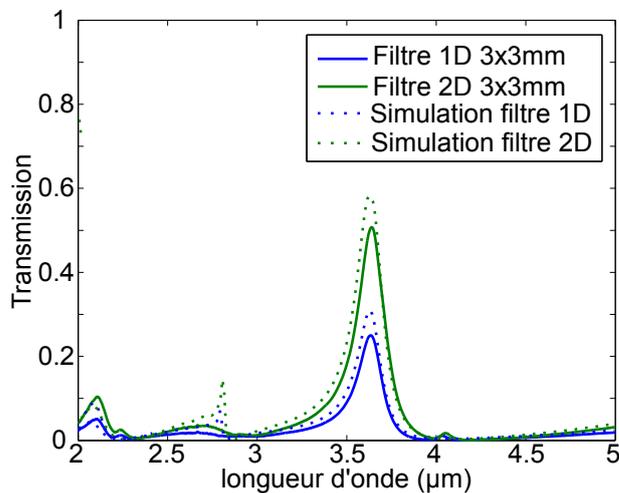


FIGURE 4.11 – Transmissions effective des filtres de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ sous faisceau collimaté et sous faisceau focalisé. Le spectre simulé sur un filtre 1D infini sous onde plane est représenté en pointillé.

En faisceau focalisé, le faisceau obtenu dans le FTIR n'est pas de section parfaitement circulaire mais légèrement elliptique. Ainsi la focalisation est plus forte suivant l'axe horizontal. Il est possible d'observer cette différence de focalisation grâce au filtre 1D qui sert aussi de filtre en polarisation. La figure 4.12 donne les spectres obtenus pour un filtre orienté suivant la verticale et un filtre suivant l'horizontale. On peut voir une différence de transmission maximale entre les deux directions due à la différence d'ouverture du faisceau.

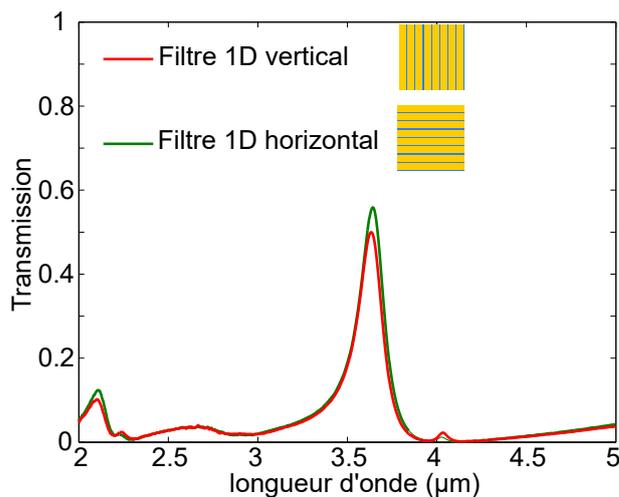


FIGURE 4.12 – Spectres sous faisceau focalisé pour deux filtres 1D de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ orientés orthogonalement.

Transmission à travers les petits filtres

Nous avons aussi mesuré les spectres en transmission des zones 1 et 2, constituées de petits filtres de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Les filtres de petite surface et de largeur spectrale de résonance fine ne laissent passer qu'une faible portion du flux incident.

Les filtres de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ sont espacés les uns des autres par $70 \mu\text{m}$ de miroir d'or bloquant la transmission. En conséquence, la surface de filtrage efficace représente 9 % de la surface totale éclairée (ici un disque de 2 mm de diamètre). Les transmissions effectives des filtres 1D et 2D de la taille d'un pixel sont représentées en bleu et vert sur la figure 4.13 pour un faisceau collimaté et rouge et magenta pour un faisceau d'ouverture 8° . La transmission effective correspond à $\frac{1}{0,09}$ fois la transmission mesurée au FTIR dans le cas des filtres 2D. Elle correspond à $\frac{2}{0,09}$ fois la transmission mesurée dans le cas du filtre 1D, en raison de la sélectivité en polarisation de ce filtre.

La transmission effective maximale obtenue sous faisceau collimaté est de 24 % pour un filtre 1D et de 25 % pour un filtre 2D. Sous faisceau focalisé cette transmission est de 26 % pour un filtre 1D et de 31 % pour un filtre 2D. Le signal est beaucoup moins bruité pour les mesures effectuées sous faisceau focalisé car la puissance du faisceau incident est plus importante. On remarque que les transmissions résonantes sont plus importantes sous faisceau focalisé. Ceci est dû à la plus faible extension du champ dans le guide à la longueur d'onde de résonance, ce qui limite les effets de bord et les fuites dues à la propagation de mode guidés.

Associer un microscope au FTIR, par exemple en utilisant un objectif de Cassegrain comme dans le système HYPERION de Brucker [125], permettrait de focaliser plus fortement la lumière sur les filtres à caractériser. En conséquence, il serait possible de réduire la largeur de l'extension spatiale du champ dans le guide d'onde à la résonance et donc d'améliorer encore la transmission mesurée. Nous ne disposons malheureusement pas de dispositif de ce type au laboratoire pour effectuer des caractérisations.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes concentrés sur l'étude de filtres GMR métalliques sous faisceau focalisé. Pour cela nous avons tout d'abord dû adapter le code de calcul RETICOLO à la simulation de faisceaux focalisés à l'aide d'une décomposition en ondes planes. Cette méthode nous a permis d'étudier la réponse de filtre Dual Metallic Grating à divers faisceaux focalisés. Nous avons montré que les filtres conservent leur efficacité de filtrage, avec une forte transmission résonante, lorsque l'ouverture du faisceau est inférieure ou égale à la tolérance angulaire des filtres. Nous avons aussi constaté une extension limitée du champ électromagnétique dans le guide d'onde à la longueur d'onde de résonance. Dans le cas d'un faisceau dont l'ouverture est plus faible que la tolérance angulaire du filtre, la largeur de cette extension est même égale à la largeur à mi-hauteur du faisceau incident. Ces résultats montrent non seulement que la tolérance angulaire des filtres est un critère nécessaire à l'utilisation sous faisceau focalisé, mais surtout que la connaissance du spectre sous onde plane et de la tolérance angulaire d'un filtre sont suffisants pour déterminer son efficacité

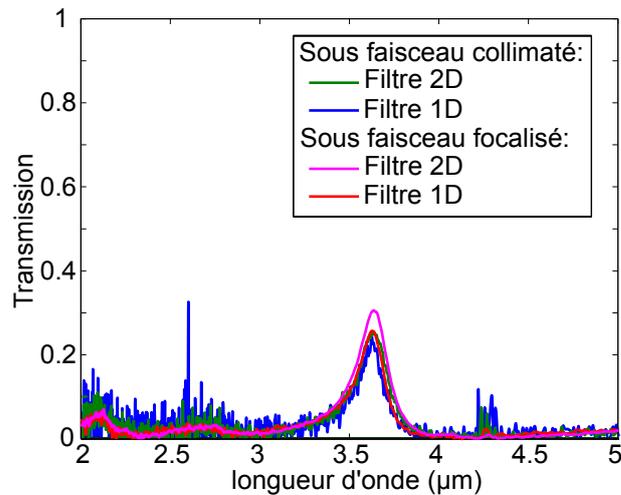


FIGURE 4.13 – Transmissions effectives des filtres 1D et 2D de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ sous faisceau collimaté et sous faisceau focalisé (normalisée vis à vis de la surface de filtrage et de la polarisation).

sous faisceau focalisé. Nous avons aussi vérifié l'impact de l'inclinaison du faisceau sur les propriétés spectrales des filtres. Tant que la composante la plus inclinée du faisceau reste inférieure à la tolérance angulaire des filtres, l'efficacité de filtrage est maintenue. Ceci peut s'avérer utile lorsque le condition d'alignement des filtres ne sont pas parfaites, ou bien dans le cas d'une étude sous un spot focalisé par un objectif de Cassegrain. Nous avons testé la réponse spectrale des filtres à un faisceau dont les composantes angulaires les moins inclinées sont occultées et nous avons constaté un maintien des capacités de filtrage. De plus, la répartition du champ électromagnétique reste restreinte sous le faisceau focalisé dans ces conditions d'éclairage.

Puisque l'extension latérale du champ dans le guide d'onde est faible, les nanostructurations éloignées du spot éclairé ne contribuent pas à la résonance. Ainsi, il serait possible de les supprimer sans dégrader la transmission résonante. Il serait alors possible de réaliser des filtres de taille limitée, avec un faible nombre de périodes du réseau. Nous avons remarqué dans ce chapitre qu'il était possible d'obtenir, grâce à la technique bi-atome, une largeur du champ dans le guide inférieure à $10 \mu\text{m}$ à la résonance, ce qui donne une absence quasi-totale de champ électromagnétique à une distance de $15 \mu\text{m}$ du centre du filtre. Un filtre de $30 \mu\text{m}$ de long serait donc envisageable. Cette taille de filtre est compatible avec les dimensions des pixels de détection dans l'infrarouge moyen (15 à $30 \mu\text{m}$ de long). Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives pour le filtrage à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge à l'aide de réseaux sub-longueur d'onde.

Nous nous attacherons dans le prochain chapitre à l'étude des propriétés spectrales des filtres de taille limitée. Nous vérifierons leur bon fonctionnement et nous discuterons de la possibilité de fabriquer des mosaïques de filtres de petite taille pour des caméra multispectrales infrarouges grâce à la résonance de mode guidé.

5

Des mosaïques de filtres nanostructurés pour le filtrage à l'échelle du pixel de détection

Sommaire

5.1	Introduction	84
5.2	Étude des matrices de filtres de petite taille	84
5.2.1	Modification de la méthode de calcul de la transmission	85
5.2.2	Influence de la distance entre les deux filtres	86
5.2.3	Estimation de la diaphotie	87
	Filtres résonants à des longueurs d'onde distinctes	87
	Filtres spectralement proches	90
5.2.4	Mosaïque de filtre au sein d'une caméra : étude sous un faisceau large	92
	Les filtres centraux	93
	Les filtres en bord de matrice	94
5.3	Caméra multispectrale pour le moyen infrarouge	96
5.3.1	Architecture de la caméra	96
5.3.2	La mosaïque de filtres	97
5.4	Conclusion	98

5.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en évidence une extension spatiale limitée du champ électromagnétique dans les filtres GMR à la longueur d'onde de résonance. Nous avons remarqué que l'absence de champ électrique hors de la zone éclairée permet de réaliser des filtres de petite taille. Nous avons vérifié par des simulations et des mesures expérimentales le fonctionnement de ces filtres sur des surfaces compatibles avec un pixel de détection infrarouge : $30 \times 30 \mu\text{m}$.

Dans ce chapitre, nous allons mettre en application ces résultats afin de réaliser des matrices de filtres de petites tailles. Pour cela, nous nous plaçons dans un cas simple où seulement deux filtres de longueur d'onde de résonance différentes sont assemblés en une mosaïque et nous étudions par des simulations numériques leur réponse optique. La question de la diaphotie dans de telles mosaïques de filtres sera abordée ainsi que les propriétés spectrales selon différentes conditions d'éclairage (largeur, position et inclinaison du faisceau). Finalement, nous discuterons de l'intégration d'une matrice de filtres GMR de la taille du pixel au sein d'une caméra multi-spectrale infrarouge. Ce type de structure, placée directement devant le détecteur plan focal, permet en effet d'effectuer du filtrage spectral et/ou en polarisation à l'échelle du pixel de détection.

5.2 Étude des matrices de filtres de petite taille

Parce qu'ils ne partagent pas les limites technologiques des filtres interférentiels [41, 42, 43], les filtres GMR métalliques de petite taille offrent une nouvelle solution pour la colorisation de pixels dans l'infrarouge. Les réseaux sub-longueur d'onde offrent la possibilité de fabriquer des mosaïques de filtres avec une architecture très simple. En juxtaposant des filtres GMR avec différents réseaux, on conserve un unique guide d'onde commun à tous les filtres de la mosaïque. La seule différence entre les filtres de cette matrice serait alors la période de leur réseau ou la largeur de leurs fentes. On obtient ainsi une mosaïque avec une faible épaisseur et un nombre d'étapes de fabrication limité, permettant de colorer individuellement chaque pixel d'une matrice plan focal.

Nous nous concentrons maintenant sur un exemple de mosaïque de filtres constituée de seulement deux filtres différents, appelés A et B , juxtaposés et répétés périodiquement. La matrice est schématisée en figure 5.1. La transmission résonante à travers des filtres GMR de petite surface ayant déjà été démontrée dans le chapitre précédent, nous cherchons à vérifier que la juxtaposition de plusieurs filtres ne dégrade pas, ou peu, les propriétés optiques individuelles des filtres.

Les paramètres géométriques des filtres A et B ont été établis séparément, en utilisant la méthode RCWA sous onde plane. Nous avons choisi des filtres DMG bi-atomes, qui présentent d'après les chapitres précédents une meilleure aptitude à travailler sous faisceau focalisé en raison de leur grande tolérance angulaire. Les deux filtres sont de taille limitée. Chaque filtre est dessiné pour $30 \mu\text{m}$ de long (soit une douzaine de répétition du motif élémentaire). Ils ont été paramétrés de façon à ce que leurs longueurs d'ondes de résonance respectives soit bien séparées, comme représenté en figure 5.2 : $\lambda_A = 3,896 \mu\text{m}$ et

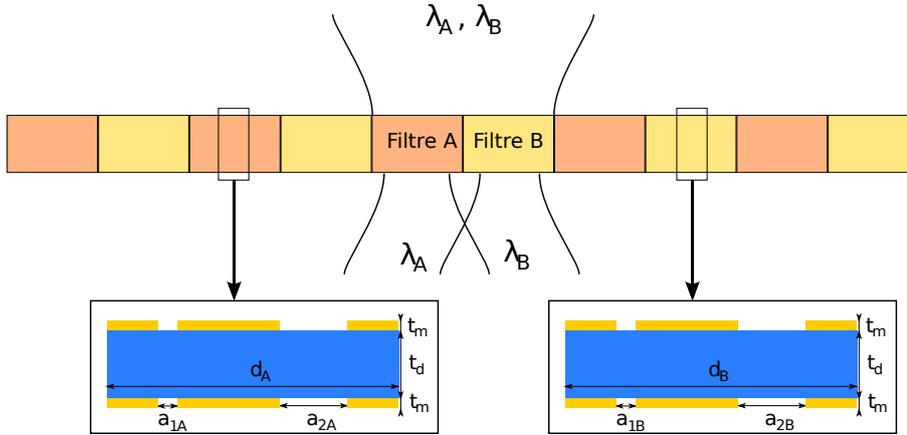


FIGURE 5.1 – Schéma en vue latérale d'une mosaïque constituée d'une répétition de deux filtres de petite taille. Les filtres A et B sont des filtres DMG bi-atome suspendus dans l'air de longueur $28 \mu\text{m}$. Les deux encarts montrent chacun un motif élémentaire du filtre A et un motif élémentaire du filtre B.

$\lambda_B = 3,6 \mu\text{m}$. Leurs transmissions à la longueur d'onde de résonance $T_{max,A} = 88,2 \%$ et $T_{max,B} = 91,8 \%$, leur facteur de qualité $Q_A = 48$ et $Q_B = 31$, ainsi que leur tolérance angulaire $\Delta\theta_A = 20^\circ$ et $\Delta\theta_B = 23^\circ$ sont comparables. Le filtre A possède une tolérance angulaire plus faible que le filtre B. Les paramètres géométriques des deux filtres sont : $d_A = 2,8 \mu\text{m}$, $a_{1,A} = 0,19 \mu\text{m}$, $a_{2,A} = 0,67 \mu\text{m}$, $d_B = 2,545 \mu\text{m}$, $a_{1,B} = 0,19 \mu\text{m}$, $a_{2,B} = 0,67 \mu\text{m}$, $e_{reseau} = e_{reseau,A} = e_{reseau,B} = 100 \text{ nm}$, $e_{guide} = t_{d,A} = e_{guide,B} = 650 \text{ nm}$. Le filtre A est constitué de $n_A = 10$ répétitions de son motif élémentaire alors que le filtre B est constitué de $n_B = 11$ répétitions. Le filtre A est donc long de $28,000 \mu\text{m}$ et le filtre B de $27,995 \mu\text{m}$. Ces deux longueurs sont très proches de $30 \mu\text{m}$, un pas pixel classique pour les détecteurs infrarouges. Notons que la seule différence géométrique entre les deux filtres est le pas du réseau et le nombre de répétitions du motif. Puisque l'épaisseur du guide est la même pour les deux filtres, on a bien un unique guide d'onde commun à toute la mosaïque.

Dans la suite de cette partie, nous allons vérifier que la diaphotie reste faible au sein de la mosaïque. Puis nous étudierons la matrice dans le cadre d'une caméra multispectrale, en vérifiant l'impact de la focalisation du faisceau sur le filtrage et la différence entre les pixels situés en centre de matrice et ceux situés en périphérie, recevant un faisceau incliné. Mais tout d'abord, il faut adapter notre calcul de la transmission pour séparer la transmission à travers chacun des deux filtres et déterminer la diaphotie.

5.2.1 Modification de la méthode de calcul de la transmission

Dans le cadre de l'étude de deux ou plusieurs filtres juxtaposés, nous voulons pouvoir accéder indépendamment à la transmission à travers chacun des filtres, et ce quelles que soient les conditions d'éclairage. Pour cela, nous calculons la puissance transmise par chacun des filtres en intégrant séparément le vecteur de Poynting Π_z sous chacun des filtres. Ainsi nous obtenons une puissance \mathcal{P}_X pour le filtre X . La transmission à travers le filtre

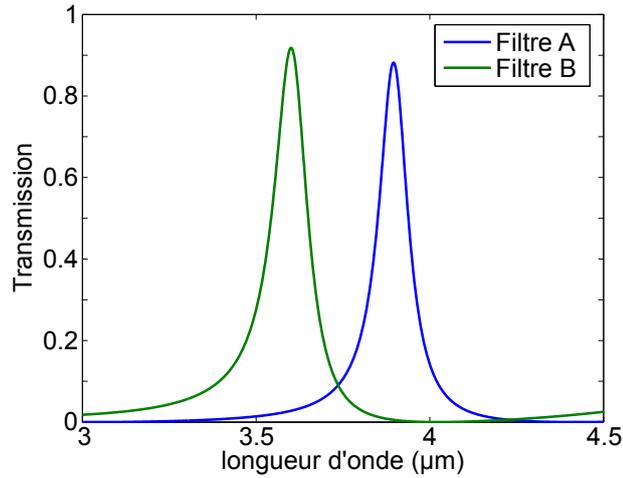


FIGURE 5.2 – Spectres des filtres A et B infiniment longs éclairés par une onde plane sous incidence normale.

X vaut alors $T_X = \frac{\mathcal{P}_X}{\mathcal{P}_{reference}}$ avec $\mathcal{P}_{reference}$ la puissance du faisceau incident calculée dans l'espace libre. Toutefois, dans le cas d'un faisceau plus large que chaque filtre individuel, nous ne considérons que la portion du faisceau éclairant réellement le filtre dans le calcul de $\mathcal{P}_{reference}$ (on intègre Poynting sur une surface de la taille du filtre). Lorsque le faisceau est moins large que le filtre, ceci n'a pas d'importance car le vecteur de Poynting est nul en dehors du filtre.

5.2.2 Influence de la distance entre les deux filtres

Avant d'étudier en détail les propriétés optiques de filtres juxtaposés, nous cherchons à déterminer si la distance entre les deux filtres peut être optimisée. En effet, dans le cadre des CRIGFs nous avons vu qu'en raison des réflexions sur les miroirs latéraux à chaque extrémité, il était nécessaire d'ajuster la taille de cavité avec des espaces pour le contrôle de la phase des modes guidés. Dans le cas de notre matrice de filtres, puisque les filtres qui composent la matrice utilisent des réseaux de période différentes, les modes guidés se propageant dans guide d'onde peuvent subir une réflexion lors du passage d'un filtre à l'autre.

Toutefois, les interférences entre ondes propagatives et contra-propagatives, responsables de l'extension spatiale limitée du champ à la longueur d'onde de résonance, limitent la propagation des modes guidés dans la couche diélectrique. Ainsi, si certains modes guidés subissent des réflexions entre les filtres, leur faible amplitude rend ce problème négligeable. La figure 5.3 donne l'évolution de la transmission à travers chaque filtre à leur longueur de résonance respective, $T_A(\lambda_A)$ et $T_B(\lambda_B)$, lorsqu'on fait varier la distance D entre deux filtres A et B successifs. La structure est éclairée par un faisceau de largeur à mi-hauteur $w_0 = 30 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda_A = 3,896 \mu\text{m}$ pour la courbe bleue et à la longueur d'onde $\lambda_B = 3,6 \mu\text{m}$ pour la courbe verte.

On observe une légère diminution des transmissions suivie d'une augmentation lorsque l'espace entre les deux filtres est augmenté. Cet effet reste toutefois de faible amplitude et on préfère conserver un espace D faible afin d'éviter la transmission non résonante dans

l'intervalle entre les filtres. Dans la suite de ce chapitre nous utiliserons par souci de simplicité un espace $D = 0 \mu\text{m}$ pour nos simulations. Lorsqu'on réalise une mosaïque de filtres GMR, les pas réseaux d_A et d_B de chaque filtre sont fixes. Ainsi, la longueur totale de chaque filtre est un multiple du pas réseau. Il peut alors arriver que la longueur d'un des filtres ne corresponde pas exactement au pas pixel de la matrice de détection. On pourra alors ajuster la taille de la mosaïque de filtres à la matrice de détection en jouant sur le paramètre D .

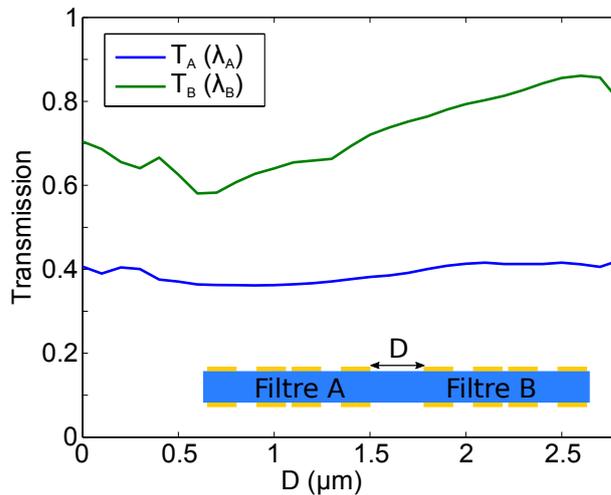


FIGURE 5.3 – Évolution de la transmission totale à travers la mosaïque de filtres avec l'espace D entre les filtres. L'encart montre un schéma de l'interface entre les filtres A et B.

5.2.3 Estimation de la diaphotie

Filtres résonants à des longueurs d'onde distinctes

Parce que les filtres à résonance de mode guidé mettent en jeu des modes pouvant se propager d'un filtre à l'autre au sein du guide d'onde, on cherche à vérifier qu'il n'y a pas ou peu de transmission sous un filtre lorsqu'un de ses voisins est éclairé. D'une manière générale, la diaphotie (ou *crosstalk* en anglais) est un problème récurrent lorsqu'on juxtapose plusieurs canaux de transmission. La présence de diaphotie est un facteur limitant des mosaïques de filtres car elle dégrade leur taux de réjection, par exemple en amenant à détecter de la lumière à λ_A dans le détecteur coloré à λ_B ou inversement.

Nous utilisons des simulations RCWA avec un faisceau focalisé très fin, $w_0 = 9 \mu\text{m}$, soit $\theta_{ap} = 20^\circ$, que nous balayons à la surface des deux filtres comme représenté en figure 5.4.a. Ceci nous permet d'éclairer un unique filtre et d'évaluer la proportion de lumière transmise directement à travers ce filtre ou à travers les filtres voisins pour toutes les longueurs d'onde.

Dans la figure 5.4.b, nous rapportons les spectres en transmission pour chacun des filtres lorsque le faisceau est balayé au dessus du filtre A puis du filtre B pour des positions $p \in [-28; 28 \mu\text{m}]$. Les transmissions pour un faisceau centré au milieu de chacun des filtres, i.e. $p_A = -14 \mu\text{m}$ et $p_B = 14 \mu\text{m}$, sont résumées dans le tableau 5.1. La transmission à

travers le filtre A, lorsque le faisceau est centré sur ce filtre ($p = p_A$) et à sa longueur d'onde de résonance λ_A , est importante : $T_A(p_A, \lambda_A) = 85\%$ car l'onde incidente est bien couplée dans le guide d'onde. Lorsque le faisceau est en position p_A et à la longueur d'onde de résonance λ_B du filtre B, sa transmission est faible : $T_A(p_A, \lambda_B) = 2\%$ car on se situe loin de la résonance et l'onde incidente n'est pas couplée dans le guide d'onde.

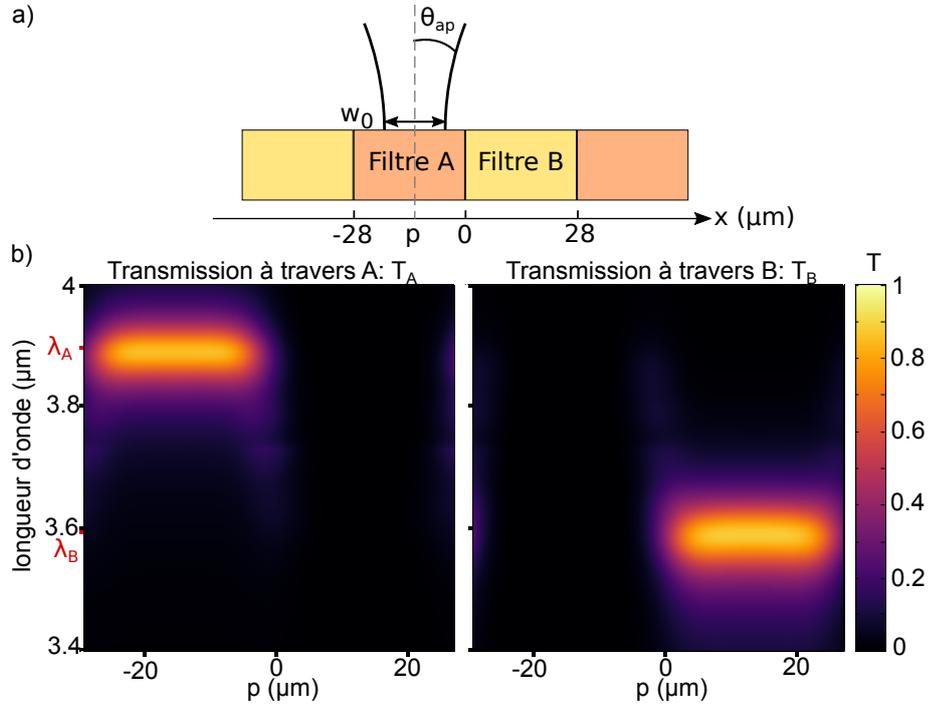


FIGURE 5.4 – a) Schéma de la mosaïque de deux filtres éclairés par un faisceau incident fin. Les nanostructurations ne sont pas montrées. b) Diagramme des transmissions T_A à travers le filtre A et T_B à travers le filtre B, pour des longueurs d'onde comprises entre $3,4\ \mu\text{m}$ et $4\ \mu\text{m}$ et un balayage de la position p du faisceau entre $-28\ \mu\text{m}$ et $+28\ \mu\text{m}$.

Toujours pour un faisceau centré sur A, la transmission en dessous du filtre B vaut $T_B(p_A, \lambda_A) < 1\%$ à la longueur d'onde λ_A et $T_B(p_A, \lambda_B) < 1\%$ à la longueur d'onde λ_B . De la même façon lorsque le faisceau est centré sur le filtre B ($p = p_B$), on calcule à travers le filtre B : $T_B(p_B, \lambda_A) < 1\%$ et $T_B(p_B, \lambda_B) = 88\%$; et à travers le filtre A : $T_A(p_B, \lambda_A) < 1\%$ et $T_A(p_B, \lambda_B) < 1\%$.

Ainsi, lorsque le faisceau incident est centré sur un filtre, prenons ici l'exemple du filtre A, la lumière transmise sous le filtre voisin est négligeable (moins de 1% de transmission) et ce quelle que soit la longueur d'onde du faisceau. Ceci est prévisible lorsque le faisceau n'est pas à la longueur d'onde de résonance du filtre car la lumière n'est pas du tout couplée à l'intérieur du guide d'onde par le réseau. En revanche, lorsqu'on se situe à la longueur d'onde de résonance, ici λ_A , il y a couplage résonant et transmission directe du faisceau. D'après les calculs de la figure 5.4, les modes guidés générés dans le filtre A à la résonance n'impliquent pas de transmission à travers le filtre B et ce pour deux raisons. D'une part, le réseau du filtre B ne couple pas, ou très peu (la transmission n'est jamais strictement nulle hors résonance), les modes guidés à λ_A vers l'espace libre. D'autre part, le champ reste

confiné dans le guide du filtre A par un effet d'interférence entre les diverses composantes angulaires du faisceau focalisé. Ce confinement du champ à l'intérieur d'un unique filtre est effectif tant que l'ouverture du faisceau ne dépasse pas la tolérance angulaire du filtre. Ces résultats démontrent que la diaphotie est très faible pour des matrices de filtres GMR.

	Filter A	Filter B
d	2800 nm	2545 nm
a_1	190 nm	
a_2	670 nm	
t_d	650 nm	
t_m	100 nm	
$T(p_A, \lambda_A)$	85 %	< 1 %
$T(p_A, \lambda_B)$	2 %	< 1 %
$T(p_B, \lambda_A)$	< 1 %	< 1 %
$T(p_B, \lambda_B)$	< 1 %	88 %

TABLEAU 5.1 – Résumé des transmissions calculées pour les filtres A et B, pour un faisceau de petite taille en position $p_A = -14 \mu\text{m}$ ou $p_B = 14 \mu\text{m}$. aux longueurs d'ondes $\lambda_A = 3,896 \mu\text{m}$ et $\lambda_B = 3,6 \mu\text{m}$.

On remarque au passage que les deux filtres transmettent de la lumière uniquement à leur longueur d'onde de résonance et que réduire la taille des filtres en dessous de $30 \mu\text{m}$ ne dégrade pas la transmission maximale tant que le faisceau utilisé est compatible avec les tolérances angulaires des deux filtres, conformément à ce que nous avons constaté dans les chapitres précédents.

On notera toutefois que les deux filtres ont ici des longueurs d'onde de résonance bien distinctes et que dans le cas où les pics de transmissions des filtres se recouvrent partiellement, il y a possibilité de transmission à travers un filtre alors que le faisceau incident est à la longueur d'onde de résonance d'un autre filtre. C'est à dire, les transmissions $T(p_A, \lambda_B)$ pour le filtre A et $T(p_B, \lambda_A)$ pour le filtre B augmentent lorsque les longueurs d'onde λ_A et λ_B se rapprochent.

Lorsque le faisceau est centré entre les deux filtres, pour $p = 0 \mu\text{m}$ ou $p = \pm 28 \mu\text{m}$, on se situe dans le cas de moins bonne transmission pour les deux filtres. La transmission à la longueur d'onde de résonance est diminuée parce que seule une moitié du faisceau arrive sur le filtre. La résonance est aussi spectralement élargie parce que la focalisation du faisceau sur un point singulier modifie les conditions d'incidence et donc de couplage par le réseau.

Nous avons vu que la diaphotie depuis un filtre A vers un filtre B est quasi nulle parce que le réseau de chaque filtre ne couple pas la lumière à la longueur d'onde de résonance de l'autre. Mais que se passe-t-il dans les autres filtres aux alentours? Par exemple, lorsqu'on éclaire le centre du filtre A à la longueur d'onde λ_A , les autres filtres A les plus proches peuvent-ils transmettre de la lumière qui se serait propagée le long du guide? Nous avons effectué des simulations toujours en utilisant le même faisceau large de $9 \mu\text{m}$, centré sur un filtre A, et calculé la puissance émise sous les autres filtres A avoisinants. Les résultats sont présentés en figure 5.5. On obtient une transmission de $T_{voisin,A} < 1 \%$, comparable avec la transmission sous le filtre B à λ_A .

Lorsqu'on remplace les filtres B par des guides d'onde nus, ce qui permet une propagation sans pertes (absorption dans l'or, couplage vers l'extérieur), lorsqu'on éclaire un filtre A, on obtient une transmission chez les filtres A les plus proches $T_{voisin,A} < 1\%$, ce qui est là aussi négligeable devant la transmission directe. Cette transmission est encore plus faible qu'en présence des filtres B car la propagation se fait sans pertes. Bien que dans ce cas précis la propagation des modes guidés se fasse sans perte entre deux filtres A, la transmission reste aussi faible qu'en présence des structurations du filtre B. En effet, les réflexions des modes guidés aux interfaces zone non structurée / zone structurée sont alors plus importantes qu'en présence d'interfaces filtre A / filtre B et les modes guidés ne se propagent pas hors du filtre dont ils sont issus.

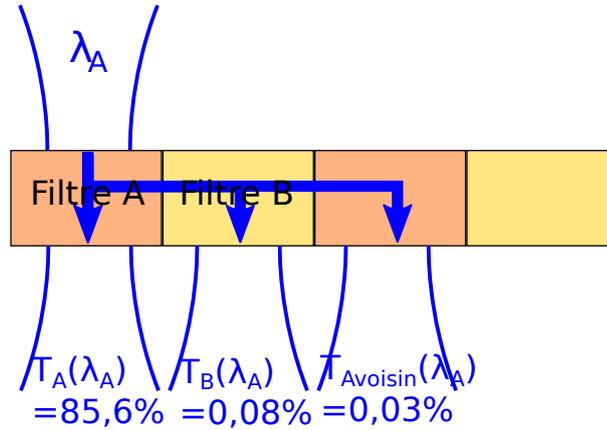


FIGURE 5.5 – Schéma de la mosaïque de filtres éclairée par un faisceau de largeur $w_0 = 9\ \mu\text{m}$ et de longueur d'onde λ_A . La transmission directe ainsi que les transmissions sous les filtres voisins sont représentées.

On peut donc conclure que les modes guidés générés par couplage résonant dans un filtre ne se propagent pas hors de ce filtre et ne contribuent pas à l'augmentation de la diaphotie. On peut même ajouter que lorsque les longueurs d'onde de résonance λ_A et λ_B sont bien distinctes, le phénomène de diaphotie dans les mosaïques de filtres GMR est négligeable.

Filtres spectralement proches

On veut aussi vérifier la présence de crosstalk lorsque les deux filtres sont de longueurs d'onde de résonance proches. On conserve le filtre B étudié précédemment. On modifie le filtre A par un filtre A' de paramètres : $d = 2,6\ \mu\text{m}$, $a_{1,A'} = 0,19\ \mu\text{m}$, $a_{2,A'} = 0,67\ \mu\text{m}$, $e_{reseau,A'} = 0,1\ \mu\text{m}$, $e_{guide,A'} = 0,65\ \mu\text{m}$. La longueur d'onde de résonance du filtre A' est $\lambda_{A'} = 3,662\ \mu\text{m}$, sa transmission maximale pour un filtre infini sous onde plane vaut $T_{max,A'} = 91,2\%$ et sa tolérance angulaire est de $\Delta\theta_{A'} = 22^\circ$ (avec une chute de la transmission autour de 17° d'incidence). La figure 5.6 montre le spectre en transmission d'un filtre A' infiniment long sous une onde plane d'incidence normale.

On effectue des simulations sous un faisceau focalisé de largeur $w_0 = 9\ \mu\text{m}$, pour une mosaïque constituée de filtres A' et B juxtaposés. Chacun des filtres est constitué de 11 répétitions de son motif élémentaire.

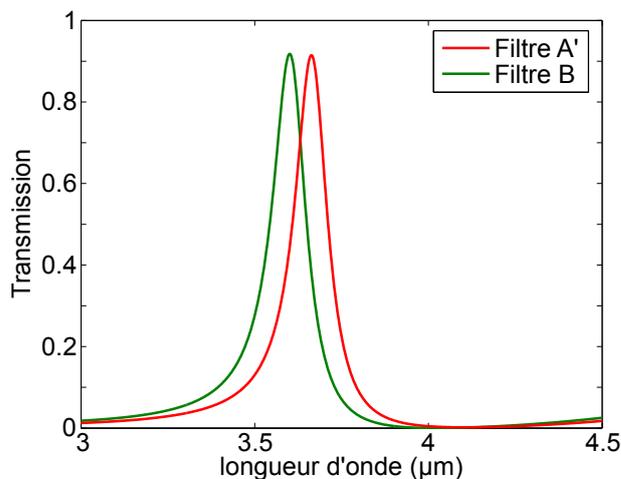


FIGURE 5.6 – Spectres en transmission des filtres A' infiniment long et B infiniment longs, éclairés par une onde plane d'incidence normale.

Dans un premier temps, on se place à la longueur d'onde de résonance du filtre B $\lambda_B = 3,6 \mu\text{m}$ et on balaye le faisceau sur la surface des filtres. La transmission effective de chaque filtre est reportée en figure 5.7.a pour chaque position p du faisceau. Pour une position entre 0 et $30 \mu\text{m}$, le faisceau éclaire le filtre B à sa longueur d'onde de résonance, la transmission est donc forte à travers ce filtre. On peut voir qu'il n'y a pas de transmission à travers A' entre 10 et $20 \mu\text{m}$. Cette transmission augmente lorsqu'on s'approche des bords du filtre B et que le faisceau commence à éclairer le filtre A'. Entre -30 et $0 \mu\text{m}$, le faisceau éclaire le filtre A', il y a environ 50 % de transmission à travers ce filtre et pas de transmission à travers le filtre B. Les 50 % de transmission à λ_B correspondent aux résultats attendus d'après son gabarit.

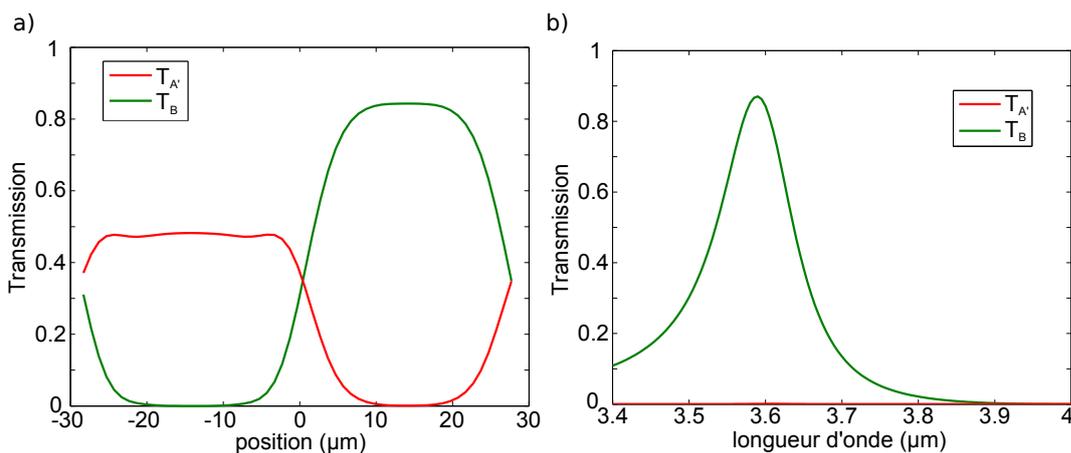


FIGURE 5.7 – a) Transmissions $T_{A'}$ à travers le filtre A', T_B à travers le filtre B et $T_{tot} = T_{A'} + T_B$ pour un faisceau de largeur $w_0 = 9 \mu\text{m}$ et de longueur d'onde $\lambda_B = 3,6 \mu\text{m}$ en fonction de la position p du faisceau. b) Transmissions à travers les filtres A' et B lorsque le faisceau est centré sur le filtre B, en fonction de la longueur d'onde.

Dans un second temps, on centre le faisceau sur le filtre B ($p = 14 \mu\text{m}$) et on fait varier la longueur d'onde du faisceau. La figure 5.7.b donne le spectre de la transmission directe sous le filtre B en vert, et de la transmission sous le filtre A' en rouge. On en conclut qu'il n'y a pas de lumière transmise sous le filtre A' lorsqu'on éclaire le filtre B et ce quelle que soit la longueur d'onde.

Ainsi, le filtre A' laisse passer environ 50 % du faisceau incident lorsqu'il est directement éclairé à la longueur d'onde λ_B car, conformément à son spectre calculé pour un filtre infiniment long, les gabarits des deux filtres se chevauchent. On peut donc conclure que la diaphotie est inexistante dans les filtres GMR bi-atomes étudiés, et ce même lorsque les longueurs d'onde de résonance des deux filtres sont proches l'une de l'autre. Il sera donc possible de juxtaposer plusieurs filtres proches spectralement au sein d'une même mosaïque de filtres afin d'obtenir un fort échantillonnage des bandes spectrales étudiées.

5.2.4 Mosaïque de filtre au sein d'une caméra : étude sous un faisceau large

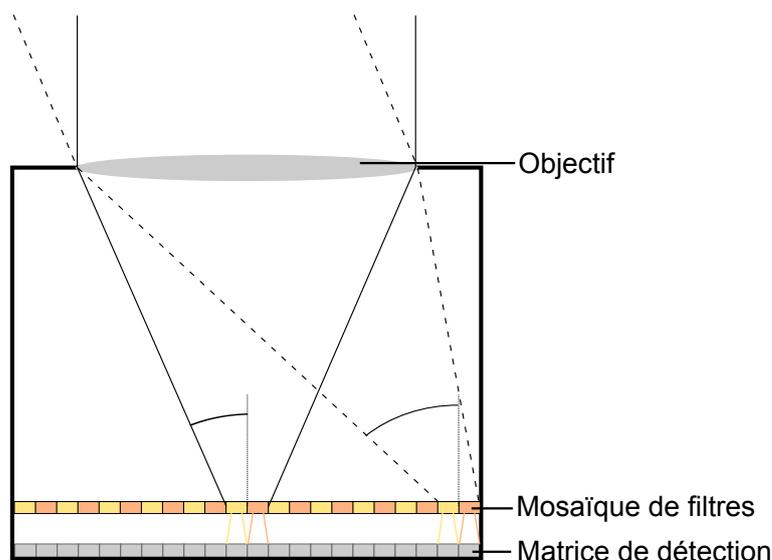


FIGURE 5.8 – Schéma de principe d'une caméra infrarouge utilisant une mosaïque bi-spectrale.

Au sein d'une caméra infrarouge, les faisceaux focalisés mis en jeu sont généralement plus larges que le faisceau que nous avons utilisé pour l'évaluation de la diaphotie. Le spot focalisé par l'objectif de la caméra recouvre en général plusieurs pixels afin qu'un point de la scène observée soit imagé sur plusieurs pixels colorés. Typiquement, dans une matrice de Bayer 2D, un point de la scène est imagé sur un carré de 4 pixels afin d'obtenir l'information en 3 couleurs. Dans le cadre des caméras multi-spectrales infrarouges, il est possible d'utiliser un plus grand nombre de couleurs différentes et donc d'utiliser un spot plus large. Puisque nous travaillons dans notre exemple sur une matrice unidimensionnelle de deux couleurs, le faisceau fera donc deux pixels de large. Une caméra bicolore simple est schématisée en figure

5.8. En conséquence, l'étude suivante est menée avec un faisceau de largeur à mi-hauteur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, ce qui revient à une largeur à 10 % du maximum de $w_1 = 52 \mu\text{m}$ et une ouverture angulaire de $\theta_{ap} = 7^\circ$. On notera que le faisceau est ici focalisé sur la frontière entre les filtres A et B, i.e. $p = 0$. Ainsi d'après les résultats des simulations sur la diaphotie, les valeurs attendues de transmission dans cette configuration ne sont pas optimales, le meilleur cas correspondant à un faisceau centré sur le filtre résonant. Parce que le faisceau est ici beaucoup plus large, l'impact de cette position de la focalisation est moindre. Comme on peut le voir en figure 5.9, la transmission à travers les filtres A et B à leur longueur d'onde de résonance respective lorsque le faisceau est focalisé sur la limite des deux filtres est forte pour un faisceau large de $30 \mu\text{m}$. Dans le cas d'un faisceau fin, par exemple pour un faisceau large de $9 \mu\text{m}$ comme étudié précédemment, les deux transmissions résonantes sont beaucoup plus faibles. Parce que chaque filtre n'est éclairé que par la moitié du faisceau, seule la transmission effective $T_{eff,X}$ du filtre X est représentée. Puisque le faisceau est centré entre les deux filtres, cette transmission effective vaut ici le double de la transmission totale calculée : $T_{eff,X} = 2.T_X$.

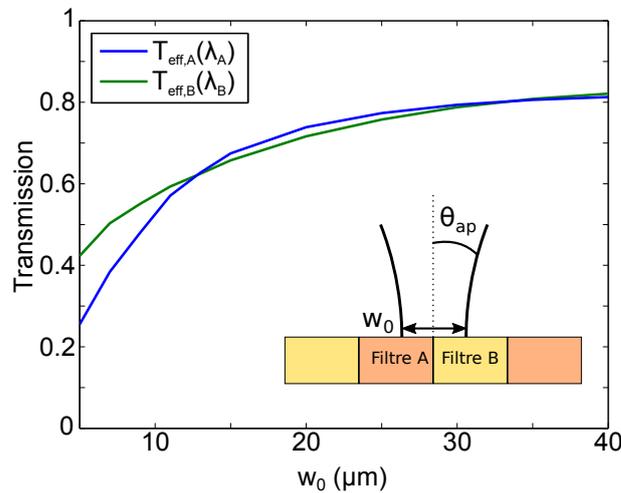


FIGURE 5.9 – Transmission effective à travers les deux filtres A et B à leur longueur d'onde de résonance respective, en fonction de la largeur du faisceau incident w_0 . Le faisceau est centré en $p = 0 \mu\text{m}$, à la limite entre les filtres. L'encart montre un schéma de la structure simulée et de la position du faisceau.

Les filtres centraux

Dans le cadre d'une caméra infrarouge, les pixels situés au centre de la matrice de détection sont éclairés par un faisceau sous incidence normale ou très peu incliné, comme représenté en traits pleins dans la figure 5.8. On considère donc dans un premier temps la réponse spectrale de la mosaïque de filtres GMR de petite taille sous incidence normale.

Le spectre en transmission des filtres A et B pour un faisceau large de $w_0 = 30 \mu\text{m}$ focalisé entre les deux filtres est donné en figure 5.10. La transmission totale est aussi représentée ($T_{eff,tot} = T_{eff,A} + T_{eff,B}$). Les transmissions maximales sont pour chaque filtre $T_{eff,A}(\lambda_A) = 76 \%$ et $T_{eff,B}(\lambda_B) = 78 \%$. On constate donc qu'il est bien possible de réaliser des filtres de la taille d'un pixel de détection juxtaposés au sein d'une mosaïque, tout en conservant un

filtrage efficace pour un faisceau dont l'ouverture angulaire est inférieure à la tolérance des filtres.

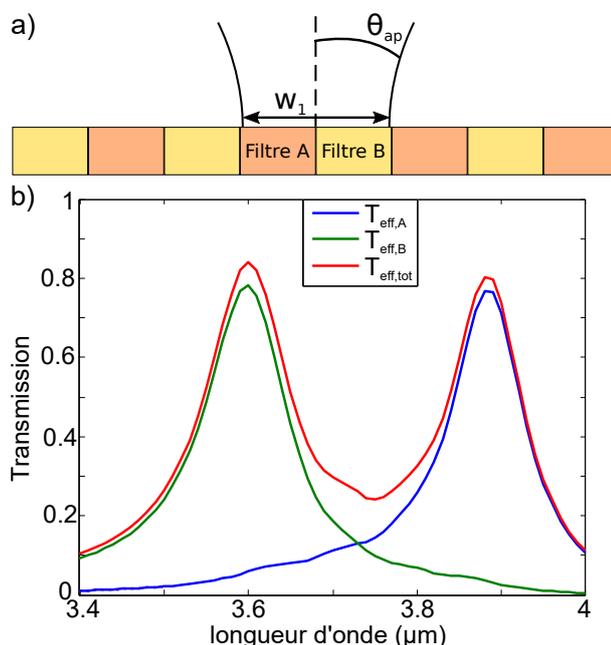


FIGURE 5.10 – a) Schéma de la mosaïque de deux filtres éclairés par un faisceau sous incidence normale. b) Spectres en transmission des filtres A et B et de la transmission totale (somme des deux transmissions, en bleu). Le faisceau est de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, soit $w_1 = 52 \mu\text{m}$.

Les filtres en bord de matrice

Au sein de la caméra infrarouge, les pixels situés à la périphérie du détecteur sont éclairés par un faisceau incliné autour d'un angle moyen non négligeable, comme on peut le voir en pointillés en figure 5.8. Nous nous intéressons donc aux propriétés optiques des filtres juxtaposés de petite taille lorsque l'incidence moyenne augmente. En effet, lorsqu'on augmente l'angle d'incidence, une partie du faisceau risque de ne pas être couplée dans le guide d'onde par le réseau, comme nous l'avons vu au chapitre 3.

L'évolution de la transmission à la longueur d'onde de résonance des filtres A et B en fonction de l'angle moyen d'incidence φ d'un faisceau de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$ est représentée en figure 5.11. Comme dans le cas de filtres infiniment longs, la transmission maximale des filtres diminue dès que $\varphi + \theta_{ap} > \Delta\theta$. On cherchera donc à limiter la présence de faisceaux très inclinés dans les caméras multi-spectrales afin de conserver un filtrage efficace. Pour le filtre B utilisé ici, la transmission diminue significativement au delà d'environ 10° d'incidence. On peut toutefois considérer des faisceaux plus inclinés en échange d'une moins bonne sensibilité, car à 20° le filtre offre encore une transmission résonante de près de 50 %. Le filtre A est moins optimisé et possède une tolérance angulaire plus faible. En conséquence, l'incidence maximum du faisceau avant diminution de la transmission maximale est plus faible. Ainsi, selon les incidences mises en jeu dans les caméras, des filtres de tolérance angulaire faible peuvent limiter les types d'objectifs utilisés ou la taille de la matrice de détection.

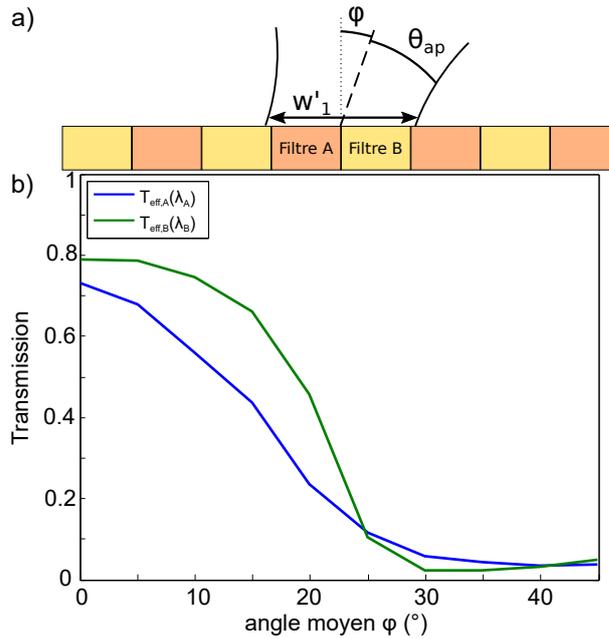


FIGURE 5.11 – a) Schéma de la mosaïque de deux filtres éclairée par un faisceau incliné de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, soit $w_1 = 52 \mu\text{m}$ et $w'_1 = w_1 \cdot \cos \varphi$. b) Évolution des transmissions effectives des filtres A et B à leur longueur d'onde de résonance respectives en fonction de l'angle moyen d'incidence du faisceau.

Notez que la transmission augmente pour des incidences supérieures à 30° pour le filtre B (courbe verte). Ceci est dû à l'apparition d'un nouvel ordre diffracté, de faible amplitude, sous les filtres. Dans le chapitre 3, nous avons remarqué, dans le cadre des filtres infinis, la présence de modes guidés se propageant loin de la résonance lorsque $\varphi + \theta_{ap} > \Delta\theta$ car une partie des ondes planes de la décomposition ne sont pas couplées dans le guide et ne participent pas aux interférences permettant de limiter l'extension du champ. On observe le même phénomène dans notre mosaïque de filtres. Ces modes guidés sont soit réfléchis aux interfaces entre les filtres ou absorbés dans l'or lors de leur propagation. Ils ne contribuent pas à l'augmentation de la diaphotie.

On peut voir en figure 5.12 la répartition du champ magnétique lorsqu'on éclaire deux filtres A et B juxtaposés avec un faisceau à la longueur d'onde de résonance du filtre B, incliné de $\varphi = 15^\circ$ ($\varphi + \theta_{ap} > \Delta\theta_B$). On observe une répartition du champ dans le filtre B typique d'une résonance de mode guidé, comme nous avons pu le voir dans le chapitre 3. Puisque la longueur d'onde du faisceau est éloignée de la longueur d'onde de résonance du filtre A, la lumière n'est pas couplée par le réseau dans ce dernier. En raison de la forme de Blackman du faisceau incident (définie en page 54), on distingue une amplitude du champ magnétique dans le guide plus forte au centre de l'image.

En résumé, l'utilisation de faisceaux inclinés ($\varphi + \theta_{ap} > \Delta\theta$) diminue la transmission maximale des filtres à la résonance mais ne pose pas de problèmes lié à la diaphotie tant qu'il n'y a pas apparition d'un deuxième ordre diffracté sous les filtres.

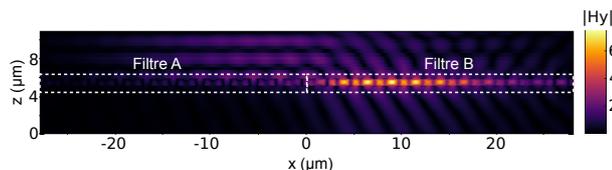


FIGURE 5.12 – Carte du champ magnétique dans deux filtres juxtaposés. Le calcul est effectué pour une onde focalisée de largeur $w_0 = 30 \mu\text{m}$, d'inclinaison $\varphi = 15^\circ$ et de longueur d'onde λ_B la longueur d'onde de résonance du filtre B.

5.3 Caméra multispectrale pour le moyen infrarouge

Au cours de cette thèse, nous avons étudié les propriétés optiques et géométriques des filtres à résonance de mode guidé. Nous avons plus précisément évalué des mosaïques constituées de filtres DMG bi-atomes de la taille d'un pixel de détection ($30 \mu\text{m}$). Nous allons dans cette partie mettre en application cette structure en l'intégrant au sein d'une caméra infrarouge. Nous présentons ici une possibilité de caméra multi-spectrale avec une architecture simple et utilisant des filtres GMR à l'échelle du pixel.

5.3.1 Architecture de la caméra

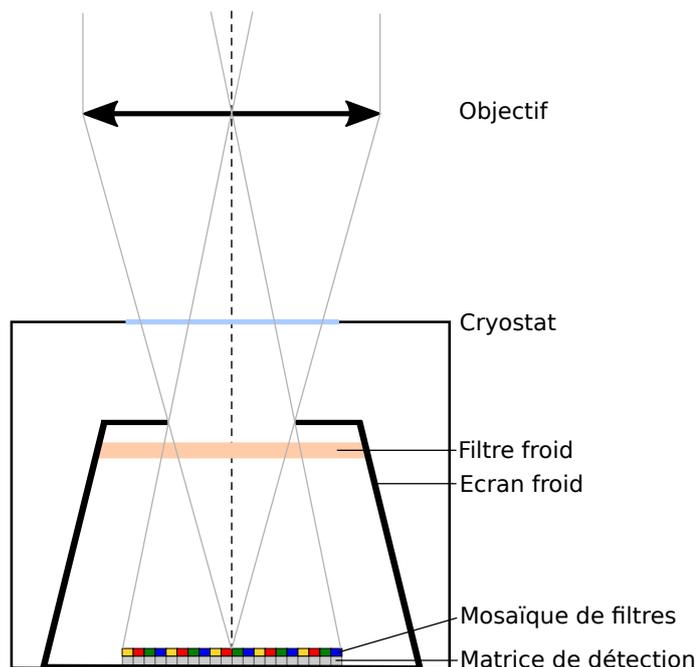


FIGURE 5.13 – Schéma d'une caméra infrarouge multi-spectrale avec une matrice de filtres GMR à proximité de la matrice de détection.

Les possibilités offertes par le filtre à l'échelle du pixel, à la façon d'une mosaïque de Bayer, permettent d'intégrer notre mosaïque de filtres à l'intérieur d'une caméra d'architecture "classique" pour obtenir une caméra multi-spectrale. La figure 5.13 donne un schéma de

la caméra multi-spectrale visée. Nous nous concentrons dans un premier temps sur une caméra bi-spectrale utilisant la matrice de filtres A et B précédemment étudiés dans ce chapitre.

Puisque les filtres que nous avons étudiés dans ce chapitre sont au pas de $30\ \mu\text{m}$, nous avons choisi de nous diriger vers un détecteur MARS MW, commercialisé par SOFRADIR [126]. Ce détecteur utilise des photodiodes au pas de $30\ \mu\text{m}$ et fait partie de la filière HgCdTe. Il doit donc être refroidit autour de $90\ \text{K}$. Il comprend au total 320×256 pixels. Il faut aussi choisir un filtre froid de bande passante adaptée aux filtres GMR utilisés. Le détecteur MARS est commercialisé avec un filtre froid de bande passante : $3,7\ \mu\text{m} - 4,8\ \mu\text{m}$, que l'on pourra éventuellement changer pour un filtre de bande passante : $3,2\ \mu\text{m} - 4,2\ \mu\text{m}$.

En utilisant un objectif de focale $f = 100\ \text{mm}$ et d'ouverture $N = f/2$, on obtient une ouverture angulaire pour un faisceau éclairant le centre du détecteur plan focal de $\theta_{ap} = \arctan\left(\frac{1}{2N}\right) = 2,75^\circ$. Cette faible ouverture de faisceau est compatible avec les filtres A et B précédemment étudiés dans ce chapitre. On détermine aussi l'angle moyen d'incidence φ pour un faisceau éclairant un pixel en bord de détecteur : $\varphi = \arctan\left(\frac{L_{détecteur}}{2f}\right)$, avec $L_{détecteur}$ la longueur du détecteur suivant une diagonale. Pour l'objectif et le détecteur choisi ($L_{MARS\ MW} = 12,294\ \text{mm}$), on obtient $\varphi = 3,52^\circ$. D'après la figure 5.11, cet angle est lui aussi compatible avec les filtres A et B : $\varphi + \theta_{ap} = 6,27^\circ < \Delta\theta_A < \Delta\theta_B$. La différence de transmission à la longueur d'onde de résonance entre les filtres au centre et en bord de matrice sera donc très faible. On obtient ainsi une caméra bi-spectrale pour le moyen infrarouge avec un champ de visée de $5,5 \times 4,4^\circ$.

5.3.2 La mosaïque de filtres

En utilisant l'objectif et le détecteur décrits dans les paragraphes précédents, il est possible de concevoir de nouvelles mosaïques de filtres adaptées à diverses applications.

On peut par exemple augmenter le nombre de couleurs pour couvrir une grande partie de la seconde bande de transmission de l'atmosphère. En partant des structures suspendues étudiées dans ce chapitre, il est possible de fabriquer une mosaïque de filtres pour 9 bandes spectrales comme représenté en figure 5.14.a. Pour cela on simule le comportement spectral, représenté en figure 5.14.b, et le comportement angulaire, représenté en figure 5.14.c, sous onde plane pour des filtres GMR DMG bi-atome suspendus. Le guide d'onde en SiN_x est commun aux 9 filtres et d'épaisseur $d = 0,65\ \mu\text{m}$. Les largeurs de fentes sont identiques dans tous les filtres : $a_1 = 0,19\ \mu\text{m}$ et $a_2 = 0,67\ \mu\text{m}$. La seule différence géométrique entre chacun des filtres est leur pas de réseau d , variant entre $2,4$ et $2,8\ \mu\text{m}$. On obtient des filtres de longueur d'onde de résonance variant entre $3,4$ et $3,9\ \mu\text{m}$ et des tolérances angulaires toutes supérieures à 10° , ce qui est compatible avec les angles d'incidence mis en jeu dans la caméra que nous venons de décrire. On remarque que la transmission maximale est maximale pour le filtre de période $d = 2,5\ \mu\text{m}$ et décroît lorsqu'on augmente la période des réseaux. Il est possible de limiter cette diminution de la transmission en optimisant les largeurs de fentes pour chaque période de du réseau. On remarque aussi que les filtres de pas du réseau inférieurs à $2,45\ \mu\text{m}$ présentent de plus faibles transmissions résonantes et de moins bonnes tolérances angulaires. En effet, si on veut conserver de fortes transmissions résonantes pour des longueurs d'onde de résonance plus basses, il faut diminuer l'épaisseur du guide d'onde.

En raison des différents pas d des réseaux, il n'est pas possible d'obtenir des filtres mesurant strictement $30\ \mu\text{m}$. On peut toutefois réaliser des filtres de longueur plus faible et ajuster l'espace D entre les filtres, puisque nous avons vu dans ce chapitre que ce paramètre a un impact limité.

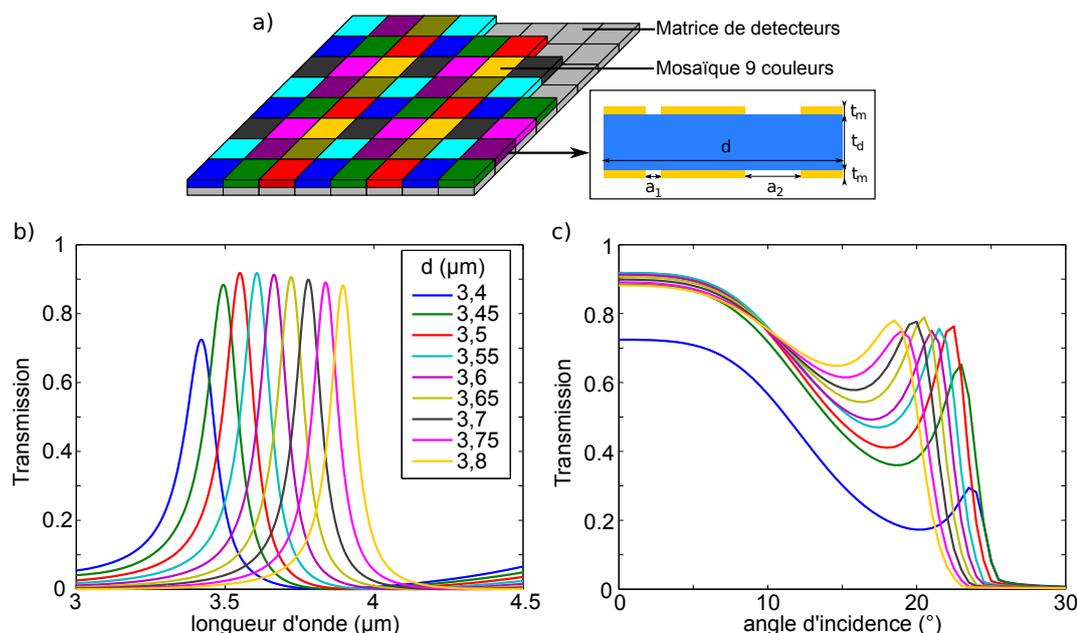


FIGURE 5.14 – a) Schéma d'une mosaïque de filtres 9 couleurs. L'encart montre une vue en coupe d'un motif élémentaire d'un des filtres. b) Spectres en transmission des neuf filtres simulés sous onde plane d'incidence normale. c) Évolution de la transmission à la longueur d'onde de résonance respective de chacun des neuf filtres lorsqu'on augmente l'angle d'incidence.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis à profit les propriétés optiques et géométriques des filtres GMR pour étudier des mosaïques de filtres de petite taille afin de réaliser de la colorisation de pixel infrarouge au sein d'une caméra multi-spectrale. Grâce à des calculs numériques, nous avons déterminé l'absence de diaphotie dans les filtres GMR juxtaposés, même en présence de filtres de longueurs d'onde de résonance proches. Nous avons aussi évalué la transmission d'un faisceau large comme on peut trouver à l'intérieur d'une caméra infrarouge et l'effet d'un angle moyen d'incidence non nul.

Finalement, nous avons montré un concept de caméra multi-spectrale utilisant des filtres GMR à l'échelle du pixel de détection. Cette caméra utilise une architecture simple et des composants disponibles dans le commerce, associés à une mosaïque de filtres GMR pour obtenir simultanément des images à différentes longueurs d'onde dans le moyen infrarouge.

Conclusion

Mes travaux de thèse portent sur la conception de filtres nanostructurés de dimensions latérales réduites pour le filtrage spectral dans l'infrarouge. Ces filtres sont destinés à réaliser la colorisation des pixels de détection.

Au début de ce manuscrit, nous avons abordé les différentes techniques permettant d'obtenir des filtres de petite taille dans l'infrarouge. J'ai mis en évidence différentes limitations de pixels bi-spectraux et des filtres interférentiels. Je me suis donc concentré sur l'étude de filtres nanostructurés et plus particulièrement de filtres à résonance de mode guidé (ou GMR). Nous avons vu dans ce manuscrit qu'il est possible de réduire la taille de ces structures, habituellement utilisées sur de grandes surfaces, par divers moyens.

Dans un premier temps, nous avons étudié les propriétés optiques de filtres GMR à réseau diélectrique sous faisceau focalisé. Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il est possible d'utiliser des structures à cavité résonante, les CRIGFs, afin d'obtenir une faible surface de filtrage. Les miroirs latéraux utilisés dans les CRIGFs sont habituellement des réseaux de Bragg, très longs et de très haute réflectivité. Par des calculs numériques, j'ai montré que si ces miroirs sont remplacés par des plots métalliques, moins réfléchissants, la réflexion résonante reste forte. Ces plots mesurent quelques dizaines de nanomètres, contre plusieurs centaines de micromètres pour les réseaux de Bragg, ce qui rend les filtres plus compacts. La tolérance angulaire des CRIGFs reste faible, bien qu'elle soit supérieure à celle des GMRs diélectriques simples. C'est pourquoi j'ai, dans un second temps, étudié le comportement spectral des filtres GMR à réseau métallique qui présentent une tolérance angulaire de plusieurs degrés. Ce type de filtre présente un comportement passe-bande en transmission, utile lorsqu'on veut placer le filtre directement devant un pixel de détection, et sa tolérance angulaire le rend compatible avec une utilisation sous faisceau focalisé au sein d'une caméra.

Dans le chapitre 3, j'ai adapté la méthode de simulation RCWA pour étudier le comportement de filtres GMRs de type dual metallic grating et bi-atome uni-dimensionnels, sous faisceau focalisé. Nous avons constaté que le comportement spectral des filtres n'est pas modifié, vis-à-vis d'une onde plane incidente, lorsque l'ouverture du faisceau est inférieure à la tolérance angulaire des filtres. On conserve ainsi une forte transmission résonante, sans perte de facteur de qualité. On a, de plus, observé la répartition du champ électromagnétique dans le guide d'onde à la résonance. On remarque que l'extension latérale du champ est limitée à l'échelle de la longueur d'onde d'intérêt. Lorsque l'ouverture du faisceau est plus faible que

la tolérance angulaire du filtre, le champ est restreint sous le spot éclairé. Puisqu'il n'y a pas de champ électrique sous les structurations éloignées du spot, celles-ci ne contribuent pas au filtrage et on peut les supprimer sans dégrader la transmission résonante. Ainsi on peut créer des filtres de petite taille.

J'ai vérifié par des simulations numériques, dans le chapitre 4, que la transmission maximale obtenue dans un filtre de taille limitée (ici seulement 28 μm de long) est la même que dans un filtre de grande taille, lorsqu'on l'éclaire avec un faisceau focalisé. J'ai aussi vérifié la distance maximale entre un filtre de petite taille et le détecteur associé. Pour un faisceau large de 30 μm , on évitera de placer le filtre à plus de 300 μm du détecteur pour éviter d'éclairer les pixels voisins en raison de la divergence du faisceau.

J'ai ensuite présenté le processus de fabrication que nous avons développé pour des filtres GMR pixelisés sur substrat. En utilisant une structure simple, constituée d'un unique réseau métallique et sans retrait du substrat, j'ai pu fabriquer des filtres nanostructurés de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ pour l'infrarouge avec un faible nombre d'étapes.

Les échantillons fabriqués ont ensuite été caractérisés spectralement à l'aide d'un FTIR. Nous avons pu observer un bon accord entre les simulations sur des filtres 1D et 2D. Nous avons aussi pu observer une transmission résonante dans des filtres GMR de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ de surface. La transmission maximale est plus forte lorsqu'on utilise un faisceau focalisé.

Dans le dernier chapitre, j'ai abordé la réalisation de mosaïques de filtres pixelisés. De tels pavages permettent de coloriser individuellement les pixels d'un détecteur plan focal, à la manière d'une matrice de Bayer dans le visible. J'ai montré que la diaphotie reste presque nulle lorsqu'on juxtapose deux filtres GMR pour le filtrage en transmission. J'ai aussi vérifié par des simulations le comportement spectral et angulaire d'une matrice constituée de deux filtres GMR de longueurs d'onde de filtrage différentes.

Finalement, j'ai proposé une architecture de caméra multi-spectrale infrarouge utilisant une mosaïque de filtres GMR. J'ai vérifié que les faisceaux focalisés et les angles d'incidence mis en jeu sont bien compatibles avec les tolérances angulaires de mes filtres.

En conclusion, j'ai montré dans cette thèse qu'il était possible d'utiliser des filtres GMR à réseau métallique afin d'effectuer du filtrage spectral à l'échelle du pixel dans l'infrarouge. Ces filtres de petite taille peuvent être juxtaposés, formant une mosaïque. J'ai effectué des simulations, uniquement sur des structures uni-dimensionnelles afin de limiter le temps de calcul, visant à intégrer une telle mosaïque dans une caméra infrarouge. Des calculs numériques sur des filtres de taille limitée bi-dimensionnels pourraient venir compléter cette étude. On a notamment observé des différences de sensibilité à la polarisation entre filtres 1D et 2D. Il serait intéressant par la suite de fabriquer une mosaïque avec 4 ou 9 bandes spectrales dans le moyen infrarouge. L'utilisation d'un microscope en association avec le FTIR permettrait d'obtenir une caractérisation spectrale et spatiale de l'échantillon. L'étape suivante serait alors d'intégrer une telle mosaïque dans le cryostat une caméra infrarouge afin d'effectuer une détection multi-spectrale. Finalement, il faudra s'intéresser à l'analyse des données issues d'un tel détecteur, plus complexe que dans le cas d'une caméra mono-spectrale.

Production scientifique

Brevet

A. Bierret et al., "Coloration de photodétecteur unique de petite taille à l'aide de structures périodiques sub-longueur d'onde", Brevet FR753017, 2017

Communications

A. Bierret et al., "Réseaux sub-longueur d'onde pour le filtrage infrarouge", Poster, *Optique Bretagne*, 2015

A. Bierret et al., "Pixel-sized infrared filters for multispectral focal plane Array", Oral, *SPIE optics+photonics*, 2017

Publication dans des colloques internationaux

A. Bierret et al., "Limited-size guided-mode resonance filters under focused beams," *Proc. SPIE 10354*, 2017

Publications dans des revues à comité de lecture

A. Bierret et al., "Field extension inside guided-mode-resonance filters under a focused beam", *Optics Letters*, 2017

A. Bierret et al., "Pixel-sized infrared filters for multispectral focal plane Array", *Applied Optics*, 2018

Notations usuelles

Nomenclature

Constantes

$h = 6,626070040 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	constante de Planck
$c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	vitesse de la lumière dans le vide
$\mu_0 = 4 \cdot \pi \times 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$	perméabilité magnétique du vide
$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	permittivité diélectrique du vide
$k_B = 1,38064852 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$	constante de Boltzmann

Espèces chimiques

Al	aluminium
Al ₂ O ₃	saphir
Au	or
AZ5214	résine réversible pour la lithographie optique
MIBK	méthylisobutylcétone
NaOH	hydroxide de sodium
SiC	carbure de silicium
SiN _x	nitride de silicium
Ti	titane
ZEP520 A	résine positive pour la lithographie électronique

Grandeurs Physiques

θ_{inc}	angle d'incidence d'un onde plane
$\Delta\theta$	tolérance angulaire d'un filtre
θ_{ap}	ouverture angulaire d'un faisceau focalisé
λ	longueur d'onde
w_0	largeur à mi-hauteur d'un faisceau focalisé
T_X	transmission à travers le filtre X
w_{bi}	largeur à mi-hauteur de l'extension spatiale du champ dans un filtre bi-atome à la longueur d'onde de résonance
w_{mono}	largeur à mi-hauteur de l'extension spatiale du champ dans un filtre mono-atome à la longueur d'onde de résonance
C_n	coefficient de Fourier du n-ième ordre
θ_n	angle d'incidence du n-ième coefficient de Fourier
f_n	fréquence du n-ième coefficient de Fourier
φ	angle moyen d'incidence d'un faisceau focalisé
ϵ_X	permittivité du matériau X
n_{eff}	indice effectif d'un mode guidé
β	constante de propagation d'un mode guidé
$P_{reticolo}$	période utilisé par l'algorithme RCWA
$P_{faisceau}$	période de répétition des spots du faisceau incident
d	pas du réseau des filtres GMR
a	largeur de fente dans les réseaux des filtres GMR
F_c	Fréquence d'échantillonnage
H	champ magnétique
E	champ électrique

Acronymes

CRIGF	<i>cavity resonator integrated grating filter</i> , filtre GMR à cavité résonante
DMG	<i>dual metallic grating</i> , structure à double réseau métallique
EBPVD	<i>electron beam physical vapor deposition</i> , technique de dépôt métallique
FDTD	<i>finite difference time domain</i> , méthode de simulation numérique
FEM	<i>finite elements method</i> , méthode de simulation numérique
FPA	<i>focal plane array</i> , détecteur plan focal
FTIR	<i>Fourier transform infrared spectrometer</i> , spectromètre à transformée de Fourier
FWHM	<i>full width at half-maximum</i> , largeur à mi-hauteur
GMR	<i>guided-mode resonance</i> , résonance de mode guidé
ICP	<i>inductively coupled plasma</i> , méthode de gravure de l'aluminium
LWIR	<i>long-wave infrared</i> , infrarouge lointain (8 μm à 12 μm)
MEB	microscope électronique à balayage
MWIR	<i>long-wave infrared</i> , moyen infrarouge (3 μm à 5 μm)
RCWA	<i>rigorously coupled wave analysis</i> , méthode de simulation numérique
SMG	<i>simple metallic grating</i> , structure avec un unique réseau métallique
SWIR	<i>short-wave infrared</i> , proche infrarouge (1,4 μm à 3 μm)
TE	polarisation transverse électrique (champ E parallèle aux barreaux)
TM	polarisation transverse magnétique (champ H parallèle aux barreaux)

Bibliographie

- [1] B. E. Bayer, “Color imaging array,” 1976. US patent 3971065 A.
- [2] R. Magnusson and S. S. Wang, “New principle for optical filters,” *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 9, p. 1022, 1992.
- [3] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, E. Lambert, M. Tauvy, S. Thétas, S. Romme-luère, J. Primot, and J. Deschamps, “MULTICAM : a miniature cryogenic camera for infrared detection,” p. 69920G, Apr. 2008.
- [4] L. S. Rothman, R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland, and M. a. H. Smith, “The HITRAN database : 1986 edition,” *Applied Optics*, vol. 26, pp. 4058–4097, Oct. 1987.
- [5] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E. A. Co-hen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, A. Fayt, J. M. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J. M. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. La-mouroux, R. J. Le Roy, G. Li, D. A. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. Pereva-lov, A. Perrin, E. R. Polovtseva, C. Richard, M. A. H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, V. G. Tyuterev, and G. Wagner, “The HI-TRAN2012 molecular spectroscopic database,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 130, pp. 4–50, Nov. 2013.
- [6] S. Ullah, M. Schlerf, A. K. Skidmore, and C. Hecker, “Identifying plant species using mid-wave infrared (2.5–6 μ m) and thermal infrared (8–14 μ m) emissivity spectra,” *Re-mote Sensing of Environment*, vol. 118, pp. 95–102, Mar. 2012.
- [7] D. Manolakis, D. Marden, and G. A. Shaw, “Hyperspectral image processing for auto-matic target detection applications,” *Lincoln laboratory journal*, vol. 14, no. 1, pp. 79–116, 2003.
- [8] S. P. Mahulikar, H. R. Sonawane, and G. A. Rao, “Infrared signature studies of ae-rospace vehicles,” *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 43, no. 7, pp. 218–245, 2007.
- [9] W. A. Cabanski, K. Eberhardt, W. Rode, J. C. Wendler, J. Ziegler, J. Fleissner, F. Fuchs, R. H. Rehm, J. Schmitz, H. Schneider, and M. Walther, “Third-generation focal plane array IR detection modules and applications,” p. 184, Aug. 2004.

- [10] S. Rommeluère, N. Guérineau, R. Haidar, J. Deschamps, E. D. Borniol, A. Million, J.-P. Chamonal, and G. Destefanis, “Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier-transform spectrometer : basic concepts,” *Optics Letters*, vol. 33, pp. 1062–1064, May 2008.
- [11] E. Naranjo, S. Baliga, and P. Bernascolle, “IR gas imaging in an industrial setting,” vol. 7661, pp. 76610K–76610K–8, 2010.
- [12] J. Semeter, D. Lummerzheim, and G. Haerendel, “Simultaneous multispectral imaging of the discrete aurora,” *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 63, pp. 1981–1992, Dec. 2001.
- [13] A. R. Harvey, D. W. Fletcher-Holmes, S. S. Kudesia, and C. Beggan, “Imaging spectrometry at visible and infrared wavelengths using image replication,” vol. 5612, pp. 190–198, 2004.
- [14] J. Tanida, T. Kumagai, K. Yamada, S. Miyatake, K. Ishida, T. Morimoto, N. Kondou, D. Miyazaki, and Y. Ichioka, “Thin observation module by bound optics (TOMBO) : concept and experimental verification,” *Applied Optics*, vol. 40, pp. 1806–1813, Apr. 2001.
- [15] J. Tanida, R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, M. Miyamoto, and S. Miyatake, “Color imaging with an integrated compound imaging system,” *Optics Express*, vol. 11, pp. 2109–2117, Sept. 2003.
- [16] R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, S. Miyatake, and J. Tanida, “Multispectral imaging using compact compound optics,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 1643–1655, Apr. 2004.
- [17] N. Gupta, P. R. Ashe, and S. Tan, “Miniature snapshot multispectral imager,” *Optical Engineering*, vol. 50, p. 033203, Mar. 2011.
- [18] R. Haïdar, G. Vincent, S. Collin, N. Bardou, N. Guérineau, J. Deschamps, and J.-L. Pelouard, “Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 221104, May 2010.
- [19] G. Vincent, *Réseaux métalliques sub-longueur d’onde, applications à l’optique infrarouge*. thèse, Université Paris Sud - Paris XI, Oct. 2008.
- [20] E. Chang, “High-sensitivity infrared color camera,” 2007. US patent 20070145273 A1.
- [21] J. T. Compton, J. F. Hamilton, and T. E. DeWeese, “Image sensor with improved light sensitivity,” 2012. US patent 8194296 B2.
- [22] K. A. Parulski, “Color filters and processing alternatives for one-chip cameras,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 32, pp. 1381–1389, Aug. 1985.
- [23] P. L. P. Dillon, A. T. Brault, J. R. Horak, E. Garcia, T. W. Martin, and W. A. Light, “Integral color filter arrays for solid state imagers,” in *1976 International Electron Devices Meeting*, vol. 22, pp. 400–403, 1976.
- [24] H. R. Miller, “Color filter array for CCD and CMOS image sensors using a chemically amplified thermally cured pre-dyed positive-tone photoresist for 365-nm lithography,” vol. 3678, pp. 1083–1090, 1999.

- [25] R. W. Sabnis, "Color filter technology for liquid crystal displays," *Displays*, vol. 20, pp. 119–129, Nov. 1999.
- [26] Y.-W. Chen, T. Brewer, J. Hunninghake, and D. Hawley, "Method of manufacturing a color filter array," 1994. US patent 5340619 A.
- [27] J. Lane, P. Buchsbaum, and J. M. Eichenholz, "Microlithographically patterned optical thin film coatings," vol. 7205, pp. 72050G–72050G–8, 2009.
- [28] S. Krishna, D. Forman, S. Annamalai, P. Dowd, P. Varangis, T. Tumolillo, A. Gray, J. Zilko, K. Sun, M. Liu, J. Campbell, and D. Carothers, "Demonstration of a 320x256 two-color focal plane array using InAs InGaAs quantum dots in well detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 193501, May 2005.
- [29] S. W. Seo, D. L. Geddis, and N. M. Jokerst, "3-D stacked thin-film photodetectors for multispectral detection applications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 578–580, Apr. 2003.
- [30] H. Schneider, T. Maier, J. Fleissner, M. Walther, P. Koidl, G. Weimann, W. Cabanski, M. Finck, P. Menger, W. Rode, and J. Ziegler, "Dual-band QWIP focal plane array for the second and third atmospheric windows," *Infrared Physics & Technology*, vol. 47, pp. 53–58, Oct. 2005.
- [31] S. D. Gunapala, S. V. Bandara, A. Singh, J. K. Liu, B. Rafol, E. M. Luong, J. M. Mumolo, N. Q. Tran, D. Z. Y. Ting, J. D. Vincent, C. A. Shott, J. Long, and P. D. LeVan, "640 times ;486 long-wavelength two-color GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector (QWIP) focal plane array camera," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 47, pp. 963–971, May 2000.
- [32] R. Rehm, M. Walther, J. Schmitz, J. Fleissner, J. Ziegler, W. Cabanski, and R. Breiter, "Dual-colour thermal imaging with InAs/GaSb superlattices in mid-wavelength infrared spectral range," *Electronics Letters*, vol. 42, pp. 577–578, May 2006.
- [33] E. P. G. Smith, L. T. Pham, G. M. Venzor, E. M. Norton, M. D. Newton, P. M. Goetz, V. K. Randall, A. M. Gallagher, G. K. Pierce, E. A. Patten, and others, "HgCdTe focal plane arrays for dual-color mid-and long-wavelength infrared detection," *Journal of electronic materials*, vol. 33, no. 6, pp. 509–516, 2004.
- [34] W. E. Tennant, M. Thomas, L. J. Kozlowski, W. V. McLevige, D. D. Edwall, M. Zandian, K. Spariosu, G. Hildebrand, V. Gil, P. Ely, and others, "A novel simultaneous unipolar multispectral integrated technology approach for HgCdTe IR detectors and focal plane arrays," *Journal of Electronic Materials*, vol. 30, no. 6, pp. 590–594, 2001.
- [35] S. D. Gunapala, D. Z. Ting, C. J. Hill, J. Nguyen, A. Soibel, S. B. Rafol, S. A. Keo, J. M. Mumolo, M. C. Lee, J. K. Liu, and B. Yang, "Demonstration of a 1024 x 1024 Pixel InAsGaSb Superlattice Focal Plane Array," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, pp. 1856–1858, Dec. 2010.
- [36] A. Spisser, R. LeDantec, C. Seassal, J. Leclercq, T. Benyattou, D. Rondi, R. Blondeau, G. Guillot, and P. Viktorovitch, "Highly selective 1.55 μm InP/air gap micromachined Fabry-Perot filter for optical communications," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 453–455, Mar. 1998.

- [37] P. Tayebati, P. Wang, D. Vakhshoori, and R. Sacks, "Widely tunable Fabry-Perot filter using Ga(Al)As-AlO_x deformable mirrors," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 394–396, Mar. 1998.
- [38] J. Lumeau, V. Smirnov, F. Lemarchand, M. Lequime, and L. B. Glebov, "Large aperture tunable ultra narrow band Fabry-Perot-Bragg filter," vol. 6469, pp. 64690M–64690M–7, 2007.
- [39] X. Wu, *Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers*. PhD thesis, Supélec, 2012.
- [40] B. Portier, F. Pradal, M. Oussalah, H. Sik, J. Fleury, and P. Laprat, "Pixelated Thin Film Coating on Detector for Multispectral Infrared Imaging," in *Optical Interference Coatings 2016 (2016)*, paper MC.8, p. MC.8, Optical Society of America, June 2016.
- [41] M. Oussalah, F. Pradal, B. Portier, D. Mouricaud, H. Sik, J. Fleury, and P. Laprat, "Multispectral thin film coating on infrared detector," vol. 9627, pp. 96271W–96271W–10, 2015.
- [42] M. Lequime, L. Abel-Tiberini, K. Mathieu, J. Berthon, and J. Lumeau, "2x2-array pixelated optical interference filters," vol. 9627, pp. 96270V–96270V–7, 2015.
- [43] K. Mathieu, M. Lequime, J. Lumeau, L. Abel-Tiberini, I. Savin De Larclause, and J. Berthon, "Pixelated filters for spatial imaging," vol. 9633, pp. 963321–963321–7, 2015.
- [44] B. Geelen, N. Tack, and A. Lambrechts, "A snapshot multispectral imager with integrated tiled filters and optical duplication," vol. 8613, pp. 861314–861314–13, 2013.
- [45] B. Geelen, N. Tack, and A. Lambrechts, "A compact snapshot multispectral imager with a monolithically integrated per-pixel filter mosaic," in *Spie Moems-Mems*, pp. 89740L–89740L, International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [46] A. Lambrechts, P. Gonzalez, B. Geelen, P. Soussan, K. Tack, and M. Jayapala, "A CMOS-compatible, integrated approach to hyper- and multispectral imaging," in *2014 IEEE International Electron Devices Meeting*, pp. 10.5.1–10.5.4, Dec. 2014.
- [47] M. Jayapala, A. Lambrechts, N. Tack, B. Geelen, B. Masschelein, and P. Soussan, "Monolithic integration of flexible spectral filters with CMOS image sensors at wafer level for low cost hyperspectral imaging,"
- [48] L. Frey, P. Parrein, J. Raby, C. Pellé, D. Hérault, M. Marty, and J. Michailos, "Color filters including infrared cut-off integrated on CMOS image sensor," *Optics Express*, vol. 19, p. 13073, July 2011.
- [49] S. Kaushik and B. R. Stallard, "Two-dimensional array of optical interference filters produced by lithographic alterations of the index of refraction," in *Proc. SPIE*, vol. 2532, pp. 276–281, 1995.
- [50] D. Leroose, E. K. Siaw Hei, B. C. Ching, M. Sterger, L. C. Yaw, F. M. Schulze, F. Schmidt, A. Schmidt, and K. Bach, "CMOS-integrated geometrically tunable optical filters," *Applied Optics*, vol. 52, pp. 1655–1662, Mar. 2013.

- [51] L. Frey, L. Masarotto, M. Armand, M.-L. Charles, and O. Lartigue, "Multispectral interference filter arrays with compensation of angular dependence or extended spectral range," *Optics Express*, vol. 23, p. 11799, May 2015.
- [52] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, pp. 667–669, Feb. 1998.
- [53] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry, "Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits," *Physical review letters*, vol. 83, no. 14, p. 2845, 1999.
- [54] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen, "Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays," *Physical Review Letters*, vol. 86, pp. 1114–1117, Feb. 2001.
- [55] S. Collin, F. Pardo, and J.-L. Pelouard, "Waveguiding in nanoscale metallic apertures," *Optics Express*, vol. 15, no. 7, pp. 4310–4320, 2007.
- [56] F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers, "Light passing through subwavelength apertures," *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pp. 729–787, Mar. 2010.
- [57] G. Vincent, E. Sakat, P. Ghenuche, S. Collin, N. Bardou, S. Rommeluère, J. Pri-mot, J. Deschamps, F. Pardo, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Spectral filtering with subwavelength gratings : overview and latest advances," p. 826807, Jan. 2012.
- [58] G. Vincent, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Large-area dielectric and metallic freestanding gratings for midinfrared optical filtering applications," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 26, pp. 1852–1855, Nov. 2008.
- [59] S. Collin, G. Vincent, R. Haïdar, N. Bardou, S. Rommeluère, and J.-L. Pelouard, "Nearly Perfect Fano Transmission Resonances through Nanoslits Drilled in a Metallic Membrane," *Physical Review Letters*, vol. 104, Jan. 2010.
- [60] F. I. Baida and D. Van Labeke, "Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films," *Optics Communications*, vol. 209, pp. 17–22, Aug. 2002.
- [61] Y. Poujet, J. Salvi, and F. I. Baida, "90% Extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays," *Optics Letters*, vol. 32, no. 20, p. 2942, 2007.
- [62] W. Fan, S. Zhang, B. Minhas, K. J. Malloy, and S. R. J. Brueck, "Enhanced Infra-red Transmission through Subwavelength Coaxial Metallic Arrays," *Physical Review Letters*, vol. 94, p. 033902, Jan. 2005.
- [63] C. Koechlin, P. Bouchon, F. Pardo, J. Jaeck, X. Lafosse, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 99, p. 241104, Dec. 2011.
- [64] J. Le Perchec, Y. Desieres, and R. Espiau de Lamaestre, "Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region," *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 181104, May 2009.

- [65] P. Bouchon, F. Pardo, B. Portier, L. Ferlazzo, P. Ghenuche, G. Dagher, C. Dupuis, N. Bardou, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, "Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators," *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 191109, May 2011.
- [66] P. Bouchon, C. Koechlin, F. Pardo, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, "Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 1038–1040, Mar. 2012.
- [67] C. Koechlin, P. Bouchon, F. Pardo, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination," *Optics Express*, vol. 21, pp. 7025–7032, Mar. 2013.
- [68] D. W. Peters, C. M. Reinke, P. S. Davids, J. F. Klem, D. Leonhardt, J. R. Wendt, J. K. Kim, and S. Samora, "Nanoantenna-enabled midwave infrared focal plane arrays," pp. 83533B–83533B–6, May 2012.
- [69] D. W. Peters, D. Leonhardt, C. M. Reinke, J. K. Kim, J. R. Wendt, P. S. Davids, and J. F. Klem, "Nanoantenna-enabled midwave infrared detection," p. 87043A, June 2013.
- [70] R. Gomez-Medina, M. Laroche, and J. J. Sáenz, "Extraordinary optical reflection from sub-wavelength cylinder arrays," *Optics Express*, vol. 14, pp. 3730–3737, May 2006.
- [71] M. Laroche, S. Albaladejo, R. Gómez-Medina, and J. J. Sáenz, "Tuning the optical response of nanocylinder arrays : An analytical study," *Physical Review B*, vol. 74, p. 245422, Dec. 2006.
- [72] M. Laroche, S. Albaladejo, R. Carminati, and J. J. Sáenz, "Optical resonances in one-dimensional dielectric nanorod arrays : field-induced fluorescence enhancement," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 2762–2764, Sept. 2007.
- [73] P. Ghenuche, G. Vincent, M. Laroche, N. Bardou, R. Haïdar, J.-L. Pelouard, and S. Collin, "Optical Extinction in a Single Layer of Nanorods," *Physical Review Letters*, vol. 109, p. 143903, Oct. 2012.
- [74] C. Tardieu, *Étude de structures sublongueur d'onde filtrantes, application à la spectroscopie d'absorption infrarouge*. thèse, Université Paris-Saclay, Nov. 2016.
- [75] S. Ura, J. Inoue, K. Kintaka, and Y. Awatsuji, "Proposal of small-aperture guided-mode resonance filter," in *Transparent Optical Networks (ICTON), 2011 13th International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2011.
- [76] K. Kintaka, T. Majima, J. Inoue, K. Hatanaka, J. Nishii, and S. Ura, "Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization," *Optics express*, vol. 20, no. 2, pp. 1444–1449, 2012.
- [77] Moreno, "Extraordinary optical transmission without plasmons : the s-polarization case," 2006.
- [78] E. Sakat, G. Vincent, P. Ghenuche, N. Bardou, S. Collin, F. Pardo, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 3054–3056, Aug. 2011.

- [79] S. S. Wang, M. G. Moharam, R. Magnusson, and J. S. Bagby, "Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 7, pp. 1470–1474, Aug. 1990.
- [80] S. S. Wang and R. Magnusson, "Theory and applications of guided-mode resonance filters," *Applied Optics*, vol. 32, p. 2606, May 1993.
- [81] S. Tibuleac and R. Magnusson, "Reflection and transmission guided-mode resonance filters," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 14, pp. 1617–1626, July 1997.
- [82] A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Resonant grating–waveguide structures for visible and near-infrared radiation," *JOSA A*, vol. 14, no. 11, pp. 2985–2993, 1997.
- [83] A.-L. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac, "Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings," *JOSA A*, vol. 19, no. 6, pp. 1136–1144, 2002.
- [84] F. Lemarchand, A. Sentenac, and H. Giovannini, "Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures," *Optics Letters*, vol. 23, pp. 1149–1151, Aug. 1998.
- [85] A. Mizutani, H. Kikuta, and K. Iwata, "Wave localization of doubly periodic guided-mode resonant grating filters," *Optical review*, vol. 10, no. 1, pp. 13–18, 2003.
- [86] S. Peng and G. M. Morris, "Resonant scattering from two-dimensional gratings," *JOSA A*, vol. 13, pp. 993–1005, May 1996.
- [87] S. Peng and G. M. Morris, "Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings," *Optics Letters*, vol. 21, pp. 549–551, Apr. 1996.
- [88] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac, "Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings," *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 12, p. 121105, 2005.
- [89] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac, "Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications," *JOSA A*, vol. 20, no. 3, pp. 481–488, 2003.
- [90] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302–307, May 1966.
- [91] J. N. Reddy and J. N. Reddy, *An Introduction to the Finite Element Method*. McGraw-Hill, 2006. Google-Books-ID : bamCPwAACAAJ.
- [92] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 71, pp. 811–818, July 1981.
- [93] J. P. Hugonin and P. Lalanne, "Reticolo software for grating analysis," *Institut d'Optique, Orsay, France*, 2005.
- [94] M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, and T. K. Gaylord, "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings : enhanced transmittance matrix approach," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 12, p. 1077, May 1995.

- [95] P. Lalanne and G. M. Morris, “Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization,” *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 13, pp. 779–784, Apr. 1996.
- [96] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*. Hoboken, NJ : Wiley-Blackwell, 2nd revised edition ed., Feb. 2005.
- [97] B. Portier, F. Pardo, P. Bouchon, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, “Fast modal method for crossed grating computation, combining finite formulation of Maxwell equations with polynomial approximated constitutive relations,” *JOSA A*, vol. 30, pp. 573–581, Apr. 2013.
- [98] R. Magnusson, J. W. Yoon, M. S. Amin, T. Khaleque, and M. J. Uddin, “Extraordinary capabilities of optical devices incorporating guided-mode resonance gratings : application summary and recent examples,” vol. 8988, pp. 89880I–89880I–10, 2014.
- [99] G. Quaranta, G. Basset, O. J. F. Martin, and B. Gallinet, “Steering and filtering white light with resonant waveguide gratings,” vol. 10354, p. 1035408, International Society for Optics and Photonics, Aug. 2017.
- [100] F. Lemarchand, A. Sentenac, E. Cambril, and H. Giovannini, “Study of the resonant behaviour of waveguide gratings : increasing the angular tolerance of guided-mode filters,” *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 1, no. 4, p. 545, 1999.
- [101] A. Sentenac and A.-L. Fehrembach, “Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence,” *JOSA A*, vol. 22, no. 3, pp. 475–480, 2005.
- [102] N. Rassem, A.-L. Fehrembach, and E. Popov, “Waveguide mode in the box with an extraordinary flat dispersion curve,” *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 32, p. 420, Mar. 2015.
- [103] S. Ura, S. Murata, Y. Awatsuji, and K. Kintaka, “Design of resonance grating coupler,” *Optics express*, vol. 16, no. 16, pp. 12207–12213, 2008.
- [104] K. Kintaka, Y. Kita, K. Shimizu, H. Matsuoka, S. Ura, and J. Nishii, “Cavity-resonator-integrated grating input/output coupler for high-efficiency vertical coupling with a small aperture,” *Optics Letters*, vol. 35, pp. 1989–1991, June 2010.
- [105] J. Inoue, T. Majima, K. Hatanaka, K. Kintaka, K. Nishio, Y. Awatsuji, and S. Ura, “Aperture Miniaturization of Guided-Mode Resonance Filter by Cavity Resonator Integration,” *Applied Physics Express*, vol. 5, p. 022201, Jan. 2012.
- [106] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye, “High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter,” *Optics express*, vol. 20, no. 8, pp. 9322–9327, 2012.
- [107] J. Inoue, T. Ogura, T. Kondo, K. Kintaka, K. Nishio, Y. Awatsuji, and S. Ura, “Reflection characteristics of guided-mode resonance filter combined with bottom mirror,” *Optics Letters*, vol. 39, p. 1893, Apr. 2014.
- [108] J. Inoue, T. Kondo, K. Kintaka, K. Nishio, and S. Ura, “Determination of cavity length of cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter,” *Optics Express*, vol. 23, pp. 3020–3026, Feb. 2015.

- [109] K. Kintaka, T. Majima, K. Hatanaka, J. Inoue, and S. Ura, "Polarization-independent guided-mode resonance filter with cross-integrated waveguide resonators," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 3264–3266, Aug. 2012.
- [110] X. Buet, *Nouvelles architectures de réseaux résonants pour la stabilisation de diodes laser*. PhD thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2012.
- [111] X. Buet, A. Guelmani, A. Monmayrant, S. Calvez, F. Lozes-Dupuy, and O. Gauthier-Lafaye, "Robust and simplified cat's-eye external-cavity lasers using cavity resonant integrated grating filters," in *2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pp. 1–2, June 2013.
- [112] T. Kondo, S. Ura, and R. Magnusson, "Design of guided-mode resonance mirrors for short laser cavities," *JOSA A*, vol. 32, pp. 1454–1458, Aug. 2015.
- [113] R. L. Olmon, B. Slovick, T. W. Johnson, D. Shelton, S.-H. Oh, G. D. Boreman, and M. B. Raschke, "Optical dielectric function of gold," *Physical Review B*, vol. 86, p. 235147, Dec. 2012.
- [114] E. Sakat, S. Héron, P. Bouchon, G. Vincent, F. Pardo, S. Collin, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Metal-dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 425–427, Feb. 2013.
- [115] E. Sakat, G. Vincent, P. Ghenuche, N. Bardou, S. Collin, F. Pardo, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Infrared spectral filtering based on guided-mode resonance structure," vol. 8424, pp. 842414–842414–7, 2012.
- [116] U. Fano, "Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts," *Physical Review*, vol. 124, pp. 1866–1878, Dec. 1961.
- [117] T. Estruch, J. Jaeck, F. Pardo, S. Derelle, J. Primot, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Perfect extinction in subwavelength dual metallic transmitting gratings," *Optics Letters*, vol. 36, p. 3160, Aug. 2011.
- [118] C. Tardieu, T. Estruch, G. Vincent, J. Jaeck, N. Bardou, S. Collin, and R. Haïdar, "Extraordinary optical extinctions through dual metallic gratings," *Optics Letters*, vol. 40, p. 661, Feb. 2015.
- [119] A.-L. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand, and A. Sentenac, "Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter," *Optics letters*, vol. 32, no. 15, pp. 2269–2271, 2007.
- [120] C. Tuambilangana, F. Pardo, E. Sakat, P. Bouchon, J.-L. Pelouard, and R. Haïdar, "Two-mode model for metal-dielectric guided-mode resonance filters," *Optics Express*, vol. 23, p. 31672, Dec. 2015.
- [121] J. M. Bendickson, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, and D. L. Brundrett, "Guided-mode resonant subwavelength gratings : effects of finite beams and finite gratings," *JOSA A*, vol. 18, no. 8, pp. 1912–1928, 2001.
- [122] G. Niederer, H. P. Herzig, J. Shamir, H. Thiele, M. Schnieper, and C. Zschokke, "Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications," *Applied Optics*, vol. 43, pp. 1683–1694, Mar. 2004.

- [123] A. Nuttall, "Some windows with very good sidelobe behavior," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, vol. 29, pp. 84–91, Feb. 1981.
- [124] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, E. B. Grann, and D. A. Pommet, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 12, pp. 1068–1076, May 1995.
- [125] "<https://www.bruker.com/products/infrared-near-infrared-and-raman-spectroscopy/ft-ir-microscopes-raman-microscopes/hyperion/overview.html>."
- [126] "<http://www.sofradir.com/product/mars-mw/>."
- [127] "<http://www.zeonchemicals.com/ElectronicMaterials/>."
- [128] "http://www.microchemicals.com/products/photoresists/az_5214_e.html."
- [129] "<https://www.bruker.com/fr/products/infrared-near-infrared-and-raman-spectroscopy/ft-ir-research-spectrometers/vertex-series/vertex-7070v/overview.html>."

Titre : Composants nanostructurés pour le filtrage spectral à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge

Mots clés : Nanotechnologies ; nanophotonique ; infrarouge ; filtrage spectral ; réseaux sub-longueur d'onde ; résonance de mode guidé

Résumé : L'analyse spectrale d'une scène infrarouge permet une meilleure identification des objets la composant. Parmi les multiples méthodes existantes, j'ai choisi d'étudier l'apport des nanotechnologies pour le filtrage spectral et plus particulièrement pour la colorisation de pixel.

Mes travaux de thèse portent sur la conception de filtres nanostructurés sur des longueurs comparables à celles d'un pixel de détection infrarouge (typiquement 15 à 30 μm de côté). Pour cela, je me concentre sur des filtres à résonance de mode guidé, constitués d'un réseau sub-longueur d'onde associé à une couche mince diélectrique. Tandis que cette structure est habituellement étudiée sur des surfaces très grandes devant la longueur d'onde d'intérêt, cette thèse présente une utilisation sur des dimensions de la taille d'un pixel de détection, soit quelques longueurs d'onde. J'ai mené une étude numérique du comportement spectral et angulaire de cette structure et j'ai

envisagé deux possibilités pour obtenir un filtrage sur de petites dimensions: l'utilisation d'une cavité résonante dans le guide d'onde à l'aide de miroirs latéraux et l'utilisation de réseaux métalliques. L'analyse de la réponse optique des structures à réseau métallique montre qu'il est possible d'obtenir une extension spatiale limitée à quelques longueurs d'onde du champ électromagnétique dans le guide d'onde à la résonance.

J'ai étudié numériquement des filtres de longueur inférieure à 30 μm , puis j'ai fabriqué et caractérisé ces filtres.

Finalement, j'ai examiné la possibilité de réaliser des mosaïques de filtres de petite taille. J'ai démontré que les dimensions, les transmissions résonantes et les tolérances angulaires des filtres à résonance de mode guidé les rendent compatibles avec une telle utilisation. J'ai alors pu montrer un exemple d'architecture simple de caméra multispectrale infrarouge mettant en jeu une mosaïque de filtres.

Title : Nanostructured components for pixel-sized filtering in the infrared domain

Keywords : Nanotechnologies ; infrared ; filtering ; sub-wavelength gratings; guided-mode-resonance

Abstract: Spectral analysis of an infrared scene allows a better identification of its components. Multiple methods exist to simultaneously obtain the image of an infrared scene at several wavelengths. I chose to study the contribution of nanotechnologies to spectral filtering and especially to the colorization of pixels.

My thesis work focuses on the design of nanostructured filters of lengths close to the size of an infrared detection pixel (typically 15 to 30 μm). I focus on guided-mode resonance filters, consisting of a sub-wavelength grating combined with a dielectric thin film. While this structure is usually studied on very large surfaces with comparison to the wavelength of interest, this thesis presents an application on lengths close to the size of a detection pixel, i.e. a few wavelengths.

I conducted a numerical study of the spectral and angular behavior of this structure and considered

two possibilities for small-sized filters: the use of a resonant cavity in the waveguide thanks to side mirrors and the use of metallic gratings. The analysis of the optical response of the metallic grating structures shows that it is possible to obtain a spatial extension of the electromagnetic field inside the filter limited to a few wavelengths. I have shown that filters of less than 30 μm in length can be obtained without degrading the maximum transmission with respect to an infinitely long filter when illuminated by a focused beam. Then I fabricated and characterized these filters.

Finally, I explored the creation of mosaics of small filters. I demonstrated that the dimensions, resonant transmissions and angular acceptances of the guided-mode resonance filters make them compatible with such use. I was then able to show an example of a simple architecture for a multispectral infrared camera using a mosaic of filters.

