# THÈSE

**En vue de l'obtention du**

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

**Délivré par :** *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

**Présentée et soutenue le** *24/10/2018* **par :**

LÉOPOLD MACÉ

**Nouveaux concepts de nano-filtres infrarouges à l'échelle du pixel.**

**JURY**

| | | |
|---|---|---|
| FRÉDÉRIQUE DE FORNEL | Directeur de recherche, ICB CNRS, Dijon | Rapporteur |
| RIAD HAÏDAR | Directeur de recherche, ONERA, Palaiseau | Rapporteur |
| ANNE-LAURE FEHREMBACH | Maître de conférence Université Aix-Marseille, Institut Fresnel, Marseille | Examinateur |
| PHILIPPE LALANNE | Directeur de recherche, LP2N CNRS, Talence | Examinateur |
| NICOLAS PÉRÉ-LAPERNE | Ingénieur, Sofradir, Veurey-Voroize | Examinateur |
| HERVÉ LEPLAN | Ingénieur, Safran Reosc, Saint Pierre-du-Perray | Invité |
| KARINE MATHIEU GASC | Ingénieur, CNES, Toulouse | Invité |
| ANTOINE MONMAYRANT | Chargé de recherche, LAAS CNRS, Toulouse | Invité |
| OLIVIER GAUTHIER-LAFAYE | Directeur de recherche, LAAS CNRS, Toulouse | Directeur de thèse |

**École doctorale et spécialité :**
*GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques*
**Unité de Recherche :**
*Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS CNRS)*
**Directeur(s) de Thèse :**
*Olivier GAUTHIER-LAFAYE* et *Antoine MONMAYRANT*
**Rapporteurs :**
*Frédérique DE FORNEL* et *Riad HAÏDAR*

# REMERCIEMENTS

Pour commencer, je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse, Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant pour m'avoir encadré et conseillé pendant ces 3 années. Leur rigueur, leur dynamisme et leur exigence m'ont poussé à me dépasser scientifiquement et humainement.

Je souhaite également remercier Hervé Leplan, mon encadrant de thèse à Safran Reosc, pour avoir su parfaitement équilibrer l'orientation industrielle de ma thèse avec la liberté de la recherche académique. Je remercie également l'ensemble du service couches minces de Safran Reosc. Ce fut un plaisir de travailler avec une équipe aussi compétente. J'en profite pour saluer Benjamin Portier et le remercier pour son indéfectible soutien dans cette aventure.

Je voudrais également remercier le CNES pour avoir co-financé ma thèse, et plus spécifiquement Jacques Lœsel qui a suivi cette thèse, ainsi que Karine Mathieu-Gasc pour avoir assisté à ma soutenance.

Par ailleurs, j'exprime toute ma gratitude aux membres du jury, Frédérique De Fornel et Riad Haïdar pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon manuscrit de thèse, Philippe Lalanne pour avoir présidé la soutenance, et également Anne-Laure Fehrembach et Nicolas Péré-Laperne pour avoir examiné ce travail de thèse. Leurs remarques pertinentes et questions perspicaces m'ont permis de prendre un recul supplémentaire sur mon travail de recherche.

Cette thèse a aussi été le fruit de nombreuses discussions avec les formidables chercheurs de l'équipe photonique du LAAS CNRS : Henri, Stéphane, Guilhem, Inès et Chantal. La vie de l'équipe (et ses publications) dépendent en outre du passage plus ou moins éphémère des doctorants, post-doctorants, et stagiaires. Je garderai un souvenir ému de ses plus brillants et joviaux éléments, croisés durant ces 3 années : Kevin, Ludovic, Clément, Sylvain P., Sylvain A., Clara, Oleksandr, Roman. La cohésion de l'ensemble du groupe a indéniablement participé de ma motivation continue durant la thèse, et c'est pourquoi je leur exprime toute ma gratitude !

Le LAAS, ce n'est bien sûr pas que l'équipe photonique. Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble du service technique de la salle blanche, l'équipe TEAM, et plus particulièrement Pascal, Laurent, Benjamin, Pierre-François, Aurélie et Jean-Baptiste pour leur aide et leur disponibilité. Je remercie David pour son travail sur le serveur de calcul du LAAS, grâce auquel j'ai pu gagner un grand nombre d'heures. Enfin, il ne s'agit pas toujours que de travailler, et pour les moments de détentes et l'animation au laboratoire, je suis très reconnaissant envers les autres camarades rencontrés au ski, en salle ou au détour d'un couloir : Andréa, Ali, Nicolas, Benjamin, Luca, Jérôme, Adrien, Lyne et Marion.

À Toulouse, j'ai pu profiter d'une scène musicale particulièrement riche, notamment grâce à nombre de fantastiques musiciens tels que Julien M. et Marine C., mais aussi grâce à de joyeux fanfarons : Benoît, Paul, Sylvain L., (Bob,) Stefan, Mathilde, Lucas et Amélie. Merci pour votre bonne humeur et la joie que vous communiquez !

En dehors de la ville rose, il est des camarades qui me suivent et me soutiennent depuis un peu plus de temps. Je remercie du fond du cœur les fidèles des fidèles : Pauline, Annabelle, Lisa, Umberto, Antoine, Claire, Julia, Maud et Martin. J'ai également eu la chance d'avoir des colocataires successifs

tous plus géniaux les uns que les autres, et à qui je dois énormément : Florian, Thomas et Élie.

Enfin, je remercie profondément ma famille pour toute l'affection qu'ils m'ont témoigné, pour leurs encouragements et leur soutiens.

**Léopold Macé**
Paris, le 6 Novembre 2018

*La lumière pense voyager plus vite que quoi que ce soit d'autre, mais c'est faux.*
*Peu importe à quelle vitesse voyage la lumière,*
*l'obscurité arrive toujours la première,*
*et elle l'attend.*

— Terry Pratchett, *Les Annales du Disque-Monde, tome 11 : Le Faucheur*

# TABLE DES MATIÈRES


INTRODUCTION GÉNÉRALE 1

1 ÉTAT DE L'ART 5

1.1 Introduction . . . 5

1.2 Filtrage par des structures métalliques . . . 5

1.2.1 Les filtres plasmoniques . . . 6

1.2.2 Les « frequency selective surfaces » . . . 14

1.2.3 Les métasurfaces . . . 18

1.2.4 Les filtres métal-diélectriques à résonance de modes guidés . . . 22

1.2.5 Conclusion sur le filtrage par des structures métalliques . . . 25

1.3 Filtrage par des structures diélectriques . . . 26

1.3.1 Les réseaux résonants diélectriques . . . 26

1.3.2 Augmentation de la tolérance angulaire des filtres à résonance de modes guidés 38

1.3.3 Les structures à haut contraste d'indice . . . 44

1.3.4 Nouvelles générations de filtres : exploitation de deux résonances . . . 51

1.3.5 Conclusion sur le filtrage par des structures diélectriques . . . 58

1.4 Conclusion . . . 59

2 FILTRES ZCG 1D 61

2.1 Introduction . . . 61

2.2 Principes fondamentaux des ZCGs . . . 61

2.2.1 La méthode RCWA . . . 61

2.2.2 Validation et convergence . . . 64

2.2.3 Analyse des résultats . . . 65

2.2.4 Approche perturbative . . . 68

2.2.5 Conclusion intermédiaire . . . 73

2.3 Un ZCG dans le MIR . . . 74

2.3.1 Conception . . . 74

2.3.2 Accordabilité . . . 76

2.3.3 Analyse modale du ZCG MIR . . . 77

2.3.4 Influence de l'absorption du Germanium . . . 85

2.3.5 Conclusion intermédiaire . . . 86

2.4 Étude de la tolérance angulaire . . . 86

2.4.1 Couplage résonant sous incidence normale d'un ZCG 1D . . . 86

2.4.2 Couplage résonant sous incidence oblique d'un filtre 1D . . . 87

2.4.3 Étude de la tolérance angulaire du filtre ZCG MIR 1D . . . 90

2.4.4 Illumination par un faisceau de taille finie . . . 91

2.4.5 Conclusion intermédiaire . . . 96

2.5 Le ZCG doublement corrugué . . . 96

2.5.1 Introduction d'un réseau doublement corrugué . . . 96

2.5.2 Simulation et considérations phénoménologiques . . . 97

2.5.3 Tolérance angulaire du filtre doublement corrugué . . . 99

2.5.4 Étude de l'accordabilité du filtre doublement corrugué . . . 101

2.5.5 Conclusion intermédiaire . . . 103

2.6 Conclusion . . . 103
3 ÉTUDE DES ZCGS INSENSIBLES À LA POLARISATION 105
3.1 Introduction . . . 105
3.2 Passage du 1D au 2D pour le ZCG 1D simplement corrugué . . . 105
3.2.1 Convergence des simulations en 2D . . . 105
3.2.2 Discussion de l'indépendance à la polarisation pour les ZCGs . . . 106
3.2.3 Optimisation paramétrique . . . 107
3.2.4 Validation de l'indépendance à la polarisation . . . 109
3.2.5 Conclusion intermédiaire . . . 111
3.3 Élargissement de la bande passante des filtres ZCG 2D . . . 111
3.3.1 Passage du 2D simple au 2D double . . . 112
3.3.2 Passage progressif du 1D double au 2D double . . . 113
3.3.3 Multiplicité des résonances en 2D . . . 115
3.3.4 Conclusion intermédiaire . . . 116
3.4 Les ZCGs TE/TM . . . 117
3.4.1 Règles de dessin . . . 117
3.4.2 Adaptabilité du filtre pour la pixellisation . . . 122
3.4.3 Fabricabilité des filtres ZCG TE/TM . . . 132
3.4.4 Conclusion sur les ZCG TE/TM . . . 138
3.5 Conclusion . . . 139
4 FABRICATION 143
4.1 Introduction . . . 143
4.1.1 Évaluation des tolérances de fabrication des différentes structures . . . 143
4.1.2 Le dépôt de couches minces . . . 145
4.1.3 Choix des méthodes de structuration . . . 147
4.1.4 Procédé complet . . . 152
4.1.5 Conclusion . . . 154
4.2 La photolithographie . . . 154
4.2.1 Le stepper . . . 154
4.2.2 Le substrat $CaF_2$ . . . 164
4.2.3 Procédé standard . . . 164
4.2.4 Enductions 2 et 6 pouces équivalentes . . . 165
4.2.5 L'alignement . . . 169
4.2.6 Paramétrage de l'exposition . . . 170
4.2.7 Développement manuel . . . 173
4.2.8 Résultats . . . 174
4.2.9 Conclusion sur la photolithographie . . . 178
4.3 Gravure . . . 178
4.3.1 Introduction . . . 179
4.3.2 Gravure du premier niveau . . . 185
4.3.3 Gravure du second niveau . . . 192
4.3.4 Conclusion sur la gravure . . . 194
4.4 Caractérisation optique . . . 195
4.4.1 Spectre en transmission théorique . . . 195
4.4.2 Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques . . . 196
4.4.3 Accordabilité du filtre . . . 196

4.4.4 Conclusion caractérisation . . . . . 197
4.5 Conclusion . . . . . 197
CONCLUSION GÉNÉRALE 199
A ANNEXE FILTRES 1D 201
B ANNEXE FILTRES 2D 227
C ANNEXE FABRICATION 235
ACRONYMES 243
BIBLIOGRAPHIE 245

# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le domaine de l'optique a cela d'intéressant que toutes les échelles de taille s'y rencontrent : du miroir primaire de 39 m de diamètre de l'ELT (« Extremely Large Telescope ») aux pixels des écrans de smartphones de quelques dizaines de micromètres. À cette gamme considérable dans les échelles de taille correspondent des phénomènes physiques variés auxquels sont associées des méthodes de conception et des techniques de fabrication très différentes. Le grand miroir de l'ELT est ainsi formé de l'assemblage de différents miroirs dont la surface est uniformément réfléchissante. Si le fonctionnement global du télescope peut être décrit en utilisant les lois « simples » de l'optique géométrique, une compensation en temps réel de la surface du miroir par des actuateurs mécaniques afin d'en corriger les aberrations en fait un dispositif extrêmement complexe. Au contraire, les pixels des écrans de smartphones sont des dispositifs d'extension spatiale limitée formant une matrice immobile à la surface de l'écran. Suivant la technologie utilisée, ces matrices de filtres peuvent être optiquement actives, lorsque les pixels émettent leur propre lumière (OLEDs, « Organic light emitting diodes »), ou bien passives, dans le cas où les pixels filtrent la lumière émise par une source indépendante (écrans à cristaux liquides). Si le fonctionnement des OLEDs repose sur des phénomènes de physique des semiconducteurs, celui des écrans à cristaux liquides (écrans LCD, « Liquid crystal displays ») combine le contrôle de la polarisation de la lumière à l'absorption de celle-ci par des pigments colorés.

Dans le cadre de cette thèse, conduite en partenariat entre le LAAS-CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture de Systèmes), Safran Reosc (leader mondial dans le développement d'optiques de hautes performances pour l'astronomie, les lasers et l'industrie) et le CNES (Centre National d'Études spatiales), nous nous intéresserons à l'étude de filtres pixellisés passifs que nous appliquerons au cas de l'imagerie spectrale dans le moyen infrarouge pour des applications spatiales.

L'un des enjeux majeurs de l'imagerie infrarouge est le développement des filières multi- et hyperspectrales en temps réel. Il s'agit d'acquérir à chaque instant différentes composantes spectrales d'une scène en deux dimensions. L'ensemble des données spatiales (2 dimensions) et spectrales (1 dimension) est appelé le cube-hyperspectral. L'imagerie multispectrale répond au besoin de très nombreuses applications, car l'analyse séquencée des spectres visible et infrarouge permet d'extraire de nombreuses informations sur les objets qui ne sont pas accessibles dans le seul domaine du visible. Elle permet ainsi d'effectuer la classification d'espèces végétales sur de grandes étendues par l'utilisation de dispositifs aéroportés [1], mais aussi d'identifier des minéraux et espèces chimiques [2,3], et est bien connue pour ses applications en imagerie thermique [4]. Dans ce contexte, et contrairement aux matrices des écrans LCD, il ne s'agit pas de contrôler dynamiquement l'intensité du flux émis par une source, mais au contraire de mesurer un flux incident.




FIGURE 0.1 – Évolution chronologique des technologies de filtrage multispectrales pour les applications spatiales : a) roue à filtres, b) filtre allumette, c) mosaïque de filtres pixelisés.

Les dispositifs actuels de filtrage multi-spectral dans le domaine spatial consistent en des roues à filtres (voir figure 0.1a) et des filtres allumettes (voir figure 0.1b). Les premiers sont encombrants et ne permettent que l'acquisition d'une unique composante spectrale à la fois. Les seconds sont directement intégrés au détecteur ce qui s'avère particulièrement utile dans un contexte spatial où des dispositifs légers et peu encombrants sont privilégiés. En revanche, ils ne permettent d'acquérir qu'une unique composante spatiale pour une scène donnée. Les filtres pixellisés (voir figure 0.1c) seraient donc particulièrement adaptés pour répondre à notre problématique : ils pourraient être assemblés en une matrice et intégrés plus près du détecteur afin d'aboutir à un design léger, compact qui permettrait l'acquisition en temps réel du cube hyperspectral. En outre, cela autoriserait une augmentation de la vitesse d'acquisition, qui ne serait limitée que par le type de détecteur utilisé.

L'implémentation de la fonction de filtrage à l'échelle du pixel doit répondre à deux types de critères : les critères spectraux, et les critères spatiaux. Dans la mesure où nous chercherons à réaliser des filtres en transmission, les grandeurs spectrales caractéristiques seront la longueur d'onde de centrage, la largeur de bande passante, la transmission maximale, la réjection et l'indépendance à la polarisation. Par exemple, si certaines applications telles que la détection de gaz nécessitent des bandes passantes étroites aux longueurs d'ondes précises d'absorption de ces gaz, pour ce qui est de l'observation de la terre on cherchera au contraire à éviter ces bandes d'absorptions qui rendent l'atmosphère opaque. De plus, sans contrainte sur la finesse des raies d'absorption, il sera intéressant d'avoir une bande passante plus large afin d'augmenter le flux incident. En plus de la fonction spectrale, ces filtres doivent répondre aux différents critères spécifiques résultant de l'intégration au niveau des pixels du détecteur. Ainsi, nous devrons tenir compte de l'impact de la taille des pixels sur l'efficacité des filtres. La tolérance angulaire de ces derniers devra également être compatible avec l'ouverture d'une caméra multi-spectrale, typiquement de l'ordre de 10°. Enfin, l'influence d'un pixel sur ses voisins, dite diaphotie, sera un critère pertinent.

Pour finir, une différence cruciale entre le filtrage dans le domaine du visible et celui dans l'infrarouge vient des matériaux utilisés et des techniques de fabrication. Ainsi, les matériaux organiques utilisés dans le domaine visible ne peuvent être exploités dans le moyen infrarouge, car ils y génèrent des pics d'absorption. C'est pourquoi les méthodes conventionnelles de filtrage exploitent des empilements de couches minces de matériaux inorganiques. Leur principe consiste à exploiter les interférences multiples de la lumière lorsque celle-ci se propage dans un empilement de couches afin de réaliser diverses fonctions optiques. Les revêtements réfléchissants des miroirs des grands télescopes évoqués en début de cette introduction sont fabriqués à l'aide de ces procédés. Or, aussi performantes et complexes que soient ces fonctions, les designs optiques à base de couches minces manquent de flexibilité en cela que l'épaisseur de quelques-unes, voire de beaucoup de leurs couches doit être ajustée afin de modifier leur réponse spectrale. La fabrication d'une matrice de filtres pixellisés utilisant cette technologie nécessite alors des étapes de fabrication très complexes afin de pouvoir déposer différents empilements côte à côte. Si des alternatives originales ont permis de s'affranchir partiellement de ces limitations dans le domaine du visible/proche infrarouge [2, 5–8], du moyen infrarouge [9], et du lointain infrarouge [10], elles restent très importantes dans ces deux derniers domaines. En effet, les empilement y sont plus épais que dans le domaine visible et possèdent de très nombreuses couches. Or, les contraintes internes existant dans les empilements qui peuvent engendrer des fissures ou des déformations, ainsi que le nombre de défauts liés au procédé de dépôt des couches augmentent tous deux avec l'épaisseur des dépôts.

L'objectif de cette thèse est de s'affranchir des contraintes liées aux empilements épais de couches minces en explorant de nouveaux concepts de filtrages optiques ne reposant pas sur des phénomènes interférentiels, mais sur des effets de résonances engendrés par des microstructures de dimension caractéristique inférieure à celle de la longueur d'onde considérée. Leur intérêt fondamental vient du fait que les propriétés de filtrages ne sont plus régies par l'épaisseur des couches, mais par les dimensions latérales des structurations, ce qui permettrait alors la fabrication simultanée de fonctions optiques adjacentes à l'aide de procédés de lithographie et de gravure.

Le manuscrit est scindé en 4 chapitres.

— Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art des technologies de filtrage nanostructuré. Nous y explorons les différents concepts existants dans la littérature en les distinguant suivant les matériaux utilisés et les phénomènes physiques mis en jeu. Ils sont évalués sur la base des critères spectraux et spatiaux donnés dans cette introduction. À l'issue de ce chapitre, un concept particulier est retenu qui nous semble le plus pertinent pour les applications de filtrage multi-spectral à l'échelle du pixel dans le moyen infrarouge,
— Dans le second chapitre, nous nous focalisons sur l'étude théorique de ce concept particulier. Nous nous attachons à l'étude détaillée de son fonctionnement et mettons en place des règles de conception semi-analytiques simples pour une structure uni-dimensionnelle. Par la suite, nous montrons les limitations de cette structure pour le filtrage pixellisé et cherchons à les dépasser en utilisant des méthodes de conception illustrées dans le chapitre d'état de l'art.
— Le troisième chapitre porte sur le développement de filtres indépendants à la polarisation. Nous montrons ici que l'adaptation faite dans la littérature pour obtenir l'insensibilité à la polarisation des filtres retenus dans le chapitre 2 n'est pas compatible avec les spécifications imposées par le fonctionnement pixellisé. Nous introduisons alors un nouveau concept de filtrage ainsi qu'une méthode de conception adaptée.
— Dans un dernier chapitre, nous étudions les tolérances de fabrication des différents filtres dessinés dans les chapitre 2 et 3 ainsi que les moyens de fabrication de la salle blanche de Safran Reosc et du LAAS-CNRS afin de mettre en place une filière de fabrication de filtres nano-structurés pour le moyen infrarouge. La caractérisation optique des structures fabriquées y est présentée.

# 1

# ÉTAT DE L'ART

## 1.1 INTRODUCTION

Il est possible de scinder approximativement le domaine spectral de l'infrarouge en 3 grands domaines d'applications :

— le régime du proche infrarouge, avec de nombreuses applications télécoms notamment dans la bande 1.55 µm,
— le domaine du moyen infrarouge, entre 2 et 8 µm, fréquemment associé à la spectroscopie,
— l'infrarouge lointain, lié à la détection thermique.

Comme annoncé dans l'introduction, la problématique des matériaux est cruciale dans le domaine de l'infrarouge. La disponibilité de matériaux de faible absorption conditionne largement les applications accessibles. Ainsi, ces différents domaines correspondent également à des filières de fabrications particulières. Par exemple les diélectriques $Si_3N_4$, Si, $SiO_2$, et $TiO_2$ sont très répandus pour la filière télécoms. Dans le moyen infrarouge, le germanium (Ge) et les composés semi-conducteurs III-V à base de gallium (Ga), d'arsenic (As) pouvant contenir de l'aluminium (Al) sont couramment utilisés comme matériaux de haut indice, tandis que le quartz ($SiO_2$ cristallin), les oxydes associés aux matériaux III-V, le sulfure de zinc (ZnS) et les composés fluorés (fluorure de calcium ($CaF_2$), fluorure de barium ($BaF_2$)) sont d'indice plus faible. Enfin, les métaux sont largement utilisés à partir du lointain infrarouge.

Ces frontières sont cependant poreuses, et l'on observe de plus en plus de structures métalliques dans le moyen infrarouge, voire dans le visible, lorsque qu'un fort confinement, un large contraste d'indice ou une permittivité négative sont nécessaires et que l'absorption n'est pas rédhibitoire. Les structures photoniques à base de métaux constituent d'ailleurs actuellement la filière dominante pour le filtrage pixellisé dans l'infrarouge.

Cette partie sera divisée en deux sections principales. La première présentera les applications au filtrage dans l'infrarouge utilisant des structures métalliques. La seconde se focalisera sur les structures diélectriques.

## 1.2 FILTRAGE PAR DES STRUCTURES MÉTALLIQUES

Dans cette première partie nous traiterons de différentes méthodes associées au filtrage en transmission par des structures métalliques. Nous étudierons successivement les filtres plasmoniques, puis les « frequency selective surfaces », et les métasurfaces. Cette organisation reflète les différents modes de fonctionnement de ces structures, mais aussi l'étendue croissante de leurs champs d'applications. Nous verrons notamment que cela se traduit par une complexité de conception croissante. Pour terminer, nous présenterons les filtres métal-diélectriques. Contrairement aux cas précédents, ces dernières ne reposent pas uniquement sur une membrane métallique.

### 1.2.1 *Les filtres plasmoniques*

#### 1.2.1.1 *Introduction aux résonances plasmoniques*

Il a été illustré expérimentalement par Ebbesen *et al.* dans [11] que des pics apparaissent dans le spectre en transmission d'une couche métallique déposée sur un substrat de quartz et structurée périodiquement par des ouvertures circulaires, à des longueurs d'onde plusieurs dizaines de fois supérieures au diamètre des ouvertures. L'originalité de cette étude est que l'intensité de ces résonances est bien plus grande que celle prédite par une théorie de la diffraction de l'époque, avançant que l'intensité de la diffraction par une ouverture circulaire dans un film métallique parfait devait décroître en $(r/\lambda)^4$ [12]. Ces pics de transmission sont associés à une transmission optique extraordinaire (EOT, « extraodinary optical transmission »).

Pour expliquer cet effet, Ebbesen invoque le couplage de plasmons de surface par le réseau. Un plasmon de surface est une onde localisée à l'interface entre une couche métallique et un diélectrique, qui résulte de l'oscillation collective d'électrons libres à la surface du métal sous l'effet d'un champ électromagnétique incident. Il avance pour cela deux arguments. Tout d'abord, les pics de transmission n'apparaissent pas lorsque cette expérience est menée avec un réseau diélectrique en germanium. De plus, lorsque l'angle d'incidence sur le réseau varie, les pics de transmission se scindent en deux et se décalent spectralement dans des directions opposées. Ce comportement est bien connu et a été mis en évidence expérimentalement avec des réseaux de diffraction métalliques opérant en réflexion [13, 14]. Nous en explicitons ici l'origine.

La résonance de mode plasmonique peut être associée à l'une des deux anomalies spectrales mises en évidence par Wood [15] lors de l'illumination d'un réseau. L'une, analysée théoriquement pour la première fois par Rayleigh [16] relève de l'interférence constructive ou destructive entre ondes diffractées par un réseau. Le phénomène physique responsable de la seconde n'a été identifié que bien plus tard par Hessel et Oliner [17] dans des systèmes diélectriques, et a alors été attribué à l'interaction entre un mode guidé confiné dans un guide d'onde et une onde plane incidente. La résonance plasmonique peut être associée, par analogie, à ce second type d'anomalie.

Le couplage entre un plasmon de surface et une onde électromagnétique propagative dans le diélectrique a été étudié théoriquement par Fano [18] et a été interprété comme un transfert d'énergie entre cette onde et le plasmon. Ce transfert ne peut avoir lieu que lorsque la projection de la quantité de mouvement de l'onde plane incidente dans le plan de l'interface est proche de la quantité de mouvement du plasmon. La quantité de mouvement est associée au vecteur d'onde. Le module $k$ du vecteur d'onde d'une onde plane de longueur d'onde $\lambda$ dans le vide, se propageant dans un diélectrique de permittivité relative $\epsilon_d$ est donné par l'équation 1.1 [18].

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\epsilon_d} \tag{1.1}$$

De même, le vecteur d'onde $k_{SP}$ d'un plasmon à l'interface entre un diélectrique et un métal est donné par l'équation 1.2 [19], où $\epsilon_a$ est la partie réelle de la permittivité relative du métal.

$$k_{SP} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{\epsilon_d}{1+\epsilon_d/\epsilon_a}} \tag{1.2}$$

Dans la mesure où la permittivité relative d'un métal pour des longueurs d'onde situées dans le visible et l'infrarouge est négative et bien inférieure à -1, on a toujours $k < k_{SP}$ [18]. Par conséquent un plasmon de surface ne pourra jamais être directement couplé à une onde propagative dans l'air. Ceci peut être expliqué par le fait que le plasmon de surface est une onde évanescente en dehors de

l'interface. Afin d'effectuer l'adaptation de vecteur d'onde, il est nécessaire d'introduire un dispositif permettant de transformer une onde propagative dans l'air en une onde évanescente au voisinage de l'interface métallique. Ceci peut être réalisé en utilisant un prisme (génération d'une onde évanescente sur la face arrière du prisme lors de la réflexion totale interne) ou en utilisant un réseau. Dans ce second cas, la relation de couplage entre l'onde incidente de vecteur d'onde $\vec{k}_i$ et un plasmon par l'intermédiaire d'un réseau 1D (voir figure 1.1) de vecteur réciproque $\vec{K}$ peut être exprimée par la relation 1.3 [14].

$$\vec{k}_{SP} = \vec{k}_{i,//} + m\vec{K} \tag{1.3}$$

$\vec{k}_{i,//}$ est la projection dans le plan du réseau du vecteur d'onde incident et $m$ est un entier donnant l'ordre du réseau intervenant dans le couplage. Pour les réseaux présentant 2 et 3 dimensions de périodicité, il suffit de remplacer $m\vec{K}$ par une combinaison linéaire de ces différentes composantes spatiales.

Le cas d'étude de plus simple des résonances plasmoniques est celui d'une membrane métallique suspendue dans l'air ne présentant qu'une dimension de périodicité (réseau 1D). La configuration étudiée est illustrée dans la figure 1.1. Les barres du réseau considéré sont de section rectangulaire et infinies selon $y$ (voir figure 1.1).

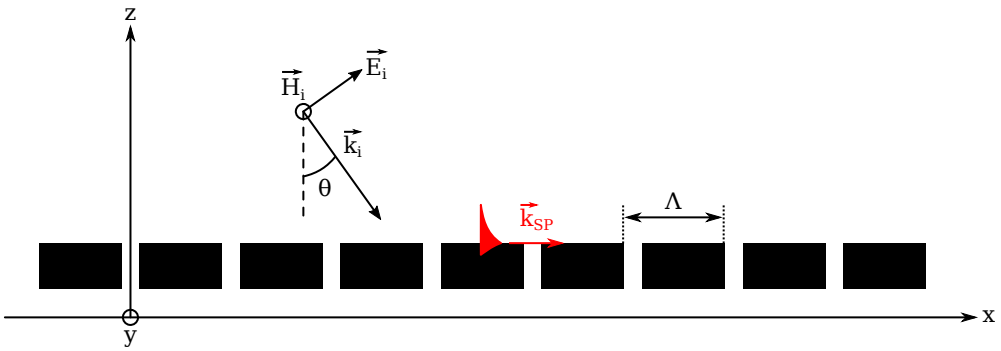



FIGURE 1.1 – Illustration schématique du couplage d'une plasmon de surface se propageant à la surface d'un réseau métallique 1D par une onde plane incidente polarisée TM.

La polarisation de l'onde incidente et l'orientation du plan d'incidence sont très importantes. En effet, le couplage de plasmon de surface ne peut se faire que lorsque le champ $\vec{H}_i$ est tangent au plan du réseau [11,13,18] (plan $(Oxy)$ dans la figure 1.1). Par ailleurs, dans le cas du réseau unidimensionnel il est courant d'orienter le plan d'incidence dans la direction de périodicité du réseau de sorte que les vecteurs $\vec{k}_{i,//}$ et $\vec{K}$ sont parallèles. On parle alors d'incidence TM (« transverse magnétique »).

La séparation du pic de transmission de la résonance évoqué par Ebbesen [11] peut être expliquée à partir de la relation 1.3. Sous incidence normale, $k_{i,//} = 0$, les couplages par les ordres $+m$ et $-m$ du réseau ont lieu à la même longueur d'onde, et seul un pic apparaît dans le spectre. Hors incidence normale, ce n'est plus le cas : deux plasmons de longueurs d'onde proches mais de direction de propagation différentes sont couplés (non représenté dans la figure 1.1).

Ces quelques éléments de couplage étaient bien connus d'Ebbesen [11]. Néanmoins, ceux-ci ne sont pas suffisants pour permettre d'expliquer toutes les observations expérimentales. Non seulement la haute intensité transmise n'est pas justifiée, mais la réponse est également dépendante de l'épaisseur du réseau. De plus, le spectre est identique, que le réseau soit éclairé depuis le quartz ou depuis l'air, alors que les plasmons à ces deux interfaces sont significativement différents.

Différentes théories ont été développées pour expliquer ces phénomènes. Nous les détaillerons dans la suite en distinguant le cas des réseaux 1D et 2D.

### 1.2.1.2 *Les filtres 1D*

Suite aux travaux d'Ebbesen [11], une première étude théorique a été menée concernant la transmission à travers un réseau de fentes [20] (voir figure 1.1). Le même phénomène résonant a été reproduit, ainsi qu'illustré dans la figure 1.2.

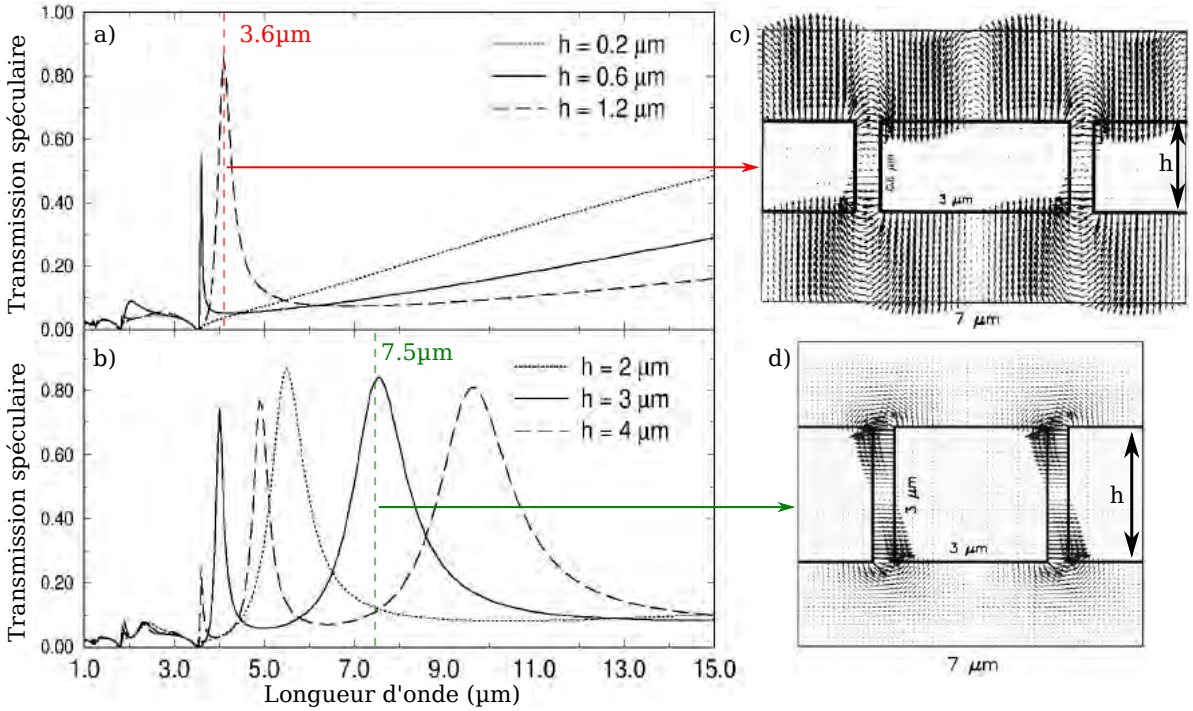



FIGURE 1.2 – Tiré de [20]. a,b) Spectres en transmission d'un réseau 1D en or dans le vide pour différentes hauteurs de réseau h. c,d) Champ $\vec{E}$ à la résonance sur deux périodes du réseau. La largeur des barres du réseau est de 3 µm et celle des ouvertures est de 0.5 µm. Le réseau est éclairé sous incidence normale par une onde plane polarisée TM depuis sa face supérieure.

Comme attendu au vu de l'étude préliminaire des résonances plasmoniques, le réseau ne présente de haute transmission que lorsqu'il est illuminé sous incidence TM. Lorsque les ouvertures sont suffisamment fines, le réseau se comporte comme une surface de métal homogène pour l'onde incidente de polarisation complémentaire TE [1] (« transverse électrique », champ électrique $\vec{E}_i$ orienté selon $y$ dans la figure 1.1).

Deux types de pics peuvent être observés. Pour les plus faibles épaisseurs de réseau ($h \leqslant 1.2\,\mu m$, voir figure 1.2a) des pics fins apparaissent à des longueurs d'onde voisines de la période ($\Lambda = 3.5\,\mu m$, voir figure 1.2a). Lorsque l'épaisseur du réseau augmente ($h \geqslant 2\,\mu m$, voir figure 1.2b) d'autres pics plus larges apparaissent à des longueurs d'ondes plus importantes.

L'extraction du champ $\vec{E}$ pour deux résonances caractéristiques permet de constater que les résonances peuvent être associées soit au couplage de plasmons de surface se propageant sur des faces opposées du réseau métallique (voir figure 1.2c), soit à une résonance localisée dans les fentes du réseau (voir figure 1.2d).

Il apparaît dans la figure 1.2c que deux plasmons sont couplés des deux cotés du réseau, bien que l'onde incidente n'impacte que la face supérieure du réseau. Les plasmons sur les deux faces du réseau

1. Le spectre en polarisation TE n'est pas donné dans l'article [20].

ont ici une même fréquence et une même quantité de mouvement. Le couplage de ces plasmons obéit aux règles introduites dans la partie 1.2.1.1, page 6. Par conséquent, ces résonances sont dépendantes de l'angle d'incidence sur le réseau (voir équation 1.3). Dans le cas où le réseau est déposé sur un substrat, la différence entre le vecteur d'onde des deux plasmons se traduit par une moins bonne efficacité de transmission.

La résonance associée au champ illustré dans la figure 1.2d apparaît à une longueur d'onde de 7.5 µm (voir figure 1.2b), ce qui ne peut être vérifié à partir de la condition de couplage de plasmons de surface (voir équation 1.3). De plus son origine physique n'est pas expliquée. Néanmoins, il est montré que le fort confinement spatial de cette résonance la rend largement indépendante de l'incidence sur le réseau.

Cette interprétation a été précisée dans des travaux ultérieurs [21] pour une structure similaire. Il y est mis en avant que les pics de transmission intense résultent essentiellement d'une résonance de type Fabry-Pérot ayant lieu dans les fentes du réseau ainsi que caractérisé par les oscillations verticales du champ $\vec{H}$ (voir figure 1.3a).

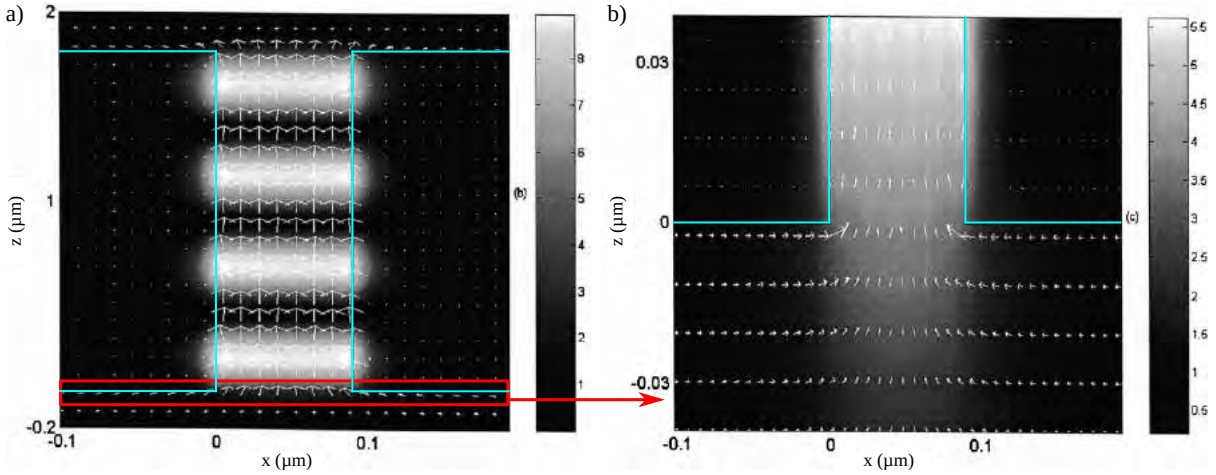



FIGURE 1.3 – Tiré de [21]. a) Amplitude du champ H au voisinage d'une fente du réseau extrait à la longueur d'onde d'une résonance plasmonique de type Fabry-Pérot. b) Zoom sur le bas d'une ouverture du réseau. Les flèches blanches indiquent la moyenne temporelle du vecteur de Poynting. La période du réseau est de 0.9 µm, son épaisseur est de 1.8 µm et la largeur des ouvertures est 90 nm. Le réseau est éclairé sous incidence normale par une onde plane polarisée TM ($\lambda = 1.183$ µm) depuis sa face inférieure.

Le mécanisme de couplage est associé à l'interaction de deux plasmons de surface cohérents mais de sens de propagation opposés au voisinage d'une ouverture de réseau (voir figure 1.3), dont le fort recouvrement avec un mode de la cavité leur permet de s'y coupler.

Un mode de la cavité est une solution particulière de l'équation de propagation du champ dans un milieu d'extension spatiale limitée. Ce confinement du champ induit une quantification des solutions. Le mode de plus grand vecteur d'onde est dit mode fondamental, les suivants sont dits mode excités. Dans le cas d'une fente du réseau telle qu'illustrée dans la figure 1.3a, le vecteur d'onde d'un mode est orienté selon z. Les conditions aux limites au niveau des parois de la fente conditionnent l'orientation des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ de ces modes et permettent de distinguer deux familles :

— lorsque le champ $\vec{H}$ d'un mode est tangent à la paroi du guide, on parle de mode TM, de façon similaire à la description de la polarisation d'une onde plane incidente (voir figure 1.1),

— lorsque le champ $\vec{E}$ d'un mode est tangent à la paroi du guide, on parle de mode TE.

On peut remarquer dans la figure 1.3a que le champ est homogène dans la direction x au sein de la cavité, et n'est pas localisé sur les parois de cette dernière. Le mode est en effet propagatif dans l'air et

non spécifiquement à l'interface métal/diélectrique comme les plasmons de surface. Ces modes guidés ne sont pas de nature plasmonique bien qu'ils résultent de la réflexion d'une onde sur des surfaces métalliques.

De plus, parce que le métal n'est pas parfait, il est montré que seul le mode TM fondamental est propagatif dans la cavité, et est à l'origine de ces résonances.

Il résulte de cette analyse théorique que le réseau est très sensible à la dimension des ouvertures, mais également à l'épaisseur du réseau. En particulier, la résonance Fabry-Pérot n'est observable que pour des réseaux suffisamment épais, ce qui concorde avec les résultats présentés dans la figure 1.2 [20].

Une démonstration expérimentale a été faite d'un réseau suspendu de diélectrique recouvert d'une couche d'or d'épaisseur supérieure à l'épaisseur de peau des plasmons [22].

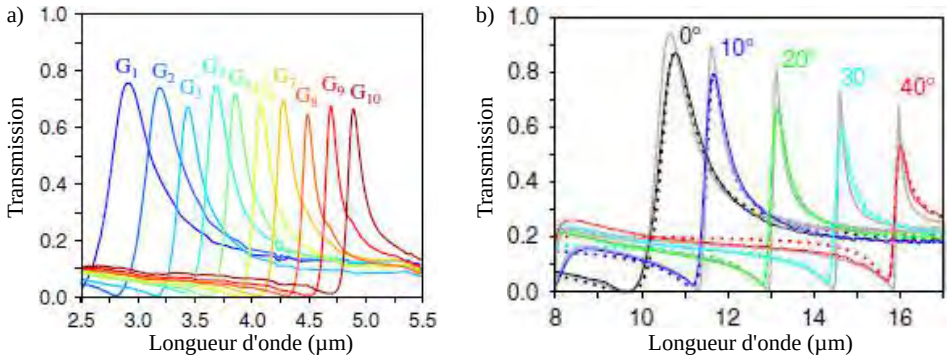



FIGURE 1.4 – Tiré de [22]. a) Spectres expérimentaux d'une mosaïque de filtres 1D suspendus. b) Étude de la tolérance angulaire d'un filtre. Les courbes colorées correspondent aux données expérimentales, les courbes grises continues correspondent à des données de simulation, et les traits en pointillés sont associés à un modèle décrit dans [22]. Les réseaux sont éclairés par un faisceau polarisé TM.

La figure 1.4a présente la transmission à travers les différents pixels de la matrice de filtres réalisée dans [22]. Il y apparaît que la transmission des filtres atteint près de 80%, et que la longueur d'onde de filtrage peut être régulièrement échantillonnée entre 2.5 et 5.5 µm par modification des paramètres géométriques latéraux des réseaux (période et largeur des ouvertures). La figure 1.4b présente l'évolution du spectre en transmission d'un filtre donné lorsque qu'augmente l'angle d'incidence. Pour ce filtre, une résonance de type Fabry-Pérot est à l'origine du pic de transmission sous incidence normale. La tolérance angulaire associée à ce filtre est de quelques degrés.

#### 1.2.1.3 *Les filtres 2D*

Une analyse comparative des cas de réseaux 1D et 2D a été menée dans [23]. Les conclusions tirées des études d'un réseau 1D [20, 21] y sont confirmées. L'extension de l'étude au cas 2D montre en revanche que seuls les plasmons de surface peuvent intervenir pour un réseau de trous. En effet, en 2D, il n'existe pas de mode propagatif dans les fentes du réseau, tous présentant une fréquence de coupure trop basse dans le domaine spectral étudié. Il en découle que la transmission des filtres 2D est bien moins sensible à la forme des ouvertures que les réseaux 1D exploitant une résonance de type Fabry-Pérot. En revanche, leur tolérance angulaire ne pourra pas être aussi grande.

Le rôle crucial de l'état de surface des faces d'entrée et de sortie du réseau par rapport à celui des ouvertures a été mis en avant expérimentalement, confirmant cette analyse [24]. Un modèle théorique simplifié est mis en place dans [25] et comparé à des données expérimentales. Pour ces deux démonstrations expérimentales, la transmission du filtre reste inférieure à 50%.

Enfin, une étude complète des structures 1D et 2D par une méthode de simulation rigoureuse [26] a permis de démontrer sans ambiguïté les résultats présentés dans les publications précédentes. Dans [27]

est proposée une expression analytique de l'indice effectif complexe des modes principaux entrant en jeu dans le fonctionnement des filtres plasmoniques 1D et 2D.

Un dernier type de géométrie est introduit dans [28]. Il est avancé qu'une transmission plus élevée pourrait être obtenue par rapport à un réseau 2D constitué d'ouverture annulaires.

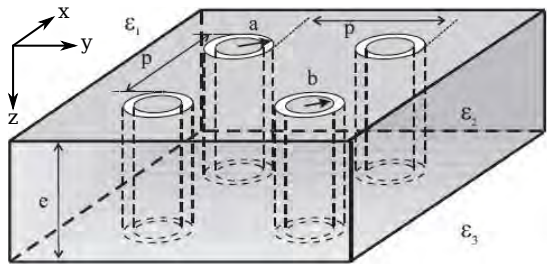



FIGURE 1.5 – Tiré de [28]. Structure d'un réseau annulaire.

Un guide annulaire en métal parfait (voir figure 1.5) supporte en effet des modes TE ($E_z = 0$) et TM ($H_z = 0$), mais également des modes TEM ($H_z = E_z = 0$), dont la norme du vecteur d'onde est indépendante du diamètre du guide, et ne présentant pas de fréquence de coupure.

Cela signifie qu'un filtre exploitant la résonance d'un mode TEM présenterait des résonances de type Fabry-Pérot de haute transmission et de grande tolérance angulaire, indépendamment de l'épaisseur du réseau, et sans pour autant présenter une trop grande sensibilité aux dimensions des ouvertures. Une première modélisation avec un réseau métallique parfait a permis de faire apparaître des résonances de transmission élevée, mais sans pouvoir en expliquer l'origine. Néanmoins, une étude théorique plus approfondie [29] a permis d'affirmer que le mode TEM fondamental n'est pas responsable des pics de transmission élevée, mais que ceux-ci résultent de l'excitation d'un mode TE. Le mode TEM ne peut en effet être couplé par une onde polarisée rectilignement. Un faisceau de Bessel pourrait permettre de l'exciter. Néanmoins, le mécanisme de couplage du mode TE par les plasmons de surface produit bien des résonances localisées de type Fabry-Pérot, de façon similaire à un réseau 1D [21]. Le comportement global du filtre est insensible à la polarisation.

Ces résultats théoriques ont été confirmés expérimentalement [30] pour un filtre fonctionnant dans le proche infrarouge. La transmission maximale du filtre caractérisé est proche de 80%. Une seconde publication expérimentale dans le moyen infrarouge a permis l'étude de l'indépendance à la polarisation pour ce type de filtre sous incidence oblique [31]. L'étude de la tolérance angulaire d'un filtre coaxial [31] est présentée dans la figure 1.6.

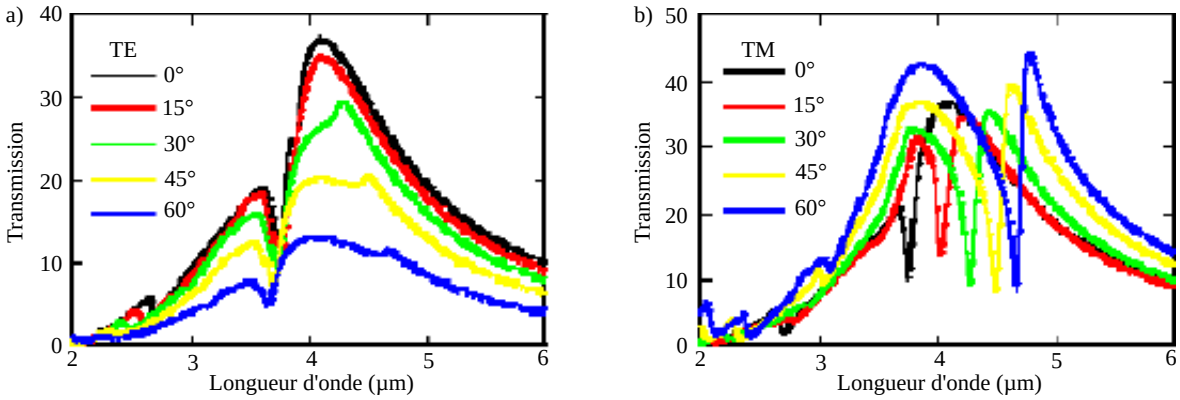



FIGURE 1.6 – Tiré de [31]. Spectres expérimentaux d'un réseau annulaire obtenu pour différents angles sous une incidence a) TE et b) TM.

La figure 1.6a présente la réponse du filtre sous incidence TE. Il y apparaît que la longueur d'onde de la résonance issue du couplage du mode TE de la cavité varie peu, y compris jusqu'à 60°. En revanche la transmission du pic chute lorsque l'angle d'incidence augmente. Sous incidence normale, la transmission maximale est de l'ordre de 40%. La réponse du filtre sous incidence TM est présentée dans la figure 1.6b. On constate que la transmission du pic de résonance le plus large est dégradée par une autre résonance issue d'un couplage de plasmons de surface, bien moins tolérant angulairement. La période du filtre pourrait être modifiée afin de décaler cette résonance.

Une dernière géométrie de filtre annulaire pour lequel l'ouverture est carrée et non circulaire est proposée [32]. Le fonctionnement est identique à ceux des filtres de forme circulaire. La tolérance angulaire de ce filtre est également très grande. De plus, le filtre reste indépendant à la polarisation, y compris lorsque l'angle d'incidence varie.

#### 1.2.1.4 *Empilements de réseaux plasmoniques*

Afin d'étendre les propriétés spectrales des filtres plasmoniques étudiés jusqu'à présent, des empilements de membranes plasmoniques ont également été étudiés.

Dans une première démonstration expérimentale, deux réseaux 2D ont été placé en vis-à-vis [33], et l'impact de la distance entre ces réseaux et de leur décalage a été étudié dans le domaine THz. Parce que le réseau est 2D, seuls les plasmons de surfaces interviennent dans le fonctionnement du dispositif. Il est avancé que, lorsque les deux membranes sont éloignées d'une distance supérieure à la distance d'atténuation des plasmons de surface dans l'air (approximativement égale à la longueur d'onde du rayonnement incident) les membranes sont découplées. La réponse du filtre peut être envisagée comme une superposition de la réponse des deux filtres individuels et de l'effet Fabry-Pérot induit par la formation d'une cavité résonante dans la plage de réjection des deux filtres. La structure est insensible au décalage entre les deux membranes. Au contraire, lorsque les deux membranes sont proches, la réponse du filtre est significativement modifiée. Les plasmons de surface sont en effet couplés entre eux. Suivant le décalage entre les réseaux, l'interférence entre les plasmons est destructive ou constructive, d'où une forte modification du pic de transmission par rapport à la couche simple.

Des études similaires sont réalisées avec un empilement de réseaux 1D, mais dans le domaine du proche [19] et du moyen infrarouge [34]. Si l'article [19] est purement théorique, dans l'étude [34] des mesures expérimentales sont appuyées par des résultats de simulation. Les conclusions de ces études sont proches de celles de l'étude des filtres 2D empilés [33] données dans le paragraphe précédent.

Dans [19], il est observé que les plasmons de surface sur les faces en vis-à-vis des réseaux se propagent dans des sens opposées, d'où l'origine de la formation d'une onde stationnaire. Cette interprétation est confirmée par d'autres études [35, 36]. Il a notamment été montré expérimentalement que l'exploitation de cette forte localisation de la résonance pour deux réseaux plasmoniques 1D séparés par une couche de diélectrique permettait de réaliser des filtres pixellisés accordables en transmission dans le visible [37]. Ceci est illustré dans la figure 1.7.

La figure 1.7a présente la structure d'une matrice de filtres pixellisés utilisant 2 réseaux 1D empilés. Dans la figure 1.7b est donné le spectre expérimental de trois filtres de 10 µm de côté. On y observe le fait que seule la réponse sous incidence TM permet d'obtenir des pics de résonance. Il est possible d'en déduire que l'empilement de deux réseaux 2D (qui n'exploitent également que des plasmons de surface) devrait permettre d'obtenir des filtres pixellisés indépendants à la polarisation. La figure 1.7c illustre le champ dans une barre du réseau à un maximum de transmission. Les flèches rouges indiquant la distribution du champ électrique permettent de mettre en avant la formation d'un mode localisé par interaction de plasmons se propageant dans des directions opposées sur les deux faces des réseaux [19, 35, 36]. Bien que les filtres présentent une efficacité assez faible, voisine de 50% (voir figure

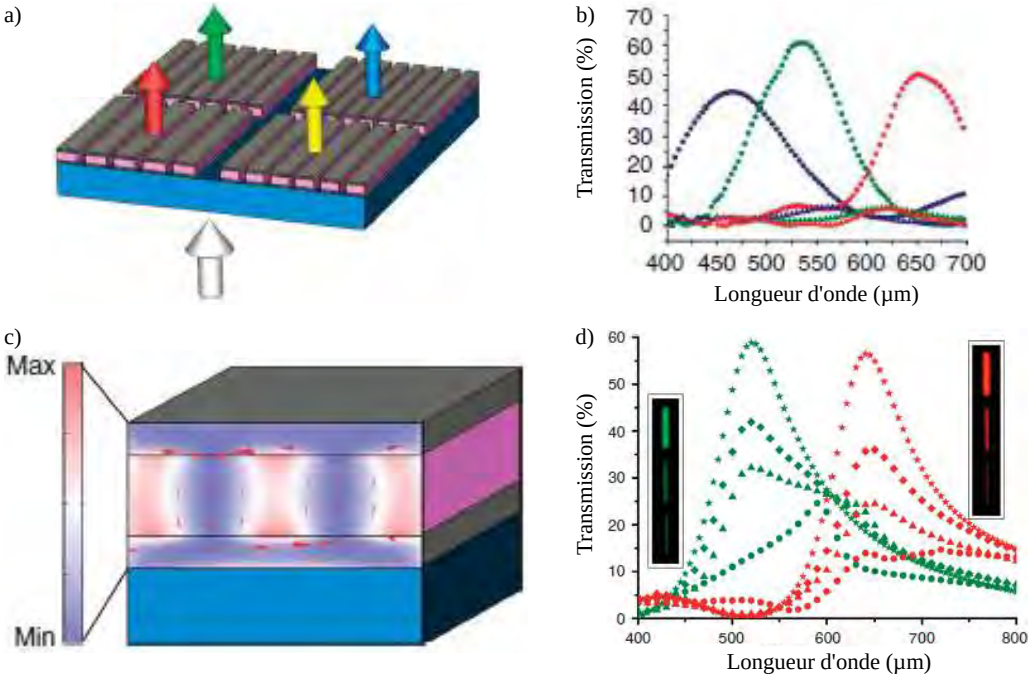



FIGURE 1.7 – Tiré de [37]. a) Schéma d'une matrice de filtres pixellisés. b) Spectres en transmission expérimentaux de trois pixels carrés de 10 µm de côté. Les marqueurs ronds et triangulaires donnent respectivement la réponse du filtre sous illumination TM et TE. c) Vue en coupe au niveau d'un créneau du réseau de l'intensité du champ magnétique, et de la distribution du champ électrique vectoriel (flèches rouges) à la longueur d'onde de résonance du filtre rouge (650 nm). d) Spectre en transmission théorique du filtre vert et du filtre rouge dont le nombre de fentes du réseau est de 2 (ronds), 4 (triangles) et 6 (losanges). La réponse du réseau infini est donnée par les marqueurs en forme d'étoile.

1.7b), le fonctionnement sur une très faible extension spatiale de ces filtres, permis par la localisation de la résonance, est très intéressant, ainsi qu'illustré par la figure 1.7d.

Dans [34], il a été observé que, pour certaines valeurs de décalage entre les réseaux, la réjection est significativement améliorée lorsque deux réseaux sont utilisés. Cet effet, dit d'extinction optique extraordinaire (EOE) par opposition à la transmission optique extraordinaire (EOT) [11], a été expliqué analytiquement [38] par la suite. Il a ainsi été associé à un phénomène d'interférence entre des modes propagatifs et évanescents dans la cavité formée par les deux réseaux. La figure 1.8 permet d'illustrer cet effet. Le spectre d'un filtre 1D simple (courbe en tirets rouges, figure 1.8) présente ainsi un unique minimum de transmission au voisinage de 8 µm qui est dû à la résonance plasmonique. Lorsque deux réseaux de ce type sont mis en vis-à-vis, et que leur écartement est faible ($G < d/2$), la réjection aux longueurs d'ondes supérieures au pic de transmission est considérablement améliorée, grâce à un minimum de transmission au voisinage de 11 µm (courbe en tirets verts, figure 1.8). Lorsque l'espacement entre ces réseaux augmente un pic de résonance Fabry-Pérot apparaît à environ 11.5 µm (courbe bleue, figure 1.8).

Ainsi, le phénomène d'EOE apparaît seulement lorsque l'écart entre les réseaux est faible et que ceux-ci sont fortement couplés. L'inconvénient est que, dans cette configuration, de tels filtres sont très sensibles au décalage entre les réseaux [19, 33]. Une démonstration expérimentale d'un filtre à forte réjection a été effectuée [39], et a permis de confirmer l'apparition de pics d'EOE.

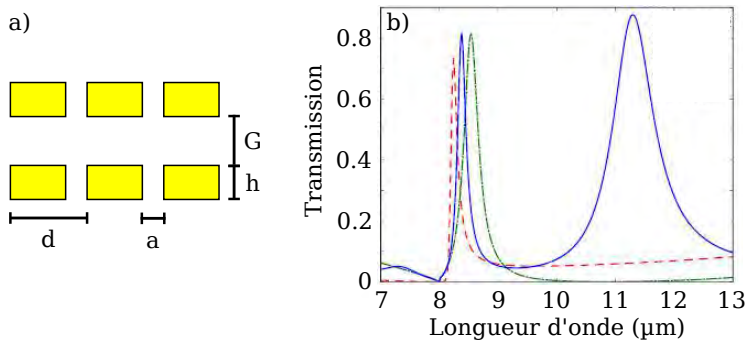



FIGURE 1.8 – Tiré de [38]. Mise en évidence théorique du phénomène d'extinction optique extraordinaire. a) Schéma d'un empilement de deux réseaux métalliques 1D. b) La courbe en tiret rouges donne le spectre du réseau simple. Les courbes verte et bleue donnent le spectre de l'empilement pour différentes valeurs du gap G, respectivement $G = 2\,\mu m < d/2$ (courbe verte) et $G = 6\,\mu m > d/2$ (courbe bleue). Les paramètres commun des structures sont : $d = 8\,\mu m$, $a = 2.7\,\mu m$, et $h = 1.3\,\mu m$.

#### 1.2.1.5 *Bilan*

En conclusion, nous avons illustré la capacité des structures plasmoniques à permettre l'obtention de filtres en transmission. Le principe de fonctionnement de ces filtres est très dépendant de leur géométrie.

Parmi les filtres ne présentant qu'un seul réseau, ceux exploitant une résonance de type Fabry-Pérot dans les ouvertures du réseau donnent des filtres tolérants angulairement (>15°), et donc en théorie efficaces y compris sur de faibles extensions spatiales, mais sensibles aux erreurs de fabrication, ce qui est un point critique étant donné la très faible dimension de ces ouvertures, typiquement inférieure à 100 nm. Au contraire, les filtres exploitant des résonances de plasmons sur les faces d'entrée et de sortie du réseau sont moins sensibles aux erreurs de fabrication, mais présentent une faible tolérance angulaire. Pour ces deux structures, la longueur d'onde de résonance des filtres peut être ajustée par une simple modification latérales des structurations. Par ailleurs, toutes les réalisations expérimentales ont en commun une très faible capacité de réjection.

Cette dernière peut être améliorée en utilisant un second réseau. Cela permet également d'obtenir un fonctionnement résonant fortement localisé, et donc l'implémentation de filtres à l'échelle du pixel. La fabrication de ces réseaux est néanmoins bien plus complexe.

Si la transmission maximale varie fortement suivant les différentes démonstrations expérimentales, il apparaît que des filtres de transmission supérieure à 80% peuvent être réalisés. La transmission maximale de telles structures est intrinsèquement limitée par l'absorption des métaux, associée à une perte d'énergie des plasmons lors de leur propagation.

Pour ces raisons, et bien que ces structures présentent des caractéristiques intéressantes pour la pixellisation, du point de vue de la localisation de la résonance, de l'accordabilité et de la simplicité de la structure, nous ne chercherons pas à en poursuivre le développement.

### 1.2.2 *Les « frequency selective surfaces »*

Les « frequency selective surfaces » (FSS) consistent en des motifs plus ou moins complexes structurés périodiquement dans une couche métallique déposée sur un substrat diélectrique. Contrairement aux filtres plasmoniques, la couche métallique n'est pas toujours continue, et est généralement très fine, inférieure à la centaine de nanomètres. De telles structures étaient initialement utilisées comme antennes dans le domaine des micro-ondes où les métaux peuvent êtres considérés comme non absorbants et n'ont été que plus tardivement appliquées au filtrage optique dans le visible et l'infrarouge.

Ainsi, bien que leur fonctionnement repose également sur une interaction entre le rayonnement incident et des plasmons se propageant à la surface des motifs métalliques, leur comportement est plus couramment discuté en termes de circuits électriques équivalents que de couplages résonants. C'est la raison pour laquelle je distingue les filtres plasmoniques évoqués dans la partie 1.2.1 des FSSs, ce qui n'est pas toujours le cas dans la littérature.

Les premières démonstrations de concept sont expérimentales et ne présentent pas d'optimisation numérique. Soit les relations analytiques utilisées pour les concevoir sont issues de l'étude des dipôles électriques [40,41], soit elles sont directement dérivées de l'étude de systèmes micro-onde et leur échelle est diminuée afin d'entrer en résonance à de plus faibles longueurs d'ondes [42]. Les performances de ces structures, lorsqu'elles sont appliquées au filtrage passe-bande en transmission [43] ou réflexion [41,42,44] sont donc limitées.

L'amélioration des méthodes de simulation en intégrant des calculs par éléments finis permet d'illustrer des structures de filtres passe-bande avec des efficacité proche de 100% et démontre l'importance de la prise en compte de l'absorption des métaux dans le domaine infrarouge [45]. Une démonstration expérimentale ultérieure permet d'illustrer la bonne adéquation entre expérience et modélisation des structures par éléments finis [46]. Néanmoins, les performances mesurées pour ces filtres sont toujours faibles.

Dans l'article [47], un empilement de FSS est étudié théoriquement dans le but de réaliser un filtre réjecteur de bande dans le moyen infrarouge. La tolérance angulaire de ce dispositif peut être estimée à 50°.

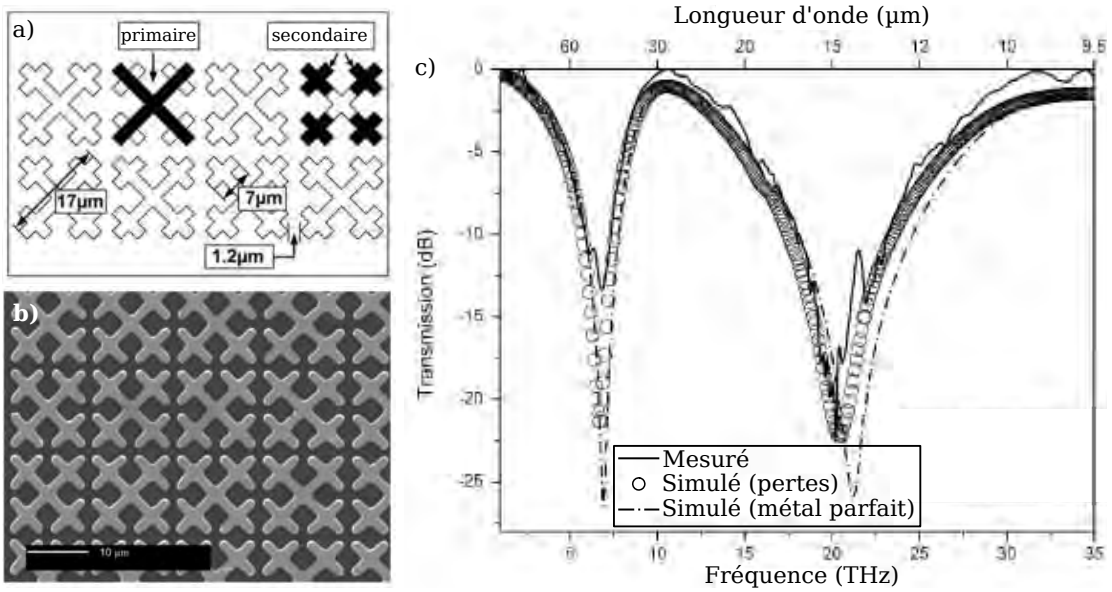



FIGURE 1.9 – Tiré de [48]. a) Illustration des antennes du réseau, avec indication des dimensions. b) Image MEB du réseau fabriqué. Les antennes sont en aluminium et le substrat est en polyimide. c) Comparaison entre les mesures expérimentales (trait continu), et la transmission du filtre cible calculée théoriquement en tenant compte de l'absorption du métal (marqueurs) ou en considérant le métal comme parfaitement conducteur (tirets).

Des filtres multi-bandes dans le très lointain infrarouge sont également réalisés [48]. Leur structure est plus complexe que les réalisations précédentes. Cela résulte du fait qu'une approche fractale est utilisée pour leur conception : un même élément simple est répété à différentes échelles (voir figure 1.9a) afin d'obtenir une réponse multi-résonante. Le réseau est fabriqué en structurant une membrane d'aluminium de 75 nm d'épaisseur déposée sur un substrat de polyimide (voir figure 1.9b). La caractérisation expérimentale permet de constater que l'adéquation entre simulation expérimentale est très

bonne (voir figure 1.9c). La réponse du filtre est calculée théoriquement par un code de calcul adapté de la méthode des moments [49, 50]. Cette méthode mathématique a été adaptée spécifiquement à la résolution des équations de Maxwell pour les problèmes liés aux antennes et à la diffusion électromagnétique d'objets [51].

Dans le même article [48], une structure est entièrement conçue en utilisant un algorithme génétique. Ainsi, contrairement aux cas précédents, la structure est optimisée numériquement avant d'être fabriquée, l'objectif étant de s'affranchir de l'analyse physique nécessaire pour réaliser les filtres, ainsi que des contraintes d'optimisation géométrique des structures fractales. L'algorithme est configuré de sorte à limiter la complexité des motifs de façon à pouvoir les fabriquer ensuite.

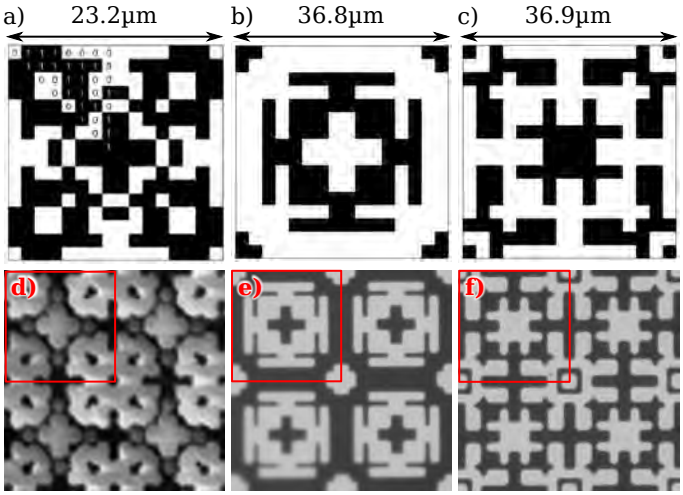



FIGURE 1.10 – Tiré de [48]. a,b,c) Illustration des motifs à structurer. Les carrés noirs sont associés à une zone métallisée. d,e,f) Images des réseaux fabriqués correspondant respectivement aux illustrations a), b) et c).

Les figures 1.10a, 1.10b et 1.10c illustrent certaines des structures produites par l'algorithme. La période des motifs est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des résonances. Les réalisations expérimentales associées sont données dans les figures 1.10d, 1.10e et 1.10f. Ces structures sont également caractérisées optiquement, et l'accord entre simulation et expérience est équivalent à celui présenté dans la figure 1.9c. On peut penser que l'adaptation de telles structures dans le moyen infrarouge, soit pour des longueurs d'ondes 5 à 10 fois plus faibles serait très difficile à implémenter technologiquement (taille des motifs élémentaires carrés de l'ordre de 300 nm).

Des travaux plus récents utilisant également une optimisation algorithmique sur des structures plus simples ciblent directement les applications de filtrage en transmission dans le MIR [52]. Si la transmission atteint 60%, il n'y a pas de bande de réjection efficace, de la même façon que pour les filtres plasmoniques (voir partie 1.2.1, page 6).

Enfin, une méthode de dessin totalement différente a été abordée [53]. L'optimisation algorithmique ne vise plus à faire correspondre directement la réponse en transmission d'une structure donnée avec une réponse théorique cible (voir figure 1.11a) comme ce qui a été fait dans l'article [48], mais à lui faire suivre un profil de permittivité et et de perméabilité particulier (voir figure 1.11b) permettant, lui, d'atteindre une réponse particulière (voir figure 1.11a). En théorie, la prise en compte de l'absorption du métal à cette étape peut permettre de s'affranchir des pertes et d'obtenir des transmissions de l'ordre de 100%. Pour réaliser cette fonction, une membrane suspendue constituée d'un empilement de deux FSS identiques séparées d'une couche homogène de diélectrique est optimisée à l'aide d'un algorithme génétique (voir figure 1.11c).

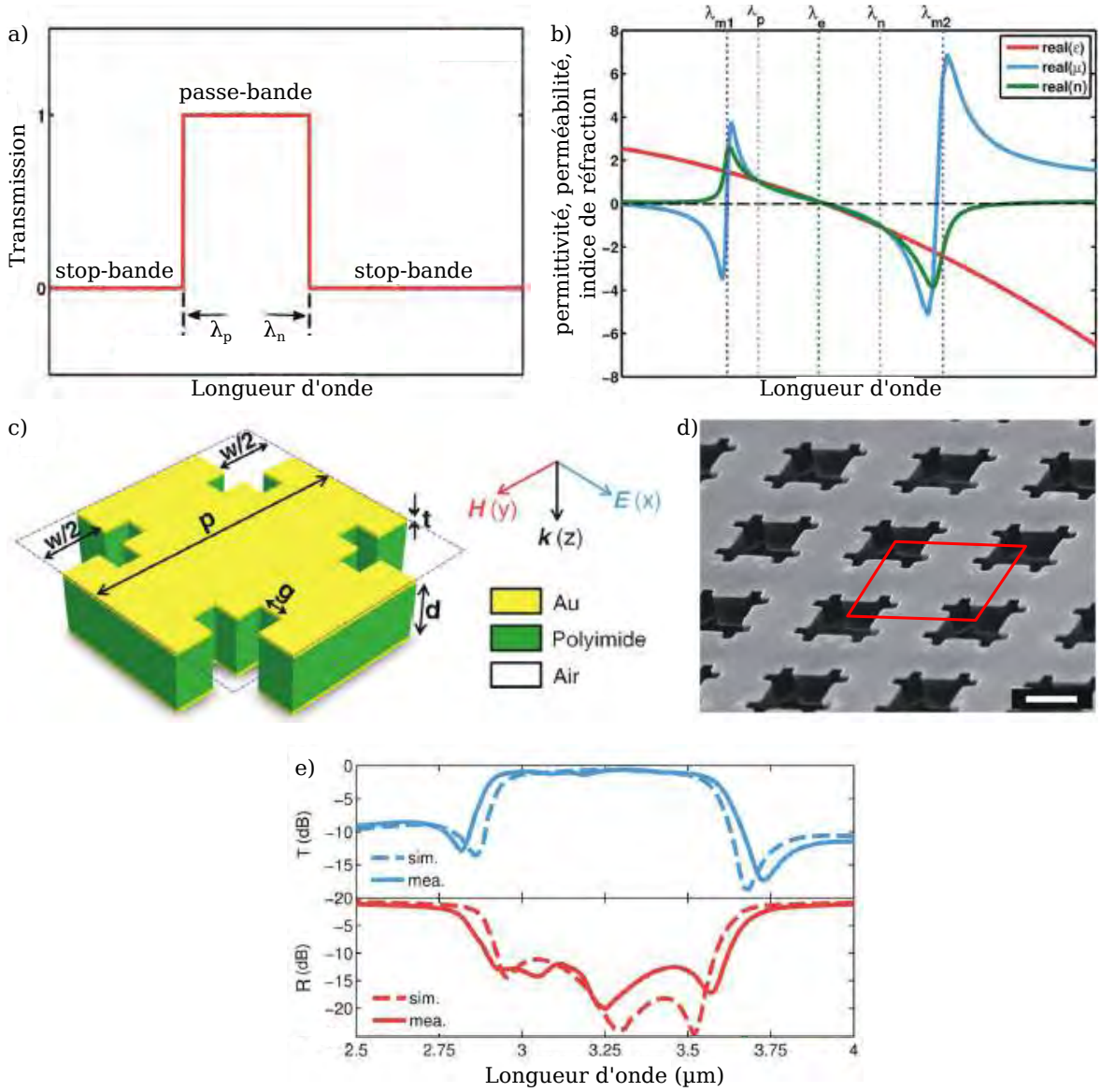



FIGURE 1.11 – Tiré de [53]. a) Réponse théorique idéale du filtre passe-bande. b) Parties réelles de la permittivité $\epsilon$ (courbe rouge), de la perméabilité $\mu$ (courbe bleue) et de l'indice de réfraction $n$ (courbe verte) de la FSS associée à la réponse idéale du filtre passe-bande. c) Motif élémentaire du filtre constitué de deux couches d'or séparées d'un diélectrique. d) Image MEB de la structure fabriquée. e) Comparaison des réponses expérimentales (courbes en traits pleins) et théoriques (courbes en tirets) du filtre en réflexion et transmission. Les paramètres de la structure sont : $p = 2113\,\text{nm}$, $w = 990\,\text{nm}$, $g = 198\,\text{nm}$, $t = 30\,\text{nm}$ et $d = 450\,\text{nm}$.

La structure du motif élémentaire de cette FSS est plus simple que celles illustrées dans la figure 1.10, et leur période est bien plus faible, de l'ordre de 2 µm. Le motif fabriqué est très proche du motif cible (voir figure 1.11d). Les réponses théoriques et expérimentales de ce filtre sont comparées dans la figure 1.11e. La bande passante du filtre s'étend sur environ 500 nm. La transmission moyenne y est de 80%, avec une variation d'amplitude maximum de 11%. La transmission dans la bande de réjection à droite du pic de transmission est inférieure à 8%, tandis qu'elle est inférieure à 12% aux plus grandes longueurs d'onde.

En conclusion, les performances théoriques des FSSs ne semblent pas limitées. *A priori*, même l'absorption du métal dans le MIR pourrait être compensée. Pour d'autres applications, telles que le blin-

dage électromagnétique, des FSSs ont même été développées sur des substrats flexibles [54]. Leur versatilité n'est pourtant pas infinie. Les applications au filtrage dans les domaines du visible et de l'infrarouge de telles structures restent en effet très minoritaires par rapport au volume des publications sur le sujet.

Par ailleurs, on peut constater que l'évolution des FSSs est très largement liée à celle des méthodes de conception et de simulation utilisées. L'accroissement d'efficacité des structures passe par l'utilisation de moyens de conception numérique de plus en plus lourds. On peut donc penser que l'amélioration des performances de filtrage des FSSs nécessiterait essentiellement d'introduire encore plus de complexité dans les structures des FSSs. Ultimement, les possibilités de ces structures pourraient être limitées par les capacités de fabrication et les tolérances de fabrication des filtres.

### 1.2.3 *Les métasurfaces*

Lorsque la couche structurée n'est plus constituée de la répétition périodique d'un même motif, on emploie le terme encore plus général de métasurface.

Les métasurfaces sont utilisées pour des applications très variées telles que la fabrication de lames quart d'onde [55], le contrôle de la direction de réfraction d'une onde [56], y compris hors du plan d'incidence [57], la mise en forme de faisceau par des lentilles [56,58] et axicon [58] plans, la réalisation d'un interrupteur optique [59] ou l'holographie [60] et bien d'autres applications [61–63].

Nous présenterons successivement dans cette partie le principe de fonctionnement de ces structures ainsi que certaines méthodes de dessin que nous illustrerons ensuite par l'exemple simple d'une métasurface permettant d'effectuer une réfraction anormale. Enfin, nous étudierons l'applicabilité des métasurfaces au filtrage dans l'infrarouge.

#### 1.2.3.1 *Principe de fonctionnement et conception*

Ici, la structure n'est pas considérée comme une couche métallique homogène périodiquement perturbée par des nanostructurations, mais plutôt comme un ensemble d'objets quasiment indépendants modifiant localement la phase ou l'amplitude du rayonnement incident [64]. Ce caractère intrinsèquement spatialisé est très intéressant pour les applications pixellisées.

La couche métallique structurée est usuellement considérée comme une simple interface car son épaisseur est bien inférieure à la longueur d'onde. Des conditions aux limites particulières, dites « Generalized Sheet Transition Conditions » (GSTC), peuvent être dérivées rigoureusement [65,66] afin de le justifier.

L'étude des métasurfaces peut généralement être associée à la généralisation des lois de la réfraction [67] lorsque l'interface entre deux milieux dans lesquels se propage une onde électromagnétique n'est pas homogène et introduit une modification de la phase de l'onde. Ceci peut être exprimé par l'équation 1.4 [57].

$$\begin{cases} k_{t,x} = & k_{i,x} + \frac{d\phi}{dx} \\ k_{t,y} = & k_{i,y} + \frac{d\phi}{dy} \end{cases} \tag{1.4}$$

Les termes $\frac{d\phi}{dx}$ et $\frac{d\phi}{dy}$ sont rendus non nuls par l'introduction d'éléments diffractants à la frontière entre les deux milieux homogènes.

La conception générale d'une telle métasurface se fait de la façon suivante [68] :

i détermination de la fonction de transfert mathématique de la surface permettant d'obtenir la transformation du champ incident souhaitée. Cette fonction est exprimée en fonction des dimensions latérales de la métasurface.

ii choix des particules diffractantes réalisant la fonction de transfert souhaitée en chaque point du réseau,

iii discrétisation de la fonction en un réseau 2D et répartition des éléments diffractants,

iv optimisation de la structure globale pour tenir compte des interactions entre les différents éléments.

Plusieurs formalismes sont utilisés pour décrire la transformation entre le champ incident et le champ diffracté. La transformation du champ peut, par exemple, être exprimée en termes de susceptibilité de la métasurface [68,69], par une variation de vecteur d'onde tangent [70], ou bien en termes de phase et d'amplitude [60]. D'autres méthodes peuvent exister. Indépendamment du formalisme choisi, l'important est que la structure des particules diffractantes considérées permette de couvrir l'ensemble du domaine nécessaire à la transformation. Une étude paramétrique est usuellement conduite afin de s'en assurer et d'extraire les géométries pertinentes. En théorie, n'importe quel profil peut être réalisé avec ces méthodes.

#### 1.2.3.2 *Un exemple extrait de la littérature : la réfraction négative*

L'un des cas d'application les plus simples est celui présenté dans l'article [67]. Dans cet exemple, l'objectif est de réaliser une métasurface permettant de transmettre une onde plane monochromatique ($\lambda = 8\,\mu m$ dans l'air) depuis le silicium vers l'air, avec un angle de réfraction anormal, si possible négatif. Dans ce cas de figure, la généralisation de la loi de Snell-Descartes (voir équation 1.4) peut être exprimée plus simplement par la relation 1.5.

$$\sin(\theta_t) - \sin(\theta_i) n_{Si} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\phi}{dx} \tag{1.5}$$

Pour avoir un angle de réflexion anormal, il suffit alors de vérifier $\frac{d\phi}{dx} =$ constante, soit une phase évoluant linéairement le long de l'interface entre milieux homogènes. Cette étape est la première de conception de la métasurface. Pour une transformation aussi simple du champ, la fonction de phase dans le plan de la métasurface a pu être exprimée analytiquement (voir équation 1.5). La phase et l'amplitude diffractées sont utilisées comme variables pour caractériser cette transformation.

La seconde étape de dessin consiste à choisir un motif de diffraction et d'en caractériser la phase et l'amplitude à la réfraction. Le motif diffractant retenu dans [67] pour réaliser cette fonction est une nano-antenne en or en forme de « V ». Lorsqu'une onde propagative électromagnétique est incidente sur une telle antenne, elle s'y couple, et l'énergie électromagnétique est convertie en plasmons de surface qui oscillent périodiquement le long de la surface de cet élément. L'oscillation de ces plasmons génère à son retour un rayonnement électromagnétique. L'amplitude et le déphasage de l'onde réémise par un tel élément sont modifiés en ajustant la longueur $h$ de ses branches ainsi que leur angle d'ouverture $\Delta$. Ceci est illustré dans l'image 1.12.

Parce que les antennes sont de géométrie très simple, les cartographies 1.12a et 1.12b sont calculées analytiquement. L'amplitude de l'onde diffractée par les différentes antennes doit être constante afin que l'onde résultant de leur superposition soit une onde plane (voir figure 1.12a). Par ailleurs, afin de vérifier $\frac{d\phi}{dx} =$ constante, il suffit de trouver différentes géométries d'antennes couvrant un domaine de $2\pi$ (voir figure 1.12b). Le motif élémentaire formé sera ensuite répété périodiquement.

Le maillage choisi pour former la métasurface ($3^{ème}$ étape de dessin) est fait de sorte que le déphasage incrémental introduit entre les différentes géométries d'antennes soit de $\pi/4$, soit un déphasage total

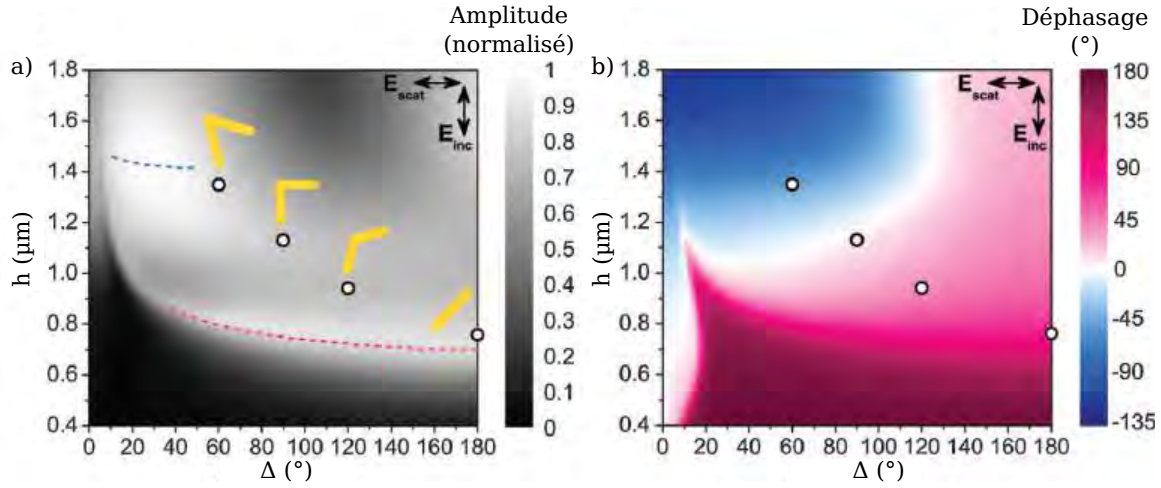



FIGURE 1.12 – Tiré de [67]. Cartographies a) de l'amplitude et b) du déphasage de l'onde réfractée de polarisation orthogonale à l'onde plane monochromatique ($\lambda = 8\,\mu m$) incidente, lorsque l'incidence est normale. Les disques blancs indiquent les différents point des fonctionnement des antennes retenus. Les géométries associés sont représentées dans la figure a). Les lignes en pointillés bleus et rouges correspondent respectivement au pic de résonance du mode symétrique et anti-symétrique de l'antenne.

de $\pi$ (voir figure 1.12b). Pour obtenir un déphasage total de $2\pi$, il suffit ensuite de considérer les symétriques de ces antennes (voir [67] pour plus de détail). D'autres découpages pourraient être choisis. En particulier, il n'est pas nécessaire que les motifs soient régulièrement espacés, tant que le gradient de phase est constant. De manière générale, l'espacement entre les antennes doit être inférieur à la longueur d'onde de façon à éviter la diffraction hors de l'ordre spéculaire, mais il ne peut pas être trop faible, sans quoi le couplage en champ proche entre les différentes antennes perturberait la réponse du système global.

Le comportement individuel des différentes antennes est ensuite simulé par FDTD (« Finite-difference time-domain method »). La figure 1.13a présente les différentes géométries d'antennes retenues et la figure 1.13b donne le champ diffracté associé.

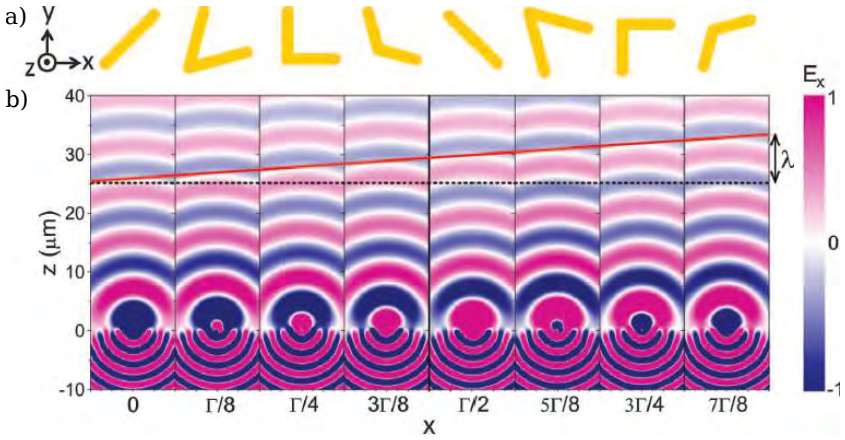



FIGURE 1.13 – Tiré de [67]. a) Géométries des nano-antennes diffractantes. b) Champ diffracté par les différentes antennes présentées dans la figure a), en considérant une onde plane polarisée selon y incidente depuis le silicium ($z < 0$). L'espacement entre les antennes est de $\Gamma/8$ où $\Gamma$ est la période du motif élémentaire formé des 8 antennes couvrant un domaine de déphasage de $2\pi$.

La figure 1.13b permet de constater que l'amplitude des ondes diffractées par les différentes antennes est presque égale et que leur alignement permet bien d'obtenir une évolution linéaire du déphasage sur une plage de $2\pi$. Dans cet article [67], il n'est pas fait d'optimisation supplémentaire sur la maille

élémentaire (4ème étape de dessin) afin d'ajuster finement les paramètres géométriques de ces antennes et d'évaluer l'impact de leur couplage mutuel.

On déduit de la relation 1.5 que l'angle de réfraction anormal peut être exprimé par la relation 1.6.

$$\theta_{t,anormal} = \arcsin(n_{Si}\sin(\theta_i) - \lambda/\Gamma) \tag{1.6}$$

Cet angle dépend à la foi de la longueur d'onde du rayonnement incident, ainsi que de la période des motifs. La figure 1.14 présente les résultats de caractérisation expérimentaux pour une métasurface de période 15 µm.

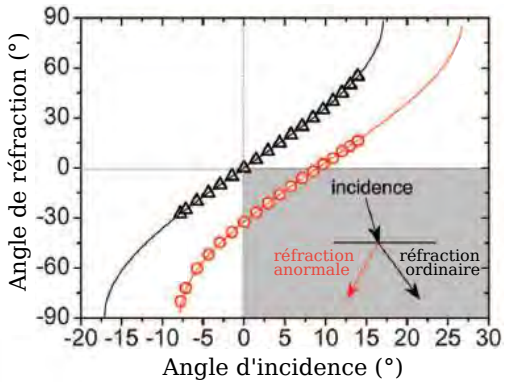



FIGURE 1.14 – Tiré de [67]. Angle de réfraction en fonction de l'angle d'incidence pour la réfraction ordinaire (courbe et triangles noires) et anormale (courbe et ronds oranges). Les courbes sont calculées théoriquement à partir de la loi de Snell-Descartes généralisée (voir équations 1.5 et 1.6), tandis que les symboles sont extraits de mesures expérimentales. La zone grisée correspond à la région de réfraction négative, ainsi qu'illustré par le schéma en encart. La période $\Gamma$ du motif élémentaire est de 15 µm.

Il apparaît que les résultats expérimentaux et théoriques sont en bon accord. Pour des angles d'incidence compris entre 0 et 9°, la métasurface produit bien une réfraction négative. Sous incidence normale, le ratio d'intensité entre les ondes transmises ordinaire et anormale est d'environ 0.32. Cette efficacité n'est pas très élevée, mais elle augmente avec la densité des antennes et avec l'angle d'incidence, et peut atteindre 0.97 [67]. Cet effet est attribué au fait que les résonateurs utilisés modifient la phase de façon ponctuelle et non continue. Ceci a pour conséquence que toute l'énergie de l'onde incidente n'est pas transmise dans l'onde réfractée anormalement, et qu'une onde ordinaire est toujours présente.

#### 1.2.3.3 *Les métasurfaces appliquées au filtrage*

La méthode de conception des métasurfaces, ainsi qu'illustrée dans la partie 1.2.3.1, page 18, ne permet d'optimiser une structure que pour une longueur d'onde fixe. Ces objets ont donc un comportement monochromatique. Une démonstration récente a toutefois permis, en empilant plusieurs métasurfaces, de réaliser un lentille focalisante achromatique fonctionnant dans le visible et le moyen-infrarouge [71].

Pour des applications de filtrage la problématique est autre. On cherche précisément à avoir des métasurfaces très fortement achromatiques. Certaines études font ainsi état de métasurfaces polychromatiques. La métasurface est alors optimisée pour opérer à plusieurs longueurs d'onde discrètes [72,73]. Toutefois, cela ne concerne que quelques longueurs d'ondes, au-delà de quoi la conception devient trop complexe.

Obtenir de telles métasurfaces reposerait essentiellement sur une ingénierie de la permittivité et de la perméabilité effective de la membrane, ainsi qu'illustré avec la FSS présentée dans [53] (voir figure 1.11, page 17).

Je n'ai pu trouver d'exemple de métasurface utilisée comme filtre passe-bande ou réjecteur de bande présentant une réponse intéressante lors de mon étude bibliographique.

#### 1.2.3.4 *Bilan*

En conclusion, les métasurfaces présentent un fort intérêt : très grande versatilité des applications, fonctionnement intrinsèquement localisé et la possibilité d'obtenir des dispositifs d'extension spatiale réduite.

Leurs limitations restent néanmoins importantes. La densité des motifs, liée à l'efficacité de la métasurface, est limitée par le fait qu'ils doivent généralement être découplés. Mis à part pour des fonctions optiques basiques leur conception est très complexe. Enfin, leur efficacité est encore globalement faible.

Autrement dit, les métasurfaces semblent bien mieux adaptées à la mise en forme d'un faisceau monochromatique qu'au filtrage spectral. Ainsi, bien qu'il n'y ait en théorie pas de limite au fonctionnement de ces métasurfaces, à l'image des FSS (voir partie 1.2.2, page 14), je ne les considère pas comme le choix le plus pertinent pour le filtrage dans le moyen-infrarouge.

### 1.2.4 *Les filtres métal-diélectriques à résonance de modes guidés*

Ce type de filtre est constitué d'un guide d'onde diélectrique au contact d'un réseau métallique. Bien que le réseau soit métallique, le fonctionnement ne repose plus sur des résonances plasmoniques. La preuve en est apportée dans l'article [74], dans lequel il est démontré théoriquement qu'une résonance de haute intensité peut apparaître lorsqu'un réseau métallique 1D fin surmonté d'une couche diélectrique est éclairé par une onde plane de polarisation TE. Or, il a été illustré en détail dans la partie 1.2.1.2, page 8, que seule une onde polarisée TM était capable d'exciter les résonances plasmoniques d'un réseau 1D. Ce résultat est expliqué par le fait que le réseau métallique est utilisé pour réaliser le couplage des modes guidés d'un guide d'onde diélectrique. Le réseau ne possède plus de fonction de guide plasmonique, et n'est utilisé que pour l'adaptation de vecteur d'onde. En particulier, pour éviter les résonances plasmoniques de type Fabry-Pérot introduites dans la partie 1.2.1.2, page 8, le réseau doit être suffisamment fin. Dans la relation de couplage 1.3, le terme $\vec{k}_{SP}$ associé au vecteur d'onde des plasmons est ainsi simplement remplacé par l'expression du vecteur d'onde du mode guidé se propageant dans la couche diélectrique surmontant le réseau. Contrairement au cas du guide d'onde formé par une ouverture dans la couche métallique (voir figure 1.3, page 9), le confinement du champ n'est pas dû à la réflexion du champ au niveau de deux interfaces métalliques. La réflexion entre la couche de diélectrique et l'air est en effet associée à un phénomène de réflexion totale interne entre deux diélectriques d'indice optique distincts [75].

Les travaux les plus avancés dans le domaine des filtres métal-diélectrique ont été réalisés au sein de l'ONERA, en particulier lors de plusieurs travaux de thèse particulièrement intéressants [76, 77]. Une géométrie très légèrement différente est adoptée pour ces filtres par rapport à l'étude conduite dans [74] : le réseau métallique 1D est placé au-dessus d'un guide d'onde suspendu, et le réseau est éclairé depuis la face supérieure du réseau (voir figure 1.15a). Dans ce cas de figure, si les fentes du réseau sont suffisamment fines, le réseau ne laisse passer que les ondes incidentes capable de se coupler aux modes propagatifs dans les ouvertures du réseau. Comme expliqué dans la partie 1.2.1.2, page 8,

seul le mode TM fondamental y est propagatif. Par conséquent, seule une onde polarisée TM peut y être couplée et communiquer ensuite avec les modes guidés dans le guide d'onde diélectrique.

Ainsi, le filtre se comporte comme un miroir presque parfait pour une onde incidente polarisée TE, et comme un filtre en transmission pour la polarisation TM. Cela permet de conserver la bonne réjection du filtre y compris lorsque le faisceau incident n'est pas polarisé TM.

Le premier filtre de ce type présenté dans la littérature consiste en une membrane suspendue de nitrure de silicium, surmontée d'un réseau en or [78], ainsi qu'illustré dans la figure 1.15a.

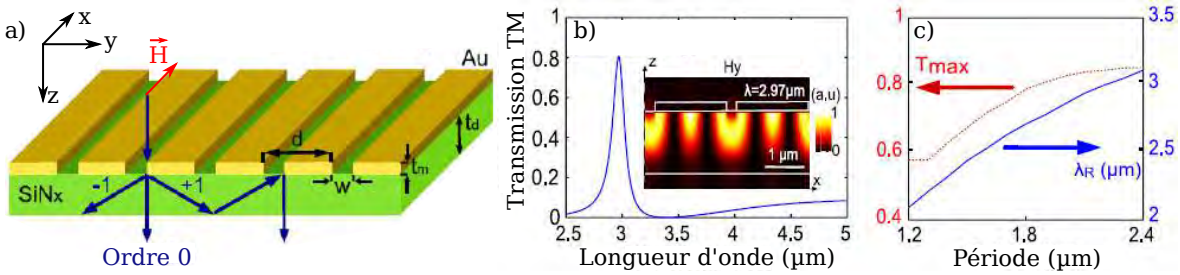



FIGURE 1.15 – Tiré de [78]. a) Structure du réseau suspendu. Les paramètres sont : $d = 2110\,nm$, $w = 215\,nm$, $t_m = 70\,nm$, $t_d = 540\,nm$. b) Spectre en transmission du réseau pour une incidence TM, avec représentation de l'amplitude du champ $|H_y|^2$ dans le réseau à la résonance ($\lambda_r = 2.97\,\mu m$). c) Illustration de l'accordabilité du filtre avec la période.

La transmission maximale à la résonance atteint 80% (voir figure 1.15b), ce qui est confirmé expérimentalement dans le même article [78]. On peut observer dans l'encart de la figure 1.15b que le champ à la résonance est fortement localisé au voisinage du réseau. Ceci est donc susceptible d'engendrer des pertes et pourrait expliquer pourquoi la transmission du filtre n'atteint pas 100%.

Dans la figure 1.15c est illustrée l'évolution de la transmission maximale $T_{max}$ du filtre à la résonance (voir figure 1.15c, courbe rouge), ainsi que de la longueur d'onde de résonance $\lambda_{res}$ (voir figure 1.15c, courbe bleue) en fonction de la période, sans aucune modification de l'épaisseur des couches. Il apparaît que la longueur d'onde du filtre peut être accordée sur une plage de 1 µm tout en conservant une transmission supérieure à environ 60%. Ce résultat est très important pour les applications pixellisées : il prouve que des structures adjacentes peuvent être implémentée technologiquement en une unique étape de structuration planaire.

Ce type de filtre a également été adapté pour former des structures 2D [79] afin de permettre un filtrage indépendant de la polarisation, et donc de conserver la totalité du flux incident.

Par la suite, et sur la base de travaux présentés dans la partie plasmoniques [38], il a été montré que l'utilisation de deux réseaux identiques de chaque côté du guide plan diélectrique (voir figure 1.16a) permettait d'exploiter les phénomènes d'extinction optique extraordinaire afin d'améliorer la réjection du filtre [80].

Éventuellement, la tolérance angulaire de ces réseaux a été améliorée par utilisation d'un réseau biatome [80] (voir figure 1.16b). Grâce à cette approche, la longueur d'onde de résonance et le maximum de transmission du pic de transmission du filtre sont peu affectés par l'orientation du vecteur d'onde incident sur le réseau, y compris jusqu'à un angle d'incidence de 15° (voir figures 1.16c, 1.16d et 1.16e). La raison de cette augmentation de tolérance angulaire sera évoquée dans la section concernant l'étude des structures diélectriques.

Le développement des filtres métal-diélectriques à résonance de modes guidés a été fait en considérant un réseau d'extension latérale infinie et une onde plane incidente [78, 80]. Récemment, l'étude de ces mêmes filtres sous illumination par un faisceau focalisé a également été étudiée [81]. De manière générale, il est possible de discuter de façon équivalente de l'ouverture angulaire ou de l'extension

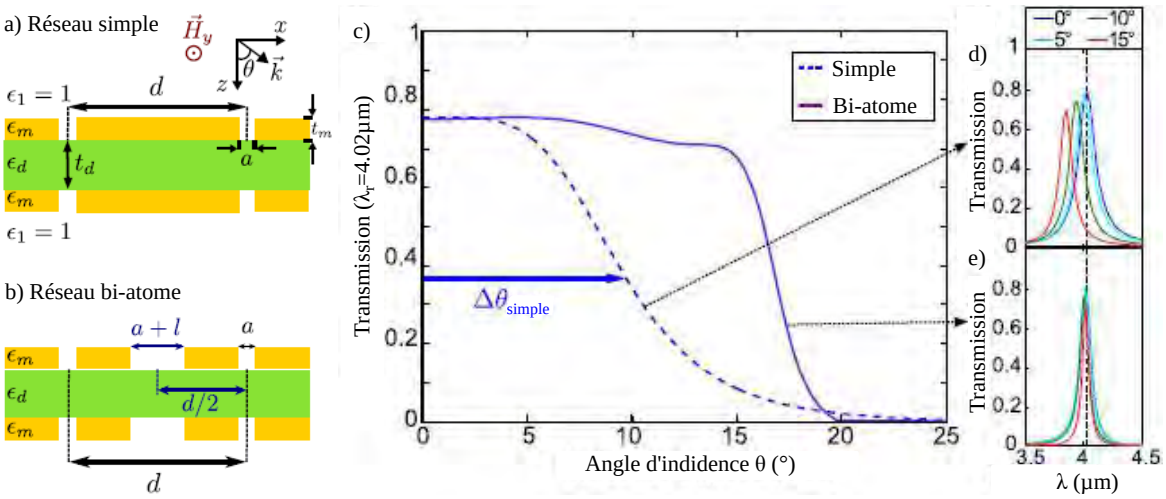



FIGURE 1.16 – Tiré de [80]. a) Structure du réseau suspendu présentant deux réseaux identiques de chaque côté du guide d'onde diélectrique. Les paramètres sont : d = 2.48 µm, a = 350 nm, $t_m$ = 100 nm, $t_d$ = 700 nm. b) Structure du réseau suspendu à réseau bi-atome. Les paramètres sont : d = 3 µm, a = 200 nm, l = 500 nm, $t_m$ = 100 nm, $t_d$ = 700 nm. c) Transmission à la longueur d'onde de résonance sous incidence normale (λ = 4.02 µm) du réseau simple (courbe en pointillés bleus) et du réseau bi-atome (courbe violette) en fonction de l'angle d'incidence. Les figures d) et e) présentent respectivement les spectres en transmission pour différents angles d'incidence des réseaux d) simple et e) bi-atome.

latérale d'un faisceau focalisé. La première est plus simple à relier aux propriétés spectrales du filtre tandis que la seconde est plus aisément assimilable à une taille de pixel. L'objectif de l'étude [81] est donc d'établir un lien quantitatif entre l'acceptance angulaire du filtre et une taille de pixel idoine, ainsi qu'illustré dans la figure 1.17.

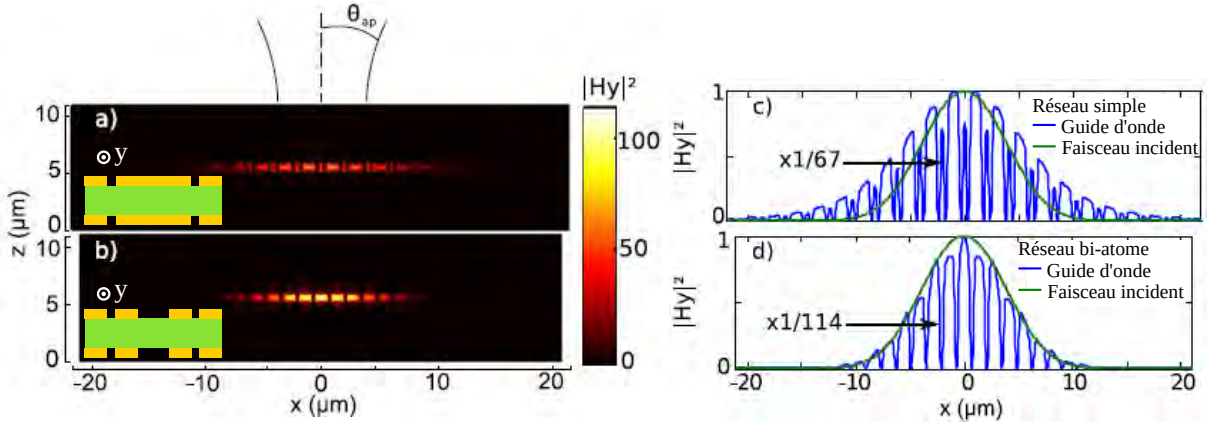



FIGURE 1.17 – Tiré de [81]. Vue en coupe de l'intensité du champ magnétique dans le réseau à la longueur d'onde de résonance du pic de transmission d'un filtre a) simple et b) bi-atome éclairé par un faisceau monochromatique incidente de largeur 9 µm. Courbes normalisées présentant l'intensité du champ magnétique dans le réseau (courbe bleue) superposée à l'intensité spatiale du faisceau incident pour un réseau c) simple et d) bi-atome.

Dans un premier temps, les figures 1.17a et 1.17b permettent de constater que le champ dans le réseau est bien confiné au voisinage de la région d'impact du faisceau incident, schématisé au-dessus de la cartographie 1.17a. Les figures 1.17c et 1.17d comparent l'amplitude spatiale du faisceau gaussien incident (courbe verte), à l'intensité du champ dans le réseau, extrait des cartographies 1.17a et 1.17b. Si l'ouverture angulaire du faisceau incident est supérieure à l'acceptance angulaire du filtre, l'enveloppe décrivant l'intensité du champ dans le réseau est plus étendue que la courbe donnant l'intensité spatiale du faisceau incident (voir figure 1.17c). Dans le cas contraire, l'intensité spatiale du champ incident

coïncide très bien avec l'enveloppe décrivant l'intensité du champ dans le réseau (voir figure 1.17d). Cela signifie que le confinement du champ dans de la zone d'impact du faisceau est conditionné par la tolérance angulaire du filtre. Cette analyse est poursuivie dans [81], où il est montré que le filtre conserve une bonne efficacité de filtrage tant que l'ouverture du faisceau incident est inférieure à l'acceptance angulaire du filtre. Ceci a permis de démontrer que ces filtres étaient compatibles avec des extensions latérales de pixels de l'ordre de 15 à 30 µm, soit la taille typique des pixels d'un détecteur infrarouge.

L'étude du comportement de deux pixels adjacents au sein d'une matrice de filtres a également été observée [82], confirmant la pertinence de ce type de filtres pour les applications pixellisées.

En conclusion, les filtres métal-diélectrique à résonance de modes guidés permettent d'obtenir des filtres en transmission d'efficacité proche de 80% présentant une réjection efficace dans le domaine du moyen-infrarouge [78, 79], dont la tolérance angulaire est compatible avec l'implémentation de pixels de 15 à 30 µm de large [80–82]. Ces filtres sont accordables [78] et leur fabricabilité a été démontrée [78, 79]. Par ailleurs, la conception de telles structures est relativement simple, et ne demande pas d'optimisation complexe.

Si le concept du réseau bi-atome insensible à la polarisation n'a pas encore été démontré théoriquement ou expérimentalement, cela n'enlève pas l'intérêt manifeste de ces structures pour le filtrage pixellisé. La principale limite de fonctionnement de ces filtres pourrait en revanche être associée à leur transmission maximale, limitée par l'absorption due à l'utilisation d'un réseau métallique. Par ailleurs, il serait intéressant d'être en mesure de développer ces structures directement sur un substrat et non sur une membrane suspendue afin d'en accroître la stabilité mécanique.

### 1.2.5 *Conclusion sur le filtrage par des structures métalliques*

Nous avons étudié dans cette partie différentes structures métalliques utilisées pour la réalisation de filtres en transmission dans le moyen infrarouge.

Les premières structures étudiées, à savoir les filtres plasmoniques (voir partie 1.2.1, page 6), possèdent une structure est très simple. Leur principale limitation tient en la difficulté d'obtenir des filtres possédant simultanément une transmission élevée et une bande de réjection efficace. La forte localisation de la résonance dans des structures 1D ne présentant qu'un réseau épais, ou dans des structures possédant deux réseaux empilés est néanmoins très intéressante car elle permet d'obtenir un fonctionnement efficace du filtre sur des extensions latérales faibles.

Nous avons par la suite exploré les FSSs (voir partie 1.2.2, page 14) et les métasurfaces (voir partie 1.2.3, page 18). Si ces structures recèlent un fort potentiel théorique, leur conception demande des moyens de calcul et d'optimisation très importants eu égard aux performances démontrées jusqu'à présent. Par ailleurs, bien que les résonances associées à ces dispositifs soient essentiellement localisées, grâce à l'utilisation de structures métalliques, l'extension latérale des motifs élémentaires est relativement large, soit parce que la fabricabilité de ces structures en impose une dimension minimale, soit à cause de la nécessité d'avoir des résonateurs découplés.

Pour finir, nous avons présenté les filtres métal-diélectrique à résonance de modes guidés. Ces structures sont les plus matures pour ce qui est des applications de filtrage en transmission dans le moyen infrarouge. Il est même légitime d'affirmer que ces structures sont les plus avancées à l'heure actuelle, et qu'elles remplissent la plupart des critères nécessaires pour les applications pixellisées : bonne efficacité de filtrage, conception simple, fabricabilité démontrée, et implémentation possible en des structures

d'extension spatiale équivalente à celle des pixels des détecteurs commerciaux actuels. Ces structures ne sont pour ainsi dire limitées que par l'absorption du réseau métallique utilisé.

## 1.3 FILTRAGE PAR DES STRUCTURES DIÉLECTRIQUES

Nous étudions dans cette partie les différents concepts de filtrage utilisant des structures purement diélectriques, par opposition à la partie précédente, dans laquelle nous avons considéré des structures métalliques. Le principal intérêt des structures diélectriques consiste en leur très faible absorption. Cette dernière peut généralement être négligée sur certaines plages de longueurs d'ondes du visible au moyen-infrarouge. En contrepartie, le confinement du champ électromagnétique dans les structures diélectriques est moins important que dans les structures métalliques.

Ceci est lié à la différence de comportement des métaux et des diélectriques quant au confinement de l'énergie électromagnétique [83]. En effet, le fort confinement du champ électromagnétique dans les métaux est rendu possible par le stockage d'énergie électromagnétique sous forme d'énergie cinétique grâce aux électrons libres. Cependant, dans le visible et le moyen infrarouge, la restitution de cette énergie est en compétition avec des processus dissipatifs. Ces limitations intrinsèques des matériaux métalliques incitent au développement de nouveaux matériaux, tels que des semi-conducteurs fortement dopés ou des cristaux phononiques [83].

C'est notamment pourquoi un nombre croissant de réalisations de métasurfaces exploitant des matériaux diélectriques [84] a vu le jour ces dernières années. Néanmoins, parce que la conception de ces métasurfaces diélectriques est d'une complexité équivalente à celle des métasurfaces métalliques, je fais le choix de ne pas orienter mon étude dans cette voie.

Par ailleurs, parmi les types de filtres étudiés dans la partie précédente, les filtres plasmoniques et les FSS n'ont pas d'équivalent diélectrique, car ces derniers ne supportent pas de plasmons et ne peuvent être assimilés à des antennes.

Par conséquent, je focaliserai mon étude sur les structures à résonances de modes guidés qui, comme pour les structures métalliques étudiées dans la partie 1.2.4, page 22, possèdent des atouts très intéressants pour le filtrage optique dans le moyen infrarouge.

### 1.3.1 *Les réseaux résonants diélectriques*

Nous approfondirons dans cette partie les quelques notions introduites dans la section traitant des résonances de modes guidés dans les structures métal-diélectriques (voir partie 1.2.4) et en introduirons de nouvelles afin de disposer des principales connaissances théoriques nécessaires à la bonne compréhension du fonctionnement des réseaux résonants.

Nous expliciterons les conditions nécessaires à l'obtention d'une résonance de mode guidés, détaillerons l'étude de la relation de dispersion et comment la tolérance angulaire d'un filtre peut en être déduite. Nous ferons également une analyse des propriétés de symétrie de ces structures. Pour finir nous illustrerons l'évolution des méthodes de conception des premiers réseaux résonants diélectriques.

#### 1.3.1.1 *La relation de dispersion*

Comme introduit lors de la présentation des réseaux plasmoniques, le couplage résonant entre un mode guidé propagatif et une onde incidente se fait par adaptation du vecteur d'onde grâce au réseau

(voir équation 1.3, page 7). La relation vectorielle de couplage dans le cas d'un réseau 1D (voir figure 1.25) est donnée par l'équation 1.7.

$$\vec{k}_p = \vec{k}_{i,//} + m\vec{K} \tag{1.7}$$

où $\vec{k}_p$ et le vecteur d'onde du mode guidé p d'indice effectif $n_p$. Comme précédemment, $\vec{k}_{i,//}$ est la projection dans le plan du réseau du vecteur d'onde incident, $\vec{K}$ est le vecteur du réseau réciproque et $m$ correspond à l'ordre du réseau intervenant dans le couplage. Les normes des vecteurs $\vec{k}_p$, $\vec{K}$ et $\vec{k}_i$ sont respectivement données par les relations 1.8, 1.9 et 1.10.

$$k_p = \frac{2\pi}{\lambda} n_p(\lambda) \tag{1.8}$$

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{1.9}$$

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{1.10}$$

$\lambda$ est la longueur d'onde du rayonnement incident dans le vide.

La condition donnée par la relation 1.7 n'est toutefois pas suffisante pour qu'il y ait apparition d'une résonance. Les 3 conditions nécessaires sont les suivantes :

— condition 1 : la condition de conservation des vecteurs d'onde doit être vérifiée (voir relation 1.7),
— condition 2 : le coefficient d'indice $m$ de la décomposition en série de Fourier de la permittivité dans le réseau, $\epsilon_m$, doit être non nul,
— condition 3 : le recouvrement entre le mode considéré, le champ incident et le coefficient $\epsilon_m$ doit être non nul.

Il est courant de représenter la relation 1.7 de façon graphique afin de comprendre les principales propriétés des filtres reposant sur des résonances de modes guidés. Il existe plusieurs conventions pour cela. Je choisis ici de représenter la pulsation temporelle $\omega$ de l'onde incidente en fonction du vecteur d'onde du mode guidé. Par la suite, le terme pulsation, sans autre précision, sera systématiquement utilisé pour désigner $\omega$. Considérant un plan d'incidence perpendiculaire aux dents du réseau 1D (voir figure 1.25), la relation 1.7 peut être exprimée avec des grandeurs scalaires. Il suffit alors d'utiliser les relations $\omega = 2\pi/\lambda$ et 1.8 pour obtenir l'expression 1.11.

$$\omega = \frac{c}{n_p(\omega)} k_p = \frac{c}{n_p(\omega)} (\omega \sin(\theta) + K) \tag{1.11}$$

La fonction $\omega(k_p)$ est dite relation de dispersion. La figure 1.18 en donne une représentation graphique. Dans cette figure on considère le couplage d'un unique mode guidé par le réseau.

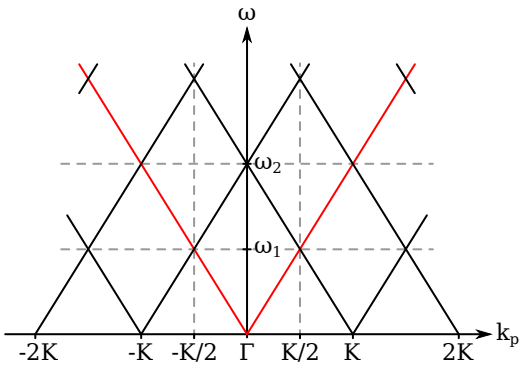



FIGURE 1.18 – Représentation schématique de la relation de dispersion d'un guide d'onde couplé par un réseau résonant infiniment peu perturbatif.

Dans la figure 1.18, la relation de dispersion du guide d'onde non perturbé, auquel on pourra également se référer par le terme « système homogène », est donnée par les droites rouges, correspondant à $m = 0$ dans l'équation 1.11. Leur pente est proportionnelle à l'inverse de l'indice effectif du mode guidé. Les différentes droites noires sont obtenues par translation d'une valeur $mK$ de ces deux droites (voir équation équation 1.11). L'abscisse $k_p = 0$ est usuellement notée $\Gamma$ et correspond à une incidence normale sur le réseau.

Cette représentation n'est cependant qu'une approximation. En effet, elle néglige à la fois l'impact du réseau sur l'indice effectif des modes, et l'interaction entre eux des différents modes guidés dans la structure. En effet, aux croisement des différentes droites, deux modes guidés de vecteur d'onde de même norme mais de direction de propagation opposées se rencontrent (voir figure 1.19a). Ces deux ondes interfèrent alors pour former deux ondes stationnaires (voir figure 1.19b). Localement, cela se peut s'accompagner d'une levée de dégénérescence des courbes de la relation de dispersion (voir courbes bleues, figure 1.19c). Les propriétés des réseaux résonants au niveau de cette levée de dégénérescence ont été étudiée extensivement dans la littérature [85–90] car elles peuvent être reliées à la tolérance angulaire du filtre et à la symétrie du système.

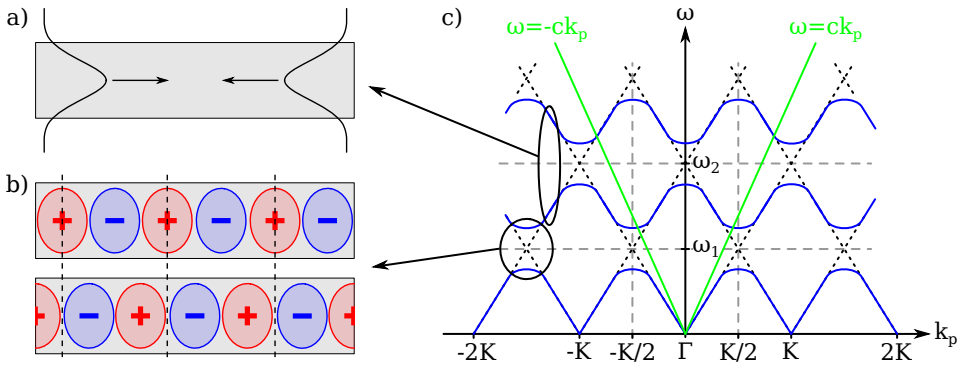



FIGURE 1.19 – a) Illustration d'un guide d'onde non perturbé supportant deux modes guidés de directions de propagations opposées. b) Même guide d'onde, mais présentant une périodicité fictive. c) Représentation schématique de la relation de dispersion d'un guide d'onde couplé par un réseau présentant une ouverture de gap.

La première ouverture de gap résulte du couplage de modes contrapropagatifs par un vecteur $K$ du réseau, c'est-à-dire par le premier ordre du réseau, et apparaît autour d'une fréquence $\omega_1$. Cette ouverture de gap est donc d'autant plus grande que le coefficient $\epsilon_1$ du réseau est grand [87, 91, 92]. La seconde ouverture, elle, apparaît au voisinage de $\omega_2$, résulte d'un couplage par le second ordre du réseau et augmente donc avec le coefficient $\epsilon_2$ du réseau [87, 91, 92]. On parle ainsi respectivement d'ouverture de gap du premier et du second ordre. Les lignes vertes dans la figure 1.19 décrivent le cône de lumière. Considérant la relation de dispersion dans la zone de Brillouin, seul un couplage situé à l'intérieur du cône de lumière peut donner lieu à un couplage résonant générant une onde propagative dans l'air. Ainsi, contrairement au gap du second ordre, le gap du premier ordre ne peut être exploité pour obtenir une résonance.

### 1.3.1.2 *Lien entre l'ouverture de gap et la tolérance angulaire*

Localement, au voisinage d'une levée de dégénérescence, la relation de dispersion vérifie $d(\omega)/dk_p = 0$ (voir figure 1.19c). Or $dk_p = d(k_{i,//} + mK) = dk_{i,//}$, d'où la relation 1.12.

$$\frac{d\omega}{dk_{i,//}} = 0 \tag{1.12}$$

Autrement dit, la pulsation à la résonance du couplage ne dépend pas de la variation de la norme du projeté vecteur d'onde incident. Cette propriété est directement liée à la tolérance angulaire. Dans la mesure où nous souhaitons développer des filtres fonctionnant sous incidence normale, illustrons-le en considérant l'ouverture du gap du second ordre dans la première zone de Brillouin (voir figure 1.19, point de coordonnées $\{\Gamma\,;\,\omega_2\}$). La figure 1.20 permet d'illustrer le lien entre la taille du gap, la tolérance angulaire du filtre, et la position des résonances.

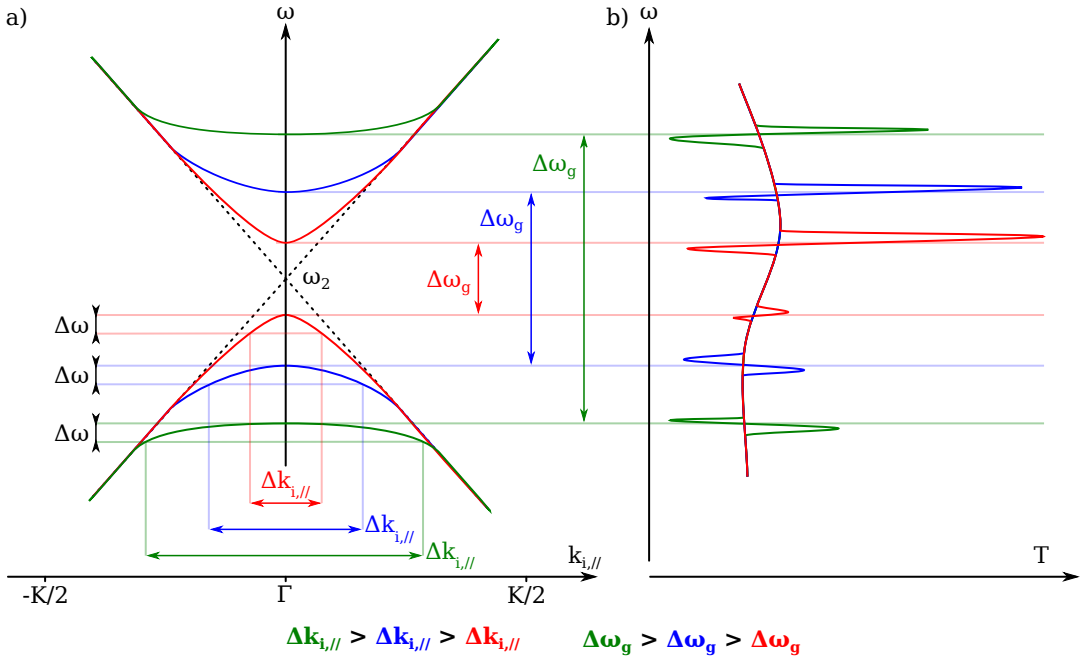



FIGURE 1.20 – a) Illustration schématique de la relation de dispersion au voisinage de l'ouverture de gap du second ordre pour différents systèmes. b) Spectres en transmission associés.

La figure 1.20a présente la courbe de dispersion schématique de différents filtres au voisinage de l'ouverture du gap du second ordre dans la première zone de Brillouin, donc au voisinage de l'incidence normale. L'axe des abscisses peut alors y être exprimé en fonction du projeté du vecteur d'onde incident, qui est directement lié à l'angle d'incidence. Trois filtres possédant différentes ouvertures de gap sont représentés. Hors du gap, ils présentent des relations de dispersion superposées, correspondant à la dispersion du système homogène. En revanche, la levée de dégénérescence n'est pas la même. Cela signifie que la corrugation du réseau est telle que les modes guidés du système sont proches, mais que les coefficients de Fourier du réseau diffèrent, et en particulier le coefficient $\epsilon_2$ [87, 91, 92]. Il apparaît alors que, plus la levée de dégénérescence est grande, plus les courbes de dispersion sont aplaties au voisinage de l'incidence normale. Considérant une plage de pulsation fixe $\Delta\omega$ pour ces trois structures au voisinage du bord de gap inférieur, on extrait le domaine d'incidence $\Delta k_{i,//}$ correspondant (voir figure 1.20a). On observe que, plus l'ouverture de gap $\Delta\omega_g$ est grande, plus la plage $\Delta k_{i,//}$ vérifiant la condition sur la position de la résonance est grande. Cette amplitude donne la tolérance angulaire du filtre.

De plus, dans le cas général, une résonance apparaît à chaque bord de gap, ainsi qu'illustré par la figure 1.20b. Plus l'amplitude de la levée de dégénérescence est grande, plus ces résonances sont éloignées, ce qui doit également être pris en compte lorsque l'on souhaite réaliser un filtre possédant une unique longueur d'onde de filtrage au sein d'une large bande de réjection.

L'étude présentée ici s'est focalisée sur l'incidence d'une onde plane sur le réseau. Or, lorsqu'un filtre est illuminé par tout autre faisceau qu'une onde plane, la réponse du filtre est moyennée sur les

différentes composantes angulaire du faisceau incident, d'où un affaissement du pic si la divergence dépasse la tolérance angulaire du filtre. C'est pourquoi la tolérance angulaire est aussi cruciale pour les filtres à résonance de mode guidés.

On peut faire une interprétation équivalente dans le cas d'un faisceau de taille finie : lorsque le couplage des modes guidés contrapropagatif est faible, c'est-à-dire lorsque l'on se situe hors de la zone de levée de dégénérescence (voir figure 1.20), ces modes se propagent en dehors de la zone d'impact du faisceau (voir figure 1.19a), où ils n'interagissent plus avec le faisceau incident [93–95], d'où une perte d'efficacité du filtre. Cela est donc d'autant plus marqué que la distribution angulaire du faisceau incident est grande.

#### 1.3.1.3 *Étude de l'ouverture de gap du second ordre*

Nous avons illustré dans la partie précédente le phénomène d'ouverture de gap, que nous avons décrit comme l'interférence de deux modes guidés contrapropagatifs, conduisant à la formation de deux ondes stationnaires. Cette étude s'est en particulier focalisée sur l'ouverture de gap du second ordre au voisinage de l'incidence normale, et son lien avec la tolérance angulaire au voisinage de l'incidence normale.

Nous avons jusqu'à présent utilisé des valeurs réelles pour décrire approximativement le comportement du réseau au niveau de l'ouverture de gap. Cependant, une description plus exacte du système peut être faite en utilisant des valeurs complexes pour décrire les variables $\omega$ et $k_p$. En pratique, on choisit d'imposer qu'une de ces variables soit réelle pour simplifier l'analyse de la relation $\omega(k_p)$. Ceci est possible en considérant alors que $n_p$ est complexe (voir équation 1.11).

La figure 1.21 illustre la relation de dispersion complexe au voisinage du gap du second ordre en considérant un vecteur d'onde réel et une pulsation spatiale complexe [86].

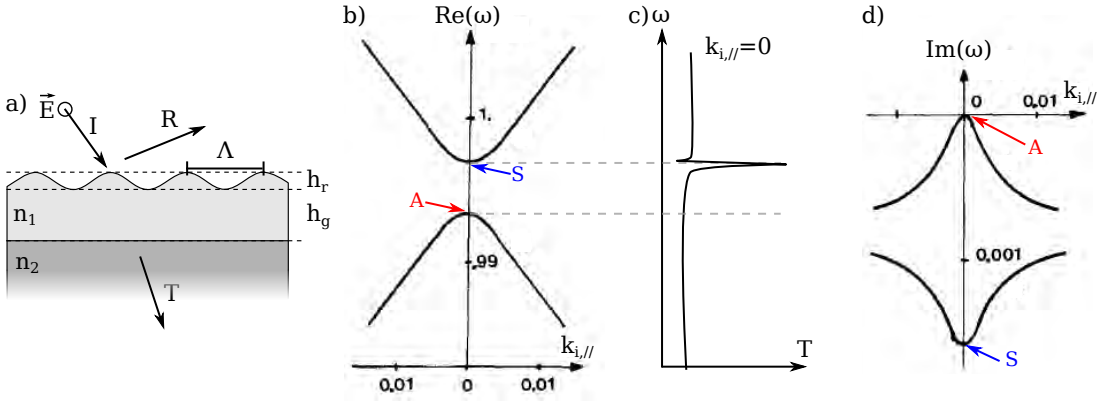



FIGURE 1.21 – Tiré de [86]. a) Schéma du guide surmonté d'un réseau sinusoïdal de même indice. b) Courbe de dispersion de la partie réelle de la pulsation au voisinage du gap du second ordre. c) Illustration schématique du spectre associé. d) Courbe de dispersion de la partie imaginaire de la pulsation. Les paramètres de la structure sont : $n_1 = 1.5$, $n_2 = 2$, $\Lambda = 4.72\,\mu m$, $h_r = 1\,\mu m$ et $h_g = 2\,\mu m$. L'incidente sur le réseau est TE.

La figure 1.21a donne la géométrie du filtre. Il est composé d'un guide d'onde d'indice $n_1$ corrugué sinusoïdalement sur un substrat d'indice $n_2 < n_1$. Les matériaux sont considérés sans pertes. La figure 1.21b représente la partie réelle de la pulsation en fonction du projeté du vecteur d'onde incident. Un gap y est visible, exactement comme nous l'avons vu dans la figure 1.20a. On note S (« symétrique ») et A (« anti-symétrique ») les modes situés en $k_{i,//} = 0$ (incidence normale) sur les deux branches de la relation de dispersion. Le fait que le vecteur d'onde de ces modes soit nul est cohérent avec le fait que l'on ait décrit le phénomène d'ouverture de gap comme la formation d'ondes stationnaires. Bien que, sous incidence normale, la relation de dispersion illustrée dans la figure 1.21b présente deux modes

dont les fréquences sont de parties réelles distinctes, le spectre de ce réseau ne présente qu'une unique résonance de Fano, au niveau du gap S (voir figure 1.21c), ce qui n'est pas en accord avec le schéma présenté dans la figure 1.20b.

Pour expliquer ce désaccord, considérons maintenant la figure 1.21d. Pour commencer, la partie imaginaire ne correspond pas ici à un terme de dissipation d'énergie liée à une absorption dans le matériau (les matériaux sont considérés sans pertes), mais au fait que le mode est découplé par le réseau et se propage ensuite dans l'espace libre. Plus la partie imaginaire est grande, plus le découplage par le réseau est efficace, ce qui se traduit usuellement par une résonance de largeur spectrale plus importante. On observe ainsi dans la figure 1.21d que la partie imaginaire du mode S est non nulle ce qui signifie que l'énergie de ce mode est rayonnée hors du guide. Au contraire, le mode A possède une partie imaginaire nulle, ce qui signifie que celui-ci ne perd pas d'énergie dans le temps.

Il peut être montré que, sous incidence normale, l'écart entre les partie imaginaire des modes A et S est lié à $\epsilon_1^2$. La fuite d'énergie hors du guide augmente donc avec la modulation d'indice dans le réseau [92].

Remarquons que, hors de l'incidence normale, le mode antisymétrique possède une pulsation de partie imaginaire non nulle, et que cette dernière tend asymptotiquement vers la même valeur que celle du mode symétrique (voir figure 1.21d). Ainsi, l'efficacité de découplage pour les deux modes devient équivalente lorsque l'angle d'incidence augmente.

Pour expliquer la forte différence de comportement entre les modes A et S, on doit se référer aux conditions de couplage entre un mode guidé et une onde plane par l'intermédiaire d'un réseau (voir partie 1.3.1.1, page 26). La condition 1 d'adaptation des vecteurs d'onde est vérifiée car les deux points A et S se situent tous deux sur une bande de la relation de dispersion. Ensuite, pour un réseau sinusoïdal comme celui utilisé ici, la condition 2 est également vérifiée car les coefficients de Fourier $\epsilon_1$ et $\epsilon_{-1}$ sont non nuls. L'explication vient donc du fait que le recouvrement entre l'onde incidente, un mode guidé et les coefficients $\epsilon_1$ et $\epsilon_{-1}$ (condition 3) peut être nul, ce que nous illustrons par la figure 1.22.

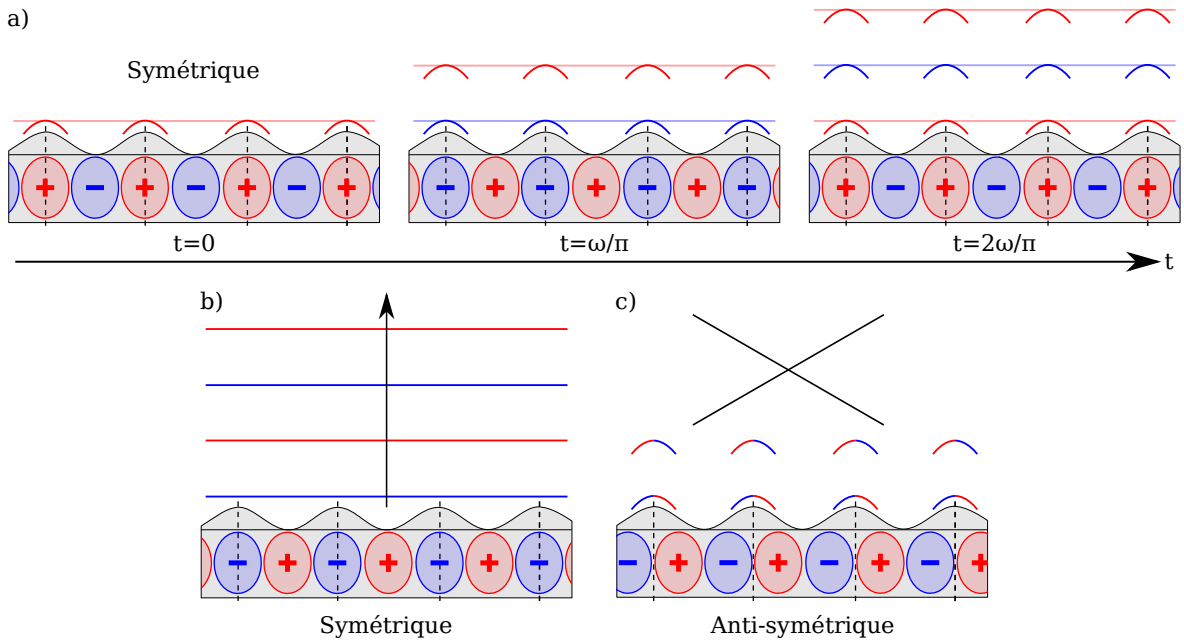



FIGURE 1.22 – a) Illustration de la construction du front d'onde pour le mode symétrique. Représentation schématique de la forme du front d'onde du champ découplé par le réseau dans le cas b) du mode symétrique et c) du mode anti-symétrique.

La figure 1.22a illustre la construction du front d'onde au cours du temps pour le mode symétrique. Le réseau est considéré ici comme une perturbation ajoutée au guide plan. Chaque dent du réseau joue alors le rôle d'une particule diffractante créant localement une onde sphérique (représentée par un segment incurvé dans la figure 1.22a). Le front d'onde (représenté par une ligne horizontale dans la figure 1.22a) est construit en reliant les points d'équiphase. À $t = 0$ dans la figure 1.22a, les lobes de champ de partie réelle positive (lobes rouges) sont alignés sur les dents du réseau. Au contraire les lobes négatifs sont dans une zone non perturbée. Seul le champ des lobes positifs est donc diffracté. Le front d'onde prend alors l'allure d'une onde plane parallèle au plan du guide, dont la partie réelle du champ est positive. À $t = \omega/\pi$, l'oscillation du champ du mode stationnaire dans le guide plan fait que la polarité des lobes du champ est inversée. Le front d'onde généré correspond donc toujours à une onde plane, parallèle à la première, mais de partie réelle négative. Le raisonnement est le même pour $t = 2\omega/\pi$. La construction illustrée ici permet de montrer que l'onde découplée par le réseau est une onde plane se propageant dans la direction normale au plan du guide d'onde (voir figure 1.22b).

La figure 1.22c illustre le cas du mode anti-symétrique. Contrairement au cas du mode symétrique, le recouvrement entre une dent du réseau et les lobes du champ de polarité opposée est équivalent, et ce à chaque instant. Ce point n'est vrai que parce que le réseau possède un plan de symétrie au centre de chaque dent du réseau, ainsi qu'indiqué par des lignes en pointillés noirs dans la figure 1.22. Les interférences qui résultent de l'interaction des différentes ondes diffractées sont destructives et aucune onde n'est rayonnée. Ce mode conserve donc son énergie et, en l'absence d'absorption par les matériaux, il oscille indéfiniment dans le guide d'onde.

Il vient de cette analyse qu'une onde plane incidente sous incidence normale sur un réseau présentant un plan de symétrie normal au guide peut se coupler avec une très grande efficacité au mode symétrique du guide, mais absolument pas au mode anti-symétrique [86]. Parce que le couplage du mode symétrique génère un pic de résonance dans le spectre du système, il est fréquemment appelé « mode clair ». Par opposition, le mode anti-symétrique est appelé « mode sombre ».

La figure 1.23 présente le calcul de la relation de dispersion d'une structure monocouche pour laquelle le réseau joue également le rôle de guide d'onde.

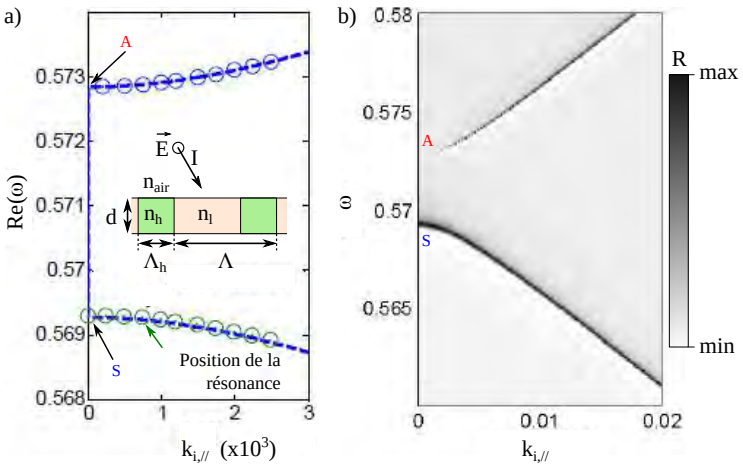



FIGURE 1.23 – Tiré de [92]. a) Courbe de dispersion donnant la partie réelle de la pulsation en fonction de la composante tangentielle du vecteur d'onde incident pour un réseau 1D suspendu dans l'air dont la structure est illustrée en encart. b) Cartographie de l'efficacité de réflexion en fonction de la pulsation de l'onde incidente et de la norme du projeté du vecteur d'onde incident. Les paramètres de la structure considérée sont : $n_h = 2.05$, $n_l = 1.97$, $\Lambda_h/\Lambda = 0.4$, $\Lambda = 1\,\mu m$ $d = 0.5\,\mu m$. L'onde incidente est polarisée TE, l'indice de l'air est égal à 1.

Afin que cette couche puisse avoir une fonction de guide d'onde, son indice moyen lorsqu'elle est assimilée à une couche homogène doit être supérieur à celui des couches environnantes. Cet indice est calculé en utilisant la théorie de l'indice effectif [96], et sa valeur dépend de la polarisation du champ incident. Dans le cas d'une onde incidente de polarisation TE, l'indice équivalent du réseau est approximé, au premier ordre, par la racine carrée du terme fondamental de la décomposition de Fourier de la permittivité relative dans le réseau, que je note $\bar{\epsilon}$ afin de ne pas le confondre avec la permittivité du vide $\epsilon_0$ (voir équation 1.13). Pour une incidence TM, il est donné par l'inverse du terme fondamental $\bar{a}$ de la décomposition de la fonction $a$, définie comme l'inverse de la permittivité relative dans le réseau (voir équation 1.14).

$$\bar{n}_{TE} = \sqrt{\bar{\epsilon}} \tag{1.13}$$

$$\bar{n}_{TM} = \frac{1}{\sqrt{\bar{a}}} \tag{1.14}$$

Pour l'incidence TE considérée (voir figure 1.23), l'indice équivalent est de 2.01, donc supérieur à celui de l'air. L'allure de la relation de dispersion de cette structure, présentée dans la figure 1.23a (courbe en tirets bleus), est extrêmement proche de celle du guide d'onde homogène surmonté d'un réseau étudié précédemment (voir figure 1.21, page 30). Les positions des résonances du mode clair et sombre sont également indiquées, respectivement par des cercles verts et bleus. On note simplement que la position des modes clair et sombre dans le gap est inversée par rapport à celle de la figure 1.21, page 30 : le mode anti-symétrique est maintenant au bord du gap correspondant à la pulsation la plus élevée.

La figure 1.23b représente une cartographie théorique de l'efficacité de réflexion par ce même filtre. Les variables sont les mêmes que pour la figure 1.23a, mais l'échelle est plus étendue. Il est alors immédiat que les deux lignes noires s'éloignant l'une de l'autre peuvent être associées au pic de haute réflectivité générée par ces deux modes. On retrouve ainsi les résultats présentés dans les parties précédentes :

— sous incidence normale, le mode anti-symétrique A n'est pas découplé, seul le mode symétrique S engendre un pic de résonance dans le spectre (voire figure 1.21c),
— lorsque l'angle d'incidence augmente, le mode sombre est progressivement découplé, et ce avec une force croissante, contrairement au mode clair dont la force de découplage et donc la largeur de pic diminuent (voire figure 1.21d),
— la position des résonances hors du gap évolue de façon quasi-linéaire et suit la relation de dispersion non perturbée du guide (forme en « V ») (voir figure 1.19).

#### 1.3.1.4 *Symétrie et règles de sélection*

Dans la partie précédente, nous avons étudié l'ouverture de gap du second ordre au voisinage de l'incidence normale dans le cas d'un réseau présentant un plan de symétrie vertical. Une règle de sélection peut être appliquée dans cette configuration, ainsi qu'initialement illustrée dans [86]. Nous avons justifié cette règle avec un simple schéma mais une justification plus rigoureuse utilisant la matrice de diffusion **S** (« scattering ») permet d'obtenir des résultats supplémentaires [97].

La matrice **S** est un outil puissant pour l'étude des résonances de modes guidés. Elle permet d'obtenir la relation de dispersion d'une structure. Elle établit en effet un lien entre les ondes incidentes sur un

système, décrites par un vecteur $\mathbf{I}(\omega, k)$ et les ondes diffractées, caractérisées par le vecteur $\mathbf{D}(\omega, k)$, ainsi qu'exprimée par l'équation 1.15. Ceci est permis par la linéarité des équations de Maxwell.

$$\mathbf{D}(\omega, k) = \mathbf{S}(\omega, k)\mathbf{I}(\omega, k) \tag{1.15}$$

Un mode propre du réseau résonant est définit comme un état d'énergie non nulle ($\mathbf{D} \neq 0$) ne nécessitant pas d'excitation extérieure ($\mathbf{I} = 0$) pour exister. L'équation 1.15 s'exprime alors $0 = \mathbf{S}^{-1}\mathbf{D}$, ce qui est typiquement la forme d'un problème aux valeurs propres. Sa résolution consiste alors à rechercher les nombres pour lesquelles l'inverse du déterminant de la matrice $\mathbf{S}$ s'annule, soit :

$$1/\det(\mathbf{S}(\omega, k)) = 0 \tag{1.16}$$

Les solutions de l'équation 1.16 sont les modes propres du système. Ces modes sont définis par leur pulsation $\omega_\eta$ et leur vecteur d'onde $k_\eta$. Dans le cas général, ces grandeurs sont complexes (voir figure 1.21, page 30).

Outre la relation de dispersion, l'étude de la matrice $\mathbf{S}$ et de ces modes propres permet d'obtenir différentes information sur le spectre du système, et en particulier sur le pic de résonance. L'allure caractéristique d'une résonance de mode guidé est donnée dans la figure 1.24.

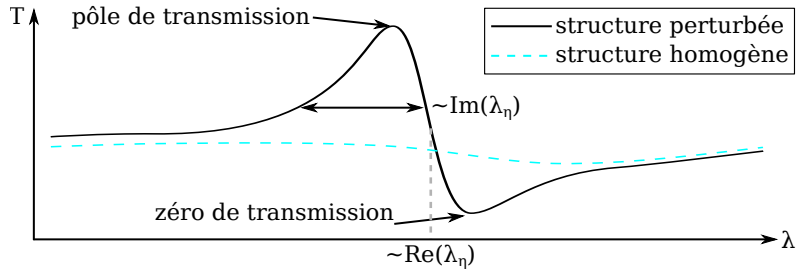



FIGURE 1.24 – Allure d'une résonance de Fano.

La courbe noire de la figure 1.24 présente la réponse d'un filtre à résonance de mode guidé au voisinage d'une résonance. Son spectre présente une variation d'intensité passant par un maximum de transmission élevée, dit « pôle de transmission » de la résonance suivi d'un minimum de transmission, dit « zéro de transmission ». Le pic possède une allure asymétrique plus ou moins prononcée. Cette résonance apparaît au voisinage de $\mathrm{Re}(\omega)$ (voir figure 1.23, page 32), et sa largeur est proportionnelle à $\mathrm{Im}(\omega)$ [91,92], qui indique l'efficacité de découplage du mode guidé par le réseau. La courbe en transmission du système non perturbé est donnée par la courbe en pointillés bleus. Hors de la résonance, les courbes du système perturbé et du système homogène sont proches. Cela correspond à l'hypothèse que la perturbation engendrée par le réseau est relativement faible. Les deux réponses diffèrent d'autant plus que le l'indice dans le réseau s'écarte de celui d'une couche d'indice isotrope.

Ce type de résonance est appelée résonance de Fano [98,99]. Elle n'apparaît pas uniquement dans les filtres à résonances de modes guidés, mais peut également être identifiée dans de nombreux systèmes, des atomes d'Hélium [98], aux filtres plasmoniques, FSS et métasurfaces [100] tels qu'étudiés dans la partie 1.2, page 5.

Par ailleurs, il est possible de relier les symétries du problème aux symétries de la matrice $\mathbf{S}$ et d'en déduire de nouvelles règles de sélection [86, 97]. La figure 1.25 illustre différentes configuration de réseaux présentant diverses symétries.

Ainsi, considérant une structure infiniment périodique et des matériaux sans pertes, lorsque le réseau possède un plan de symétrie vertical (voir figure 1.25a), la transmission par la structure au niveau du zéro de transmission est théoriquement nulle [86, 97]. Il est également montré que si la structure

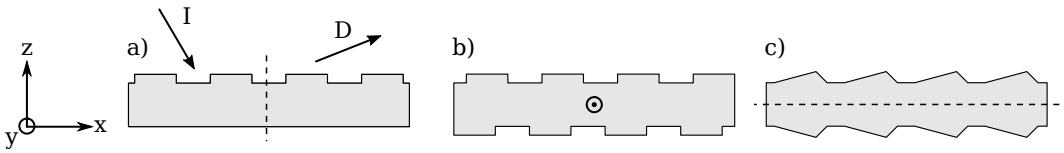



FIGURE 1.25 – Illustrations de différentes géométries présentant a) un plan de symétrie vertical, b) une symétrie axiale et c) un plan de symétrie horizontal.

possède un axe de symétrie (voir figure 1.25b), la transmission peut atteindre 100% au pole de la résonance de Fano (voir figure 1.24). Enfin, si la structure présente un plan de symétrie horizontal, alors la transmission est totale au niveau du pôle, et nulle au niveau du zéro.

La facilité de fabrication de réseaux présentant un plan de symétrie vertical permet de réaliser aisément des filtres à base de résonance de mode guidé fonctionnant en réjection. La réalisation d'un réseau présentant une symétrie axiale ou horizontale est plus difficile, en particulier lorsque le guide d'onde est déposé sur un substrat. La structuration de deux réseaux de chaque côté d'une membrane suspendue ainsi que démontrée pour les réseaux métal-diélectriques à résonances de modes guidés [80] est une solution possible.

Toutefois, pour certaines applications, une asymétrie est volontairement introduite. Dans [101], deux réseaux résonants sont ainsi empilés afin de réaliser un filtre en réjection dont la bande passante est contrôlée par leur décalage.

#### 1.3.1.5 *Méthodes de conception*

Si les premiers travaux concernant les structures à résonances de modes guidés ont essentiellement porté sur la mise en valeur de la résonance et sa compréhension théorique [85, 102–106], des développements ultérieurs ont porté sur la réalisation de filtres dédiés aux applications optiques. Les performances de ces filtres sont largement dues à l'évolution des méthodes de conception.

La première démonstration de filtre exploitant les résonances de modes guidés [107] est illustré dans la figure 1.26. Ce type de structure a été appelé filtre à résonance de modes guidés (« guided-mode resonance filter », GMRF). On trouve également l'appellation réseau résonant.

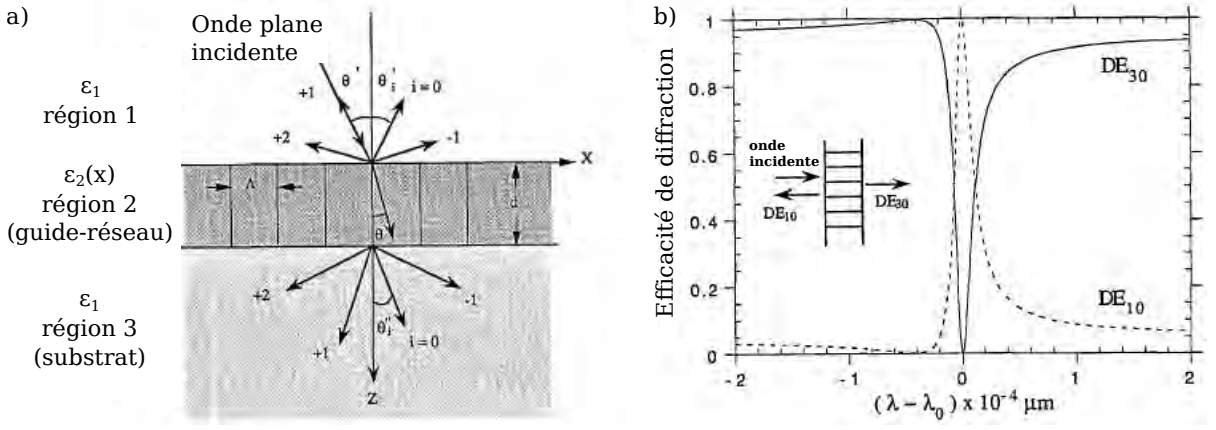



FIGURE 1.26 – Tiré de [107]. a) Structure du filtre étudié. b) Réponse du filtre dans les ordres spéculaires réfléchis transmis. Les paramètres géométriques sont : $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_3 = 2.161$, $\epsilon_g = 3$, $\theta' = 0$ (incidence normale), $\Lambda = d = 0.33\,\mu m$, $\Delta\epsilon/\epsilon_g = 0.05$, $\lambda_0 = 547\,nm$. L'onde incidente est polarisée TE.

La figure 1.26a illustre la structure d'un réseau résonant 1D pour lequel les fonctions de guide d'onde et de réseau de diffraction sont supportées par la même couche plane. Sa permittivité est décrite par la relation 1.17. L'indice moyen $\epsilon_g$ de cette couche est bien supérieur à celui des couches environnantes.

$$\epsilon_2(x) = \epsilon_g + \Delta\epsilon \cos(Kx) \tag{1.17}$$

La réponse d'un exemple de filtre est donnée dans la figure 1.26b. Ce dernier présente un pic asymétrique de réflexion d'amplitude unitaire. Ces deux observations sont respectivement liées au fait que la résonance est une résonance de Fano [98] (voir figure 1.24, page 34), et que le réseau présente un plan de symétrie vertical (voir figure 1.25, page 34).

Le réseau présenté dans la figure 1.26 possède une très faible modulation d'indice : le rapport entre l'indice moyen $\epsilon_g$ et la variation de permittivité est de seulement 0.05. Dans ce cas de figure, le réseau peut être considéré comme perturbatif et la réponse du filtre hors de la résonance est proche de celle du système homogène (voir figure 1.24, page 34). La hauteur du réseau est alors considérée comme un paramètre d'ajustement pour réaliser une fonction anti-reflet et améliorer ainsi la transmission du système aux longueurs d'ondes voisines du pic de haute réflectivité. De premiers filtres à la sélectivité intéressante sont ainsi réalisés. Lorsque la modulation d'indice $\Delta\epsilon$ augmente sensiblement, le réseau ne peut plus être aussi immédiatement considéré comme une couche homogène. Il devient alors d'autant plus intéressant d'ajouter des couches homogènes pour en améliorer la sélectivité [108].

Suite à cela, des filtres en transmission ont été obtenus par exploitation du même principe consistant à combiner un réseau résonant et un empilement de couches minces [109]. La figure 1.27 présente un des premiers exemples de filtre passe-bande en transmission utilisant un réseau résonant.

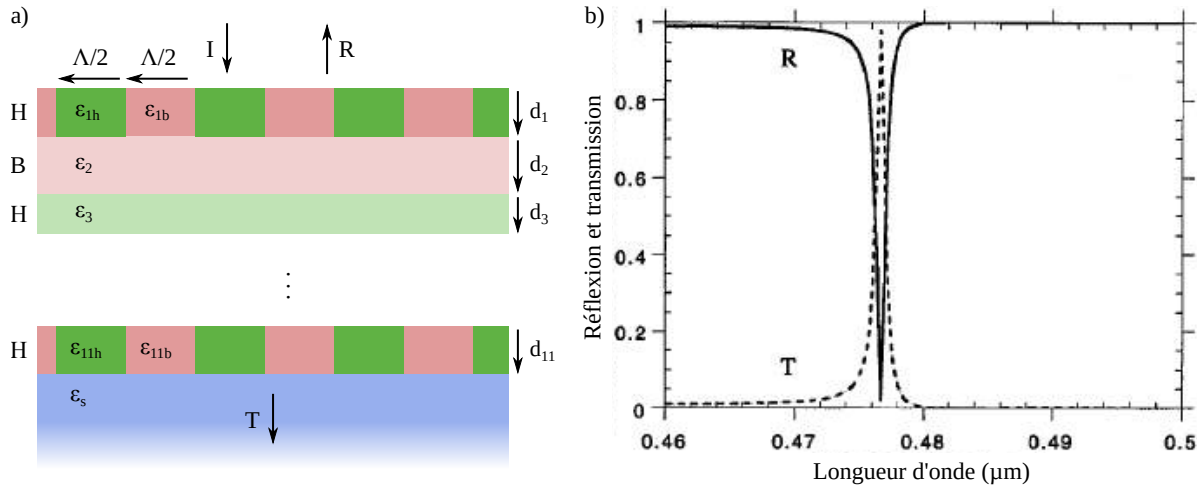



FIGURE 1.27 – Tiré de [109]. a) Structure du filtre étudié. b) Spectre dans les ordres spéculaires réfléchis transmis. Les paramètres géométriques sont : $\epsilon_{1h} = \epsilon_{11h} = 6.25$, $\epsilon_{1b} = \epsilon_{11b} = 4.84$, $\epsilon_2 = \epsilon_4 = \epsilon_6 = \epsilon_8 = \epsilon_{10} = 1.9$, $\epsilon_3 = \epsilon_5 = \epsilon_7 = \epsilon_9 = 5.52$, $\epsilon_s = 2.31$, et $\Lambda = 300\,\text{nm}$. L'épaisseur des couches d'indice pair et impair est respectivement de 87 nm et 51 nm. L'onde incidente est polarisée TE, l'incidence sur le réseau est normale.

L'empilement utilisé pour réaliser la fonction de filtrage est donné dans la figure 1.27a. Il est constitué de 11 couches déposées sur un substrat dont la première et la dernière couche sont d'indice modulé. Les couches de haut indice (« H » dans la figure 1.27), y compris les couches structurées dont l'indice effectif est alors considéré, et bas indice (« B » dans la figure 1.27) sont alternées de sorte à former une fonction haute-réflectivité efficace. Cependant, dans la mesure où les permittivités utilisées dans les articles [107–109] sont relativement faibles (n < 2.5), un nombre de pair H/B élevé est nécessaire, contrairement aux anti-reflets de même efficacité qui peuvent être réalisés en utilisant seulement 2 à 3 couches. La réponse du filtre est donnée dans la figure 1.27b. La transmission y est proche de 100%, et

on peut constater que la sélectivité du filtre est bien meilleure que celle du filtre présenté dans la figure 1.26, page 35. D'un point de vue technologique, la planarisation d'une couche structurée est rarement simple, en particulier lorsque son épaisseur doit être précisément contrôlée.

Un ensemble de filtres a été conçu en utilisant également un empilement de couches minces, mais un unique réseau en surface, ne nécessitant ainsi qu'une unique étape structuration planaire [110] (voir encart figure 1.28a). L'objectif de cette étude [110] est de concevoir une matrice de filtres pixellisés pour des applications de détection de gaz dans le moyen infrarouge. Elle n'est cependant que préliminaire puisque des filtres d'extension spatiale infinie, éclairés par une onde plane sous incidence normale sont étudiés. L'accordabilité de ces filtres en fonction de la période sans modification de l'épaisseur des couches est présentée dans la figure 1.28a. Il apparaît dans la figure 1.28a que la transmission maximale à la résonance de ces différents filtres chute rapidement autour d'un maximum. Cet effet est observable pour tout réseau résonant, mais il est particulièrement prononcé ici. Pour le compenser une optimisation individuelle du facteur de remplissage pour chaque réseau pourrait être effectuée.

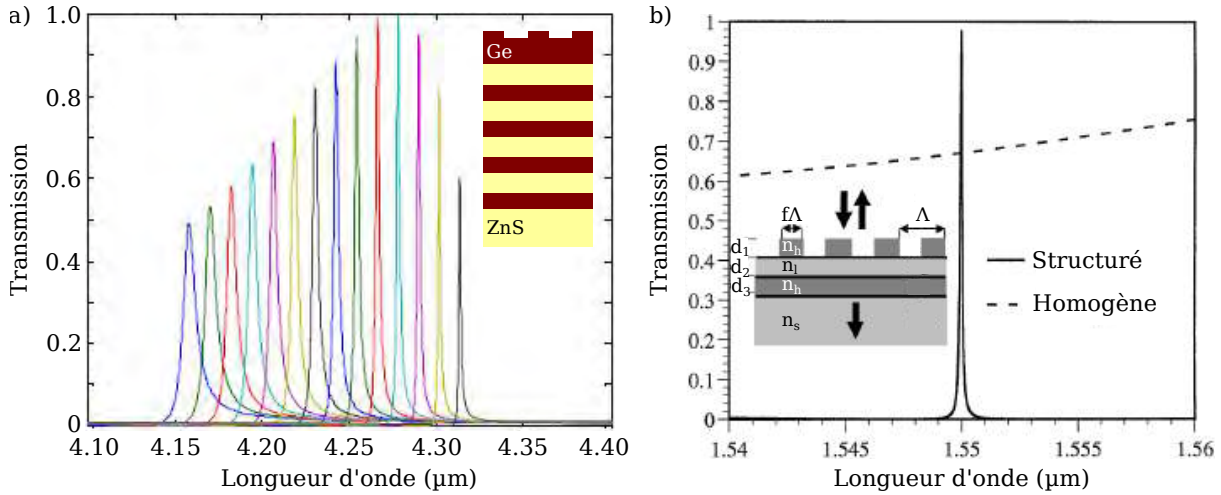



FIGURE 1.28 – a) Tiré de [110]. Spectres en transmission de réseaux résonants de période variable intégrés à un empilement haute réflectivité. Ses paramètres géométriques sont : $n_{Ge} =$ , $n_{ZnS} =$ , $d_g = 670\,nm$, $d_1 = 280\,nm$, $d_2 = 499\,nm$, $d_3 = 2.221\,\mu m$. Le réseau mesure 300 nm d'épaisseur, son facteur de remplissage est de 0.5, et la période est modulée entre 1.27 et 1.36 µm. b) Tiré de [111]. Spectre en transmission d'un filtre optimisé par algorithme génétique. Ses paramètres géométriques sont : $n_{Si} = 3.2$, $n_{SiO_2} = 1.45$, $\Lambda = 0.8\,\mu m$, $f = 0.1$, $d_1 = 0.262\,\mu m$, $d_2 = 1.460\,\mu m$, $d_3 = 2.221\,\mu m$. La courbe en pointillé indique la réponse de la structure dans laquelle le réseau est remplacée par la couche homogène d'indice équivalent 1.550. L'onde incidente est polarisée TE dans les deux figures.

Une méthode de conception totalement différente a été présentée par la suite pour réaliser des filtres en transmission n'utilisant que quelques couches [111]. Contrairement aux exemples précédents [107–109], l'épaisseur des couches n'est plus ajustée en considérant les couches structurées comme homogènes et en utilisant les règles de conception d'empilement de couches minces. La structure est en effet obtenue à l'aide d'un algorithme d'optimisation génétique prenant en compte tous les paramètres géométriques, y compris latéraux. Il est ainsi démontré que des filtres passe-bande en transmission peuvent être obtenus en quelques couches seulement, ainsi qu'illustré dans la figure 1.28b.

Nous avons montré à travers ces quelques exemples qu'il était possible de réaliser des filtres en transmission pouvant atteindre des transmission de l'ordre de 100% à condition de négliger l'absorption des matériaux, ce qui n'est pas une hypothèse déraisonnable pour les matériaux diélectriques tels que le silicium ou le germanium lorsqu'ils sont utilisés dans leur gamme spectrale de transparence.

De plus, la longueur d'onde de résonance de ces filtres peut être accordée avec la période. La principale limitation de ce type de réseau résonant est leur très faible tolérance angulaire, bien inférieure à 1°. Or, cette propriété risque de s'avérer très limitante pour l'obtention de filtres pixellisés, puisque la tolérance angulaire est directement liée à la taille du pixel accessible.

#### 1.3.1.6 *Conclusion intermédiaire*

Dans cette partie, nous avons présenté les notions théoriques fondamentales pour la compréhension du fonctionnement des réseaux résonants en nous basant sur l'étude de leur relation de dispersion. En particulier, nous avons établi le lien entre l'ouverture de gap du second ordre et la tolérance angulaire d'une résonance résultant du couplage par le premier ordre du réseau. L'étude de la relation de dispersion représentée avec des grandeurs complexes nous a conduit à relier la largeur d'une telle résonance et sa tolérance angulaire respectivement au coefficient $\epsilon_1$ et $\epsilon_2$ de la décomposition de Fourier de la permittivité dans le réseau. Pour finir, nous avons rapporté le lien entre la symétrie de la structure et l'intensité de la résonance de Fano au niveau de son pole et de son zéro, ainsi que sur le couplage des résonances de modes clairs et sombres.

Nous avons ensuite illustré le développement des méthodes de conception des premiers réseaux résonants et donné leur principale limitation : la tolérance angulaire.

Dans la partie suivante, nous présenterons différentes stratégies permettant d'augmenter la tolérance angulaire pour les réseaux résonants et autres structures exploitant des résonances de modes guidés.

### 1.3.2 *Augmentation de la tolérance angulaire des filtres à résonance de modes guidés*

#### 1.3.2.1 *Utilisation de filtres bi-atomes*

La tolérance angulaire d'une résonance de mode guidé au voisinage de l'incidence normale dépend très largement de l'amplitude de la levée de dégénérescence du gap ouvert par les ordres symétriques du réseau entrant en jeu dans le couplage. Nous avons en particulier étudié dans la partie 1.3.1.2, page 28, l'ouverture de gap du second ordre, résultant du couplage d'un mode propre de la structure par les ordres +1 et -1 du réseau (voir figure 1.20, page 29). Dans cette configuration, l'accroissement du gap, et donc de la tolérance angulaire, est largement liée au coefficient $\epsilon_2$ de la décomposition en série de Fourier de l'indice dans le réseau [87, 91, 92, 95].

Dans le cas d'un réseau 1D plan à section rectangulaire (voir figure 1.28, page 37), qui correspond à la géométrie la plus simple à obtenir d'un point de vue technologique, les coefficients de Fourier peuvent être ajustés en jouant sur les matériaux utilisés et le facteur de remplissage du réseau. L'optimisation du coefficient $\epsilon_2$ dans une membrane suspendue de Si pour la réalisation d'un filtre réjecteur de bande a ainsi été réalisée [95]. Il a été démontré la possibilité d'obtenir un confinement latéral du champ sur une quinzaine de période tout en conservant une réflexion supérieure à 80%.

Cette solution présente néanmoins plusieurs limitations. Tout d'abord, pour cette géométrie, les coefficients de Fourier du premier et du second ordre ne peuvent être considérés indépendamment. L'optimisation de la tolérance angulaire se fait donc au dépend de la bande passante. Ensuite, les seuls paramètres d'ajustement restant sont la hauteur du réseau et sa période, ce qui ne laisse que peu de flexibilité pour pouvoir optimiser la position de la résonance et la sélectivité du filtre. Cette contrainte sur les paramètres de conception se traduit généralement par une plus grande sensibilité du filtre aux erreurs de fabrication.

Une solution originale a alors été proposée [87], consistant à utiliser deux réseaux superposés, dont le rapport des périodes est égal à deux, et présentant des contrastes d'indices et des facteurs de remplissage différents (voir figure 1.29a). La relation de dispersion $\omega(k_{i,//})$ est présentée dans la figure 1.29b.

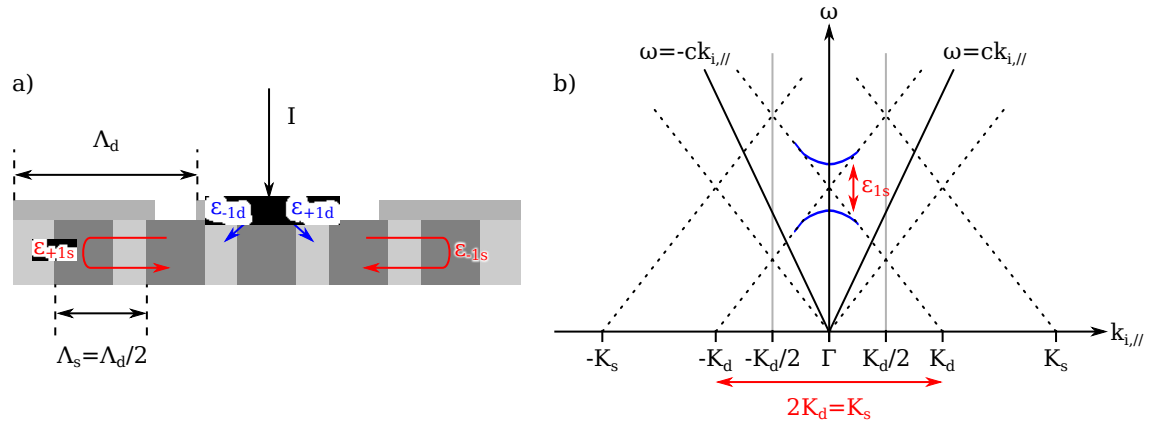



FIGURE 1.29 – a) Schéma de l'empilement de réseaux. b) Illustration de la levée de dégénérescence du gap du second ordre au voisinage de l'incidence normale.

La relation de dispersion au voisinage de la première ouverture de gap sous incidence normale est indiquée par une courbe bleue en trait continu (voir figure 1.29b). Le couplage des modes guidés à cette pulsation est due au réseau de période élevée ($\Lambda_d$, voir figure 1.29a), la largeur des pics de résonance est donc due aux coefficients $\epsilon_{\pm 1 d}$. Dans la configuration représentée dans la figure 1.29a, le réseau inférieur est de période moitié ($\Lambda_s = \Lambda_d/2$) et ne permet pas de générer de résonance à cette pulsation car sa relation de dispersion est hors du cône de lumière (lignes noires $\omega = \pm ck_{i,//}$, voir figure 1.29b). En revanche, son vecteur réseau permet le couplage entre eux des modes contrapropagatifs (voir figure 1.29a) couplés par le réseau supérieur ($K_s = 2K_d$, voir figure 1.29b). Ainsi, le réseau de grande période contrôle la force de couplage du mode tandis que le réseau de faible période permet d'ajuster la force de couplage des modes contrapropagatifs. Il est donc possible, en ajustant le facteur de remplissage de ces deux réseaux, de jouer indépendamment sur la bande passante et la tolérance angulaire du filtre. À bande passante égale, un accroissement de tolérance angulaire d'un facteur supérieur à 20 a ainsi été démontré. Remarquons enfin que, si l'on souhaite n'obtenir qu'un unique pic au voisinage de l'ouverture de gap, l'alignement entre les deux réseaux doit être tel que la structure présente une symétrie verticale (voir partie 1.3.1.4, page 33).

Pour la structure présentée dans la figure 1.29a, seul le coefficient du premier ordre des réseaux est considéré, d'où la nécessité d'introduire deux réseaux, ce qui n'est pas simple à fabriquer. Une autre configuration, dite « bi-atome » a été introduite ultérieurement dans laquelle une seule couche réseau est utilisée, mais pour laquelle deux motifs de différentes largeurs sont présents dans chaque période (voir encart figure 1.30c et figure 1.16b, page 24). De cette façon, les coefficients $\epsilon_1$ et $\epsilon_2$ contrôlant respectivement le découplage du mode par le réseau et la taille du gap sont décorrélés. Il est alors également possible d'augmenter considérablement l'ouverture de gap du second ordre et donc la tolérance angulaire du filtre sans en affecter la bande passante. Ceci est illustré dans la figure 1.30.

La figure 1.30a présente le spectre d'un filtre réjecteur de bande fin dont le réseau ne présente qu'un motif par période. Un filtre bi-atome de spectre très similaire a également été conçu (spectre non présenté ici). La figure 1.30b présente la réponse du filtre mono-motif en fonction de l'inclinaison du vecteur d'onde incident. On observe que l'intensité du pic chute très rapidement lorsque l'angle augmente. Pour une ouverture de seulement 0.016°, la transmission à la longueur d'onde de résonance a diminué de 50%. La figure 1.30c présente une étude équivalente, où l'axe des abscisses est directement

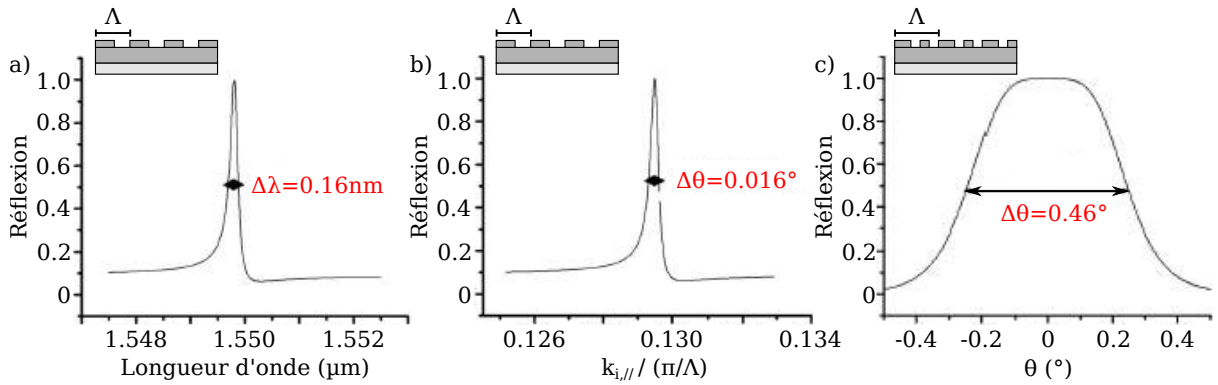



FIGURE 1.30 – Tiré de [89]. Réflectivité du réseau présentant un unique motif par période en fonction a) de la longueur d'onde (sous incidence normale) et b) de l'angle (à la longueur d'onde de résonance sous incidence normale). c) Réflexion du filtre bi-atome en fonction de l'angle d'incidence.

exprimé en fonction de l'angle d'incidence. Cette fois, la décroissance de transmission est bien plus progressive, et la perte de 50% de la réflexion maximale n'intervient que pour une ouverture de 0.46°. Bien que la tolérance angulaire du filtre bi-atome soit inférieure au degré, elle a été accrue d'un facteur proche de 30 par rapport au filtre mono-motif.

Par ailleurs, ce type de structure bi-atome est bien plus simple à fabriquer qu'un empilement de deux réseaux. L'étude de l'efficacité d'un tel filtre en dimension finie (taille du faisceau et taille du réseau) a été effectuée [112]. Le filtre bi-atome étudié possède une efficacité théorique proche de 100%, une bande passante de 1.6 nm et une acceptance angulaire de 3.6°. Il y est montré que, lorsque les modes guidés se propagent hors de la zone d'impact du faisceau, ils n'interfèrent pas avec le faisceau incident, ce qui fait chuter l'efficacité du filtre. L'augmentation de la force de couplage des modes propagatifs et contrapropagatifs permet de limiter cette fuite (voire figure 1.29a). La perte d'efficacité du pic de résonance associée au passage d'un réseau infini à un pixel de 25 µm est de 13.8%, et légèrement supérieure à 40% pour un pixel de 10 µm. La tolérance angulaire de ce filtre n'est donc pas encore tout à fait suffisante pour une implémentation dans un pixel de l'ordre de 20 µm, mais cela devrait pouvoir être atteignable en considérant d'autres matériaux.

Sous incidence oblique cette méthode peut également être utilisée [89], mais il est alors plus intéressant de coupler deux modes guidés non dégénérés par l'intermédiaire d'ordres du réseau dont les indices sont de signes opposés (par exemple les modes $TE_0$ et $TE_1$ respectivement par les ordres +1 et -1 du réseau).

Des filtres réjecteurs de bande au voisinage de 1.55 µm, insensibles à la polarisation et de tolérance angulaire accrue ont été démontrés expérimentalement, à la fois pour un fonctionnement sous incidence oblique [113], et sous incidence normale [114]. Une efficacité de réjection proche de 70% au niveau du pic de résonance est ainsi mesurée pour un faisceau incident de 100 µm [114].

À travers ces différents exemples, il apparaît que l'utilisation d'un réseau bi-atome est particulièrement pertinente pour augmenter la tolérance angulaire des filtres à résonances de modes guidés. Cependant tous les filtres présentés ici sont des filtres réjecteurs de bande, et possèdent de très grandes finesse spectrales. C'est d'ailleurs la raison principale pour laquelle des réseaux métalliques ont été introduits [78–80]. Le contraste d'indice très élevé des métaux permet d'avoir un coefficient $\epsilon_1$ plus important et d'élargir le pic de transmission.

### 1.3.2.2 *Les filtres à réseaux résonants en cavité*

Une structure originale, baptisée coupleur à réseaux résonants en cavité (« cavity-resonator-integrated grating coupler », CRIGC), a été introduite récemment [115]. L'objectif est de coupler avec une grande efficacité un faisceau se propageant à la normale d'un guide d'onde vers ce dernier, et ce sur une extension spatiale très réduite. Cette problématique est donc la même que celle des réseaux résonants illuminés par un faisceau de taille finie vue précédemment [112] : la perte d'efficacité de couplage est liée à l'extension latérale des modes guidés hors de la zone d'impact du faisceau. Par conséquent, ce concept a rapidement été adapté au filtrage optique pour des faisceaux fortement focalisés, et a été renommé réseau résonant en cavité (« cavity-resonator-integrated grating filter », CRIGF) [116]. La plupart des travaux dans ce domaine ont été menés soit dans le groupe du professeur Shogo Ura du Kyoto Institute of Technology, soit dans l'équipe Photonique du LAAS.

La structure d'un tel filtre est illustrée dans la figure 1.3.2.2. Celle-ci consiste en un guide d'onde (couche de $Si_3N_4$ dans la figure 1.31) surmonté d'un réseau coupleur (« grating coupler », GC), délimité par deux zones d'adaptation de phase (« phase section », PS), puis de deux miroirs de Bragg (« distributed Bragg reflectors », DBR).

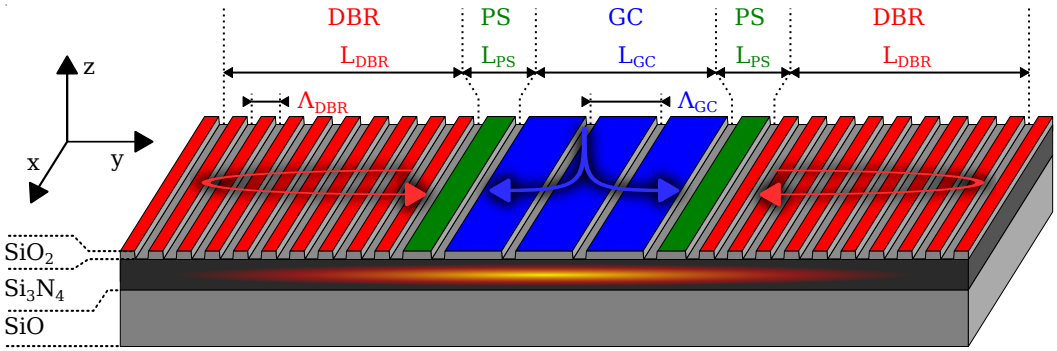



FIGURE 1.31 – Tiré de [117]. Schéma de principe du filtre à réseau résonant en cavité.

Le GC central a pour fonction de coupler l'onde incidente vers le guide, tandis que les DBRs empêchent l'extension latérale du faisceau. Les zones PS permettent d'ajuster spectralement la cavité Fabry Pérot formée par les 2 DBRs sur le pic de réflectivité du GC. Cela permet de maximiser l'intensité réfléchie.

Les premières études expérimentales effectuées avec un GC de 50 µm de large ont permis d'obtenir des réflectivités de 25% au voisinage de 1.5 µm [116], puis de 70% à 0.844 µm [118], démontrant ainsi l'intérêt de ces dispositifs. La réflectivité inférieure à celle prédite par la théorie a été attribuée en partie aux erreurs de fabrication, mais surtout à la différence de profil entre le champ dans la cavité et le faisceau incident. Les simulations ont en effet été conduites avec un faisceau de même taille que le GC (50 µm de large) tandis que le faisceau incident expérimental s'étendait sur plusieurs millimètres.

Ce constat a été démontré théoriquement [119]. Pour cela, trois filtres de différentes longueurs de GC (21, 41 et 101 périodes) ont été fabriqués et caractérisés. La figure 1.32a présente le spectre en réflexion expérimental de ces filtres. Ils présentent une réflexion comprise entre 70 et 80% pour des bandes passante de l'ordre de 1.5 nm (voir figure 1.32a). La réflectivité au pic de résonance de ces filtres est également étudiée en fonction de la taille du faisceau incident, ainsi qu'illustré dans la figure 1.32b.

Un premier résultat extrait du spectre des filtres (voir figure 1.32a) est que le facteur de qualité du filtre diminue avec la largeur de la cavité. Un second résultat est que la réflectivité est maximale lorsque la largeur en amplitude du faisceau incident est approximativement égale à la moitié de la taille du GC (voir figure 1.32b). Sur la base de ces résultats, il a été avancé que le CRIGF se comporte comme une cavité résonante supportant des modes localisés que le GC permet de découpler vers l'espace libre.

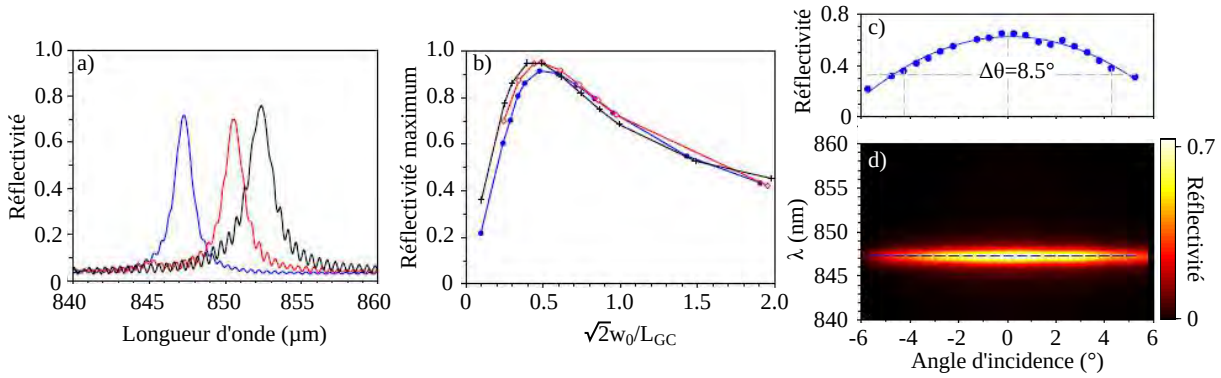



FIGURE 1.32 – Tiré de [119]. a) Spectres en réflexion expérimentaux de filtres dont le GC possède 21 (courbe bleue), 41 (courbe rouge), et 101 (courbe noire) périodes. Ces filtres ont respectivement été caractérisés avec des lentilles de focale égale à 25, 45 et 75 mm. Les DBRs de ces filtres présentent 200 périodes. b) Réflexion maximale mesurée expérimentalement au niveau du pic de résonance pour les trois filtres illustrés en a) (même convention de couleur) en fonction de la taille du faisceau incident. c) Réflectivité expérimentale à la longueur d'onde de résonance pour le réseau de GC présentant 21 périodes lorsque varie l'angle d'incidence sur le réseau. d) Cartographie expérimentale de la réflectivité $R(\theta, \lambda)$ pour le réseau de GC présentant 21 périodes.

Enfin la tolérance angulaire du filtre de plus petit GC a été étudiée (voir figures 1.32c et 1.32d), et il est démontré qu'une réflexion supérieure à 70% est maintenue sur une gamme de $\pm 4.2°$ autour de l'incidence normale ($R = 74\%$ sous incidence normale, voir figure 1.32c), et ce à une longueur d'onde fixe, tout en conservant une bonne efficacité de réjection (voir figure 1.32), ce qui était alors sans précédent dans la littérature. Le GC de ce filtre mesure environ 20 µm de large, et la largeur à mi-hauteur du pic de résonance est de 1.4 nm.

Une étude combinant modélisation et démonstration expérimentale a permis de confirmer les hypothèses émises dans les études précédentes [116, 118, 119].

Une étude théorique et expérimentale des CRIGFs a été faite ultérieurement, qui a permis de démontrer formellement leur fonctionnement comme une cavité résonante à perte [117]. Il y est montré que la taille du GC, ainsi que la période et sa position latérale par rapport à un mode donné de la cavité résonante (liée à la taille des zones PS) détermine le profil d'intensité du mode rayonné, à la manière d'un moiré. Pour un couplage optimal entre le mode de la cavité et l'onde incidente, le profil de cette dernière doit être le plus proche possible du mode rayonné. C'est ce qui est illustré par la figure 1.32b.

Ceci est très différents des réseaux résonants, y compris lorsqu'un empilement de réseaux dont les périodes sont dans un rapport 2 (voir figure 1.29a, page 39). En effet, bien qu'il y ait également un effet DBR lié au réseau de plus faible période permettant un confinement de la résonance [87], la position relative entre le faisceau incident et le réseau n'a pas d'importance. De plus, l'utilisation des DBRs latéraux engendre un couplage plus complexe des modes contra-propagatifs qui n'est pas présent dans le cas des réseaux résonant et explique leur très forte tolérance angulaire [120].

D'autres réalisations expérimentales portant sur les CRIGFs ont cherché à étendre les propriétés des filtres 1D (voir figure 1.31). Ainsi, un filtre insensible à la polarisation [121] a été fabriqué, mais la réflectivité mesurée, inférieure à 40%, est bien plus faible que celle des dispositifs 1D [118, 119] ce qui a été expliqué par un mauvais confinement des modes par les DBRs.

Très récemment, des CRIGFs présentant un gradient continu de période dans la direction orthogonale à l'axe de confinement des modes a été démontré expérimentalement [122]. La structure d'un tel filtre est illustrée dans la figure 1.33a.

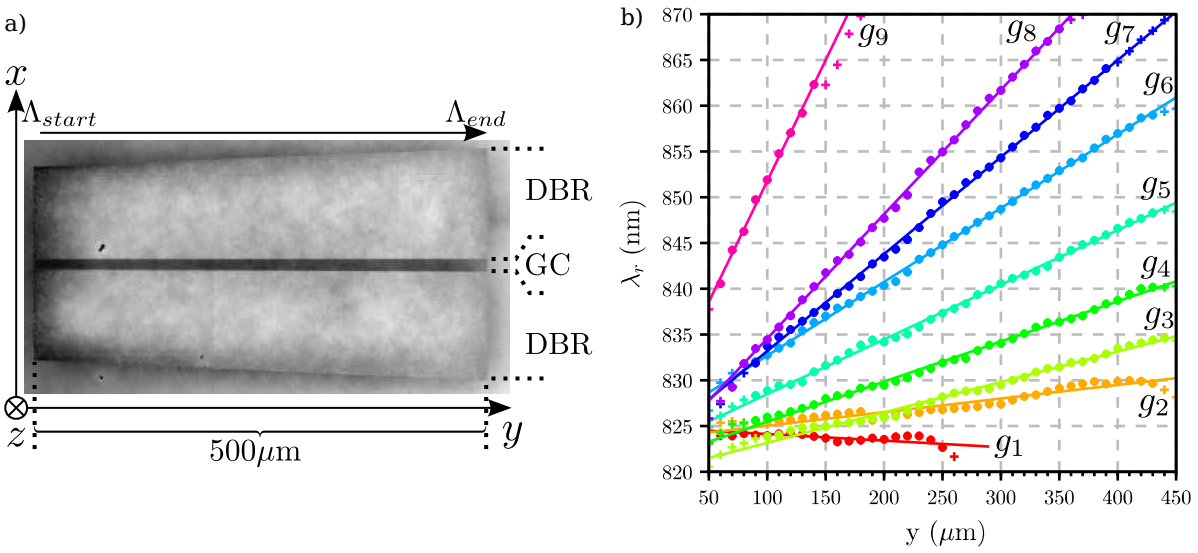



FIGURE 1.33 – Tiré de [122]. a) Observation au microscope optique d'un CRIGF accordable à gradient. b) Mesure expérimentale de la longueur d'onde de résonance des pics de réflectivité en fonction de la position le long du GC pour 9 CRIGFs présentant différents gradients. Le gradient est nul pour le filtre $g_1$ puis croît du dispositif $g_2$ à $g_9$.

Non seulement ce type de filtre présente bien un pic de réflectivité, ce qui n'était pas immédiat étant donné que l'introduction d'un gradient peut nuire au confinement des modes dans la cavité, mais l'accordabilité se fait sur plusieurs dizaines de nanomètres, tout en conservant une bonne réjection [122]. La figure 1.33b présente l'accordabilité des filtres en fonction de y (voir figure 1.33a) du faisceau incident au niveau du GC [122]. Il est notamment montré que la pente $\partial\lambda_r/\partial y$ dépend linéairement du gradient du CRIGF, par un coefficient lié à l'indice effectif du mode dans la cavité GC.

Pour finir, des CRIGFs fonctionnant dans le moyen infrarouge [123] ont récemment été fabriqués.

Nous avons présenté dans cette partie le concept des CRIGFs. Celui-ci repose sur le couplage d'un faisceau incident de très faible extension spatiale, usuellement quelques dizaines de micromètres, à une cavité résonante par l'intermédiaire d'un réseau. Le fonctionnement de ce type de filtre est fondamentalement différent de celui des réseaux résonants. En effet, l'allure du champ dans le guide et son confinement latéral sont fixés par la largeur de la cavité et l'efficacité des miroirs latéraux, et non par le réseau utilisé pour le couplage. C'est d'ailleurs la forte localisation induite par ce mode de fonctionnement qui permet à la fois d'accéder à de hautes efficacités de couplage pour des faisceaux de faible dimension, mais aussi d'obtenir une tolérance angulaire (plusieurs degrés) considérable par rapport aux réseaux résonants.

Les démonstrations faites dans la littérature ne sont toutefois pas compatibles avec les dispositifs que je souhaite obtenir. Tout d'abord, si la cavité résonante est d'extension spatiale très faible, les DBRs latéraux, eux, sont très volumineux, bien trop pour des applications pixellisées. Par ailleurs, ces filtres sont d'une extrême finesse spectrale. Pour l'augmenter il est possible d'accroître la force de couplage de la cavité à l'onde incidente par le GC. Cela peut être obtenu en gravant profondément celui-ci dans la cavité. Le problème de l'extension latérale des DBRs et de la force de couplage de la cavité résonante pourraient être simultanément contournés en utilisant des matériaux de fort contraste d'indice (Ge dans le moyen infrarouge). Reste le problème de l'obtention de CRIGFs en transmission. Leur conception n'est pas impossible, mais afin d'obtenir une transmission élevée et une bonne sélectivité, la structure doit présenter un plan de symétrie horizontal (voir figure 1.25c), et son implémentation technologique est alors trop complexe.

En conclusion, bien que la tolérance angulaire offerte par les CRIGFs soit très intéressante, leur encombrement et la difficulté d'obtenir des structures opérant en transmission constituent des obstacles majeurs.

#### 1.3.2.3 *Conclusion intermédiaire*

Nous avons introduit dans cette partie deux méthodes spécifiquement dédiées à l'augmentation de la tolérance angulaire pour des filtres à base de réseaux résonants : le réseau bi-atome et les CRIGFs. Ces concepts ont été initialement développés pour des structures purement diélectriques dans le but d'obtenir des filtres réjecteurs de bande d'une grande sélectivité spectrale. L'acceptance angulaire atteinte avec des réseaux bi-atomes diélectriques est de l'ordre de 3.5°, ce qui est proche de la valeur requise pour obtenir des filtres efficaces à l'échelle du pixel. Pour les CRIGFs, l'acceptance angulaire dépasse 8° mais, en l'état actuel, les dimensions des CRIGFs, et en particulier de leurs DBRs, sont trop importantes pour des applications pixellisées. Pour ces deux types de structures, l'utilisation de matériaux de haut indice pourrait être pertinent afin de dépasser leurs limitations actuelles.

Si le filtre bi-atome a été appliqué et démontré expérimentalement avec succès pour des filtres en transmission [80], ce n'est pas le cas des CRIGFs, et ce essentiellement pour des raisons de fabricabilité.

Très récemment, un filtre insensible à la polarisation en matériau diélectrique bas indice avec une tolérance angulaire exceptionnelle de 10° a été démontré [124]. Bien que ses dimensions en rendent l'implémentation difficile, cette structure illustre la capacité des réseaux résonants diélectriques à atteindre de très hautes tolérances angulaire par des moyens autres que les réseaux bi-atomes ou les CRIGFs.

### 1.3.3 *Les structures à haut contraste d'indice*

Dans cette partie nous explorons différents concepts présents dans la littérature basés sur l'utilisation de matériaux diélectriques de fort contraste d'indice.

Il ne s'agit pas seulement d'utiliser des matériaux de haut indice, mais d'exploiter cet indice pour bénéficier de forts coefficients de réflexion, de couplage ou d'un confinement accru. Pour cela les structurations de haut indice sont fréquemment suspendues dans l'air, sinon déposées sur des substrats de bas indice.

Les structures diélectriques à haut contraste d'indice que je présenterai ont, dans l'ensemble, été développées récemment, bien après les premiers réseaux résonants, par exemple. Toutes ces publications datent d'il y a moins de 15 ans, et la plupart ont été présentées il y a moins de 5 ans, voir au cours de ma thèse. Ceci témoigne d'un engouement certain pour l'exploitation de ce type de structures. De telles structures permettent d'augmenter à la fois la tolérance angulaire et la largeur des résonances des filtres.

#### 1.3.3.1 *Les miroirs diélectriques à haut contraste d'indice*

Une des réalisations les plus emblématiques des structures à haut contraste d'indice est celle des miroirs diélectriques large bande. Ces structures ont été développées afin de remplacer les miroirs métalliques dans les domaines du proche et du moyen-infrarouge, dont la réflectivité, certes étendue sur un très large domaine de longueurs d'ondes, est néanmoins limitée par l'absorption.

La première structure de ce type [125] est illustrée dans la figure 1.34a. Elle consiste en un réseau 1D de haut indice (par exemple du silicium, $n_{Si} = 3.45$) séparé d'un substrat du même matériau par une couche de matériau bas indice (par exemple de la silice, $n_{SiO_2} = 1.47$).

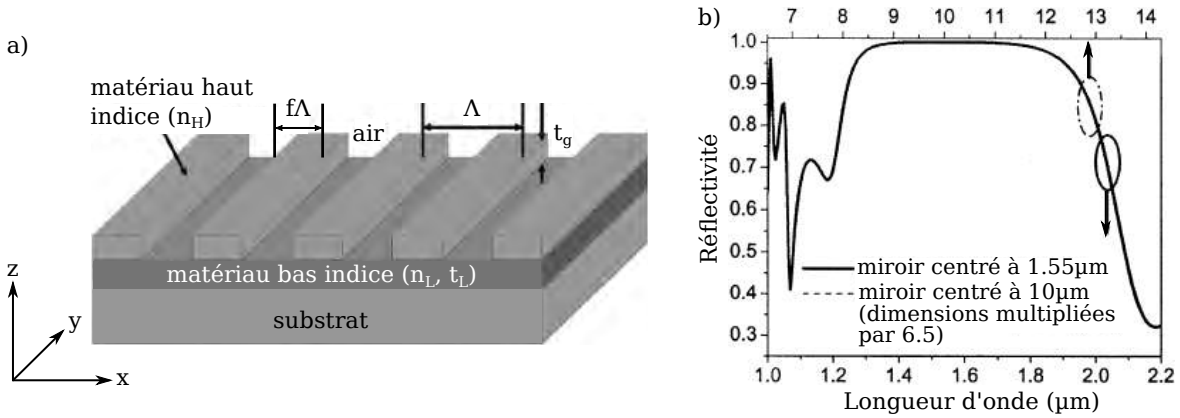



FIGURE 1.34 – Tiré de [125]. a) Schéma de la structure. b) Illustration de l'impact d'un changement d'échelle des dimensions du système sur son spectre. Les dimensions du filtre centré sur 1.55 µm sont : $\Lambda = 0.7\,\mu m$, $f = 0.75$, $t_g = 0.46\,\mu m$, $t_L = 0.9\,\mu m$, $n_H = n_{Si}$, $n_L = n_{SiO_2}$. Les dimensions du filtres centré à 10 µm ont été multipliées par 6.5. Le réseau est illuminé sous incidence normale par une onde polarisée TM.

La figure 1.34b présente la réponse typique d'un miroir large bande. On observe une plage de réflectivité supérieure à 99% très large : $\Delta\lambda/\lambda > 30\%$.

Par ailleurs, il est mis en évidence que le comportement hautement réflectif de cette structure ne peut être obtenu sans un fort contraste d'indice entre le réseau et le substrat. Ceci est illustré dans la figure 1.35 présentant l'impact de l'indice $n_L$ (voir figure 1.35a) et de l'épaisseur $t_L$ (voir figure 1.35b) de la couche de matériau bas indice (la structure est illustrée dans la figure 1.34a).

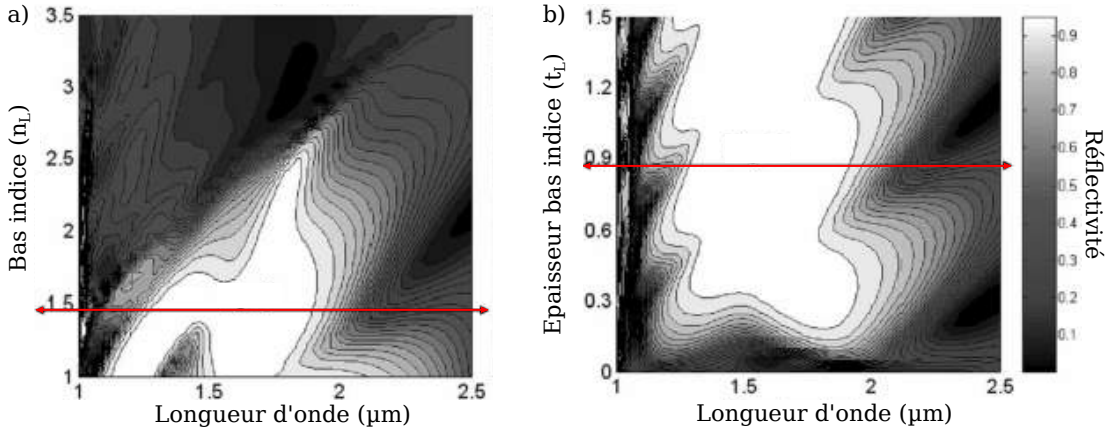



FIGURE 1.35 – Tiré de [125]. Cartographies a) $R(\lambda, n_L)$ et b) $R(\lambda, t_L)$ du miroir large bande illustré dans la figure 1.34, dont le point de fonctionnement est indiqué d'un trait rouge. Mis à part la variable considérée, les dimensions y sont identiques.

La figure 1.35a montre que le phénomène de haute réflectivité n'apparaît que pour une valeur inférieure à 2.5 de l'indice du matériau bas indice. Pour obtenir une large bande de réflectivité, celui-ci doit même être entre bien inférieur, 1.5, soit moins de la moitié de l'indice des barres du réseau.

Par ailleurs, l'épaisseur de cette couche de bas indice est également critique. Ainsi, le comportement de haute réflectivité large bande n'apparaît qu'à partir d'une épaisseur minimale de la couche de matériau bas indice (voir figure 1.35b).

L'étude présentée dans la figure 1.35 illustre parfaitement le fait que le comportement des systèmes à haut contraste d'indice dépend du faible indice des matériaux environnants. On peut ainsi y opposer le cas du réseau résonant étudié dans la figure 1.28a, page 37, pour lequel un diélectrique de très haut indice ($n_{Ge} \approx 4.1$) est utilisé, mais dont le comportement n'est pas intrinsèquement lié à ce haut

indice. La seule condition est que cet indice soit supérieur (et non très largement supérieur) à celui du ZnS ($n_{ZnS} \approx 2.2$) auquel il est combiné pour réaliser l'empilement de couches minces permettant d'augmenter la sélectivité du filtre.

La simplicité de la structure de ces filtres est également un de leurs points forts. Une démonstration expérimentale a ainsi été réalisée sur une structure $Si/SiO_2/Si$ (substrat « Silicon on insultator », SOI), et a montré un très bon accord avec la théorie [126].

Ce dernier point doit être nuancé par le problème clef de la réalisation des HCGs. Le contrôle de l'ensemble des paramètres géométriques est crucial pour conserver la largeur de la bande passante : la hauteur du réseau et son facteur de remplissage [125], mais aussi la verticalité de ses flancs [127].

Suivant l'expérience et la spécialisation des groupes de recherche développant de tels dispositifs, le terme « cristal photonique » peut apparaître pour les désigner. Leur structure périodique est alors assimilée à celle d'un cristal, et leur conception repose très largement sur l'étude des relations de dispersion des modes, dont l'allure est généralement bien plus complexe que celle illustrée dans les figures 1.21b et 1.21d, page 30, pour un réseau résonant. La physique des miroirs diélectriques large bande reste la même, mais la terminologie et les méthodes de conception diffèrent sensiblement.

Ceci est notamment le cas dans [128]. Ainsi, cette structure y est appelée miroir en cristal photonique (« photonic crystal mirror », PCM). La conception de ce filtre 2D est basée sur le fait que les photons dans le cristal photonique doivent être fortement confinés, c'est-à-dire que leur vitesse de groupe doit être nulle au voisinage du point Γ, ce qui se traduit par un aplatissement de la relation de dispersion. Le raisonnement est absolument équivalent à l'analyse conduite dans la partie 1.3.1.2, page 28, mais la formulation est autre. Dans cet article, le filtre 2D a été obtenu expérimentalement par structuration d'une membrane suspendue d'InP ($n_{InP} = 3.17$) [128]. L'allure du spectre du filtre est similaire à celui présenté dans la figure 1.34b, page 45. À nouveau, l'accord entre simulation et expérience est très bon. De plus, l'étude d'une telle membrane présentant des structurations elliptique a permis de mettre en évidence que le comportement large bande de ce type de filtre était dû à l'interaction de deux modes de la structure.

Par la suite, une étude théorique complète a permis d'expliciter le fonctionnement des miroirs diélectriques large-bande, démontrant à la fois leur fonctionnement bi-modal, mais justifiant également de la nécessité du haut contraste d'indice [129]. Le fonctionnement de ces miroirs a alors été attribué à l'interaction de deux modes de Bloch se propageant dans la direction verticale des barres du réseau (direction z dans la figure 1.34a). Le couplage de ces modes se fait lors de leur réflexion aux interfaces entre les barres du réseau et le milieu extérieur (substrat et superstrat). Plus le contraste d'indice est important, plus l'échange d'énergie entre ces modes est efficace, d'où la formation d'une large bande de réflectivité. Un modèle analytique à deux modes est mis en place pour le démontrer [129].

Une vision différente du même type de système a été donnée [130, 131] par une équipe initialement spécialisée dans l'exploitation de résonances de modes guidés, dont j'ai présenté certains des travaux dans les parties 1.3.1.3, page 30 et 1.3.1.5, page 35.

Enfin, dans une série d'études très largement citées [132–134] par la suite, les miroirs large-bande diélectriques ont été baptisés « high-contrast gratings » (HCG). Ils y ont été modélisés comme un réseau de guide d'onde dont les modes se propagent dans la direction verticale des dents du réseau (direction z dans la figure 1.34a). Ceci a conduit à une description analytique complète de ce système, ainsi qu'à des règles de conception simples et efficaces. Cette étude se base sur la première étude théorique introduite plus tôt [129].

L'intérêt pour ces miroirs diélectriques s'est poursuivi avec la fabrication d'une structure 2D insensible à la polarisation [135]. Le miroir est réalisé sur un substrat SOI, de même que pour l'étude [126], et opère également au voisinage de 1.55 µm. Dans cette étude le réseau est illuminé avec une incidence de 3° pour des raisons pratiques. Il conserve ses propriétés de haute réflectivité et d'indépendance à la polarisation.

Une autre structure dite réseau hybride (« hybrid grating », HG) a été proposée, pour laquelle le réseau est surmonté d'une couche de haut indice [136]. La plage de haute réflectivité est alors encore plus étendue que pour les HCGs.

Bien que les structures présentées ici ne soient pas directement applicables au filtrage passe-bande, leur étude a permis d'introduire certaines particularité des structures à haut contraste d'indice, telles que la sensibilité à l'indice du substrat, l'assimilation des réseaux à des guides d'ondes isolés, et la notion de cristal photonique.

Par ailleurs, parce que les modes sont fortement localisés dans le réseau, ces structures sont très tolérantes angulairement. La réflectivité supérieure à 99% d'un HCG peut dépasser 5° sans perdre en largeur de bande, voire dépasser 10 à 15° si l'on accepte une réduction de largeur de réjection ou de la largeur de la plage de haute réflectivité. Enfin, leur fonctionnement simple (2 modes), leur permet d'être aisément conçus.

#### 1.3.3.2 *Empilement de structures diélectriques à haute réflectivité*

Afin d'étendre les applications des miroirs diélectriques large bande, différentes publications font état de l'empilement de ces structures. Par exemple, deux HCGs optimisés pour présenter des réflectivités à différents angles d'incidence ont été empilés de sorte à obtenir un réflecteur monochromatique avec tolérance angulaire étendue [137], de l'ordre de 50° (théorique). En utilisant une structure proche, mais pour laquelle les deux réseaux sont couplés [138], une insensibilité quasi totale à l'angle d'incidence est prédite théoriquement. Expérimentalement, la réflexion reste supérieur à 90% jusqu'à 80° [1]. Ils ont également été utilisés pour obtenir des guides d'ondes [139] à faibles pertes opérant sur une large bande spectrale.

Cependant, je vais ici adresser les applications de filtrage en transmission. La plus simple à envisager lorsque l'on procède à l'empilement de deux miroirs est la cavité Fabry-Pérot.

La « cavité Fabry-Pérot ultime » [140] a ainsi été implémentée en superposant deux HCGs 1D. Les résultats sont présentés dans la figure 1.36.

La figure 1.36a donne la réflectivité théorique des HCGs 1D pour les deux incidences TE et TM. Sous incidence TE, la large bande de réflectivité résulte de l'interaction des deux modes $TE_1$ et $TE_2$. Le choix est fait d'exploiter la haute réflectivité au niveau de la résonance du mode $TE_2$ pour réaliser le filtre, car c'est au niveau de cette résonance que le confinement latéral des photons est le plus efficace. Afin d'étudier l'efficacité du filtre en dimension finie, une étude de l'illumination de la cavité par un faisceau gaussien est effectuée (voir figure 1.36b). Il apparaît que le filtre reste très efficace, jusqu'à des dimensions de faisceaux de seulement quelques périodes ($\Lambda = 1.1\,\mu m$), ce qui est lié à la haute tolérance angulaire des HCGs. Afin d'assurer une haute efficacité de filtrage, une cavité circulaire de 30 µm de diamètre est fabriquée. La structure avec ces deux membranes suspendues est présentée dans les figures 1.36c et 1.36d [2]. Enfin, la figure 1.36e donne le spectre en réflexion du dispositif final. La

1. Le caractère large bande des HCGs n'est pas exploité pour les deux structures [137, 138].
2. Un VCSEL accordable utilisant un miroir supérieur en HCG de hauteur contrôlée par un dispositif MEMS a été réalisé avec succès [141]. La structure à deux HCGs suspendue peut donc être transformée en cavité Fabry-Pérot dynamiquement accordable.

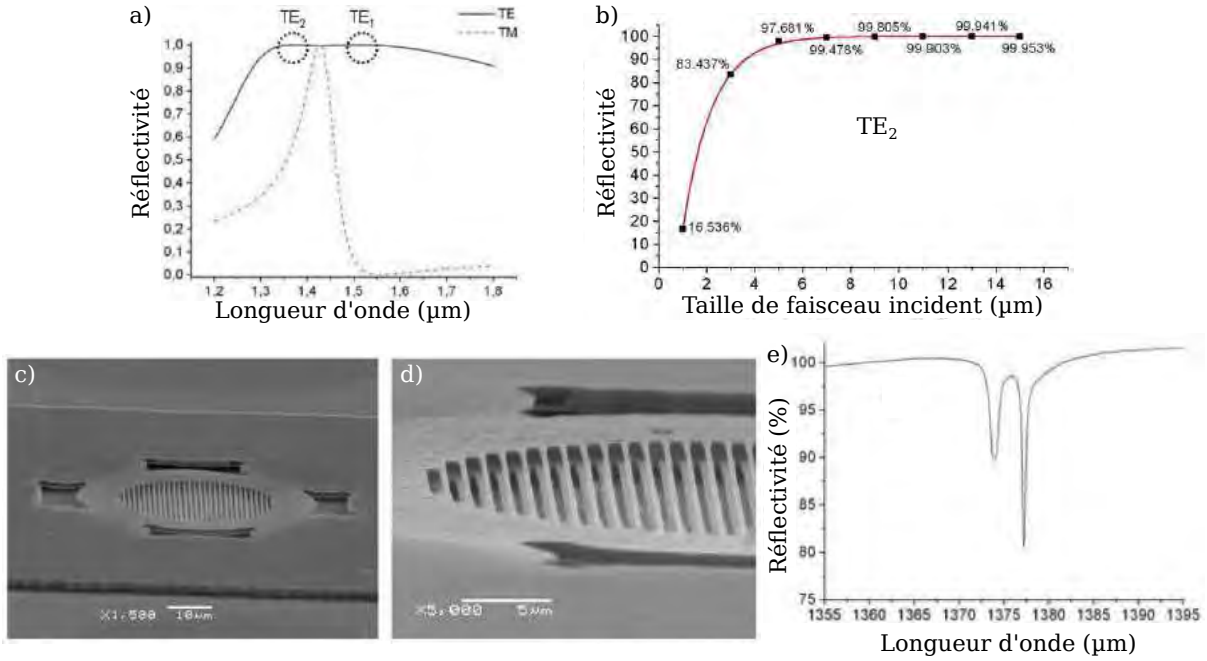



FIGURE 1.36 – Tiré de [140]. a) Réflectivité théorique du HCG sous incidence TE (courbe noire) et TM (courbe en tirets rouges). La position des résonances responsables de la large bande de réflexion sous incidence TE sont indiquées par des cercles en pointillés noirs. b) Réflectivité simulée du HCG à la longueur d'onde de la résonance $TE_2$ en fonction de la taille du faisceau gaussien incident. c, d) Images MEB du dispositif fabriqué. e) Réponse expérimentale sous incidence TE.

caractérisation est faite avec un faisceau de 10 µm de diamètre. La bande de réjection est très efficace, ce qui prouve la bonne efficacité du HCG supérieur sous faisceau de très faible dimension. Deux pics apparaissent, en conséquence de la taille finie du filtre. Le facteur de qualité de la résonance la plus marquée est de 3000. Cette valeur, inférieure d'un facteur 10 à la théorie, est attribuée à la différence de facteur de remplissage entre les membranes supérieure et inférieure, due à l'inclinaison des flancs de gravure, et pourrait donc être corrigée par amélioration du procédé de gravure [1]. Par ailleurs, il pourrait également être accru en augmentant la dimension de la cavité (voir figure 1.36b).

Bien qu'imparfaite, cette première démonstration théorique et expérimentale a permis de démontrer la fabricabilité des structures et la grande efficacité des HCGs y compris sur un faible extension spatiale.

Une seconde démonstration expérimentale de ce type de filtre Fabry-Pérot a été réalisée par la suite [143]. Cette fois, une matrice entière a été réalisée afin de démontrer la pertinence de ce type de structure pour des applications de spectrométrie nécessitant un faible encombrement. L'intégration directe à un détecteur est visée. Les différents réseaux sont structurés dans un même empilement, et seules leurs dimensions latérales sont adaptées. Cette fois, les miroirs ne sont pas suspendus. Le HCG inférieur (Si) est structuré directement sur un substrat de silice, le second est intégré dans de la résine. Ce procédé permet de contrôler les dimensions latérales des réseaux plus aisément que dans la réalisation précédente [140], mais deux étapes de photolithographie sont nécessaires. Leur alignement n'est pas critique car la distance entre les HCGs est choisie de sorte qu'ils ne soient que faiblement couplés.

La figure 1.37a donne l'allure d'un filtre fabriqué. La figure 1.37b donne les spectres des différents filtres de la matrice. Le faisceau utilisé pour la caractérisation est d'un diamètre d'environ 20 µm. Bien que leur transmission soit faible, comprise entre 40% et 65%, on peut constater que la réjection est très

1. L'intérêt de la gravure en une unique étape est que l'alignement des deux réseaux est optimal, ce qui permet de réaliser des cavités de très petite taille où les HCGs sont potentiellement couplés, sans être affecté par le désalignement des réseaux [142]

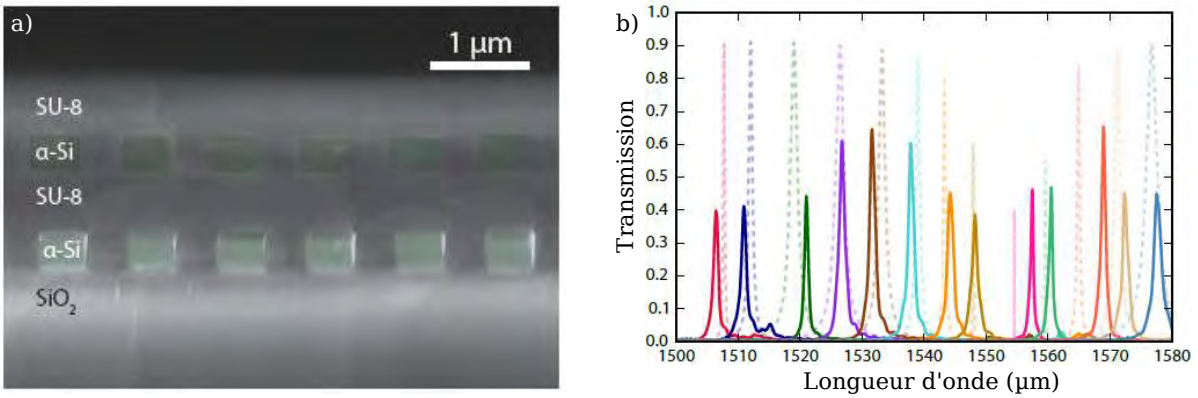



FIGURE 1.37 – Tiré de [143]. a) Image MEB du dispositif fabriqué. c) Réponse expérimentale des différents filtres de la matrice sous incidence TE.

efficace, inférieure à 1% sur l'ensemble de la bande passante.

Les cavités Fabry-Pérot présentées ici ne répondent pas à notre cahier des charges en matière de largeur de bande, ni de longueur d'onde de résonance, mais la démonstration de leur fonctionnement sous faisceau fortement focalisé est très intéressante, puisque l'on se rapproche ainsi de la dimension du pixel.

Pour réaliser une matrice de filtres en transmission à base de résonateurs Fabry-Pérot utilisant des miroirs HCGs dans le moyen infrarouge, la méthode consistant à séparer les deux réseaux par de la résine n'est pas applicable à cause de l'absorption de cette dernière. On pourrait alors la remplacer par un matériau diélectrique bas indice. Le contrôle de la conformité et de la planéité du dépôt serait probablement moins aisé qu'avec de la résine. L'implémentation de miroirs suspendus serait alors préférable, à condition de disposer de procédés de gravure très isotropes. L'élargissement de la bande passante des filtres pourrait passer par une diminution de la réflectivité des réseaux, à taille de cavité équivalente, au prix d'une réjection moins performante.

#### 1.3.3.3 *Les réseaux résonants à haut contraste d'indice*

Il convient également de s'intéresser aux réseaux résonants à haut contraste d'indice. Pour ces structures, le haut contraste est exploité afin de réaliser des filtres en transmission en utilisant une unique couche entièrement ou partiellement gravée. Ces structures utilisent des méthodes de conception tout à fait classiques (voir la relation de couplage 1.7 du réseau résonant, page 26) et il n'est fait mention d'aucune optimisation algorithmique. Elles sont présentées afin d'illustrer la différence entre ces filtres et ceux réalisés avec des matériaux de bas indice.

Pour commencer, l'article [144] est présenté comme le premier filtre optique rouge-vert-bleu basé sur une résonance de mode guidé. L'objectif est ici de reproduire les fonctions colorimétriques, à savoir la distribution d'intensité de trois sources lumineuses de couleur rouge, verte et bleue permettant de reproduire chaque couleur du spectre visible. Celui-ci est constitué d'un réseau 1D de Si sur un substrat de quartz. Les résultats obtenus sont présenté dans la figure 1.38.

Les spectres expérimentaux des 3 filtres rouge, vert et bleu sont respectivement donnés dans les figures 1.38a, 1.38b et 1.38c (courbes en traits continus noirs). L'accord avec les données de simulation (courbes en tirets noirs) est satisfaisant. De plus, les spectres expérimentaux reproduisent bien les fonctions colorimétriques, ce qui valide l'intérêt de ces filtres. Les transmissions maximales mesurées pour ces filtres sont comprises entre 50% et 80%.

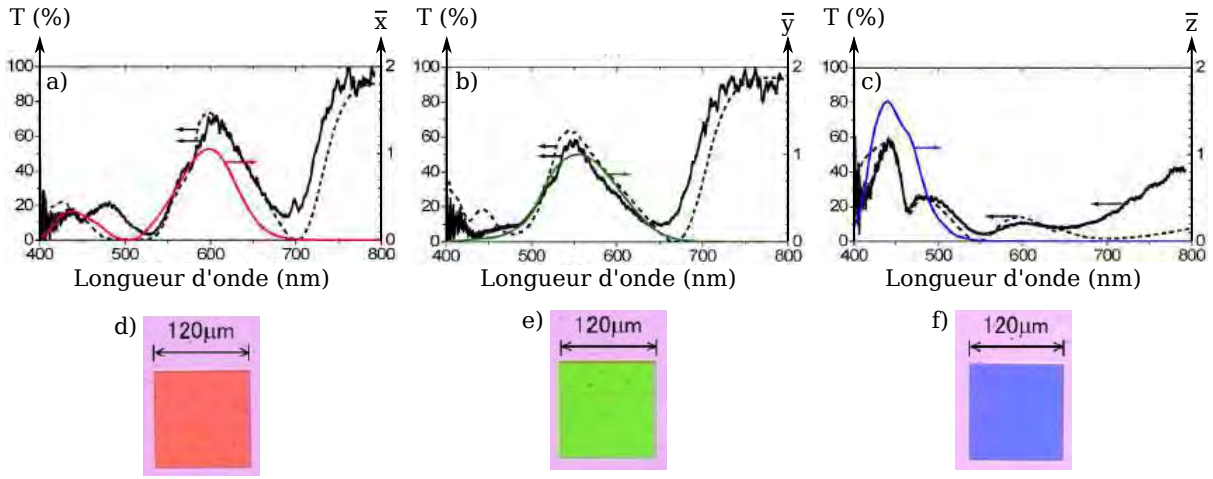



FIGURE 1.38 – Tiré de [144]. Spectres en transmission théoriques (tirets noires) et expérimentaux (courbe noire) reproduisant les trois fonctions colorimétriques a) rouge ($\bar{x}$, courbe rouge), b) verte ($\bar{y}$, courbe verte) et c) bleue ($\bar{z}$, courbe bleue). Les figures d), e) et f) présentent une photographie des réseaux fabriqués et caractérisés lorsqu'ils sont illuminés en face arrière par un faisceau de lumière blanche. Les paramètres des réseaux (voir figure 1.34, page 45) sont : $\Lambda = 400\,\text{nm}$ et $f\Lambda = 279\,\text{nm}$ pour le réseau rouge, $\Lambda = 350\,\text{nm}$ et $f\Lambda = 231\,\text{nm}$ pour le réseau vert, et $\Lambda = 440\,\text{nm}$ et $f\Lambda = 177\,\text{nm}$ pour le réseau bleu. Le réseau a la même épaisseur pour les 3 filtres : 100 nm.

La principale différence avec les premiers filtres à réseaux résonants diélectriques présentés (voir partie 1.3.1.5, page 35) est la largeur de bande passante de ces filtres. Le filtre bleu, le plus étroit spectralement, possède une bande passant de 60 nm, tandis que celle du filtre le plus large, le vert, atteint presque 100 nm. Certes la réjection n'est pas optimale, mais ces exemples démontrent la possibilité d'obtenir des résonances très larges en utilisant des réseaux résonants avec des matériaux de fort contraste d'indice.

L'exemple suivant concerne la démonstration expérimentale et théorique de filtres passe-bande dans le moyen infrarouge, pour des applications pixellisés intégrées au niveau d'un détecteur infrarouge. La structure étudiée consiste en une membrane structurée de Ge ($n_{Ge} = 4$), séparée d'un substrat de GaAs (le détecteur, $n_{GaAs}$), par une couche de $CaF_2$ ($n_{CaF_2} = 1.4$). La couche de $CaF_2$ permet d'éviter la fuite des modes confinés dans la couche de Ge, et possède un contraste d'indice suffisant avec le Ge pour permettre un bon confinement des modes.

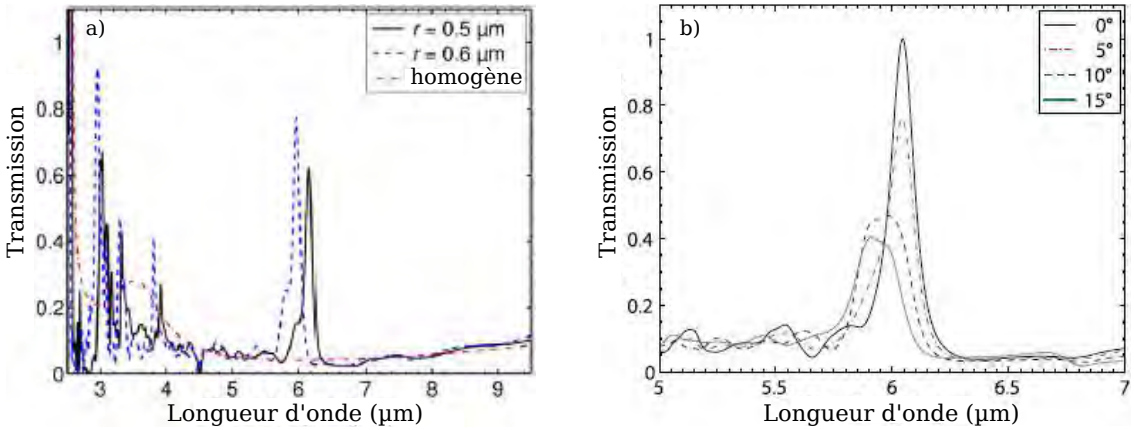



FIGURE 1.39 – Tiré de [145]. a) Spectre en transmission d'un pixel de 32 µm. La membrane de Ge est structurée par un réseau triangulaire d'ouvertures circulaires de diamètre 0.5 µm (courbe noire) et 0.6 µm (courbe bleue). La courbe rouge donne la réponse du filtre lorsque la couche de Ge n'est pas structurée. b) Étude de la tolérance angulaire du filtre.

La figure 1.39a présente le spectre en transmission de la membrane structurée. Un point intéressant est que la simulation a été effectuée en considérant un filtre d'extension finie égale à 32 µm soit une dizaine de périodes ($\Lambda = 3.4$ µm). La figure 1.39b présente l'étude de tolérance angulaire sous incidence TM d'un réseau présentant des structurations de rayon 0.55 µm [1]. On peut constater dans cette figure que la longueur d'onde du pic de résonance varie assez peu avec l'angle d'incidence, mais que la transmission s'effondre. Toutefois, la tolérance angulaire associée à une perte de transmission de l'ordre de 20% apparaît pour une inclinaison de 5°, ce qui est bien plus important que pour les réseaux résonants à faible contraste d'indice.

Il a été démontré expérimentalement [145] que l'intégration de ce type de filtres à un détecteur a permis d'en améliorer la sélectivité. Néanmoins, des efforts de conception et de fabrication seraient nécessaires pour en augmenter encore les performances.

Les réseaux résonants utilisant des matériaux à haut contraste d'indice permettent d'accéder à des bandes passantes plus importantes, et autorisent un fonctionnement possible sur de faibles étendues spatiales, voisines de l'échelle du pixel.

Pour obtenir des dispositifs plus efficaces, il pourrait être intéressant de définir des règles de conception plus avancées tenant compte du haut contraste d'indice, à l'image de celles utilisées pour les HCGs [132]. De plus, il pourrait être envisagé d'utiliser des méthodes algorithmiques pour l'optimisation des filtres de faible extension spatiale, une fois un premier point de fonction déterminé à l'aide d'une première étude paramétrique.

#### 1.3.3.4 *Conclusion intermédiaire*

Nous avons présenté dans cette partie différentes applications des structures à haut contraste d'indice, à commencer par les HCGs. L'empilement de ces derniers permet de réaliser des cavités Fabry-Pérot d'une grande finesse spectrale, au sein d'une bande de réjection efficace. La forte localisation du champ dans ces derniers autorise un fonctionnement sur de faibles étendues spatiales, de l'ordre de quelques dizaine de microns. Nous n'avons présenté ici que le principe de base des HCGs et leur empilement pour obtenir des filtres passe-bande, mais leur simplicité de conception et d'intégration leur a permis d'être utilisés pour bien d'autres applications dans la littérature [146].

Nous avons également illustré l'impact de l'utilisation de matériaux de haut contraste d'indice pour les réseaux résonants afin d'atteindre une largeur de bande passante de plusieurs dizaines de nanomètres et une tolérance angulaire de l'ordre de 5°. Les structures présentées manquent néanmoins d'optimisation numérique afin d'offrir une meilleure sélectivité spectrale.

L'exploitation de telles structures avec les solutions dédiées à l'augmentation de la tolérance angulaire de réseaux résonants (réseaux bi-atomes, voir partie 1.3.2.1, page 38, et CRIGFs, voir partie 1.3.2.2, page 40) pourrait se révéler intéressante afin d'élargir leur bande passante, et d'accroître encore leur tolérance angulaire.

### 1.3.4 *Nouvelles générations de filtres : exploitation de deux résonances*

La classification des filtres faite dans cette partie est basée essentiellement sur des considération de conception. Les principes physiques ne sont en effet pas novateurs par rapport à ce qui a été présenté précédemment. Ainsi, ils auraient pu d'une façon ou d'une autre être classés plus tôt dans cet état de l'art.

1. La courbe d'évolution sous incidence TE n'est pas présentée ici, mais est d'allure très similaire.

Néanmoins, leur point commun, qui en fait à mon sens l'originalité, est qu'ils exploitent tous 2 types de fonctions à l'intérieur du même dispositif : une fonction de réjection « large bande », et un pic de résonance plus étroit de haute transmission.

J'ai trouvé 3 concepts de tels filtres dans la littérature, tous appliqués au filtrage en transmission. Ce point commun fait que ce principe de fonctionnement me semble très intéressant pour les applications de filtrage.

#### 1.3.4.1 *Les « zero-contrast gratings » (ZCGs)*

La première démonstration du principe consistant à exploiter deux résonances afin de réaliser la fonction de réjection de de transmission séparément a été présentée en 2004 [147].

Dans cette publication [147], deux résonance de Fano sont exploitées dans une unique couche structurée suspendue dans l'air (voir encart de la figure 1.26, page 35). Cette dernière est conçue de telle sorte qu'elle supporte plusieurs modes guidés dont l'un est couplé fortement par un premier ordre du réseau pour générer une large bande de réjection, tandis qu'un second mode est couplé par un ordre différent du réseau pour générer un pic de transmission fin. L'intérêt d'utiliser deux ordres différents du réseau est d'avoir des forces de couplages, et donc des largeurs de résonances différentes. En plaçant le pic de transmission fin au centre de la bande de réjection de la résonance large, on obtient une fonction spectrale sélective en une unique couche. Cette structure ne peut être réalisée qu'en ayant un fort contraste d'indice entre les matériaux de la couche structurée et l'extérieur afin d'avoir une bonne efficacité de réjection : le rapport d'indice entre le matériau de haut indice et le milieu extérieur doit être supérieur à 2.

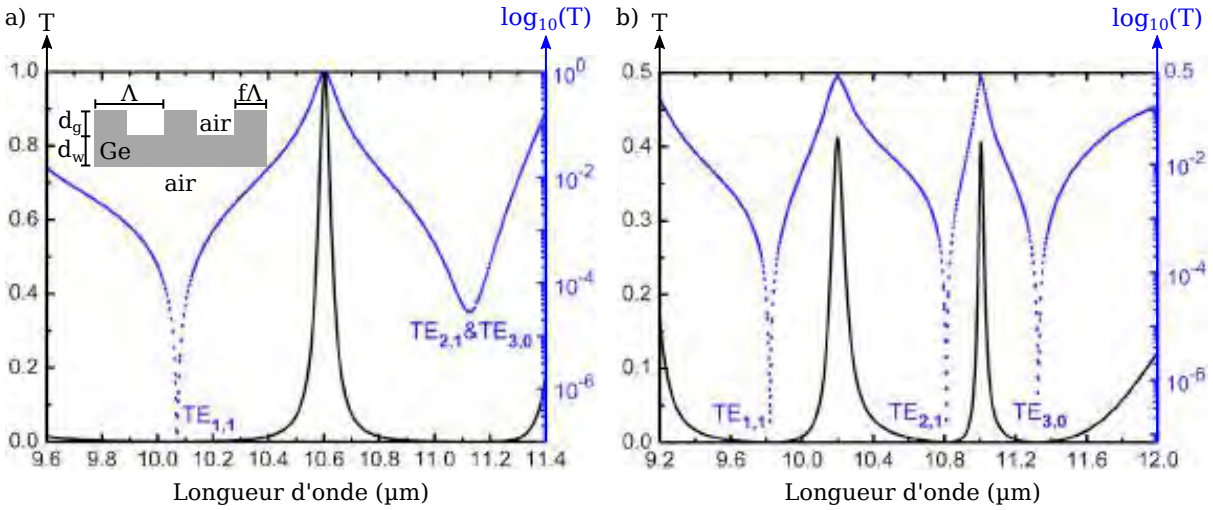



FIGURE 1.40 – Tiré de [148]. Spectres en transmission d'un réseau passe-bande constitué d'une membrane Ge ($n_{Ge} = 4$) suspendue dans l'air. a) Structure présentant un unique pic de transmission de haute efficacité. Les paramètres du réseau illustré en encart sont : $\Lambda = 9.59\,\mu m$, $f = 0.42$, $d_g = 1.54\,\mu m$ et $d_w = 1.66\,\mu m$. b) Filtre présentant 2 pics de transmission de moindre efficacité. Les paramètres du réseau sont : $\Lambda = 9.10\,\mu m$, $f = 0.38$, $d_g = 1.64\,\mu m$ et $d_w = 1.71\,\mu m$.

Suite à cette démonstration de principe, une seconde étude [148], purement théorique également, a consisté en la démonstration de différentes fonctions optiques tels que des miroirs large bande (non rapporté ici), et de filtres passe-bande en transmission à la frontière entre le moyen et le lointain infrarouge (10 µm). Le principe est le même : un réseau résonant présentant un fort contraste d'indice avec l'extérieur supporte plusieurs modes. La structure est cependant différente : les fonctions de guidage d'onde et de couplage sont séparées, ce qui autorise plus de flexibilité dans la conception et

réduit la sensibilité aux erreurs de fabrication. Ce type de structure sera plus tard appelée "zero-contrast grating" (ZCG) [1] [149].

Les figures 1.40a et 1.40b donnent le spectre en transmission de réseaux résonants en Ge ($n_{Ge} = 4$) suspendus dans l'air présentant respectivement 1 et 2 pics de transmission. Les zéros de transmission des courbes bleues (échelle logarithmique) sont légendés $TE_{m,p}$ où $m$ correspond à l'ordre du réseau intervenant dans le couplage résonant, tandis que $p$ est l'indice du mode TE considéré (voir équation 1.7, page 26). La largeur à mi-hauteur du filtre présenté dans la figure 1.40a est de l'ordre de 60 nm, beaucoup plus que celles obtenues pour les filtres diélectriques n'exploitant pas le haut contraste d'indice (voir partie 1.3.1.5, page 35).

Par la suite, ce mode de fonctionnement a été exploré plus en détail et les applications se sont portées à la fois sur les miroirs large bande et les filtres passe-bande étroits [150]. Une première démonstration expérimentale du concept initial des réseaux multi-résonants [147] a fait suite à cette étude [151]. Les résultats de caractérisation sont présentés dans la figure 1.41.

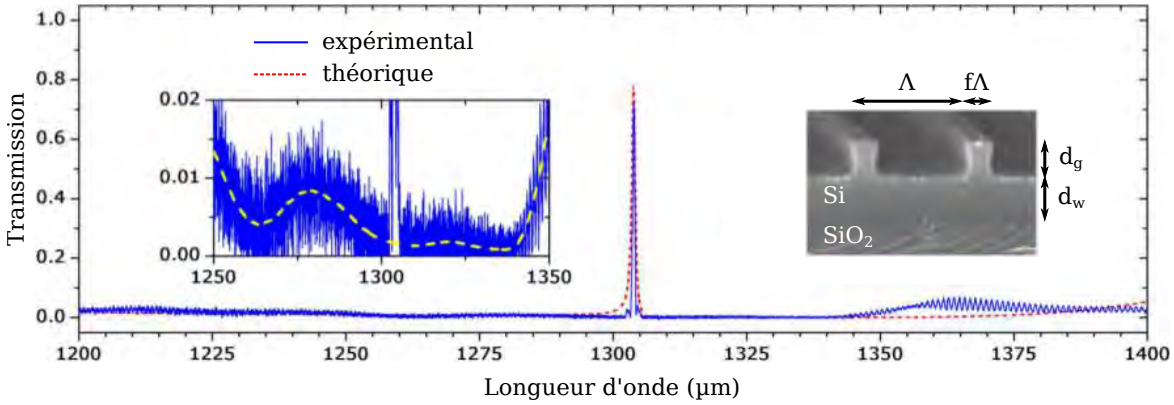



FIGURE 1.41 – Tiré de [151]. Spectre en transmission expérimental (courbe bleue) et théorique (courbe en tirets rouges) d'un ZCG passe-bande fin. L'encart de gauche illustre la faible transmission du filtre ($\approx 1\%$) entre 1250 et 1350 nm. L'encart de droite est une image MEB en coupe de la structure fabriquée : la couche partiellement gravée est en Si et le substrat est en $SiO_2$. Les paramètres du réseau sont : $\Lambda = 856$ nm, $f\Lambda = 196$ nm, $d_g = 272$ nm et $d_w = 248$ nm.

Le spectre expérimental du filtre (voir courbe bleue, figure 1.41) présente un pic de résonance fin, de largeur à mi-hauteur de 0.48 nm apparaissant à une longueur d'onde de 1304 nm, et de transmission égale à 72%. L'encart de gauche est un zoom du spectre dans la zone de faible transmission. Elle illustre la bonne réjection du filtre, dont la moyenne, illustrée par une ligne jaune, est inférieure à 1% sur près de 100 nm. La structure est très simple à fabriquer puisqu'elle a été obtenue en deux étapes : un dépôt de Si sur un substrat de $SiO_2$ et une gravure partielle de cette couche (voir encart de droite de la figure 1.41).

Cette démonstration expérimentale illustre la bonne efficacité des ZCGs. Le pic de transmission est en effet bien défini, de transmission élevée, et se trouve dans une large bande de réjection. Le fait que le pic de transmission soit d'une grande finesse par rapport à celle observée dans la figure 1.40a résulte de la différence d'ordre du réseau utilisé pour le couplage des modes guidés : l'ordre 1 pour la figure 1.40a et l'ordre 2 pour la figure 1.41.

Pour finir, des ZCGs insensibles à la polarisation ont été démontrés théoriquement, ainsi que des empilements de tels filtres permettent d'obtenir une meilleure sélectivité et un profil rectangulaire du

1. Par opposition au « high-contrast gratings » (HCG) pour lesquels le contraste d'indice des deux côtés du réseau doit être élevé. Par ailleurs les premières applications des filtres dits ZCGs n'ont pas concerné le filtrage passe-bande, mais l'obtention de miroirs large bande. [149]

pic de transmission [152].

En conclusion, les ZCGs combinent des règles de conception simple, une fabrication en très peu d'étapes et une bonne sélectivité spectrale. Ils sont dédiés au filtrage en transmission et ont été démontrés expérimentalement dans le moyen infrarouge. Leur principale limitation est leur tolérance angulaire, car la structure est un réseau résonant n'ayant pas fait l'objet d'une optimisation particulière en ce qui concerne la localisation des modes.

#### 1.3.4.2 *Les filtres à relaxation des règles de sélection*

Les filtres à relaxation des règles de sélection, que l'on pourrait aussi désigner par des filtres à couplage de modes protégés par symétrie (« symmetry-protected mode coupling ») exploitent les propriétés de symétrie d'une structure diélectrique et la différence de capacité de couplage entre les modes clairs et sombres.

La structure de base d'un tel système est tout simplement un HCG de section rectangulaire que l'on vient éclairer en incidence oblique [153]. Ainsi, il y a levée des règles de sélection (voire partie 1.3.1.4, page 33) et couplage possible des modes sombres (voir figure 1.23, page 32). Les propriétés de réflectivité élevée et large bande du HCG permettent de produire une bande de réjection étendue au sein de laquelle apparaissent des pics de résonance d'intensité croissante avec l'angle dus au couplage des modes sombres (voir figure 1.23, page 32). La conception de ce type de filtre n'est toutefois pas si simple si l'on souhaite contrôler finement le nombre et la position des résonances. Elle repose très largement sur l'étude de la relation de dispersion du système et l'étude des groupes de symétrie.

Par suite, des systèmes ne présentant pas de plan de symétrie vertical ont été introduits afin de permettre un fonctionnement sous incidence normale [154, 155]. Ceci est illustré par la figure 1.42.

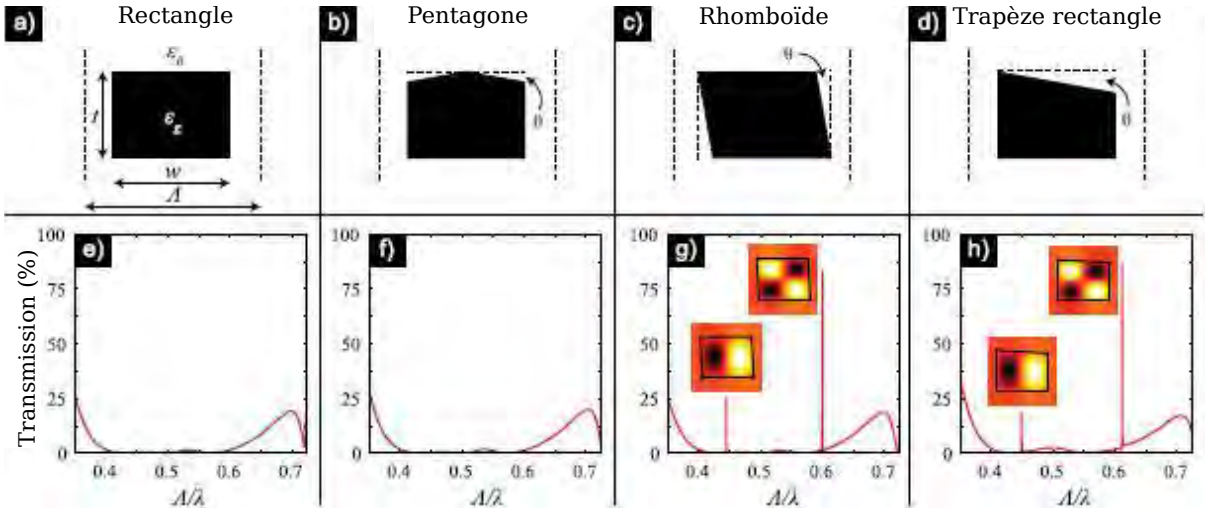



FIGURE 1.42 – Tiré de [154]. a-d) Vue en coupe de géométries de réseaux suspendus 1D avec les spectres associés sous incidence normale e-h). La structure de base a) à section rectangulaire est modifiée par introduction d'un angle d'inclinaison θ sur une ou plusieurs de ses faces. Les encarts dans les figures g) et h) illustrent le champ magnétique $H_z$ dans une période du réseau à la longueur d'onde des pics de transmission obtenus lorsque $\theta = 3°$.

Les géométries proposées dans les figures 1.42a et 1.42b présentent toutes deux un plan de symétrie vertical passant par le milieu de la barre du réseau. Il n'est donc pas surprenant que leurs réponses soient quasiment identiques et ne présentent qu'une large bande de réflectivité (voir figures 1.42e et 1.42f), celle du HCG. Au contraire, pour les géométries illustrées par les figures 1.42c et 1.42d, il y a rupture de symétrie. Comme attendu, les résonances de modes sombres apparaissent alors (voir figures

1.42g et 1.42h). L'angle θ introduit dans ces 4 exemples est faible, 3°, d'où une modification mineure de la structure de base du HCG, et donc de la bande de réjection.

La force de couplage des modes sombres dépend largement de la symétrie du mode considéré et de la divergence du réseau par rapport à la structure symétrique initiale (voir figure 1.42e) [154, 155]. Les résonances mises en évidence théoriquement dans ces publications sont de facteur de qualité très élevé, et ne sont pas intéressantes pour du filtrage dans le moyen infrarouge. Pour augmenter leur largeur, il faut accentuer la dissymétrie du système. L'accordabilité d'un tel système peut se faire par changement d'échelle du HCG.

Dans le premier article ayant introduit les filtres à relaxation des règles de symétrie [154] est également présentée une démonstration expérimentale. Un HCG 1D suspendu a été structuré dans un substrat SOI et caractérisé sous incidence oblique. Une transmission maximale de 26% a été mesurée. Je choisis cependant de présenter les résultats d'une réalisation technologique encore plus récente pour un filtre fonctionnant sous incidence normale [156]. Les principaux résultats de caractérisation sont présentés dans la figure 1.43.

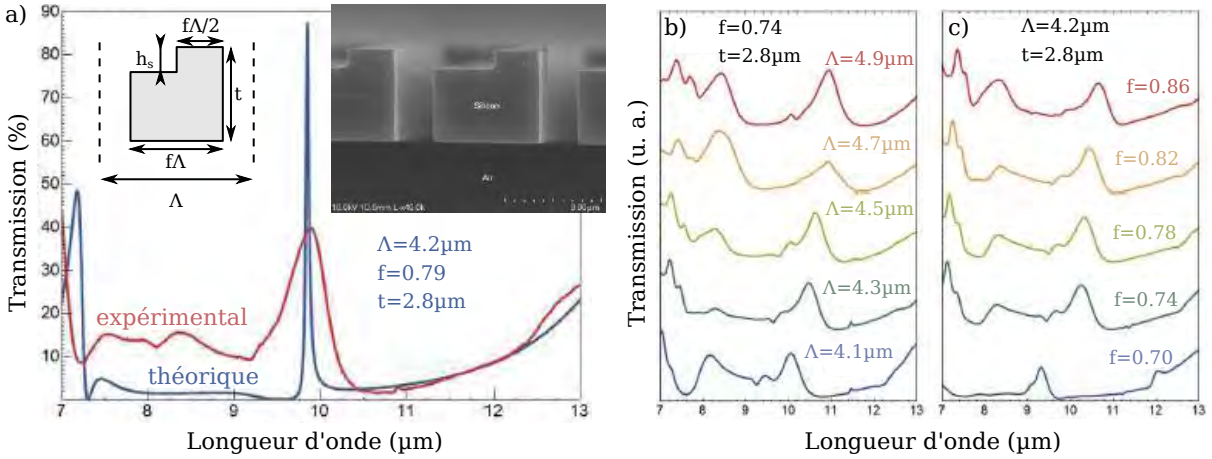



FIGURE 1.43 – Tiré de [156]. a) Comparaison entre le spectre théorique (courbe bleue) et expérimental (courbe rouge) d'un réseau suspendu. En encart sont présentées la structure schématique et fabriquée du filtre. Les paramètres de ce dernier sont : $\Lambda = 4.2\,\mu m$, $f = 0.79$, $t = 2.8\,\mu m$ et $h_s = 0.3\,\mu m$. Toutes les structures partagent les mêmes dimensions verticales t et $h_s$. Démonstration expérimentale de l'accordabilité du filtre avec b) la période et c) le facteur de remplissage.

Une illustration schématique et une image MEB de la structure fabriquée sont données en encart de la figure 1.43a. Le désaccord entre la théorie et l'expérience peut être en partie attribué aux erreurs de fabrication, mais surtout à la différence de faisceau lumineux utilisé dans les deux cas. En effet, la courbe théorique bleue est calculée en considérant une onde plane sous incidence normale, tandis qu'un objectif Cassegrain est utilisé pour la caractérisation. Dans le second cas, les composantes du faisceau autour de l'incidence normale sont supprimées, et le cône d'angle s'étend jusqu'à 18°. Ainsi, la transmission du filtre atteint près de 40% malgré une ouverture de faisceau incident très défavorable. Ceci est dû au confinement du mode couplé dans les barres du réseau. De bien meilleures performances seraient mesurées en utilisant un objectif retenant les composantes au voisinage de l'incidence normale, et de plus faible ouverture angulaire.

Les figures 1.43b) et 1.43c) permettent de constater que la structure peut être accordée sur une plage d'environ 1.5 µm.

Nous avons montré ici que les filtres à relaxation des règles de symétrie dérivent directement des miroirs diélectriques à haut contraste d'indice. Si la rupture de symétrie et l'apparition de modes

sombres avait déjà été mis en évidence théoriquement pour ces miroirs [129], ils n'avaient pas été exploités explicitement pour obtenir des filtres en transmission.

Les filtres présentés ici présentent les avantages des HCGs : une forte réflectivité sur une large bande de longueurs d'onde et une forte localisation des modes conduisant à une bonne tolérance angulaire. Cependant, il en partagent également les contraintes de fabrication, accrues par la nécessité d'introduire une asymétrie dans le réseau.

De plus, l'optimisation de la bande de réjection ne se fait pas indépendamment de l'indice effectif des modes de la structure. Le positionnement à une longueur d'onde précise d'un pic de transmission ainsi que la gestion des différentes résonances de modes sombres est donc complexe.

#### 1.3.4.3 *Les filtres exploitant la transparence induite électromagnétiquement*

Les deux architectures de filtres présentées précédemment, les ZCGs et les réseaux à relaxation des règles de symétrie, nécessitent tous les deux un très fort contraste d'indice entre la couche structurée et le milieu extérieur. Dans le cas des ZCGs cela provient de la nécessité de coupler différents modes par des ordres diffractés distincts, tandis que pour les filtres à rupture de symétrie, ce besoin est imposé par le mode de fonctionnement même du HCG assurant la réjection du filtre.

Le type de filtres que nous présentons ici se réclame du concept de la transparence induite électromagnétiquement (« electromagnetically induced transparency », EIT) [157]. Ce effet est associé à un phénomène d'interférences destructives dans un système quantique à 3 états. Il a pour conséquence d'induire une fenêtre spectrale étroite au sein de laquelle l'impact du milieu de propagation sur le photon incident est nul [1].

Ce phénomène d'EIT a été démontré dans une structure exploitant l'effet de résonance de mode guidé dans deux guides d'onde superposés couplés par un même réseau, ainsi qu'illustré dans la figure 1.44.

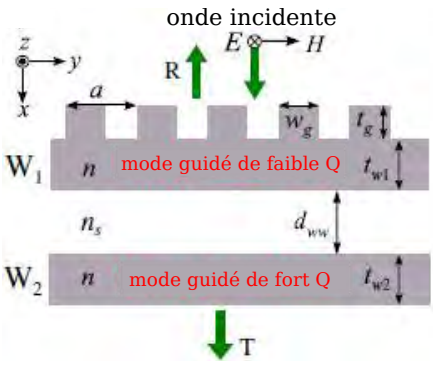



FIGURE 1.44 – Tiré de [158]. Schéma d'un filtre exploitant le phénomène de transparence induite électromagnétiquement.

Le guide d'onde le plus proche du réseau est fortement couplé par ce dernier et génère donc une résonance de Fano large, soit de faible facteur de qualité Q formant la bande de réjection. Au contraire, le guide d'onde le plus éloigné du réseau est plus faiblement couplé, d'où une résonance de plus haut facteur de qualité donnant lieu au pic de transmission fin. Ces deux guides sont monomodes, et sont suffisamment éloignés pour ne pas être couplés entre eux. Il est également possible de séparer le réseau du guide d'onde supportant la résonance de faible facteur de qualité. En utilisant un réseau 2D on peut, sans modification spécifique, obtenir un système indépendant à la polarisation [159].

1. Pour une explication physique détaillée, un lecteur intéressé pourra poursuivre avec la lecture de l'article [157].

À mon sens le fonctionnement de ce type de système est très proche de celui d'un ZCG. La différence entre un filtre EIT et un ZCG tient en deux points :

— le premier utilise deux guides monomodes, tandis que le second utilise un guide multimode,
— la force de couplage des modes guidés pour un filtre EIT est contrôlée en ajustant la distance des guides par rapport au réseau, tandis que la valeurs du coefficient $\epsilon_m$ de l'ordre $m$ du réseau est exploitée pour un ZCG.

Le filtre EIT s'en démarque néanmoins par le fait qu'il ne nécessite pas de haut contraste d'indice, il suffit que les guides d'onde puissent supporter un mode. De plus, l'utilisation de 2 guides d'onde est un avantage dans la mesure où cela accroît le nombre de paramètres d'ajustement et donc la flexibilité de conception, limite le nombre de couplages résonants possibles, mais augmente également le risque d'erreurs de fabrication.

La figure 1.45 présente une étude de l'impact de la distance entre les guides d'onde sur la réponse du filtre.

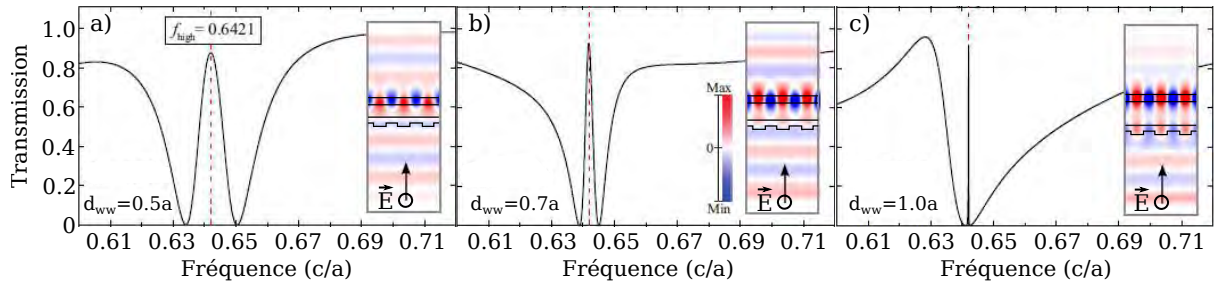



FIGURE 1.45 – Tiré de [158]. Évolution du spectre d'un filtre exploitant l'effet EIT lorsque la distance $d_{ww}$ (voir figure 1.44, page 56) entre les deux guides d'ondes varie.

Dans la figure 1.45a, l'écart entre les guides est le plus faible ($d_{ww} = 0.5a$, voir figure 1.44), il augmente ensuite progressivement dans les figures 1.45b ($d_{ww} = 0.7a$) et 1.45c ($d_{ww} = a$). La bande passante du pic de transmission diminue alors, car le couplage est d'autant plus faible que le guide s'éloigne du réseau. On observe dans les encarts de ces figures que le champ est bien plus intense dans le guide le plus éloigné du réseau, ce qui est en accord avec le fait que ce dernier supporte un mode guidé faiblement découplé vers l'espace libre (Q élevé).

Quelque soit la largeur de la bande passante, l'étendue de la bande de réjection autour du pic de transmission est quasiment nulle. Cela signifie que ces filtres peuvent difficilement être utilisés pour réaliser une matrice de filtres. En effet, les filtres d'une même matrice doivent partager une bande de réjection commune.

#### 1.3.4.4 *Conclusion intermédiaire*

Nous avons illustré 3 types de filtres reposant tous sur la combinaison d'au moins 2 résonances : l'une responsable d'un pic de transmission et les autres d'une large bande de réjection.

La première structure, dite ZCG, présente de nombreux avantages. En effet, elle possède une grande simplicité de fabrication et de conception, et est potentiellement compatible avec d'autres approches pour l'augmentation de la tolérance angulaire (voir partie 1.3.2, page 38). De plus, ses performances ont été démontrées expérimentalement.

Par la suite, nous avons étudié les réseaux à relaxation des règles de symétrie. Ces derniers présentent l'avantage certain de pouvoir fonctionner sur de faibles extensions spatiales car ils exploitent le très fort contraste d'indice des HCGs. La largeur de bande passante de ces filtres dépend du degré d'asymétrie de la structure.

Enfin, les filtres exploitant le phénomène de transparence induite électromagnétiquement ont été introduits. Bien que leur structure partage la simplicité de celle des ZCGs et qu'ils puissent fonctionner sans haut contraste d'indice des matériaux, la trop faible bande de réjection de chaque côté du pic de transmission fait que ce type de filtres n'est pas accordable et n'est donc pas pertinent pour des applications pixellisées.

Parmi ces 3 structures, celle qui offre à mon sens le plus de possibilités de développement est le ZCG. Par ailleurs, le concept des ZCGs n'a pas été étudié dans la littérature du point de vue de la pixellisation.

### 1.3.5 *Conclusion sur le filtrage par des structures diélectriques*

Dans cette seconde partie de l'état de l'art, nous nous sommes focalisés sur l'étude de structures purement diélectriques pour le filtrage en transmission dans le moyen infrarouge. Nous nous sommes plus particulièrement concentré sur les structures à résonances de modes guidés.

Dans un premier temps, nous avons explicité les notions essentielles liées au fonctionnement des réseaux résonants : construction de la relation de dispersion, lien entre la levée de dégénérescence et la tolérance angulaire, et explicitation des règles de sélection liées à la symétrie de la structure. Nous avons ensuite présenté l'évolution des méthodes de conception ayant permis d'obtenir les premiers filtres passe-bande sélectifs en transmission.

Le principal point limitant de ces premiers filtres étant leur faible tolérance angulaire, nous avons alors présenté deux solutions nous semblant pertinentes pour l'augmenter : les réseaux bi-atomes et les CRIGFs. Les premiers utilisent un réseau présentant 2 motifs par période, ce qui permet de contrôler indépendamment les coefficients $\epsilon_1$ et $\epsilon_2$ du réseau. À réponse spectrale égale, un réseau bi-atome peut avoir une tolérance 30 fois plus importante que celle d'un filtre mono-atome. Les CRIGFs, eux, reposent sur le confinement latéral des modes dans le guide d'onde et permettent d'obtenir un couplage de haute efficacité avec un faisceau incident d'extension spatiale compatible avec les plus petites dimensions de pixels. Les filtres actuels ne fonctionnent cependant qu'en réflexion. Nous avons suggéré que le faible indice des matériaux utilisés dans les exemples tirés de la littératures était un des points limitant de ces structures pour les applications de filtrage pixellisé dans le moyen infrarouge.

Dans un troisième temps, nous avons donc exploré les structures à haut contraste d'indice. Les plus répandues, les HCGs ont été initialement utilisées pour concevoir des miroirs large bande de faible absorption, mais leurs applications se sont ensuite largement diversifiées, notamment pour la réalisation de cavités Fabry-Pérot de très faible dimension. Ces filtres en transmission peuvent opérer sur de très petites dimensions, de l'ordre de 20 µm. Des réseaux résonants exploitant un fort contraste d'indice ont ensuite été présentés. Comme attendu, l'utilisation de matériaux de fort contraste d'indice permet d'obtenir des bandes passantes et des tolérances angulaires élevées, et ce sans optimisation particulière des coefficients du Fourier du réseau.

Enfin, une catégorie particulière de filtres a été distinguée. Contrairement à la plupart des structures à base de résonance de modes guidés présentées plus tôt, celles-ci fonctionnement toutes uniquement en tant que filtres passe-bande en transmission. Leur originalité tient en la discrimination des résonances exploitées : une partie génère un ou plusieurs pics de transmission, tandis que les autres génèrent la bande de réjection. Les concepts de ZCG et de réseau à relaxation des règles de symétrie sont les plus adaptées au filtrage pixellisé.

À l'issue de cette étude, le concept de filtre me semblant le plus pertinent pour les application de filtrage pixellisé est celui des ZCGs. Tout d'abord, ils sont explicitement dédiés au filtrage passe-bande en transmission. Ensuite, leur structure est simple et ne demande que peu d'étapes de fabrication.

De plus, ils consistent en un réseau doublement résonant auquel les méthodes d'augmentation de la tolérance angulaire doivent pouvoir être appliquées, et ce d'autant plus qu'un haut contraste d'indice des matériaux est utilisé.

## 1.4 CONCLUSION

Nous avons exploré dans ce chapitre différentes concepts physiques issus du domaine de la photonique permettant un filtrage passe-bande dans le domaine spectral de l'infrarouge. Ces dispositifs nanostructurés ont été répartis en deux catégories : les filtres utilisant des métaux, et les filtres purement diélectriques.

Parmi les premiers, nous avons présenté les filtres plasmoniques, les FSSs, les métasurfaces et les réseaux résonants métal diélectriques. Ces structures ont des modes de fonctionnement et de conception différents, mais partagent la possibilité d'obtenir un fort confinement du champ électromagnétique et des résonances très localisées. Le concept de filtrage pixellisé à base de nanostructures métalliques le plus abouti est celui des réseaux résonants métal-diélectrique. Bien que, dans le domaine du moyen infrarouge, leur efficacité soit partiellement limitée par l'absorption, un fonctionnement à l'échelle du pixel a été démontré.

Au sein des filtres diélectriques, et suite à l'analyse faite lors de l'étude des structures métalliques, nous avons fait le choix de ne présenter que les filtres exploitant des résonances de modes guidés. Cette catégorie a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, qui ont ici été séparés suivant différents critères : exploitation ou non du haut contraste d'indice des matériaux, objectif d'augmentation de la tolérance angulaire, et fonctionnement multi-résonant pour une distinction des fonctions de transmission et de réjection. Nous avons retenu à l'issue de cette démarche le concept des ZCGs comme candidat à l'obtention de filtres pixellisés.

Plusieurs points restent néanmoins à explorer sur de telles structures. Nous devrons ainsi évaluer leur adaptabilité dans le domaine du moyen infrarouge, qui nécessitera l'utilisation de matériaux spécifiques. Il s'agira alors quantifier les performances de ces filtres pour les applications pixellisées, soit les tailles de pixels accessibles, la tolérance angulaire, ou l'accordabilité. Il sera également nécessaire de trouver un moyen d'augmenter la bande passante de ces filtres afin de satisfaire aux exigences de flux dans le domaine du moyen infrarouge. Nous étudierons ces différents points dans la partie suivante avec l'étude de ZCG MIR uni-dimensionnels.

# 2

# FILTRES ZCG 1D

## 2.1 INTRODUCTION

Ce premier chapitre portera sur l'étude des ZCGs 1D et de leur intérêt pour la pixellisation.

Dans une première partie, nous analyserons le fonctionnement de ce type de filtres en nous référant à la littérature. Nous en illustrerons les principes physiques de base, et montrerons en quoi l'étude de ces filtres peut être résumée à l'analyse d'un guide d'onde plan surmonté d'un réseau perturbatif.

Nous dégagerons ensuite de cette étude préliminaire une méthode de conception semi-analytique des ZCGs que nous utiliserons afin de concevoir un ZCG dans le moyen-infrarouge.

Dans un troisième temps, l'étude de la tolérance angulaire de ces filtres et de leur illumination par un faisceau gaussien, indispensable pour envisager la dimension pixellisée des filtres, nous permettra de montrer les limitations, en termes de taille de pixels comme de bande passante, des structures de filtres ZCGs existant dans la littérature.

L'analyse effectuée dans la première partie du chapitre nous conduira alors à adopter une stratégie de double corrugation du réseau, utilisée dans la littérature pour augmenter la tolérance angulaire de réseaux résonants.

## 2.2 PRINCIPES FONDAMENTAUX DES ZCGS

Dans cette partie, je vais effectuer une analyse physique détaillée des ZCGs à partir de l'étude d'un exemple de filtre extrait de la littérature [151]. Je vais en extraire les principaux points qui me conduiront par la suite à envisager le fonctionnement des ZCGs comme celui d'un guide d'onde plan surmonté d'un réseau perturbatif. Je le démontrerai en mettant en place une méthodologie de conception semi-analytique des ZCGs.

### 2.2.1 *La méthode RCWA*

La méthode RCWA (« Rigorous Coupled Wave Analysis »), aussi connue sous l'appellation FMM (« Fourier Modal Method ») est une méthode mathématique dédiée à la résolution des équations de Maxwell dans une structure infiniment périodique, initialement introduite par Nevière *et al.* [104]. Elle permet le calcul numérique de la réponse en transmission et réflexion de tels systèmes. L'un des articles fondateurs de la méthode numérique a été publié en 1981 par Moharam et Gaylord [160]. La formulation des équations étant, à mon sens, plus claire dans un article ultérieur [161], je ferai référence à ce dernier pour les différentes équations données ci-dessous.

La situation la plus simple est celle de la diffraction par un réseau plan uni-dimensionnel, c'est-à-dire dont la corrugation n'a qu'une unique direction de périodicité ($x$), et dont l'extension spatiale est infinie dans l'autre dimension ($y$). Ce réseau est compris entre deux milieux isotropes. On considère une onde plane progressive incidente sur le réseau depuis l'un des milieux isotropes.

La première étape pour résoudre ce problème consiste à utiliser le théorème de Floquet afin de formuler les champs transmis et réfléchis dans les milieux isotropes sous la forme d'une somme d'ondes

planes. La fonction exprimant la permittivité relative $\epsilon$ du réseau (voir équation 2.1 : eq. (1) [161]) et les composantes tangentielles des champs électriques ($E_{gy}$) et magnétiques ($H_{gx}$) dans le réseau (voir équations 2.2 et 2.3 : eq. (9) et (10) [161]) sont développées sous la forme de séries de Fourier :

$$\epsilon(x) = \sum_h \epsilon_h \exp\left(j\frac{2\pi h}{\Lambda}\right) \tag{2.1}$$

$\epsilon_h$ est la composante d'ordre h de la décomposition de Fourier de la permittivité relative dans le réseau, j est l'imaginaire pur ($j^2 = -1$), et $\Lambda$ est la période du réseau.

$$E_{gy} = \sum_i S_{yi(z)} \exp(-jk_{xi}x) \tag{2.2}$$

$$H_{gx} = -j\left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \sum_i U_{xi(z)} \exp(-jk_{xi}x) \tag{2.3}$$

$S_{yi(z)}$ est l'amplitude normalisée de la i$^{ème}$ composante selon y du champ électrique dans le réseau. De même, $U_{xi(z)}$ est l'amplitude normalisée de la i$^{ème}$ composante selon x du champ magnétique dans le réseau. $k_{xi}$ est la composante selon x du vecteur d'onde incident sur le réseau. $\epsilon_0$ et $\mu_0$ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide.

La seconde étape de la résolution nécessite d'insérer dans les équations de Maxwell l'expression du champ et de la permittivité à l'intérieur du réseau. On obtient alors un système d'équations linéaires différentielles couplées du premier (voir équation 2.4 : eq. (13) [161]) ou du second ordre qui peut être mis sous forme matricielle (voir équation 2.5 : eq. (15) [161]). Dans ce système, chaque composante d'indice i du champ est reliée aux autres composantes d'indice p par le coefficient de Fourier $\epsilon_{i-p}$ de l'expansion de la permittivité dans le réseau (voir équation 2.6 : eq. (16) [161]).

$$\frac{\partial S_{yi}}{\partial z} = k_0 U_{xi} \quad \& \quad \frac{\partial U_{xi}}{\partial z} = \left(\frac{k_{xi}^2}{k_0}\right) S_{yi} - k_0 \sum_p \epsilon_{i-p} S_{yp} \tag{2.4}$$

$$[\partial^2 \mathbf{S}_y / \partial (z')^2] = [\mathbf{A}][\mathbf{S}_y] \tag{2.5}$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{K}_x^2 - \mathbf{E} \tag{2.6}$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ avec $\lambda_0$ la longueur d'onde dans le vide de l'onde plane incidente, $z' = k_0 z$, $\mathbf{E} = (\epsilon_{i-p})_{1 \leqslant i,p \leqslant n}$ et $\mathbf{K}_x = diag(k_{xi}/k_0)$. Les matrices $\mathbf{A}$, $\mathbf{K}_x$ et $\mathbf{E}$ sont des matrices de taille $(n \times n)$ où n est le nombre d'harmoniques retenu pour la décomposition des champs.

La troisième étape de la méthode consiste à résoudre ce système, c'est-à-dire à rechercher les valeurs propres ($q_m^2$) et vecteurs propres ($w_{i,m}$) de la matrice A. Le champ dans le réseau étant solution de ce problème homogène, il peut alors être exprimé sous la forme d'une combinaison linéaire sur la base de ses vecteurs propres $c_m$ (voir équations 2.7 et 2.8 : eq. (17) et (18) [161]). Les coefficients $c_m^+$ et $c_m^-$ de la décomposition sont inconnus.

$$S_{yi(z)} = \sum_{m=1}^{n} w_{i,m}\{c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m (z-d)]\} \tag{2.7}$$

$$U_{xi(z)} = \sum_{m=1}^{n} v_{i,m}\{-c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m (z-d)]\} \tag{2.8}$$

Les nombres $q_m$ sont les racines carrées positives des valeurs propres de la matrice A. Les coefficients $v_{i,m}$ sont donnés par : $v_{i,m} = q_m w_{i,m}$.

Enfin, pour trouver la solution particulière du problème étudié, on formule les conditions aux limites du problème. Les équations de continuité aux interfaces permettent en effet de faire le lien entre

les composantes des champs dans les trois domaines du problème. Leur résolution permet finalement d'obtenir l'intensité des champs électrique et magnétique dans tous l'espace.

Chaque étape du calcul a son importance. Dans la première, le champ est décomposé sur une base de Fourier. Cela signifie implicitement que cette méthode de résolution n'est pas adaptée pour la simulation de systèmes non périodiques ou de dimension finie sans faire l'objet d'adaptation majeures.

Ensuite, le nombre d'équations utilisées pour former le système matriciel, qui est également le nombre d'harmoniques retenues pour la décomposition du champ dans le réseau, est fini. En effet, tout système informatique réel a une puissance de calcul limitée. De plus, les champs utilisés ainsi que la mise en forme du système matriciel ont une importance cruciale sur la convergence de la méthode, c'est-à-dire sur le fait que la solution trouvée se rapproche bien de la réponse du système réel. Ainsi, dans la première formulation des équations de la RCWA, la résolution numérique du système matriciel était source d'instabilités [160]. Dans une seconde formulation [161], une attention toute particulière a été portée à l'efficacité des méthodes de résolution numériques, et à la bonne convergence des calculs. C'est pourquoi les équations ont été reformulées de façon à obtenir un système matriciel dont la matrice principale était symétrique réelle (matériaux diélectriques) ou hermitienne (matériaux absorbants), ce qui, d'un point de vue mathématique est extrêmement pratique car toutes les valeurs propres du système sont définies positives et que des méthodes algorithmiques efficaces pour la recherche de ces valeurs propres sont disponibles.

Enfin, la dernière étape de la résolution est également améliorée grâce à cette formulation car, toutes les valeurs propres étant de même signe, une normalisation est possible afin de n'avoir, dans les systèmes à résoudre, que des exponentielles à exposant négatif. Dans le cas d'un système constitué de plusieurs couches périodiques empilées, la résolution au sein de chaque couche suit cette même méthode. La gestion des conditions aux limites nécessite néanmoins de prendre des précautions afin de ne pas générer de système instable et d'accroître la vitesse de résolution [162].

Ce problème est d'autant plus vrai pour une onde incidente TM. En effet, si la méthode décrite précédemment peut s'appliquer à la fois à des ondes incidentes TE et TM, la formulation utilisée dans [161, 162] est moins performante dans le cas TM. Une nouvelle implémentation matricielle applicable au cas TM a alors été développée par Lalanne et Morris [163] permettant d'avoir une efficacité de calcul équivalente à celle du cas TE. Cet effet a été justifié par la suite par Li [164] à l'aide d'une analyse mathématique sur la convergence des séries de Fourier de produits de fonctions continues par morceaux.

Comme toute méthode numérique, il convient d'évaluer la stabilité ainsi que la pertinence des résultats de simulation. Dans le cas de la RCWA, la méthode de résolution est rigoureuse au sens où il n'y a pas d'approximation faite dans la formulation du champ ou des équations de Maxwell. En revanche, la solution n'est pas exacte car, comme mentionné précédemment, seul un nombre fini d'harmoniques dans la décomposition de Fourier du champ dans le réseau peut être retenu. Un premier critère de stabilité numérique de la résolution est la conservation de l'énergie : pour un réseau non absorbant, la somme des puissance diffractées dans les différents ordres doit être égale à 1, et ce avec une précision de l'ordre de $10^{-10}$ [161]. Si ce critère doit toujours être vérifié, il ne suffit pas à assurer la précision du calcul. La précision du calcul pour les ordres diffractés individuels dépend en effet uniquement du nombre total d'harmoniques retenues. Cela provient du fait que les équations différentielles de la RCWA relient les modes de Bloch aux coefficients de Fourier de la permittivité dans le réseau. Il en découle que, plus le nombre d'équations retenues est élevé, plus la représentation de l'indice dans le réseau est fidèle à celle du système réel. Simultanément, de plus en plus de modes de Bloch sont pris

en compte dans la résolution. Ces deux facteurs ainsi que le caractère rigoureux de la méthode et sa formulation matricielle font que la réponse du système simulé tend effectivement vers la réponse du système réel : on parle de convergence des résultats avec le nombre d'harmoniques.

### 2.2.2 *Validation et convergence*

Pour les modélisations RCWA nous utilisons le logiciel S$^4$ [165]. Afin de valider notre maîtrise de cet outil de simulation, nous avons dans un premier temps reproduit un résultat de la littérature, le filtre ZCG 1D présenté dans la figure 1 de l'article [151]. Ce filtre sera considéré comme filtre ZCG NIR de référence pour la suite.

La figure 2.1 présente les résultats de cette étude. 25 harmoniques sont utilisées pour ce calcul. Le script lua pour S$^4$ est donné dans l'annexe A, partie A.1.1, page 201. La structure de ce filtre est présentée dans la partie gauche de la figure 2.1. Elle est composée d'une couche partiellement gravée de silicium sur silice. La dispersion des matériaux n'est pas prise en compte et leur absorption est négligée. Le logiciel S$^4$ utilisant la RCWA, il permet d'isoler la puissance transmise dans les différents ordres. La puissance transmise dans les ordres 0 et +1 et -1 par le filtre en fonction de la longueur d'onde est donnée dans la figure 2.1. Conformément à ce qui est présenté dans l'article, on vérifie que la réponse du filtre dans l'ordre spéculaire présente un pic de transmission maximale proche de 100% centré en $\lambda_{res} = 1.304\,\mu m$. On reproduit également l'allure du champ dans le réseau (voir figure 2.1, partie droite). La puissance transmise dans les ordres diffractés +1 et -1 est nulle à partir 1.299 µm. En-deçà de cette longueur d'onde limite, les ondes résultant du couplage par les ordres +1 et -1 du réseau sont propagatives dans le substrat.

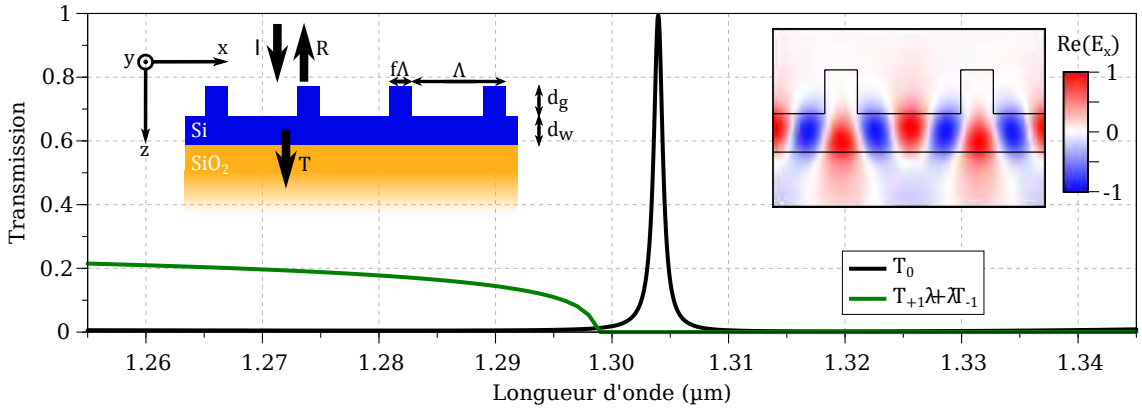



FIGURE 2.1 – Transmission dans l'ordre 0 (courbe noire) et somme de la transmission dans les ordres +1 et -1 (courbe verte) du filtre présenté dans la figure 1 dans l'article [151]. Dans l'encart gauche est présentée la structure du filtre, dont les paramètres géométriques sont les suivants : $d_w = 0.243\,\mu m$, $d_g = 0.277\,\mu m$, $\Lambda = 0.860\,\mu m$, $f = 0.24$. L'indice de réfraction du silicium et de la silice sont respectivement de 3.48 et 1.51. Le substrat est considéré comme infini. Dans la partie droite de la figure est cartographiée la partie réelle du champ $E_x$ dans la structure à la longueur d'onde de résonance $\lambda_{res} = 1.304\,\mu m$ du filtre. L'échelle est orthonormée. Le réseau est éclairé depuis l'air par une onde plane polarisée TE ($\vec{E} = E_y\vec{y}$).

Nous avons ensuite étudié la convergence de la simulation avec le nombre d'harmoniques. Usuellement, la sélection des coefficients de la décomposition de Fourier est faite symétriquement autour de l'ordre 0. Dans la suite de ce manuscrit, nous ferons référence au terme « nombre d'harmoniques » pour désigner le nombre de coefficients d'indice strictement positif retenus dans la décomposition de Fourier. Par exemple, lorsque nous mentionnerons un nombre d'harmoniques de 2, la décomposition de Fourier comprendra les termes d'indices -2, -1, 0, +1 et +2. Pour un nombre d'harmoniques nul,

le réseau sera décrit comme une couche homogène. Son indice sera calculé en utilisant la théorie de l'indice effectif [96], dont je ne retiendrai que le terme d'ordre fondamental (voir équation 1.13, chapitre 1, page 33).

La figure 2.2 illustre l'évolution de la transmission du filtre en fonction du nombre d'harmoniques. La figure 2.2a montre le spectre de transmission du filtre ZCG NIR de référence à proximité de la résonance en échelle linéaire. Dans la figure 2.2b sont présentées les courbes calculées pour le même nombre d'harmoniques, mais sur toute la bande de réjection et en échelle logarithmique. La figure 2.2b présente la valeur absolue de la différence entre le spectre calculé pour 25 harmoniques et ceux calculés avec moins d'harmoniques.

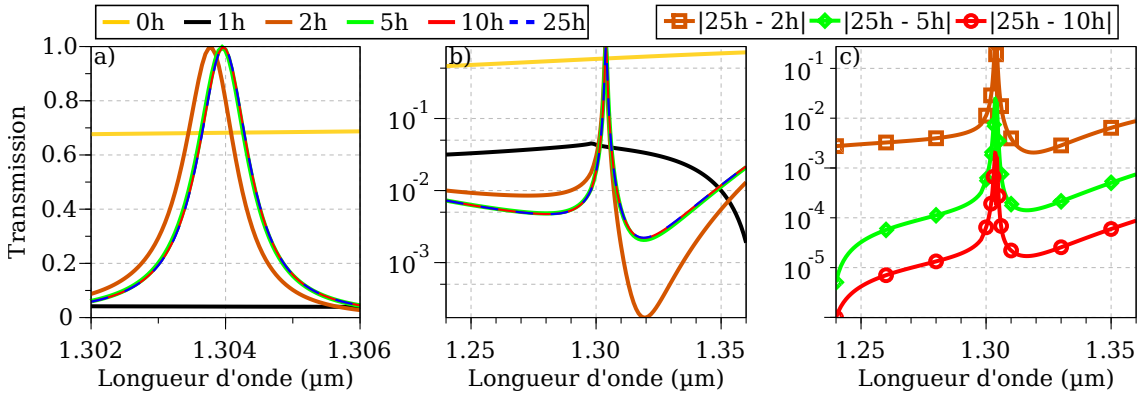



FIGURE 2.2 – Étude de la convergence de la réponse de la structure présentée dans la figure 2.1. Dans les figures a) et b) sont présentées les courbes de transmission du filtre au voisinage de la longueur d'onde de résonance du pic de transmission, calculées pour différents nombres d'harmoniques avec des échelles respectivement linéaire et logarithmique pour l'axe des ordonnées. Dans la figure c) est tracée la valeur absolue de la différence sur une échelle logarithmique entre la transmission calculée pour 25 harmoniques, et celles calculées pour 2, 5 et 10 harmoniques.

Nous pouvons constater que la réponse du filtre ne semble plus évoluer pour un nombre d'harmoniques supérieur à 5 (voir figures 2.2a et 2.2b), ce que l'on peut considérer comme le fait que la simulation a convergé. La différence de transmission entre les différentes courbes (voir figure 2.2) permet de quantifier cette convergence, et de constater qu'elle n'est pas homogène. Au voisinage du pic de transmission, à 1.304 µm, la convergence est plus lente. De manière générale, plus une résonance a un facteur de qualité élevé, plus le nombre d'harmoniques nécessaires pour obtenir la convergence sera élevé. Nous vérifions que la transmission est bien inférieure à 1% sur une bande de réjection d'une largeur proche de 100 nm.

Par ailleurs, on vérifie que le calcul de la somme des puissances transmises et réfléchies dans les trois premiers ordres pour le calcul effectué avec 10 harmoniques est bien égal à 1 avec une précision meilleure que $10^{-10}$ [161]. Cela est d'autant plus important que, sur le domaine simulé, l'ordres 1 du réseau donne lieu à un couplage propagatif dans le substrat.

Dans la suite de ce chapitre, sauf mention explicite du contraire, l'ensemble des calculs RCWA sera conduit avec 10 harmoniques.

### 2.2.3 *Analyse des résultats*

L'ensemble des résultats théoriques présentés dans cette section, à l'exception de l'analyse RCWA faite dans la dernière section, sont extraits des articles [147] et [151]. J'y recense les principaux principes physiques de conception tels qu'évoqués dans ces articles. Par ailleurs, j'illustrerai comment le mode

de fonctionnement des ZCGs peut être mis en évidence à l'aide de la méthode RCWA. Ces premiers éléments me serviront de base pour la mise en place de la méthode de conception semi-analytique des ZCGs.

#### 2.2.3.1 *Description phénoménologique des ZCGs*

Le principe de fonctionnement des ZCGs a été introduit par Ding et Magnusson [147]. Il consiste en l'utilisation d'un guide d'onde plan supportant deux modes guidés (figure 2.3a) ayant des indices tels qu'ils peuvent être couplés par deux ordres d'un réseau sub-longueur d'onde (figure 2.3b) au voisinage d'une même longueur d'onde. Des modes TE sont considérés car, à indice de mode égal et pour une structure aussi simple, les modes TE sont mieux confinés que les modes TM. L'un de ces deux modes est fortement couplé par le réseau vers l'espace libre, tandis que le second est faiblement couplé. Du couplage le plus fort résulte une large résonance de Fano (figure 2.3c, courbe rouge), tandis qu'une résonance fine est générée par le couplage le plus faible (figure 2.3c, courbe verte). Cette résonance étroite est à l'origine du pic de transmission. L'idée est de positionner la longueur d'onde de la résonance étroite au centre de la bande de réjection de la résonance de Fano la plus large (figure 2.3c, courbe en pointillés bleus).

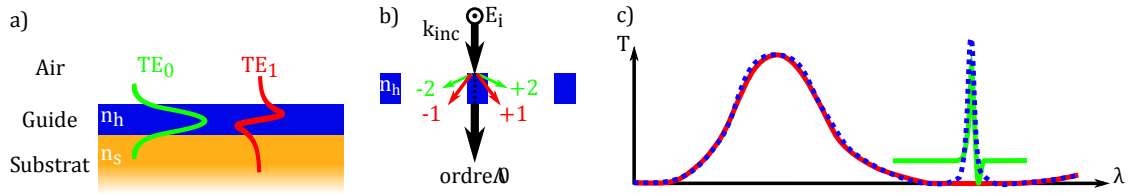



FIGURE 2.3 – Principe du ZCG : a) un guide d'onde non perturbé supporte plusieurs modes propres dont les deux premiers sont couplés b) par les ordres 1 et 2 du réseau sub-longueur d'onde. Il en résulte deux résonances dont les spectres en transmission interagissent pour donner la réponse du système final c) : résonance de Fano large (courbe rouge), résonance de Fano étroite (courbe verte) et réponse du système doublement résonant (courbe en pointillés bleue).

#### 2.2.3.2 *Sélection des matériaux*

Ainsi que décrit dans l'article [147], l'excitation simultanée de deux modes guidés par deux ordres différents du réseau à des longueurs d'ondes voisines se traduit par des conditions très restrictives pour les modes à considérer ainsi que pour leurs indices effectifs respectifs.

Dans la mesure où l'on souhaite obtenir la structure la plus simple et de plus petite dimension possible afin d'éviter les dépôts épais ou les gravures profondes, il s'agit d'utiliser les deux premiers modes guidés apparaissant lorsque l'épaisseur du guide augmente, soit les modes $TE_0$ et $TE_1$. Considérant les ordres du réseau d'indice le plus bas pour le couplage de ces modes, il s'ensuit que le mode fondamental $TE_0$ doit être couplé par le second ordre du réseau tandis que le mode $TE_1$ doit être couplé par le premier ordre.

Cela se traduit par le fait que l'indice du mode fondamental ($n_0$) doit être approximativement égal au double de celui du premier mode excité ($n_1$). Pour le justifier, exprimons tout d'abord la longueur d'onde $\lambda_p^{(m)}$ de la résonance résultant du couplage du mode guidé $TE_p$ d'indice effectif $n_p$ par l'ordre $m$ d'un réseau de période $\Lambda$ tel qu'introduit dans [147]. Cette relation est donnée dans l'équation 2.9.

La notation utilisée reflète le fait que chaque résonance de Fano peut être associée à un mode guidé donné et un ordre diffracté donné. Dans la suite du manuscrit, la lettre « p » utilisée en indice sera

strictement associée à l'indication de l'indice du mode guidé, tandis que la lettre « m » fera systématiquement référence à l'ordre du réseau.

$$\lambda_p^{(m)} = \frac{n_p \Lambda}{m} \tag{2.9}$$

Ainsi, la condition de positionnement relatif des résonances peut-elle être exprimée, dans le cas particulier des ZCGs, par l'équation 2.10

$$\lambda_0^{(2)} \approx \lambda_1^{(1)} \Rightarrow \frac{n_0}{2} \approx \frac{n_1}{1} \Rightarrow \frac{n_0}{n_1} \approx 2 \tag{2.10}$$

De plus, les indices effectifs de ces modes sont eux mêmes encadrés par les indices optiques du substrat ($n_s$) et du matériau formant le guide d'onde ($n_h$). Il vient alors l'inéquation 2.11.

$$n_s < n_1 < n_0 \approx 2n_1 < n_h \tag{2.11}$$

Par conséquent, l'indice optique du matériau de haut indice (guide d'onde et réseau) doit être au moins égal au double de celui du matériau de bas indice (substrat). C'est une condition très restrictive pour la sélection de matériaux adéquats. Les matériaux utilisé dans [151], à savoir le silicium ($n_{Si} = 3.48$) et la silice ($n_{SiO_2} = 1.51$) vérifient bien cette condition.

Pour s'affranchir de cette restriction, on pourrait utiliser des ordres diffractés plus élevés, par exemple les ordre 2 et 3, afin de diminuer le rapport $\frac{n_0}{n_1}$ mais, à longueur d'onde de résonance égale, il serait nécessaire d'augmenter la période ($\Lambda = 1.29\,\mu m$). La longueur d'onde d'apparition de la diffraction par l'ordre 1 dans le substrat (1.948 µm) dépasserait alors la longueur d'onde de résonance du filtre, d'où des pertes par diffraction dans le substrat. Pour des ordres plus élevés, le réseau pourrait même diffracter dans l'air.

#### 2.2.3.3 *Paramétrage du réseau*

Le premier paramètre à considérer pour le réseau est son facteur de remplissage. Ce paramètre est en effet clé pour l'adaptation de la force de couplage entre les modes guidés et les ordres diffractés du réseau. La force de couplage du $p^{\text{ième}}$ mode par le $m^{\text{ième}}$ ordre diffracté peut être exprimée de façon approchée par la formule 2.12. Elle découle d'une analyse perturbative de la modulation d'indice dans un cristal photonique [75]. Pour un calcul plus rigoureux, une intégrale utilisant la fonction de Green est nécessaire [86, 91, 92].

$$C_p^{(m)} = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} E_p^* \frac{\epsilon_m}{\bar{\epsilon}} E_i \tag{2.12}$$

$$\bar{\epsilon} = f\epsilon_h + (1-f)\epsilon_{air} \tag{2.13}$$

où $E_p^*$ est le conjugué du champ électrique complexe du $p^{\text{ème}}$ mode dans le réseau, $\epsilon_m$ est le $m^{\text{ème}}$ coefficient de la décomposition de Fourier de la permittivité relative dans le réseau, $\bar{\epsilon}$ est la permittivité moyenne dans le réseau calculée pour une incidence TE [96] (voir équation 1.13, chapitre 1, page 33), et $E_i$ est le champ électrique incident. Ainsi, les coefficients $\epsilon_m/\bar{\epsilon}$ fournissent-ils une évaluation simple de la force de couplage par l'ordre diffracté $m$ [147].

Le réseau considéré est un réseau 1D de section rectangulaire possédant une unique corrugation par période (voir figure 2.3b). Pour un tel réseau, l'expression des différents coefficients de la décomposition de Fourier est donnée par les équations 2.14 et 2.13 [96, 147].

$$\forall m \in \mathbb{Z}^*, \epsilon_m = \frac{2(\epsilon_h - \epsilon_{air})}{m\pi} \sin(m\pi f) \tag{2.14}$$

La figure 2.4 présente les coefficients $\epsilon_1/\bar{\epsilon}$ et $\epsilon_2/\bar{\epsilon}$, tracés en fonction du facteur de remplissage. Pour un tel réseau, on peut constater que le coefficient de Fourier du second ordre est toujours plus faible que celui du premier ordre (voir figure 2.4). En outre, le mode $TE_0$ est mieux confiné que le mode $TE_1$, son intégrale de recouvrement avec le réseau est donc plus faible. Il en résulte que le coefficient de couplage $C_0^{(2)}$ est inférieur à $C_1^{(1)}$. Par conséquent la résonance associée à ce coefficient est la plus fine des deux [166]. Le facteur de remplissage est alors choisi de façon à maximiser le couplage $C_1^{(1)}$ et former une large bande de réjection sans pour autant que le pic de transmission ne soit trop fin. L'optimum est trouvé pour une valeur de f égale à 0.24 (voir figure 2.4, trait rouge) [166].

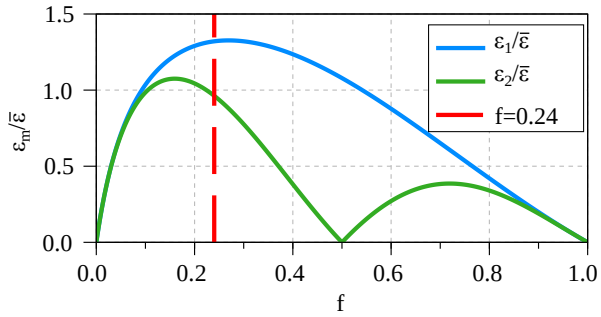



FIGURE 2.4 – Comparaison de la permittivité relative des deux premiers ordres d'un réseau rectangulaire en silicium ($n_{Si} = 3.48$) dans l'air tel qu'illustré dans la figure 2.3b.

Les autres paramètres du réseau, sa période et sa hauteur, sont respectivement obtenus en exploitant la relation de couplage 2.9 et en effectuant une étude paramétrique.

#### 2.2.3.4 *Illustration des couplages par simulation RCWA*

Il est possible de mettre en évidence très aisément le mode de fonctionnement des ZCGs en utilisant la RCWA. Considérons pour cela la figure 2.2a qui présente la réponse du filtre calculée pour différents nombres d'harmoniques. Lorsque seul le fondamental est retenu (2.2a, courbe grise), le réseau est considéré comme une couche mince de permittivité homogène $\bar{\epsilon}$ (voir équation 2.13), et la transmission du filtre reste voisine de 0.7 sur toute la gamme spectrale considérée. Si l'on considère 1 harmonique dans la description du système, le couplage par l'ordre 1 du réseau est alors pris en compte. Or, dans la description faite du fonctionnement des ZCGs, le couplage du mode guidé $TE_1$ par l'ordre 1 du réseau est responsable de la formation de la large bande de réjection. C'est pourquoi la transmission du filtre chute lorsque l'on passe d'un calcul ne tenant compte que du fondamental (2.2a et 2.2b, courbes grises), à un calcul avec 1 harmonique (2.2a et 2.2b, courbes noires). Lorsque l'on ajoute une nouvelle harmonique pour le calcul de la réponse, la résonance due au couplage du mode $TE_0$ par l'ordre 2 intervient. Cela se traduit par l'apparition du pic de transmission (2.2a et 2.2b, courbes roses). Par la suite, l'augmentation du nombre d'harmoniques n'a pour but que d'améliorer la description de la fonction $\epsilon_(x)$ dans le réseau car il n'existe pas d'autre couplage résonant sur la plage de longueurs d'ondes considérée.

### 2.2.4 *Approche perturbative*

Dans la mesure où la convergence se fait avec très peu d'harmoniques, nous faisons l'hypothèse que, malgré le haut indice du silicium ($n_{Si} = 3.48$), le réseau affecte peu les modes propres du guide d'onde, et n'a pour seule fonction que d'effectuer l'adaptation de vecteur d'onde entre l'onde incidente depuis l'espace libre et les modes guidés. Autrement dit, le réseau peut-être considéré comme perturbatif et les états propres du système non perturbé, à savoir les modes du guide d'onde plan (figure 2.3), forment

une base pertinente pour décrire le système complet. Nous allons donc étudier les résonances résultant du couplage d'un guide d'onde par un réseau très faiblement perturbatif.

Cette analyse peut être conduite par RCWA en effectuant une analyse des pôles et zéros du déterminant de la matrice **S** [92, 167].

J'ai cependant fait le choix de mettre en place une méthode de calcul numérique simplifiée de la position des résonances de Fano afin d'identifier systématiquement les modes et ordres diffractés à l'origine des différents couplage dans le cas d'un réseau perturbatif. Ce modèle est bien plus simple qu'un calcul rigoureux en RCWA. L'analyse est donc plus rapide et nécessite moins de ressources de calcul. En revanche, ce n'est qu'un calcul au premier ordre qui ne tient pas compte des couplages entre les résonances.

#### 2.2.4.1 *Algorithme d'identification des résonance de Fano d'un système peu perturbé*

Pour obtenir la position de la résonance de Fano résultant du couplage du mode guidé $p$ par l'ordre diffracté $m$, il suffit de résoudre l'équation 2.9. Il convient néanmoins de remarquer que l'indice effectif des modes propres d'une structure dépend de la longueur d'onde à laquelle ils sont calculés : $n_p = n_p(\lambda)$. Cet effet est la dispersion modale [75]. Elle existe indépendamment de la prise en compte de la dispersion d'indice des matériaux considérés dans la structure. Les deux membres de l'équation 2.9 ne sont donc pas indépendants. C'est la raison pour laquelle les relations de dispersion de modes guidés sont usuellement tracées avec des grandeurs normalisées à la longueur d'onde (voir figure 2.5), et que le calcul de la longueur d'onde d'une résonance ce Fano se fait en considérant la variable $n_p(\lambda)/\lambda$.

Dans notre cas, l'algorithme tient compte de la dispersion des matériaux en plus de la dispersion modale. Cela n'est pas nécessaire pour le cas d'étude présenté ici, mais s'avérera utile lorsque d'autres couples de matériaux seront étudiés. Le code *Scilab* [168] associé est donné dans la partie A.2 de l'annexe A, page 210.

La recherche de la position des résonances se fait en 2 temps :

i initialisation de la méthode par la recherche du nombre maximal d'ordres diffractés et de modes propres en présence,

ii recherche par dichotomie de la longueur d'onde des résonances en résolvant l'équation de couplage 2.9 pour chaque mode dans tous les ordres diffractés.

##### i. *Initialisation*

Connaissant les bornes du domaine de simulation en longueur d'onde $[\lambda_{min};\lambda_{max}]$ et en épaisseur du guide $[d_{w,min}; d_{w,max}]$, on identifie tout d'abord le nombre maximal de modes guidés. Ce dernier est donné par le nombre de modes propres de la structure d'épaisseur $d_{w,max}$ à la longueur d'onde $\lambda_{min}$.

La figure 2.5 présente l'évolution de l'indice effectif des modes en fonction de l'épaisseur du guide normalisée à la longueur d'onde. L'extraction du nombre et de l'indice effectif des modes propres d'un empilement multicouche est faite grâce à un code *Scilab* développé au sein de l'équipe de recherche.

Dans un second temps, le plus grand ordre diffracté est obtenu en considérant la relation 2.9, et en remarquant qu'un mode guidé a toujours son indice effectif inférieur à celui du silicium (voir figure 2.5). Il vient alors que la longueur d'onde maximale à laquelle une résonance de Fano pourra apparaître par couplage avec l'ordre diffracté $m$ est donnée par la relation 2.15. Un ordre diffracté sera considéré pour la simulation s'il vérifie $\lambda^{(m)}_{res,max} > \lambda_{min}$.

$$\lambda^{(m)}_{res,max} = \frac{n_{Si}\Lambda}{m} \tag{2.15}$$

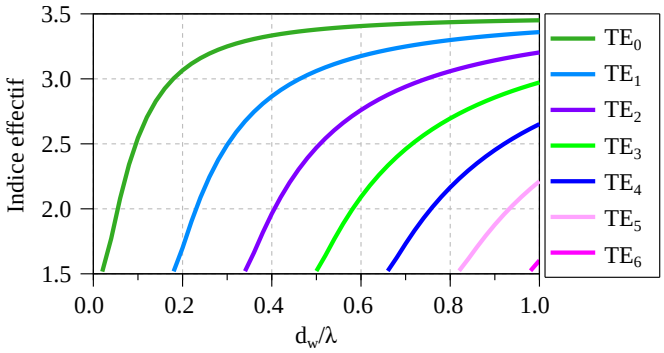



FIGURE 2.5 – Évolution de l'indice effectif des modes d'un guide d'onde plan en silicium ($n_{Si} = 3.48$) sur un substrat de silice ($n_{SiO_2} = 1.51$) avec l'épaisseur $d_w$ du guide normalisée à la longueur d'onde $\lambda$.

ii. *Méthode algorithmique*

La forme de la relation 2.9 n'étant pas adaptée pour la résolution numérique, on introduit une nouvelle fonction $f_p^{(m)}(\lambda, d_w)$ dont l'expression est donnée par l'équation 2.16.

$$f_p^{(m)}(\lambda, d_w) = \frac{m}{\Lambda} - \frac{n_p(\lambda, d_w)}{\lambda} \tag{2.16}$$

Pour une épaisseur de guide fixe, et considérant un matériau non absorbant dont l'indice est constant ou décroît de façon continue et monotone sur le domaine $[\lambda_{min};\lambda_{max}]$, cette fonction est continue, strictement croissante et ne s'annule donc qu'une unique fois lorsque la condition de couplage est vérifié, soit en $\lambda = \lambda_p^{(m)}$. La méthode algorithmique de recherche des longueurs d'ondes de résonance consiste alors simplement à résoudre $f_p^{(m)}(\lambda, d_w) = 0$. Pour ce faire, le code *Scilab* développé fonctionne de la façon suivante :

— pour chaque valeur de l'épaisseur du guide, les relations de dispersion de l'ensemble des modes sont calculées. La précision de calcul $\delta n_{eff}$ sur l'indice effectif des modes est choisie de telle sorte que l'on ait toujours $\delta n_{eff}\Lambda < 1\,nm$,

— on utilise deux boucles imbriquées l'une dans l'autre afin de parcourir l'ensemble des modes et des ordres diffractés dont le nombre a été déterminé précédemment lors de la phase d'initialisation. Pour chaque couple $\{p;m\}$, on calcule $f_p^{(m)}(\lambda, d_w)$ sur le domaine de longueur d'onde considéré,

— si cette fonction change de signe, cela signifie qu'un couplage existe, auquel cas on procède par dichotomie afin de préciser la taille de l'intervalle au sein duquel a lieu le couplage. La recherche se termine lorsque la largeur de l'intervalle est inférieure à la précision recherchée pour la position de la résonance. [1] Sauf mention du contraire, on fixera la largeur de cet intervalle à 0.5 nm.

### 2.2.4.2 *Identification des couplages pour un système à réseau perturbatif*

J'ai appliqué cette méthode au système du guide d'onde en silicium sur silice (voir figure 2.3a) surmonté d'un réseau perturbatif de facteur de remplissage $f = 0.24$ et d'épaisseur 10 nm (voir figure 2.3b).

Dans un premier temps, on présente dans la figure 2.6a la cartographie du système calculée par RCWA. La simulation est conduite avec 10 harmoniques. Le domaine de simulation considéré s'étend sur une plage de 0.5 à 3 µm en longueur d'onde, et de 0 à 0.5 µm en épaisseur du guide.

On observe sur cette cartographie 2.6a de larges franges pseudo-périodiques, qui peuvent être associées aux effets d'interférences se produisant dans l'empilement de couches minces. Différentes lignes

1. Pour cette étape, la résolution pourrait être rendue plus efficace par l'utilisation de la fonction `fsolve` de *Scilab*.

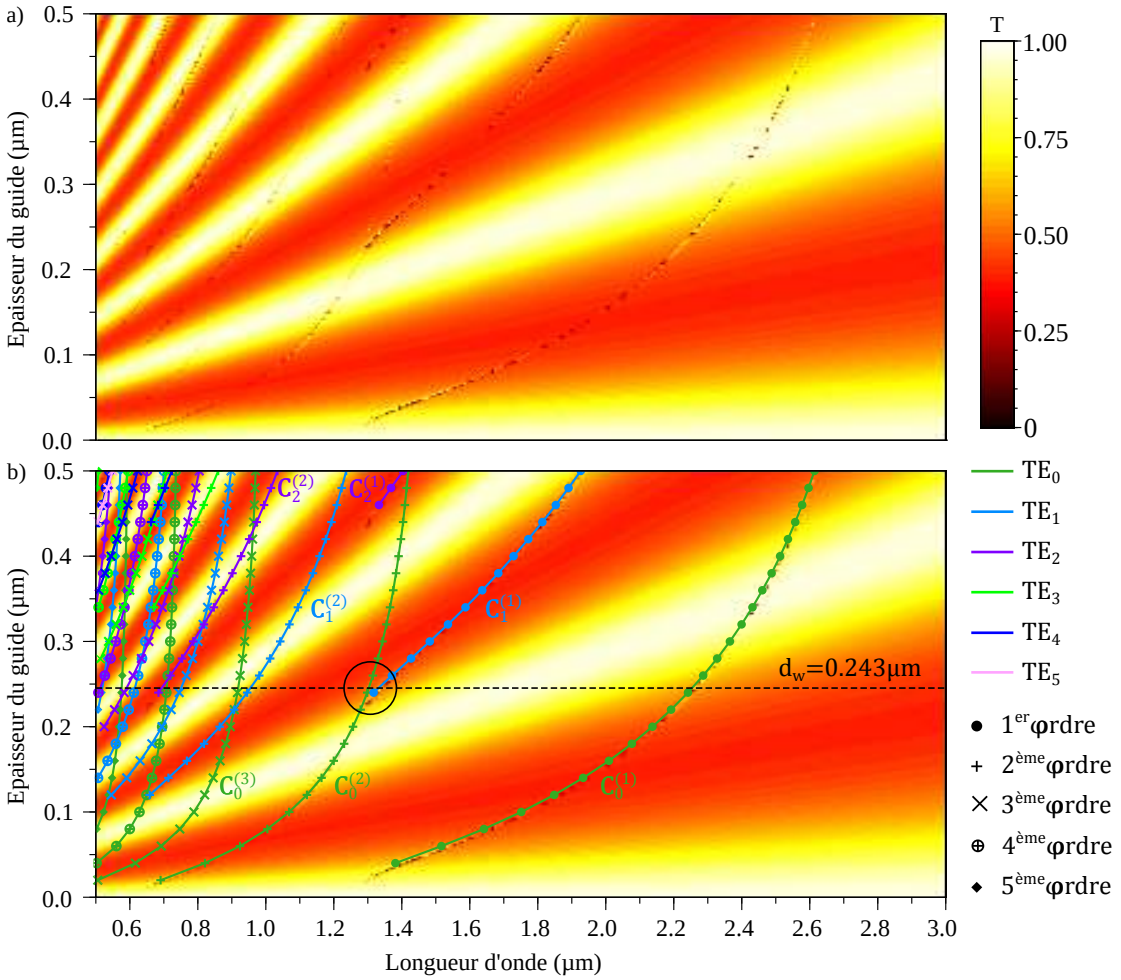



FIGURE 2.6 – a) Cartographie de la puissance $T(\lambda, d_w)$ transmise à travers le système calculée par RCWA. b) Superposition de la cartographie $T(\lambda, d_w)$ et des courbes indiquant la position des résonances de Fano calculées avec notre algorithme. Afin d'identifier le mode guidé et l'ordre du réseau à l'origine d'une résonance de Fano, on utilise respectivement une couleur et une forme de marqueur particulière. Le rayonnement incident est une onde plane polarisée TE d'incidence normale depuis l'air. Les paramètres géométriques du système sont les suivants : $\Lambda = 0.860\,\mu m$, $f = 0.24$, $d_g = 0.01\,\mu m$.

bien moins marquées peuvent également être observées. Ces dernières résultent de couplages résonants des modes propres du système non perturbé par les ordres du réseau. Dans la mesure où le réseau est très perturbatif, ces couplages sont faibles et difficiles à voir, *a fortiori* encore plus difficiles à identifier.

Dans la figure 2.6b sont superposées la cartographie de la transmission $T(\lambda, d_w)$ obtenue par RCWA et les courbes décrivant l'évolution de la position des différentes résonances de Fano obtenues avec l'algorithme *Scilab*. Le trait en pointillé noir correspond au point de fonctionnement du filtre étudié dans [151].

Sur ce domaine, les 7 premiers modes guidés ($d_{w,max}/\lambda_{min} = 1$, voir figure 2.5) et 5 ordres diffractés ($\lambda^6_{res,max} < 0.5\,\mu m < \lambda^5_{res,max}$) sont susceptibles d'engendrer des résonances. En pratique, seuls 5 modes et 5 ordres interviennent. Cela suffit néanmoins pour qu'une analyse graphique des résonances soit impossible à partir de la cartographie RCWA seule. Cela justifie bien l'utilisation de notre méthode.

Parce que l'algorithme de calcul *Scilab* sépare les différents ordres diffractés et modes guidés lors du calcul, il permet d'identifier directement l'origine de chaque résonance. L'organisation des différents couplages en courbes telles que présentées dans la figure 2.6b est donc une conséquence de la méthode

de résolution, et ne résulte pas d'une analyse graphique *a posteriori*. En particulier on identifie bien le point de croisement des résonances $C_0^{(2)}$ et $C_1^{(1)}$, ainsi qu'indiqué par un cercle noir (voir figure 2.6b).

Le réseau étant très perturbatif, les résonances de Fano sont peu marquées sur la cartographie RCWA (voir figure 2.6a). À partir de l'analyse de la figure 2.6b, on peut constater que les seules résonances visibles sur la cartographie 2.6a sont celles résultant des couplages les plus forts (ordres 1 et 2). Afin de mieux les distinguer, et ainsi quantifier l'accord entre la simulation RCWA et le modèle, on présente dans la figure 2.7 la courbe de transmission issue du calcul RCWA pour l'épaisseur du guide du filtre ZCG NIR de référence (voir figure 2.1). L'écart relevé entre la longueur d'onde de résonance des simulation RCWA et notre modèle y est systématiquement inférieur à 10 nm, soit un écart relatif inférieur à 1%.

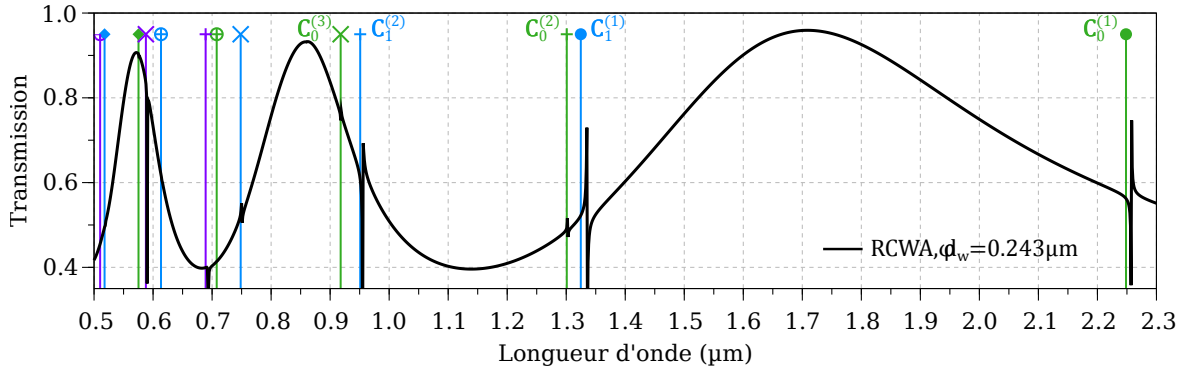



FIGURE 2.7 – Évaluation de l'adéquation entre le calcul RCWA et la méthode algorithmique pour le cas $d_w = 0.243\,\mu m$. Les paramètres géométriques du système sont les suivants : $\Lambda = 0.860\,\mu m$, $f = 0.24$, $d_g = 0.01\,\mu m$. Le rayonnement incident est une onde plane polarisée TE d'incidence normale depuis l'air.

J'associe l'écart observé entre la simulation RCWA et l'algorithme au fait que ce dernier ne tient compte ni du réseau, ni de la levée de dégénérescence de la relation de dispersion des couplages [75,86,90] présentée en introduction (voir partie 1.3.1.3 du chapitre 1, page 30). Ainsi, si l'on considère dans le calcul des indices effectifs une couche homogène d'épaisseur égale à celle du réseau, et d'indice équivalent calculé à partir de la relation 2.13, l'écart devient inférieur à 5 nm. Néanmoins, l'accord obtenu entre les deux simulations est tout à fait suffisant pour nous permettre d'identifier les différents couplage, et remplit donc son but. En particulier, on peut ainsi identifier la position de couplages trop faibles pour être résolus par la simulation RCWA, ce qui est particulièrement pertinent dans le cadre de notre approche perturbative.

On relève en particulier le voisinage direct des résonances liées aux couplages $C_1^{(1)}$ et $C_0^{(2)}$, la longueur d'onde de ce dernier étant notamment estimée à $1.301 \pm 0.002\,\mu m$. Le fait que ces deux résonances ne soient pas tout à fait superposées peut être justifié en considérant le fait que, pour faire fonctionner optimalement le ZCG, on cherche à placer la résonance fine au centre de la bande de réjection de la résonance large, et non exactement à la même position. Le résultat de notre algorithme donne une différence de $23 \pm 4\,nm$ entre le centre des résonances de Fano, alors que la bande de réjection créée par le couplage le plus fort est de l'ordre de 100 nm. Il semble donc légitime de considérer que l'ajustement de la position relative des résonances d'un ZCG peut se faire en ne considérant que son guide d'onde.

Nous confirmerons cette analyse dans la partie suivante en illustrant l'introduction d'un réseau épais.

### 2.2.4.3 *Introduction d'un réseau épais*

Jusqu'à présent, l'approche perturbative n'a été conduite qu'avec un réseau d'épaisseur 10 nm, ce qui est faible devant l'épaisseur du réseau effectivement utilisée dans [151] : 277 nm. Dans la figure 2.8 est donnée la cartographie de la transmission $T(\lambda, d_g)$ du filtre NIR de référence (voir figure 2.1).

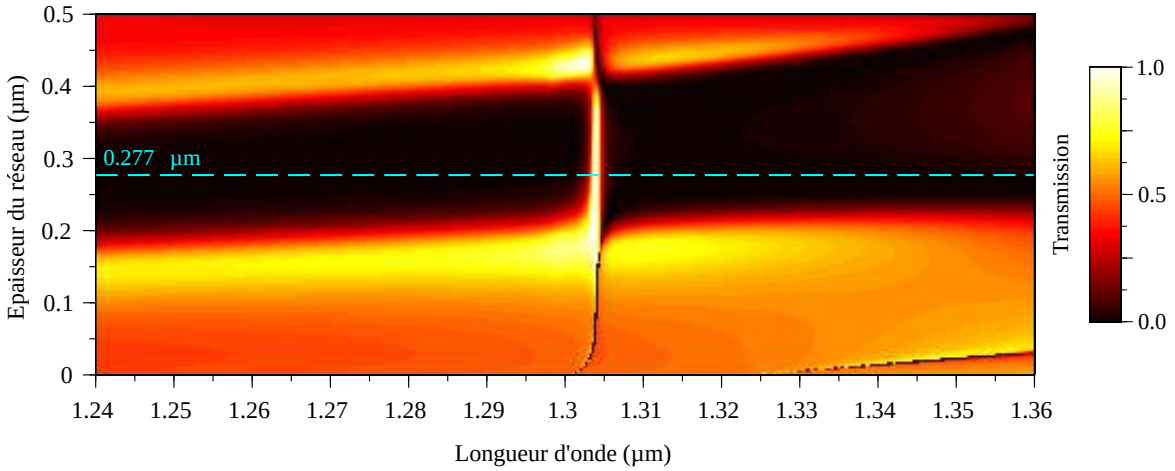



FIGURE 2.8 – Étude paramétrique de la transmission $T(\lambda, d_g)$ à travers le système. Les paramètres géométriques fixes sont : $d_w = 0.243\,\mu m, \Lambda = 2.74\,\mu m etf = 0.24$.

On observe dans cette figure 2.8 plusieurs types de comportements très différents : de grandes bandes de transmission assez homogènes variant peu avec la longueur d'onde, et une ligne fine située au voisinage de 1.3 µm dont la position varie très peu avec l'épaisseur du réseau.

Cette résonance fine peut être attribuée au couplage résonant $C_0^{(2)}$ par une analyse modale similaire à celle effectuée dans la figure 2.1. Il est frappant de constater que, malgré le fort contraste d'indice existant entre le silicium ($n_{Si} = 3.48$) et l'air au sein du réseau, sa position reste fixe. Ce résultat n'est pas intuitif, d'autant plus que l'épaisseur du réseau est du même ordre que celle du guide d'onde plan. Cela confirme le fait que l'analyse perturbative des ZCGs est pertinente.

Les bandes homogènes horizontales résultent de l'interaction entre les effets d'interférences visibles dans la figure 2.6a et de la résonance $C_1^{(1)}$, ce que j'analyserai plus en détail dans la partie 2.3.3.

### 2.2.5 *Conclusion intermédiaire*

À l'issue de cette section, la pertinence de la méthode RCWA pour la simulation des ZCGs a été démontrée. Outre la détermination du nombre d'harmoniques nécessaire pour assurer la convergence de la simulation RCWA de ZCGs, nous avons illustré le lien direct entre le nombre d'harmoniques prises en compte dans la simulation, et l'apparition des différentes résonances entrant en jeu dans le mode de fonctionnement d'un ZCG.

De plus, notre méthode algorithmique d'identification des résonances de Fano a permis de montrer que le point de fonctionnement des ZCGs, basé sur la coexistence à une même longueur d'onde de deux résonances de Fano, pouvait être obtenu en ne considérant que le guide d'onde du ZCG. Ce dernier ZCG peut donc être considéré comme un guide d'onde simple dont le réseau est faiblement perturbatif.

Dans la partie suivante, je développerai une méthode de conception particulière des ZCGs basée sur un modèle de guide d'onde perturbé en utilisant des relations semi-analytiques.

## 2.3 UN ZCG DANS LE MIR

Après avoir introduit les outils numériques de simulations et des connaissances théoriques sur le principe de fonctionnement des ZCGs, nous allons montrer l'adaptabilité de ce concept dans le moyen infrarouge en mettant en place une méthode de dessin basée sur l'approche perturbative développée dans la partie 2.2.4.

Nous évaluerons également les performances des filtres obtenus en fonctions des critères pertinents pour les applications pixellisées : la tolérance angulaire et la réponse sous faisceau focalisé.

### 2.3.1 *Conception*

La première étape de conception de mon filtre va consister à choisir un couple de matériaux autorisant le mode de fonctionnement des ZCGs (condition 2.11).

Par la suite, j'utiliserai pour le dimensionner les éléments extraits de la littérature [147, 151] et de mon analyse perturbative (voir partie 2.2.4, page 68) tels que développés dans la partie 2.2.

#### 2.3.1.1 *Les matériaux infrarouges*

L'objectif de ma thèse étant de développer des filtres autour de $\lambda = 5\,\mu m$, j'ai choisi d'utiliser du germanium comme matériau de haut indice ($n_{Ge}(\lambda = 5\,\mu m) = 4.152$) et du fluorure de calcium ($n_{CaF_2}(\lambda = 5\,\mu m) = 1.400$) en tant que substrat. Ces deux matériaux sont largement transparents dans le moyen-infrarouge, et ils présentent un rapport d'indices supérieur à 2. Dans la suite, la dispersion des matériaux sera prise en compte dans les simulations. Les valeurs d'indice du germanium sont extraites de mesures ellipsométriques sur des couches minces déposées par évaporation. Son absorption résiduelle est négligée dans les calculs numériques car elle se situe en-dessous de la précision de mesure expérimentale. Pour le $CaF_2$, on utilise des données fabriquant [169]. Son absorption est également considérée comme nulle. J'évaluerai par la suite l'impact de l'absorption du germanium.

#### 2.3.1.2 *Application de la méthode perturbative*

La conception du filtre suit 3 étapes consécutives :

i dessin du guide,

ii détermination du facteur de remplissage et de la période du réseau,

iii optimisation paramétrique du réseau.

##### i. *Dessin du guide*

Le système non perturbé (voir 2.3a) constitué du guide d'onde en germanium sur un substrat infini de fluorure de calcium est le point de départ de la conception. L'impact du réseau sur les modes est considéré comme négligeable. Dans ce cadre, l'ajustement de l'indice effectif des modes $TE_0$ et $TE_1$ est suffisant pour assurer le positionnement relatif des résonances.

La figure 2.9 présente donc les courbes d'évolution de l'indice effectif du mode $TE_0$ (voir figure 2.9, courbe verte) ainsi que du double de celui du mode $TE_1$ (voir figure 2.9, courbe bleue). Ces courbes permettre de mettre en évidence graphiquement l'épaisseur du guide pour laquelle la condition sur les indices effectifs des modes du ZCG est vérifiée : $n_0 = 2n_1$ (relation 2.10).

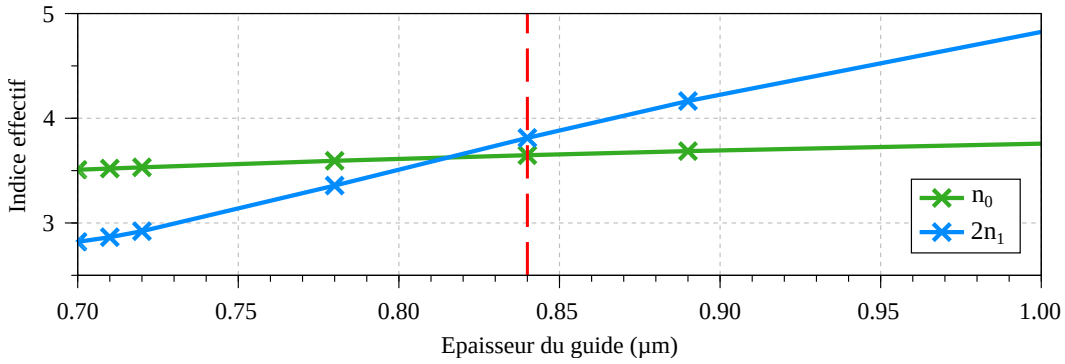



FIGURE 2.9 – Détermination graphique de l'épaisseur du guide : le point de fonctionnement optimal, indiqué par les tirets rouges, se situe légèrement au-delà du point de croisement où $n_0 = 2n_1$.

Toutefois, pour l'épaisseur du guide à laquelle la condition $n_0 = 2n_1$ est exactement vérifiée, le positionnement relatif des résonances ne permet pas d'assurer un fonctionnement optimal du filtre, comme cela a été évoqué dans la partie 2.2.4.2.

J'ai pu constater au cours d'études préliminaires effectuée sur différents couples de matériaux, qu'une meilleure efficacité des filtres en matière de transmission maximale et de réjection avait lieu pour une épaisseur du guide légèrement supérieure à celle définie par l'intersection des courbes des indices effectifs. Dans le cas du couple de matériaux $Ge/CaF_2$, et tenant compte de l'efficacité de couplage du réseau, la condition empirique 2.17 permet d'ajuster efficacement la position des deux résonances.

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{2n_1 - n_0}{n_0} \approx 4.5\% \tag{2.17}$$

L'application de cette relation donne une épaisseur de guide de $d_w = 0.84\,\mu m$ (courbe en tirets rouges, figure 2.9). Les valeurs d'indices effectifs associées sont $n_0 = 3.647$ et $n_1 = 1.906$, soit $\Delta n/n_0 = 4.52\%$.

Cette condition empirique d'efficacité du filtre a été validée pour d'autres longueurs d'ondes accessibles avec nos matériaux. Une relation similaire peut être obtenue pour d'autres couples de matériaux.

ii. *Détermination du facteur de remplissage et de la période du réseau*

L'épaisseur du guide étant fixée, nous superposons donc à ce dernier le réseau afin de pouvoir réaliser le couplage des modes guidés.

Le premier paramètre considéré pour le réseau est son facteur de remplissage. Son étude a été décrite en détail dans la sous-partie *Paramétrage du réseau* (voir partie 2.2.3). Dans notre cas, une valeur de $f = 0.24$ a été choisie afin de faire le compromis entre un coefficient $\epsilon_1/\bar{\epsilon}$ élevé et une valeur non-négligeable de $\epsilon_2/\bar{\epsilon}$.

Dans un second temps, nous nous intéressons à la période du réseau. Cette dernière n'est pas considérée comme un paramètre fixe de la structure car elle devra varier afin de permettre l'ajustement de la longueur d'onde de résonance du filtre. Cependant, une valeur de travail est nécessaire pour optimiser l'épaisseur du réseau. On la détermine en utilisant la relation 2.9 appliquée au couplage $C_0^{(2)}$. Ce couplage particulier est considéré car l'ajustement fin de la période doit se faire en tenant compte de la résonance étroite donnant lieu au pic de transmission, et non de la large bande de réjection. Pour une longueur d'onde de résonance cible de $5\,\mu m$, cette condition donne $\Lambda = 2.74\,\mu m$.

iii. *Optimisation paramétrique du réseau*

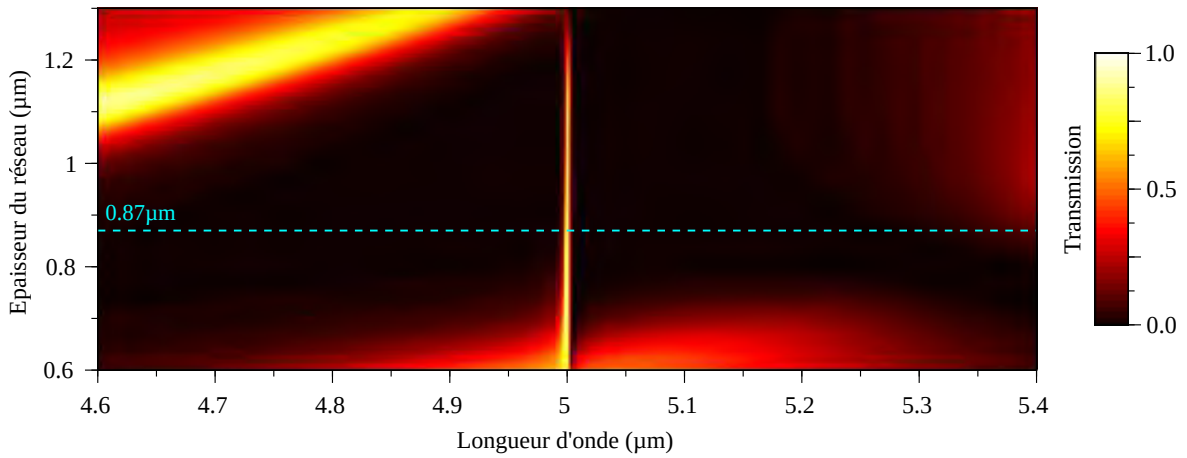



FIGURE 2.10 – Étude paramétrique de la transmission $T(\lambda, d_g)$ à travers le système. Les paramètres géométriques fixes sont : $d_w = 0.84\,\mu m$, $\Lambda = 2.74\,\mu m$ et $f = 0.24$.

À ce stade, tous les paramètres géométriques du filtres ont été déterminés à l'exception de l'épaisseur du réseau. La figure 2.10 présente pour cela une cartographie de la transmission $T(\lambda, d_g)$ du système calculée par RCWA, lorsque varient l'épaisseur du réseau et la longueur d'onde.

Nous retenons de l'examen de la figure 2.10 une épaisseur $d_g = 0.87\,\mu m$ pour le réseau afin d'avoir un compromis entre la symétrie du pic et la maximisation de la largeur de la bande de réjection, définie comme la zone pour laquelle la transmission est inférieure à 1%.

### 2.3.2 *Accordabilité*

J'entends ici par accordabilité d'un ZCG, la possibilité de faire évoluer sa longueur d'onde de résonance en modifiant uniquement les dimensions latérales de son réseau, et plus particulièrement sa période (voir équation 2.9). Cette caractéristique est particulièrement intéressante dans le contexte des matrices de filtres pixellisées. En effet, un empilement uniforme de couches minces {guide + réseau} peut être structuré en une matrice de filtres ZCGs adjacents de différentes périodes en une seule étape de fabrication grâce à des procédés de micro-électronique.

La figure 2.11 présente les résultats de l'étude de l'accordabilité du filtre tel qu'obtenu à l'issue de la partie 2.3.1. Les épaisseurs des différentes couches sont maintenues constantes ($d_w = 0.84\,\mu m$ et $d_g = 0.87\,\mu m$) afin de pouvoir envisager la fabrication en parallèle des différents pixels d'une matrice de filtres planaire. Le facteur de remplissage est également fixe ($f = 0.24$). Seule la période varie.

La cartographie de la transmission du filtre $T(\lambda, \Lambda)$ est présentée dans la figure 2.11a. La période peut varier sur un intervalle de 84 nm, entre 2.667 et 2.751 µm tout en maintenant supérieure à 80% la transmission maximale du pic (voir figure 2.11b). Dans ces conditions, la longueur d'onde de centrage du filtre évolue entre 4.899 et 5.022 µm, couvrant donc un domaine de 123 nm (voir figure 2.11c). La bande de réjection pour laquelle la transmission est inférieure à 1% est suffisamment large pour que le pic de transmission puisse être accordé sur tout ce domaine, voir même plus si nous acceptons les filtres de plus faible transmission. La bande passante du filtre augmente progressivement avec la période, et passe de 1.4 à 2.6 nm sur la plage d'accordabilité (voir figure 2.11d).

Nous pouvons voir sur la figure 2.11b que la transmission du filtre atteint un maximum très proche de 100% lorsque la période du réseau est égale à 2.703 µm. Le spectre en transmission de ce filtre est donné sur des échelles linéaire et logarithmique, respectivement dans les figures 2.12a et 2.12b.

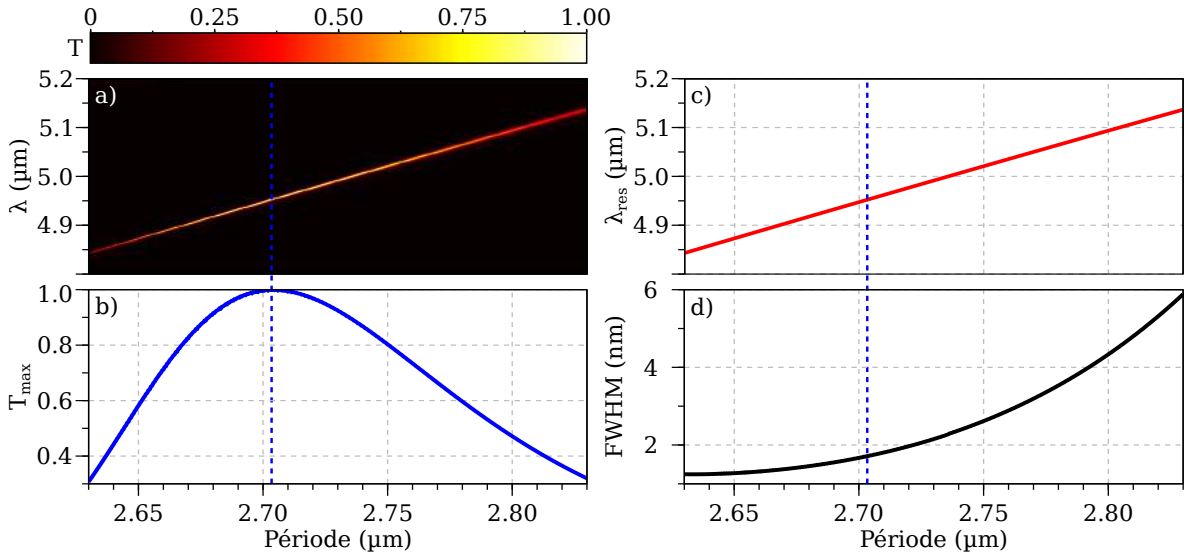



FIGURE 2.11 – Étude paramétrique de la transmission d'un filtre ZCG en fonction de la période du réseau. a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, \Lambda)$ illustrant l'accordabilité de la longueur d'onde centrale du filtre avec la période. Tous les autres paramètres sont fixes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$ et $f = 0.24$. Les tirets bleus correspondent au point de fonctionnement ($\Lambda = 2.703\,\mu m$) pour lequel la transmission du pic atteint près de 100%. Dans les graphiques b), c) et d) sont respectivement tracées les caractéristiques suivantes du pic de transmission : transmission maximale ($T_{max}$), longueur d'onde de résonance ($\lambda_{res}$) et largeur à mi-hauteur (FWHM).

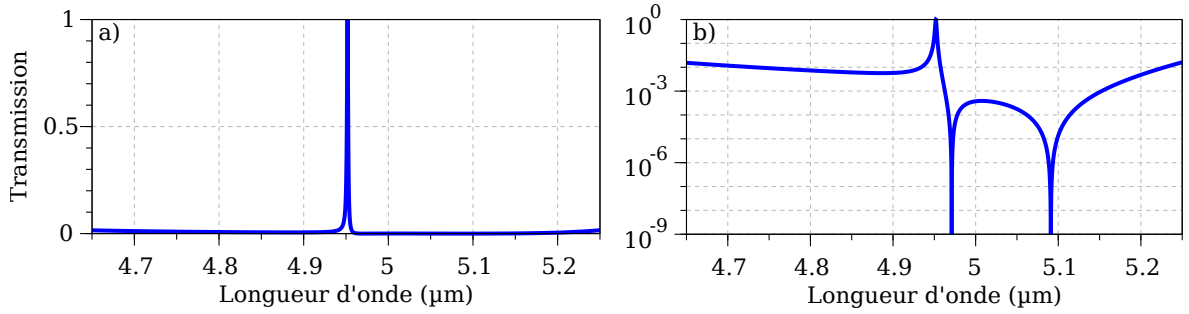



FIGURE 2.12 – Courbe de transmission sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique d'un filtre ZCG de transmission proche de 100% dans le moyen infrarouge. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

La longueur d'onde de résonance de ce filtre est de 4.952 µm, et sa largeur à mi-hauteur est de 1.70 nm. Nous avons ainsi démontré l'applicabilité du concept des ZCGs dans le moyen infrarouge. Cette structure sera considérée comme filtre passe-bande fin de référence dans le moyen-infrarouge.

La forme de la bande de réjection est très différente de celle présentée dans la figure 2.2b : deux pics de réflexion intense sont visibles aux longueurs d'ondes supérieures (4.971 et 4.091 µm) à celle du pic de transmission (4.952 µm). Une analyse modale de ces résonances a été conduite, et est présentée dans la partie suivante.

### 2.3.3 *Analyse modale du ZCG MIR*

J'ai choisi d'approfondir l'étude de l'évolution des résonances avec l'épaisseur du réseau afin d'expliciter le mode de formation de la bande de réjection et d'expliquer la différence observée entre le point de fonctionnement retenu pour mon filtre MIR de référence (voir figure 2.12) et le filtre NIR étudié (voir figure 2.2 [151]).

Cette étude me permettra éventuellement de retenir un critère analytique donnant une valeur approchée de la hauteur du réseau du ZCG, dont la détermination était pour l'instant purement empirique.

### 2.3.3.1 *Identification des résonances : analyse perturbative*

Afin d'identifier les ordres du réseau responsables des différents couplages nous traçons différentes cartographies de la transmission du filtre en fonction de l'épaisseur du réseau et de la longueur d'onde pour différents nombre d'harmoniques : 0, le réseau est alors considéré comme une couche homogène (voir figure 2.13a) et d)), 1 (voir figure 2.13b) et e)) et 2 ( figure 2.13c) et f)). Cette méthode d'analyse a déjà été utilisée dans la partie 2.2.3.4 afin de mettre en évidence le fonctionnement des ZCGs. Nous avons également indiqué par des flèches la longueur d'onde des résonances de Fano telle que calculée pour un guide d'onde plan en Ge sur $CaF_2$ d'épaisseur 0.84 µm surmonté d'un réseau perturbatif (voir figure 2.6b). Une échelle large sur l'épaisseur du réseau, bien au-delà du point de fonctionnement optimal du filtre, est utilisée afin d'avoir une vision globale de l'évolution de ces différentes résonances. Ces cartographies sont tracées sans tenir compte de la dispersion des matériaux afin de simplifier l'interprétation des résultats. En particulier, l'hypothèse d'absorption nulle du CaF2 n'est pas nécessairement justifiée au-delà de 10 µm [169].

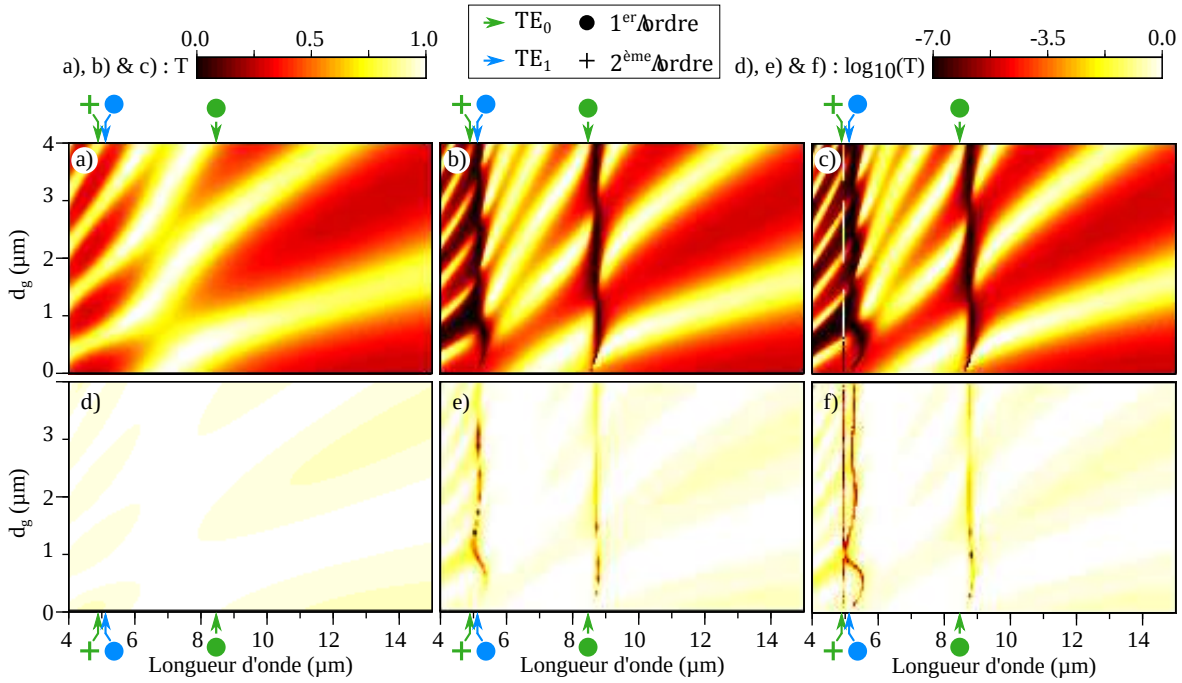



FIGURE 2.13 – Les cartographies a), b) et c) présentent respectivement la transmission $T(\lambda, d_g)$ du filtre sur une échelle linéaire telle que calculée pour 0, 1 et 2 harmoniques. Les cartographies d), e) et f) donnent les cartographie associées en échelle logarithmique. La dispersion des matériaux n'est pas prise en compte : $n_{Ge} = 4.15$ et $n_{CaF_2} = 1.34$. Les paramètres géométriques fixes sont : $d_w = 0.84\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

La cartographie 2.13a donne la réponse du filtre sur échelle linéaire lorsque le réseau est modélisé comme une couche homogène. Elle présente des franges d'interférences dont l'allure est légèrement plus complexe que celles observées dans le cas où la variable est l'épaisseur du guide et où le réseau est perturbatif (voir figure 2.6a). Cela est simplement lié au fait que le système n'est plus constitué d'une, mais de deux couches d'épaisseurs équivalentes. La cartographie sur une échelle logarithmique ne présente pas de variation significative au vu de l'échelle considérée (voir figure 2.13d).

La figure 2.13b donne la cartographie $T(\lambda, d_g)$ du système calculée avec 1 harmonique. Dès lors que le premier ordre du réseau intervient dans le calcul, deux larges bandes verticales de haute réjection

apparaissent dans la cartographie sur échelle linéaire du filtre, au voisinage de 5 et 8 µm (voir figure 2.13b). Sur la cartographie idoine représentée en échelle logarithmique, on observe deux fines lignes de haute réflectivité. Ces phénomènes peuvent être attribués aux couplages de modes propres de la structures par l'ordre 1 du réseau. Par ailleurs, si l'on relie la position des résonances de la cartographie RCWA aux positions des résonances de Fano calculées analytiquement à l'aide du modèle perturbatif détaillé dans la partie 2.2.4, on peut avancer que les résonance visibles à 5 et 8 µm résultent respectivement des couplages $C_1^{(1)}$ (à 5 µm, indiqué par un rond bleu dans la figure 2.13) et $C_0^{(1)}$ (à 8.5 µm, indiqué par un rond vert dans la figure 2.13), c'est-à-dire du couplage des modes $TE_0$ et $TE_1$ par le 1$^{er}$ ordre du réseau.

Enfin, on présente dans les figures 2.13c) et f) les cartographies calculées pour 2 harmoniques. Leur allure globale est similaire à celle des cartographies 2.13d) et e). La différence tient en l'apparition d'une résonance fine visible à une longueur d'onde voisine de 5 µm, légèrement inférieure à celle attribuée au couplage $C_1^{(1)}$. Je l'attribue au couplage $C_0^{(2)}$ dans la mesure où celle-ci est issue d'un couplage par l'ordre 2 du réseau et qu'elle est très bien superposée au résultat du calcul analytique (croix verte, figure 2.13).

La position du pic de haute transmission attribué au couplage $C_0^{(2)}$ varie très peu avec $d_g$. Au contraire, la largeur et la position des zones de haute réjection évolue fortement avec l'épaisseur du réseau. Le motif formé présente une certaine périodicité. Nous étudierons plus en détail ce comportement dans la suite de l'étude.

#### 2.3.3.2 *Identification des résonances : étude du champ à la résonance*

Dans un premier temps, nous effectuons une étude du champ dans le réseau pour différents points de fonctionnement afin de compléter l'étude des résonances conduite dans la partie 2.3.3.1. Pour cela, la figure 2.14 présente la cartographie de la transmission du filtre MIR de référence en fonction de l'épaisseur de son réseau et de la longueur d'onde sur une échelle linéaire (voir figure 2.14a) et logarithmique (voir figure 2.14b). Le calcul est mené avec 10 harmoniques et la dispersion des matériaux est de nouveau prise en compte. Le script utilisé est donné en annexe (partie A.1.2 de l'annexe A, page 205).

La partie réelle du champ $E_y$ sur une période du filtre aux longueurs d'onde des différentes résonances, indiquées par des croix, est représenté aux points de fonctionnement suivants : $d_g = 0.87$ µm, $d_g = 2.45$ µm et $d_g = 3.85$ µm. Ces trois points de fonctionnement correspondent à des épaisseurs pour lesquelles la bande de réjection est particulièrement large, et où la transmission de la résonance fine est élevée. À partir de ces différents résultats, il est possible d'identifier les résonances en présence.

Dans un premier temps, l'étude porte sur la cartographie en échelle linéaire (voir figure 2.14a). Cette dernière permet de mettre en évidence le pôle de la résonance fine visible au voisinage de 5 µm, attribué dans la partie précédente au couplage $C_0^{(2)}$.

Dans les trois cartographies de champ présentées (voir figures 2.14a1, 2.14a2 et 2.14a3), le champ $E_y$ au niveau du pic de transmission est fortement localisé dans le guide et presque nul ailleurs, notamment dans le réseau. Au sein du guide, il n'y a qu'un seul maximum du champ selon $(Oz)$, ce qui est caractéristique d'un mode fondamental, et la période des oscillations selon $(Ox)$ est égale à la moitié de la période du réseau, ce qui indique que le second ordre du réseau intervient pour le couplage. Ce résultat confirme que la résonance de transmission élevée proche de 5 µm (voir figure 2.14a) correspond bien à la résonance du filtre de référence présenté dans les figures 2.11e et 2.11f. Son allure est très semblable à celle du champ présenté pour le filtre NIR de référence (voir figure 2.1), ce qui confirme

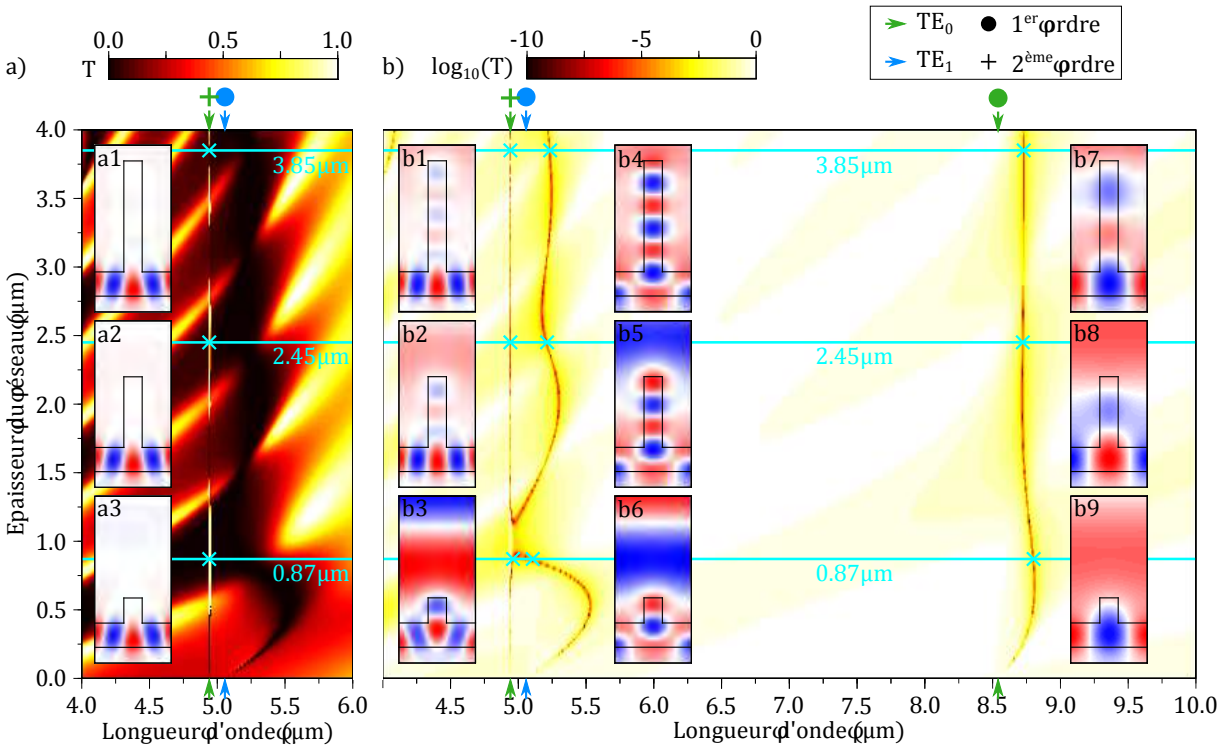



FIGURE 2.14 – a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, d_g)$ du filtre sur une échelle linéaire. Dans les 3 encarts a1, a2 et a3 sont représentés la partie réelle du champ $E_y$ dans le plan $(Oxz)$ sur une période du système à la longueur d'onde du pôle du couplage $C_0^{(2)}$ pour des épaisseurs de réseau respectives de 0.87, 2.45 et 3.85 µm. Ces points de fonctionnement sont indiqués par des croix bleues. b) Cartographie de la transmission $T(\lambda, d_g)$ du filtre sur une échelle logarithmique. L'étude modale est similaire à celle de la figure a), mais elle est appliquée aux zéros des résonances $C_0^{(2)}$, $C_1^{(1)}$, et $C_0^{(1)}$. Les flèches et marqueurs associés en bord des cartographies indiquent la position des couplages de Fano calculés analytiquement pour un guide d'onde d'épaisseur $d_w = 0.84$ µm surmonté d'un réseau perturbatif. Les paramètres géométriques fixes sont : $d_w = 0.84$ µm, $\Lambda = 2.703$ µm et $f = 0.24$.

que les deux systèmes exploitent bien le même couplage $C_0^{(2)}$ pour générer leur pic de transmission.

Dans un second temps, la cartographie sur échelle logarithmique est étudiée (voir figure 2.14b). Elle permet de mettre en évidence le zéros des différentes résonances : ceux-ci forment des lignes rouges bien visibles, signes d'une réjection forte et très localisée.

Comme pour l'étude portant sur l'analyse du pôle de la résonance $C_0^{(2)}$, le champ associé à la résonance de plus basse longueur d'onde, au voisinage de 5 µm est représenté dans les cartographies 2.14b1, 2.14b2 et 2.14b3. Le champ associé à ces points de fonctionnement (voir figure 2.14b) a une allure similaire celui observé dans les cartographies 2.14a1, 2.14a2 et 2.14a3. Il vient donc que cette résonance peut être attribuée au zéro de la résonance $C_0^{(2)}$. La différence pour chaque point de fonctionnement est que le champ hors du guide est d'intensité plus élevée aux niveau des zéros qu'au niveau des pôles. En effet, la réjection à ces longueurs d'ondes est élevée, d'où la formation d'une onde stationnaire au dessus du réseau. Plus la réjection est forte, plus l'amplitude relative du champ au-dessus du réseau par rapport au champ dans le guide est forte.

Cet effet est particulièrement prononcé pour les champs calculés aux zéros de longueurs d'ondes immédiatement supérieures (voir figure 2.14b4, b5 et b6). J'attribue ces résonances au couplage $C_1^{(1)}$. En effet, la périodicité dans la direction $(Ox)$ du champ dans le guide est égale à celle du réseau, ce qui signifie que la résonance est issue d'un couplage par l'ordre 1 du réseau. De plus, toujours dans le

guide, le champ présente un plan nodal au centre du guide, ce qui correspond bien à un mode guidé $TE_1$.

Enfin, la courbe de haute réflectivité observée dans la figure 2.14b au-delà de 8.5 µm est associée au couplage $C_0^{(1)}$. D'une part, les lobes du champ dans le guide pour les cartographies 2.14b7, 2.14b8 et 2.14b9 ne présentent qu'un extremum dans la direction (Oz), à l'image du champ des résonances de type $C_0^{(2)}$ (voir figure 2.14a, encarts 2.14a1, 2.14a2, 2.14a3 et figure 2.14b, encarts 2.14b1, 2.14b2, 2.14b3), ce qui signifie que le mode est de type $TE_0$. D'autre part, il n'y a qu'une période des oscillations du champ selon (Ox), ce qui à l'instar du champ dans les cartographies 2.14b4, 2.14b5 et 2.14b6, indique un couplage par l'ordre 1 du réseau.

Le fait de conduire cette étude sur un domaine large de l'épaisseur du réseau permet d'affirmer que chaque large bande de réjection (visibles à 5 et 8.5 µm sur la figure 2.14) peut bien être associée à une seule et même résonance, ce qui n'est pas évident lorsque l'on considère uniquement le système au voisinage du point de fonctionnement du ZCG MIR de référence ($\lambda = 5\,\mu m$ et $d_g = 0.87\,\mu m$).

#### 2.3.3.3 *Écart au système perturbatif*

Un écart plus ou moins important peut être constaté entre la position des résonances calculées pour les systèmes perturbatifs et la position des résonances visibles sur les cartographie RCWA. Je ne considère pour cette analyse que les zéros des résonances de Fano car ceux-ci sont très facilement repérable sur la cartographie 2.14b en échelle logarithmique (lignes rouges). Je distingue deux aspects concernant la position des résonances :

— l'écart moyen du zéro de la résonance RCWA à la résonance du système perturbatif,

— les oscillations de la résonance RCWA autour de cette valeur moyenne.

*Écart moyen de la position des résonances par rapport au système perturbatif*

Tout d'abord, l'écart moyen entre les deux résonances est attribué à l'impact du recouvrement entre le mode propre du guide et le réseau, c'est-à-dire à l'impact qu'à le réseau sur l'indice effectif des modes. Moins le mode propre est confiné dans le guide, plus son recouvrement avec le réseau sera important, et plus l'indice effectif du mode va augmenter avec l'épaisseur du réseau.

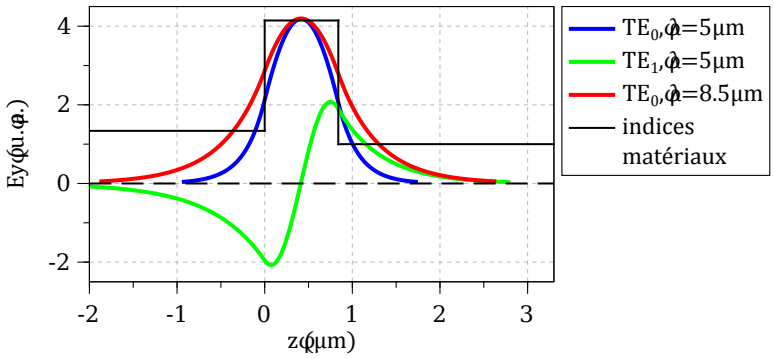



FIGURE 2.15 – Profil du champ électrique transverse des modes guidés $TE_0$ et $TE_1$ pour un guide plan asymétrique de Ge d'épaisseur 0.84 µm sur un substrat de $CaF_2$.

L'influence du réseau devient négligeable lorsque son épaisseur dépasse l'épaisseur de peau du champ du mode évanescent. La figure 2.15 donne l'amplitude du champ des modes guidés $TE_0$ et $TE_1$ pour le guide d'onde Ge d'épaisseur $d_w = 0.84\,\mu m$ sur $CaF_2$ à 5 et 8.5 µm. À longueur d'onde égale, l'extension dans l'air ($z > d_w$) du champ du mode $TE_1$ est plus importante que celle du mode $TE_0$. La comparaison des résonances dues aux modes $TE_0$ et $TE_1$ à 5 µm sur la cartographie 2.14b confirme que, comme attendu, les modes guidés excités sont plus sensibles au réseau que le mode fondamental.

Ensuite, pour un même mode, le confinement du champ diminue avec la longueur d'onde. Ainsi, le confinement du mode $TE_0$ calculé à 5 µm est plus important qu'à 8.5 µm. La longueur caractéristique de décroissance de ce dernier dans l'air est d'ailleurs du même ordre que celle du mode $TE_1$ calculé à 5 µm. On le vérifie sur la cartographie 2.14b : l'impact du confinement des modes $TE_1$ à 5 µm et du mode $TE_0$ à 8.5 µm se traduit par un décalage d'environ 0.25 µm sur la position moyenne des résonances $C_1^{(1)}$ et $C_0^{(1)}$ par rapport au cas perturbatif (voir figure 2.14b).

*Étude du caractère oscillatoire de la position des résonances*

On note ensuite que la position spectrale associée au couplage $C_1^{(1)}$ au voisinage de 5 µm varie avec l'épaisseur du réseau de façon non monotone et oscille (voir figure 2.14b). Ce comportement est également visible pour la résonance $C_0^{(1)}$ à 8.5 µm, bien que dans une moindre mesure.

La longueur d'onde du zéro du couplage $C_1^{(1)}$ (voir figure 2.14b) oscille autour de 5.25 µm avec une période égale à celle des franges larges et de haute intensité évoluant périodiquement avec l'épaisseur du réseau,

Par ailleurs, si l'on considère le nombre de lobes du champ au niveau du réseau pour les résonances des cartographies 2.14b1, b2 et b3 (couplage $C_0^{(2)}$), on constate qu'il est toujours impair, et qu'il augmente de deux lobes à chaque incrément de l'épaisseur du réseau. Le constat est le même pour le champ des modes 2.14b4, b5 et b6. À hauteur de réseau égale, l'aspect des lobes pour ces deux résonances est très proche, indépendamment de l'ordre du couplage ou du mode guidé. En revanche, si l'on considère le champ dans le réseau au niveau des résonances du couplage $C_0^{(1)}$ à une longueur d'onde bien plus élevée, on constate que la périodicité selon $(Oz)$ de ce dernier est bien plus faible. Le comportement du champ dans une dent du réseau s'apparente donc à celui d'une onde stationnaire résultant d'un effet interférentiel.

Pour mieux illustrer ce point, on représente dans la figure 2.16a la partie réelle du champ $E_y$ dans le plan $(Oxz)$ pour le réseau d'épaisseur 3.85 µm à la longueur d'onde du zéro du couplage $C_1^{(1)}$ ($\lambda = 5.24$ µm). Dans la figure 2.16b est extraite la partie réelle du champ $E_y$ au milieu d'une dent du réseau, tel qu'indiqué par les tirets noirs dans la figure 2.16a.

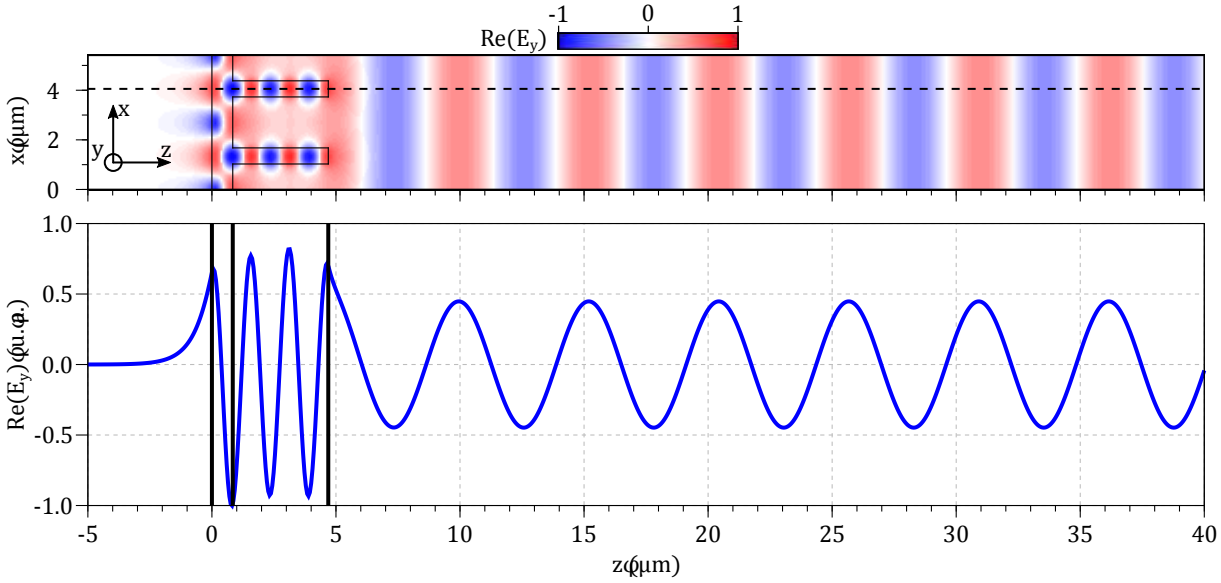



FIGURE 2.16 – a) Cartographie de la partie réelle du champ $E_y$ dans le plan $(Oxz)$ sur deux périodes du filtre de dimensions $d_g = 3.85$ µm, $d_w = 0.84$ µm, $\Lambda = 2.703$ µm et $f = 0.24$ à la longueur d'onde du pôle du couplage $C_1^{(1)}$ : 5.24 µm. b) Évolution de la partie réelle du champ $E_y$ extraits de la cartographie a) à l'abscisse indiquée par la ligne en tirets noirs.

On voit très bien, au-dessus du réseau, l'onde stationnaire créée par la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie par le réseau ($\lambda_0 = 5.24\,\mu m$). Dans le substrat, le champ est évanescent.

Dans le réseau, le champ est quasi-périodique. Sa période, mesurée graphiquement, est égale à $\Lambda_{réseau} = 1.55\,\mu m$, ce qui correspondrait à la propagation d'une onde dans un milieu d'indice $n_{eff} = \lambda/\lambda_0 = 3.38$. Nous sommes loin de l'indice du germanium. Cette période ne correspond donc pas à celle d'un effet d'interférence produit par une couche homogène de $Ge$ d'épaisseur celle du réseau ($\lambda/n_{Ge} = 1.26\,\mu m$), malgré le confinement bien visible du champ dans le réseau.

En revanche, si l'on assimile une dent du réseau à un guide d'onde plan infini de $Ge$ dans l'air, d'épaisseur $f\Lambda$, on constate que l'indice effectif de son mode fondamental $TE_0$ est de $n_0 = 3.39$ (pour $\lambda_0 = 5.24\,\mu m$). Ceci tend à dire que chaque dent du réseau peut être considérée comme un guide d'onde. Cet effet a été avancé pour expliquer la haute efficacité de réseaux échelettes utilisant des nano-piliers diélectriques diffractants [170, 171]. Une telle analogie est également impliqué dans la justification du fonctionnement des HCGs [132], bien que le contraste d'indice soit nul entre le réseau et le guide d'onde plan pour les ZCGs.

La même démarche, appliquée au point de fonctionnement de la figure 2.14b9 donne une période du champ dans le réseau d'environ $3\,\mu m$, et une longueur d'onde effective du mode $TE_0$ de $3.1\,\mu m$. Bien que la mesure de période soit peu précise étant donné le trop faible nombre d'oscillations, l'ordre de grandeur est le bon, ce qui valide notre hypothèse.

Terminons cette étude en examinant l'amplitude respective des oscillations associées aux différents couplages. Au voisinage de $5\,\mu m$ sur la figure 2.14b, la variation de position de la résonance $C_0^{(2)}$ est imperceptible, alors que celle de la résonance $C_1^{(1)}$ est nettement plus forte, de l'ordre de $300\,nm$ à son maximum. Celle de la résonance $C_0^{(1)}$ visible à $8.5\,\mu m$ dans la figure 2.14 n'est que de quelques dizaines de nanomètres. J'attribue essentiellement l'amplitude des oscillations à la force du couplage entre l'onde incidente et le mode guidé. Plus le couplage est fort, plus la résonance sera sensible au comportement du champ dans le réseau. C'est pourquoi l'amplitude des variations de position de la résonance $C_1^{(1)}$ est bien plus marquée que celle de la résonance $C_0^{(2)}$. Toutefois, cela n'explique par la différence observée entre les couplages $C_1^{(1)}$ et $C_0^{(1)}$, alors que ces résonances relèvent du même ordre du réseau. De plus, l'extension du champ évanescent hors du guide est similaire dans le deux cas (voir figure 2.15). En revanche, le champ au niveau de leur réseau est significativement différent : il est bien moins confiné latéralement pour la résonance $C_0^{(1)}$ (voir figure 2.14, cartographies b7, b8 et b9) que pour la résonance $C_1^{(1)}$ (voir figure 2.14, cartographies b4, b5 et b6). Le confinement du champ dans le réseau pourrait donc également influencer l'amplitude des oscillations : moins le champ serait concentré au niveau des créneaux du réseau, moins la fonction d'adaptation de phase du réseau serait perturbée, et plus les variations d'amplitude de la résonance seraient faibles.

À l'issue de cette étude il est donc possible d'ajouter une condition supplémentaire pour la conception du filtre : l'épaisseur du réseau doit être telle qu'un guide d'onde d'épaisseur égale à celle d'une dent du réseau puisse contenir un lobe de l'onde stationnaire idoine. On peut le traduire par l'équation 2.18.

$$d_g = \frac{\lambda_{res}}{2n_0} \tag{2.18}$$

où $\lambda_{res}$ est la longueur d'onde de résonance cible du filtre, et $n_0$ correspond à l'indice effectif du mode $TE_0$ fondamental d'un guide plan de $Ge$ dans l'air d'épaisseur $f\Lambda$.

L'application de cette relation au cas du ZCG MIR de référence de période (2.703 µm) et de facteur de remplissage (0.24), donne une épaisseur de réseau $d_g$ de 0.77 µm. La figure 2.17 présente le spectre en transmission associé.

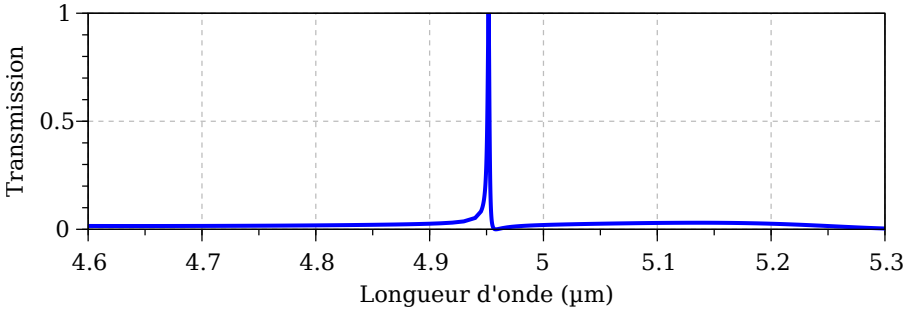



FIGURE 2.17 – Courbe de transmission dans l'ordre 0 d'un filtre ZCG de paramètres géométriques suivants : $d_w$ = 0.84 µm, $d_w$ = 0.77 µm, $\Lambda$ = 0.860 µm, f = 0.24.

La réjection n'est pas optimisée puisqu'elle dépasse 1% sur un large domaine de longueur d'onde, directement au voisinage du pic de transmission, mais la transmission de ce dernier est proche de 100%, ce qui en fait un bon point de départ pour l'optimisation numérique. Il pourrait également être envisageable de rechercher une relation empirique à l'image de celle déterminée pour l'épaisseur du guide (relation 2.17).

#### 2.3.3.4 *Hybridation des résonances*

Dans la figure 2.18 sont illustrés différents points de fonctionnement autour de celui du filtre ZCG MIR de référence. On voit dans la figure 2.18a que la position et la largeur du pic de transmission sont peu affectés par le changement de l'épaisseur du réseau. Le changement est en revanche bien plus important dans la bande de réjection, comme illustré par la figure 2.18b. On distingue deux catégories de courbes :

— celles présentant deux zéros de transmission marqués correspondant aux épaisseurs de réseaux les plus faibles : $d_g$ = 0.77 µm (courbe noire), $d_g$ = 0.87 µm (courbe bleue, filtre de référence) et $d_g$ = 0.90 µm (courbe verte),

— celles ne présentant pas de zéros prononcés, associées aux épaisseurs de réseaux de $d_g$ = 0.91 µm (courbe cyan), $d_g$ = 0.97 µm (courbe rouge).

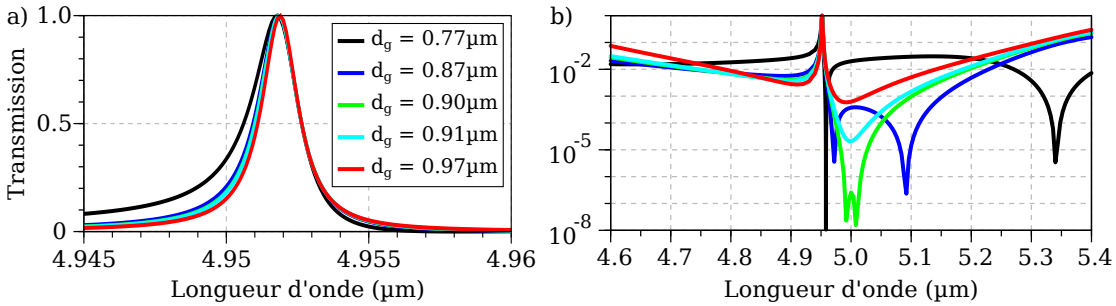



FIGURE 2.18 – Courbes de transmission dans l'ordre 0 d'un filtre ZCG pour différentes épaisseur du réseau. Les paramètres géométriques fixes sont les suivants : $d_w$ = 0.84 µm, $\Lambda$ = 0.860 µm, f = 0.24.

L'origine de ces différents point de fonctionnement est la forte variation de la position de la résonance $C_1^{(1)}$ avec l'épaisseur du réseau (voir figure 2.14). L'analyse modale conduite dans la partie 2.3.3 permet d'affirmer immédiatement que, pour la première catégorie de courbes, les zéros de transmission visibles dans la bande de réjection sont à attribuer au couplage $C_0^{(2)}$ (plus faible longueur d'onde), et au couplage $C_1^{(1)}$ (plus grande longueur d'onde).

Lorsque l'épaisseur du réseau augmente, la longueur d'onde de résonance du couplage $C_1^{(1)}$ diminue (voir figure 2.18, courbes bleue et verte). La réjection s'améliore alors, en passant par un maximum en terme de largeur de bande pour le point de fonctionnement de référence ($d_g = 0.87\,\mu m$), puis diminue de nouveau. Ensuite, lorsque les résonances $C_1^{(1)}$ et $C_0^{(2)}$ sont suffisamment proches, une hybridation a lieu [172], et les deux résonances fines dans la zone de réjection n'en forment plus qu'une de réjection moins intense (2.18, courbes cyan et rouge). Ce dernier point de fonctionnement correspond à celui adopté dans l'article [151].

#### 2.3.3.5 *Bilan sur l'étude modale*

Dans cette partie, nous avons mené une étude sur un large domaine de longueurs d'onde et d'épaisseurs du réseau afin de pouvoir distinguer les variations locales de position et de forme des résonances (hybridation des résonances/interaction avec les effets interférentiels) de leur variation globale moyenne (confinement des modes). Cela nous a permis, d'une part, de confirmer que la fonction principale du réseau est d'effectuer l'adaptation de vecteur d'onde entre l'onde incidente et le mode guidé dans le guide plan, et, d'autre part, que chaque dent du réseau pouvait être assimilée à un guide d'onde.

Nous en avons déduit un dernier critère géométrique analytique pour la conception de nos filtres portant sur l'épaisseur du réseau (voir équation 2.18).

Il a également été mis en évidence que la forme de la bande de réjection pouvait être fortement modulée en tenant compte de l'hybridation des résonances $C_0^{(2)}$ et $C_1^{(1)}$.

### 2.3.4 *Influence de l'absorption du Germanium*

Jusqu'à présent, tous les résultats présentés ont été obtenus en négligeant l'absorption dans les matériaux utilisés. Dans la figure 2.19, on considère des valeurs non nulles de la partie imaginaire de l'indice optique du germanium $k_{Ge}$.

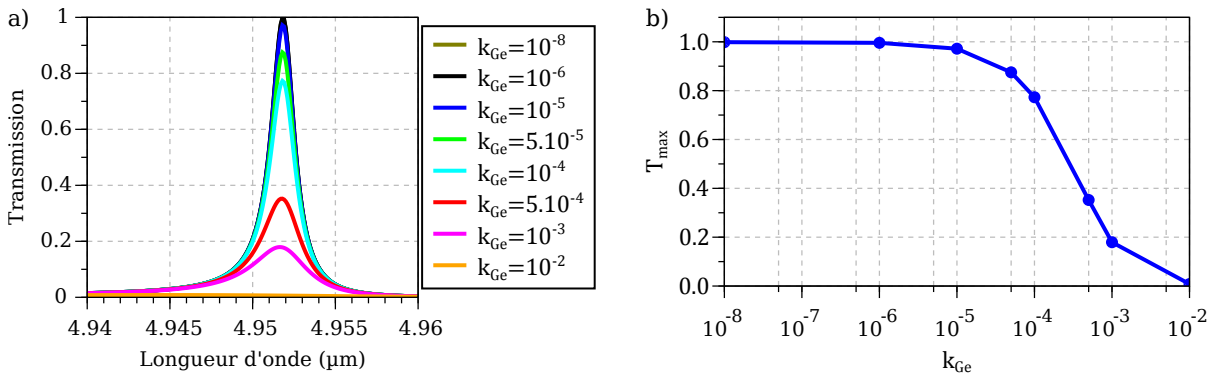



FIGURE 2.19 – Étude de l'absorption du germanium. a) Courbes de transmission du filtre MIR de référence calculées au voisinage de la résonance $C_0^{(2)}$ pour différentes valeurs suivantes de la partie imaginaire de l'indice optique du germanium. b) Représentation du maximum de transmission de la résonance $C_0^{(2)}$ en fonction de $k_{Ge}$.

On constate dans la figure 2.19a que, lorsque $k_{Ge}$ est inférieur à $10^{-5}$, l'impact sur les performances du filtre est négligeable. Au-delà de cette valeur, le pic de transmission s'effondre rapidement et disparaît presque totalement lorsque $k_{Ge}$ atteint $10^{-2}$.

Dans la gamme étudiée pour $k_{Ge}$, ce paramètre a une influence négligeable sur la position du pic de résonance. En effet, la transmission du pic s'effondre avant que la valeur de $k_{Ge}$ ne devienne significative par rapport à $n_{Ge}$.

Par expérience au sein de Safran Reosc, la partie imaginaire $k_{Ge}$ du matériau déposé serait inférieure à $10^{-4}$ voire $10^{-5}$ autour de 5 µm. D'après la figure 2.19b, on pourrait donc s'attendre à une perte de transmission inférieure à 23% par rapport au cas non absorbant, voire de seulement 3% dans l'hypothèse la plus favorable.

### 2.3.5 *Conclusion intermédiaire*

Dans cette section, nous avons démontré la validité d'une méthode semi-analytique simple et rapide pour la conception de filtres passe-bande fins basés sur le concept des ZCGs. Si nous avons considéré le couple $Ge/CaF_2$ pour travailler au voisinage de 5 µm, la mise en place de l'approche perturbative est valide et peut être appliquée sur tout couple de matériaux de faible absorption ayant un rapport d'indice optique supérieur à 2.

Dans la section suivante, nous étudierons la pertinence de tels filtres pour les applications pixellisées.

## 2.4 ÉTUDE DE LA TOLÉRANCE ANGULAIRE

La tolérance angulaire d'un filtre est définie comme la gamme angulaire sur laquelle la réponse du filtre reste inchangée. Nous choisissons ici de considérer la largeur à mi-hauteur angulaire, c'est-à-dire la gamme d'angle autour de l'incidence normale pour laquelle la transmission maximale du pic de transmission reste supérieure à la moitié de sa valeur telle que calculée sous incidence normale.

Cette propriété est très importante pour tout dispositif de filtrage car un faisceau incident réel, contrairement à une onde plane, possède une certaine divergence angulaire. En particulier, pour des applications pixellisées, ce faisceau doit être focalisé. Or, la divergence d'un faisceau augmente avec sa focalisation. La tolérance angulaire d'un filtre pixellisé est donc un critère primordial afin d'en garantir l'efficacité dans une situation réelle d'utilisation.

Parce que les ZCGs présentés jusqu'à présent ne possèdent qu'une direction de périodicité, suivant l'axe $(Ox)$, ils ne sont pas indépendants à la polarisation, et l'étude de leur tolérance angulaire doit en tenir compte. Nous expliciterons ici le lien entre l'orientation du vecteur d'onde incident et les couplages résonants, puis en déduirons une méthode d'étude de la tolérance angulaire adaptée aux ZCGs. Enfin, nous ferons l'étude de la réponse de ZCGs illuminés par un faisceau de taille finie.

### 2.4.1 *Couplage résonant sous incidence normale d'un ZCG 1D*

Comme introduit dans l'équation 2.9, page 66, afin d'identifier la longueur d'onde d'une résonance particulière associée au couplage du mode d'indice effectif $n_p$ par l'ordre $m$ du réseau, nous utilisons la notation $\lambda_p^{(m)}$. De façon similaire, nous utiliserons la notation $\vec{k}_p^{(m)}$ pour désigner le vecteur d'onde associé à ce même couplage. Cette notation aura essentiellement un intérêt graphique.

Il a été introduit dans la partie 2.2.3.1 que le fonctionnement des ZCGs reposait sur le couplage, sous incidence normale, du mode guidé $TE_0$ par le second ordre du réseau, et sur le couplage du mode guidé $TE_1$ par le premier ordre du réseau. Ce point de fonctionnement est traduit graphiquement dans la figure 2.20 en utilisant la relation 1.7 (voir chapitre 1, page 26).

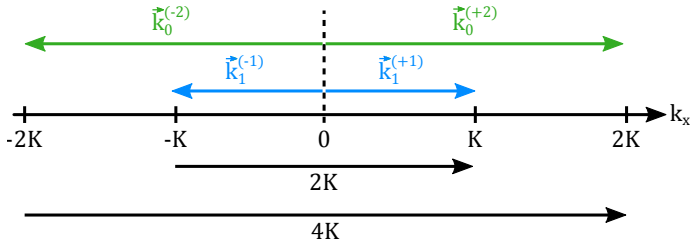



FIGURE 2.20 – Illustration vectorielle dans l'espace des k des relations de couplages entrant en jeu dans le fonctionnement d'un ZCG 1D de vecteur réciproque K orienté selon $k_x$. L'incidence sur le réseau est normale, donc $k_{i,//} = 0$.

Comme le vecteur d'onde incident est normal au plan du réseau, $k_{i,//} = 0$. $\vec{k}_p^{(m)}$ et $\vec{K}$ sont donc nécessairement colinéaires et l'étude de la relation de couplage 1.7 (voir chapitre 1, page 26) consiste simplement à faire l'égalité des normes $\vec{k}_p^{(m)}$ et K.

### 2.4.2 *Couplage résonant sous incidence oblique d'un filtre 1D*

Dans le cas d'une incidence oblique, le vecteur d'onde incident $\vec{k}_i$ possède une composante non nulle dans le plan du réseau. Dans la figure 2.21 sont illustrées schématiquement les 3 cas caractéristiques d'incidence oblique sur un réseau 1D dans l'espace des x (voir figures 2.21a, b et c), ainsi que les relations vectorielles associées dans l'espace des k (voir figures 2.21d, e et f). Ils sont différenciés par l'orientation de leur plan d'incidence [173] :

— l'incidence « classique » pour laquelle le plan d'incidence est orthogonal à la direction des dents du réseau (voir figures 2.21a et d),
— l'incidence « conique pure » pour laquelle le plan d'incidence est défini par le vecteur normal au plan du réseau et le vecteur donnant la direction des dents du réseau (voir figures 2.21b et e),
— l'incidence « conique », cas le plus général pour lequel le plan d'incidence est défini par le vecteur normal au plan du réseau et un vecteur ni colinéaire, ni orthogonal à l'axe des dents du réseau (voir figures 2.21c et f).

Dans ces illustrations et pour les explications associées, on considère implicitement que le mode guidé $TE_p$ couplé est toujours le même, quel que soit p, car les conclusions en sont indépendantes. On utilise donc les notations $\vec{k}^{(m)}$, $\lambda^{(m)}$ et n (indice effectif du mode propre). Par ailleurs, le cas le plus simple d'un couplage par l'ordre 1 du réseau est utilisé, mais la généralisation à tout ordre est possible et substituant $m\vec{K}$ à $\vec{K}$.

Les relations vectorielles de couplage d'un mode guidé donné par les ordres +1 et -1 du réseau sont indépendantes du type d'incidence et sont respectivement données par les relations 2.19a et b.

$$\begin{cases} \vec{k}^{(+1)} = \vec{k}_{i,//} + \vec{K} & (a) \\ \vec{k}^{(-1)} = \vec{k}_{i,//} - \vec{K} & (b) \end{cases} \tag{2.19}$$

#### 2.4.2.1 *L'incidence classique*

La particularité de l'incidence classique et que les vecteurs $\vec{k}_{i,//}$ et $\vec{K}$ sont colinéaires, orientés selon $\vec{k}_x$ (voir figure 2.21d). Par conséquent, $\vec{k}$ est nécessairement orienté selon $\vec{k}_x$ (voir équations 2.19a et b). De plus, le champ $\vec{E}$ d'un mode guidé de type TE dans un guide plan est orthogonal à la fois à la normale au plan du guide, mais aussi à son vecteur propagation. Par conséquent, $\vec{E}$ est ici nécessairement orienté selon $(Oy)$. On peut généraliser en affirmant qu'en incidence classique sur un réseau 1D, le champ du mode guidé est systématiquement orienté dans une direction orthogonale à la

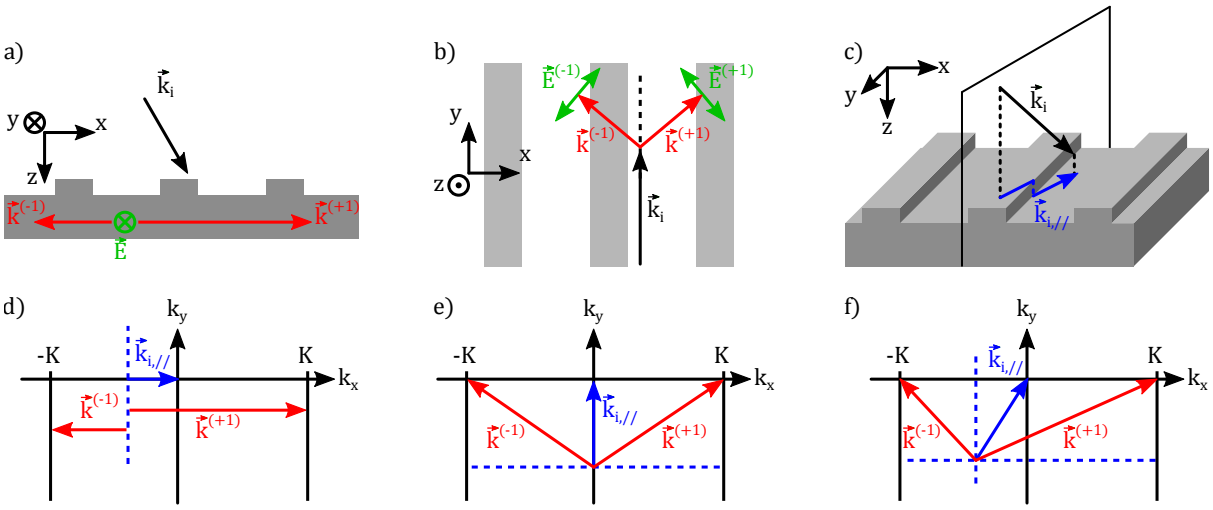



FIGURE 2.21 – Représentation dans l'espace réel des conditions d'incidence pour les trois cas caractéristiques d'incidence : a) classique, b) conique pure, c) conique, et illustrations idoines dans les figures d), e) et f) de la conditions de couplage vectorielle 1.7.

direction de périodicité du réseau. Cela est vrai que l'on considère un mode TE ou un mode TM. Étant donné qu'un recouvrement non nul est nécessaire entre le champ incident et le mode guidé pour qu'il y ait couplage (voir équation 2.12), il vient que la composante utile du champ incident doit être non nulle hors du plan d'incidence (c'est-à-dire selon la direction des lignes du réseau). Une conséquence importante de l'illumination sous incidence classique est donc qu'il est possible de sélectionner la polarisation du mode guidé que l'on excite par la polarisation du champ incident.

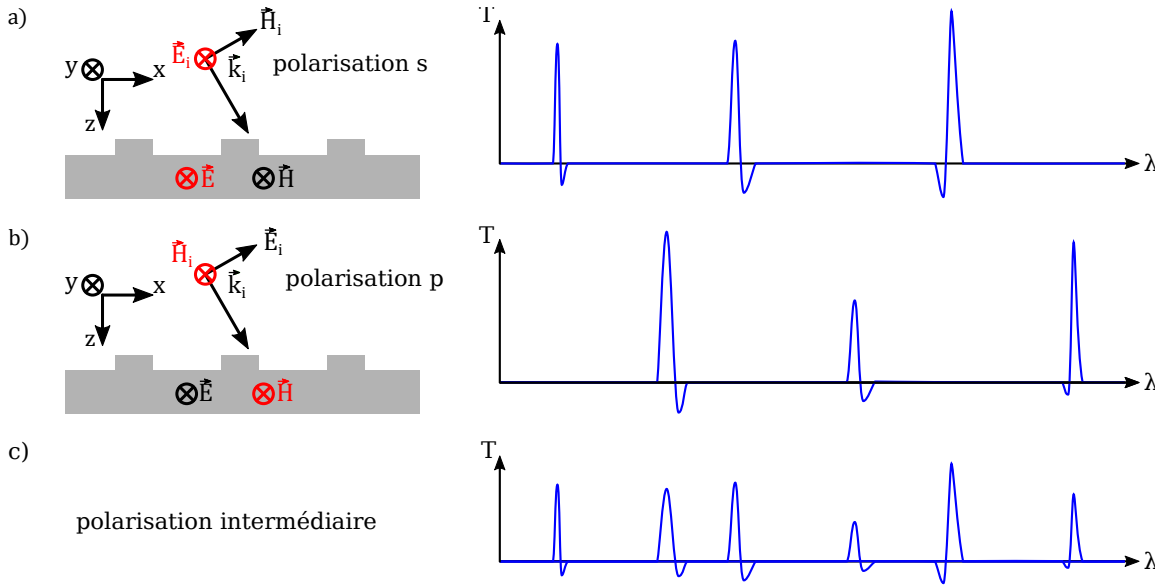



FIGURE 2.22 – Illustration graphique des règles de sélection pour une onde plane sous incidence classique sur un réseau 1D.

La figure 2.22 permet d'illustrer cette règle de sélection. Si l'on considère une onde plane de polarisation $\vec{s}$ sous incidence classique (voir figure 2.22a), alors $\vec{E}_i$ est selon $y$ et $\vec{H}_i$ est dans le plan $(Oxz)$. Seuls les modes TE peuvent alors être excités. C'est pourquoi on parle alors parfois d'incidence TE. Réciproquement, si l'onde plane incidente est de polarisation $\vec{p}$ (voir figure 2.22b), l'orientation du champ magnétique incident $\vec{H}_i$ permet alors de ne coupler que les modes TM. Pour un état de polarisation

intermédiaire (voir figure 2.22c), tous les modes peuvent être couplés, avec une force dépendant du recouvrement des champs (relation 2.12).

Bien que les modes guidés couplés par les ordres symétriques se propagent selon un même axe, leurs vecteurs d'onde n'ont pas la même norme (voir figure 2.21d). Ces dernières sont données par les équations 2.20a et b.

$$\begin{cases} k^{(+1)} = |k_{i,x} + K| & (a) \\ k^{(-1)} = |k_{i,x} - K| & (b) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \lambda^{(+1)} = \frac{2\pi}{|k_{i,x}+K|} n & (c) \\ \lambda^{(-1)} = \frac{2\pi}{|k_{i,x}-K|} n & (d) \end{cases} \tag{2.20}$$

Les longueurs d'ondes associées aux résonances sont données par les équations 2.20c et d. Pour une valeur positive de $k_{i,x}$, $\lambda^{(+1)}$ est inférieure à $\lambda^{(-1)}$. En toute rigueur, l'indice $n$ dépend de la longueur d'onde de résonance. Toutefois, en dehors de la zone de levée de dégénérescence située au voisinage de $k_{i,x} = 0$ et $|k_{i,x} \pm K| = 0$, la variation d'indice effectif induite par l'inclinaison de $\vec{k}_i$ peut être négligée (voir partie A.4.5.2, annexe A, page 225).

#### 2.4.2.2 *L'incidence conique pure*

Dans le cas d'une incidence purement conique, les vecteurs $\vec{k}_{i,//}$ et $\vec{K}$ sont orthogonaux (voir figure 2.21e). Par conséquent, les vecteurs d'onde $\vec{k}^{(+1)}$ et $\vec{k}^{(-1)}$ ont toujours des directions non colinéaires, symétriques par rapport au plan d'incidence (voir équations 2.19a et b). Leur norme est donnée par l'équation 2.21.

$$k^{(+1)} = k^{(-1)} = \sqrt{k_{i,y}^2 + K^2} \tag{2.21}$$

On en déduit les longueurs d'ondes de résonances associées (voir équation 2.22) à l'aide de la relation 1.8.

$$\lambda^{(+1)} = \lambda^{(-1)} = \frac{2\pi}{\sqrt{k_{i,y}^2 + K^2}} n \tag{2.22}$$

Les deux résonances associées aux ordres symétriques apparaissent donc à la même longueur d'onde 2.22, quel que soit l'angle d'incidence. Cette valeur de longueur d'onde de résonance diminue avec l'angle d'incidence.

Une conséquence non intuitive de l'incidence purement conique est que les modes TE et TM peuvent toujours être potentiellement couplés, indépendamment de la polarisation du champ incident [173]. Il n'existe pas de règle de sélection, contrairement au cas de l'incidence classique.

En effet, dans la mesure où les vecteurs d'ondes $\vec{k}^{\pm 1}$ sont toujours simultanément couplés et ne sont pas colinéaires (voir figure 2.21b), les champs $\vec{E}$ associés sont également non colinéaires (voir figure 2.21b). Par conséquent, le champ électrique incident (quelques soient l'orientation du vecteur d'onde incident et la polarisation) aura toujours un recouvrement non nul avec le champ de l'un ou l'autre des deux modes guidés excités.

#### 2.4.2.3 *Cas général : l'incidence conique*

Dans le cas le plus général, la direction de $\vec{k}_{i,//}$ est quelconque (voir figures 2.21c et f). La norme des vecteurs d'ondes couplés par les ordres +1 et -1 du réseau est donnée dans les équations 2.23a et b.

$$\begin{cases} k^{(+1)} = \sqrt{(k_{i,x} + K)^2 + k_{i,y}^2} & (a) \\ k^{(-1)} = \sqrt{(-k_{i,x} + K)^2 + k_{i,y}^2} & (b) \end{cases} \tag{2.23}$$

Les longueurs d'ondes de résonances associées sont données dans les équations 2.24a et b.

$$\begin{cases} \lambda^{(+1)} = \frac{2\pi}{\sqrt{(k_{i,x}+K)^2+k_{i,y}^2}} n_p & (a) \\ \lambda^{(-1)} = \frac{2\pi}{\sqrt{(-k_{i,x}+K)^2+k_{i,y}^2}} n_p & (b) \end{cases} \tag{2.24}$$

De façon similaire à l'incidence classique, les longueurs d'onde des deux résonances issues du couplages des ordres symétriques du réseau sont différentes et, comme dans le cas de l'incidence conique pure, il y a couplage potentiel des modes TE ou TM quelle que soit la polarisation du champ incident.

Les conditions d'incidence ainsi que la polarisation du champ incident ont un impact important sur le fonctionnement des ZCGs. En effet, non seulement ces derniers ont été conçus sur la base d'une exploitation des seuls modes TE, mais la réponse liée au couplage des modes TM nuit à l'efficacité de la fonction de filtrage (voir figure A.1, annexe A, page 216). Par conséquent, il est nécessaire de se rapprocher le plus possible du cas de l'incidence classique avec un champ incident polarisé TE afin d'avoir un fonctionnement optimal. Un ZCG 1D doit donc être combiné à un polariseur de façon à maintenir le champ $\vec{E}$ dans le plan $(Oxy)$, et à limiter le couplage des modes TM. Néanmoins, un polariseur ne permet pas de confiner l'orientation du vecteur d'onde $\vec{k}_i$. Un faisceau lumineux réel présentant une dispersion angulaire dans les deux directions du plan d'incidence, on devra *a priori* considérer une incidence de type conique sur le filtre, et tenir compte des résonances TM et de modes sombres. Ceci est particulièrement important dans le cas des filtres pixellisés car la tolérance angulaire d'un filtre est directement liée à la taille minimale du pixel. L'un des objectifs de l'étude de tolérance angulaire du filtre consistera donc à évaluer l'importance du couplage des modes TM.

### 2.4.3 *Étude de la tolérance angulaire du filtre ZCG MIR 1D*

La sensibilité à la polarisation des ZCGs 1D implique de paramétrer de façon particulière l'étude de tolérance angulaire, ce que nous avons justifié dans la partie A.4 de l'annexe A, page 216.

Nous appliquons ici cette méthode d'analyse au cas du filtre ZCG MIR de référence. Une version synthétique du script codé est donnée dans la partie A.1.3 de l'annexe A, page 208.

Les conventions utilisées pour l'étude de la tolérance angulaire sont illustrées dans la figure 2.23a. Les résultats sont présentés dans la cartographie 2.23b.

La transmission du filtre calculée à sa longueur d'onde de résonance sous incidence normale y est tracée en fonction des angles de rotation $\varphi_x$ et $\varphi_y$. La courbe bleue visible dans la figure 2.23b correspond à la courbe de niveau pour laquelle la transmission du filtre est égale à la moitié de sa transmission maximale sous incidence normale, soit son « Intensity Full Width at Half-Maximum » (IFWHM). La tolérance angulaire est définie comme la distance minimale entre l'origine du graphique et ce contour (rayon du cercle inscrit). L'IFWHM pour une rotation autour de l'axe $(0y)$ est de 0.27°, tandis que celle autour de l'axe $(Ox)$ est de 8.18°. La tolérance angulaire du filtre est de 0.27°. L'anisotropie de l'IFWHM pour un filtre de type réseau résonant 1D est bien connue [174], et peut être expliquée à l'aide d'une analyse différentielle (voir annexe A, partie A.4.5, page 223).

Au premier ordre, la longueur d'onde de résonance du mode guidé, dépend linéairement de $\varphi_y$. En revanche, l'angle $\varphi_x$ n'intervient pas. Autrement dit, le pic de résonance se décale linéairement aux

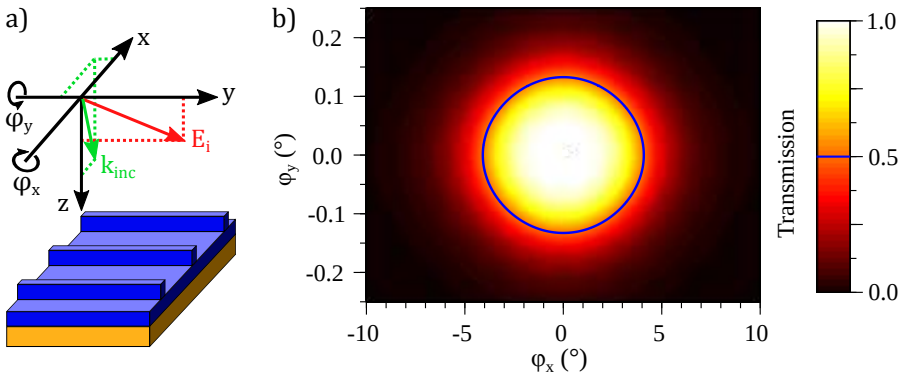



FIGURE 2.23 – a) Illustration des conventions utilisées pour l'étude de la tolérance angulaire des ZCGs. Les angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ se réfèrent respectivement aux rotations dans le sens trigonométrique autour des axes $(Ox)$ et $(Oy)$. Le champ électrique incident $E_i$ est polarisé TE. b) Transmission du filtre ZCG MIR de référence en fonction des angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ à $\lambda = 4.952\,\mu m$. La ligne bleue correspond à l'IFWHM du filtre.

petits angles lorsque $\varphi_y$ évolue, mais reste immobile pour des valeurs équivalentes de $\varphi_x$. Cela se traduit dans la figure 2.23 par une grande sensibilité de la réponse du filtre à l'angle $\varphi_y$ (soit une faible IFWHM), et une sensibilité bien plus réduite à l'angle $\varphi_x$ (donc une IFWHM élevée).

Cela se traduit également par le fait que la composante selon $y$ du vecteur d'onde du mode guidé peut être négligée devant la composante selon $x$ (voir figure 1.7f). Ainsi, on se retrouve dans le cas de l'incidence classique (voir figure 1.7d). Le couplage des modes TM peut donc être négligé.

En conclusion, la différence de comportement est telle entre les deux angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ que, sur une plage de fonctionnement nominale du ZCG pour laquelle la divergence du faisceau est inférieure à la tolérance angulaire autour de $\varphi_y$, on pourra considérer que le fonctionnement du filtre est indépendant de $\varphi_x$.

### 2.4.4 *Illumination par un faisceau de taille finie*

Jusqu'à présent nous n'avons considéré que des ondes planes incidentes sur les filtres. Toutefois, cela ne suffit pas à refléter la réalité de fonctionnement des filtres pixellisés. En effet, la dimension finie de ces derniers implique d'évaluer leur efficacité sous une illumination par un faisceau de taille finie.

Dans cette partie, nous présenterons tout d'abord les outils mis en place pour l'étude de l'illumination des filtres par un faisceau gaussien, puis nous les appliquerons au cas des ZCGs étudiés jusqu'à présent.

#### 2.4.4.1 *Principe*

L'interférence de différentes ondes planes monochromatiques de même longueur d'onde sur une surface plane permet d'y reproduire n'importe quel motif de dimension spatiale supérieure à la moitié de la longueur d'onde [75]. En particulier, on peut construire une figure d'interférence telle que son profil d'intensité soit Gaussien. La figure spatiale observable et la distribution d'ondes planes nécessaire pour l'obtenir sont liées par la transformée de Fourier.

Pour obtenir la transmission $T(\lambda, \Lambda)$ du filtre tel qu'éclairé par un faisceau gaussien, on effectue une sommation des différentes ondes planes qui le constituent $(T(\lambda, x))$, affectées du poids idoine $(A(w_0, x))$.

Ceci est exprimé dans la relation 2.25. Le détail des différents calculs est donné dans la partie A.4.3 de l'annexe A, page 221.

$$T(\lambda, \Lambda) = \int_x T(\lambda, x)|A(w_0, x)|^2 dx = \frac{1}{2\pi}\int_{k_x} T(\lambda, k_x)|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2 dk_x \tag{2.25}$$

$w_0$ exprime la largeur du faisceau gaussien. Par la suite, je préférerai discuter en termes de largeur à mi-hauteur du faisceau Gaussien au niveau des filtres, soit la variable $FWHM_x$. Ces deux variables sont directement proportionnelles ($FWHM_x = 2\sqrt{\ln(2)}w_0$).

Il est nécessaire de s'assurer que la troncature effectuée lors du calcul numérique de l'intégrale 2.25 n'est pas trop préjudiciable à la précision des résultats. La figure 2.24a permet d'illustrer ce point. En pratique, on trace ainsi la courbe $|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ en effectuant le changement de variable entre $k_x$ et $\varphi_y$, ce qui permet d'interpréter plus facilement les résultats (voir relation A.10 de l'annexe A, page 219).

On s'aperçoit alors que, pour les tailles de faisceau visées, il n'est absolument pas nécessaire de parcourir l'ensemble des valeurs de $\varphi_y$ comprises entre 0° et 90°, les poids des contributions aux grands angles étant négligeables. Plus le faisceau considéré est étroit, plus la gaussienne est écrasée, et plus il est nécessaire de considérer des valeurs élevées de l'angle d'incidence pour la troncature. Au contraire, plus le faisceau est large, et plus l'allure de la courbe $|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ se rapproche de celle d'un Dirac.

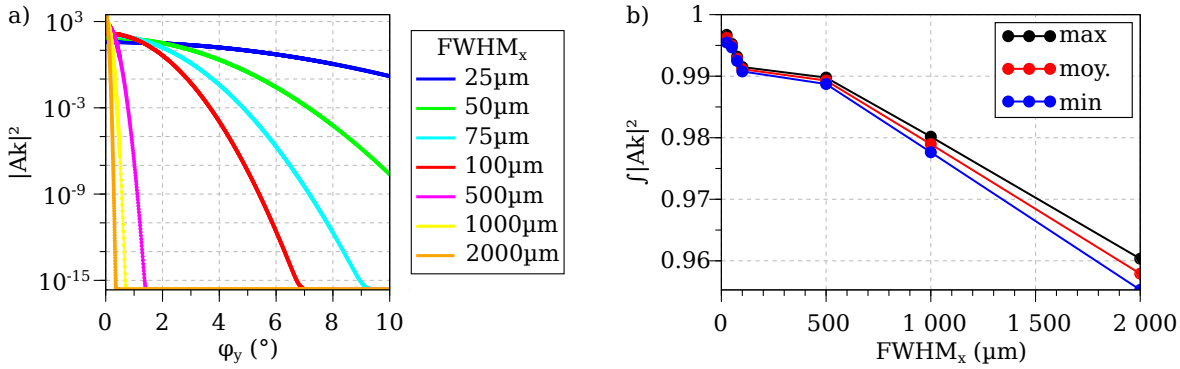



FIGURE 2.24 – a) Représentation de l'échantillonnage des coefficients $|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ en fonction de l'angle d'incidence à $\lambda = 5\,\mu m$ pour différentes largeurs de faisceau. b) Calcul des intégrales de normalisation $\int |\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ pour différentes tailles de faisceau. Pour chaque faisceau, l'intégration est faite sur le domaine $[0; 10°]$ de $\varphi_y$ présenté en a). Les valeurs maximales (courbe noires), minimales (courbe bleue) et moyennes (courbe rouge) de $\int |\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ sur l'ensemble du spectre sont extraites pour chaque taille de faisceau.

La précision numérique du calcul de la réponse sous faisceau gaussien, donné par l'équation 2.25, dépend à la fois de l'échantillonnage angulaire lors du calcul intégral, et de la convergence du calcul RCWA pour les différentes ondes planes. Afin de tenir compte de la variation rapide des coefficients $|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ aux faibles valeurs d'angles, j'ai défini 3 segments pour l'échantillonnage en angle : 251 points entre 0 et 0.5° ($\Delta\varphi_y = 0.002°$), 750 points entre 0.51 et 8° ($\Delta\varphi_y = 0.01°$) puis 100 points entre 8.02 et 10° ($\Delta\varphi_y = 0.02°$).

L'erreur sur l'intégrale $\int |\tilde{A}(w_0, k_x)|^2$ est de l'ordre de $10^{-2}$ (voir 2.24b). Cette intégration est faite pour chaque longueur d'onde du spectre, car $|\tilde{A}(w_0, k_x)|$ dépend de la longueur d'onde. Cette dépendance en longueur d'onde n'est pas mise en avant dans la figure 2.24a afin de ne pas la surcharger. La figure 2.24b permet en revanche de mettre en avant que l'erreur sur l'intégration est bien plus sensible au changement de taille du faisceau qu'à la variation de longueur d'onde sur l'intervalle considéré.

Par comparaison, l'erreur absolue sur la transmission lors du calcul RCWA est bien moins importante, de l'ordre de $10^{-3}$, ainsi qu'illustré dans la figure 2.2c.

Afin de comprendre l'origine de l'erreur occasionnée par le calcul intégral, on peut en distinguer deux causes possibles :

— la troncature sur les angles d'incidence,

— l'échantillonnage en angle.

La figure 2.24b illustre le fait que l'erreur augmente avec la taille du faisceau. Par conséquent, elle résulte plus de la méthode de calcul de l'intégrale (intégration en « trapèze ») que de la troncature. En effet, l'erreur liée à la troncature diminue avec la taille du faisceau puisque les coefficients $\tilde{A}(w_0, k_x)$ deviennent négligeables pour les angles bien inférieurs. Pour limiter l'erreur de calcul, on pourrait donc augmenter encore l'échantillonnage sur les valeurs de $\varphi_y$, mais seulement dans les limites de la puissance de calcul informatique disponible. Par ailleurs, je n'ai implémenté en lua qu'une fonction permettant de définir une échantillonnage linéaire des valeurs. Dans le cas présent, un échantillonnage linéaire sur les coefficients $|\tilde{A}(w_0, k_x)|$ serait plus pertinent et aisément implémentable étant donné le lien bijectif entre ces coefficients et $\varphi_y$ sur le domaine $\varphi_y \in [0\,;\,90°[$, ainsi qu'illustré dans la figure 2.24a (voir relations A.10, page 219, et A.25, page 222, dans l'annexe A).

Afin de corriger en partie cette erreur de normalisation, on peut représenter une valeur corrigée de la transmission, $T_{corr}$, dont l'expression est donnée par la relation 2.26. Il convient de noter que cette normalisation est faite pour chaque longueur d'onde, et ne dépend que de l'échantillonnage sur les angles d'incidence.

$$T_{corr}(\lambda, \Lambda) = \frac{\int_0^{k_x^{max}} T(\lambda, k_x)|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2 dk_x}{\int_0^{k_x^{max}} |\tilde{A}(w_0, k_x)|^2 dk_x} \tag{2.26}$$

#### 2.4.4.2 *Illumination du ZCG MIR par un faisceau gaussien*

La méthode de calcul de la transmission des filtres illuminés par un faisceau gaussien a été appliquée au filtre ZCG MIR de référence. La figure 2.25 donne les résultats principaux de cette étude.

Dans la figure 2.25a est présentée la cartographie $T(\lambda, \varphi_y)$ telle qu'utilisée pour les calculs. On y observe deux lignes fines de transmission élevée centrées à 4.95 µm pour $\varphi_y$ nul et qui s'écartent linéairement de cette valeur lorsque l'incidence augmente. On note également la présence au voisinage de 5.2 µm d'une résonance large de plus faible intensité. Dans la figure 2.25b sont présentés les spectres en transmission du filtre tel qu'éclairé par des faisceaux gaussiens de différentes largeurs. On peut constater que, lorsque la largeur du faisceau diminue, le pic de transmission du filtre s'affaisse : sa transmission maximale chute et sa largeur à mi-hauteur augmente. Simultanément, une résonance apparaît vers 5.2 µm dont la largeur augmente. Une observation plus fine faite au voisinage du pic de transmission du filtre, à 4.952 µm (voir figure 2.25c) permet de mettre en évidence un pic secondaire à 4.960 µm qui évolue de la même façon que la résonance située à 5.2 µm. On note en comparant l'allure des courbes présentées dans les figures 2.25c et 2.25d une augmentation de quelques pourcents de la transmission des courbes calculées pour les faisceaux de taille 1000 µm et 2000 µm pour les courbes normalisées.

Étudions dans un premier temps la nature des différentes résonances visibles dans la figure 2.25. L'allure en « V » les lignes de haute transmission visibles dans la figure 2.25a est à attribuer à la levée de dégénérescence des longueurs d'onde de résonances associées aux couplages $C_0^{(+2)}$ et $C_0^{(-2)}$ hors incidence normale. C'est un effet classique résultant du mode de couplage des réseaux résonants [87, 107]. Le pic secondaire que l'on observe dans la figure 2.25c au voisinage de 4.960 µm correspond au couplage du mode sombre de la résonance $C_0^{(2)}$ [86]. De même, la résonance visible à 5.2 µm peut être attribuée au couplage du mode sombre de la résonance $C_1^{(1)}$.

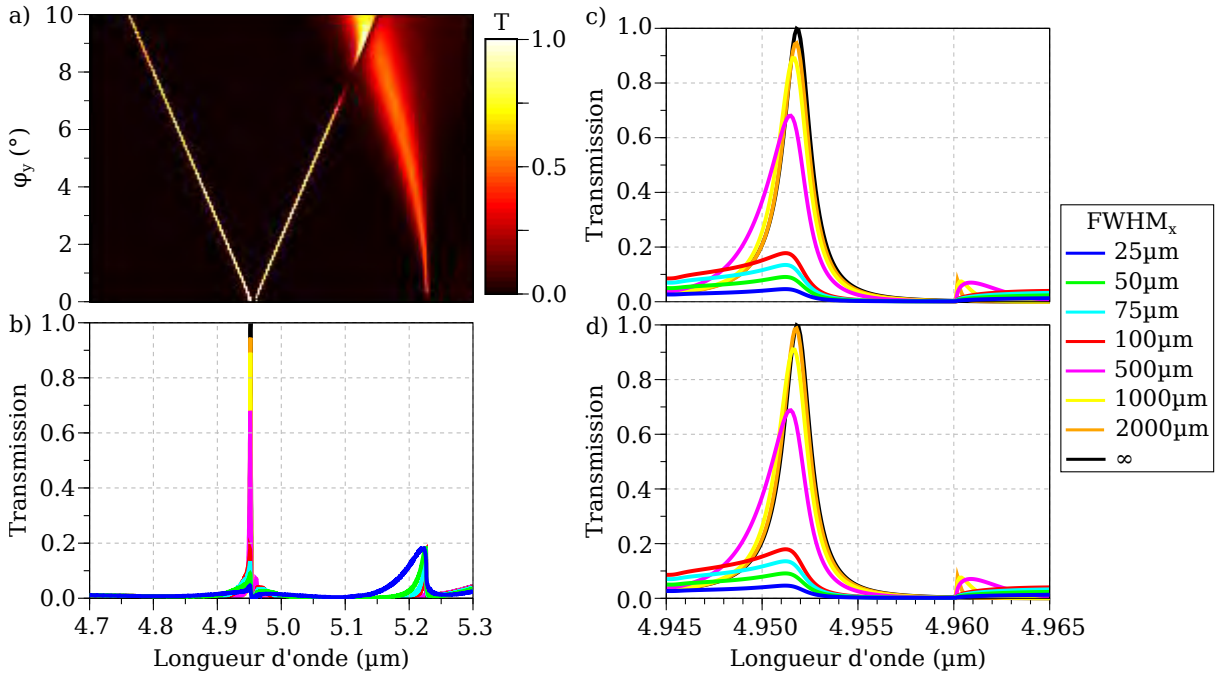



FIGURE 2.25 – a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, \varphi_y)$ du filtre en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident et de l'angle d'incidence $\varphi_y$ pour le filtre ZCG MIR de référence. Le spectre du filtre est calculé pour différentes tailles de faisceau a) sur une gamme spectrale large, b) au voisinage du pic de transmission, et c) au voisinage du pic de transmission après correction de l'erreur de normalisation. Les dimensions géométriques du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Faisons maintenant le lien entre la courbe de transmission du pic et la taille du faisceau Gaussien. L'expression de la transmission étant donnée sous forme intégrale par l'équation 2.25, la transmission finale du filtre peut être interprétée comme une simple moyenne, pour une longueur d'onde donnée, de la transmission sur un domaine plus ou moins important de la cartographie 2.25. Or, la taille de la fenêtre d'intégration est directement liée à l'amplitude des coefficients $\tilde{A}(w_0, k_x)$ (voir figure 2.24) dont l'amplitude augmente lorsque la taille du faisceau diminue. Ainsi, diminuer la taille du faisceau incident revient simplement à moyenner la transmission du filtre sur un plus grand domaine d'angles d'incidence. Parce que la longueur d'onde de résonance du filtre se décale avec l'angle d'incidence, il est donc immédiat que, plus la taille du faisceau gaussien sera faible, plus le pic de transmission intégré sera étalé et de faible intensité [93]. Au contraire, le pic visible vers 5.2 µm voit son amplitude augmenter fortement pour les petites tailles de faisceau car le phénomène de résonance associé devient particulièrement intense aux grands angles.

Enfin, l'augmentation de la transmission visible lors du passage de la figure 2.25c à la figure 2.25d provient simplement de la normalisation utilisant l'équation 2.26. Les quelques pourcents d'augmentation de la transmission sont directement dus à l'écart de l'intégrale de normalisation par rapport à l'unité tel qu'illustré dans la figure 2.24b.

Une étude similaire de ce filtre a été conduite en ajoutant un angle de rotation constant de $\varphi_x$ de 10° (voir annexe A, partie A.4.4, page 222). Les résultats sont identiques à ceux présentés dans la figure 2.25. On observe seulement un décalage de l'ordre de 5 nm du pic vers les plus basses longueurs d'onde ce qui pouvait être prévu d'après l'équation 2.24. L'approximation faite consistant à négliger la rotation autour de l'axe $\varphi_x$ est donc totalement justifiée.

Dans la figure 2.26 est présentée l'évolution de la transmission maximale du pic de résonance $C_0^{(2)}$ extraite de la figure 2.25d.

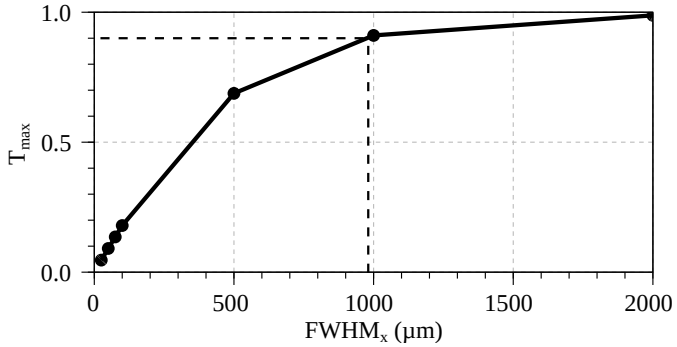



FIGURE 2.26 – Évolution de la transmission maximale normalisée du filtre ZCG MIR de référence en fonction de la largeur du faisceau gaussien incident.

Si l'on considère qu'une perte de l'intensité du pic principal de 10% avec l'ouverture du faisceau est acceptable vis-à-vis du fonctionnement pixellisé du filtre, on extrait de la figure 2.26 qu'un faisceau d'environ 1000 µm de large peut être utilisé pour l'illumination du filtre. Cette valeur est bien trop importante pour la réalisation d'une matrice de filtres pixellisés.

Nous avons défini, au cours de l'étude théorique de l'illumination par un faisceau gaussien (voir annexe A, partie A.4.3, page 222), l'angle $\varphi_{1/2}$ de tel sorte qu'il corresponde à l'angle pour lequel $\tilde{A}(w_0, k_x)$ est égal à la moitié de sa valeur maximale. Son expression est donnée par la relation 2.27 et permet d'établir le lien entre la divergence angulaire et la largeur du faisceau gaussien incident [94,175].

$$\varphi_{1/2} = \arcsin\left(\frac{2\ln(2)\lambda}{\pi FWHM_x}\right) \tag{2.27}$$

En utilisant la relation 2.27 on associe un faisceau de 1000 µm à un demi-angle d'ouverture de 0.13°, soit une ouverture totale de 0.26°. Cette valeur est très proche de la valeur d'acceptance angulaire de 0.27° déterminée par RCWA à partir de la figure 2.23. L'approche menée permet donc d'établir un lien entre la taille d'un faisceau gaussien permettant de conserver une bonne efficacité de fonctionnement du filtre, et la tolérance angulaire de ce dernier. Dans la mesure où une simple étude de l'acceptance angulaire est beaucoup plus rapide qu'une étude complète de la transmission sous illumination gaussienne, la relation réciproque de l'équation 2.27 serait plus intéressante. Pour cela, nous assimilons alors l'angle $\varphi_{1/2}$ à la tolérance angulaire $\Delta\varphi_y$ du filtre, et la largeur du faisceau gaussien $FWHM_x$ à la largeur du pixel $w_{pixel}$. L'inversion de l'équation 2.27 en considérant les nouvelles variables $\Delta\varphi_y$ et $w_{pixel}$ donne alors la relation 2.28.

$$w_{pixel} \approx \frac{2\ln(2)\lambda}{\pi\sin(\Delta\varphi_y)} \tag{2.28}$$

Cette relation, si elle permet simplement d'avoir une idée de la tolérance angulaire, ne saurait se substituer à une analyse de l'illumination sous faisceau gaussien car elle ne tient pas compte des résonances de modes sombres qui apparaissent dans la bande de réjection.

Dans le cadre de l'étude des ZCGs 1D, l'hypothèse que nous avons faite de ne considérer que la rotation autour de l'axe $\varphi_y$ pour la détermination de la tolérance angulaire du filtre, fait que la valeur de cette dernière peut être obtenue à partir de la cartographie 2.25a. Il suffit pour cela d'en extraire la courbe calculée à la longueur d'onde de résonance du filtre sous incidence normale, et de relever l'angle $\varphi_y$ pour lequel la transmission a chuté de moitié. Il est évident que cette valeur dépend non

seulement de la courbure de la ligne de haute transmission au voisinage de l'incidence normale , mais également de la largeur spectrale du filtre.

Pour pouvoir s'affranchir réellement de la largeur du pic dans le calcul de la tolérance angulaire, il serait nécessaire de conduire une étude rigoureuse de la forme des bandes de la relation dispersion. J'ai fait le choix d'une étude plus simple et plus empirique et en ai démontré la cohérence et les limites.

### 2.4.5 *Conclusion intermédiaire*

Dans cette section, nous avons mis en évidence que l'étude de tolérance angulaire d'un ZCG 1D devait se faire en considérant un champ électrique polarisé selon la direction des dents du réseau sous incidence conique. Dans ce cadre, nous avons trouvé plus pertinent d'utiliser des coordonnées cartésiennes pour la définition des angles de rotation, ce que nous avons implémenté dans le logiciel de simulation. L'étude de tolérance angulaire a permis de montrer que la rotation autour de l'axe des dents du réseau était la plus critique, et qu'elle conditionnait l'ouverture angulaire du faisceau incident. Suite à l'étude de tolérance angulaire nous avons simulé l'impact de la taille d'un faisceau gaussien sur la réponse du filtre, et avons retrouvé sur la base de cette analyse le lien direct entre la tolérance angulaire du filtre et la taille de faisceau permettant une bonne efficacité de fonctionnement du filtre. Cette taille de pixel, de l'ordre du millimètre, est bien trop importante pour envisager une application pixellisée. De plus, nous souhaiterions également augmenter la largeur de bande passante du filtre afin d'accroître le flux à travers le filtre, ce qui est une considération importante pour les applications de filtrages dans le moyen-infrarouge.

Nous allons étudier ces problématiques dans la partie suivante.

## 2.5 LE ZCG DOUBLEMENT CORRUGUÉ

Dans la partie 2.2.3.1 de description phénoménologique du fonctionnement des ZCGs ainsi que dans toute la méthode de conception, nous avons considéré le ZCG comme un réseau doublement résonant.

Par conséquent, nous allons employer par la suite une méthode adaptée aux réseaux résonants afin d'accroître la tolérance angulaire des ZCGs : le réseau bi-atome [87].

De la même façon que pour les filtres simplement corrugués développés dans la partie 2.3, nous effectuerons une étude de leur tolérance angulaire et de leur comportement sous illumination par un faisceau gaussien.

### 2.5.1 *Introduction d'un réseau doublement corrugué*

Comme expliqué dans la partie 2.4, la tolérance angulaire au voisinage de l'incidence normale d'une résonance de Fano associée à l'ordre diffracté 1 dépend du coefficient d'ordre 2 du réseau. Or, il a également été montré dans la figure 2.4 que, pour un réseau rectangulaire présentant un créneau par période, le coefficient $\epsilon_2$ est systématiquement inférieur à $\epsilon_1$, et que seul le facteur de remplissage permet de modifier le ratio de ces coefficients.

Une méthode permettant de s'en affranchir consiste à introduire un créneau supplémentaire dans une période du réseau, de même hauteur que le premier, mais de largeur différente [87]. Ainsi, il est possible de décorréler ces deux coefficients, et donc de modifier bien plus librement le coefficient du second ordre du réseau, notamment pour qu'il puisse dépasser celui du premier ordre. Dans la littérature, cette méthode a été utilisée afin d'augmenter la tolérance angulaire autour de l'incidence normale

de guides mono-mode, ou bien de guides supportant plusieurs modes, mais dont seul un couple de modes guidés contra-propagatifs dégénérés était couplé par différents ordres diffractés. De plus, l'objectif était d'accroître la tolérance angulaire du filtre sans en affecter la largeur de bande passante. Ainsi, la tâche consistait à accroître la force du couplage $C_n^{(2)}$ sans trop affecter le couplage lié au premier ordre $C_n^{(1)}$.

Dans notre cas, la situation diffère non seulement parce que nous entendons augmenter simultanément la tolérance angulaire et la largeur du pic, mais aussi parce que 2 modes propres non dégénérés sont couplés par 2 ordres diffractés différents. Ainsi, notre but est d'accroître à la fois les coefficients du premier et du second ordre. Si nous devions appliquer directement la méthode du dédoublement de la corrugation du réseau au cas des ZCGs, parce le pic de transmission est associé à un couplage via le second ordre du réseau, il serait nécessaire d'adapter le coefficient du réseau d'ordre 4 (voir figure 2.20, page 87). Cependant, cela donnerait lieu à une corrugation complexe du réseau, possédant 4 créneaux par période, avec de faibles dimensions latérales. Par conséquent, une adaptation plus simple du réseau doit être effectuée. Il est important que cette modification n'affecte que peu la structure de référence. Premièrement, cela permettrait d'éviter de s'écarter du modèle semi-analytique développé. Deuxièmement, elle ne devrait pas affecter de manière significative le procédé de fabrication.

### 2.5.2 *Simulation et considérations phénoménologiques*

Nous avons trouvé qu'un moyen pratique d'augmenter la tolérance angulaire et la bande-passante de nos filtres consistait à insérer une petite corrugation entre les deux créneaux du réseau tel que donné dans la figure 2.3b, et auquel on se référera par la suite sous le terme de « réseau principal ». La structure est schématisée dans la figure 2.27a. La corrugation secondaire peut prendre la forme d'une ouverture dans le guide (voir figure 2.27a, $h < 0$) ou d'une petite bosse entre les dents du réseau principal (voir figure 2.27a, $h > 0$). Le facteur de remplissage global reste proche de celui de la structure présentant un unique motif par période (voir figure 2.3b).

La figure 2.27b présente une cartographie de la transmission du filtre doublement-corrugué en fonction de la hauteur $h$ de la corrugation secondaire et de la longueur d'onde. Les cas $h < 0$ et $h > 0$ sont séparés par une ligne cyan continue. On peut constater que le système se comporte très différemment suivant le signe de la hauteur de la corrugation secondaire.

Dans le cas $h < 0$, la largeur de la bande de réjection est relativement peu affectée par l'introduction du réseau secondaire. Nous interprétons cela par le fait que la corrugation secondaire modifie la forme du réseau d'une façon favorable au coefficient de couplage du premier ordre, car la forme de ce dernier se rapproche d'autant plus d'une sinusoïde de période $\Lambda$ (voir figure 2.27c). La longueur d'onde de résonance du pic de transmission, elle, diminue avec l'épaisseur de la corrugation secondaire car celle-ci affecte significativement l'épaisseur du guide, dans une zone où l'amplitude du champ du mode $TE_0$ est importante (voir figure 2.15). Dans les figures 2.27d et 2.27e sont respectivement présentées la transmission maximum du pic et sa bande passante en fonction de la hauteur de la corrugation secondaire. Il apparaît que la transmission du pic est supérieure à 80% pour une épaisseur de corrugation secondaire comprise entre 0.08 et 0.45 µm. Sur ce domaine, la bande passante du pic de transmission peut être ajustée continûment entre 17 et 205 nm, soit plus d'une décade.

Au contraire, pour $h > 0$, le filtre ne possède plus de bande de réjection efficace. Nous assimilons cela au fait que la modification de la forme du réseau induite par la bosse du réseau secondaire affecte le coefficient du premier ordre de façon contre-productive (voir figure 2.27c). La résonance associée

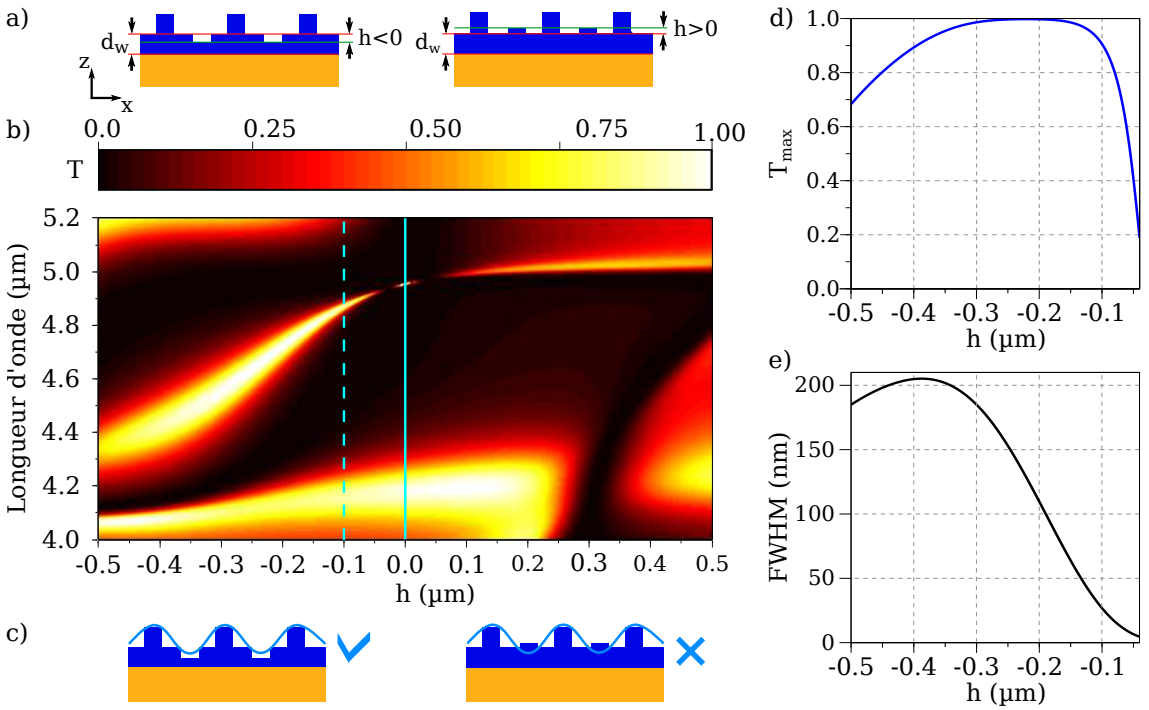



FIGURE 2.27 – a) Illustrations de la structure d'un ZCG doublement corrugué dont la corrugation secondaire consiste en un creux dans le guide ($h < 0$) ou en une dent entre les créneaux du réseau principal ($h > 0$). b) Étude paramétrique de la transmission d'un filtre ZCG en fonction de la hauteur $h$ de la corrugation secondaire du réseau. La ligne continue cyan met en exergue le cas $h = 0$ présenté dans les figures 2.11e et 2.11f. La ligne en tirets cyan met en avant le cas $h = -0.1\,\mu m$ dont la courbe est présentée dans la figure 2.28. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$. c) Interprétation phénoménologique de l'impact du signe de la hauteur $h$ de la corrugation secondaire sur le coefficient de couplage du premier ordre du réseau. Dans les figures d) et e) sont respectivement présentées les caractéristiques suivantes du pic de transmission : transmission maximum à la résonance ($T_{max}$) et largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la profondeur de gravure dans le guide pour la corrugation secondaire.

au couplage $C_0^{(2)}$ est toujours visible et apparaît à une longueur d'onde presque constante, mais est atténuée du fait d'une mauvaise combinaison avec le couplage $C_1^{(1)}$.

La figure 2.28 présente le spectre en transmission du filtre présentant une encoche dans le guide de 0.1 µm (voir figure 2.27b, tirets cyans) sur une échelle linéaire (voir figure 2.28a) et sur une échelle logarithmique (voir figure 2.28b). Le calcul RCWA est conduit avec 25 harmoniques. Ce filtre va être considéré comme filtre doublement corrugué de référence pour la suite de l'étude. La longueur d'onde de résonance de ce filtre est de 4.83 µm, et sa largeur à mi-hauteur est de 27 nm.

Aux différents pôles et zéros des résonances est associé le champ $E_y$ dans le réseau. Le zéro du couplage $C_1^{(1)}$ (voir figure 2.28b, résonance 2) apparaît à une longueur d'onde plus basse que le pic de transmission (voir figure 2.28a, résonance 1), contrairement à ce qui pouvait être observé dans la figure 2.14 (cartographies a3 et b3). De plus, on mesure un écart de 96 nm entre le pôle (voir figure 2.28a, résonance 1) et le zéro (voir figure 2.28b, résonance 3) du couplage $C_0^{(2)}$, contrairement à l'écart de 19 nm observé pour la même résonance dans le cas du filtre de référence simplement corrugué (voir figure 2.11e et f). Nous pouvons donc conclure que la force du couplage via le second ordre du réseau a bien été accrue.

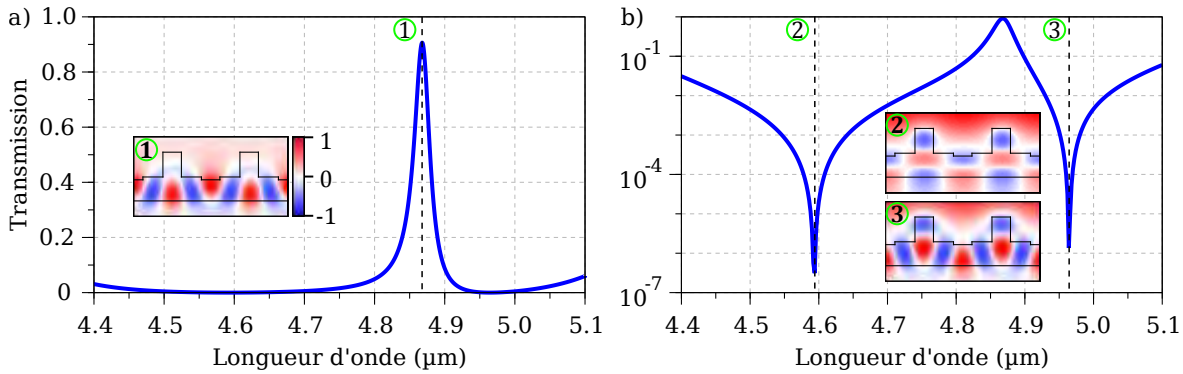



FIGURE 2.28 – Courbe de transmission sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique d'un filtre ZCG doublement corrugué présentant une encoche de 0.1 µm dans le guide. Le champ $E_y$ dans la structure est donné pour les différents résonances apparaissant à 4.594, 4.868 et 4.964 µm. Ses dimensions sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

### 2.5.3 *Tolérance angulaire du filtre doublement corrugué*

Nous effectuons ici un étude de tolérance angulaire du filtre ZCG doublement corrugué de référence similaire à celle conduite pour le ZCG MIR de référence simplement corrugué (voir partie 2.4.3).

La tolérance angulaire des filtres ZCGs passe-bande fin (voir figure 2.29a) et large bande (voir figure 2.29b) est comparée sur une échelle orthonormée dans la figure 2.29. Les conventions utilisée sont identiques à celles utilisées pour l'étude de tolérance angulaire présentée dans la figure 2.23.

La tolérance angulaire autour de l'axe $(Oy)$ pour le filtre doublement corrugué est de 2.53°, tandis que celle autour de l'axe autour de l'axe $(Ox)$ est de 32.9° (voir figure 2.29b). Ainsi, la tolérance angulaire la plus limitante, autour de l'axe $(Oy)$, a été multipliée d'un facteur proche de 10 par rapport à celle du filtre fin (0.27°). La tolérance angulaire autour de l'axe $(Ox)$ a également été multipliée par un facteur de l'ordre de 4 (passage de 8.18° à 32.9°).

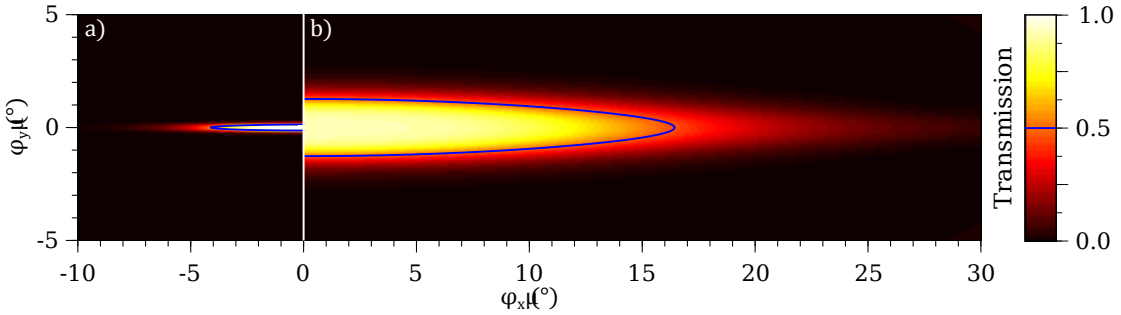



FIGURE 2.29 – a) Transmission du filtre ZCG MIR fin de référence en fonction des angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ à $\lambda = 4.952\,\mu m$, et b) même étude conduite à $\lambda = 4.868\,\mu m$ pour le ZCG doublement corrugué de référence. Une échelle orthonormée est utilisée pour tracer ces courbes. La courbe bleue correspond à l'IFWHM de la transmission angulaire des filtres. Les dimensions géométriques communes des filtres sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$. Le filtre doublement corrugué présente une encoche secondaire de 0.1 µm dans le guide.

Ces résultats montrent que le filtre doublement corrugué possède une bien meilleure tolérance angulaire, et pourrait donc être adapté sur des pixels de plus faible dimension. Cette étude seule ne permet ne permet cependant pas de l'affirmer.

La figure 2.30 présente à cette fin l'étude d'illumination du filtre doublement corrugué par un faisceau gaussien. De façon similaire à celle faite pour le filtre simplement corrugué, la cartographie 2.30a présente la transmission $T(\lambda, \varphi_y)$ en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence $\varphi_y$. Dans

la figure 2.30b sont présentés les spectres en transmission du filtre tel qu'éclairé par des faisceaux gaussiens de différentes largeurs.

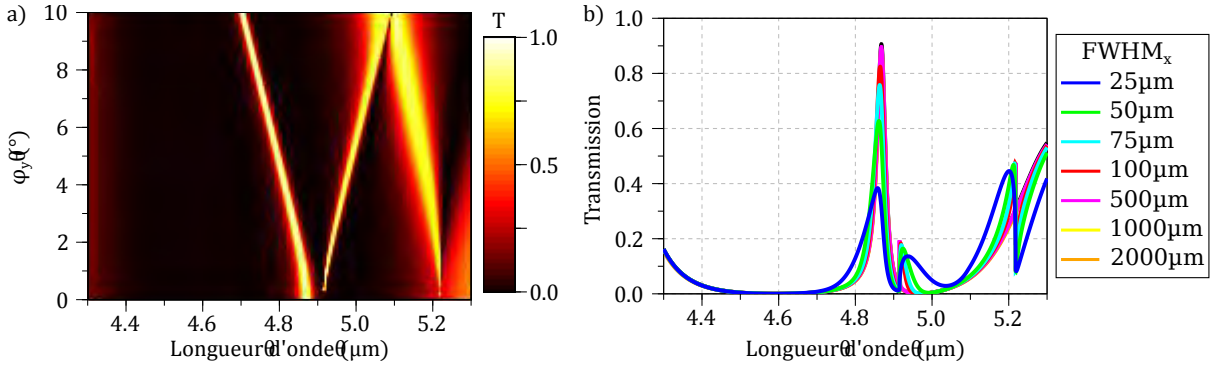



FIGURE 2.30 – a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, \varphi_y)$ du filtre ZCG MIR doublement corrugué de référence en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident et de l'angle d'incidence $\varphi_y$. b) Spectre du filtre calculé pour différentes tailles de faisceau. Les dimensions géométriques du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

On retrouve dans la figure 2.30a, comme dans l'étude précédente, la dérive vers les plus basses longueurs d'onde avec l'angle d'incidence du pic de transmission du mode clair, et l'apparition de la résonance du mode sombre qui dérive vers les plus hautes longueurs d'onde. Le mode sombre issu du couplage $C_1^{(1)}$ est également présent, et son intensité est bien plus importante que dans le cas précédent. Cela se traduit notamment par une perte de la bande de réjection à droite du pic lorsque la taille du faisceau est inférieure à 50 µm comme on peut le voir dans la figure 2.30b.

La figure 2.31 présente la transmission maximale de la résonance $C_0^{(2)}$ telle qu'extraite des courbes de la figure 2.30b, à laquelle est superposée celle du filtre ZCG MIR de référence (réseau simplement corrugué).

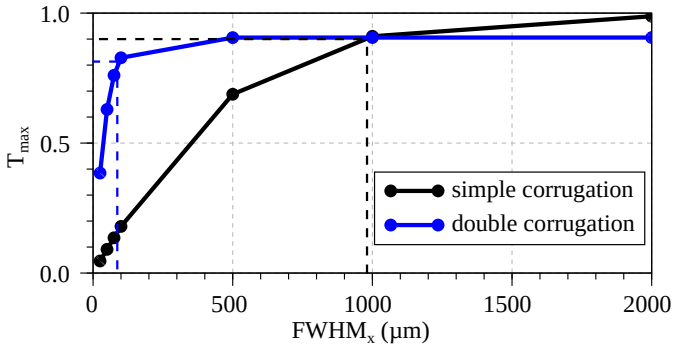



FIGURE 2.31 – Comparaison de la transmission maximale normalisée des filtres ZCG MIR de référence simplement et doublement corrugués en fonction de la largeur du faisceau gaussien incident.

De la même façon que pour l'analyse faite avec le filtre simplement corrugué dans la partie 2.4.3, si l'on considère la largeur de faisceau gaussien associée à une perte de l'intensité du pic principal de 10%, on extrait de la figure 2.31 une largeur de faisceau minimale de l'ordre de 100 µm. En utilisant la relation 2.27 on obtient alors pour le filtre doublement corrugué un demi-angle d'ouverture de 2.46°. Comme attendu, cette valeur est du même ordre de grandeur que la tolérance angulaire du filtre, évaluée à 2.53° lors de l'étude RCWA (voir figure 2.29b).

On en déduit que le filtre doublement corrugué pourrait être implémenté sur un pixel d'une taille proche de 100 µm, soit une diminution d'une décade par rapport à celle du ZCG simplement corrugué. C'est une amélioration majeure considérant l'augmentation associée de la résolution d'une telle matrice de filtre.

### 2.5.4 *Étude de l'accordabilité du filtre doublement corrugué*

Tout comme précédemment (voir partie 2.3.2), nous étudions à présent l'accordabilité du filtre ZCG doublement corrugué de référence. La figure 2.32a présente la cartographie de la transmission de ce dernier en fonction de la longueur d'onde et de la période. De façon similaire à l'étude conduite dans la partie 2.11, seule la période du réseau est modifiée, tous les autres paramètres étant fixes.

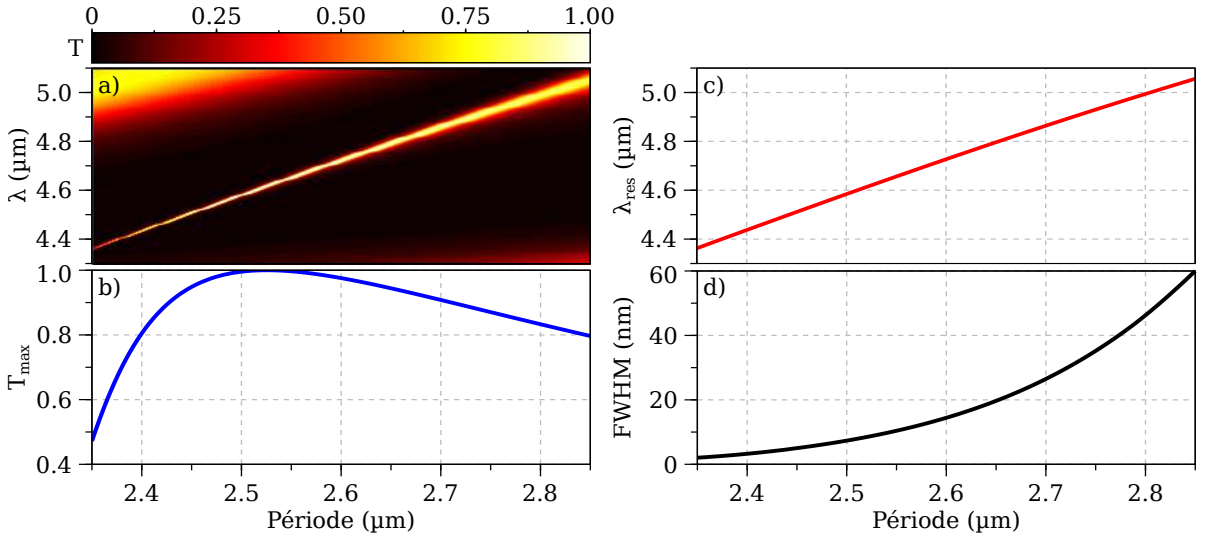



FIGURE 2.32 – Étude paramétrique de la transmission d'un filtre ZCG doublement corrugué dont la corrugation secondaire est une encoche de 0.1 µm dans le guide en fonction de la période du réseau. a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, \Lambda)$ illustrant l'accordabilité de la longueur d'onde centrale du filtre avec la période. Tous les autres paramètres sont fixes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$ et $f = 0.24$. Dans les graphiques b), c) et d) sont respectivement tracées les caractéristiques suivantes du pic de transmission : la transmission maximale $T_{max}$, la position de la résonance $\lambda_{res}$ et la largeur à mi-hauteur du filtre.

La figure 2.32b montre la forme concave de la transmission au pic de la résonance, dont la valeur maximale, proche de 100%, est atteinte pour une période de 2.527 µm. La résonance a lieu à une longueur d'onde de 4.623 µm et la largeur à mi-hauteur du pic est alors de 8.9 nm. La courbe de transmission associée est présentée dans les figures 2.33a et 2.33b sur des échelle respectivement linéaire et logarithmique.

Ensuite, la longueur d'onde centrale du pic peut être accordée linéairement avec la période sur une plage de 615 nm, entre 4.435 et 5.05 µm, tout en préservant une transmission supérieure à 80% (voir figures 2.32c 2.32b). Dans le même temps, la période parcourt le domaine [2.400 ; 2.845] µm.

Contrairement au cas du ZCG de référence ne possédant qu'une corrugation par période (voir figure 2.11b), l'accordabilité du filtre n'est pas ici limitée par la baisse de la transmission maximale du pic de résonance, mais par l'extension de la bande de réjection. En effet, au sein d'une matrice de filtres pixellisés, tous les filtres doivent partager la même bande de réjection afin d'éviter la diaphotie entre pixels.

Par exemple, considérons le filtre de période 2.527 µm (voir figure 2.33). Sa bande de réjection ($T < 1\%$) s'étend sur environ 200 nm de chaque côté du pic, de 4.417 µm à 4.806 µm (voir figure 2.33b). La largeur de la bande de réjection variant assez peu autour de ce point de fonctionnement, une matrice incluant ce filtre particulier pourrait posséder un gamme spectrale de l'ordre de 200 nm. Ce que l'on vérifie dans la figure 2.34.

Afin de compléter l'étude du filtre doublement corrugué, nous présentons dans la figure 2.35 une étude liant l'acceptance angulaire du filtre doublement corrugué à sa période. Les valeurs de tolérance

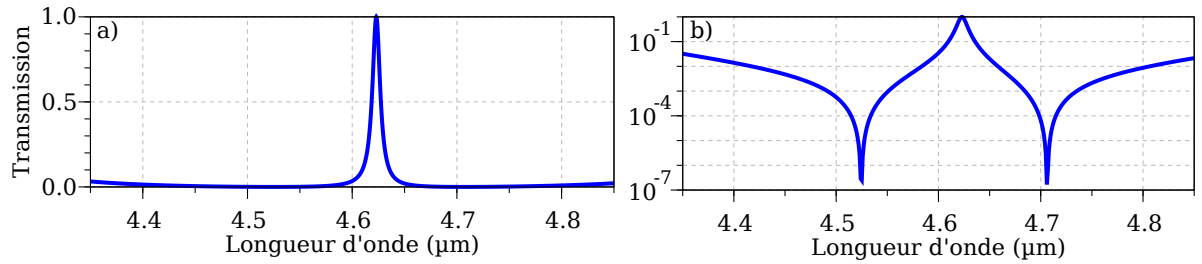



FIGURE 2.33 – Courbe de transmission sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique d'un filtre ZCG doublement corrugué de transmission proche de 100%. Ses dimensions sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$, $\Lambda = 2.527\,\mu m$ et $f = 0.24$.

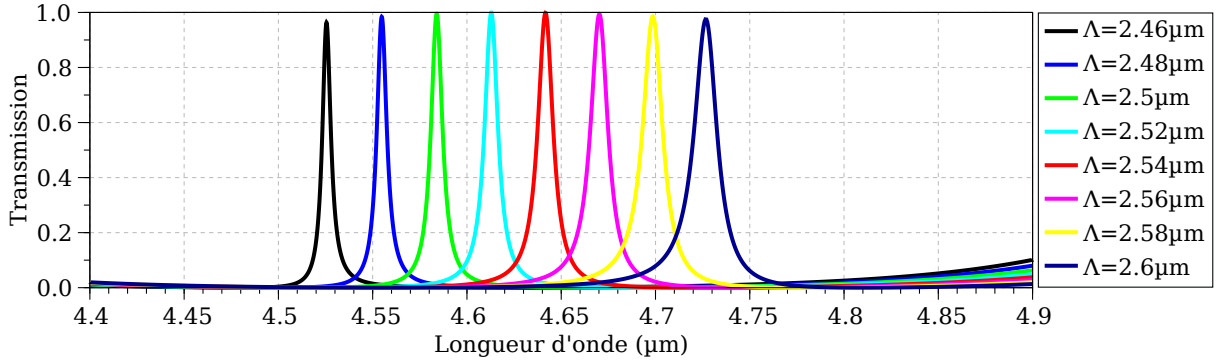



FIGURE 2.34 – Illustration de l'accordabilité du filtre doublement corrugué sur une plage de 200nm autour de 4.630 µm. Les paramètres géométriques des filtres autres que leur période sont fixes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$ et $f = 0.24$.

angulaire données dans la figure 2.35a sont issues d'études dans lesquelles seul l'angle de rotation $\varphi_y$ varie. Utilisant la relation 2.28, on estime à partir de chaque valeur d'acceptance angulaire une taille de pixel.

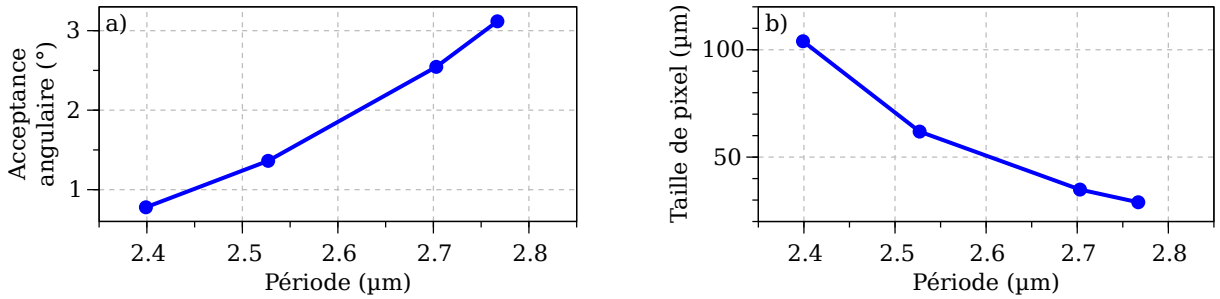



FIGURE 2.35 – Illustration de la tolérance angulaire du filtre doublement corrugué pour différentes valeurs de la période. Dans les figures a) et b) sont respectivement tracées les courbes d'évolution de l'acceptance angulaire, et de la taille de pixel en fonction de la période du réseau. Les paramètres géométriques des filtres autres que leur période sont fixes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $h = -0.1\,\mu m$ et $f = 0.24$.

On constate tout d'abord dans la figure 2.35a que l'acceptance angulaire augmente avec la période. Simultanément, la largeur à mi-hauteur augmente, ainsi que présenté dans la figure 2.32d. Utilisant la relation 2.28, on extrait de la valeur d'acceptance angulaire présentée en 2.35a une taille de pixel (voir figure 2.35b). La taille de pixel varie de façon importante avec la période. Cela illustre le fait qu'il est nécessaire, lors de la conception d'un matrice de filtres, d'évaluer les tolérances angulaire de tous les filtres afin d'en déduire la taille minimale de pixel. On pourrait notamment envisager d'avoir différentes tailles de pixels dans une même matrice.

### 2.5.5 *Conclusion intermédiaire*

Dans la mesure où il a été montré dans la partie 2.2 qu'un filtre ZCG fonctionnait à la manière d'un réseau doublement résonant, nous avons utilisé une méthode classiquement appliquée aux réseaux résonant afin d'en augmenter la tolérance angulaire et la largeur de bande passante : l'utilisation d'un réseau doublement corrugué.

La méthode consistant à introduire une gravure secondaire dans le guide, entre les deux principales du réseau s'est avérée efficace. La tolérance angulaire et la bande passante du pic ont été augmentés de plus d'une décade.

Cela a notamment rendu la pixellisation possible, puisque des pixels de l'ordre de 100 µm peuvent être implémentés tout en conservant une bonne efficacité de transmission du filtre (voir analyse de la figure 2.31). L'étude d'accordabilité du filtre a confirmé l'intérêt de ces filtres pour la réalisation d'une matrice de filtrage multi-spectral.

En revanche, on ne peut s'affranchir totalement des résonances de modes sombres qui réduisent l'efficacité de la bande de réjection des filtres.

## 2.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons étudié le mode de fonctionnement des ZCGs 1D tels qu'introduits dans [147] et en avons montré les limites pour la pixellisation. L'utilisation d'un réseau doublement corrugué permet d'en améliorer les performances.

Dans un premier temps, nous avons montré que les ZCGs fonctionnaient comme des réseaux doublement résonants et que, malgré le haut indice des matériaux utilisés, on pouvait utiliser une approche perturbative pour en expliquer le fonctionnement.

Par la suite, nous avons mis en place une méthode de conception simple et rapide des ZCGs 1D exploitant des relations semi-analytiques appuyées par des simulations RCWA. Cela nous a permis de démontrer l'applicabilité du concept de ZCG dans le moyen-infrarouge en utilisant du germanium comme matériau de haut indice, et du fluorure de calcium pour le substrat.

Afin d'évaluer la pertinence du filtre obtenu pour des applications pixellisées, nous avons développé une méthode d'étude de la tolérance angulaire des ZCGs 1D, tenant compte de leur sensibilité à la polarisation. Cela nous a notamment permis d'étudier la réponse de tels filtres sous faisceau focalisé. Il est alors apparu que les ZCGs 1D n'étaient pas adaptés au filtrage pixellisé : leur tolérance angulaire trop faible se traduit par une taille de pixel d'environ 1 mm pour conserver une bonne efficacité de filtrage.

L'utilisation d'une stratégie de double corrugation du réseau spécifiquement dédiée à l'augmentation de la tolérance angulaire des réseaux résonants [87] a alors été utilisée. Nous avons ainsi montré que l'introduction d'une corrugation secondaire dans le guide plan, entre les créneaux du réseau principal, permet d'augmenter la bande passante du filtre de plus d'une décade, de même que la tolérance angulaire des filtres. Cela se traduit par l'implémentation des filtres ZCG 1D doublement corrugués dans des pixels d'environ 100 µm.

Dans la partie suivante, nous chercherons à adapter les méthodes développées dans cette partie pour la conception de filtres indépendants à la polarisation. En effet, les dispositifs actuels nécessitent l'utilisation d'un polariseur, d'où une perte directe de 50% du flux incident.

# 3

# ÉTUDE DES ZCGS INSENSIBLES À LA POLARISATION

## 3.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié des systèmes purement 1D. Ces derniers ont un comportement différent suivant la polarisation du champ incident. En particulier, ils ont été optimisés pour ne fonctionner que sous incidence TE, c'est-à-dire lorsque le champ électrique incident est dans la direction des barres du réseau et que seuls les modes guidés TE sont exploités. Dans cette partie nous chercherons à obtenir des filtres insensibles à la polarisation, de sorte que leur réponse sous incidence normale ne dépende plus de l'orientation du champ incident.

Dans un premier temps, nous illustrerons comment passer d'une géométrie de filtre ZCG MIR 1D simplement corrugué à celui d'un filtre 2D insensible à la polarisation, dont la bande passante est équivalente.

Ensuite, nous chercherons à en élargir la largeur à mi-hauteur en utilisant une stratégie de double corrugation du réseau. Nous montrerons sur les bases de cette étude les limites des ZCGs purement TE pour la réalisation de structures large bande insensibles à la polarisation.

Dans un troisième temps, nous introduirons un nouveau concept de filtrage reposant sur le couplage simultané d'un mode TE et d'un mode TM de même indice effectif, permettant, à la façon des ZCGs étudiés jusqu'ici, d'obtenir deux résonances de Fano de largeur différentes permettant de réaliser une fonction de filtrage passe-bande. Nous étudierons le comportement angulaire de ce type de filtres, et en discuterons l'intérêt pour des applications pixellisées.

Enfin, une étude de fabricabilité préliminaire de ces filtres sera menée. Cela nous permettra notamment de quantifier l'impact du changement de mode de fonctionnement du filtre sur la sensibilité de la structure à la forme du réseau. Nous montrerons également que ces filtres autorisent l'utilisation de substrats d'indice supérieur à la moitié de l'indice de la couche formant le réseau.

## 3.2 PASSAGE DU 1D AU 2D POUR LE ZCG 1D SIMPLEMENT CORRUGUÉ

### 3.2.1 *Convergence des simulations en 2D*

Le passage du cas 1D au cas 2D se traduit par une augmentation nécessaire du nombre d'harmoniques à prendre en compte dans les simulations RCWA. En effet, les ordres de couplages possibles ne sont plus donnés sur un axe de l'espace des $k$ (voir figure 3.1a), mais dans un plan (voir figure 3.1b). Dans le cas des filtres 1D, j'ai défini le nombre d'harmoniques de la simulation comme le nombre de coefficients d'indice strictement positif retenu dans la décomposition de Fourier. Cette définition n'est pas la plus pertinente en 2D étant donné le changement de symétrie du système (voir figure 3.1). Pour cette raison, je choisis, dans le cas des simulations de systèmes 2D, de définir le nombre d'harmonique par le nombre total de coefficients retenu dans la décomposition de Fourier. Avec ces conventions, un ordre de grandeur raisonnable pour l'augmentation du nombre d'harmoniques à considérer lors du passage du cas 1D au cas 2D est de considérer le carré du nombre d'harmoniques retenu dans le cas 1D, multiplié par $\pi$.

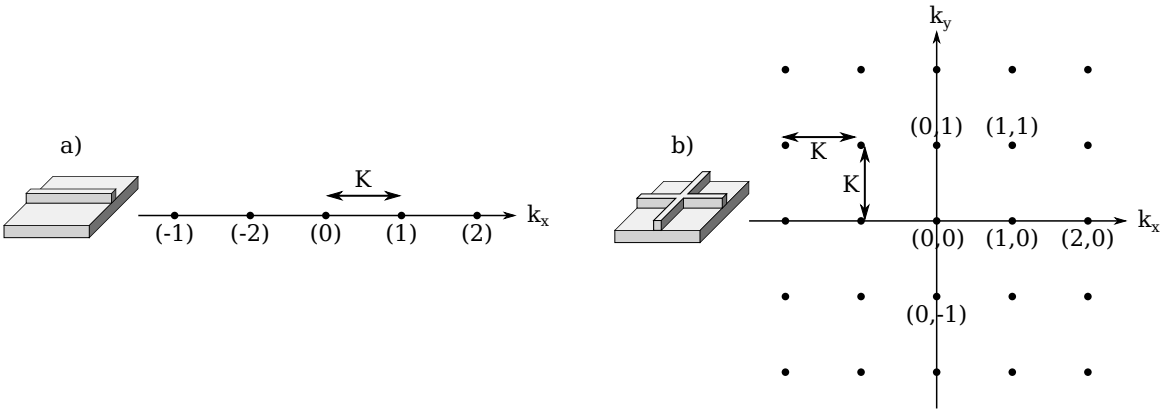



FIGURE 3.1 – a) Points de couplage accessibles dans le cas d'un réseau 1D. b) Illustration similaire dans le cas d'un réseau 2D.

Afin d'avoir un temps de calcul raisonnable pour les études numériques (moins de 24h par cartographie), je fais le choix d'utiliser 121 harmoniques. Cela suffit pour assurer une précision des simulations proche de celle du cas 1D (voir figure 2.2, chapitre 2, page 65).

Par ailleurs, pour faire la distinction entre les directions possibles de couplage, on adaptera l'ensemble des notations tenant compte des ordres diffractés en remplaçant les notations en exposant de type $(m)$ (voir figure 3.1a) pour un couplage via l'ordre $m$ du réseau unidirectionnel, par $(m,q)$ (voir figure 3.1b) où $m$ et $q$ désignent respectivement les ordres de couplage dans les directions $k_x$ et $k_y$ (voir figure 3.1b). Par exemple, la longueur d'onde de résonance associée au couplage du mode fondamental $TE_0$ par un ordre du réseau selon $k_x$, et 2 ordres selon $k_y$ sera noté $\lambda_{TE_0}^{(1,2)}$.

### 3.2.2 *Discussion de l'indépendance à la polarisation pour les ZCGs*

Pour un réseau résonant, l'insensibilité à la polarisation est obtenue lorsque, pour un même vecteur d'onde incident, et à une même longueur d'onde, deux modes propres indépendants peuvent être excités [176].

Sous incidence normale, pour un filtre de type ZCG, la solution la plus directe, est d'utiliser un réseau carré 2D en orientant à 90° les barres de deux réseaux 1D [177, 178]. Cette solution a notamment été retenue dans la littérature pour réaliser un filtre ZCG insensible à la polarisation [152]. La figure 3.2 illustre une telle structure.

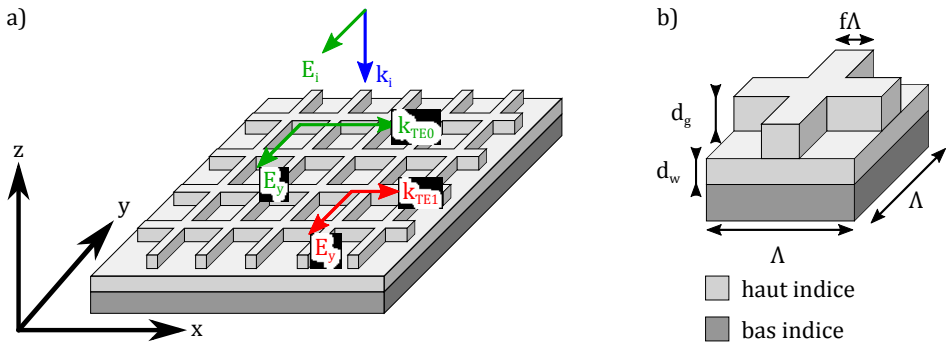



FIGURE 3.2 – a) Illustration de la structure de réseau 2D avec direction de propagation des modes TE lorsque le champ incident est orienté dans la direction $(Oy)$. b) Schéma du filtre sur une période du réseau présentant les différentes dimensions.

Dans cette configuration, la composante selon y du champ électrique incident $\vec{E}_i$ permet de coupler les modes propres $TE_0$ et $TE_1$ du guide pour former deux modes guidés dont la direction de propagation de phase est selon x (voir figure 3.2a). On retrouve exactement le mode de fonctionnement des ZCGs 1D. Au contraire, si $\vec{E}_i$ est orienté selon x, il couple ces mêmes modes, mais dans la direction y orthogonale.

Lorsque le champ incident est dans un état de polarisation intermédiaire, la projection de ses composantes selon x et y dans le plan du guide permet de coupler simultanément ces deux paires de modes. On obtient ainsi deux paires de résonances provenant du couplage de modes guidés indépendants qui apparaissent à la même longueur d'onde, et ce pour un même vecteur d'onde incident. Ceci valide l'indépendance à la polarisation du système.

Le passage du cas 1D au cas 2D nécessite une optimisation paramétrique, et ce malgré la similitude de la structure du réseau dans les directions x et y par rapport au cas 1D. En effet, lors du passage du réseau 1D au réseau 2D, le facteur de remplissage global sur une période passe de 0.24 à environ 0.42. Cela induit une augmentation de l'indice effectif des modes propres de la structure. Or, ceux-ci ayant un recouvrement différent avec le réseau (voir figure 2.15, chapitre 2, page 81), l'augmentation induite n'est pas la même. Toutefois, parce ce que le réseau est perturbatif (voir partie 2.2.4, chapitre 2, page 68), ce décalage du point de fonctionnement est léger.

Ainsi, pour obtenir un filtre ZCG 2D, on procède en 2 temps :

i conception d'un filtre ZCG 1D à partir des règles de dessin déterminées précédemment (voir partie 2.3.1, chapitre 2, page 74),

ii optimisation du réseau 2D carré obtenu à partir du filtre 1D en croisant les barres de son réseau à 90°.

L'utilisation de notre méthode semi-analytique (voir partie 2.3.1.2, chapitre 2, page 74) est d'autant plus intéressante que, pour le calcul numérique en 2D, la multiplication du nombre d'harmoniques permettant d'assurer la convergence du calcul (voir partie 3.2.1) entraîne une augmentation importante du temps de calcul.

### 3.2.3 *Optimisation paramétrique*

Appliquons ici la méthode de conception de filtres 2D. Notre point de départ est le filtre ZCG 1D MIR référence (voir figure 2.12, chapitre 2, page 77).

Dans notre cas, l'optimisation paramétrique la plus directe pour passer du filtre ZCG 1D au filtre 2D a consisté en une diminution de l'épaisseur du guide. Les dimensions latérales ainsi que la hauteur du réseau sont identiques à celles du filtre ZCG MIR de référence. La figure 3.3 présente les résultats cette étude paramétrique.

On observe dans la cartographie $T(d_w, \lambda)$ (voir figure 3.3a) un pic de haute intensité au milieu d'une bande de haute réjection dont la longueur d'onde de résonance augmente avec l'épaisseur du guide. Dans la figure 3.3b est extraite la transmission maximale de ce pic en fonction de l'épaisseur du guide. La transmission est maximale pour une épaisseur de guide de $d_w = 0.79\,\mu m$.

Comme attendu, la diminution de l'épaisseur du guide permet de retrouver un point de fonctionnement efficace.

La figure 3.4 présente la courbe en transmission du filtre 2D pour une épaisseur de guide de 0.79 µm. La longueur d'onde de résonance du filtre est de 4.945 µm et sa largeur à mi-hauteur est de 4.7 nm, ce

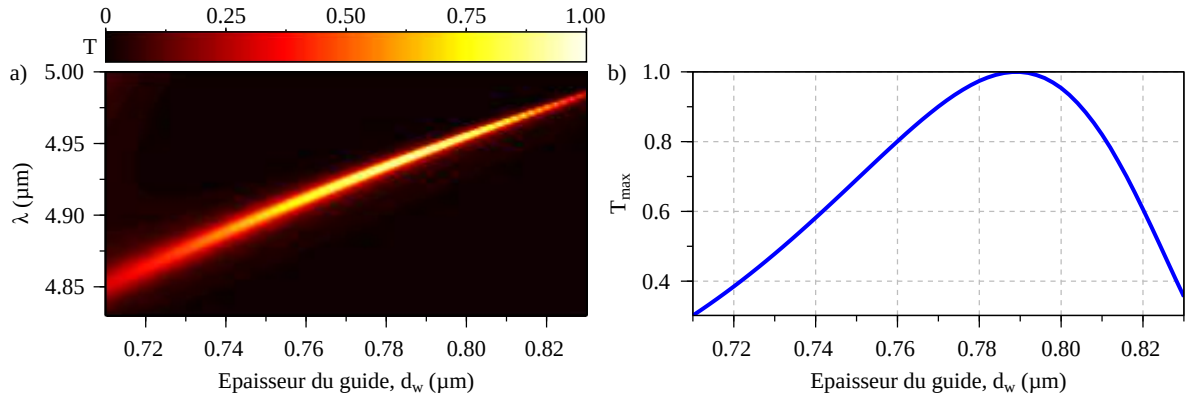



FIGURE 3.3 – a) Cartographie de la transmission $T(d_w, \lambda)$ du filtre ZCG 2D. b) Représentation du maximum de transmission extrait de la cartographie a) pour chaque épaisseur du guide. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

qui est du même ordre que pour le filtre ZCG 1D MIR de référence (1.7 nm, voir figure 2.12, chapitre 2, page 77) utilisé comme point de départ pour sa conception.

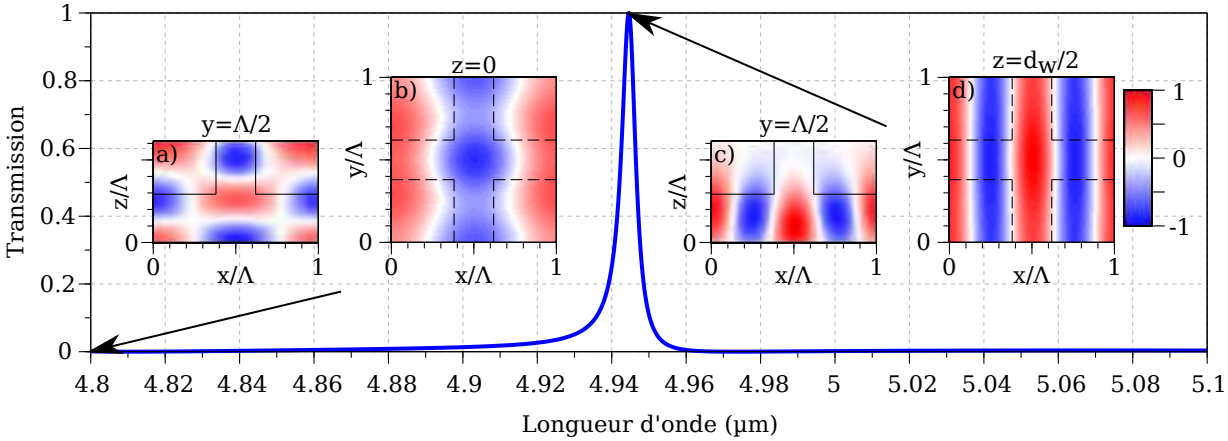



FIGURE 3.4 – Spectre en transmission du filtre ZCG MIR 2D de référence. Dans les différentes cartographies est présentée la partie réelle de la composante $E_y$, normalisée à la valeur maximale du champ $\vec{E}$ calculé dans la structure. Les axes sont orthonormés. Le réseau est éclairé depuis l'air par une onde plane de champ $\vec{E}_i$ orienté selon y (voir figure 3.2a). Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $d_w = 0.79\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Afin d'identifier les modes en présence, on représente la partie réelle du champ à différentes longueurs d'ondes de son spectre. Les cartographies 3.4a et 3.4b représentent la partie réelle de la composante $E_y$ calculée pour une longueur d'onde se situant dans la bande de réjection du pic, à 4.8 µm, respectivement dans le plan (Oxz) au milieu d'une barre du réseau ($y = \Lambda/2$), et dans le plan (Oxy) à l'interface entre le substrat et la couche de haut indice ($z = 0\,\mu m$). Les cartographies 3.4c et 3.4d, elles, donnent la partie réelle de la composante $E_y$ à la longueur d'onde de résonance du pic de haute transmission, 4.944 µm, respectivement dans le plan (Oxz) au milieu d'une barre du réseau ($y = \Lambda/2$), et dans le plan (Oxy) dans le milieu du guide ($z = d_w/2$).

Dans un premier temps, on peut constater que l'on retrouve dans les cartographies 3.4a et 3.4c l'allure des champs tels que présentés respectivement dans les encarts 2.14b3 et 2.14a3 de la figure 2.14 du chapitre 2, page 80.

Par ailleurs, si le champ dans la cartographie 3.4b varie sensiblement dans la direction y du plan, celui présenté dans la figure 3.4d semble ne dépendre que de la variable spatiale x. Cela signifie que ces résonances sont issues de couplages faisant intervenir des ordres du réseau de composante nulle

selon $k_y$. On en déduit que les résonances du filtre 2D sont bien de même nature que celle du filtre 1D : la bande de réjection est formée par le couplage $C_{TE_1}^{(1,0)}$ et le pic de transmission résulte de la résonance $C_{TE_0}^{(2,0)}$. Ce filtre sera considéré par la suite comme filtre ZCG 2D MIR de référence.

Il est maintenant possible d'associer l'évolution de la longueur d'onde de la résonance de haute transmission visible dans la cartographie 3.3a à l'augmentation de la longueur d'onde de résonance du couplage $C_{TE_0}^{(2,0)}$ avec l'indice effectif du mode guidé correspondant lorsque l'épaisseur du guide croît.

### 3.2.4 *Validation de l'indépendance à la polarisation*

L'objectif premier du passage à un filtre 2D est d'obtenir une indépendance à la polarisation. Pour un filtre 2D à réseau carré, l'insensibilité à la polarisation est immédiate sous incidence normale [177]. La forme du spectre en transmission présenté dans la figure 3.4 est donc invariante par rotation du champ $\vec{E}$ dans le plan $(Oxy)$. En revanche, comme introduit dans la partie 3.2.2, la modification de polarisation permet de coupler différents modes guidés indépendants.

La figure 3.5 présente les cartographies de la partie réelle de l'ensemble des composantes du champ $\vec{E}$ dans le plan $(Oxy)$ médian du guide d'onde du filtre ZCG MIR 2D de référence (voir figure 3.4), calculées à la longueur d'onde de résonance du filtre ($\lambda_{res} = 4.944\,\mu m$) pour différentes orientations du trièdre $\left(\vec{E}_i, \vec{H}_i, \vec{k}_i\right)$. La version synthétique du script lua pour $S^4$ est donné dans l'annexe A de la partie A.1.4, page 201.

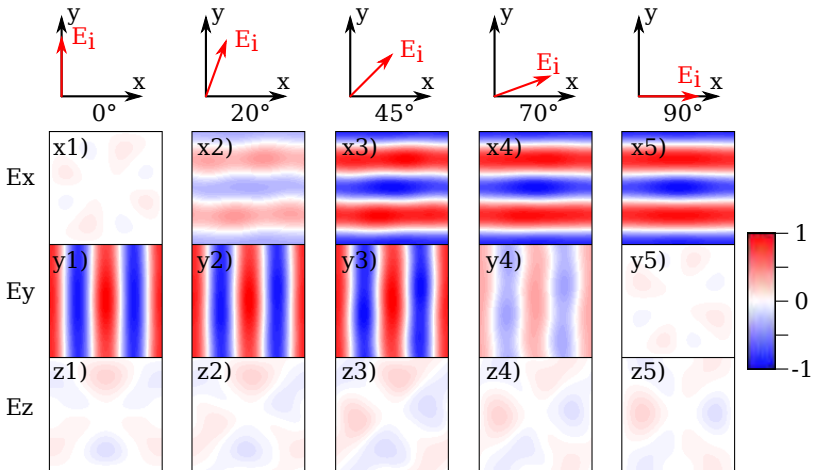



FIGURE 3.5 – Étude du champ dans le filtre ZCG 2D MIR de référence (voir figure 3.4) à la longueur d'onde de son pic de transmission ($\lambda = 4.944\,\mu m$) en fonction de l'angle de rotation entre $\vec{E}_i$ et $(Oy)$. La partie réelle des composantes du champ $\vec{E}$ est extraite du plan $(Oxy)$ médian du guide d'onde. Les données sont normalisées à la valeur la plus élevée de la partie réelle du champ dans le plan. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $d_w = 0.79\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Nous cherchons ici à relier la forme du champ dans la structure à l'orientation du champ incident.

Observons tout d'abord le champ $\vec{E}$ dans le cas d'un angle de rotation nul (voir figures 3.5x1, 3.5y1 et 3.5z1). Cette orientation est celle présentée dans la figure 3.2. On retrouve naturellement que la cartographie de la composante $E_y$ du champ est identique à celle présentée dans la figure 3.4b. Les composantes $E_x$ (voir figure 3.5x1) et $E_z$ (voir figure 3.5z1) sont d'amplitude négligeable par rapport à $E_y$ (voir figure 3.5y1), ce qui est caractéristique d'un mode propagatif purement TE dont la direction de propagation de phase est selon x.

Analysons ensuite le champ $\vec{E}$ dans le cas d'un angle de rotation de 90° (voir figures 3.5x5, 3.5y5 et 3.5z5). Dans cette configuration, la composante $E_x$ du champ est dominante. De façon similaire

au cas précédent, on en déduit que le mode propagatif couplé est un mode TE, dont la direction de propagation de phase est selon y (voir figure 3.5y5).

Nous avons donc ici justifié l'indépendance à la polarisation du pic de transmission du filtre ZCG MIR 2D de référence : deux modes propagatifs indépendants, car se propageant dans des directions orthogonales, sont couplés par un même vecteur d'onde incident pour générer une résonance de même longueur d'onde [176]. Une analyse tout à fait similaire pourrait être conduite en étudiant le champ dans la bande de réjection. Pour ces deux cas très simples où le champ $\vec{E}_i$ est colinéaire à la direction d'une des barres du réseau, il apparaît que le mode couplé est propagatif dans la direction orthogonale à celle de polarisation du champ, et seule la composante de même orientation que le champ incident est significative.

Dans le cas d'un angle de rotation intermédiaire, il y a couplage simultané de ces deux modes propagatifs, dans une proportion dépendant du recouvrement entre les composantes de la projection du champ $\vec{E}_i$ dans le plan du guide et du champ des modes guidés (voir équation 2.12, chapitre 2, page 67). Ainsi, pour un angle de 20°, le champ $\vec{E}_i$ est essentiellement orienté selon y. Le mode se propageant selon x (voir figure 3.5y2) est donc plus fortement couplé que celui se propageant selon y (voir figure 3.5x2). Au contraire, pour un angle de 70°, la composante de $\vec{E}_i$ selon x est plus grande, le mode à propagation de phase dans la direction y (voir figure 3.5x4) est alors prépondérant par rapport au second (voir figure 3.5y4).

Pour un angle de 45°, les deux composantes sont couplées avec la même force (voir figures 3.5x3 et 3.5y3).

Passons maintenant à l'étude du champ $\vec{H}$. La figure 3.6 présente, de façon équivalente à la figure 3.5, les composantes du champ $\vec{H}$ dans le plan (Oxy) médian du guide d'onde pour différentes orientations du trièdre $\left(\vec{E}_i, \vec{H}_i, \vec{k}_i\right)$.

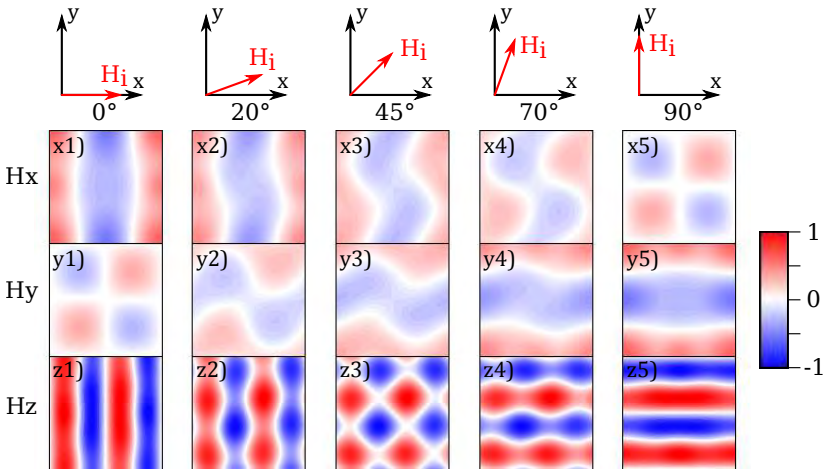



FIGURE 3.6 – Étude du champ dans le filtre ZCG 2D MIR de référence (voir figure 3.4) à la longueur d'onde de son pic de transmission ($\lambda = 4.944\,\mu m$) en fonction de l'angle de rotation entre $\vec{H}_i$ et (Oy). La partie réelle des composantes du champ $\vec{H}$ est extraite du plan (Oxy) médian du guide d'onde. Les données sont normalisées à la valeur la plus élevée de la partie réelle du champ dans le plan. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $d_w = 0.79\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Dans le cas où le champ $\vec{E}_i$ est polarisé selon y, le champ $\vec{H}_i$ associé est donc orienté selon x. Parmi les 3 composantes du champ du mode guidé excité par cet état de polarisation (voir figures 3.6x1, 3.6y1 et 3.6z1), la composante $H_z$ (voir figure 3.6z1) est d'une amplitude significativement plus importante. En effet, le mode guidé considéré étant un mode TE, la composante dominante du champ $\vec{H}$ est la composante z. On constate par ailleurs que l'allure de la partie réelle de $H_z$ (voir figure 3.6z1) est

similaire à celui de la composante $E_y$ associée (voir figure 3.5z1). On note simplement un décalage d'un quart de période dans la direction de propagation, ce qui est lié à la nature même du champ électromagnétique [90]. Ainsi, l'analyse de la composante significative du champ $\vec{E}$ dans le plan du guide ($E_y$, figure 3.5y1), qui est effectivement couplée par le champ incident, ou de la composante normale au plan du guide du champ $\vec{H}$ associé ($H_z$, figure 3.6z1) est équivalente.

En revanche, les composantes $H_x$ (voir figure 3.6x1) et $H_y$ (voir figure 3.6y1) on un comportement significativement différent de celui observé pour la composante principale du champ $\vec{E}$ (voir figure 3.5y1) : la période du champ est égale à celle du réseau (voir figures 3.6x1 et 3.6y1), et non à sa moitié (voir figure 3.5y1). Leur allure est notamment très similaire à celle observée pour le couplage $C_{TE_1}^{(1,0)}$ visible dans la figure 3.4d. J'attribue donc l'allure de ces champs au couplage $C_{TE_1}^{(1,0)}$. L'intensité de ces composantes est néanmoins bien moins marquée que celle de la composante $H_z$ (voir figure 3.6z1).

On peut tirer les mêmes conclusions de l'examen du champ $\vec{H}$ lorsque le champ incident est tourné de 90° (voir figures 3.6x4, 3.6y4 et 3.6z4).

En revanche, lorsque le champ incident est dans un état de polarisation intermédiaire, l'étude de la composante $H_z$ n'est plus aussi triviale (voir figures 3.6z2, 3.6z3 et 3.6z4).

Il apparaît ici que l'étude du champ dans une structure 2D peut se faire essentiellement en considérant les composantes selon $z$ des modes guidés. Si le champ $H_z$ est plus intense que le champ $E_z$, alors le mode guidé est TE. Cela n'a pas été montré ici, mais on peut avancer que la réciproque est également vraie.

En revanche, cette analyse n'est pertinente que pour des cas simples : un seul mode excité présent, couplage par des ordres simples ((1,0), (2,0), etc.), et absence d'hybridation des résonances.

### 3.2.5 *Conclusion intermédiaire*

Après avoir explicité, par la présentation d'un diagramme de couplage dans l'espace des $k$, la nécessité d'augmenter le nombre d'harmoniques pour la simulation RCWA de structures 2D afin d'en assurer la convergence, la condition d'insensibilité à la polarisation des réseaux résonants a été rappelée.

Nous avons ensuite vérifié dans cette partie qu'il était possible de passer simplement du filtre ZCG 1D MIR de référence à un filtre ZCG 2D équivalent en formant un réseau bi-dimensionnel carré par croisement des barres du réseau 1D à 90°.

Une optimisation paramétrique de l'épaisseur du guide permet alors de recaler les indices effectifs des modes guidés et de retrouver un point de fonctionnement similaire à celui du cas 1D (voir figure 2.9, chapitre 2, page 75), tous les autres paramètres étant identiques par ailleurs.

Par la suite, nous allons chercher à élargir le pic de transmission en utilisant un réseau doublement corrugué, de façon similaire à la méthode développée dans la partie 2.5 du chapitre 2.

## 3.3 ÉLARGISSEMENT DE LA BANDE PASSANTE DES FILTRES ZCG 2D

Nous avons illustré dans la partie précédente la possibilité de passer simplement du filtre ZCG MIR de référence 1D à un filtre spectralement équivalent, mais insensible à la polarisation sous incidence normale.

La problématique se pose donc à nouveau d'être en mesure d'en élargir la bande passante. J'ai envisagé deux stratégies pour parvenir à une structure de filtre 2D large bande :

1 adapter le filtre 2D MIR de référence (voir figure 3.4) en introduisant différents types de corrugations secondaires,

2 partir du filtre doublement corrugué 1D (voir figure 2.28, chapitre 2, page 99) pour arriver progressivement à un filtre 2D.

### 3.3.1 *Passage du 2D simple au 2D double*

À partir du filtre 2D MIR fin obtenu dans la partie 3.2 précédente, j'ai cherché à appliquer la méthode de la double corrugation telle que présentée dans la partie 2.5 du chapitre 2, page 96.

La figure 3.7 présente les différentes géométries simulées.

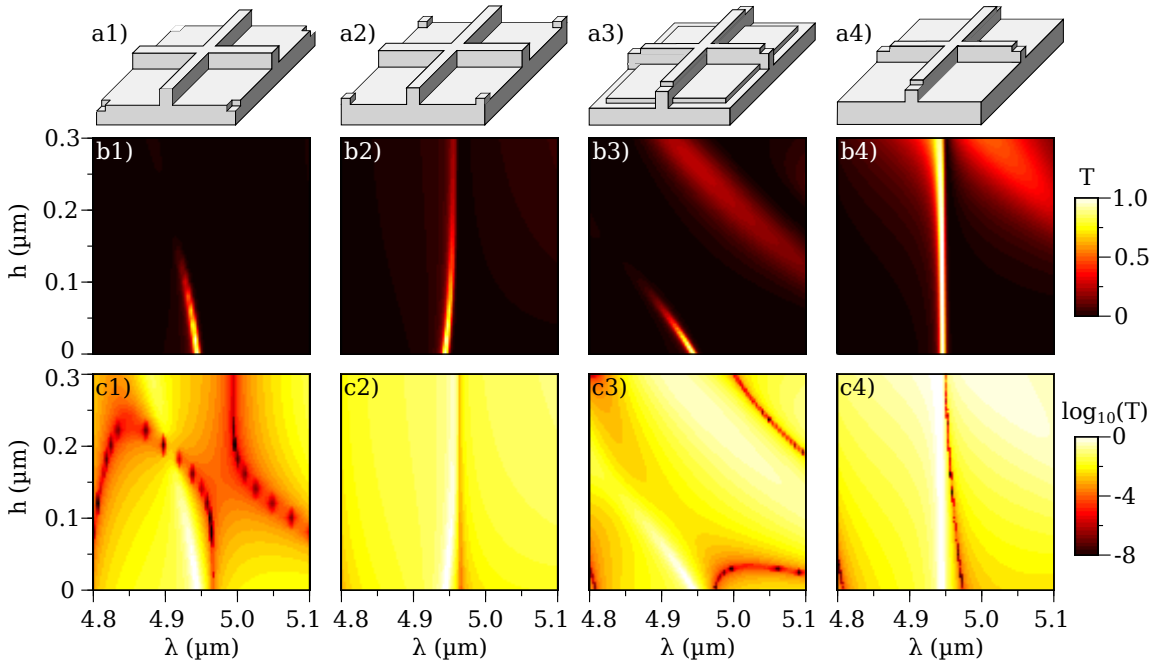



FIGURE 3.7 – Première stratégie mise en place pour l'obtention de filtres 2D de large bande passante : étude empirique du passage du 2D fin au 2D doublement corrugué. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $d_w = 0.79\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Le schéma 3.7a1 illustre le cas d'une structure 2D dans laquelle des creux carrés sont creusés dans le guide plan entre les barres du réseau principal. La fonction décrivant la permittivité du réseau, pour une coupe dans l'une des deux directions principales du réseau passant par l'un de ces creux, est alors identique à celle du cas 1D doublement corrugué (voir figure 2.27a, chapitre 2, page 98).

Les cartographies 3.7b1 et 3.7c1 donnent la transmission du système en fonction de la profondeur de gravure et de la longueur d'onde, respectivement sur des échelles linéaires et logarithmiques. Sur la cartographie 3.7b1 en échelle linéaire, on constate une diminution progressive de la transmission maximale de la résonance $C^{(2,0)}_{TE_0}$ jusqu'à ce que le pic disparaisse. On observe dans la cartographie équivalente sur échelle logarithmique 3.7c1 l'évolution de multiples zéros issus de résonances différentes. Pour une modification *a priori* équivalente de la structure des filtres 1D et 2D, ce dernier se comporte de façon bien plus complexe.

Nous avons ensuite simulé la structure complémentaire pour laquelle des plots de Ge sont placés entre les barres du réseau principal 3.7a2. La transmission du système sur une échelle linéaire 3.7b2 permet de mettre en évidence une diminution progressive de la transmission du pic principal avec la hauteur de la corrugation secondaire. Sa diminution est cependant plus progressive que celle visible

dans la figure 3.7a2, et sa position reste fixe. Par ailleurs, on peut constater dans la figure 3.7c2 qu'aucune autre résonance n'apparaît. Néanmoins, cette modification de la structure du réseau 2D n'est pas plus satisfaisante au vu de notre objectif d'élargissement de la bande passante.

Une troisième structure est présentée dans la figure 3.7a3, pour laquelle la fonction $\epsilon$, en-dehors des zones de croisement des corrugations, est similaire à celle du filtre ZCG 1D MIR doublement corrugué de référence (voir figure 2.27a, chapitre 2, page 98). L'analyse des cartographies 3.7b3 et 3.7c3 est identique à celle faite précédemment (voir figures 3.7b1 et 3.7c1) : l'introduction d'une corrugation secondaire dans le guide du filtre 2D entraîne une chute de la transmission maximale du pic de transmission due à l'apparition de multiples résonances.

Finalement, une structure 2D pour laquelle seul le réseau est corrugué est présentée dans la figure 3.7a4. On constate alors que le pic de résonance principal conserve sa haute transmission (voir figure 3.7c4). Lorsque la corrugation secondaire dépasse une profondeur de 0.2 µm, la transmission augmente dans la bande de réjection, entraînant une dégradation de la fonction de filtrage. Contrairement au cas de la structure 3.7a2, la transmission reste élevée, mais la bande passante n'a pas été augmentée.

En conclusion, soit la corrugation n'a qu'un effet mineur sur la position des résonances du filtre, nuit à la réponse de ce dernier, et n'induit pas d'élargissement du pic (voir figures 3.7b2 et 3.7d2), soit elle conduit à l'apparition de différentes résonances formant un motif complexe qui entraîne une dégradation rapide de la réponse du filtre (voir figures 3.7b3 et 3.7d3).

Ainsi, la stratégie de double corrugation appliquée directement au cas 2D simple, malgré différentes géométries testées, ne m'a pas permis de retrouver de point de fonctionnement satisfaisant pour lequel la bande passante du pic de haute transmission est significativement élargie.

Par la suite, j'envisagerai une autre approche, consistant à passer du cas 1D doublement corrugué au cas 2D doublement corrugué en modifiant progressivement la structure du filtre.

### 3.3.2 *Passage progressif du 1D double au 2D double*

Dans le but de suivre l'évolution de la réponse du système lors du passage du cas 1D doublement corrugué au cas 2D doublement corrugué, et de tenter de comprendre l'origine du changement de comportement du filtre, j'ai utilisé une approche progressive dans laquelle j'ai étudié la transmission de différentes géométries intermédiaires de filtres. Ces étapes ainsi que les réponses en transmission associées sont données dans la figure 3.8.

La transformation progressive du filtre ZCG MIR uni-dimensionnel doublement corrugué au cas bi-dimensionnel s'est faite en introduisant au cours des 3 premières étapes d'adaptation, les corrugations d'épaisseur 0.1 µm induisant un couplage faible des modes dans la direction $y$ (voir figures 3.8b, 3.8c et 3.8d). Par opposition, l'introduction du créneau d'épaisseur 0.77 µm orienté selon $x$ dans la quatrième étape (voir figure 3.8e) permet un couplage équivalent des modes dans les directions $x$ et $y$. La dernière étape permet de rendre le réseau symétrique en structurant la partie supérieure de la barre du réseau orientée selon $x$ (voir figure 3.8f).

Les 4 premières structures (voir figures 3.8a, 3.8b, 3.8c et 3.8d) ont un comportement proche. On relève essentiellement une diminution lente de la transmission du pic de résonance. Cela signifie que l'introduction de la corrugation secondaire ne suffit pas à justifier l'écart de comportement du filtre 2D doublement corrugué tel qu'observé dans les cartographies 3.7c1 et 3.7c3 par rapport au cas 1D (voir figure 2.27, chapitre 2, page 98). Bien qu'ayant une réponse en transmission équivalente à celle du ZCG 1D MIR de référence, le filtre ZCG 2D possède donc un comportement significativement différent.

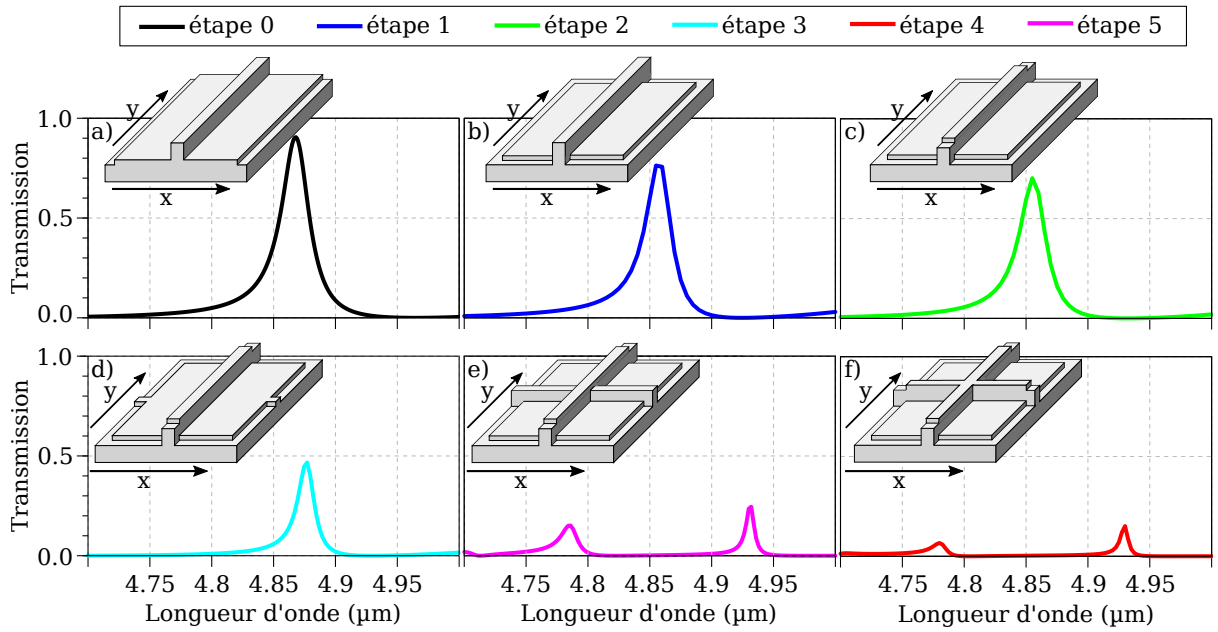



FIGURE 3.8 – Dans les figures a) à f) sont illustrées schématiquement des différentes mailles utilisées pour décrire le réseau 2D ainsi que les spectres en transmission associés. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $d_g = 0.87\,\mu m$, $d_w = 0.79\,\mu m$, $h = 0.1\,\mu m$ $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$. Le réseau est illuminé par une onde plane sous incidence normale, de champ électrique orienté selon $y$.

En revanche, l'introduction dans la direction $x$ d'un créneau d'épaisseur équivalente à celle d'une barre du réseau orientée selon $y$ entraîne une modification bien visible de la réponse du filtre : celle-ci ne présente plus un unique pic de transmission (voir figure 3.8d), mais 2 résonances de transmission voisine de 10% (voir figure 3.8e). Leur transmission continue de diminuer lorsque la hauteur de ce créneau augmente (voir figure 3.8f).

La figure 3.9 présente une étude du champ à la longueur d'onde de ces deux résonances (voir figure 3.8f). Le champ n'est pas extrait dans le plan médian du guide, mais à une hauteur légèrement supérieure afin d'avoir un champ non négligeable à la résonance de longueur d'onde $4.785\,\mu m$. Par ailleurs, seules les composantes dont le champ est d'amplitude proche de 1 sont retenue. Ainsi, à $\lambda = 4.785\,\mu m$, les composantes principales sont $E_z$ (voir figure 3.9a) et $H_x$ (voir figure 3.9b), tandis qu'à $\lambda = 4.9315\,\mu m$, les composantes principales sont $E_y$ (voir figure 3.9c) et $H_z$ (voir figure 3.9d).

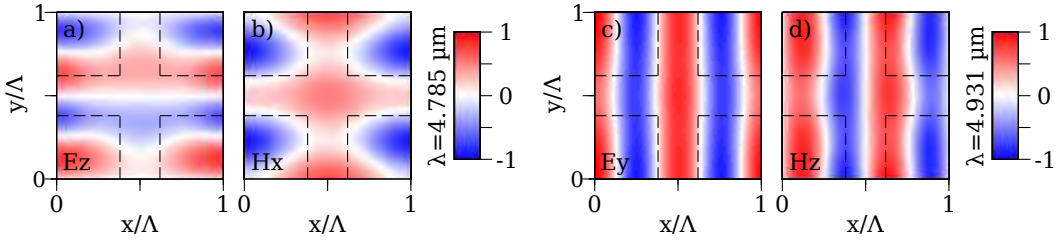



FIGURE 3.9 – Partie réelle des composantes selon $z$ des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans le plan $(Oxy)$ du guide de cote $z = 0.42\,\mu m$ sur une période du réseau aux longueurs d'ondes respectives des deux résonances de la figure 3.8f : 4.785 et 4.931 µm. Les données sont normalisées au maximum de la partie réelle du champ associé dans le volume de la structure. Le champ $\vec{E}_i$ est orienté selon $y$.

Commençons par l'étude du champ au niveau du pic de plus basse longueur d'onde (voir figures 3.9a et 3.9b). Étant donné les composantes principales du champ, on peut en déduire que le mode couplé est de type TM. De plus, l'allure de la composante $E_z$ (voir figure 3.9a) indique une direction de propagation de phase dirigée selon $y$. Or, sous incidence normale, le champ $\vec{E}_i$ ayant une composante

nulle selon x ($\vec{E}_i//(Oy)$ dans la figure 3.8), il ne peut générer de tel couplage. Ensuite, il convient de remarquer que l'allure des différentes composantes est très variable dans la hauteur du guide (non représenté), ce qui fait que l'étude du champ telle que conduite ici ne permet pas d'identifier le couplage exact. En revanche, on peut affirmer que la résonance fait intervenir au moins un mode propre TM excité, peut-être un ordre mixte du réseau, c'est-à-dire un ordre $(m, q)$ où $m$ et $q$ sont des entiers relatifs non nuls.

L'interprétation des résultats de la seconde résonance (voir figures 3.9c et 3.9d) est bien plus directe : on retrouve exactement les champs présentés dans les figures 3.5y1 et 3.6z1. Cette résonance est donc la même que celle donnant lieu au pic de transmission des filtres ZCG 1D : $C_{TE_0}^{(2,0)}$.

Malgré différentes tentatives d'optimisation paramétrique, je n'ai pas réussi à atteindre, pour le système 2D doublement corrugué, de point de fonctionnement satisfaisant : l'intrication des différentes résonances est trop importante pour que je sois capable d'obtenir simplement la bonne configuration.

Il est possible que l'apparition de résonances dues au couplage de modes TM en soit responsable. J'étudierai cet aspect dans la partie suivante en utilisant la méthode perturbative d'identification des résonances telle qu'utilisée dans la partie 2.2.4 du chapitre 2, page 68.

### 3.3.3 *Multiplicité des résonances en 2D*

Les résultats des deux parties 3.3.1 et 3.3.2 précédentes illustrent la difficulté d'optimiser simplement le filtre 2D de sorte à obtenir un élargissement du pic de transmission. En particulier, le comportement multi-résonant semble en être la cause. Utilisons donc la méthode d'identification des résonances du système perturbatif afin de confirmer ce constat.

La figure 3.10a permet d'illustrer, dans l'espace des k, les ordres du réseau susceptibles d'intervenir dans des couplages résonants au voisinage de 5 µm. Les figures 3.10b et 3.10c permettent d'identifier les résonances ayant effectivement lieu dans le cas d'un guide d'onde plan en Ge sur $CaF_2$ couplé par un réseau perturbatif. Dans ces deux figures, la précision du calcul de la longueur d'onde des résonances de Fano est de l'ordre de 10 nm, contrairement aux résultats présentés dans la figure 2.6 du chapitre 2, page 71. Cela est néanmoins suffisant pour effectuer une analyse qualitative des résonances de ce système.

Considérons dans un premier temps la figure 3.10a. Comme introduit dans la figure 3.1 (voir partie 3.2.1, page 106), parce que le réseau est 2D, on doit nécessairement prendre en compte tous les ordres diffractés, d'où une représentation dans le plan. De façon similaire au cas 1D, sous incidence normale, un mode guidé $p$ de vecteur d'onde $\vec{k}_p$ est couplé par un ordre $(m, q)$ du réseau lorsque le cercle de rayon $k_p = 2\pi n_p/\lambda$ centré sur l'origine du repère intersecte le point du maillage de coordonnées $(mK ; qK)$. Or, l'indice effectif $n_p$ d'un mode guidé dans le germanium est nécessairement compris entre l'indice du germanium et celui du fluorure de calcium (voir figure 2.5, chapitre 2, page 70). Potentiellement, et même sans connaître les modes guidés du système, tous les ordres du réseaux situés dans la zone grise délimitée par les cercles de rayon $2\pi n_{Ge}/\lambda$ et $2\pi n_{CaF_2}/\lambda$ peuvent donc donner lieu à un couplage avec un mode guidé dans le germanium. La zone hachurée correspond à la zone pouvant donner lieu au couplage de modes propagatifs dans le substrat. La zone blanche centrale correspond à la zone pour laquelle la transmission dans l'air pour les ordres diffractés hors spéculaire est non nulle. On dénombre alors 20 ordres potentiels pouvant intervenir dans le cas 2D contre 4 dans en 1D. Tous ces ordres contribuent au couplage de modes propagatif dans le germanium, il n'y a donc pas de pertes dans le substrat. Par symétrie, le nombre de couplages sous incidence normale se réduit cependant à 5 contre 2 en 1D. Nous avons également représenté les cercles de rayon égal à la norme

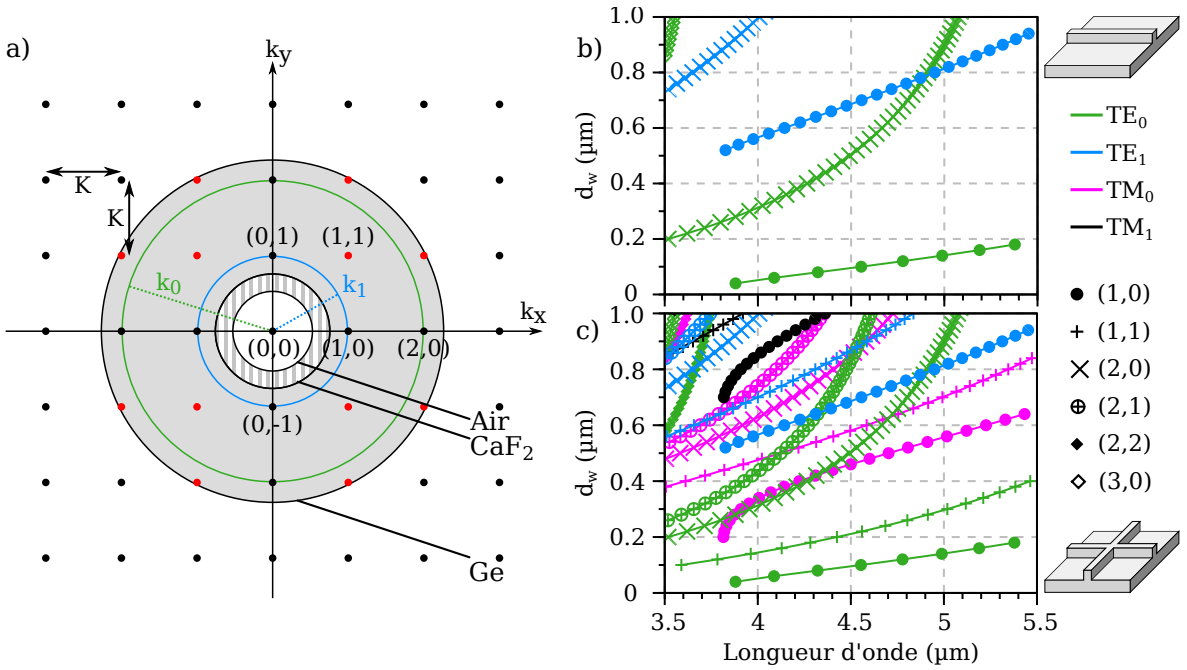



FIGURE 3.10 – a) Illustration graphique de la condition de couplage vectorielle 1.7 (voir chapitre 1, page 26) dans le plan $(O, k_x, k_y)$. Identification des résonances issues du couplage d'un guide d'onde plan en Ge sur $CaF_2$ par un réseau perturbatif dans le cas d'un système b) 1D purement TE par rapport au système c) 2D tenant compte des modes TE et TM.

du vecteur d'onde associé aux modes guidés $TE_0$ (cercle vert, figure 3.10) et $TE_1$ (cercle bleu, figure 3.10). Chacun de ces cercles intersecte 4 point du maillage mais, à nouveau par symétrie dans le cas de l'incidence normale, les 4 résonances qui en résulte sont identiques et apparaissent à la même longueur d'onde.

Dans un second temps, tenons compte des modes propres du système : le fait que le réseau soit 2D signifie que, indépendamment de la polarisation du champ incident, les modes TE et TM peuvent être couplés par le réseau 2D et sont donc à prendre en compte.

La figure 3.10b illustre les résonances existant dans le système 1D perturbatif lorsque le champ incident est polarisé et où seules les résonances TE peuvent être couplées : 5 résonances sont visibles, et seuls les couplages $C^{(2)}_{TE_0}$ et $C^{(1)}_{TE_1}$ se croisent. Au voisinage de ce point de croisement, aucune autre résonance n'est présente, ce qui permet de conserver une large bande de réjection.

La figure 3.10c étend l'étude perturbative du cas 1D au cas 2D en tenant compte de tous les ordres et des modes TE et TM. Le nombre de résonances a explosé dans la zone considérée par rapport à la figure 3.10b. Le système ne peut plus être qualifié de simple. En particulier, la densité plus élevée des résonances autour du point de croisement des couplages $C^{(2,0)}_{TE0}$ et $C^{(1,0)}_{TE1}$ explique la difficulté d'optimisation rencontrée dans les parties 3.3.1 et 3.3.2.

### 3.3.4 *Conclusion intermédiaire*

De l'étude des réseaux 2D doublement corrugués faite dans cette partie, je retire 3 points principaux :

— lors du passage d'un réseau 1D à un réseau 2D, beaucoup de modes et d'ordres du réseau supplémentaires doivent être considérés, donnant lieu à de nombreuses résonances (voir figure 3.10c). Ces dernières interagissent entre elles (voir figure 3.7c1 et 3.7c3). Le système 2D est donc trop complexe pour une étude analytique basée sur une approche perturbative telle que conduite jusqu'à présent,

— si le filtre 2D simple fonctionne, je ne suis pas en mesure d'expliquer pourquoi, au vu du comportement très complexe observé dès lors qu'une corrugation secondaire est introduite dans le système,
— je n'ai pas démontré que le concept de 2D doublement corrugué n'était pas viable, simplement que mes méthodes n'étaient pas adaptées à une optimisation aussi complexe.

Je dénombre alors 3 voies potentielles pour la suite de l'étude :

— changer radicalement d'approche et adopter des méthodes d'optimisation exploitant des algorithmiques numériques plus sophistiqués tels qu'utilisés dans la littérature : « Particle Swarm Optimization » (PSO) [151], « Global Clustering optimization » (GCO) [179] ou « algorithme génétique » [180]. Le nombre de paramètres est en effet trop élevé pour une approche purement empirique,
— effectuer un effort supérieur de compréhension et de modélisation du système 2D doublement corrugué pour parvenir à expliquer son comportement,
— simplifier le système.

La première voie n'est pas retenue car je préfère poursuivre une approche plus physique de compréhension du système. La seconde est également écartée, car j'anticipe que le système obtenu aura une structure complexe dont la fabrication risque d'être difficile, étant donné que les plus simples ont déjà été envisagées. Ainsi, je préfère opter pour la dernière voie afin d'exploiter à fond le caractère 2D des ZCGs à réseaux croisés et changer radicalement de mode de fonctionnement.

## 3.4 LES ZCGS TE/TM

À l'issue de la partie précédente, nous avons choisi de simplifier le système considéré car, dans la configuration des ZCGs basée sur un fonctionnement purement TE, le nombre de résonances existant dans le système est trop grand (voir figure 3.10). Or, ceci est dû au fait que nous avons continué à travailler sur un mode de fonctionnement rigoureusement équivalent au cas du filtre 1D, c'est-à-dire en ne considérant que la moitié des modes existant dans le système (modes TE uniquement), et sans chercher à utiliser les couplages dans les deux directions.

Dans cette partie, nous montrerons le potentiel réel des ZCGs en 2D en changeant radicalement de mode de fonctionnement.

### 3.4.1 *Règles de dessin*

L'idée fondamentale proposée ici est d'être capable de coupler, pour un même vecteur d'onde incident, deux modes fondamentaux de même indice effectif : un mode TE et un mode TM se propageant dans des directions orthogonales. Nous appellerons ce nouveau type de filtre, un ZCG TE/TM. Par opposition, les concepts précédents seront considérés comme des ZCGs purement TE.

Dans le cas des ZCGs tels que nous les avons envisagés jusqu'à présent, le réseau était considéré comme perturbatif. Les modes propres du système étaient donc ceux du guide d'onde plan (voir figure 2.3a, chapitre 2, page 66). Dans une telle structure, il n'est pas possible d'avoir un mode TE et un mode TM de même indice effectif [75].

Nous utilisons pour les ZCGs TE/TM un réseau 2D carré à haut rapport d'aspect, disposé au-dessus d'un guide plan constitué du même matériau (voir figure 3.11a), conçus de telle façon que le mode TE est principalement confiné dans le guide plan, tandis que le mode TM se propage dans les barres du réseau (voir figure 3.11b). La forte différence de recouvrement entre ces modes et le réseau permet de générer deux résonances de Fano de différentes largeurs. Afin de refléter cette différence de

comportement, on utilisera désormais les variables $t_s$ pour l'épaisseur du guide d'onde plan (« slab waveguide ») et $t_r$ pour l'épaisseur du guide réseau (« ridge waveguide »).

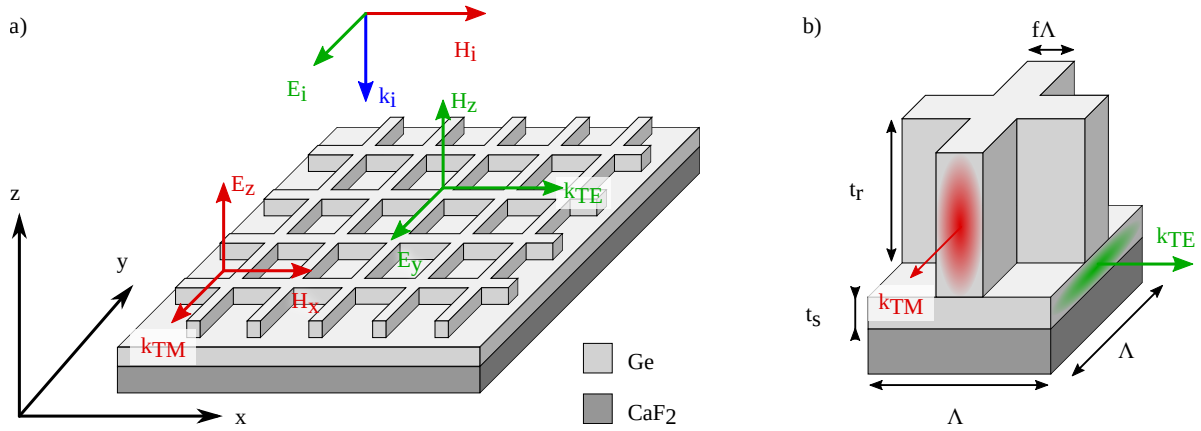



FIGURE 3.11 – a) Schéma de la structure à réseau 2D croisé étudiée illustrant les directions de propagation de phase orthogonales des modes couplés. b) Conventions utilisées pour les dimensions.

Parce que ces modes sont confinés dans des parties différentes de la structure, leur indice effectif peut être ajusté de façon quasi-indépendante en jouant soit sur $t_s$, soit sur $t_r$. Lorsque l'égalité de leur indice effectif est vérifiée, ils peuvent alors être couplés au voisinage de la même longueur d'onde pour un vecteur d'onde incident donné, par exemple le premier ordre du réseau.

En conclusion, partant du ZCG 2D purement TE supportant 4 modes guidés (voir figure 3.10c) qui pouvaient être couplés par 20 ordres diffractés (voir figure 3.10a), nous avons introduit un système supportant 2 modes propres, et faisant intervenir les 4 premiers ordres du réseau.

Nous détaillerons dans les différentes sections suivantes la méthode de conception utilisée pour ces filtres. Mis à part que les modes guidés sont différents de ceux des ZCGs purement TE, la méthodologie de conception utilisée suivra approximativement les mêmes étapes que celles effectuée pour les filtres ZCG 1D purement TE (voir partie 2.3.1 du chapitre 2, page 74) :

i choix de l'épaisseur du guide plan,

ii dimensionnement du réseau par ingénierie de la relation de dispersion,

iii optimisation numérique par RCWA de l'épaisseur du réseau.

Nous utilisons un substrat en $CaF_2$ et du Ge comme matériau de haut indice afin de montrer qu'il est possible d'atteindre des performances équivalentes à celles des ZCGs purement TE qui utilisent ces matériaux (voir figures 2.12 page 77, 2.28 page 99 et 3.4 page 108).

#### 3.4.1.1 *Le guide d'onde plan*

La première étape de dessin est celle du guide plan en Ge sur $CaF_2$. Nous choisissons un guide plan d'épaisseur $d_s = 0.22\,\mu m$. Pour cette épaisseur, et à $\lambda = 3.5\,\mu m$ : $n^s_{TE,0} = 2.67$. Notons que le mode fondamental $TM^s_0$ du guide plan est également présent, mais avec un indice effectif $n^s_{TM_0} = 1.42 \neq 2.67$. Cet indice étant significativement différent de celui du mode TE, il pourra être ignoré sans conséquences. Pour le reste de l'étude, nous considérerons donc que le guide plan ne supporte qu'un mode $TE_0$ que nous appellerons simplement « mode TE », voire « mode du guide ».

#### 3.4.1.2 *Le guide réseau*

Nous procédons ici à l'étape d'ingénierie de relation de dispersion sur l'indice effectif des modes qui avait eu lieu lors du paramétrage de l'épaisseur du guide dans le cas des ZCGs purement TE (voir paragraphe *Dessin du guide*, chapitre 2, page 74).

Un réseau d'épaisseur croissante est ajouté au-dessus du guide plan, et nous allons chercher à y faire apparaître un mode TM fondamental d'indice effectif égal à celui du mode TE déterminé précédemment (voir partie 3.4.1.1). Dans la suite, nous nous référerons au mode TM fondamental se propageant dans le réseau par les termes « mode TM », ou « mode du réseau ».

La première condition sur le réseau est qu'il permettre le couplage du mode TE par son premier ordre. Nous utilisons la condition de couplage 2.9 du chapitre 2, donnée à la page 66, pour obtenir la période du réseau tel que le couplage du mode TE du guide ait lieu au voisinage de 3.5 µm. Cela se traduit par l'équation 3.1.

$$\Lambda = \lambda / n^{s}_{TE_0} \simeq 1.255\,\mu m \tag{3.1}$$

Comme expliqué précédemment (voir paragraphe *Facteur de remplissage et période du réseau* du chapitre 2, page 75), la période n'est pas un paramètre crucial à cette étape de la conception car c'est une variable qui permettra finalement d'accorder la longueur d'onde de résonance du filtre. Par ailleurs, lorsque le réseau sera introduit, l'indice effectif du mode du guide augmentera nécessairement.

Le facteur de remplissage latéral du réseau est fixé à une valeur proche de $f = 0.26$, ce qui est suffisamment faible pour limiter le couplage entre les modes TM des créneaux adjacents du réseau, mais également suffisamment élevé pour que le rapport d'aspect de ce dernier soit raisonnable et permette une éventuelle fabrication du dispositif.

La figure 3.12 montre la courbe de dispersion du mode TE du guide (courbe verte) et du mode TM du réseau (courbe rouge) dans la structure en fonction de la hauteur du réseau $t_r$ (voir figure 3.11b), ainsi que les composantes principales du champ magnétique $\vec{H}$ dans la structure, soit $H_x$ pour le mode TM (voir figure 3.12a) et $H_z$ pour le mode TE (voir figure 3.12b). Le calcul est effectué en ne considérant qu'une unique dent du réseau sur un guide plan infini. Nous utilisons pour cela un code [181] basé sur le calcul vectoriel par différences finies des composantes transverses du champ magnétique, permettant le calcul de l'indice effectif et des champs des modes propres optiques d'un guide d'onde diélectrique. Le réseau modélisé est nécessairement uni-dimensionnel, c'est pourquoi les deux modes sont présentés dans le même plan $(Oxz)$. L'extension latérale (5 µm pour le mode TM, 10 µm pour le mode TE) et verticale (2 µm sous le guide plan et 1 µm au-dessus du réseau) du domaine de simulation ainsi que le pas du maillage de simulation (10 nm dans les deux directions du plan) sont suffisants pour assurer la convergence.

Nous pouvons constater dans la figure 3.12a que les courbes de dispersion des deux modes se croisent pour $t_r = 0.87\,\mu m$. Au voisinage de ce point, l'indice effectif du mode TM (voir figure 3.12a, courbe rouge) est fortement affecté par la hauteur du réseau $t_r$, tandis que celui du mode TE (voir figure 3.12a, courbe verte) varie à peine. En conséquence, l'indice effectif des modes du réseau et du guide peuvent être ajustés de façon presque indépendante : la hauteur du réseau $t_r$ contrôle l'indice du mode TM du réseau, tandis que l'épaisseur du guide $t_s$ détermine principalement celui du mode TE.

Nous en sommes à présent au même stade que ce qui avait été atteint à l'issue de l'étude modale dans l'étude des filtres ZCG 1D purement TE (voir partie 2.3.3, chapitre 2, page 77) :

— les couplages intervenant dans le fonctionnement du filtre sont connus : $C^{(0,1)}_{TM}$ et $C^{(1,0)}_{TE}$,

— l'épaisseur du guide et les dimensions latérales du réseau sont fixées,

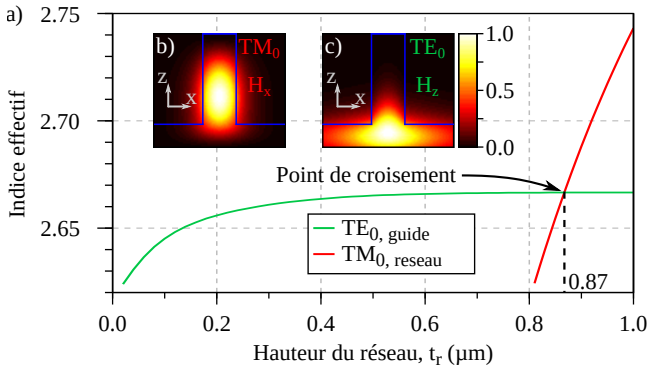



FIGURE 3.12 – a) Indice effectif des modes TE (courbe verte) et TM (courbe rouge) en fonction de l'épaisseur des créneaux du réseau $t_r$. Dans les encarts b) et c) sont respectivement présentés le carré de l'amplitude des composantes x et y du champ magnétique dans une période du réseau pour $t_r = 0.87\,\mu m$ (point de croisement des courbes de dispersion). Le calcul est effectué à $\lambda = 3.6179\,\mu m$. À cette longueur d'onde, les indices des matériaux sont les suivants : $n_{Ge} = 4.713$ et $n_{CaF_2} = 1.413$. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321.3\,nm$.

— une épaisseur approximative du réseau est connue.

Nous suivrons donc naturellement la même étape pour la suite : ce point de fonctionnement sera pris comme point de départ d'une optimisation paramétrique sur l'épaisseur du réseau.

### 3.4.1.3 *Étude paramétrique*

La procédure d'optimisation du réseau partant du point de fonctionnement déterminé à l'issue de la partie 3.4.1.2 est conduite par RCWA.

La cartographie de la transmission du filtre $T(\lambda, t_r)$ en fonction de l'épaisseur du réseau et de la longueur d'onde est présentée dans la figure 3.13 sur une échelle linéaire (voir figure 3.13a) et logarithmique (voir figure 3.13b).

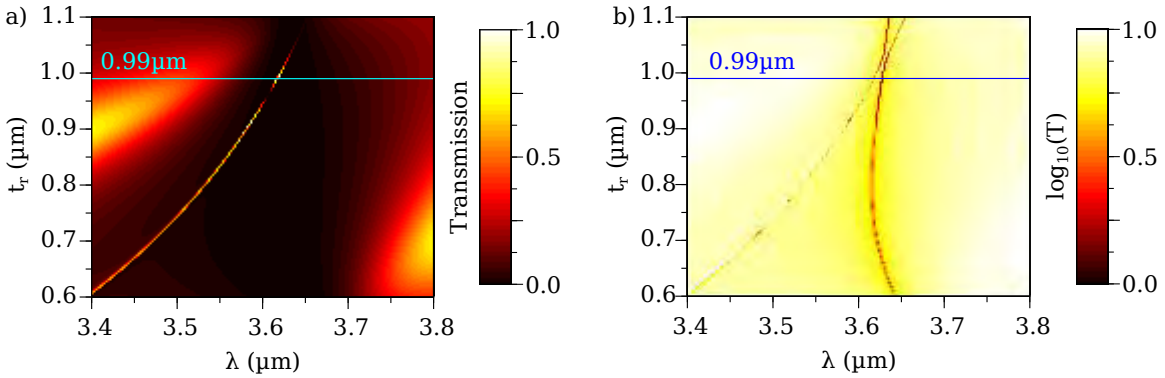



FIGURE 3.13 – Étude paramétrique de la transmission $T(\lambda, d_g)$ à travers une structure de ZCG TE/TM sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique. Les paramètres géométriques fixes sont : $t_s = 0.22\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

Comme nous l'avions déjà fait pour la figure 2.14 du chapitre 2, page 80, nous utilisons la figure sur échelle logarithmique pour mettre en évidence les zéros des résonances de Fano (voir figure 3.13b lignes rouges). On constate alors que le système est très simple, seules deux résonances sont présentes : une très fine générant un pic de haute transmission (voir figure 3.13a, ligne claire et fine), et une seconde générant la bande de réjection (voir figure 3.13a, large zone sombre). Comme attendu, la position de la résonance dans la bande de réjection varie avec l'épaisseur du réseau. Nous avions déjà mis ce fait en évidence dans le cas de la résonance donnant lieu à la bande de réjection dans le cas purement TE (voir figure 2.14, chapitre 2, page 80). En revanche, contrairement au pic de transmission des filtres 1D

purement TE (voir figure 2.10, chapitre 2, page 76), la position de la résonance de haute transmission varie fortement avec l'épaisseur du réseau.

La région située au voisinage de $t_r = 0.99\,\mu m$ et $\lambda = 3.62\,\mu m$ est particulièrement intéressante pour nous. En effet, un unique pic de haute transmission est localisé au centre d'une large bande de réjection. La figure 3.14 présente le spectre en transmission du filtre associé ainsi que les champs prépondérant au niveau du pic de transmission et dans la bande de réjection. La simulation RCWA est conduite avec 501 harmoniques. Une étude de la convergence des simulations RCWA pour ce filtre hautement résonant est conduite dans la partie B.2 de l'annexe B, page 227.

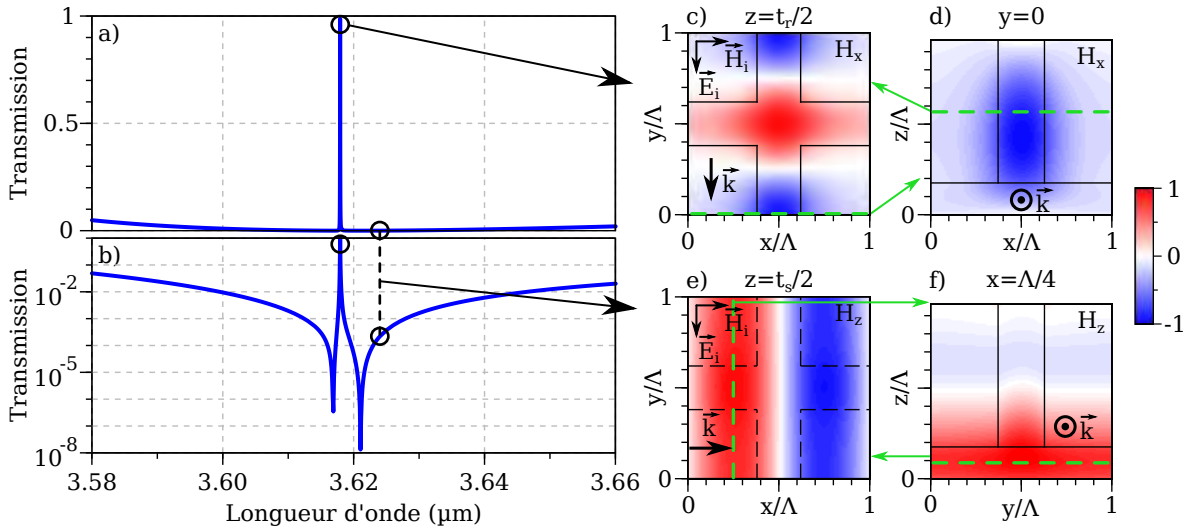



FIGURE 3.14 – Spectre en transmission d'un filtre ZCG TE/TM sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique. Dans les encarts c) et d) est respectivement présentée la partie réelle de la composante $H_x$ calculée au niveau du pic transmission ($\lambda_{res} = 3.6179\,\mu m$) dans les lobes de plus forte intensité du champ des plans $(Oxy)$ et $(Oxz)$. Dans les encarts e) et f) est présentée la partie réelle de la composante $H_z$ au niveau des plans $(Oxy)$ et $(Oyz)$ pour une longueur d'onde de la bande de réjection ($\lambda_{res} = 3.624\,\mu m$). Ces données sont normalisées à la valeur maximale du champ $\vec{H}$ calculé dans la structure. Les axes sont orthonormés. Le réseau est éclairé depuis l'air par une onde plane de champ $\vec{E}_i$ orienté selon $y$ (voir figure 3.2a). La direction de propagation des modes est indiquée par une flèche noire. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

La figure 3.14a montre un pic de haute transmission au voisinage de 3.624 µm, possédant une largeur à mi-hauteur de 30 pm, centré dans une bande de réjection de transmission inférieure à 1% de largeur égale à 46 nm. Dans la figure 3.14b, nous pouvons constater que ce pic de transmission est encadré de deux inflexions de très forte réflectivité, ce qui signifie qu'il y a bien deux résonances de Fano à des longueurs d'ondes proches dans ce système. Notre objectif est d'identifier ces deux résonances. Pour cela, nous calculons les champs électriques et magnétiques dans différents plans de la structure.

Au niveau du pic de résonance, les composantes les plus intenses du champ sont $H_x$ (voir figure 3.14c) et $E_z$ (non présenté) au niveau du réseau. Étant donné l'analyse faite dans la partie 3.2.4, nous pouvons en déduire que le mode responsable de cette résonance est un mode TM. Ce dernier est essentiellement confiné dans le réseau, et l'examen de ses plans nodaux permet d'affirmer que le mode se propage dans la direction $y$ (voir figure 3.14c). Ceci est confirmé par la cartographie 3.14d donnant le champ $H_x$ au pic de transmission dans le plan $(Oxz)$ orthogonal à la direction de propagation du mode guidé, au niveau d'un lobe de champ intense ($y = 0$). Son allure est tout à fait identique à celle du champ du mode TM présenté dans la figure 3.12b.

Au contraire, dans la bande de réjection, les composantes les plus intenses du champ sont $H_z$ (voir figure 3.14e) et $E_y$ (non illustré), et elles sont confinées dans le guide plan. Nous déduisons en outre de

l'orientation des plans d'iso-phase de la figure 3.14e que le mode guidé se propage dans la direction x. Ainsi, on peut en déduire que la bande de réjection résulte du couplage d'un mode TE se propageant au sein du guide plan dans la direction x. À nouveau, nous retrouvons que la composante $H_z$ dans le plan (Oyz) est très similaire à celle du mode TE présentée dans la figure 3.12c.

Par ailleurs, la périodicité des champs $H_x$ (voir figure 3.14c) et $H_z$ (voir figure 3.14e) dans leur direction de propagation étant égale à celle du réseau, nous pouvons affirmer que ces deux modes sont couplés par le premier ordre du réseau.

Nous retrouvons donc bien le mode de fonctionnement du filtre tel qu'illustré dans la figure 3.11.

#### 3.4.1.4 *Conclusion intermédiaire*

En conclusion, nous avons démontré dans cette partie un mode de fonctionnement original des ZCGs pour lequel, sous incidence normale, un mode TE et un mode TM fondamentaux de même indice effectif sont simultanément couplés par un réseau 2D et se propagent dans des directions orthogonales, ainsi que schématisé par la figure 3.11.

La structure du filtre est composée d'un guide d'onde plan en Ge sur $CaF_2$ surmonté d'un réseau carré à haut rapport d'aspect également en Ge. Nous avons par ailleurs mis en place une méthode de conception simple de cette structure, limitant l'utilisation de ressources de calcul.

Nous avons montré que le mode TE est principalement confiné dans le guide plan tandis que le mode TM est essentiellement localisé dans le réseau. Le couplage résonant du mode TE fournit la bande de réjection tandis que celui du mode TM engendre le pic de transmission. Ces modes guidés sont couplés par le premier ordre du réseau. Ces deux aspects font qu'il n'y a pas d'autre résonances que celles de ces deux modes fondamentaux au voisinage direct du pic de transmission.

Il convient néanmoins de remarquer que l'on s'est sensiblement écarté de notre objectif initial qui était d'obtenir des filtres de bande passante de plusieurs dizaines de nanomètres (3 décades). L'intérêt du filtre obtenu est donc essentiellement théorique.

### 3.4.2 *Adaptabilité du filtre pour la pixellisation*

Bien que ce filtre ne soit pas immédiatement utilisable pour des applications pratiques de filtrage, nous envisageons tout de même la pertinence de ce type de filtre pour des applications pixellisées afin d'évaluer l'impact du changement de mode de fonctionnement du filtre. Nous étudions donc, comme ce qui a été fait pour les ZCG 1D purement TE dans le chapitre 2, son accordabilité (voir parties 2.3.2, page 76, et 2.5.4, page 101) ainsi que sa tolérance angulaire (voir parties 2.4, page 86, et 2.5.3, page 99).

#### 3.4.2.1 *Accordabilité*

Dans un premier temps est étudiée l'accordabilité du filtre ZCG TE/TM (voir figure 3.14). Il convient pour les filtres ZCG TE/TM de faire varier la période tout en conservant la largeur de créneau constante, et non le facteur de remplissage comme c'était le cas pour les ZCGs purement TE. En effet, l'indice effectif du mode TM dépend de la forme des créneaux du réseau.

La figure 3.15a présente les résultats de cette étude. 501 harmoniques sont utilisées dans la simulation RCWA. On retrouve dans la figure 3.15b la forme concave de la courbe que décrit le maximum du pic de transmission avec la période, typiquement observée lors de l'étude des ZCG purement TE (voir figures 2.11b et 2.32b du chapitre 3). La figure 3.15c permet ensuite de vérifier que l'évolution de la longueur d'onde du pic de résonance avec la période est quasi-linéaire (voir figures 2.11b, page 77, et 2.32b, page 101, du chapitre 2).

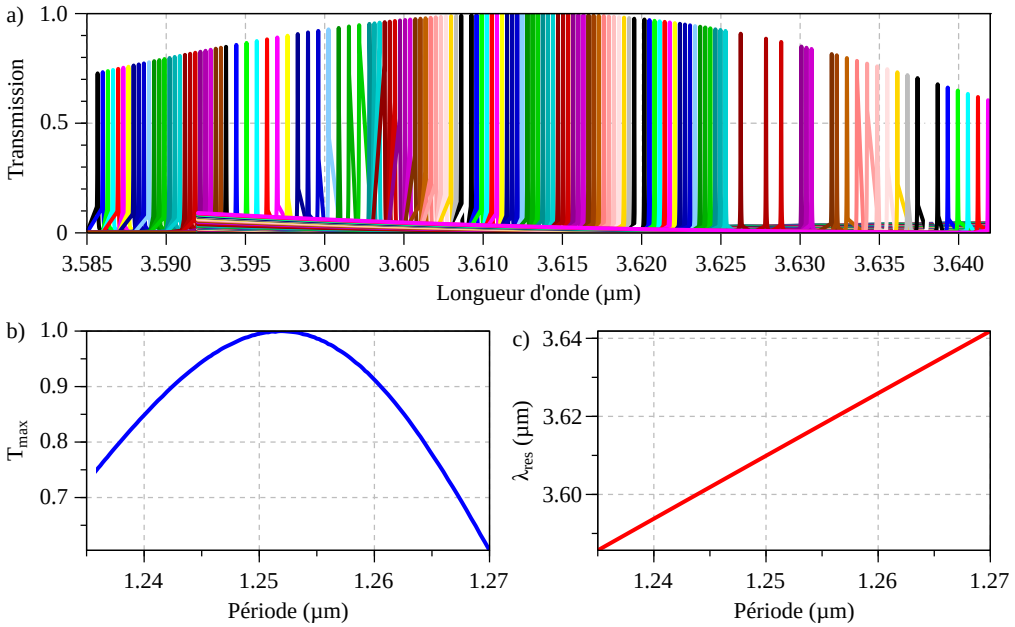



FIGURE 3.15 – Étude paramétrique de la transmission du filtre TE/TM en fonction de la période du réseau. a) Spectres en transmission du filtre calculés pour différentes périodes. Tous les autres paramètres sont fixes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$. Dans les graphiques b) et c) sont respectivement tracées la transmission maximale ($T_{max}$) et la longueur d'onde de résonance ($\lambda_{res}$) du pic.

Nous extrayons de la figure 3.15b que la transmission du filtre reste supérieure à 80% pour des valeurs de période comprises entre 1.2379 µm à 1.2643 µm, soit un domaine de 26.4 nm. À partir de la figure 3.15c, nous en déduisons que la plage d'accordabilité associée du pic de transmission est de 42.4 nm, entre 3.5904 µm et 3.6328 µm. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la largeur de la bande de réjection à 1% du filtre (46 nm, voir figure 3.14b). Une matrice de filtre exploitant l'intégralité de la plage d'accordabilité du filtre peut donc être envisagée.

La plage de transmission à plus de 80% de ce filtre est 3 fois plus faible que celle du filtre ZCG MIR purement TE de référence (123 nm, voir figure 2.11, page 77), et environ 15 fois plus faible que celle du filtre ZCG MIR TE doublement corrugué de référence (615 nm, voir figure 2.32, page 101). J'attribue cela à la plus grande sensibilité de ce ZCG TE/TM vis-à-vis du positionnement relatif des résonances. Néanmoins, nous pouvons relever que sa plage d'accordabilité est 1000 fois plus étendue que la largeur à mi-hauteur de son pic de transmission (30 pm, figure 3.14). Il convient de nuancer cela en remarquant que le critère choisi pour définir la bande de réjection ($T < 1\%$) conduit à un rapport signal sur bruit très faible, de l'ordre de 0.2. Considérer une bande de réjection à 0.1% permettrait d'obtenir un rapport signal sur bruit plus raisonnable.

### 3.4.2.2 *Tolérance angulaire*

Le second volet de l'étude de la pixellisabilité est l'étude de la tolérance angulaire.

De façon similaire aux études précédentes, (voir figures 2.23b, page 91, et 2.29b, page 99, chapitre 2), nous présentons tout d'abord une cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre (voir figure 3.16b), calculée à la longueur d'onde du maximum de transmission (3.6179 µm), lorsque varient les angles cartésiens $\varphi_x$ et $\varphi_y$ (voir figure 3.16a). La simulation est conduite avec 501 harmoniques.

Nous pouvons extraire de la cartographie 3.16b que la tolérance angulaire de ce filtre TE/TM est de 0.05°. Cette valeur peut être associée à une taille de pixel de 2 mm (voir équation 2.28, chapitre 2, page 95), soit encore plus que pour le ZCG MIR purement TE de référence. Cela en exclut donc la

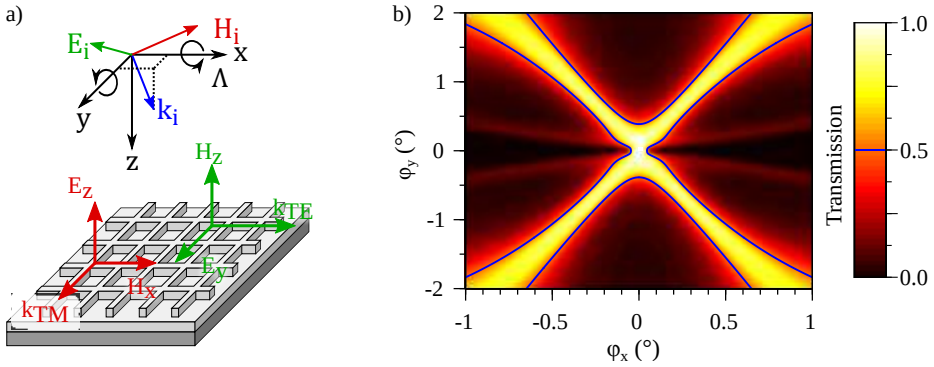



FIGURE 3.16 – a) Illustration des conventions utilisées pour l'étude de la tolérance angulaire. Les angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ se réfèrent respectivement aux rotations dans le sens trigonométrique autour des axes $(Ox)$ et $(Oy)$. Le champ électrique incident $E_i$ est polarisé TE. b) Cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre à $\lambda = 3.61789\,\mu m$. La ligne bleue correspond à l'IFWHM du filtre. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

pixellisation, mais nous avons déjà établi en fin de partie précédente que la finesse spectrale en est de toutes façons le principal facteur limitant.

Nous poursuivons l'étude du comportement du filtre sous incidence oblique en remarquant que la cartographie 3.16b est très différente de celle des filtres ZCGs purement TE 1D étudiés précédemment (voir figure 2.29, chapitre 2, page 99) ou même de celle du filtre 2D purement TE (voir figure B.1, annexe B, page 227). Ainsi, contrairement aux ZCGs purement TE, la transmission ne chute pas au-delà d'une certaine valeur maximale de $\varphi_x$ ou $\varphi_y$, bien que la plage angulaire considérée dépasse très largement la tolérance angulaire du filtre. Ainsi, les courbes d'IFWHM (lignes bleues, figure 3.16b) ne forment pas de contour fermé. De plus, une étude présentée dans la partie B.3.1 de l'annexe B, page 229, permet de constater que la croix de haute transmission visible dans la figure 3.16 résulte bien du fait que la résonance TM reste à une longueur d'onde constante. J'y attribue la stabilité de la résonance au confinement du mode TM dans le réseau.

La figure 3.16 est calculée à une longueur de résonance fixe et ne donne donc aucune information sur l'évolution globale du spectre de transmission avec la modification d'orientation du vecteur d'onde incident. Nous considérons donc maintenant les cas les plus simples de l'évolution du spectre pour les rotations autour des axes $(Ox)$ et $(Oy)$ appliquées indépendamment l'une de l'autre. Les figures 3.17a et 3.17d illustrent schématiquement l'orientation du vecteur d'onde incident $\vec{k}_i$ ainsi que des champs $\vec{E}_i$ et $\vec{H}_i$ associés. Les figures 3.17b et 3.17c présentent respectivement la cartographie $T(\lambda, \varphi_x)$ sur une échelle linéaire et logarithmique.

L'analyse combinée de ces deux cartographies permet d'affirmer que 3 résonances sont présentes dans le système : deux résonances fines situées à 3.6 et 3.62 µm pour les faibles angles d'incidence, puis s'écartant l'une de l'autre lorsque l'incidence augmente (voir figure 3.17b), et une résonance de position fixe voisine de 3.63 µm (voir figure 3.17c). L'organisation des figures 3.17e et 3.17f est identique, et l'on observe également 3 résonances (voir figure 3.17f), dont une présentant un large pic de haute transmission, au voisinage de 3.62 µm (voir figure 3.17e).

Pour plus de clarté, j'ai indiqué directement sur les différentes cartographies de la figure 3.17 la nature des différentes résonances. Les notations « clair » et « sombre » font référence aux résonances du mode clair et du mode sombre associées à un couplage particulier (voir partie 2.4.1, chapitre 2, page 86). La résonance du mode clair est celle visible sous incidence normale, et la résonance de mode sombre est celle visible uniquement sous incidence oblique, pour des raisons de symétrie. Dans la figure 3.17e, le pic de haute transmission est noté TE sans autre précision car je n'en ai pas déterminé la nature exacte.

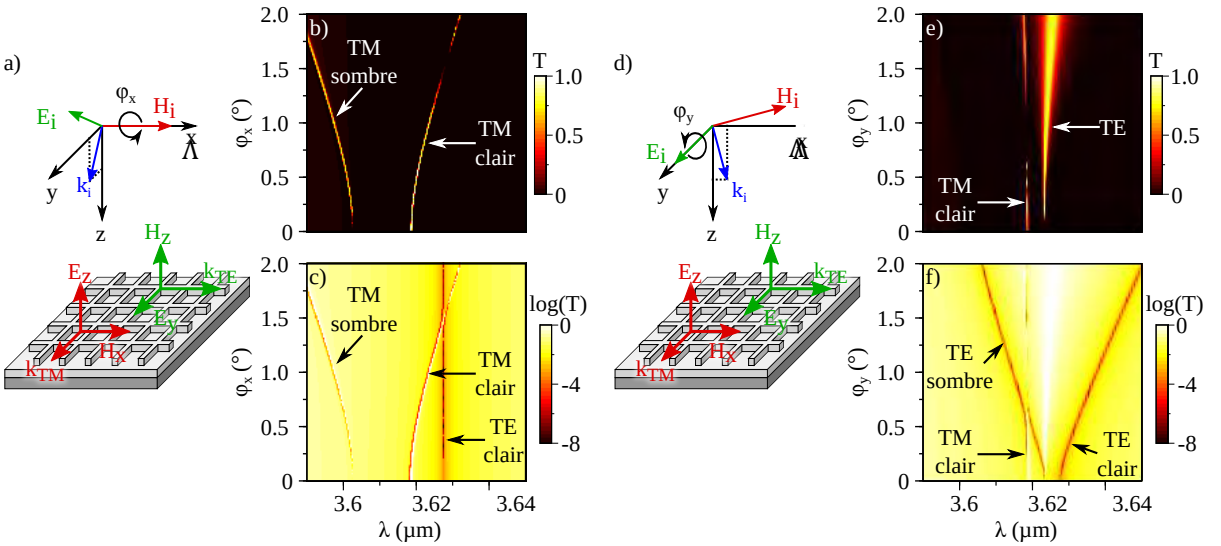



FIGURE 3.17 – Étude du comportement du filtre TE/TM sous incidence oblique pour une rotation d'angle a,b,c) $\varphi_x$ et d,e,f) $\varphi_y$ seul. Les figures b) et c) présentent respectivement la cartographie en transmission $T(\lambda, \varphi_x)$ sur une échelle linéaire et logarithmique. La cartographie $T(\lambda, \varphi_y)$ est présentée de la même façon dans les figures e) et f). Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

Afin de justifier l'identification de ces différentes résonances, analysons tout d'abord la figure 3.17a. La polarisation du champ incident est p : le champ $\vec{E}_i$ est dans le plan d'incidence (plan $(Oyz)$). Dans cette configuration, le champ $\vec{H}_i$ est parallèle à l'axe $(Ox)$, et sa projection sur l'axe $(Oy)$ est nulle. De même, la composante du vecteur $\vec{E}_i$ selon $(Ox)$ est nulle. Ainsi, seul le champ $\vec{H}_i$ peut être couplé au mode guidé TM par le premier ordre du réseau dans la direction y, de même que pour $\vec{E}_i$ au mode TE selon x (voir les règles de sélection de l'incidence classique évoquées dans la partie 2.4.2.1 du chapitre 2, page 87).

Si l'on considère alors la projection de relation de couplage par l'ordre $(0, +1)$ du réseau dans la direction y (voir équation 3.2), elle est identique à celle d'une incidence classique (voir équation 2.20, chapitre 2, page 89).

$$k_{TM} = k_{i,y} + K \tag{3.2}$$

Étant donné la polarisation p du champ incident, seul le vecteur $\vec{H}_i$ intervient pour le couplage. La différence avec le cas de l'incidence classique sur un réseau 1D est que, dans l'autre direction, les modes TE sont couplés par le champ $\vec{E}_i$. Par ailleurs, comme la composante $k_{i,x}$ du vecteur $\vec{k}_{i,//}$ reste nulle lorsque $\varphi_x$ varie, la relation de couplage des modes TE n'est pas affectée (voir équation 3.3).

$$k_{TE} = K \tag{3.3}$$

Le cas décrit dans la figure 3.17d est directement symétrique : l'incidence est de type s, ce qui signifie qu'au premier ordre, seule la relation de couplage des modes TE est affectée, celle des modes TM reste identique. Je désignerai par la suite ce type d'incidence par le terme « pseudo-classique » polarisé p (voir figure 3.17a) ou s (voir figure 3.17d).

On peut alors remarquer qu'à inclinaison égale, la comparaison de ces cartographies (voir figures 3.17b, 3.17c, 3.17e et 3.17f) permet d'avoir le spectre en transmission du filtre pour les deux états de polarisation orthogonaux s et p. L'étude des points d'intersection des différentes résonances visibles permet d'isoler 2 points de fonctionnement particuliers, correspondant aux incidences de 1.05° et 1.6°, pour lesquels cette structure se comporte respectivement comme un filtre insensible à la polarisation

(voir figure B.4c, annexe B, page 230) ou bien comme un polariseur (voir figure B.4d, annexe B, page 230). Les performances obtenues sont cependant limitées par rapport à des dispositifs conventionnels.

En considérant l'équivalence entre l'incidence pseudo-classique sur le réseau 2D, et l'incidence classique sur réseau 1D, l'étude de ces deux couples de cartographies (voir figures 3.17b, c, e et f) peut se faire en appliquant directement les résultats de l'étude des filtres 1D purement TE faite à propos des figures 2.26a, page 95, et 2.31a, page 100.

Ainsi, dans la cartographie 3.17b, les deux pics de haute transmission qui s'écartent progressivement l'un de l'autre, correspondent au mode sombre (pic de gauche, figure 3.17b) et au mode clair (pic de droite, figure 3.17b) de la résonance TM. Le pic de zéro de transmission de longueur d'onde de résonance constante au voisinage de 3.63 µm (ligne verticale rouge, figure 3.17c) correspond au zéro de la résonance TE. [1]

De la même façon, dans la figure 3.17f, les deux lignes rouges en « V » correspondent au mode sombre (ligne rouge de gauche, figure 3.17f) et au mode clair (ligne rouge de droite, figure 3.17f) de la résonance TE. La résonance fine de haute transmission visible dans la cartographie 3.17e au voisinage de 3.62 µm dont la position ne varie que de façon négligeable avec l'angle d'incidence peut, par continuité avec le cas de l'incidence normale, être attribuée au pic de transmission du mode TM. En revanche, le comportement du pic de transmission apparaissant à 3.625 µm dont la bande passante augmente avec l'angle d'incidence n'est pas aussi immédiatement interprétable. En effet, on s'attendrait à avoir deux pics distincts de haute transmission correspondant aux résonances des modes clair et sombre associées au mode TE. Une analyse du champ dans la structure permet néanmoins de confirmer que cette résonance est bien associée au couplage du mode TE du guide. Un type de comportement similaire du mode TM pourrait être à l'origine de la forme particulière des zones de haute transmission de la cartographie 3.16b

Pour conclure cette étude de tolérance angulaire, revenons sur la différence de comportement des modes TM et TE vis-à-vis du réseau. Dans un premier temps, le fait que la résonance du mode TM soit bien plus fine que la résonance du mode TE signifie que le mode guidé TM est plus faiblement couplé par le premier ordre du réseau (lié au coefficient $\epsilon_1$) que le mode TE. Dans un second temps, commentons la différence importante d'ouverture de gap, donnée par l'écart de longueur d'onde de résonance des modes clairs et sombres au voisinage de l'incidence normale, entre le couplage des modes TM (voir figure 3.17c) et TE (voir figure 3.17f). Comme introduit dans la partie 2.4.1 du chapitre 2, page 86, l'ouverture de gap est d'autant plus grande que le couplage des modes guidés contrapropagatifs par l'ordre 2 du réseau (donné par le coefficient $\epsilon_2$, dans le cas où les modes guidés sont couplés par l'ordre 1 du réseau) est fort. Ainsi, le couplage des modes contrapropagatifs TM par le réseau et bien plus fort que celui des modes TE. La plus grande ouverture de gap pour la résonance TM par rapport à la résonance TE se traduit en particulier par une tolérance angulaire plus élevée. En effet, aux faibles angles d'incidence, on peut constater que la longueur d'onde de la résonance TM est moins sensible à l'inclinaison du vecteur d'onde incident (voir figure 3.17c) que la résonance TE (voir figure 3.17f).

J'interprète tout d'abord la différence de force de couplage par l'ordre 1 par le fait que, dans sa direction de propagation, le mode TM est confiné latéralement dans un créneau du réseau (voir figure 3.14c), et présente donc une surface de couplage avec le champ $\vec{H}$ incident plus faible que pour le mode TE dont le champ est homogène sur toute la période de la structure (voir figure 3.14e).

Pour ce qui est du couplage des modes contra-propagatifs, je l'associe au fait que l'impact du réseau sur le mode TM dans sa direction de propagation est plus importante que pour le mode TE. En effet,

1. Le décalage de longueur d'onde entre les résonances des figures 3.17c et 3.17d, et celle des figures 3.14a et 3.14b (0.8 nm) provient de la différence du nombre d'harmoniques utilisé, respectivement 121 et 501.

la corrugation du réseau orthogonal à la direction de propagation du mode affecte les deux côtés du guide supportant le mode TM. Au contraire le guide plan supportant le mode TE n'est corrugué que sur une face, l'autre étant au contact du substrat plan.

### 3.4.2.3 *Augmentation de la tolérance angulaire*

Afin d'améliorer la tolérance angulaire de ce filtre, nous envisageons à nouveau l'utilisation d'une forme de réseau bi-atome présentant deux corrugations par périodes. Dans le cas présent, et contrairement aux ZCGs purement TE, le couplage des deux résonances a lieu par l'ordre 1 du réseau. Par conséquent, on se retrouve dans le cas de figure des réseaux bi-atomes tels qu'introduit initialement : la largeur de bande-passante et la tolérance angulaire d'un guide mono-mode couplé par l'ordre 1 du réseau sont ajustée indépendamment par adaptation des coefficients du premier et du second ordre du réseau [87]. De tels réseaux 2D insensibles à la polarisation fonctionnant sous incidence normale [176] et oblique [113, 114, 182–184] ont été démontrés, mais la structure de leur réseau n'est pas immédiatement compatible avec la propagation d'un unique mode TM fondamental. Nous procédons donc à nouveau, de manière empirique, à l'introduction d'une corrugation secondaire dans le réseau, en adoptant des géométries s'éloignant peu de l'allure initiale du réseau 2D (voir figure 3.11, page 118).

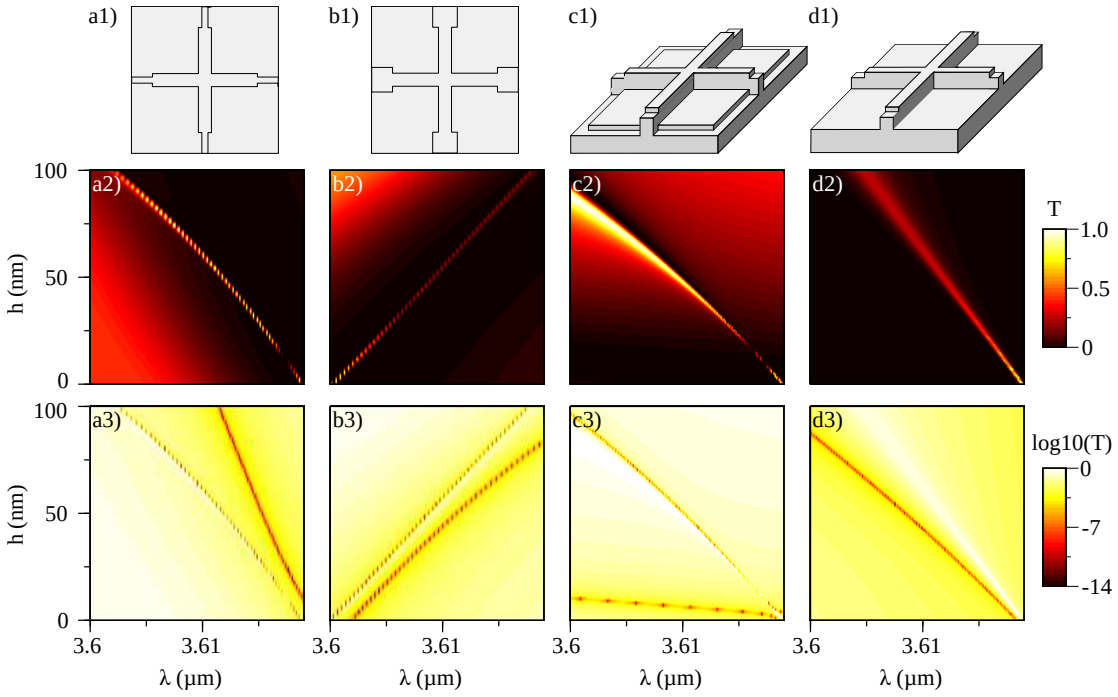



FIGURE 3.18 – Illustration de la première stratégie mise en place pour l'obtention de filtres 2D de large bande passante : étude empirique du passage du 2D fin au 2D doublement corrugué. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

Les figures 3.18a1, 3.18b1, 3.18c1 et 3.18d1 illustrent les différentes géométries étudiées. Dans les figures 3.18a2, 3.18b2, 3.18c2 et 3.18d2 sont données les cartographies en transmission, sur une échelle linéaire, associées à l'introduction de la corrugation secondaire. Enfin, ces mêmes cartographies sont présentées sur une échelle logarithmique dans les figures 3.18a3, b3, c3 et d3.

Dans les cas 3.18a1 et b1, une corrugation dans le plan du réseau est introduite. Le champ du mode TM, dont on cherche essentiellement à augmenter la tolérance angulaire, est en effet plus intense sur les flancs latéraux du réseau qu'à son sommet (voir figure 3.14d, page 121). Au contraire, dans les deux autres géométries présentées (voir figures 3.18c1 et d1), qui avaient déjà été avancées pour l'extension

de la bande passante du filtre ZCG 2D purement TE (voir figures 3.7c1 et d1), la corrugation est verticale.

Parmi les différents cas étudiés, soit la transmission du pic reste élevée, mais la réjection est partiellement (voir figure 3.18a2), voire totalement (voir figure 3.18c2) perdue, soit la transmission maximale chute, mais la bande de réjection est conservée (voir figures 3.18b2 et d2).

Ces comportements ne sont pas uniquement liés au positionnement relatif des résonances. Par exemple, dans le cas des corrugations latérales (voir figures 3.18a1 et b1), les résonances évoluent tout en restant assez proches (voir figures 3.18a3 et b3), mais les réponses associées sont très différentes (voir figures 3.18a2 et b2). Le constat est le même pour les géométries à corrugation verticale.

En particulier, on présente dans la figure 3.19a le spectre du filtre présentant une corrugation horizontale de 70 nm vers l'intérieur des dents du réseau (voir figure 3.18a1). Une étude de tolérance angulaire de cette structure est donnée dans la figure 3.19b.

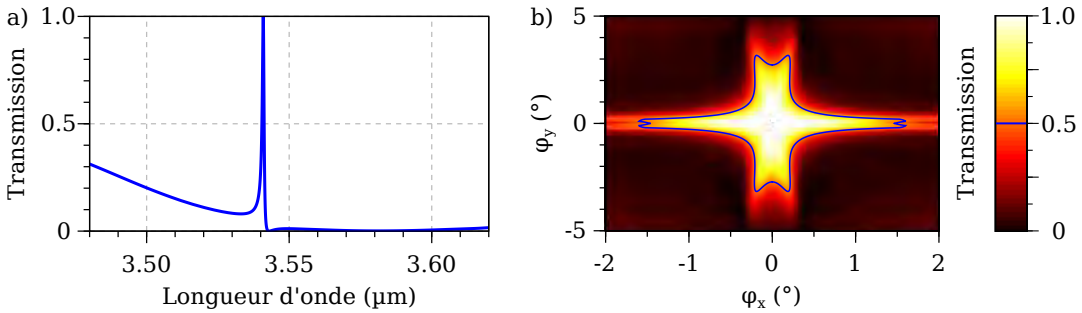



FIGURE 3.19 – a) Spectre en transmission du système TE/TM avec corrugation latérales de 70 nm vers l'intérieur des croix du réseau (voir figure 3.18a1). b) Cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre à $\lambda = 3.5409\,\mu m$. La ligne bleue correspond à l'IFWHM du filtre. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

La transmission maximale du pic de résonance fin ($\lambda_{res} = 3.5409\,\mu m$) est proche de 100% (voir figure 3.19a, page 128) et sa largeur à mi-hauteur est maintenant de 0.8 nm, soit 20 fois plus que celle du filtre initialement présenté (voir figure 3.14a). Cependant, l'intérêt de ce filtre en terme de filtrage est nul car son pic de transmission n'est pas centré dans la bande de réjection. De plus, un simple recalage de l'épaisseur du guide n'est pas suffisant pour retrouver à la fois la haute transmission et la bonne réjection (voir figure B.6, annexe B, page 232). Il faudrait probablement envisager un redimensionnement plus complet du système, ce qui n'est pas mon objet car j'ai écarté la voie des optimisations numériques. Nous en étudions néanmoins la tolérance angulaire afin d'évaluer l'impact de l'introduction de la corrugation secondaire.

Cela est illustré dans la figure 3.19b. Les conventions utilisées sont les mêmes que pour les études précédentes (voir figure 3.16a, page 124). L'aspect de la cartographie présentée (voir figure 3.19b) est très différent de celle du filtre ZCG TE/TM simplement corrugué (voir figure 3.16b). D'une part, si la zone de haute transmission forme toujours une croix, ses axes sont orientés selon les directions de rotation cartésiennes. D'autre part, la transmission maximale chute bien lorsque les angles de rotation $\varphi_x$ et $\varphi_y$ dépassent respectivement 1.5 et 3.5°. Si de telles tolérances sont remarquables pour un filtre de type réseau résonant aussi fin, bien qu'on puisse en trouver de plus grande encore dans la littérature [124], la tolérance angulaire qu'il convient de considérer est de 0.715°. Cette valeur est 15 fois élevée plus que celle du filtre non corrugué (0.05°, figure 3.16a) mais, au vu de l'élargissement du pic de transmission, cette augmentation n'est pas significative. Les pixels obtenus à partir d'un tel filtre seraient de l'ordre de 130 µm (voir équation 2.28, chapitre 2, page 95). Avec une telle taille de pixel, on se rapproche de la valeur calculée pour le filtre ZCG MIR TE doublement corrugué (100 µm, voir figure 2.31, chapitre 2, page 100).

Si l'on compare ce filtre à la structure 2D purement TE, il est 6 fois plus fin, mais 3 fois plus tolérant. Cela rejoint la conclusion de la figure 3.17 : la résonance du mode TM du réseau est bien plus tolérante angulairement que celle du mode TE dans le guide.

Pour compléter l'étude de tolérance angulaire, nous présentons dans la figure 3.20 l'étude de la réponse du filtre sous incidence pseudo-classique pour les polarisations p (voir figures 3.20a, 3.20b et 3.20c) et s (voir figures 3.20d, 3.20e et 3.20f). Les différents modes présents ont été identifiés dans ces cartographies. Le mode TM est indiqué sans précision car seul la résonance de mode clair est visible dans cette cartographie.

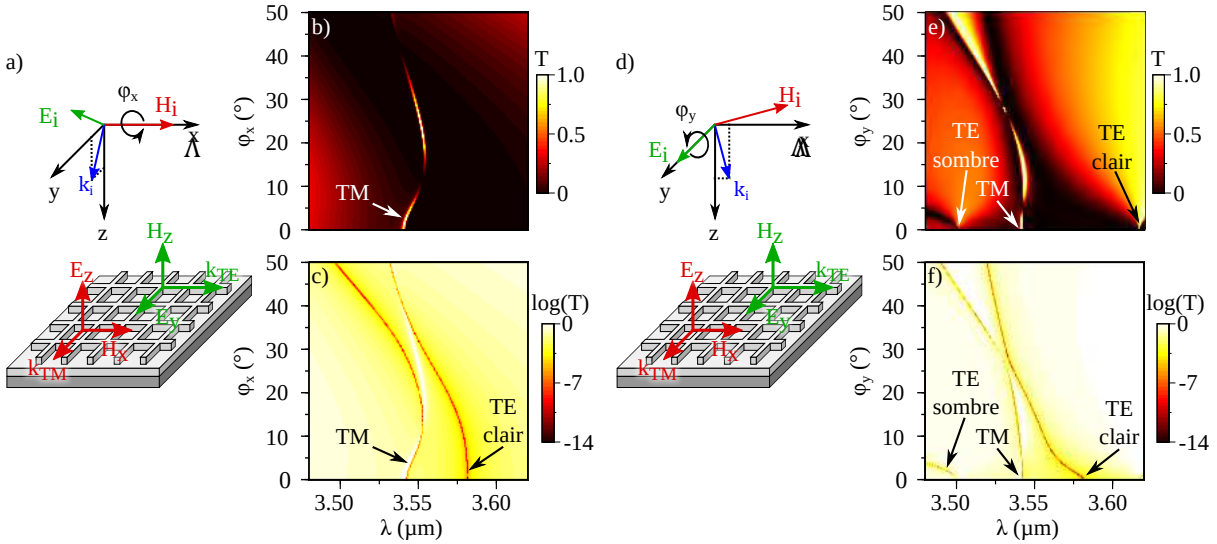



FIGURE 3.20 – Étude du comportement du filtre ZCG TE/TM doublement corrugué sous incidence pseudo-classique pour les polarisation a,b,c) p et d,e,f) s. Les dimensions du filtre sont : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$. Le filtre présente une corrugation latérale de 70 nm (voir figure 3.18a).

.

La réponse du filtre sous incidence pseudo-classique p, donnée par la figure 3.20b, n'a rien en commun avec les études précédentes (voir figures 2.25a, page 94, et 2.30a, page 100, du chapitre 2, ainsi que la figure 3.17b, page 125). En effet, un unique pic de haute transmission est visible (ligne claire, figure 3.20b), et sa longueur d'onde de résonance se déplace dans une bande réduite de 15 nm malgré le très grand domaine angulaire parcouru : 35° environ. L'examen de la figure 3.20c permet de constater que, sur le domaine étudié, les résonances des modes TE et TM interagissent fortement. En particulier, pour un angle d'incidence de 24°, on observe un pic de transmission proche de 100% au milieu d'une plage de haute réflectivité (voir figure 3.17b, page 125). Ce point de fonctionnement n'est toutefois pas insensible à la polarisation.

En effet, la figure 3.20e permet de constater que la réponse du filtre pour la polarisation s est très différente. On observe toujours un unique pic localisé de haute transmission, mais la bande de réjection est fortement dégradée par l'apparition des résonances de modes sombres. L'interaction entre les différentes résonances est toujours forte (voir figure 3.20f).

On ne relève pas de point susceptible d'offrir un comportement insensible ou une autre fonction intéressante.

### 3.4.2.4 *Filtre ZCG TE/TM fortement couplé*

Malgré le fait que nous ayons démontré un nouveau mode de fonctionnement des réseaux résonants, il convient de remarquer que l'intérêt des filtres TE/TM présentés jusqu'ici est essentiellement théo-

rique. Ils sont en effet bien trop fins spectralement pour permettre un flux suffisant sur le détecteur ou être caractérisés spectralement, les pixels sont de trop grande dimension, et l'on peut imaginer que leurs tolérances de fabrication seront très critiques, étant donné leur finesse spectrale.

Or nous n'avons pas non plus cherché à optimiser la bande passante du filtre. Le facteur de remplissage a en effet été choisi de façon à isoler efficacement les modes dans les dents du réseau et à limiter leur interaction afin d'en rendre la conception plus simple.

Maintenant que le concept de base a été introduit, nous allons chercher à augmenter le coefficient de couplage au premier ordre du réseau. Pour cela, nous utilisons maintenant un facteur de remplissage proche de 0.5.

La figure 3.21 présente la courbe en transmission d'un filtre ZCG TE/TM de facteur de remplissage égal à 0.48, ainsi que différentes cartographies présentant les composantes des champs les plus intenses dans la structures aux longueurs d'ondes des différentes résonances. Pour ce type de réseau à faible facteur de qualité, 121 harmoniques sont tout à fait suffisantes pour assurer la convergence de la simulation.

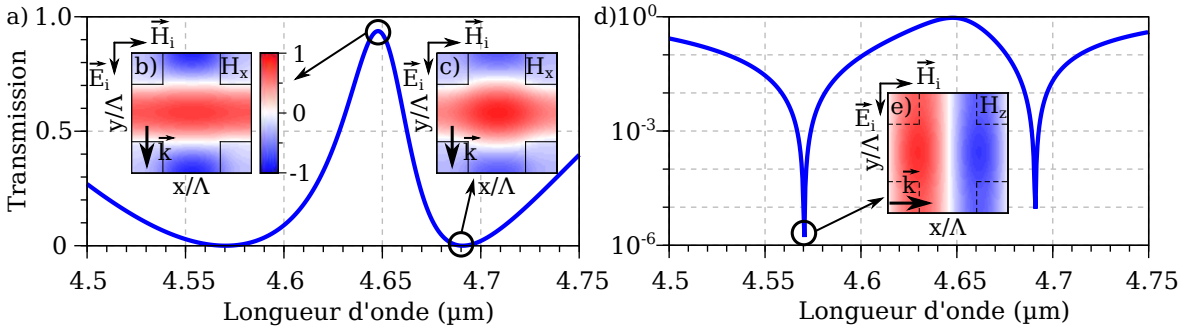



FIGURE 3.21 – Courbe de transmission sur une échelle a) linéaire et d) logarithmique d'un filtre ZCG TE/TM large bande. Dans les encarts b) et c) est présentée la partie réelle du champ $H_x$ dans le plan $(Oxy)$ médian du réseau sur une période, calculée à respectivement 4.648 et 4.69 µm. La cartographie e) présente la partie réelle du champ $H_z$ dans le plan $(Oxy)$ médian du guide, calculée à 4.57 µm. Les axes sont orthonormés, et les données normalisées à la valeur maximale de la partie réelle du champ $\vec{H}$ dans le volume de la structure en germanium. L'incidence est normale au plan du réseau. Le champ électrique incident est orienté selon $y$. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$.

La largeur à mi-hauteur de ce filtre est de 36.4 nm (voir figure 3.21a). Ainsi, la bande passante a été augmentée de 3 décades par rapport au filtre TE/TM présenté dans la figure 3.14, page 121. Cependant, la largeur de la bande de réjection n'est pas suffisante pour que ce filtre puisse être considéré comme accordable. Nous en déduisons néanmoins qu'il est hautement probable que des filtres accordables avec des valeurs de bandes passantes intermédiaires entre 30 pm et 40 nm puissent être obtenus.

La cartographie 3.21b permet d'affirmer que le pic de haute transmission visible à 4.648 µm ainsi que le zéro présent à 4.69 µm résultent du couplage du mode TM par l'ordre $(0, 1)$ du réseau. On observe que l'intensité du champ hors du créneau du réseau n'est pas négligeable, en particulier au niveau du croisement des barres du réseau (voir figures 3.21b et 3.21c), contrairement au cas du filtre possédant un réseau à faible facteur de remplissage (voir figure 3.14c, page 121).

Enfin, la cartographie 3.21e permet d'attribuer le zéro de résonance apparaissant à 4.57 µm à la résonance du mode TE. Le champ est en effet identique à celui présenté dans la figure 3.14e, bien que la largeur à mi-hauteur soit fois plus grande.

Le fonctionnement de ce filtre est donc identique à celui du filtre initialement introduit dans la partie 3.4.1.

La figure 3.22 présente l'étude de la réponse de ce filtre sous incidence pseudo-classique. Dans la mesure où aucune résonance de mode sombre n'apparaît sur le domaine de longueur d'onde considéré, seules les cartographies sur échelle linéaire sont présentées. Les modes présents sont donc les mêmes que ceux identifiés dans la figure 3.21.

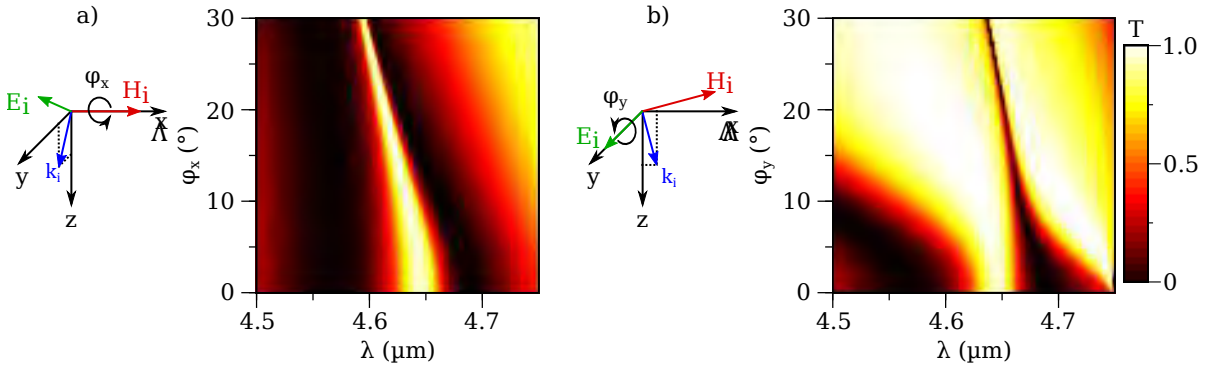



FIGURE 3.22 – Étude du comportement du filtre ZCG TE/TM large bande sous incidence pseudo-classique pour les polarisations a,b,c) p et d,e,f) s. Les dimensions du filtre sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$.

Illuminé sous polarisation p, le pôle de résonance dérive vers les basses longueurs d'ondes (voir figure 3.22a). Dans la mesure où la réjection aux longueurs d'ondes supérieures à ce pôle est liée au zéro associé (voir figure 3.21, cartographies b et c), elle se décale de la même façon. Au contraire, à gauche du pic de transmission, la réjection est assurée par le zéro de la résonance du mode TE, qui se décale très peu avec l'angle d'incidence pour cet état de polarisation. Par conséquent, la bande de réjection se rétrécit progressivement avec l'angle d'incidence.

Le comportement est très différent pour la polarisation s complémentaire (voir figure 3.22b). On observe ainsi un déplacement rapide de la bande de réjection à gauche du pic vers les basses longueurs d'ondes, et une perte simultanée de la réjection à droite du pic de transmission. Cela est lié au fait que la tolérance angulaire du mode TE est bien plus faible que celle du mode TM (voir figure 3.17, page 125). Le fait que la bande de réjection à droite du pic disparaisse presque totalement avec le décalage du mode TE signifie qu'il participe bien de la formation de la bande de réjection de chaque côté du pic. Au-delà de 10°, le comportement du filtre s'inverse totalement, et il se comporte alors comme un réjecteur de bande (voir figure 3.22e).

Si l'on compare les deux cartographies 3.22a et 3.22b, on constate que le comportement du pic de transmission y est très similaire pour une incidence inférieure à 2°, ce qui signifie que ce filtre peut être considéré comme insensible à la polarisation. Retenant cette valeur comme indication de la tolérance du filtre, nous en déduisons une taille de pixel de 60 µm (voir équation 2.28, chapitre 2, page 95). Cette valeur n'est toutefois qu'indicative, car le fait que ce filtre ne soit pas accordable enlève tout son intérêt pour la pixellisation.

### 3.4.2.5 *Conclusion intermédiaire*

Le comportement angulaire du ZCG TE/TM introduit dans la partie 3.4.1 a été étudié, et un comportement très différent de celui des ZCGs purement TE a été mis en avant. Bien que la tolérance angulaire de ce filtre au voisinage de l'incidence normale soit très faible (0.04°), ce que l'on peut associer à des pixels de dimension voisine de 2 mm, nous avons mis en évidence un comportement riche. Lorsque le plan d'incidence contient l'une des barres du réseau, nous avons mis en avant que la résonance du mode TM possède une plus grande tolérance angulaire que celle du mode TE, malgré la plus grande finesse de sa résonance. Par ailleurs, on peut également mettre en évidence un comportement

de type polariseur ou de filtre indépendant à la polarisation, mais dont les performances sont moins intéressantes que des dispositifs commerciaux.

En introduisant des corrugations secondaires dans le réseau, afin d'en augmenter la tolérance angulaire, nous avons mis en évidence une forte interaction des résonances des modes TE et TM. Par ailleurs, la longueur d'onde de résonance du mode TM se déplace dans une bande de longueur d'onde de 15 nm jusqu'à une incidence de 30° au lieu de diverger linéairement avec l'angle d'incidence.

Parce que ces filtres sont trop fins spectralement pour pouvoir être utilisé dans des applications pixellisées, nous avons montré la possibilité d'obtenir une augmentation de la bande passante de 3 décades en passant à un facteur de remplissage du réseau de l'ordre de 0.5. Le filtre obtenu n'est néanmoins pas accordable car sa bande de réjection n'est pas assez étendue. La tolérance angulaire de ce filtre est également limitée par la perte de la réjection, due à la moins bonne tolérance angulaire du mode TE.

### 3.4.3 *Fabricabilité des filtres ZCG* TE/TM

Les dessins de filtres ZCGs TE/TM présentés dans les parties 3.4.1 et 3.4.2 ont été étudiés d'un point du vue purement théorique.

Dans cette partie, j'envisagerai certains aspects liés à la fabricabilité des ZCGs TE/TM.

Je ne discuterai pas du cas du ZCG TE/TM extrêmement résonant, car nous ne chercherons pas à en réaliser un démonstrateur, celui-ci ne pouvant de toutes façons pas être caractérisé spectralement.

#### 3.4.3.1 *Fabricabilité du filtre ZCG* TE/TM *fortement couplé*

J'aborde dans un premier temps le cas du ZCG TE/TM à facteur de remplissage proche de 0.5. La période de ce dernier est de 1.39 µm.

D'un point de vue technologique, les structurations de réseaux 2D présentant des angles droits parfaits sont assez difficiles à réaliser. Cela est d'autant plus vrai lorsque les dimensions du réseau sont réduites. Le cas extrême consiste à réaliser un réseau de trous circulaires.

Dans la mesure où le mode TM pourrait potentiellement être très affecté par une telle modification du réseau, nous étudions ici la réponse du filtre lorsqu'un réseau de trous circulaires remplace le réseau de carrés.

La structure des différentes mailles du réseau étudiées est donnée dans la figure 3.23a. Deux diamètres normalisés significatifs pour les ouvertures circulaires ont été retenus à l'issu d'une étude plus large (voir figure B.7, annexe B, page 233) : 0.52 et 0.6. Les spectres en transmission associés sont comparés au spectre du filtre à réseau de d'ouvertures carrées de facteur de remplissage égal à 0.48 dans la figure 3.23b.

La figure 3.23b permet de constater que les différents filtres ont un comportement similaire : un pic de transmission large est encadré de deux zéros de transmission. En particulier, les spectres associés au réseau carré de facteur de remplissage $1 - f = 0.52$ (voir figure 3.23b, courbe bleue), et au réseau à trous circulaires de diamètre normalisé 0.6 (voir figure 3.23b, courbe rouge) sont presque parfaitement superposés. Si l'on considère maintenant un réseau à ouvertures circulaires dont le diamètre est égal au côté de l'ouverture du réseau carré ($d = 1 - f = 0.52$, figure 3.23a, carré bleu et rond vert), on constate que le pic de transmission du réseau à ouvertures circulaires (voir figure 3.23b, courbe verte) apparaît à une longueur d'onde bien supérieure à celle du réseau carré (voir figure 3.23b, courbe bleue).

Ainsi, pour obtenir un fonctionnement équivalent, il convient de maintenir le pourcentage d'ouverture en air équivalent plutôt que la dimension latérales des trous.

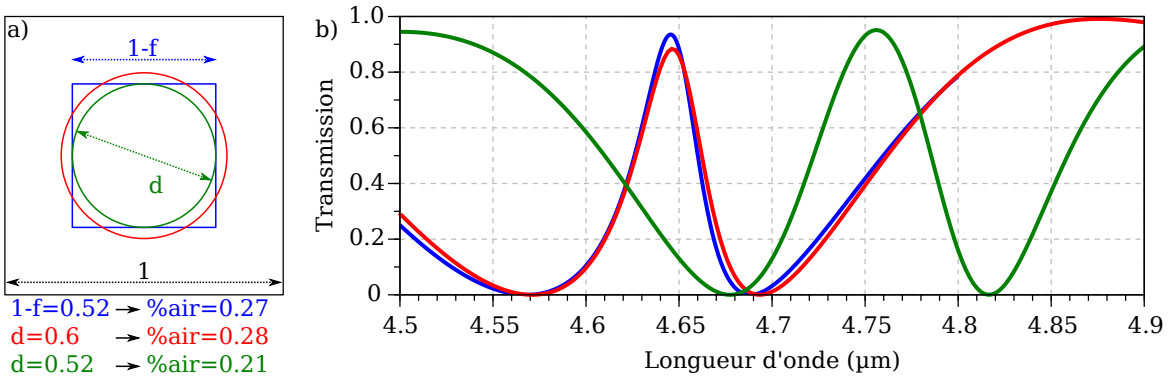



FIGURE 3.23 – Étude comparative de la réponse du filtre ZCG TE/TM large bande selon la forme ronde ou carrée des ouvertures dans le réseau. Les dimensions fixes du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$ et $\Lambda = 1.39\,\mu m$.

Enfin, comme on pouvait s'y attendre, le filtre TE/TM est très sensible au facteur de remplissage : une variation de 0.08 sur le diamètre normalisé des ouvertures circulaires (voir figure 3.23a, ronds vert et rouge) entraîne un décalage d'environ 100 nm des résonances (voir figure 3.23b, courbes verte et rouge).

### 3.4.3.2 *Filtre ZCG TE/TM à grande période*

Un autre aspect permettant de rendre la fabrication des réseaux plus aisée, consiste à augmenter la dimension latérales des structurations.

La figure 3.24 présente le spectre en transmission d'un réseau dont la période a été doublée par rapport au cas du ZCG TE/TM fortement couplé, tout en gardant une largeur de créneau équivalente. La simulation est conduite avec 801 harmoniques.

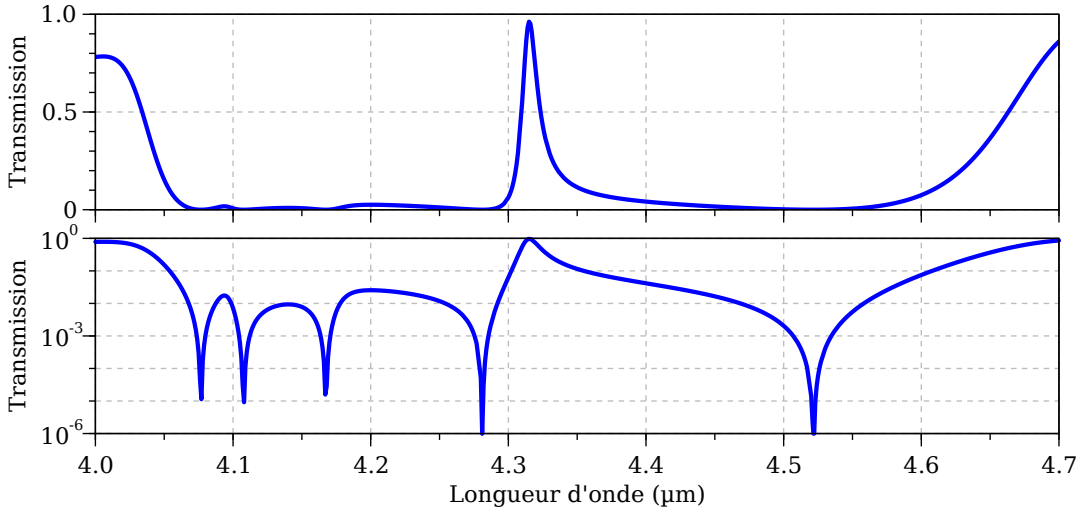



FIGURE 3.24 – Spectre en transmission d'un filtre ZCG TE/TM couplé à l'ordre 2 du réseau sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$.

La figure 3.24a présente un pic de transmission de largeur à mi-hauteur de 15 nm centré à 4.32 µm, au milieu d'une bande de réjection de près de 500 nm. La figure 3.24b permet de constater que la bande de réjection n'est pas formée d'une unique résonance, mais de 5 résonances de Fano différentes. À cause de cette importante densité de résonances, il est nécessaire d'utiliser un nombre important d'harmoniques pour que la simulation converge (voir partie B.4.2, annexe B, page 233). Dans la littéra-

ture, ce comportement multi-résonant est typiquement utilisé pour obtenir des miroirs large-bande de haute réflectivité (2 [130] ou 3 résonances [148]), ou bien des filtres passe-bande multi-résonants [148].

La spécificité du filtre présenté est qu'une unique résonance génère un pic de transmission élevée, tandis que les 4 autres contribuent à la formation de la bande de réjection. Cette dernière s'étend ainsi sur plus de 500 nm, en considérant un taux de réjection de 3%.

Afin d'identifier une partie des modes en présences, nous présentons dans la figure 3.25 les composantes selon z des champs les plus intenses au niveau du pic de transmission ($\lambda = 4.32\,\mu m$, figures 3.25a, 3.25b et 3.25c) et dans la bande de réjection au voisinage du pic ($\lambda = 4.24\,\mu m$, figures 3.25d, 3.25e et 3.25f).

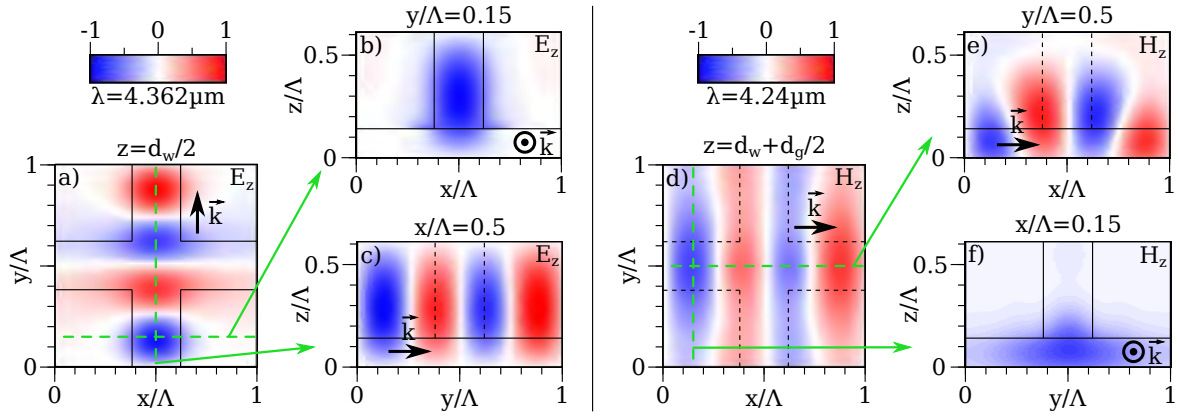



FIGURE 3.25 – Étude modale au voisinage du pic de transmission du filtre ZCG TE/TM présenté dans la figure 3.24. Les cartographies présentent la partie réelle de la composante selon z des champs a,b,c) $\vec{E}$ et d,e,f) $\vec{H}$ calculées respectivement à la longueur d'onde de résonance (4.32 µm) et dans la bande de réjection (4.24 µm). L'incidence sur le réseau est normale, et le champ électrique incident est orienté selon y. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Dans un premier temps, examinons la résonance au niveau du pic de transmission. Dans la mesure où la composante selon z du champ électrique est bien plus importante que celle du champ magnétique, nous pouvons en déduire que le mode considéré est de nature TM. Ensuite, la figure 3.25a présente la partie réelle de la composante $E_z$ dans le plan (Oxy) médian du réseau. L'allure du champ est extrêmement similaire à celle présentée dans la figure 3.14c : le champ est essentiellement confiné dans la barre du réseau orientée selon y, et la direction de propagation est dans cette même direction. La différence provient du fait que l'on observe 4 lobes du champ au lieu de 2. Cela signifie que le mode TM considéré est couplé par l'ordre 2 du réseau. Ensuite, la figure 3.25b, qui présente l'allure du champ dans le plan orthogonal à la direction de propagation du mode, permet de constater la très forte similitude du champ dans la structure par rapport à celui du mode TM identifié pour le premier filtre TE/TM (voir figure 3.14d, page 121). Ces deux points sont confirmés par la figure 3.25c donnant l'allure du champ pour une coupe dans le plan (Oyz) selon l'axe de propagation du mode guidé : les modes sont localisés dans toute la hauteur de la dent du réseau, et les plan nodaux indiquent un couplage par l'ordre 2 du réseau.

Une analyse comparative similaire peut être conduite pour le champ dans la bande de réjection ($\lambda = 4.24\,\mu m$). La composante selon z la plus intense est celle de $\vec{H}$, le mode considéré est donc TE. Ensuite, la cartographie 3.25d du champ dans le guide est semblable à celle visible pour le mode TE du guide plan du ZCG TE/TM initialement conçu (voir figure 3.14e, page 121), mais on y observe encore une fois 4 lobes du champ au lieu de 2, ce qui signifie que le mode guidé TE est également couplé par l'ordre 2 du réseau. La figure 3.25e donne l'allure des lobes de champ intense pour une coupe dans le plan (Oxz) contenant la direction de propagation. On constate qu'au niveau de la barre

du réseau transverse à la direction de propagation (indiquée par des pointillés noir), le champ est significativement moins confiné dans le guide. La figure 3.25f permet de voir que le champ est tout de même nettement plus confiné dans le guide lorsque l'on s'écarte du croisement des barres du réseau. Son allure reste néanmoins très proche de celle du mode TE du guide plan du premier ZCG TE/TM (voir figure 3.14f, page 121).

Notre méthode d'analyse modale par étude du champ dans la structure ne permet en revanche pas d'effectuer une analyse détaillée de l'ensemble des résonances présentes aux longueur d'ondes plus basses de la bande de réjection.

Néanmoins, nous pouvons conclure qu'au voisinage du pic de transmission, les mêmes modes que dans les filtres ZCG TE/TM sont présents : le mode TM donne lieu à la résonance du pic de transmission, tandis que le mode TE du guide plan participe de la formation de la bande de réjection. En revanche, ils sont couplés par le second et non par le premier ordre du réseau.

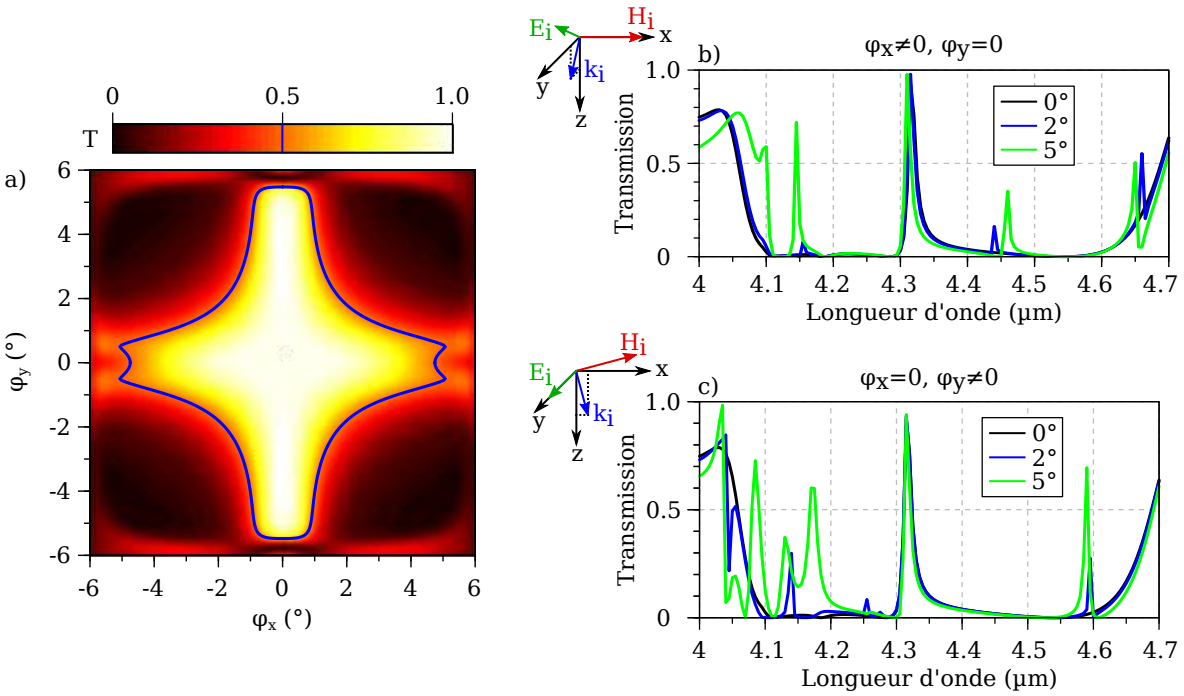



FIGURE 3.26 – La figure a) présente la cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre TE/TM couplé à l'ordre 2. Le contour bleu indique l'IFWHM du filtre. Les figures a) et b) donnent les spectres de ce même filtre sous incidence pseudo-classique p et s respectivement. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$.

Étant donné le nombre élevé de résonances présentes dans le système, nous pouvons anticiper, à partir des résultats de l'étude du filtre ZCG 2D purement TE (voir partie 3.3, page 111), que son comportement angulaire sera très complexe. Nous avons donc conduit une étude de la tolérance angulaire du filtre ZCG TE/TM couplé à l'ordre 2, dont les principaux résultats sont présentés dans la figure 3.26.

La figure 3.26a présente la cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre calculée à la longueur de résonance du filtre sous incidence normale ($\lambda_{res} = 4.32\,\mu m$). Les figures 3.26b et c donnent différents spectres en transmission du filtre sous incidence pseudo-classique pour les polarisations s et p, respectivement.

La cartographie présentée dans la figure 3.26a est assez similaire à celle du filtre ZCG TE/TM doublement corrugué (voir figure 3.19, page 128). On en extrait la tolérance angulaire du filtre : 2.67°. Cela

se traduit par une taille de pixel de l'ordre de 40 µm. En première approche, le pixel obtenu est donc bien de taille inférieure à celui du filtre ZCG TE doublement corrugué (voir figure 2.31, chapitre 2, page 100).

Si l'on considère maintenant les cartographies 3.26b et c, on s'aperçoit que la longueur d'onde de résonance et la transmission maximale du pic de transmission varient très peu, y compris pour des angles d'incidence allant jusqu'à 5°, indépendamment de la polarisation, ainsi que le suggérait la cartographie 3.26a. Comme attendu, le comportement multi-résonant très complexe illustré dans la figure 3.24b engendre cependant de nombreuses résonances dans la bande de réjection (voir figures 3.26b et c). La tolérance angulaire de ce filtre est donc limitée par l'apparition de résonances parasites dans la bande de réjection, plus que par la modification de l'aspect du pic de transmission.

#### 3.4.3.3 *Filtre ZCG* TE/TM *sur ZnS*

Nous évoquons à présent un aspect essentiel du fonctionnement des ZCG TE/TM : il n'est pas contraint par une limite physique sur le contraste d'indice des matériaux. En effet, parce que les modes guidés sont de même indice, ils produisent des résonances de longueur d'onde voisines lorsqu'ils sont couplés par le même ordre du réseau (voir équation 2.9), que ce soit le premier (voir figures 3.14 et 3.21) ou le second ordre (voir figure 3.24). Par conséquent, l'inéquation 2.11 du chapitre 2, donnée à la page 67, peut être reformulée par l'inéquation 3.4.

$$n_s < n_{TE} \approx n_{TM} < n_h \tag{3.4}$$

Autrement dit, il suffit *a priori* que les modes soient guidés pour que le dispositif puisse fonctionner. Pour le démontrer, nous choisissons de remplacer le substrat de $CaF_2$ ($n_{CaF_2}(4\,\mu m) = 1.41$) par un substrat de sulfure de zinc (ZnS) ($n_{ZnS}(4\,\mu m) = 2.25$). Ce dernier possède une transparence équivalente à celle du $CaF_2$, mais est moins fragile et bien moins sensible aux chocs thermiques, ce qui en rend la manipulation beaucoup plus simple. À 4 µm, on a en particulier $n_{Ge}(4\,\mu m)/n_{ZnS}(4\,\mu m) = 1.85 < 2$.

La figure 3.27 donne les spectres des filtres TE/TM sur substrat $CaF_2$ présentés dans cette partie dont les modes sont couplés par l'ordre 1 du réseau (voir figures 3.14 page 121 et 3.21 page 130), ainsi que les spectres équivalents pour des filtres en Ge et ZnS. La simulation du filtre hautement résonant est conduite avec 501 harmoniques (voir figure 3.27a), et celle du filtre large utilise 121 harmoniques (voir figure 3.27b).

Dans le cas du filtre hautement résonant (voir figure 3.27a), une légère diminution de l'épaisseur du guide a été nécessaire lors du passage sur substrat ZnS, afin de compenser l'augmentation de l'indice effectif des modes. On constate qu'une fois cette augmentation faite, le comportement des deux filtres est équivalent. Le filtre large bande (voir figure 3.27b), au contraire, est présenté sans aucune modification de ses dimensions par rapport à la structure sur substrat $CaF_2$. On vérifie alors que l'augmentation de l'indice du substrat ($n_{ZnS} - n_{CaF_2} \approx 0.84$) entraîne une augmentation de l'ordre de 50 nm des longueurs d'ondes des résonances TE et TM. Ainsi, pour les deux filtres présentés, l'utilisation d'un substrat de ZnS ne nuit pas à l'efficacité du filtre.

Nous présentons ensuite dans la figure 3.28 le spectre de la puissance transmise dans l'ordre diffracté 0 du filtre couplé à l'ordre 2 du réseau sur substrat $CaF_2$ (courbe noire), ainsi que la puissance transmise dans les ordres 0 (courbe bleue) et 1 (courbe rose) du filtre de mêmes dimensions, mais sur substrat ZnS. 801 harmoniques sont utilisées pour la simulation. Contrairement au cas des filtres couplés par l'ordre 1 du réseau (voir figure 3.14 et 3.21), la transmission dans l'ordre 1 de ce filtre n'est pas nulle. Il en résulte que la transmission n'atteint pas 100% dans l'ordre diffracté spéculaire (voir figure 3.24, courbe bleue).

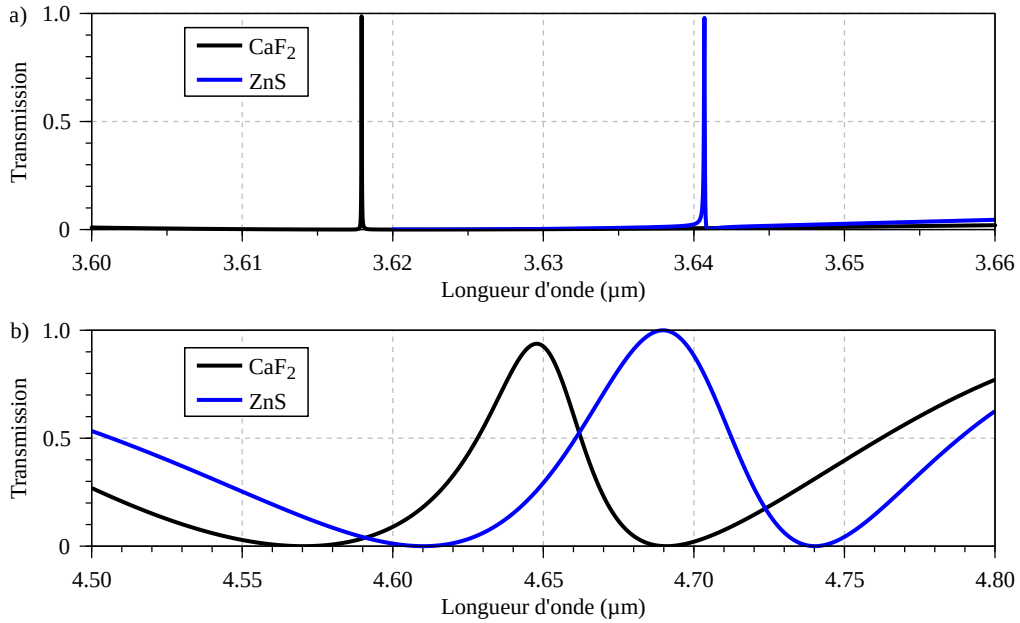



FIGURE 3.27 – a) Spectre en transmission du filtre ZCG TE/TM hautement résonant sur substrat $CaF_2$ et ZnS. Les dimensions du filtre sur substrat $CaF_2$ sont : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$. L'épaisseur du guide plan pour le filtre de substrat ZnS est : $t_s = 0.194\,\mu m$. b) Spectre en transmission du filtre ZCG TE/TM large sur substrat $CaF_2$ et ZnS. Les dimensions du filtre sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$.

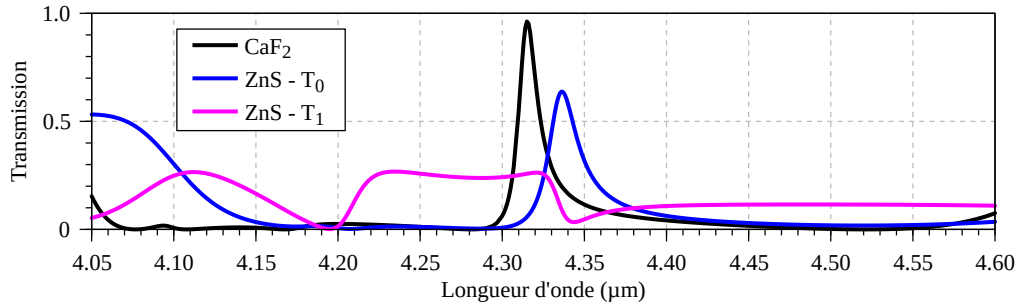



FIGURE 3.28 – Spectre en transmission du filtre ZCG TE/TM couplé par l'ordre 2 du réseau sur substrat $CaF_2$ et ZnS. Les dimensions du filtre sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$.

La figure 3.29 permet de l'expliquer simplement en considérant les différents ordres diffractés pouvant être couplés par le réseau, de façon similaire à ce qui avait été présenté dans la figure 3.10.

La figure 3.29a permet de constater que pour les filtres de faible période (voir figure 3.27a et b), seul le premier ordre du réseau peut intervenir pour le couplage des modes guidés, et que tous les modes sont bien découplés dans le spéculaire, que ce soit pour un substrat $CaF_2$ ou pour un substrat ZnS.

Au contraire, dans la figure 3.29b, on peut constater que beaucoup plus d'ordres peuvent intervenir, en particulier l'ordre 2, ce qui est cohérent avec l'étude modale présentée dans la figure 3.25. De plus, si aucun point du réseau n'est contenu dans le cercle du rayon $n_{CaF_2}\Lambda/\lambda$, celui de rayon $n_{ZnS}\Lambda/\lambda$ encercle les points correspondants au premier ordre du réseau. Le cercle de l'air, lui, ne renferme que l'ordre spéculaire. Ainsi, pour le réseau TE/TM sur substrat ZnS, la puissance transmise à travers le filtre n'est pas entièrement contenue dans l'ordre spéculaire : l'ordre 1 du réseau couple une partie du flux dans le substrat.

Pour le filtre à l'ordre 2, il y a de la perte par diffraction dans le substrat qui empêche d'atteindre une transmission élevée. Cependant, le filtre est toujours fonctionnel. Le choix du substrat n'est plus conditionné par une limite physique mais par une condition d'efficacité du filtre.

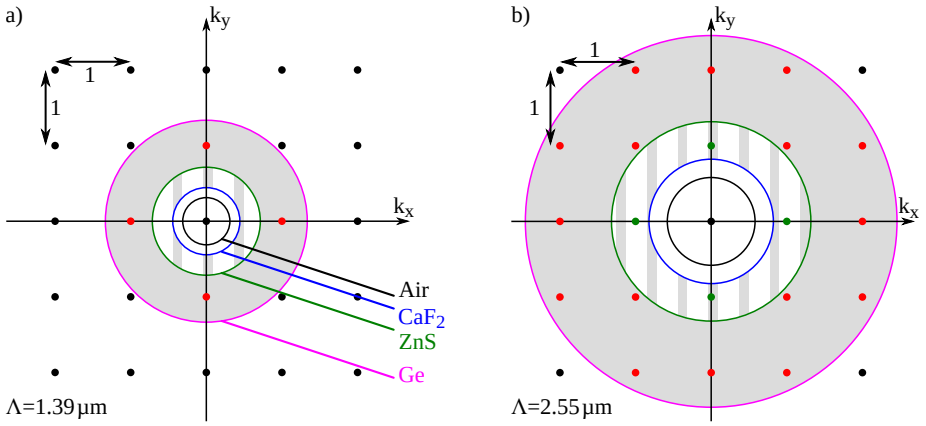



FIGURE 3.29 – Illustration dans l'espace des k des ordres diffractés pouvant intervenir dans le cas d'un filtre résonant à 4.32 µm ayant une période de a) 1.39 µm et b) 2.55 µm. Les axes sont normalisés à la période du réseau. Les différents cercles ont pour rayon $n\Lambda/\lambda$, où $n$ est l'indice du matériau considéré, $\Lambda$ est la période du réseau et $\lambda$ est la longueur d'onde du rayonnement incident, fixée à 4.32 µm. Les points rouges indiquent le couplage d'un mode propagatif confiné dans le Ge. Les points verts indiquent le couplage d'un mode pouvant se propager dans le Ge et le ZnS. L'incidence sur le réseau est normale.

#### 3.4.3.4 *Conclusion intermédiaire*

À l'issue de cette étude préliminaire de la fabricabilité des ZCGs TE/TM, nous avons mis en évidence la possibilité de remplacer les carrés d'air dans le réseau pour le filtre ZCG couplé par l'ordre 1 du réseau par des trous d'air. La résonance du mode TM du réseau n'est pas significativement affectée par cette modification, et nous avons montré qu'à remplissage équivalent en air sur la maille du réseau, la forme des trous ne modifie que très peu la réponse du filtre. En revanche, on vérifie que la réponse du filtre est très sensible au facteur de remplissage du réseau.

L'autre aspect de fabricabilité envisagé a consisté en une augmentation de la période du réseau. Ainsi, en doublant la période du filtre tout en conservant une largeur de créneau proche, nous sommes passés d'un filtre fortement couplé par l'ordre 1 du réseau à un filtre couplé par l'ordre 2 du réseau. Cette structure possède une largeur de bande de réjection bien plus importante que les filtres couplés par l'ordre 1 du réseau. Cette dernière est formée par la combinaison de multiples résonances. La tolérance angulaire du pic de transmission est très grande, de l'ordre de 5°, mais, à cause de l'apparition de résonances parasites dans sa bande de réjection, la divergence angulaire du faisceau incident doit être maintenue inférieure à 2°.

Enfin, un résultat majeur est le fait que toutes les structures ZCG TE/TM peuvent être adaptées sur un substrat dont l'indice est supérieur à la moitié de celui de la couche guidante, ce qui était une limite physique intrinsèque au mode de fonctionnement des ZCGs purement TE. Cette condition est très restrictive pour le choix des matériaux des ZCGs purement TE dans le moyen infrarouge puisque peu de matériaux d'indice inférieur à 2 existent dans cette bande spectrale.

### 3.4.4 *Conclusion sur les ZCG TE/TM*

Le concept des ZCGs TE/TM introduit dans cette partie est original par rapport au concept de filtrage à base de réseaux résonants existant dans la littérature. Ce type de filtre permet de coupler, pour un état de polarisation donné du champ, un mode TE et un mode TM fondamentaux dans des directions orthogonales.

Le concept de base consiste à utiliser un guide plan mono-mode surmonté d'un réseau à haut rapport d'aspect, ne supportant également qu'un seul mode. Parce que les modes guidés sont localisés dans des zones différentes de la structure, leur indice effectif peut être optimisé de façon indépendante. Cet aspect nous a conduit à développer une méthode de conception basée sur de l'ingénierie de relation de dispersion des modes. Une dernière étape d'optimisation par RCWA est nécessaire pour obtenir un filtre de haute efficacité.

Nous avons, à l'issue de cette partie, obtenu 3 structures caractéristiques de filtres, présentées dans la figure 3.30.

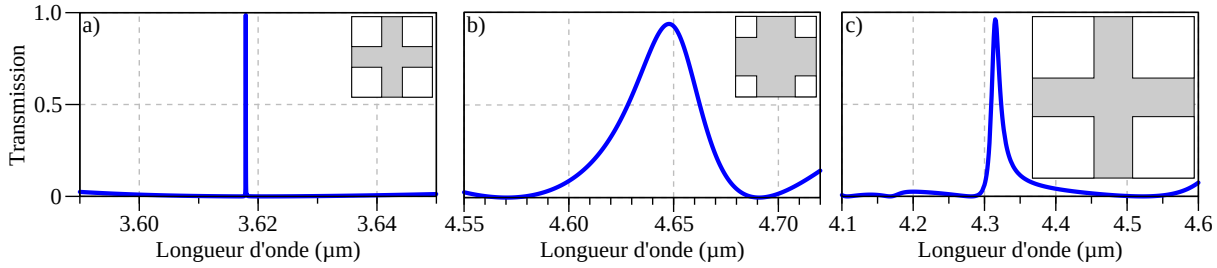



FIGURE 3.30 – Illustration des 3 structures de ZCGs TE/TM caractéristiques obtenues : a) un filtre hautement résonant ($t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$), b) un filtre large bande ($t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$), et c) un filtre multi-résonant ($t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$). Les encarts dans chaque figure illustrent schématiquement la maille du réseau.

Le premier filtre obtenu, dont la réponse est donnée dans la figure 3.30a, est un filtre hautement résonant à faible facteur de remplissage, de FWHM égale à 30 pm. Sur cette base, un second filtre de facteur de remplissage proche de 0.5 a été conçu, et dont la FWHM est de 36.4 nm, soit 1000 fois plus que le filtre initial. Le fonctionnement de ces deux filtres repose sur un couplage des modes guidés par l'ordre 1 du réseau. Afin de faciliter la fabrication de tels filtres, nous avons également introduit un dispositif dont le couplage des modes se fait par l'ordre 2 du réseau. La bande de réjection de cette structure est formée par l'hybridation de multiples résonances.

Les encarts dans les figures 3.30a, 3.30b et 3.30c illustrent schématiquement les mailles des différentes structures. Elles se distinguent par leur facteur de remplissage, et par leur période.

Nous avons également montré qu'une conséquence importante du mode de fonctionnement des ZCGs TE/TM est que l'on s'affranchit de la condition très restrictive sur l'indice des matériaux utilisés pour fabriquer ces filtres : il n'est pas nécessaire d'avoir un rapport de 2 entre l'indice du réseau et celui du substrat. Pour les réseaux fonctionnant à l'ordre 2 cela se traduit néanmoins par des pertes par diffraction dans le substrat. On peut cependant retenir que l'indice du substrat est désormais un paramètre d'ajustement pour l'efficacité du filtre et non plus un critère déterminant pour le fonctionnement du dispositif.

## 3.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié le dessin de structures ZCGs 2D insensibles à la polarisation. L'objectif était d'obtenir des filtres de réponse spectrale proche de celle des filtres 1D étudiés dans le chapitre 2, mais ne nécessitant pas de polariseur afin de conserver la totalité du flux incident.

Dans un premier temps, le passage d'une géométrie de réseau 1D ne présentant qu'une corrugation par période à une structure 2D a été effectué en utilisant un réseau carré formé par le croisement à 90° des barres du réseau 1D, ainsi que déjà effectué dans la littérature [152]. Afin d'obtenir un filtre efficace, nous avons montré qu'il suffisait alors d'effectuer un simple optimisation sur l'épaisseur du guide.

Cette approche est intéressante car, à l'exception de l'épaisseur du guide, les paramètres géométriques du réseau 2D sont identiques à ceux du réseau 1D, obtenus grâce à une approche semi-analytique ne nécessitant que peu de ressources de calcul. La conception d'une telle structure 2D est donc très rapide. Leur bande passante est cependant équivalente à celle des filtres 1D initiaux, c'est-à-dire de quelques nanomètres.

Par la suite nous avons donc cherché à augmenter la largeur à mi-hauteur de ces filtres. Deux stratégies ont été envisagées qui ont consisté à partir de la structure 2D de faible bande passante et à introduire dans son réseau une corrugation secondaire, ou bien à utiliser comme base la structure 1D doublement corruguée et à introduire progressivement différentes structurations afin d'obtenir un filtre à structure 2D symétrique. Néanmoins, ces deux approches ne nous ont pas permis d'atteindre notre objectif. Nous avons en effet mis en évidence que, lors du passage à un réseau 2D, une structure dimensionnée pour n'exploiter que les modes TE supporte bien trop de modes guidés, qui peuvent être couplés par de nombreux ordres diffractés. Il en résulte un fonctionnement complexe que mes méthodes de conception semi-analytique ne permettent pas d'étudier.

Pour résoudre ce problème, nous avons décidé de changer radicalement de mode de fonctionnement afin de profiter pleinement du caractère 2D du réseau. Nous avons ainsi développé un nouveau concept de filtre exploitant le couplage simultané d'un mode fondamental TE et d'un mode fondamental TM de même indice effectif dans des directions orthogonales. Ce mode de fonctionnement est rendu possible par l'utilisation d'un guide d'onde plan monomode surmonté d'un réseau à haut rapport d'aspect ne supportant également qu'un seul mode. En effet, les modes étant confiné dans différentes zones de la structure, leur indice effectif peut être ajusté indépendamment. Le mode TE est confiné dans le guide plan tandis que le mode TM est confiné dans le réseau. Parce que ces modes guidés sont de même indice effectif, leur couplage par un même ordre du réseau donne lieu à des résonances de Fano de longueur d'onde proches. Le couplage du mode TE donne lieu à une résonance large formant la bande de réjection, tandis que le couplage du mode TM donne lieu à un pic de transmission. Nous avons démontré, en utilisant ce type de fonctionnement, différents filtres conçus avec un réseau de Ge sur substrat de $CaF_2$, dont les bandes passantes variaient sur 3 décades, de 30 pm à 30 nm, grâce à un changement du facteur de remplissage du réseau. Si le premier ordre du réseau est utilisé pour le couplage des modes, seules deux résonances interviennent au voisinage du pic de transmission. Dans cette configuration, la tolérance angulaire et l'accordabilité du filtre sont essentiellement limitées par la largeur de la bande de réjection. Si le deuxième ordre du réseau intervient, alors la bande de réjection est bien plus large car elle résulte de l'interaction de plusieurs résonances. Toutefois, le comportement angulaire de ce type de filtre est limité par l'apparition de résonances parasites dans la bande de réjection. La plus petite taille de pixel que nous avons obtenue ici était de 40 µm, pour le filtre couplé à l'ordre 2. Cette valeur n'est qu'une estimation et, contrairement aux ZCGs purement TE n'est pas liée à un décalage ou à une atténuation de la résonance du pic de transmission, mais à la dégradation de la bande de réjection. Ainsi, il est apparu dans l'étude de la tolérance angulaire de ces ZCGs TE/TM que la tolérance de la résonance du mode TM du réseau était bien plus grande que celle du mode TE, malgré un comportement globalement complexe de la structure. En particulier, différentes géométries de filtres doublement corrugués ont été investiguées, dont l'une a permis de mettre en évidence une forte interaction des résonances du mode TE et du mode TM donnant lieu à une faible variation du pic de transmission du filtre pour un état de polarisation donné et un angle d'incidence voisin de 24°.

La fabricabilité de ces filtres a également été abordée. Outre la démonstration du fonctionnement des ZCGs TE/TM via le deuxième ordre du réseau, il est apparu que pour le filtre ZCG TE/TM couplé par l'ordre 1 et de plus grande bande passante, le réseau de trous carrés pouvait être remplacé par un réseau de trous ronds. Ceci est plus réaliste d'un point de vue technologique, étant donné la faible

période (1.39 µm) et le facteur de remplissage élevé (0.48). Nous avons mis en évidence que les deux systèmes avaient des réponses presque identiques lorsque le facteur de remplissage des réseaux étaient proches. Néanmoins, la longueur d'onde des résonances est très sensible à ce facteur de remplissage, qui impacte fortement l'indice des deux modes.

Pour terminer, nous avons montré qu'il était possible d'adapter toutes ces différentes géométries sur un substrat « haut indice » par rapport à un ZCG purement TE, c'est-à-dire dont l'indice n'est pas inférieur à la moitié de l'indice du réseau. Cela provient directement du fait que les modes considérés sont de même indice. Le $CaF_2$ a ainsi été remplacé par du ZnS. Toutefois, dans le cas du filtre reposant sur un couplage des modes par l'ordre 2 du réseau, cela s'est traduit par des pertes par diffraction dans le substrat. Dans le cas des ZCG TE/TM, le matériau du substrat devient donc un nouveau paramètres à optimiser si l'on souhaite obtenir des performances particulières, mais n'est plus une limite intrinsèque qui conditionne totalement le mode de fonctionnement du filtre.

En conclusion, le nouveau mode de fonctionnement introduit est intéressant en cela qu'il nous a permis de trouver un point de fonctionnement très simple ne présentant que peu de résonances voisines, malgré l'utilisation de matériaux haut indice et d'un réseau 2D. Toutefois la pixellisabilité de ces filtres est encore limitée, essentiellement par la bande de réjection pour les filtres couplés par l'ordre 1 du réseau, et par les résonances multiples pour le filtre couplé par l'ordre 2.

En perspective, afin d'élargir la bande de réjection des filtres couplés par l'ordre 1, on pourrait envisager d'utiliser un guide plan encore plus fin afin d'augmenter le recouvrement du champ avec le réseau et donc sa force de couplage.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence que la tolérance angulaire des filtres ZCG TE/TM était essentiellement limités par la tolérance angulaire du mode TE du guide. Il faudrait donc ce focaliser sur ce point afin d'augmenter significativement la tolérance des dispositifs déjà obtenus.

De plus, il serait intéressant d'étudier le comportement de tels filtres pour une illumination sous faisceau de taille finie. Il serait nécessaire pour cela d'adapter la méthode de calcul de la réponse d'un filtre 1D pour un faisceau incident gaussien telle qu'utilisée dans le chapitre 2.

Enfin, il serait intéressant de disposer d'une méthode de calcul rigoureux des bandes de dispersion du filtre afin de comprendre le comportement angulaire de ces filtres. Nous pourrions également utiliser un tel code pour essayer d'introduire un nombre raisonnable de résonances TM de plus grande tolérance angulaire afin d'avoir une bande de réjection large mais également stable angulairement.

# 4

# FABRICATION

## 4.1 INTRODUCTION

Ce chapitre a pour objet la présentation des résultat de fabrication des réseaux introduits dans les chapitres 2 et 3.

Nous présenterons dans un premier temps la filière de fabrication retenue en nous basant sur les tolérances de fabrication des différentes structures de filtres.

Par suite, nous détaillerons les différentes partie de notre procédé en les illustrant par des données expérimentales.

Nous présenterons pour finir quelques résultats de caractérisation optique.

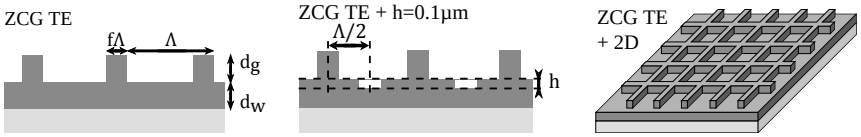
### 4.1.1 *Évaluation des tolérances de fabrication des différentes structures*

Afin d'évaluer les besoins nécessaires en matière d'équipements pour la fabrication des différents concepts de filtres, les tolérances de fabrications des principales structures sont rassemblées dans les tableaux 4.1 et 4.2. Ces tolérances sont définies comme la plage de variation du paramètre concerné autour de sa valeur nominale, telle que le décalage du pic de transmission soit inférieur à la largeur à mi-hauteur de ce dernier. Pour certains paramètres, on indiquera une seconde tolérance en considérant comme critère une transmission minimale à respecter, dont la valeur sera indiquée entre parenthèses. Pour les dessins de filtres purement TE, la tolérance sur l'épaisseur du réseau tient compte de façon empirique de la forme de la bande de réjection, afin que la transmission n'y dépasse pas 1% (ZCG simplement corrugué) ou que l'étendue de cette dernière ne soit pas trop réduite (ZCG doublement corrugué). Pour le filtre doublement corrugué, on a considéré indépendamment les variations de la largeur des créneaux du réseau principal et de la corrugation secondaire. Dans l'analyse, on pourra distinguer les dimensions verticales de l'empilement des dimensions latérales des structurations car ces dernières sont associées à des procédés technologiques totalement différents. La tolérance sur la période correspond à la plage estimée d'accordabilité que l'on peut obtenir en conservant la transmission du pic supérieure à 80% et en tenant compte de la largeur de la bande de réjection.

Le tableau 4.1 rassemble les tolérances associées aux filtres ZCGs purement TE. Concernant les épaisseurs des couches, on constate que la tolérance sur l'épaisseur du guide est beaucoup plus critique que celle sur l'épaisseur du réseau. Elle l'est d'autant plus que les filtres ont une faible bande passante. Pour ce qui est de la dimension latérale des créneaux, on note un rapport proche de 4 entre la tolérance du filtre 1D MIR et celle du filtre 2D MIR. Celle du filtre doublement corrugué est plus de 10 fois supérieure à celle du filtre 2D fin. Les plages d'accordabilité sont globalement équivalentes.

Comme on l'a vu dans le *Chapitre 2*, l'épaisseur du guide conditionne directement l'indice effectif des modes, et donc les longueurs d'onde des résonances. Localement, la relation entre les deux est linéaire. Or, par définition, la tolérance de fabrication est dépendante de la largeur à mi-hauteur du pic. Ainsi, pour un déplacement identique du pic de résonance dû à la modification de l'épaisseur du guide d'onde, la tolérance associée est plus élevée pour un filtre de plus grande largeur. C'est pourquoi la tolérance sur l'épaisseur du guide évolue linéairement avec la largeur à mi-hauteur du pic. Au contraire, le réseau influence très peu la résonance du pic de transmission, mais modifie la forme

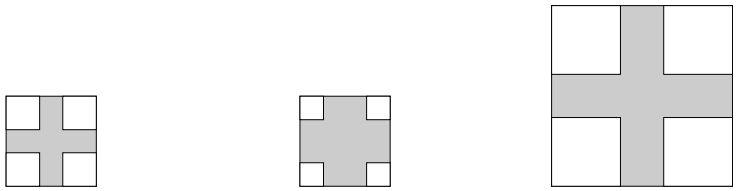
de la bande de réjection. Pour ce qui est des dimensions latérales, la diminution de tolérance entre le filtre 1D et le filtre 2D est assimilée à une influence plus importante du réseau sur le mode $TE_0$ due à l'augmentation du facteur de remplissage moyen de la maille du réseau 2D par rapport à celle du réseau 1D.




| ZCGs TE | Ref 1D MIR | Ref 1D MIR gravé | Ref 2D MIR |
|---|---|---|---|
| $\Delta d_w$ | < 5 nm, 25 nm (T > 80%) | < 30 nm | < 8 nm, 50 nm (T > 80%) |
| $\Delta d_g$ | 80 nm | 120 nm | 80 nm |
| $\Lambda\Delta f$ | < 110 nm, 270 nm (T > 80%) | > 380 nm | < 30 nm, 135 nm (T > 80%) |
| $\Delta\Lambda$ (accordabilité, T > 80%) | 120 nm | 150 nm | 150 nm |
| $\Delta h$ | – | 40 nm* | – |

TABLE 4.1 – Tolérances de fabrication des structures de filtres ZCG purement TE. Les dimensions nominales de la structure ZCG TE MIR de référence sont : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$. Seule l'épaisseur du guide plan du filtre 2D est différente : $d_w = 0.79\,\mu m$
*L'intervalle de tolérance sur l'erreur d'alignement entre les deux niveaux de gravure est de 200 nm.

Le tableau 4.2 rassemble les tolérances associées aux filtres ZCGs TE/TM.



| ZCGs TE/TM | Ordre 1 fin | Ordre 1 large | Ordre 2 |
|---|---|---|---|
| $\Delta d_w$ | > 6 nm** (T > 80 %) | 70 nm | 40 nm |
| $\Delta d_g$ | 20 nm** | 80 nm | 15 nm |
| $\Lambda\Delta f$ | < 13 nm** | 55 nm | < 13 nm |
| $\Delta\Lambda$ (accordabilité, T > 80%) | 15 nm | non accordable | 120 nm |

TABLE 4.2 – Tolérances de fabrication des structures de filtres ZCG 2D TE/TM. Les dimensions du filtre ZCG TE/TM fin couplé à l'ordre 1 sont : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$. Celles du filtre ZCG TE/TM large couplé à l'ordre 1 sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$. Enfin, celles du filtre ZCG TE/TM couplé à l'ordre 2 sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 1.2\,\mu m$, $\Lambda = 2.55\,\mu m$ et $f = 0.24$.
**Intervalle dans lequel les performances spectrales du filtre restent équivalentes à celles de la structure nominale, mais pour lesquelles la tolérance de centrage du pic n'est pas respectée.

On constate que les tolérances associées à l'épaisseur du guide sont significativement plus importantes que pour les filtres purement TE (tableau 4.1), à l'exception du filtre hautement résonant couplé à l'ordre 1 (ordre 1 fin, tableau 4.2). Au contraire, les tolérances sur l'épaisseur comme sur la largeur des créneaux du réseau sont bien plus faibles.

Cela est directement lié au mode de fonctionnement des filtres : modifier l'épaisseur du guide influence peu la résonance du pic de transmission mais agit sur la réjection, tandis que les dimensions des créneaux du réseau affectent directement le mode $TM_0$ responsable du pic de transmission.

Pour ce qui est des dimensions absolues des filtres purement TE et du filtre TE/TM à l'ordre 2 (ordre 2, tableau 4.2), elles sont du même ordre de grandeur, avec des périodes de 2.703 µm et 2.55 µm respectivement, pour des facteurs de remplissage de 0.24, soit des largeurs de créneaux de 650 nm et 610 nm. Le filtre large bande couplé à l'ordre 1 (ordre 1 large, tableau 4.2) possède une période de 1.39 µm pour un facteur de remplissage de 0.48, soit des créneaux de 670 nm de côté. Indépendamment de ses tolérances, le filtre hautement résonant est trop fin pour pouvoir être caractérisé spectralement, on ne cherchera donc pas à en faire un démonstrateur. On peut néanmoins estimer que sa fabrication demanderait des outils extrêmement performants.

Par ailleurs, l'un de nos objectifs prioritaires est de démontrer la faisabilité du filtre doublement corrugué. Ainsi, la capacité des moyens de production à aligner les deux niveaux de corrugations avec une tolérance inférieure à 200 nm sera primordiale. De plus, la taille des motifs réalisables devra être centimétrique afin de pouvoir envisager la production de matrices pixelisées de filtre.

En conclusion, on peut retirer les points suivants de l'étude des tolérances de fabrication :

— les filtres ZCG purement TE sont très sensibles à l'épaisseur du guide, mais assez peu aux dimensions du réseau,
— la capacité à aligner les niveaux du filtre doublement corrugué est cruciale,
— le filtre ZCG TE/TM à l'ordre 2 a des dimensions comparables avec des tolérances du même ordre de grandeur et devrait donc également pouvoir être fabriqué,
— le filtre ZCG TE/TM large à l'ordre 1 possède une période plus réduite et un facteur de remplissage bien plus élevé, mais ses tolérances de fabrication sont globalement du même ordre de grandeur que les filtres précédents, d'où la possibilité d'en faire un démonstrateur,
— le filtre ZCG TE/TM ordre 1 fin possède des tolérances extrêmement réduites. On ne pourra pas espérer contrôler la longueur de résonance. De plus il n'y a pas de moyen de caractérisation disponible pour de telles finesses spectrales et angulaires. On en restera donc au concept théorique.

Dans la suite, nous mettrons en relation les caractéristiques des différents moyens de production avec nos besoins.

### 4.1.2 *Le dépôt de couches minces*

L'étape de dépôt de couche mince est nécessairement la première dans mon cas, puisque le dessin comporte une couche homogène de germanium au contact du substrat. La filière de dépôt des matériaux infrarouges étant spécifique, les infrastructures de la salle blanche de Safran Reosc seront mises à profit afin de bénéficier de l'expertise de leur équipe Couches Minces.

Les dépôts de couches minces sont réalisés par évaporation [185]. C'est une méthode de dépôt purement physique reposant sur les transitions de phase du matériau à déposer. Le procédé est illustré dans la figure 4.1.

Le dépôt se déroule dans une enceinte sous vide, typiquement à des pressions inférieures à $10^{-2}$ Pa. Une source contenant le matériau à déposer est placée dans le bas de l'enceinte. Le matériau est localement chauffé par un faisceau d'électron focalisé par l'intermédiaire d'un champ magnétique, entraînant son évaporation. Il se condense alors sur des substrats disposés dans le haut de la chambre (formes bleues, figure 4.1), et dont les faces à traiter sont orientées vers la source. Les films formés sont polycristallins. La direction d'évaporation, conditionnée par la forme de la source et le caractère

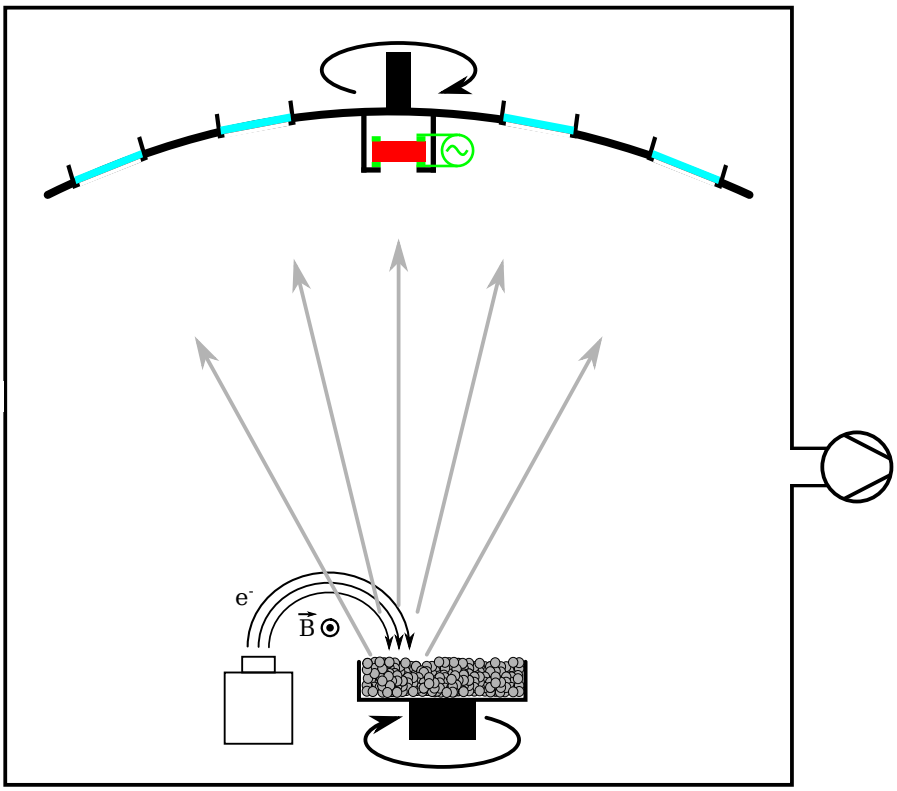



FIGURE 4.1 – Illustration schématique de la méthode d'évaporation.

étendu de la zone d'échauffement fait que le flux de matériau évaporé n'est pas le même dans toutes les directions (flèches grises, figure 4.1). La divergence angulaire du flux est typiquement de l'ordre de 30°. Pour la compenser, le substrat est mis en rotation. L'uniformité du dépôt sur un substrat de quelques centimètres de diamètre est de l'ordre de 3%.

La vitesse de dépôt est essentiellement fonction de la température de la source, le matériau s'évaporant d'autant plus vite que sa température est élevée. Celle-ci est de l'ordre de quelques nanomètres à quelques micromètres par minute. L'épaisseur de matériau déposé est contrôlée *in-situ* grâce à un moniteur à quartz piézoélectrique dont le principe de fonctionnement est le suivant : un monocristal de quartz (forme rouge, figure 4.1) couplé à un circuit oscillant (circuit vert, figure 4.1) est introduit dans la chambre de dépôt, et est soumis à un champ électrique alternatif qui entraîne sa vibration. On peut alors relier la fréquence d'oscillation du quartz à la masse de matériau déposé à sa surface. La précision de contrôle de l'épaisseur des couches associée à cette méthode est de l'ordre de 3% de l'épaisseur totale déposée. Par une calibration du dépôt, il est néanmoins possible d'atteindre une précision de l'ordre de 1%. Cela est suffisante pour garantir l'ensemble des tolérances des filtres, à l'exception des filtres ZCG TE fins. Cependant, le dépassement pour ces deux filtres ne serait pas excessif, et il serait envisageable de le corriger par un ajustement de la période.

Les défauts typiques observés lors d'un dépôt par évaporation sont liés aux contraintes engendrées dans les couches, et aux projections. La figure 4.2 illustre deux défauts typiques.

Les contraintes augmentent avec l'épaisseur des couches déposées. Elles peuvent notamment entraîner le délaminage des couches (voir figure 4.2a), ou bien la génération de fissures.

Les projections (voir figure 4.2b) sont une conséquence de l'anisotropie de la méthode de chauffage : au sein de la source, certaines zones se subliment donc tandis que d'autres sont encore à l'état solide.

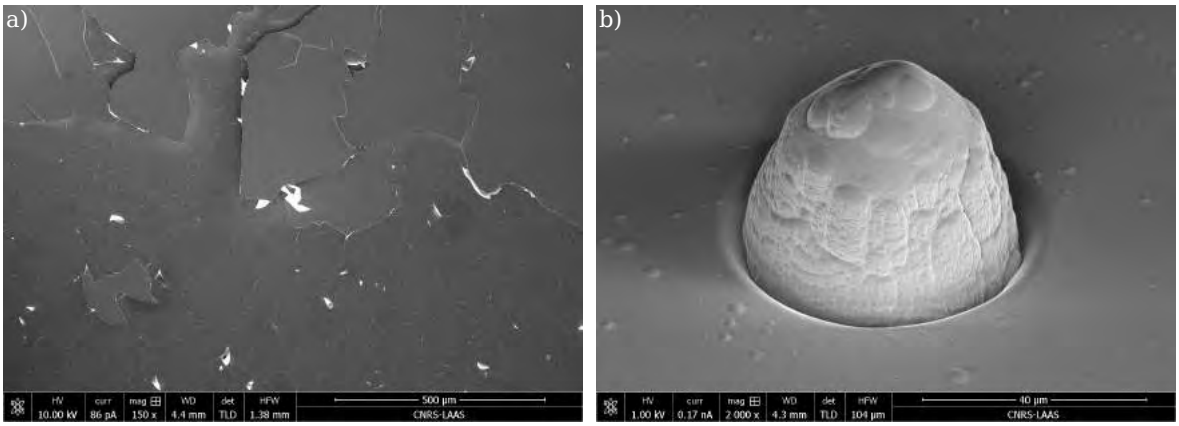



FIGURE 4.2 – Images MEB de défauts liés au procédé d'évaporation : a) délaminage des couches et b) projection.

Il en résulte des tensions importantes au sein du matériau qui peut alors éclater et projeter des blocs de matière dans toutes les directions. Ces blocs peuvent atteindre plusieurs micromètres de diamètre.

### 4.1.3 *Choix des méthodes de structuration*

Dans cette section je présenterai différentes filières envisageables pour la structuration des couches minces.

#### 4.1.3.1 *La filière micro-électronique*

L'évaporation permet le dépôt de couches minces d'épaisseur homogènes. Il s'agit maintenant de les structurer afin de former les motifs d'intérêt dans la direction normale au plan des couches. Cette étape est dite de lithographie.

Je n'envisage que des méthodes assimilées au domaine de la micro-électronique, car elles sont capables de fournir des motifs de haute résolution dont les dimensions latérales sont de l'ordre du micromètre voire bien inférieures. De plus, elles doivent permettre d'obtenir des structuration sur des extensions spatiales de plusieurs centimètres carrés, et avec une cadence compatible avec une production industrielle.

J'élimine ainsi toutes les méthodes de structuration par écriture physique directe pour lesquelles la formation des structurations est faite par ablation localisée de la matière à l'aide d'un faisceau d'ions focalisé (« focused ion beam », FIB), ou bien par déplacement d'atomes ou de petits groupes d'atomes constitutifs de la matière en utilisant une pointe de microscope à effet tunnel (STM) ou de microscope à force atomique (AFM). Ces méthodes, bien que très résolues et permettant de définir des motifs à l'échelle nanométrique, sont extrêmement lentes et ne permettraient donc pas de définir des matrices centimétriques de filtres.

Au contraire, les procédés reposant sur l'utilisation d'un masque de résine déposé à la surface de l'échantillon à structurer sont bien plus pertinents. Deux grandes familles de procédés peuvent être distinguées suivant la façon dont on procède à la structuration à partir de ce masque :

— les méthodes additives,
— les méthodes soustractives.

#### 4.1.3.2 *Méthodes additives et soustractives*

Une fois la résine structurée sur le substrat, on peut choisir d'ajouter de la matière au niveau des zones non masquées par la résine en effectuant un lift-off (méthode additive) ou de venir transférer les motifs de résine dans la couche inférieure par gravure (méthode soustractive).

*Le lift-off*

Le déroulement d'un procédé typique de lift-off est illustré dans la figure 4.3. Les étapes a), b) et c) de la figure 4.3 illustrent respectivement le dépôt d'une couche homogène de germanium, l'enduction du substrat par une couche de résine, et l'exposition de cette dernière par un faisceau lumineux. Ces trois étapes sont communes à tout procédé de structuration d'une couche de résine.

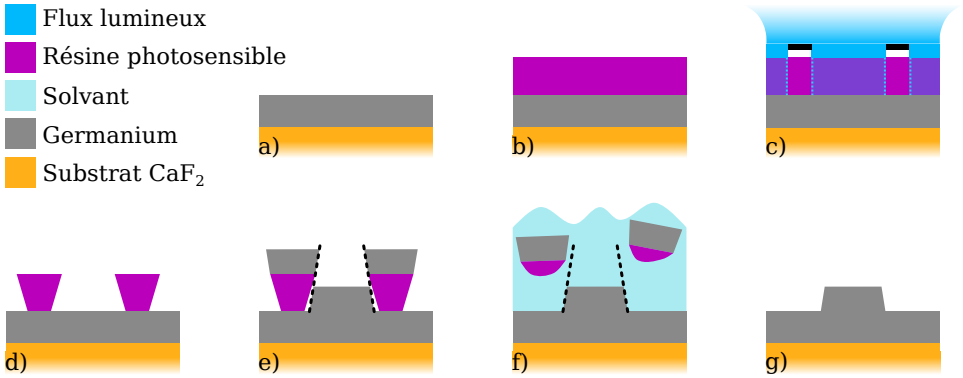



FIGURE 4.3 – Illustration schématique du déroulement d'un lift-off.

Le principe du lift-off est de venir ensuite déposer de la matière de façon anisotrope, usuellement sous incidence normale (voir figure 4.3e), sur une résine dont les flancs ont un profil rentrant, dit en « casquette » (voir figure 4.3d). Ainsi, lorsque l'échantillon est placé dans un bain du solvant approprié, la résine se dissout (voir figure 4.3f), éliminant ainsi le matériau à sa surface. Il ne reste alors que la matière initialement déposée dans les interstices de la résine (voir figure 4.3g).

La divergence du flux incident détermine la verticalité des flancs obtenus pour les structurations. La méthode de dépôt par évaporation de Safran Reosc induirait une inclinaison de l'ordre de 30° des flancs de résine (voir figure 4.1, partie 4.1.2, page 146). En utilisant des tubes devant les échantillons afin de restreindre l'ouverture du dépôt, il est possible d'en réduire l'inclinaison à environ 10°. La conséquence de cette approche est qu'un grande partie du matériau évaporé est perdue. En utilisant une méthode de lift-off, la précision sur le contrôle de l'épaisseur des couche dépend uniquement de la précision des dépôt, soit de quelques pourcents.

Bien que la verticalité des flancs ne soit pas critique pour un filtre ZCG fonctionnant à la manière d'un réseau résonant pour lequel les paramètres les plus importants sont l'épaisseur du guide (contrôle des indices effectifs) et la période du réseau (position des résonances), il est néanmoins important d'en tenir compte car la tolérance sur le facteur de remplissage du réseau ne laisse pas une marge si importante dans le dessin (tableau 4.1).

J'ai simulé l'influence de l'inclinaison $\theta$ des flancs du réseau pour les filtres 1D purement TE. La simulation RCWA est paramétrée de la façon suivante : le facteur de remplissage est défini comme le ratio de la largeur du sommet des créneaux et de la période. Les simulations sont conduites avec 10 harmoniques. Chaque créneau est découpé en plusieurs pavés superposés de même hauteur et dont la largeur est incrémentée à chaque niveau de sorte que les coins des différents pavés soient alignés sur une droite dont l'inclinaison forme un angle $\theta$ avec la normale au substrat (voir figure 4.4). Les résultats sont présentés dans la figure 4.4. Pour le filtre doublement corrugué, seule l'inclinaison des

flancs du réseau principal est considérée. Un extrait du script utilisé décrivant l'implémentation du réseau à flancs inclinés est donné dans la partie C.1 de l'annexe C, page 235.

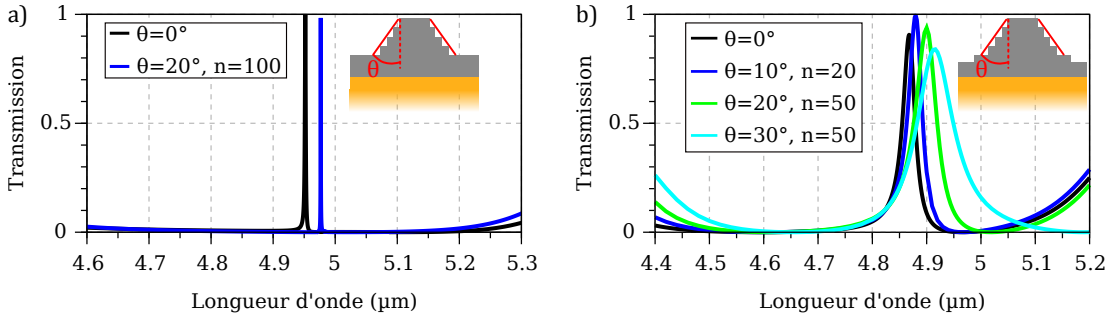



FIGURE 4.4 – Influence de la verticalité des flancs sur la réponse des filtres ZCGs 1D. a) Transmission du filtre ZCG MIR 1D de référence (courbe noire, $f = 0.24$) et d'un filtre de facteur de remplissage $f = 0.2$, dont les créneaux ont des flancs inclinés de 20° découpés en 100 niveaux. b) Évolution de la transmission du filtre ZCG MIR 1D doublement corrugué de référence à facteur de remplissage constant ($f = 0.24$) pour différentes valeurs de l'inclinaison des flancs. Les dimensions communes aux filtres sont les suivantes : $d_w = 840\,nm$, $d_g = 870\,nm$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$.

Pour une inclinaison donnée, la convergence de la simulation dépend du nombre de niveaux de découpage du créneau, mais très peu du nombre d'harmoniques. Le nombre de niveaux à considérer doit augmenter avec l'inclinaison des flancs et le facteur de qualité du filtre afin d'assurer la convergence. Pour le filtre ZCG MIR de référence, on montre dans la figure 4.4a que la réponse du filtre peut être maintenue proche de 100% pour des flancs inclinés de 20°. Cependant la largeur à mi-hauteur du filtre diminue et n'est plus alors que de 0.4 nm. Dans la figure 4.4b on voit que la transmission maximale du pic augmente dans un premier temps avec l'inclinaison des flancs où elle atteint près de 100% ($\theta = 10°$), puis décroît. La bande passante du filtre augmente avec l'inclinaison des flancs.

On peut déduire des figures 4.4a et b qu'une technique de lift-off serait envisageable, à condition d'effectuer un tubage lors du dépôt pour réduire l'inclinaison du flancs à moins de 10°. Cependant, la diminution de la bande passante du filtre fin n'est pas souhaitable. De plus, comme illustré dans la figure 4.4a, pour que les performances du filtre fin soient maintenues malgré l'inclinaison des flancs du réseau, il est nécessaire de diminuer le facteur de remplissage au sommet du réseau. Or, plus une structuration est de petite dimension, plus il est difficile de l'obtenir de façon répétable.

*La gravure*

Une voie alternative au lift-off est la gravure. Cette-dernière peut être sèche ou humide, et avoir un caractère isotrope ou anisotrope.

Une étude comparative préliminaire des méthodes de gravure sèche et humide du germanium et d'autres matériaux infrarouges à partir des équipements disponibles au LAAS et à Safran Reosc a été menée en amont de ma thèse. Je me base ici sur les résultats de cette étude.

Pour commencer, les réseaux que je cherche à structurer devant présenter une forte anisotropie de forme, j'élimine les méthodes de gravure humide qui sont isotropes.

Ensuite, parmi les méthodes de gravure sèche, les méthodes les plus pertinentes pour optimiser l'anisotropie des formes gravées se sont révélées être l'ion beam etching [1] (IBE),et la gravure ionique réactive couplée avec un générateur de plasma par induction [2] (ICP-RIE). Dans le premier cas, des ions inertes sont bombardés sur la surface à graver afin d'arracher la matière. Cette méthode est peu dépendante du type de matériau à graver, la gravure est lente, de l'ordre de quelques nm/min à quelques dizaines de nm/min, et les flancs de gravure sont typiquement inclinés d'environ 20° par rapport à la

1. Appareil faisant partie des infrastructures de la salle blanche de Safran Reosc.
2. Instrument présent dans la salle blanche du LAAS-CNRS.

normale. Pour contrôler la profondeur gravée avec cette méthode on procède à des calibrations de la vitesse de gravure, puis on estime la profondeur gravée en mesurant le temps écoulé. L'appareil n'est pas doté d'un équipement de suivi *in-situ*.

Dans la seconde méthode, il y a également bombardement ionique, mais ces ions réagissent chimiquement avec la surface. En utilisant différents gaz et en contrôlant leur proportion, il est possible de faire varier fortement les vitesses de gravure (de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres par minute) comme la verticalité des flancs (inclinaison de 90° atteignable). Cette gravure étant chimique elle dépend du matériau gravé. On peut alors introduire dans l'empilement de couches minces des couches spécifiques, appelées couches d'arrêt, dont la propriété est d'être gravées de façon négligeable par rapport au germanium pour une chimie de gravure donnée, mais de présenter la sélectivité inverse pour une autre chimie. Le contrôle de la profondeur gravée ne dépend plus alors de la maîtrise du suivi de la gravure, mais de celle du dépôt de couches minces dont la précision est bien meilleure. Lorsque l'on souhaite réaliser plusieurs niveaux de gravure, l'utilisation de ce système de couches d'arrêt impose d'effectuer les gravures dans un ordre précis : de la couche la plus éloignée à la plus proche du substrat.

*Choix de la filière de fabrication*

Dans la façon que j'ai d'envisager le fabrication de mes filtres, l'épaisseur du guide, du réseau et la profondeur de la corrugation interstitielle sont des variables totalement indépendantes dans la mesure où elles sont largement dissociées lors de la conception du filtre. Le plus logique pour moi est de chercher à préserver cette indépendance des couches en étant capable de contrôler le plus précisément et de la façon la plus décorrélée possible leur épaisseur.

Le critère principal pour le choix de la filière de fabrication est donc le contrôle de l'épaisseur des couches. La gravure IBE ne permettant pas une précision de contrôle aussi bonne que le lift-off ou l'ICP-RIE avec introduction de couches d'arrêt, elle n'est donc pas retenue. Ensuite, je préfère au lift-off une approche soustractive utilisant l'ICP-RIE pour la structuration du germanium car cette dernière préserve la verticalité des flancs, bénéficie de la même précision quant à l'épaisseur des couches, et permet un enchaînement plus fluide de toutes les étapes post-dépôt qui se dérouleront alors au LAAS [1].

#### 4.1.3.3 *La photolithographie*

La photolithographie regroupe l'ensemble des étapes utilisées en micro-électronique pour structurer la couche de résine utilisée comme masque lors des étapes de gravure ou de lift-off.

Les motifs de résines sont obtenus en modifiant la composition chimique de la résine par interaction avec des photons ou des électrons. La différence de solubilité dans une solution adaptée entre les zones ayant réagi ou non permet d'obtenir des formes de taille contrôlée. Les techniques associées peuvent être divisées en deux catégories : celles autorisant l'écriture directe dans la résine, et celles requérant l'utilisation d'un masque. Parmi ces méthodes, nous évaluerons systématiquement leurs capacités de réalignement et ne retiendrons que celles susceptibles de répondre aux exigences de réalignement telles que spécifiées dans le cas du filtre doublement corrugué (tableau 4.1).

Ainsi, bien qu'elles soient tout à fait adaptées à la production de réseaux de haute qualité, la lithographie holographique [151], et la nano-impression [186–188] sont éliminés car ils ne permettent pas d'obtenir de ré-alignement précis.

1. Il est en particulier recommandé d'effectuer la gravure immédiatement après l'étape de structuration de la résine afin d'assurer sa stabilité et la répétabilité du process

Parmi les méthodes couramment utilisées en micro-électronique permettant d'effectuer plusieurs niveaux successifs de photolithographie avec alignement, on distingue les méthodes d'insolation directes de la résine, et celles utilisant la projection de l'image d'un masque physique dans la résine.

*La photolithographie sans masquage*

Les principales méthodes sont :
— la lithographie laser,
— la lithographie électronique.

En lithographie laser, l'insolation de la résine se fait par balayage à la surface de la résine d'un faisceau laser ($\lambda = 405\,\text{nm}$). La résolution de l'appareil de lithographie laser dont nous disposons au LAAS se situe, dans des conditions optimales de fonctionnement, entre 600 et 800 nm avec une précision de réalignement comprise entre 200 et 500 nm (voir partie C.2.1 de l'annexe C, page 235). Parce que ces performances ne sont pas suffisantes, la lithographie laser n'est pas retenue pour la fabrication de nos filtres.

La lithographie électronique, dite « e-beam » (electron beam), est la méthode de photolithographie la plus résolue. En effet, elle utilise non pas un faisceau lumineux pour l'insolation de la résine, mais un faisceau d'électrons. La longueur d'onde de diffraction du faisceau est donc considérablement réduite, d'où la possibilité de résoudre des motifs de dimension nanométrique. La méthode de balayage du faisceau est relativement similaire à celle de la lithographie laser, mis à part que les résolutions d'écriture et la précision de réalignement sont inférieures à la dizaine de nanomètres. En revanche, la vitesse d'écriture de l'appareil disponible au LAAS est très faible, et son application à la structuration de réseau centimétriques est difficilement envisageable.

*La photolithographie avec masquage*

Ces méthodes utilisent un masque présentant des zones opaques et des zones transparentes, qui est interposé entre une source lumineuse et la résine. L'image du masque est alors formée dans la résine. La résolution ultime de ces méthode est limitée par la diffraction du rayonnement incident. Les raies i (365.4 nm) ou h (404.7 nm) émises par une lampe à vapeur de mercure sont usuellement utilisées pour l'illumination. Le masque est fabriqué à l'aide d'une des méthodes d'écriture directe décrites précédemment. Au LAAS, nous utilisons exclusivement la lithographie laser pour cela, l'appareil de lithographie e-beam n'étant pas équipé d'une plateforme permettant l'écriture sur des substrats de grande dimensions. Le temps passé à écrire le masque est compensé par le fait que ce dernier peut servir de nombreuses fois. En annexe sont illustrés certains de mes masques, fabriqués avec cette méthode (voir partie C.2.1 de l'annexe C, page 235).

Le masque peut être au contact de la résine (photolithographie par contact) ou en être séparé par quelques dizaines de micromètres (photolithographie par proximité). La répétabilité de la photolithographie par proximité est légèrement moins bonne, mais le fait que le masque ne soit pas en contact avec l'échantillon évite qu'il ne soit pollué ou endommagé. Pour ces deux méthodes, la taille des motifs est dans un rapport 1 : 1 avec ceux dessinés sur le masque. La mise en œuvre de ces procédés est très simple et rapide. Toutefois, la résolution qu'ils permettent d'atteindre est de 1.5 µm, avec une tolérance de réalignement de $\pm 2\,\mu\text{m}$ ce qui ne permet pas de satisfaire aux exigences de mes dispositifs.

La dernière possibilité est d'utiliser, entre le masque et le substrat, un système optique complexe. Ces systèmes, dit de photolithographie par projection, sont généralement conçus pour permettre un alignement bien plus précis que les systèmes par contact ou proximité. Certains dispositifs de photolithographie par projection sont appelés stepper car ils permettent de répéter l'insolation du masque en

différent endroits d'un substrat par décalage de ce dernier (opération « step-and-repeat »). Ce procédé est particulièrement utilisé en micro-électronique. De plus, certaines optiques permettent d'effectuer une réduction de champ, c'est-à-dire que la taille du motif dessiné sur le masque est réduite d'un certain facteur lors de son transfert dans la résine. Le LAAS est doté d'un appareil de photolithographie par projection avec réduction de champ d'un facteur 5 permettant d'atteindre des résolution de motifs de 350 nm : le Canon FPA-3000 i4. L'acronyme FPA se rapporte à « Fine-Pattern Aligner », car il permet un alignement d'une précision d'environ 60 nm des différents niveaux de photolithographie. La taille de champ standard pouvant être insolée dans la résine est de $22 \times 22$ mm. On peut néanmoins moduler cette dimension afin d'insoler des champs de taille $17 \times 26$ mm. La durée d'insolation d'un tel motif est de l'ordre de la seconde, ce qui fait que cet appareil est systématiquement utilisé dans l'industrie de la micro-électronique où il est nécessaire de combiner haute résolution et hauts rendements. Cet appareil remplit toutes les spécifications nécessaires pour la fabrication de mes dispositifs. C'est donc celui que j'utiliserai pour les étapes de photolithographie.

#### 4.1.3.4 *Conclusion*

Après avoir étudié les différentes tolérances de fabrication des différents filtres conçus durant ma thèse, j'ai opté pour une approche combinant le dépôt par évaporation d'un empilement multi-couches alternant germanium et couches d'arrêt, ainsi qu'une à deux étapes de photolithographie et de gravure suivant le nombre de niveaux de corrugation à réaliser. Les empilements seront déposés par évaporation sur les substrats $CaF_2$ au sein de la salle blanche de Safran Reosc, puis expédiés au LAAS-CNRS où j'effectuerai le reste du procédé. Pour structurer la résine, j'utiliserai un appareil de photolithographie par projection de type stepper affichant une résolution ultime de 350 nm et une précision de réalignement de 60 nm. Suite à cette étape les couches-minces seront gravées par ICP-RIE.

### 4.1.4 *Procédé complet*

#### 4.1.4.1 *Illustration du procédé*

Le procédé complet tel que défini dans la partie 4.1.3.4 est détaillé dans la figure 4.5.

La première étape consiste à déposer les couches minces par évaporation (voir figure 4.5a). On dépose ensuite par enduction centrifuge (spin coating) sur ce substrat deux couches de résines adaptées pour les procédés haute résolution : une couche anti-reflet au contact du substrat et une couche de résine photosensible (voir figure 4.5b) On procède alors à l'insolation en utilisant le stepper (voir figure 4.5c), puis à la révélation de la couche de résine photosensible (voir figure 4.5d). La couche anti-reflet est ouverte par une première gravure ICP-RIE n'affectant pas le germanium (voir figure 4.5e). Ce dernier subit une première gravure ICP-RIE permettant d'obtenir les créneaux du réseau de plus grande épaisseur (voir figure 4.5f). Les résidus de résine sont alors délaqués (voir figure 4.5g) et on termine la structuration du premier niveau de gravure par une attaque chimique permettant d'éliminer la couche d'arrêt (voir figure 4.5h). On répète ces mêmes étapes pour le second niveau de gravure (voir figure 4.5i à 4.5o).

#### 4.1.4.2 *Etapes de développement*

Toutes les étapes ne demandent pas le même niveau d'investissement : certaines sont standards tandis que d'autres demanderont des développements spécifiques. Les verrous technologiques, étape par étape, en reprenant la numérotation de la figure 4.5 sont les suivants :

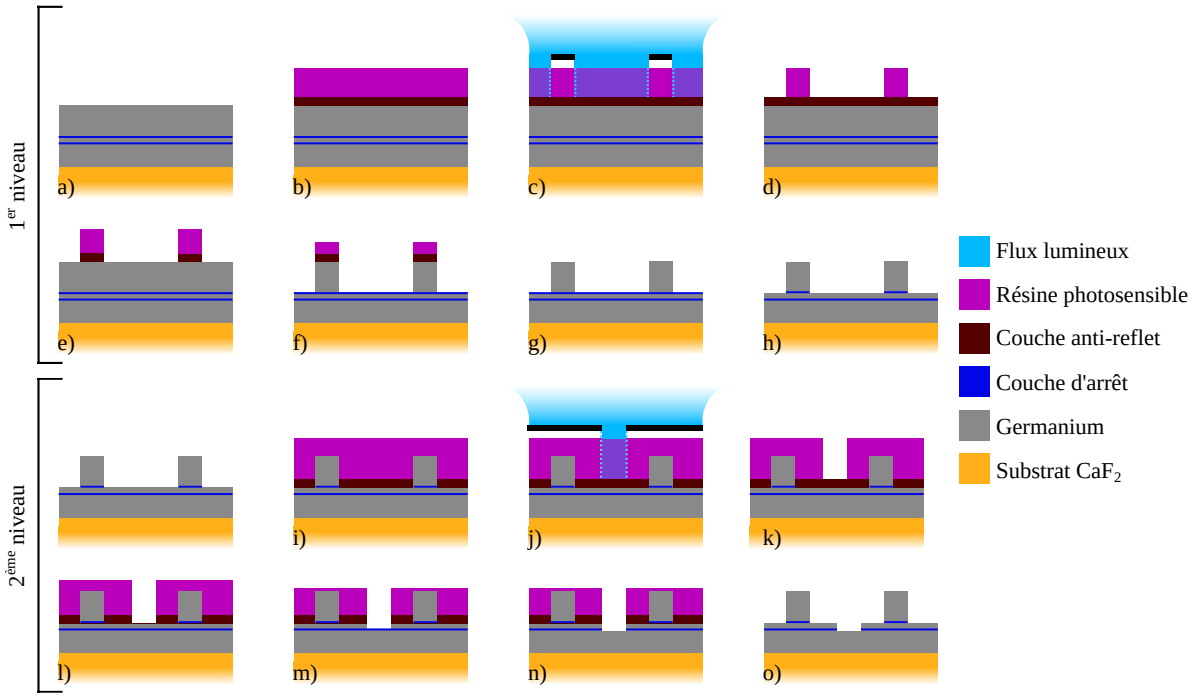



FIGURE 4.5 – Illustration des différentes étapes du procédé complet.

— b. si les résines utilisées sont standard, je dois effectuer une calibration de leurs épaisseurs respectives afin de pouvoir travailler sur différentes tailles de substrats, ce qui est nécessaire pour la mise au point de l'exposition (étape c). Par ailleurs, la fragilité et la très grande sensibilité thermique du $CaF_2$ imposent une manipulation et des étapes de recuit spécifiques,
— c. des adaptations majeures doivent être réalisées afin de pouvoir maîtriser les conditions d'insolation du stepper sur wafer 2 pouces en $CaF_2$ afin d'obtenir des résultats reproductibles,
— d. la révélation manuelle nécessite une étude du temps de développement le plus approprié, et de l'exigence en matière de répétabilité,
— f. je dois mettre au point une méthode de suivi de la gravure, car le contrôle de la vitesse d'attaque du germanium pour les protocoles de l'ICP-RIE répondant à mes exigences en matière de verticalité des flancs de gravure n'est pas satisfaisant,
— g. différentes méthodes de délaquage de la résine doivent être testées car les résidus de gravure fluorée sur germanium sont complexes à éliminer et nuiront aux fonctions optiques des filtres,
— i. lors de l'enduction du second niveau, il est nécessaire d'étudier l'homogénéité de l'enduction afin de vérifier si celle-ci permet l'exposition du second niveau et la seconde étape de gravure,
— j. considérant un état de surface acceptable de la résine, l'exposition du second niveau est l'étape la plus critique de la fabrication, et exige que je mette en œuvre un protocole strict, en particulier pour le ré-alignement,
— l. cette étape est identique à l'ouverture du BARC du premier niveau,
— m. j'effectue pour cette seconde étape de gravure du germanium un changement de recette de gravure afin d'avoir une attaque plus lente et adapterai en conséquences la méthode de suivi.

Les étapes du procédé complet (voir figure 4.5) non listées ci-dessus n'ont soit pas fait l'objet de développement particulier, soit ont été développées par d'autres personnes que moi.

### 4.1.5 *Conclusion*

J'ai choisi de me focaliser essentiellement sur la fabrication des filtres ZCGs purement TE doublement corrugués car leur architecture est la plus complexe et m'autorisera par la suite à fabriquer les filtres ZCGs purement TE simplement corrugué, voire même les filtres 2D TE/TM.

J'ai retenu pour leur fabrication une approche purement soustractive combinant deux étapes successives de photolithographie et de gravure. L'exposition de l'étape de photolithographie sera effectuée en utilisant un appareil de photolithographie par projection permettant un ré-alignement fin des niveaux de gravure. Les gravures, elles, seront faites par ICP-RIE en exploitant sa sélectivité chimique afin d'introduire des couches d'arrêt dans le dessin des filtres et de contrôler avec précision les profondeurs de couches gravées.

Ces choix technologiques devraient me permettre de respecter les tolérances de fabrication de ces filtres.

## 4.2 LA PHOTOLITHOGRAPHIE

Nous présentons dans cette partie les différentes étapes de notre procédé complet se rapportant à la photolithographie, soit les étapes b), c), d), i), j), et k) de la figure 4.5. La compréhension du fonctionnement du stepper y est cruciale. En effet, cet appareil est indispensable à la réalisation de ces étapes qui sont à la base de mon procédé de structuration, et incluent notamment l'étape de réalignement. Une analyse détaillée du fonctionnement du stepper est donc présentée dans la partie 4.2.1, mais qui pourra être omise dans une première lecture si l'intérêt du lecteur pour les subtilités de mise en œuvre de cet appareil n'est pas prononcé.

### 4.2.1 *Le stepper*

Dans cette partie sont introduites les particularités des étapes de fabrication liées à l'utilisation du stepper. Son utilisation ne pouvant se faire sans un minimum de compréhension de son fonctionnement, nous détaillerons les étapes qui en font la spécificité par rapport aux méthodes plus simples d'insolation par contact ou par proximité, à savoir le contrôle de la mise au point (focus) et de l'inclinaison (tilt), ainsi que le processus d'alignement.

#### 4.2.1.1 *Présentation du stepper*

Dans la figure 4.6 sont présentés schématiquement les différents parties essentielles pour les étapes d'insolation. Les éléments robotisés de manipulation de ces différents dispositifs ne sont pas explicités.

L'élément central du stepper est sa lentille de projection. La position de tous les autres éléments est définie par rapport à celle de son axe optique (voir figure 4.6, ligne en tirets noirs).

Le second élément fondamental du stepper est sa source lumineuse, à savoir la lampe halogène à vapeur de mercure (Hg) fournissant le rayonnement utile pour l'insolation, en particulier la raie i du mercure (365.4 nm). De nombreuses sources annexes sont néanmoins présentes, mais qui interviennent qu'à l'alignement.

Ensuite, les parties mobiles sont :

— le réticule,

— la plateforme θ-Z : ajustement de la position verticale du wafer, de son inclinaison et de sa rotation autour de son axe normal,

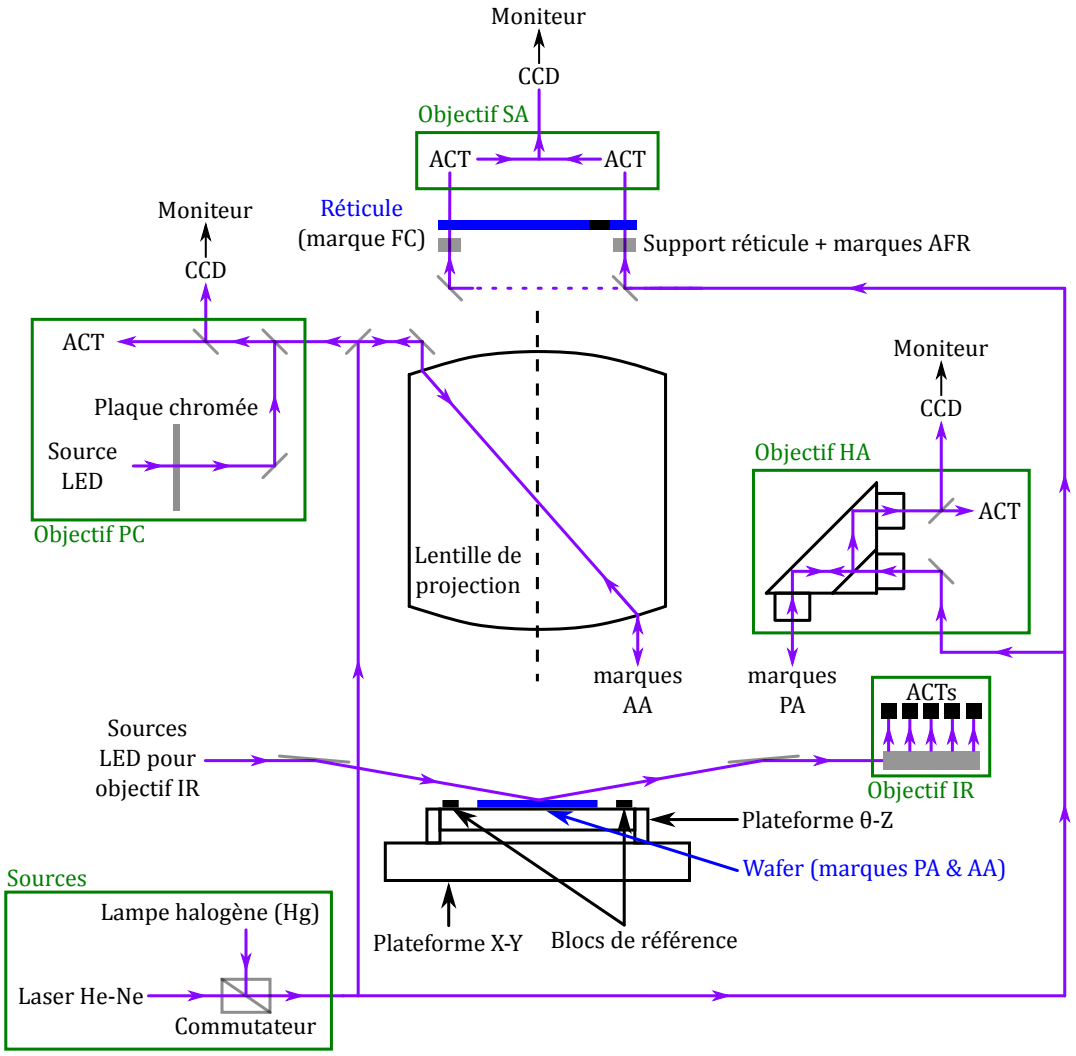



FIGURE 4.6 – Illustration schématique des différentes composantes du stepper entrant en jeu pour les étapes d'alignement.

— la plateforme X-Y montée sur coussin d'air : translation latérale de la plateforme θ-Z.

Le wafer est maintenu fixe sur la platine θ-Z grâce à un système de vide pour que les mouvements des plateformes θ-Z et X-Y en assure le positionnement précis. Afin ne pas décrire précisément les mouvements de ces deux plateformes, on parlera par la suite simplement d'alignement du wafer lorsque l'on cherchera à ajuster la position de structurations présentes à la surface de ce dernier par rapport à une référence fixe.

La mesure de l'alignement relatif entre les composants du stepper est effectuée grâce à différents objectifs :

— objectif « sur axe » (SA) : position relative du réticule par rapport à son support (la position du support est fixe et alignée sur l'axe optique de la lentille) + position relative du bloc de référence de la plateforme θ-Z et du réticule,

— objectif « hors axe » (HA) : pré-alignement (PA) du wafer par repérage de la position des marques PA présentes sur ce dernier,

— objectif à référence de plaque chromée (PC) : mesure du désalignement entre les marques de référence présentes sur une plaque chromée fixe et les marques d'« alignement avancé » (AA) situées à la fois sur le bloc de référence de la plateforme θ-Z et sur le wafer,

— objectif de mesure sous incidence rasante (IR) : évaluation de la hauteur et de l'inclinaison locales du wafer.

Les objectifs SA et HA utilisent la raie i de la lampe au mercure pour la détection des différentes marques. L'objectif PC peut utiliser la raie i du mercure, ou, pour une plus grande précision, le laser He-Ne. L'illumination de la plaque chromée est faite par une LED. L'objectif IR utilise deux sources LED. Tous les objectifs sont associés à un ou plusieurs systèmes d'acquisition, de conversion et de traitement (ACT) du signal d'illumination des marques associées. À l'exception de l'objectif IR, tous les objectifs sont reliés à un écran en façade du stepper. Cela permet de suivre en temps réel le déroulement des différentes phases d'alignement ainsi que d'exécuter manuellement certaines tâches.

#### 4.2.1.2 *Spécifications nominales*

Le stepper Canon du LAAS est un instrument de photolithographie classiquement utilisé dans l'industrie de la micro-électronique. Il est conçu pour atteindre de hauts rendements, plus de 83 wafers par heure à raison de 32 expositions par wafer dans le cas d'une utilisation avec des wafers de silicium de diamètre 150 mm. Ces wafers, communément appelés « wafers 6 pouces », ont des dimensions standardisées, données dans le tableau 4.3.

| Epaisseur | Orientation | TTV [1] | Arc [2] | Rugosité [3] | Planéité [4] |
|---|---|---|---|---|---|
| $675 \pm 20\,\mu m$ | $< 100 >$ ou $< 111 >$ | $< 10\,\mu m$ | $< 40\,\mu m$ | $< 1\,nm$ | $< 1\,\mu m$ |

TABLE 4.3 – Spécifications géométriques détaillées des wafers 6 pouces standards telles que données par un fabricant [189].

L'insolation des wafers par le stepper se fait par projection avec réduction de champ. Dans cette configuration, et contrairement à une insolation par contact ou par proximité, le réticule sur lequel sont dessinés les motifs à transférer est séparé du wafer par le système optique. Ce dernier, appelé lentille de projection (voir figure 4.6) a la propriété de pouvoir faire l'image du réticule sur le wafer en réduisant la taille de celle-ci d'un facteur 5. Il y a deux avantages principaux à ce mode de fonctionnement : le réticule n'est pas pollué par la résine présente sur le wafer, et il est possible de résoudre des motifs de bien plus petite dimension qu'avec tout autre dispositif de lithographie optique. Ainsi, l'utilisation de la lentille avec réduction de champ par 5 et ouverture numérique (NA) de 0.63 combinée à une lumière UV (365.4 nm) permet d'afficher une résolution théorique de 350 nm. Cette valeur est obtenue pour une épaisseur de résine de 700 nm, dans des conditions de fonctionnement optimales du stepper (utilisation d'un wafer 6 pouces dans notre cas). Le contrôle sur la position verticale du waist du faisceau est de 100 nm. Les spécifications optimales en matière de distorsion de l'image et d'uniformité d'illumination sont respectivement de 50 nm et $\pm 1\%$.

La tolérance théorique d'alignement fin entre deux niveaux de photolithographie est de 60 nm.

Le réticule utilisé est une plaque en quartz carrée de 6 pouces de côté dont une face, initialement recouverte d'un dépôt de chrome, a subi une étape de photolithographie par écriture laser directe. De la qualité de cette étape dépend directement la qualité des motifs obtenus par projection (voir partie C.2.1 de l'annexe C, page 235).

Au LAAS, la taille typique du champ insolé sur le wafer est de $21 \times 24$ mm. Par translation de la plateforme X-Y, il est possible de répéter l'insolation de ce champ sur toute la surface du wafer. On parle de procédé « step-and-repeat », ce qui est également une spécificité du stepper. Par la suite, on parlera de puce ou de cellule afin de désigner un champ insolé. Grâce à un système de 4 lames mobiles,

1. « Total Thickness Variation », écart entre les valeurs maximale et minimale mesurées pour l'épaisseur du substrat.
2. Hauteur entre la surface sur laquelle est déposée le wafer et le centre de la surface la mieux ajustée à la courbure du wafer.
3. Rugosité arithmétique de la surface.
4. Déviation maximale de la surface polie par rapport à un plan de référence passant par ses extrema.

il est possible de masquer partiellement le réticule afin de n'en utiliser qu'une partie à l'exposition. Ainsi, en pratique on pourra scinder le réticule 4 ou 9 parties afin d'obtenir des champs des dimensions respectives $12 \times 10.5\,\text{mm}$ et $8 \times 7\,\text{mm}$. Cela permet notamment de disposer différents niveaux de photolithographie sur un même réticule.

Par la suite, nous continuerons à donner les tailles des cellules ou des structurations telles qu'obtenues après insolation au niveau du wafer, par opposition aux dimensions des motifs présents à la surface du réticule.

#### 4.2.1.3 *Modalités d'exposition*

En photolithographie par projection, le faisceau incident doit avoir, localement, une dimensions latérale équivalente à la résolution des structurations que l'on souhaite obtenir. Ces résolutions sont atteintes en utilisant un rayonnement incident UV (raie i du mercure à 365.4 nm) afin de limiter la diffraction et en focalisant fortement le faisceau. Ce deuxième point a pour conséquence que le faisceau incident possède une faible profondeur de champ et une grande ouverture numérique (NA). Elle est de 0.63 pour nos insolations. En faisant l'approximation que le faisceau incident est gaussien, un ordre de grandeur de sa largeur minimale, atteinte au point de focus, est donné par la formule 4.1 :

$$2w_0 = \frac{2\lambda_{Hg,i}}{\pi \arcsin(NA)} = 340\,\text{nm} \tag{4.1}$$

Cette valeur correspond approximativement à la résolution ultime annoncée pour le stepper (350 nm, partie 4.2.1.2, page 156). La largeur du faisceau à une distance z du point de focus est donnée par la relation 4.2 :

$$w(z) = 2w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \tag{4.2}$$

avec

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{2\lambda_{Hg,i}} = 500\,\text{nm} \tag{4.3}$$

la longueur de Rayleigh, aussi appelée profondeur de champ.

*Définition du focus et du tilt*

La position relative entre le point de focus défini précédemment et la surface du substrat (sans tenir compte de la résine) est simplement appelée focus. Considérant une résine d'épaisseur 1 µm déposée sur le substrat, et faisant l'hypothèse que le focus est de 0 µm (point de focus à la surface du substrat), alors la taille du faisceau à l'interface entre l'air et la résine est d'environ 640 nm soit près du double de la largeur du faisceau au point de focus.

Cette différence, due à la divergence du faisceau n'est pas négligeable, par rapport à la dimension latérale des structurations insolées. C'est pourquoi il est primordial de pouvoir mesurer et contrôler le focus avec une précision bien inférieure à la profondeur de champ. En l'occurrence, le stepper assure une répétabilité de l'ordre de 100 nm (voir partie 4.2.1.2, page 156).

Comme la surface du wafer n'est pas parfaitement plane (voir les spécifications des wafers données dans le tableau 4.4), sa position est évaluée au sein de chaque cellule insolée. Par abus de langage, cette étape est appelée « mesure du focus ».

À la mesure du focus, s'ajoute une évaluation de son inclinaison locale (tilt).

*Mesure du focus et du tilt*

Pour effectuer la mesure du focus d'un point de l'échantillon, un signal lumineux est envoyé en incidence rasante sur le wafer (voir objectif IR, figure 4.6, page 155) où il est réfléchi et capté par un détecteur CCD. L'intensité et la position du spot sur ce dernier sont alors mesurées. De la comparaison entre cette mesure et un étalonnage sur une référence de position connue est déduite la hauteur locale du wafer. Deux sources LEDs de longueurs d'onde très proches sont utilisées afin de pouvoir s'affranchir des effets d'interférences ayant lieu lorsque le wafer est enduit de résine. Ce principe de mesure conditionne la hauteur maximale de substrat admissible par le stepper : 1250 µm.

Chaque faisceau lumineux en sortie des sources LEDs de l'objectif IR est séparé en 5 voies, qui sont analysées simultanément sur des détecteurs indépendants. Ainsi, le système optique complet dispose d'un ensemble de 5 canaux, donc 4 sont aux coins d'un carré de 22 mm de côté et dont le dernier est au centre. Cette dimension est liée à la taille maximale du champ pouvant être insolé par le stepper (voir paragraphe *La photolithographie avec masquage*, page 151). Suivant la taille de la cellule insolée, la mesure focus varie :

— pour des cellules de côté supérieur à 10 mm, il est recommandé d'utiliser tous les capteurs lors de la mesure du focus. La correction du focus est la moyenne des valeurs sur les 5 capteurs,
— pour des cellules de côté inférieur à 10 mm, il est conseillé de n'utiliser que la mesure issue du capteur central.

La mesure du tilt exploite toujours les mesures de focus des 5 capteurs. La correction du tilt ne peut donc être appliquée sur une cellule donnée que lorsque les 5 capteurs y sont disponibles. En effet, la correction du tilt est faite en considérant comme surface de la cellule le plan ajusté aux mesures de focus des 5 capteurs par la méthode des moindres carrés. Dans le cas où seul le capteur central est pris en compte pour la mesure du focus, le plan moyen calculé passe nécessaire par ce point.

Or, une mesure simultanée par les 5 capteurs sur une même cellule n'est pas toujours possible. En effet, tenant compte de l'écartement entre les différents capteurs du dispositif de mesure du focus et du tilt (22 mm de côté), les 5 capteurs ne sont inscrits sur la surface du wafer qu'à condition que le capteur central soit à une distance supérieure à $11 * \sqrt{2} = 15.5$ mm du bord. De plus, il est recommandé d'exclure une zone de 3 mm en bord d'échantillon de la mesure du focus pour tenir compte des effets de bord à l'enduction. Cela signifie que la mesure du tilt ne pourra être faite que pour des puces centrées à une distance d'environ 18.5 mm du bord. Sur celles-ci, plusieurs mesures du focus sont effectuées avec différentes positions des capteurs afin d'obtenir une correction optimisée du tilt. Ce processus est appelé « Tilt Pattern Offset Compensation » (TPOC).

Pour l'insolation d'une résine déposée sur un niveau structuré, la mesure du focus peut-être améliorée afin de tenir compte de ces corrugations. Un seul point de mesure par cellule ne suffisant plus, nous configurons le stepper de sorte qu'il échantillonne les mesures selon une croix dont le centre est confondu avec celui de la cellule, et dont les axes sont parallèles à ses bords (voir figure 4.7). Cette orientation particulière est choisie car elle correspond à celle des réseaux du réticule. La correction du focus sur le deuxième niveau est dite « Focus Pattern Offset Compensation » (FPOC), de la même manière que la correction du tilt (valable même sur le premier niveau) est appelée TPOC.

*Correction du focus et du tilt*

À partir des mesure de tilt et de focus est ajustée la hauteur et l'inclinaison du wafer grâce à la plateforme θ-Z. Celle-ci est dotée de deux systèmes imbriqués : le premier, supportant le wafer, permet d'effectuer une rotation « grossière » de θ, tandis que le second en gère la rotation fine et le tilt par l'ajustement différentiel de la hauteur en différents points. La course maximum pour la rotation d'angle grossière de θ est de $\pm 1\,^\circ$ avec une répétabilité de $\pm 2'$. La course pour l'ajustement fin de ce même

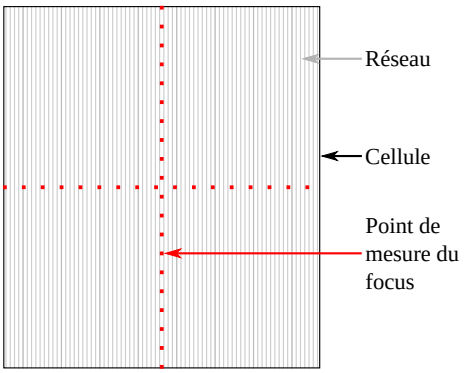



FIGURE 4.7 – Illustration schématique de l'échantillonnage des mesures du focus sur un substrat structuré (FPOC).

angle est de $\pm 20''$ avec un résolution de $\pm 0.2''$. Pour ce qui est des mouvements verticaux, on distingue d'une part la course verticale utilisée pour ajuster la surface du wafer dans le plan image de la lentille de projection, dont l'amplitude est de 6 mm, et d'autre part la course fine pour l'ajustement du tilt. Cette dernière est de 40 µm avec une résolution de 0.02 µm. La précision de positionnement en tilt de la surface est de $\pm 7$ ppm.

*La dose*

La dose est l'énergie fournie par le stepper lors de l'étape d'insolation. Elle est donnée en $\mathrm{J m^{-2}}$. Afin de contrôler précisément cette valeur, le stepper intègre dynamiquement le flux lumineux issu de la lampe et adapte le temps d'exposition en conséquence. La gestion simultanée de la dose et du focus permet de contrôler différents paramètres tels que la taille minimale des structurations accessibles, la verticalité des flancs de résine.

La mise en place d'un procédé de photolithographie passe nécessairement par un test dit de « dose / focus ». Lors de cette étape, l'insolation d'un même motif test est répétée pour un ensemble de couples {dose ; focus}, et le point de fonctionnement optimal donnant les meilleurs résultats est retenu. Celui-ci dépend essentiellement du type de résine utilisée, de son épaisseur et de la réflectivité du substrat [1].

#### 4.2.1.4 *Modalités d'alignement*

La procédure d'alignement au stepper se fait en 3 temps :

i alignement et calibration des parties mobiles et optiques du stepper,

ii pré-alignement du wafer,

iii alignement fin du wafer par rapport à l'axe optique du stepper.

*i Calibration*

Chaque insolation débute par les 4 étapes de calibration successives suivantes :

1 alignement fin du réticule (AFR),

2 alignement des plateformes (SRC),

3 compensation de la ligne de base (CLB),

4 compensation avancée du focus de la lentille (CAFL).

1. L'utilisation d'une couche de résine anti-réflective dans notre procédé (étape b du procédé illustré dans la figure 4.5) permet de limiter fortement la réflexion du flux lumineux sur le substrat, et ainsi d'avoir un procédé essentiellement indépendant du matériau du substrat.

L'objectif de cette étape est d'aligner tous les éléments mobiles sur l'axe optique de la lentille de projection afin de limiter les divers effets de déformation du champ insolé, mais aussi de garantir que la mesure de la position du wafer en vue de son alignement soit correcte.

1. Alignement fin du réticule (AFR)

L'alignement fin du réticule a pour objectif d'ajuster la position du réticule par rapport au marques d'alignement de son support (marques AFR). Ces dernières sont fixes, et précisément positionnées sur l'axe optique de la lentille de projection.

Comme indiqué sur la figure 4.6, page 155, un faisceau lumineux provenant de la lampe halogène traverse les deux niveaux de marque AFR, puis est processé au sein de l'objectif SA par un dispositif d'acquisition, de conversion et de traitement (ACT) du signal vidéo. L'écart entre les marques du réticule et du support est mesuré et corrigé itérativement.

2. Alignement des plateformes (SRC)

La SRC (« Stage Rotation Compensation ») permet d'aligner la position des deux blocs de référence fixés sur la plateforme θ-Z (un à gauche et un à droite) sur celle du réticule (voir figure 4.6, page 155). Cet alignement doit donc nécessairement être fait après l'alignement fin du réticule. La mesure de SRC est indispensable avant chaque insolation car la plateforme est montée sur coussin d'air, et la dérive de ce type de système dans le temps est inévitable. La mesure de SRC suit les étapes ci-dessous :

a) mesure de la position du réticule (AFR),

b) décalage de la plateforme X-Y de sorte que le bloc de référence de gauche qui s'y trouve soit dans la position dédiée à la mesure de calibration (dépendante de la marque recherchée),

c) focalisation d'un faisceau lumineux (ligne i de la lampe halogène) par l'objectif SA de sorte qu'il traverse successivement le réticule au niveau de ses marques d'alignement AFR puis la lentille de projection jusqu'à atteindre les marques présentes sur la plateforme,

d) mesure du désalignement sur la marque de gauche de la plateforme. L'analyse par traitement de l'image obtenue est similaire au cas de l'étape d'AFR,

e) décalage de la plateforme et mesure du décalage sur le bloc de référence de droite,

f) compensation de la dérive mesurée,

g) nouvelle mesure de la position du réticule (AFR) afin de vérifier que sa position n'a pas changé.

Les étapes d), e) et f) sont répétées 10 fois, suite à quoi la dernière mesure est enregistrée comme décalage systématique pour la plateforme θ-Z.

3. Compensation de la ligne de base (CLB)

La CLB remplit deux fonctions. Premièrement, elle consiste à mesurer le décalage entre des marques de référence présentes sur la plaque chromées de l'objectif PC et les marques AA des blocs de référence de la plateforme sous différentes conditions d'illumination : i-line ou rayonnement laser. Deuxièmement, elle permet de relier la position de l'objectif HA sur les marques PA des blocs de référence. Juste avant ces deux mesures sont relevées les positions relatives du réticule et de son support (AFR), puis du réticule et des marques d'alignement du bloc de référence (SRC).

Le trajet suivi par la lumière pour la première phase de cette calibration est assez complexe. La lumière émise par la lampe halogène ou le laser est focalisée par la lentille du projection sur les marques AA du blocs de référence où elle est réfléchie, passe à nouveau par la lentille de projection puis traverse différente lames séparatrices afin de former l'image des marques du bloc de référence sur l'ACT de l'objectif PC. En parallèle, une LED éclaire la plaque chromée, dont l'image est superposée,

sur l'ACT, aux marques du bloc de référence. Cela permet de relier la position des plateforme à celle des marques de référence de la plaque chromée, indépendamment de la source lumineuse utilisée.

La calibration de l'objectif HA est beaucoup plus simple car l'illumination est directe et ne passe pas par la lentille de projection (d'où le nom « hors-axe »).

4. Compensation avancée du focus de la lentille (CAFL)

La CAFL est une compensation de la modification de la position de focus optimale de la lentille de projection, essentiellement due à la montée en température de la lentille au fil des expositions. Je considère cette mesure comme faisant partie du processus global de calibration, mais pas de celui d'alignement, car elle ne contribue pas à la mesure d'un décalage dans le plan du wafer.

Le déroulement de cette étape est assez similaire à la méthode utilisée pour la SRC : l'objectif SA fait le focus sur les marques de mesure FC (compensation du focus) situées sur le réticule en utilisant soit le rayonnement halogène (i-line), soit le rayonnement laser. Le rayonnement traverse ensuite le réticule, puis la lentille de projection, et est réfléchi sur les marques FC présentes sur la plateforme θ-z. Contrairement au cas de la SRC, la plateforme n'est pas translatée latéralement, mais oscille de haut en bas. La position de focus optimale est la position en Z de la plateforme associée à la valeur maximale du contraste des motifs tel que mesuré par l'objectif. L'objectif IR mesure alors la position optimale de focus, ce qui permet ensuite d'ajuster finement la position verticale de la plateforme θ-Z.

*ii Pré-alignement du wafer*

Dans un second temps, on peut procéder au pré-alignement du premier niveau de gravure du wafer avec le réticule. Cet alignement se fait en 3 phases consécutives, dont les deux premières sont systématiquement exécutées, y compris avec un substrat vierge :

1 Le wafer support est positionné manuellement dans un panier afin d'être manipulé par un premier bras robotisé. La précision du positionnement est estimée à 2 mm,

2 Un second dispositif effectue un détection de bord du wafer et de son méplat, l'aligne, puis le dépose sur la platine θ-Z. La précision de centrage du wafer à l'issue de cette étape est de 30 µm.

3 La troisième phase consiste au repérage de marques dites de pré-alignement (PA) par l'objectif OA (voir figure 4.6, page 155). Une fois repérées, la platine supportant le wafer compense plus finement la rotation et décalage du wafer pour arriver à une précision d'alignement de 2 µm, nécessaire à la dernière étape d'alignement.

Cette dernière étape nécessite la sélection de 2 puces qui seront imagées par l'objectif OA à partir de la cartographie des puces insolées sur le premier niveau du wafer. Il est possible d'en choisir librement la position, en les séparant au maximum, de préférence sur une même ligne ou même colonne.

*iii Alignement global avancé (AGA)*

Cette dernière phase permet de placer le wafer dans sa position finale avec une précision de l'ordre 60 nm. Pour cela, le fonctionnement est assez proche de celui de la CLB, si ce n'est que l'alignement est fait entre les marques de référence de la plaque chromée de l'objectif PC et les marques AA du wafer. De façon similaire au cas du pré-alignement, un certain nombre de cellules sur lesquelles seront détectées les marques AA doit être sélectionné. Plus ce nombre est important, meilleure sera la qualité de l'alignement. Il est recommandé d'en sélectionner 8. Elles ne peuvent être sélectionnées que parmi les cellules suggérées par le stepper. L'ensemble des phases d'alignement est schématisé dans la figure 4.8.

L'ensemble du système {réticule + système optique d'alignement + wafer} est alors aligné sur l'axe optique des lentilles de sorte que le centre du réticule se trouve au centre du wafer. Il vient alors que, lorsqu'une sous-partie du réticule à insoler n'a pas son centre confondu avec celui du réticule, il

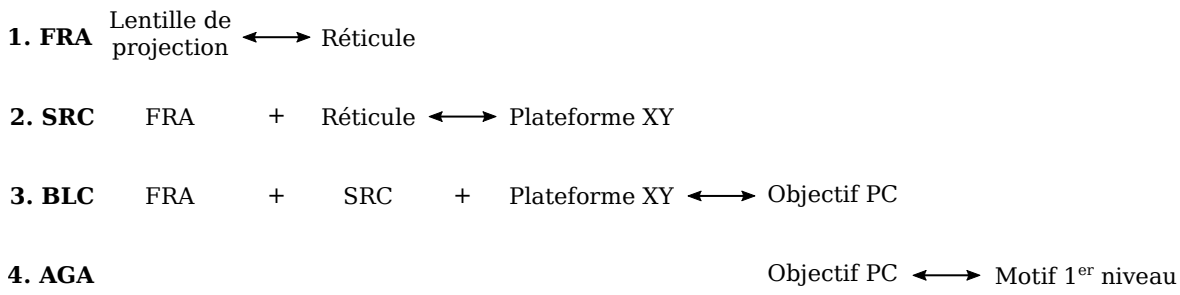



FIGURE 4.8 – Récapitulatif des phases d'alignement.

est nécessaire d'introduire un décalage systématique dans le déplacement de la platine pour que le centre du champ insolé coïncide avec celui du wafer. Cela est impératif lorsque l'on souhaite effectuer un alignement sur des niveaux placés à différents endroits d'un même réticule. La subtilité est que le nombre de capteurs disponibles pour la mesure du focus et du tilt s'en trouve réduit. En effet, le système de correction du tilt ne semble pas tenir compte de ce décalage systématique. En pratique, la zone de contrôle disponible pour la mesure du focus est donc formée de l'intersection de la surface du wafer centré sur l'axe optique de la lentille et de celle du wafer « réel » qui est translaté d'un certaine valeur, usuellement égale à la taille du champ insolé (voir le paragraphe *Mesure du focus et du tilt* de la partie 4.2.1.3, page 158, ainsi que la figure 4.14, page 172).

*En pratique*

On cherche à avoir un désalignement des niveaux de gravure inférieur à $\pm 200\,\text{nm}$, ce qui doit être accessible en configurant correctement le stepper. En effet, ainsi qu'indiqué dans la partie 4.2.1.2, page 4.2.1.2, la précision annoncée est de 60 nm. Or cette précision est atteinte lorsque l'alignement est fait avec le rayonnement laser. Celui-ci n'étant pas fonctionnel actuellement, j'ai mis en place une stratégie de contournement me permettant d'atteindre une qualité d'alignement équivalente avec la raie i du mercure. Ce procédé est itératif.

Je commence en pratique par effectuer une exposition avec alignement sur un wafer de test en silicium. Le désalignement entre le premier niveau gravé et le second niveau de résine est alors évalué à l'aide de verniers orientés selon les axes $x$ et $y$ de la cellule insolée. Deux verniers sont utilisés pour cela : un vernier de résolution 50 nm permettant de mesurer un décalage maximal de 5µm, et un vernier de résolution 20 nm pour l'ajustement fin d'un décalage inférieur à 2 µm. Cette mesure est utilisée pour compenser l'erreur de mesure systématique du système optique de reconnaissance des marques d'alignement. Afin de valider la bonne correction de l'alignement, un second wafer de test est utilisé avant de passer à l'échantillon final.

Les verniers ont été conçus pour être lisibles au microscope optique avec un grossissement $\times 100$. Pour une évaluation plus précise, on peut néanmoins les observer au MEB, comme illustré dans la figure 4.9a. Un traitement d'image simple combiné à une routine *Scilab* permettent alors d'extraire avec précision le décalage. La démarche est la suivante :

i ouverture de l'image MEB avec *Gwyddion*, (voir figure 4.9a)

ii rognage de l'image pour ne conserver que la zone avec les réseaux et correction de la rotation (fonction implémentée dans le logiciel), (voir figure 4.9b)

iii extraction depuis cette image de deux sous-images de même largeur, au niveau des deux réseaux respectifs, (voir figures 4.9c et d)

iv pour chaque image le profil d'intensité moyen des réseaux est extrait en effectuant la moyenne de l'intensité des pixels dans chaque ligne de l'image parallèle aux lignes des réseaux [1] (voir figures 4.9e et g),

v la position des pics d'intensité maximale ainsi que leur largeur est repérée avec une fonction de détection automatique intégrée au logiciel. La position du pic est affinée par une approximation quadratique sub-pixel des données. Suivant la largeur des créneaux du vernier, chaque créneau est associé à un pic (créneau de vernier surgravé ne formant plus qu'une bande fine de germanium, figure 4.9g) ou deux pics (créneau de résine ou de germanium large, figure 4.9e) auquel cas on calcul la position médiane définie par ces deux pics (voir figure 4.9f),

vi l'import sous *Scilab* de ces données me permet de les superposer et d'en déduire le décalage. (voir figure 4.9i)

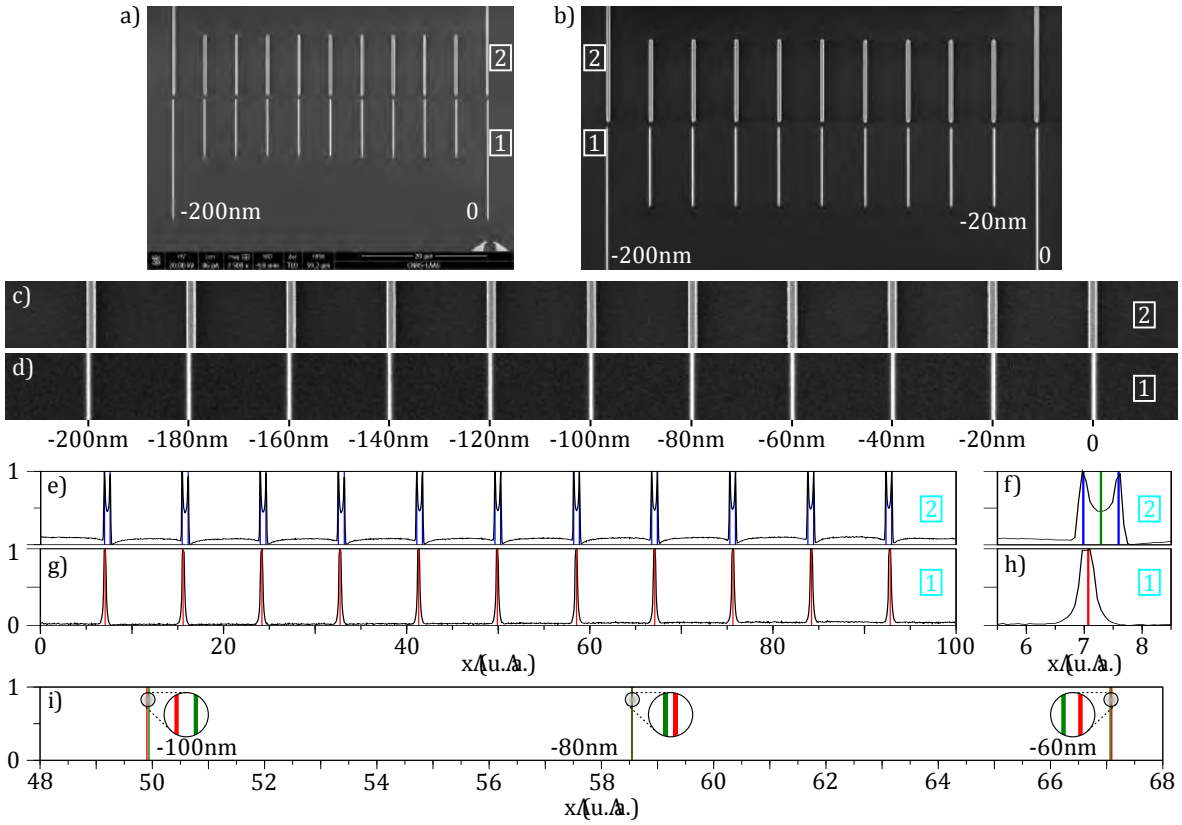



FIGURE 4.9 – Illustration de la méthode de mesure du désalignement entre les niveaux à partir de l'image MEB d'un vernier de résolution 20 nm orienté dans la direction x. Le niveau 1 est le niveau gravé, le niveau 2 est un niveau de résine. Le décalage mesuré correspond à la position relative du second niveau par rapport au premier niveau. Le désalignement entre les deux niveaux est estimé à $-80 \pm 20$ nm.

Cette façon de procéder a l'avantage d'être plus précise que la mesure au microscope optique, mais nécessite d'espacer de 1 à 2 heures les différentes expositions.

#### 4.2.1.5 *Conclusion sur le stepper*

Les principaux aspects techniques du fonctionnement du système d'alignement du stepper ont été présentés dans cette partie. Nous montrerons par la suite comment ces différents aspects rendent nécessaires une adaptation de l'ensemble de la recette d'exposition pour permettre d'effectuer une exposition de qualité sur wafer 2 pouces.

1. « Full vertical binning »

### 4.2.2 *Le substrat* $CaF_2$

Comme énoncé dans la partie 4.2.1.2, page 156, pour pouvoir utiliser le Stepper, il est nécessaire d'en respecter les standards, notamment en termes de taille de substrat (voir tableau 4.3). En effet, les éléments robotisés de manipulation des substrats et les dispositifs d'alignement du stepper ne sont pas conçus pour la prise en charge de substrats autres que 6 pouces. Si la résistance mécanique du silicium lui permet d'être produit en des disques de diamètre 6 pouces et d'épaisseur 675 µm, ce n'est pas le cas du $CaF_2$. Pour qu'un wafer en $CaF_2$ puisse atteindre un tel diamètre et être manipulé sans se briser trop aisément, il doit mesurer plusieurs millimètres d'épaisseur. Or, les marges opérationnelles du stepper autour de son point de fonctionnement standard sont très réduites, et seuls les wafers d'épaisseur inférieure à 1250 µm sont acceptés, notamment à cause du dispositif de mesure du focus sous incidence rasante (objectif IR, voir paragraphe *Mesure du focus et du tilt*, page 158).

Pour contourner ce problème, nous avons choisi de travailler sur de plus petite tailles de wafers. Pour un diamètre de 50.8 mm, le $CaF_2$ peut ainsi être usiné en des wafers d'épaisseur inférieure au millimètre. Mise à part l'épaisseur, les principales spécifications des wafers $CaF_2$ utilisés sont similaires à celles exigées par la norme SEMI pour des wafers en silicium [189], et sont données dans le tableau 4.4.

| Epaisseur | Orientation | TTV | Arc | Rugosité 1ère face | Rugosité 2nde face | Planéité |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $525 \pm 25\mu m$ | $< 111 >$ | $< 10\mu m$ | $< 30\mu m$ | $< 1nm$ | $< 2nm$ | $< 1\mu m$ |

TABLE 4.4 – Spécifications géométriques détaillées des wafers $CaF_2$.

Le $CaF_2$ étant un matériau fragile, ces substrats doivent être manipulés avec bien plus de précaution qu'un wafer équivalent en silicium. Le format demandé est d'ailleurs très rare et difficile à fabriquer, d'où un prix élevé des wafers. De plus, pour cette orientation du $CaF_2$ les axes préférentiels de clivage sont inclinés de 60° les uns par rapport aux autres ce qui ne facilite pas le clivage, et implique d'effectuer systématiquement une coupe FIB pour toute caractérisation des flancs de résine ou de gravure. Pour ces raisons, les étapes de développement du procédé seront conduites avec des substrats en silicium 2 pouces.

Mis à part les wafers de développement n'ayant pas vocation à être gravé, les wafers 2 pouces utilisés sont traités sur une à deux faces avec, en face avant, l'empilement à graver pour réaliser le filtre structuré, et, en face arrière, un empilement anti-reflet. La photolithographie se déroule sur la face avant. La dernière couche de cette surface est toujours une couche de germanium.

En pratique, il existe deux solutions pour faire accepter des wafers de taille 2 pouces au stepper :
- utiliser un support dédié permettant l'adaptation au stepper de wafers de plus petit diamètre,
- utiliser un wafer 6 pouces affiné (400 µm d'épaisseur) et extra-plat (TTV $<$ 10 µm) sur lequel on dépose une petite goutte d'eau permettant de faire adhérer, par capillarité, un wafer de plus petite taille.

Les deux méthodes ont été testées, mais c'est la seconde, initialement utilisée par Audrey Chapelle au cours d'une étude postdoctorale au LAAS qui a été retenue. Elle s'est en effet révélée plus reproductible et moins sensibles aux contaminations car le support 6 pouces peut être nettoyé au plasma oxygène.

### 4.2.3 *Procédé standard*

Le procédé de photolithographie a fait l'objet de deux étapes distinctes :

i un développement standard sur wafer silicium 6 pouces,

ii une adaptation du fonctionnement du stepper pour le travail sur wafer 2 pouces.

Le procédé standard sur wafer 6 pouces n'est pas présenté ici mais est détaillé dans la partie C.3 de l'annexe C, page 236. L'intérêt du travail sur wafer 6 pouces, est que l'on se place dans des conditions de fonctionnement optimales du stepper et matière d'homogénéité et de répétabilité du procédé. En particulier, cela facilite grandement la phase préliminaire de préparation de la recette d'exposition du stepper (voir partie 4.2.1, page 154) ainsi que l'obtention des paramètres de dose et de focus optimaux.

En effet, un test de dose/focus n'est pertinent que lorsque les paramètres de correction du focus et du tilt sur le stepper ont été correctement définis en amont. Inversement, on ne peut évaluer le bon réglage du stepper (voir partie 4.2.1, page 154) que lorsque l'on a une idée des paramètres de dose et de focus cibles.

De plus, on bénéficie pour les étapes suivantes d'un appareil entièrement automatisé qui assure une très bonne uniformité de développement et une grande répétabilité grâce à une recette standard dédiée aux motifs de dimension critique. Dans ces conditions, on considérera comme fiable le point de fonctionnement obtenu en terme de dose et de focus et on l'appliquera directement sur wafer 2 pouces.

Dans la suite de cette partie, nous n'évoquerons que les points ayant nécessité une adaptation du procédé standard.

### 4.2.4 *Enductions 2 et 6 pouces équivalentes*

L'enduction est la première étape du procédé de photolithographie, elle consiste à déposer la résine sur le substrat. J'effectuerai une enduction à chaque niveau de gravure, soit deux enductions qui correspondent aux étapes b) et i) de mon procédé (voir figure 4.5, partie 4.1.4.1, page 153).

Les points spécifiques à mon procédé sur cette étape sont les suivants :

— la calibration des épaisseurs de résine de façon à avoir une enduction équivalente sur wafers 2 pouces et 6 pouces,

— l'étude de l'homogénéité de l'enduction du second niveau,

— la prise en compte du budget thermique sur les échantillons à substrat $CaF_2$.

#### 4.2.4.1 *Calibration des épaisseurs*

Afin d'atteindre de hautes résolutions, deux couches de résine sont utilisées. La première couche, au contact de l'échantillon est une résine anti-réflective non photosensible, l'AZ® BARLi®-II, dit « BARC » (Bottom Anti-Reflection Coating). La seconde couche est une résine photosensible haute résolution, l'AZ® ECI-3012.

Il est important de pouvoir contrôler l'épaisseur de ces deux couches de résine. L'efficacité de la couche antireflet est ainsi optimale lorsque le BARC a une épaisseur de 200 nm. Pour ce qui est de l'épaisseur de la couche d'ECI, un compromis doit être fait. Plus elle est fine, plus la résolution des motifs peut être importante, eu égard à la profondeur de champ du faisceau incident (épaisseur optimale pour résoudre les dimensions critiques : 700 nm, voir partie 4.2.1.2, page 154). Elle doit cependant être suffisamment épaisse pour ne pas être entièrement consommée lors du transfert des motifs de résine dans le substrat par gravure. Compte-tenu de la sélectivité des recettes de gravure utilisées par la suite (voir partie 4.3, page 178), on doit utiliser une épaisseur de résine égale à la profondeur de matériau gravée multipliée par 1,4 environ. Nous fixons donc l'épaisseur d'ECI à 1.1 µm. Cette valeur pourra être ajustée en cas de besoin.

Le dépôt de la résine est fait par enduction centrifuge. Avec cette méthode, l'épaisseur de résine déposée est liée à la vitesse de rotation $\Omega$, à la concentration initiale de la résine en polymère $C_0$, à sa viscosité $\nu_0$ et à sa diffusivité $D_0$ par la relation 4.4 [190].

$$h_f \propto \frac{C_0(\nu_0 D_0)^{1/4}}{\Omega^{1/2}} \tag{4.4}$$

La tournette utilisée fonctionne avec un capot fermé, ce qui est plus sécurisant pour l'utilisateur, et limite la chute de poussières sur l'échantillon à l'origine de défauts (« comètes ») dans la résine. Une conséquence du fonctionnement en capot fermé et que, à vitesse d'enduction égale, l'épaisseur de la couche enduite dépend de la quantité de résine utilisée. En effet, la concentration de solvant évaporé dans le volume fixe de la tournette augmente avec la quantité de résine utilisée. Or, la viscosité $\nu_0$ d'une résine est déterminée par le taux de dilution de son polymère dans le solvant ($C_0$). La différence de taille de substrat entre un wafer 6 pouces et un wafer 2 pouces fait que la quantité de résine nécessaire est bien moins importante (4 mL pour un wafer 6 pouces et environ 0.5 mL pour un wafer 2 pouces). Afin de s'affranchir de cet effet, et donc de pouvoir travailler dans des conditions équivalentes pour l'exposition, indépendamment de la taille du substrat, il est nécessaire de calibrer la vitesse de rotation de la tournette afin d'avoir des dépôts d'épaisseur contrôlée pour les deux types de résines.

L'épaisseur de résine est évaluée de deux manières différentes :

— par ellipsométrie en utilisant les paramètres du modèle fournis dans la notice de la résine,

— par mesure au profilomètre mécanique.

Pour mesurer l'épaisseur du BARC au profilomètre mécanique, il suffit d'en retirer une fine bande de résine à l'aide d'une pince en métal. Les résultats sont présentés dans la figure 4.10a.

Le BARC est déposé sur un substrat vierge tandis que l'ECI est déposée sur des wafers enduits au préalable d'une couche de BARC déposée par enduction centrifuge à 1900 tr·min$^{-1}$ pour un wafer 6 pouces et 2400 tr·min$^{-1}$ sur 2 pouces. On en mesure l'épaisseur par ellipsométrie. Une étape de photolithographie est également effectuée pour pouvoir ouvrir l'ECI et en évaluer l'épaisseur au profilomètre mécanique, indépendamment de la couche de BARC. Les résultats sont donnés dans la figure 4.10b.

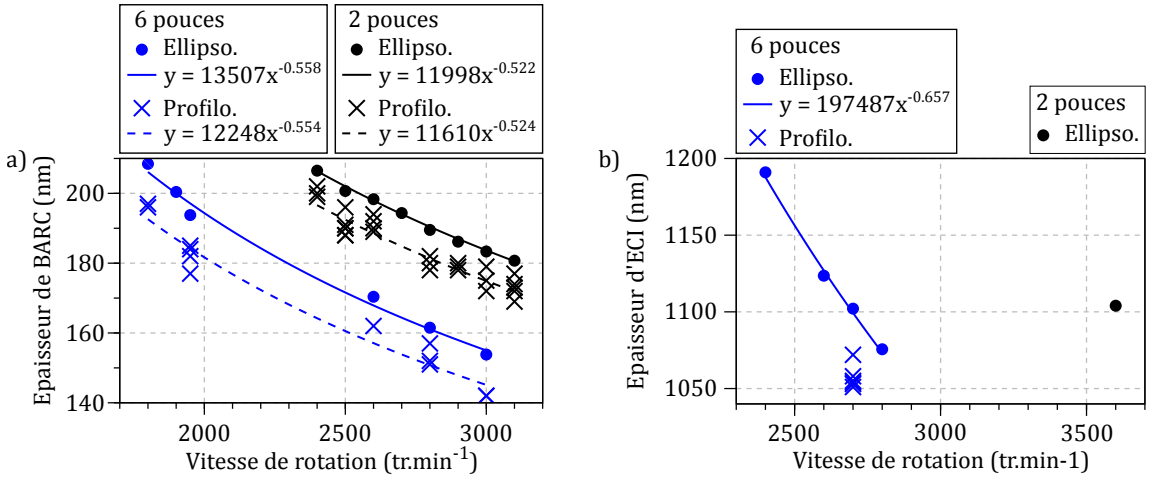



FIGURE 4.10 – Calibration des épaisseurs a) de BARC et b) d'ECI déposées sur des substrats 2 et 6 pouces. L'épaisseur est mesurée expérimentalement par ellipsométrie (points) et par profilométrie mécanique (croix). Aux données expérimentales sont superposées une courbe d'ajustement de type puissance (trait continu pour les données ellipsométriques, trait en tirets pour celui des données profilométriques).

L'épaisseur déposée pour les deux résines est une fonction décroissante de la vitesse d'enduction. Comme prévu théoriquement par la relation 4.4, les courbes expérimentales peuvent être correctement

ajustées (coefficient d'ajustement $R^2$ sur les mesures ellipsométriques supérieur à 0.99) par une fonction puissance d'exposant de -0.5.

On constate ensuite qu'à vitesse de rotation égale, l'épaisseur de la couche de BARC mesurée à l'ellipsomètre (voir figure 4.10a) est bien plus fine que celle d'ECI (voir figure 4.10b). Ceci est attribué à leur différence de viscosité $\nu_0$ (relation 4.4) : le BARC est bien plus fluide que l'ECI, il forme donc une couche plus fine.

Enfin, un écart systématique est présent entre la moyenne des mesures obtenues au profilomètre et à l'ellipsomètre. J'attribue ce résultat à l'erreur de calibration du profilomètre mécanique qui est de l'ordre de 10%. La mesure à l'ellipsomètre présente l'avantage d'être non destructive, et d'offrir un très bonne reproductibilité (écart de moins de 2 nm entre les mesures sur un échantillon donné, même séparées de plus de 24 h). Nous retenons donc une vitesse d'enduction de 1900 tr·min$^{-1}$ pour l'enduction du BARC sur wafer 6 pouces en nous basant sur ces mesures. À l'issue d'une analyse MEB (voir figure C.3 de l'annexe C, page 239), il est apparut qu'une meilleure estimation de l'épaisseur des couches peut être faite à partir des mesures par ellipsométrie à condition d'y retirer systématiquement 10 nm. Je retiendrai donc une vitesse d'enduction de 2400 tr·min$^{-1}$ pour l'enduction du BARC sur wafer 2 pouces. Nous montrerons que l'impact de cet ajustement sur la résolution des motifs de résine est négligeable.

Lors l'enduction de wafers 2 pouces traités, on observe la présence systématique de « comètes ». Ces dernières sont dues, non pas à la présence de poussières, mais à celle de projections qui sont des défauts surfaciques liés au procédé de dépôt du germanium (voir figure , partie 4.1.2). Pour limiter l'impact de ces projections, on commence par attendre que la résine se soit complètement étalée sur le wafer avant d'en lancer la rotation. Ensuite, la tournette est paramétrée pour suivre deux rampes d'accélération consécutives : une première phase de faible vitesse (500 tr·min$^{-1}$) et faible accélération (500 s$^{-2}$) durant 5 s, suivie d'une phase de 30 s de plus forte accélération permettant d'atteindre la vitesse nominale. Cela ne modifie pas l'épaisseur de résine enduite telle que calibrée puisqu'elle dépend essentiellement de la vitesse de rotation finale, et très peu du temps de rotation. La première phase d'enduction, dite « phase commune » est la même pour les wafers 2 et 6 pouces, tandis que la seconde phase de rotation rapide est dépendante de la dimension du wafer.

Les paramètres d'enduction retenus sont donnés dans le tableau 4.5.

| | **Barc** | | | **ECI** | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\omega$ (tr.min$^{-1}$) | $\dot{\omega}$ (s$^{-2}$) | t (s) | $\omega$ (tr.min$^{-1}$) | $\dot{\omega}$ (s$^{-2}$) | t (s) |
| Phase commune | 500 | 500 | 5 | 500 | 500 | 5 |
| 6 pouces | 1900 | 4000 | 30 | 2700 | 4000 | 30 |
| 2 pouces | 2400 | 4000 | 30 | 3600 | 4000 | 30 |

TABLE 4.5 – Paramètres d'enduction des résines sur wafers 2 et 6 pouces.

#### 4.2.4.2 *Enduction du deuxième niveau*

L'enduction du deuxième niveau ne se faisant pas sur une surface plane, mais sur un échantillon structuré, il est nécessaire d'observer l'aspect de la résine pour vérifier s'il permet d'assurer l'exposition du second niveau. On utilise ici des substrats de silicium 2 pouces structurés.

La figure 4.11 présente différentes vues en coupe sur des échantillons structurés et enduits de résine. Pour faciliter l'interprétation des résultats, nous avons artificiellement colorisé les différents matériaux dans le plan de clivage. Le silicium est de couleur bleue, le BARC est indiqué en jaune, et l'ECI est teintée en vert. La figure 4.11a présente un réseau enduit d'une unique couche de BARC. Dans la

figure 4.11b, un autre échantillon a été enduit d'une couche de BARC et d'une couche d'ECI. On observe une texturation prononcée de la résine sur un des côtés du réseau. Une vue plus large de ce même échantillon (voir figure 4.11c) permet de constater que la surface de la couche d'ECI est bien plane. On estime l'épaisseur d'ECI entre les réseaux à environ 1300 nm.

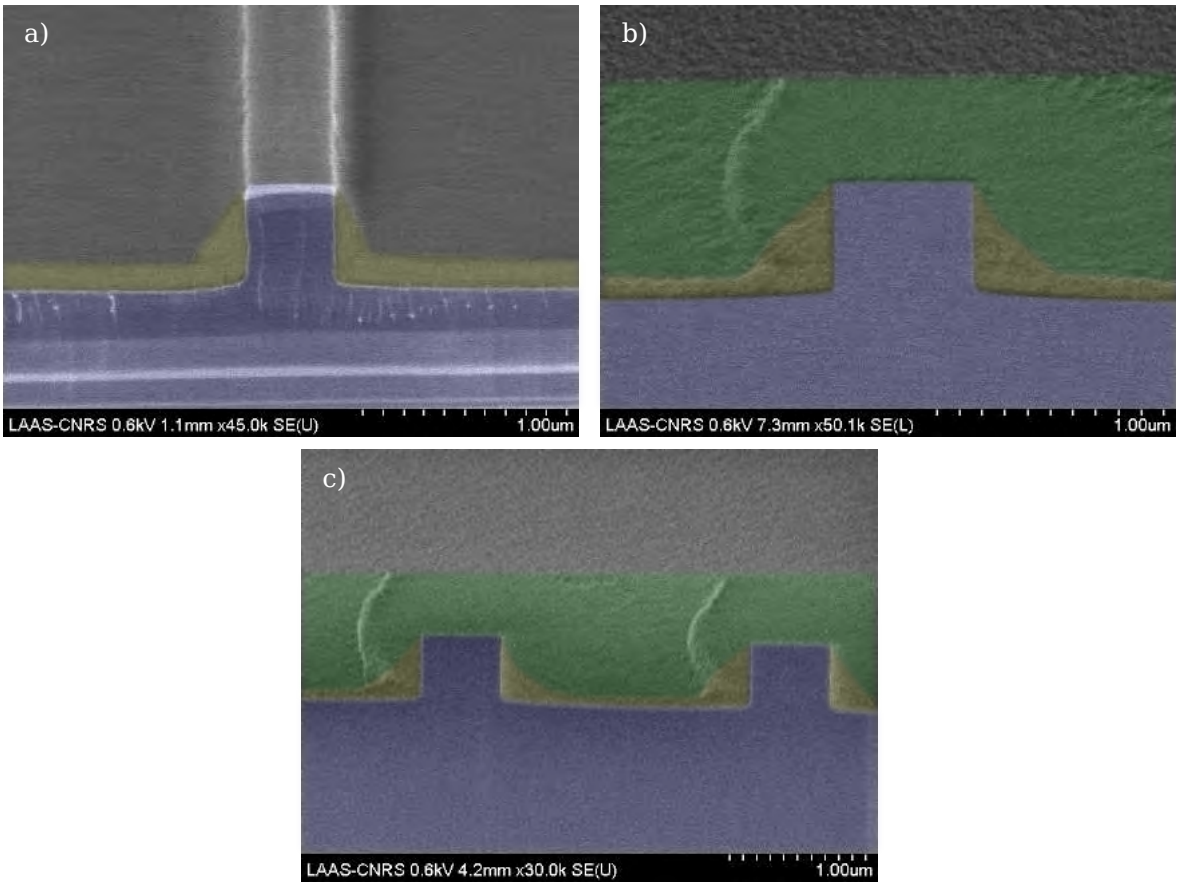



FIGURE 4.11 – Coupes MEB sous incidence oblique de réseaux gravés dans du silicium (couleur bleue) et enduits a) de BARC (couleur jaune) seul, ou b) et c) d'une couche de BARC et d'une couche d'ECI (couleur verte).

Le BARC étant une résine très fluide, il forme une couche plane d'épaisseur constante sur les aplats entre les réseaux, et n'est perturbée qu'au voisinage direct des réseaux, sur une étendue que l'on peut estimer à 150 nm (voir figure 4.11a). L'asymétrie du dépôt d'ECI est à attribuer au sens de rotation de la tournette à l'enduction.

#### 4.2.4.3 *Le recuit sur 2 pouces*

Directement après l'enduction de chaque couche de résine, un recuit appelé « softbake » est effectué. Il permet de réduire le taux de solvant dans la résine, notamment afin d'améliorer son adhérence et d'en augmenter la sélectivité à l'étape de révélation. Le recuit conseillé pour l'ECI se fait autour de 90 °C. Pour le BARC, la température nominale de recuit est bien plus élevée : 200 °C. En effet, au-delà de 170°C le BARC n'est plus affecté par les solvants de la couche de résine qui est déposée au-dessus de lui, et conserve donc ses propriété anti-réflectives.

Une première spécificité liée à l'utilisation de substrat $CaF_2$ apparaît ici. Lorsque le wafer est déposé sur la plaque chauffante, un gradient de température apparaît dans son épaisseur, entre la surface du wafer au contact de la plaque et celle au contact de l'air. Cela entraîne une dilatation inhomogène du

matériau et donc la génération de contraintes internes qui peuvent aboutir une rupture du matériau. Le $CaF_2$ est particulièrement sensible à cet effet, dit de « choc thermique ». Ainsi, il n'est pas possible, comme on le fait avec un wafer en silicium, de déposer le wafer sur la plaque chauffante à 200°C, car celui-ci explose alors directement. Il explose d'ailleurs pour des températures inférieures, dès 110°C (voir figure 4.12a). La sensibilité au choc thermique est telle que la pince utilisée pour saisir le wafer lorsqu'il est en fin de recuit doit être thermalisée, sans quoi le substrat de $CaF_2$ éclate également (voir figure 4.12b). On observe d'ailleurs très bien sur la figure 4.12a les plans de clivage à 60° du substrat.

Le recuit du BARC sur $CaF_2$ se fait donc avec une rampe de température d'environ 10 min partant de la température ambiante. Cela est suffisant lent pour que l'équilibre thermique et mécanique soit vérifié en chaque instant et que le wafer conserve sont intégrité. Le BARC étant conçu pour être très stable thermiquement, cela ne devrait pas l'affecter.

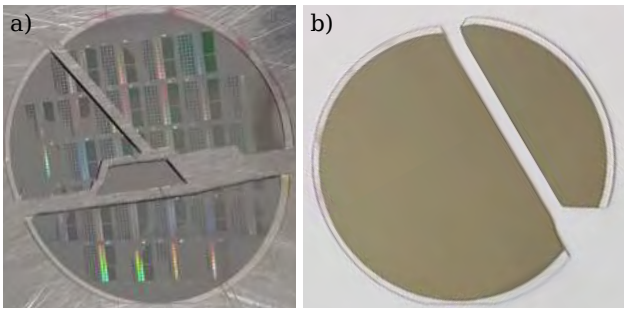



FIGURE 4.12 – a) Échantillon éclaté 1 à 2 s après son entrée en contact avec une plaque chauffante à 110°C. Mis à part le fragment central, les autres morceaux ont été développés et gravés. Les conditions d'insolation et de développement ne sont pas les conditions standards. b) Fracture de l'échantillon au contact de la pince à l'issue du recuit du BARC.

Pour le recuit de l'ECI à 90°C, le choc thermique est bien moins critique. Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer une longue rampe en température. Il suffit d'approcher le wafer progressivement de la plaque avant de l'y déposer.

#### 4.2.4.4 *Conclusion sur l'enduction*

À l'issue de cette première phase de fabrication, les épaisseurs des couches de résines ont été calibrées de sorte que les paramètres de dose/focus optimaux déterminés lors de la phase de développement standard puisse être directement adaptés au cas du wafer 2 pouces. Par ailleurs, la faible inhomogénéité de l'état de surface de la résine sur le second niveau, combinée à la tolérance du point de fonctionnement vis-à-vis du focus pour l'exposition doit permettre une exposition du deuxième niveau (voir figure 4.5, page 153, étape j) sans autre procédure de développement. Enfin, la forte sensibilité thermique du $CaF_2$ au choc thermique nous a imposé d'effectuer des mises en température très progressives de ce dernier lors des étapes de recuit.

### 4.2.5 *L'alignement*

La méthode de mise en place du substrat 2 pouces sur son suscepteur est simple mais demande une certaine habitude : après avoir fait subir au support un plasma oxygène, on dépose à sa surface une goutte d'eau puis le wafer 2 pouces. Ce dernier est positionné le plus proprement possible par rapport à de légères marques qui ont été dessinées à la pointe diamant sur le suscepteur 6 pouces en prenant comme références celles du support dédié (voir partie 4.2.2, page 164). Pour une petite taille de goutte le collage est très fort, et le wafer est immédiatement immobilisé. Cela ne permet que

rarement d'obtenir un bon centrage. Je préfère donc déposer un peu plus d'eau. Le wafer est alors encore mobile lorsqu'il entre en contact avec son substrat. Je le décale alors progressivement en des mouvements circulaires autour de la position de centrage en éliminant au fur et à mesure le film d'eau excédentaire. J'utilise pour cela une soufflette à très faible intensité. Lorsque l'adhérence est suffisante, je centre définitivement le wafer et insère le support dans le panier (voir paragraphe *Pré-alignement du wafer* de la partie 4.2.1.4). Pour décoller le wafer 2 pouces, de l'eau est déposée à sa périphérie, qui pénètre entre les wafers par capillarité et permet de les désolidariser.

Le fait de travailler avec un wafer 2 pouces sur suscepteur 6 pouces rend le processus d'alignement particulièrement fastidieux. En effet, dans la mesure où la seconde phase du pré-alignement du wafer (voir paragraphe *Pré-alignement du wafer* de la partie 4.2.1.4) est faite en considérant le méplat du support et non celui du wafer 2 pouces, l'alignement du premier niveau de photolithographie dépend uniquement de la qualité de l'ajustement manuel. Or, il est nécessaire d'ajuster manuellement la position du substrat 2 pouces par rapport à celui du support 6 pouces avec une précision meilleure que la marge de manœuvre du stepper pour le pré-alignement (voir paragraphe *Pré-alignement du wafer* de la partie 4.2.1.4), cette dernière étant nécessairement inférieure à la course de 1° de la platine θ-Z (voir paragraphe *Correction du focus et du tilt* de la partie 4.2.1.3). Il est évident que la précision sera bien moins bonne que les 30 µm atteignables pour un procédé standard.

Contrairement au cas de wafers 6 pouces, la procédure de pré-alignement ne fonctionne donc que très rarement de façon entièrement automatisée sur les wafers 2 pouces. Il est alors nécessaire de faire une recherche manuelle des deux marques d'alignement PA. Ne connaissant pas l'origine du repère utilisé par le stepper pour établir les coordonnées de ces marques, je ne peux qu'obtenir leur écart relatif et en déduire l'inclinaison des motifs insolés. Expérimentalement, toute inclinaison supérieure à 0.2° des marques PA a engendré un refus de l'échantillon à cet étape. Il peut être nécessaire de s'y reprendre à 3 voir 4 fois afin d'ajuster correctement le wafer. C'est la raison pour laquelle il est utile de ne pas complètement bloquer la position du wafer 2 pouces lors de la mise en place sur support 6 pouces.

### 4.2.6 *Paramétrage de l'exposition*

Les deux étapes d'exposition sont les plus cruciales de mon procédé, car elles déterminent la qualité des motifs du réseau.

Les problématiques des étapes d'exposition des premier et second niveaux sont différentes :

— la première étape d'exposition (étape c, partie 4.1.4.1) demande une gestion fine des capteurs de mesure du tilt et du focus (voir partie 4.2.1.3),

— en plus d'une adaptation des paramètres d'exposition du premier niveau, la seconde étape d'exposition (étape j, partie 4.1.4.1) impose une grande rigueur dans la manipulation pour permettre un réalignement de qualité.

#### 4.2.6.1 *Paramètres d'exposition*

Du paramétrage de l'exposition détaillée dans la partie C.3.2 de l'annexe C, page 237, je conserve un point de fonctionnement dose/focus qui est fixé à une dose de $1050 J/m^2$ et un focus de $-0.25 \mu m$. Je l'ai retenu à la suite d'une analyse de la qualité des motifs basée sur 2 critères :

i les flancs de résine doivent être les plus verticaux possibles,

ii le domaine de stabilité du point de fonctionnement en terme de focus, c'est-à-dire l'étendue de la plage autour de l'optimum pour laquelle l'allure des motifs reste satisfaisante, doit être la plus étendue possible.

J'ai fait ici l'hypothèse que le contrôle de la dose par le stepper est suffisamment performant pour que son influence sur la forme des réseaux soit négligeable par rapport à celle du focus et du tilt, les deux étant liés (voir partie 4.2.1.3). Je n'ai en effet pas pu trouver d'indication sur les performances du stepper en la matière. Ce critère est particulièrement important étant donné que le focus et le tilt ne peuvent être contrôlés de façon optimale sur tous les motifs insolés (voir paragraphe *Mesure du focus et du tilt* de la partie 4.2.1.3, page 158). Avec le point de fonctionnement retenu, on peut ainsi travailler entre -0.5 et 0 µm tout en conservant des flancs verticaux. En particulier, cette tolérance permet de compenser l'augmentation de 0.2 µm (passage de 1.1 µm à 1.3 µm) de l'épaisseur de résine due aux structurations du deuxième niveau (voir partie 4.2.4.2, page 167) par rapport aux conditions standards d'enduction sur wafer non structuré (voir partie 4.2.4.1, page 165).

J'ai choisi de travailler avec un réticule découpé en 9 zones (voir partie 4.2.1.2, page 156). Outre la flexibilité apportée par le fait de pouvoir dessiner plusieurs niveaux de gravure et des structures indépendantes sur un même réticule, cela me permet d'insoler un plus grand nombre de motifs à taille de substrat égale. Les motifs insolés sont alors de dimensions 8×7 mm. Je n'utiliserai donc que le capteur central de l'objectif IR pour la mesure du focus (voir paragraphe *Mesure du focus et du tilt* de la partie 4.2.1.3, page 158).

#### 4.2.6.2 *Gestion des capteurs sur le premier niveau*

Contrairement au cas des wafers 6 pouces, la répartition des motifs à insoler sur wafer 2 pouces est très critique. En effet, comme introduit dans le paragraphe *Mesure du focus et du tilt*, page 158, la correction du focus et du tilt (TPOC) ne peut se faire sur tous les motifs insolés. Le tilt ne peut être corrigé que pour des motifs dont le centre est distant d'environ 15.5 mm du bord. Pour un wafer 6 pouces la surface est suffisamment grande pour que la perte associée à cette zone soit acceptable (202 motifs restant). Sur un wafer 2 pouces dont le diamètre est de 50.8 mm, il en est tout autrement. Pour prendre cet effet en compte, nous avons ajusté la zone d'exclusion en bord de wafer ainsi que le nombre et la position des motifs à insoler de façon à vérifier les deux conditions suivantes :

— le nombre de motifs sur lesquels tous les capteurs sont disponibles doit être maximisé,
— le capteur central doit être disponible sur tous les motifs insolés.

Le résultat est présenté dans la figure 4.13.

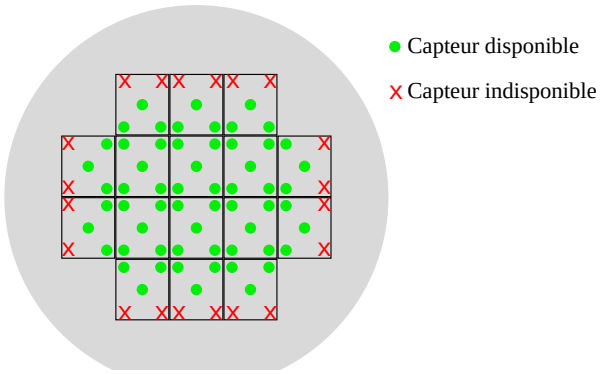



FIGURE 4.13 – Cartographie des capteurs de mesure du focus sur les différents motifs insolés d'un wafer 2 pouces pour le premier niveau.

Pour le premier niveau d'insolation, on compte donc 16 motifs insolés au total dont seuls les 6 centraux font l'objet d'une mesure du tilt, soit moins de 40% des motifs.

#### 4.2.6.3 *Gestion des capteurs sur le second niveau*

Les deux niveaux de masque se trouvent sur le même réticule. Le premier niveau se trouve au centre du réticule, tandis que le second niveau se trouve dans un coin du réticule, décalé de +7 mm en x et de +8 mm en y. Or, nous avons fait remarquer dans la partie 4.2.1.4, page 159, que cela impliquait d'introduire un décalage systématique dans la position du wafer afin qu'il soit aligné avec le centre de cette sous-partie du réticule. Or le système de mesure du focus ne tient pas compte de ce décalage, ce qui modifie encore la répartition des capteurs disponibles. Ceci est représenté dans la figure 4.14.

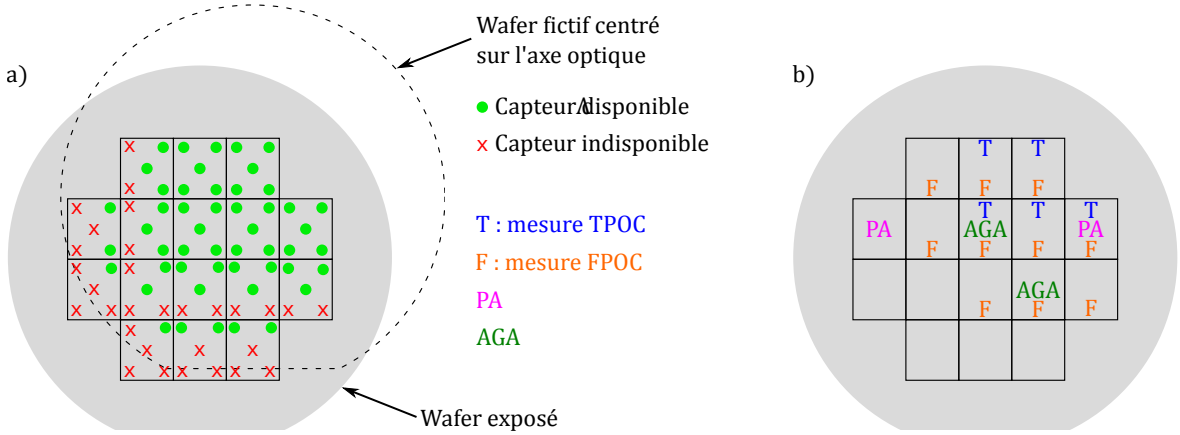



FIGURE 4.14 – a) Cartographie des capteurs de mesure du focus sur les différents motifs insolés pour le second niveau d'un wafer 2 pouces dont le 9e de réticule est décalé de +7 mm selon x et +8 mm selon y. b) Cartographie des motifs accessibles pour la mesure du tilt (TPOC), l'ajustement du focus sur motifs corrugués (FPOC), ainsi que de ceux utilisés pour l'alignement des deux niveaux (PA et AGA).

Les motifs d'alignement PA peuvent être choisis librement, et sont donc aux deux extrémités d'une même ligne. En revanche, les motifs AA permettant l'alignement AGA ne peuvent être modifiés dans la configuration choisie pour les motifs exposés, le stepper ne proposant pas d'autre option. En outre, leur position est fixe, y compris lorsque l'on considère un autre neuvième du réticule. Seuls 2 motifs sont donc accessibles contre 8 recommandés (voir paragraphe *iii Alignement global avancé*, partie 4.2.1.4, page 161).

En conclusion, insérer les deux niveaux de masque sur le même réticule pour l'insolation d'un wafer 2 pouces ne nuit pas à notre alignement, mais seulement à la correction du focus et du tilt.

#### 4.2.6.4 *Rendement des motifs du second niveau*

La résine utilisée étant positive, il est plus aisé d'obtenir des lignes fines de résine que des trous fins. En effet, les motifs insolés ont toujours une largeur inférieure à celle codée sur le réticule à cause de la diffraction qui a lieu au niveau des bords des motifs du réticule. Le facteur de remplissage de nos motifs mesuré après révélation est plus faible d'environ 0,1 par rapport à celui codé sur le réticule. Ainsi, pour obtenir une ouverture de facteur de remplissage 0,76 comme indiqué dans le dessin théorique, cela signifie que le réticule doit être codé avec une ouverture de $f = 0,86$, ce qui représente donc, hors diffraction, une ouverture d'environ 350 nm, soit la résolution ultime du stepper.

Les premiers essais sur substrat non corrugué ont montré que le rendement des motifs avec de telles ouvertures est bien trop faible : inférieur à 25%. Afin de l'augmenter, nous avons choisi d'élargir les

ouvertures pour réaliser la corrugation secondaire. On présente dans la figure 4.15 la réponse du filtre pour des ouvertures plus larges du second niveau de gravure.

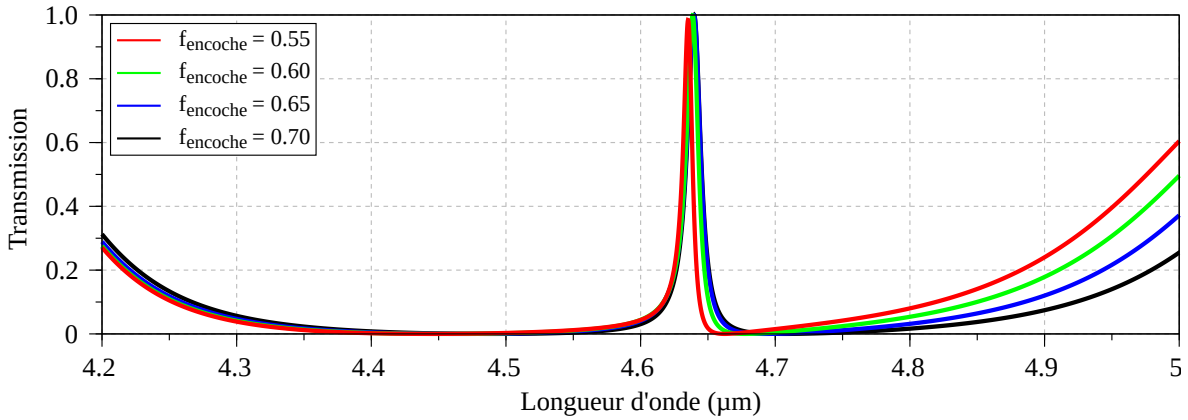



FIGURE 4.15 – Réponses en transmission du filtre doublement corrugué de référence pour plusieurs valeurs de facteur de remplissage de la corrugation interstitielle.

On constate que l'allure de la réponse reste inchangée au voisinage du pic de transmission lorsque le facteur de remplissage varie, même fortement. En revanche l'efficacité de réjection aux longueurs d'onde supérieures à la résonance diminue. Pour une preuve de concept, cela restera toutefois suffisant.

#### 4.2.6.5 *Conclusion sur l'exposition*

La différence essentielle entre une exposition sur un échantillon 2 pouces et celle d'un échantillon 6 pouces est la faible surface pouvant être insolée, eu égard au système de contrôle du tilt et du focus. Le paramétrage de l'exposition passe alors par une optimisation du nombre de capteurs utilisés pour la gestion du tilt et du focus.

Malgré cela, le faible nombre de puces pouvant être exposées conduit à un nombre très réduit de motifs nécessaires pour procéder à l'alignement entre le premier et le second niveau.

Par ailleurs, je me suis écarté de la structure théorique nominale du filtre ZCG doublement corrugué en introduisant des corrugations secondaires plus larges afin d'augmenter le rendement de cette étape. Pour maintenir les paramètres nominaux avec un bon rendement, il aurait été nécessaire de refaire un développement utilisant une résine négative.

### 4.2.7 *Développement manuel*

Le développement des wafers 6 pouces se fait à l'aide d'un équipement robotisé qui assure une très bonne uniformité de développement et une grande répétabilité (voir partie C.3.2 de l'annexe C, page 238). Or, son adaptation pour le développement de wafer 2 pouces étant trop fastidieuse pour en justifier l'intérêt, j'effectue un développement manuel. Le développement intervient dans les étapes d et k de mon procédé (voir partie 4.1.4.1, page 152). Il s'agira ici d'étudier l'influence du recuit post-exposition (PEB) et de déterminer le temps de développement adéquat.

#### 4.2.7.1 *Élimination du PEB*

La recette de révélation standard du dispositif robotisé inclue une étape de PEB par proximité à 110°C pendant 108s. Or, sachant que le $CaF_2$ est très sensible aux chocs thermiques, on cherche à limiter le nombre d'étapes de recuit. Dans la mesure où le PEB n'est en principe pas nécessaire étant

donné qu'une couche anti-réflective de BARC est utilisée, on évaluera la différence entre deux développements, avec ou sans PEB.

Pour le PEB manuel j'utilise une plaque chauffante sur laquelle l'échantillon est déposé directement sur la plaque. Je conserve alors une température de 110°C mais, l'échantillon étant en contact direct avec la plaque (contrairement au procédé automatisé), l'apport de chaleur est plus important, ce que je compense en réduisant la durée de recuit de 108 s à 90 s.

#### 4.2.7.2 *Ajustement du temps de développement*

Le développement manuel se fait en plongeant le wafer 2 pouces dans un cristallisoir 4 pouces de développeur Microposit ®MF ®CD-26 pur. Le bain est légèrement agité de façon à faire tourner le développeur du bain dans un sens, puis dans l'autre pendant à peu près la moitié du développement. Son homogénéité est ainsi améliorée. La durée de développement doit être contrôlée très précisément, à moins de 2 s près. Dès sa sortie du développeur, l'échantillon est trempé dans un cristallisoir rempli d'eau puis passé sous un filet d'eau et séché avec une soufflette.

On considérera 2 temps de développement : 40 s et 50 s que l'on appliquera à des wafers ayant subi ou non un PEB.

#### 4.2.7.3 *Conclusion sur le développement*

Nous avons fait le choix, en passant sur wafer 2 pouces, d'effectuer un développement manuel, notamment pour des raisons de flexibilité du procédé. Nous avons également éliminé de la procédure de développement standard le PEB. Les conditions de développement ont été explicitées.

### 4.2.8 *Résultats*

Dans cette dernière partie sont présentés les résultats obtenus à l'issue du processus de photolithographie.

#### 4.2.8.1 *Photolithographie du premier niveau*

La figure 4.16 présente l'allure des flancs de résine pour différentes conditions de développement.

Le réseau présenté dans la figure 4.16a ayant subi un PEB et un développement de 40 s a une allure très proche de ceux de référence obtenus sur wafer 6 pouces (voir figure 4.16e et la partie C.3.2 de l'annexe C, page 239). Le réseau ayant subi un PEB et un développement de 53 s (voir figure 4.16b) possède des flancs plus inclinés et des plots de résine moins larges. La différence entre l'image 4.16a et l'image 4.16c présentant des réseaux dont seul le premier a subi un PEB est ténue, de même qu'entre les images 4.16c et 4.16d dont les temps de développement respectifs sont de 40 s et 47 s. L'image 4.16e est une coupe MEB des réseaux tels qu'obtenus pour une insolation sur wafer 6 pouces dans des conditions proches de l'optimum. Je ne dispose pas d'image du point de fonctionnement exact.

Ces résultats permettent d'affirmer que l'on est capable d'obtenir localement, pour une insolation sur un wafer 2 pouces, des résultats équivalents à ceux obtenus dans les conditions de fonctionnement optimales du stepper. Par ailleurs, le peu de différence entre les images 4.16a et 4.16c confirme le fait que le PEB n'est pas nécessaire pour obtenir des flancs de réseau verticaux et lisses. La couche anti-reflet de BARC a donc été correctement calibrée et remplit bien son rôle. De plus, on constate que l'allure des réseaux n'ayant pas subi de PEB reste de bonne qualité sur une plage étendue de temps de développement (7 s). Ce temps de développement ainsi que la tolérance associée sont suffisamment élevés pour que l'on puisse avoir un développement répétable. L'allure légèrement incurvée des réseaux

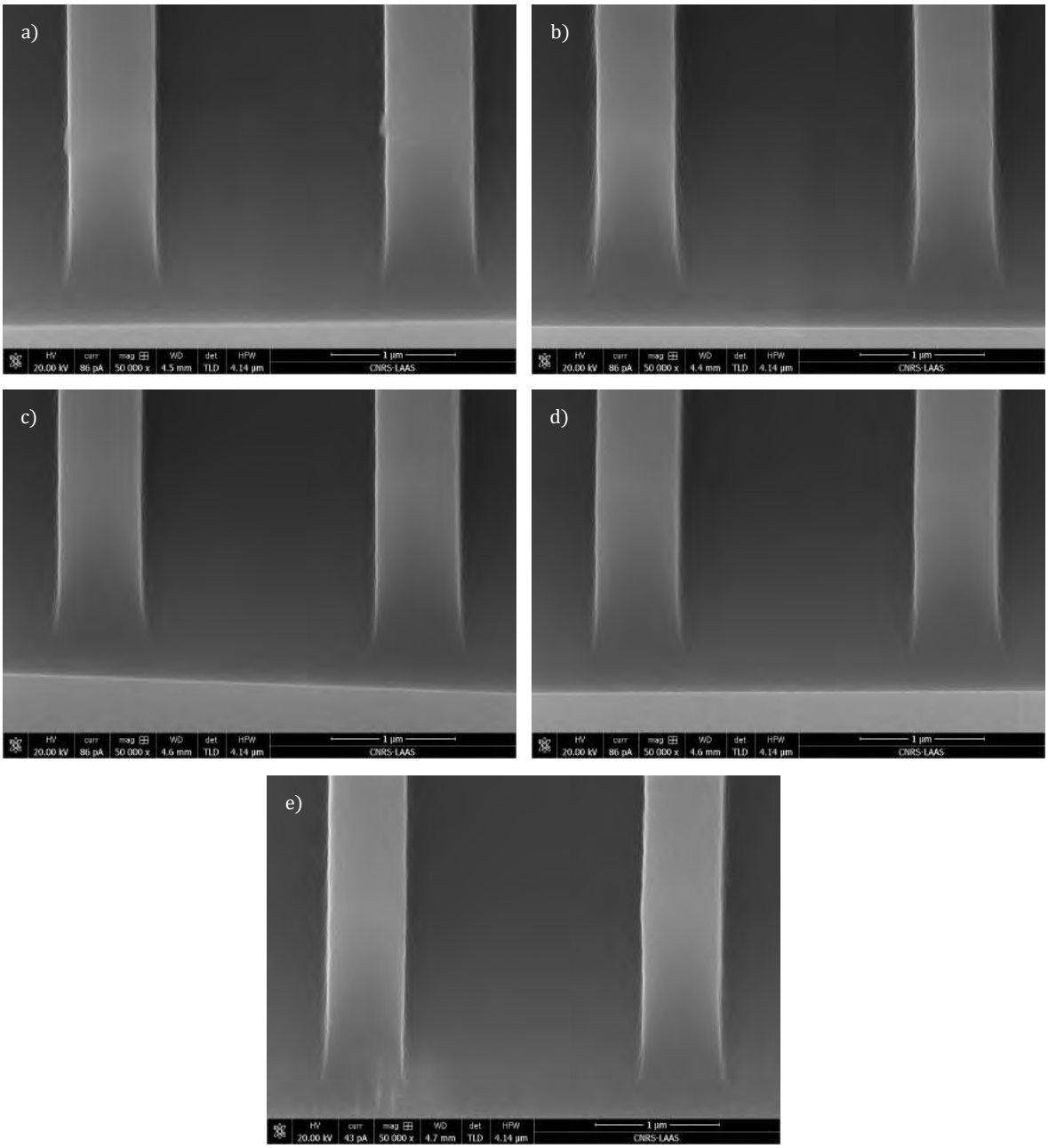



FIGURE 4.16 – Vue MEB en coupe sous une incidence de 52° de réseaux de résine insolés sur wafer 2 pouces développés dans les conditions suivantes : a) PEB + développement 40s, b) PEB + développement 53s, c) pas de PEB, développement 40s, d) pas de PEB, développement 47s. e) Vue MEB dans les mêmes conditions d'observation, d'un réseau obtenu avec le procédé standard sur wafer 6 pouces avec une dose de 1050 $J \cdot m^{-2}$ et un focus de - 0.3 µm.

présentés dans la figure 4.16b est caractéristique de réseaux légèrement sur-développés. Je veillerai donc à ce que le développement ne dépasse pas 47 s.

Par la suite, j'effectuerai ainsi un développement manuel sans PEB, avec un temps de développement de 40s.

Dans les figures 4.17a et 4.17b sont présentées la cartographie des réseaux insolés dans les conditions standards (voir partie 4.2.6.1). La disposition des images correspond à celle de la matrice d'exposition telle que décrite dans la figure 4.13, page 171. Les changements de teinte sur les différentes images ne sont dus qu'à différents réglages de la luminosité et du contraste au MEB. Sous incidence nor-

male, la qualité d'un motif peut être évaluée en considérant la finesse de arrêtes en bord de réseau et l'homogénéité de l'aspect du haut des créneaux.

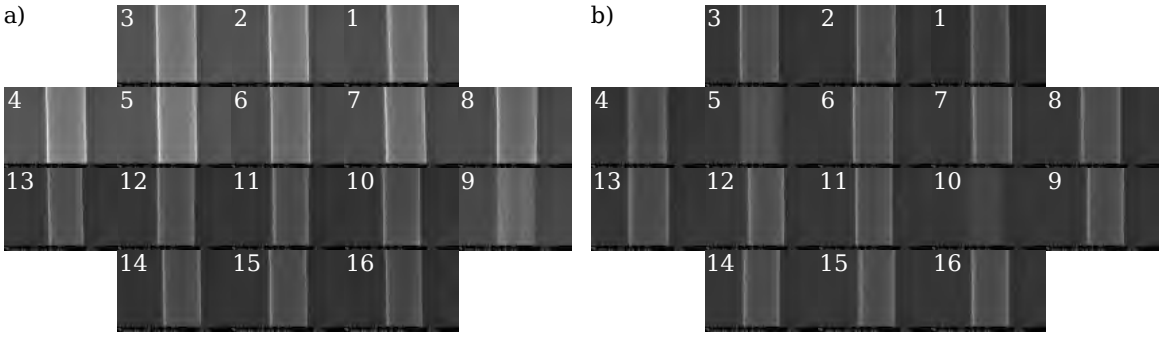



FIGURE 4.17 – Cartographie MEB sous incidence normale des réseaux insolés pour tous les motifs de deux wafers distincts. La bande claire dans chaque motif correspond au plateau supérieur du créneau d'ECI. Les conditions de d'insolations et de développement sont les conditions standards. Le numéro indiqué en bleu clair sur chaque image définit l'ordre d'insolation tel qu'effectué par le stepper.

Sur le wafer a (voir figure 4.17a) seul le motif 9 présente des flancs dégradés. En ce qui concerne le wafer b (voir figure 4.17b), seuls les motifs 5 et 10 ne sont pas conformes. Il est rare d'observer plus de 3 motifs dégradés sur les insolations du premier niveau de résine, ce qui donne un rendement supérieur à 80%. Pour comparaison, le rendement sur wafer 6 pouces est de l'ordre de 100%.

On distingue trois causes principales pour les motifs non conformes :

i un film d'eau non uniforme ou des impuretés entre le support et le wafer 2 pouces,

ii la non-homogénéité du développement manuel,

iii la forme du wafer.

La première cause de non uniformité des motif est limitée en effectuant systématiquement un plasma $O_2$ sur le support avant chaque insolation, et en éliminant le plus d'eau possible lors de l'étape d'adaptation du wafer 2 pouces sur son substrat 6 pouces (voir partie 4.2.5, page 169).

Ensuite, malgré la rotation du cristallisoir dans différentes directions, on peut voir lors du développement que les motifs en bord de wafer sont révélés plus rapidement.

Enfin, on a constaté que l'état de surface de certains wafers avec substrats $CaF_2$ ne permettait pas une bonne correction du tilt par le stepper. Cela pourrait résulter des contraintes engendrées par le dépôt des couches minces comme de la condition initiale des substrats. N'ayant pas effectué de mesure de la courbe et du parallélisme des faces, avant et après dépôt je ne peux distinguer ces deux effets.

#### 4.2.8.2 *Photolithographie du second niveau*

Les étapes précédentes étaient focalisées sur la photolithographie du premier niveau, passons maintenant au second niveau. Nous étudierons l'homogénéité de la couche de résine déposée sur les réseaux pour ensuite discuter le rendement de cette étape et terminer par la mesure du décalage entre les niveaux de photolithographie.

De la même façon que dans la partie 4.2.8.1, on présente dans la figure 4.18 l'homogénéité de l'insolation pour des motifs de facteur de remplissage codé égal à $0,78$. Malgré la diminution du facteur de remplissage du réticule, on n'atteint qu'un rendement de 75% pour cette insolation. Il est probable que cette baisse de rendement par rapport à l'exposition du premier niveau soit en partie due à la diminution du nombre de capteurs de correction du tilt et du focus telle que détaillée dans la partie 4.14.

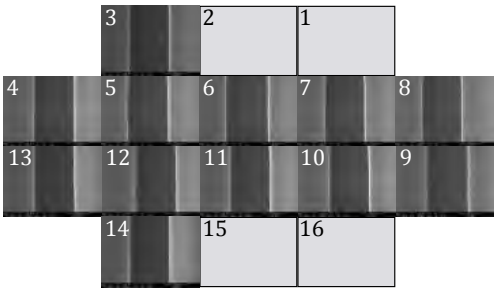



FIGURE 4.18 – Cartographie MEB sous incidence normale des réseaux insolés du second niveau de photolithographie. La bande sombre dans chaque motif correspond à l'ouverture dans la couche d'ECI. Les conditions d'insolation et de développement sont les conditions standards. Le numéro indiqué sur chaque image définit l'ordre d'insolation tel qu'effectué par le stepper. Aucun cliché n'a été pris au niveau des motifs non conformes.

#### 4.2.8.3 *Désalignement entre les niveaux de gravure*

J'ai utilisé la méthode décrite dans le paragraphe *En pratique* de la partie 4.2.1.4 pour mesurer *a posteriori* le décalage selon x et y en fonction de la position des cellules (voir figure 4.19). On constate que celui-ci n'est pas homogène.

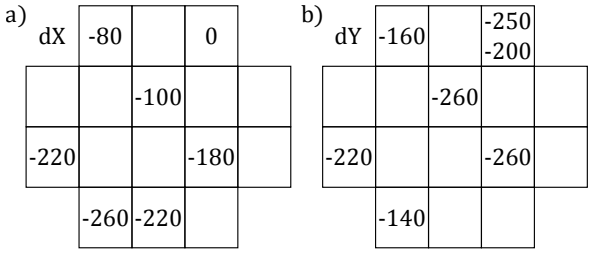



FIGURE 4.19 – Mesure du désalignement (donné en nanomètres) entre les deux niveaux de gravure pour différentes cellules d'un même wafer. Le décalage est mesuré sur les verniers orientés selon les axes x (orthogonal aux dents des réseaux 1D) et y.

La non homogénéité pourrait être corrigée par plusieurs transformations du champ insolé au niveau des puces ou du wafer : dilatation, rotation, déformation en « trapèze ». Cependant, les verniers utilisés ne permettent pas d'isoler efficacement ces différentes composantes. De plus, l'écart de décalage entre les différentes puces n'est pas répétable d'une exposition à l'autre. Je ne chercherai donc à compenser que la translation afin d'avoir une moyenne approximativement nulle du décalage à l'échelle du wafer.

Un meilleure précision d'alignement pourrait possiblement être atteinte en augmentant le nombre de puces AGA, ce qui n'est pas possible dans notre configuration car leur nombre et leur position sont imposés (voir partie 4.2.6.3, page 172). Le nombre recommandé de puces pour l'alignement est en effet de 8. Une autre voie d'amélioration serait l'utilisation du faisceau laser pour l'alignement. Une maintenance doit être réalisée afin de le rendre fonctionnel.

#### 4.2.8.4 *Conclusion sur les résultats d'exposition*

Nous avons constaté que l'uniformité de la photolithographie n'est pas aussi bonne sur wafer 2 pouces que sur wafer 6 pouces. Cela est dû à l'utilisation d'un suscepteur, à la non-homogénéité du développement manuel, et à la forme du wafer. Pour finir, nous avons mesuré le décalage selon x et y sur plusieurs motifs d'un wafer 2 pouces et montré que celui-ci n'était pas homogène. Cette inhomogénéité n'est pas non plus répétable d'une insolation à l'autre. Nous choisissons donc de ne corriger que le décalage moyen sur l'échantillon.

### 4.2.9 *Conclusion sur la photolithographie*

Dans cette partie, nous avons présenté nos différents résultats de photolithographie sur wafer 2 pouces. Tenant compte de la fragilité du $CaF_2$ et en nous basant sur une étude approfondie des mécanismes de contrôle de l'exposition et de l'alignement de l'échantillon par le stepper, nous avons tout d'abord justifié de la nécessité de travailler avec un substrat en $CaF_2$ de 2 pouces. Ce choix nous a par la suite imposer d'effectuer un certains nombre de développements spécifiques.

L'un des aspect essentiel est la gestion fine des capteurs du stepper, rendue nécessaire par la faible dimension du substrat. Pour être dans les meilleures conditions d'exposition, nous avons constaté qu'il était nécessaire d'utiliser la zone centrale du réticule pour le dessin des motifs à transposer dans la résine, afin de bénéficier d'un maximum de capteurs de mesure du focus et de l'inclinaison. Cela implique notamment d'utiliser un réticule par niveau de gravure.

Un autre aspect crucial est la gestion des étapes de recuit. Afin de tenir compte de la sensibilité du $CaF_2$ aux chocs thermiques, nous avons adapté le budget thermique du procédé bi-résine (couche anti-réflective + résine photosensible positive). Le recuit post-enduction de la couche anti-réflective devant être fait à une température très élevée (200°C), une rampe en température s'est avérée nécessaire ainsi qu'une manipulation prudente du substrat pour en éviter l'éclatement. En contrepartie, l'utilisation de cette couche anti-réflective nous a permis de nous affranchir du recuit post-exposition.

Dans ces conditions, nous avons montré qu'il était possible des réseaux de qualité équivalente sur wafer 2 pouces et 6 pouces à condition de travailler avec des couches de résines d'épaisseur calibrées, et de choisir un point de fonctionnement dose/focus particulièrement tolérant sur le focus. Nous avons néanmoins relevé une baisse de rendement de l'étape de photolithographie lors de l'exposition d'un wafer 2 pouces, d'autant plus prononcée que le facteur de remplissage des réseaux était faible. Pour éviter cela, il serait intéressant d'effectuer un développement de notre recette d'exposition pour le second niveau de corrugation avec une résine négative permettant l'obtention plus aisée de réseaux de faible ouverture. Par ailleurs, un simplification de l'utilisation de wafer de taille 2 pouces avec l'équipement de développement automatique permettrait certainement d'augmenter l'homogénéité et la répétabilité du développement.

Pour finir nous avons démontré la possibilité d'effectuer une alignement des deux niveaux de gravures de notre structure avec une précision inférieure à $\pm 100\,\text{nm}$ grâce à l'utilisation d'un wafer 6 pouces en silicium comme support. La méthode utilisée, consistant à ajuster itérativement la position du wafer 2 pouces sur un substrat 6 pouces ainsi que la correction du décalage systématique des éléments d'alignement pourrait être améliorée en utilisant un substrat dédié partiellement gravé permettant une mise en butée du substrat 2 pouces. Par ailleurs, l'alignement devrait être de meilleure qualité une fois la source laser (par opposition à la source halogène) fonctionnelle. L'homogénéité de l'alignement restera probablement limitée par la faible taille du substrat qui restreint le nombre de motifs disponibles pour réaliser l'alignement des deux niveaux.

## 4.3 GRAVURE

Nous avons mis en place dans la première partie de ce chapitre de fabrication l'ensemble des étapes du procédé liées à la photolithographie. Cette seconde partie porte sur le développement des étapes de gravure permettant la structuration du germanium.

Après avoir introduit les éléments essentiels de compréhension du fonctionnement de l'ICP-RIE, nous adresserons les trois points suivants :

— la reproductibilité du BARC et la verticalité des flancs obtenus à l'issue de cette étape (étapes e et l, figure 4.5, page 153),
— le suivi de la gravure qui sera le point le plus important (étapes f et m, figure 4.5, page 153),
— le délaquage des réseaux (étapes g et o, figure 4.5, page 153).

Différents résultats expérimentaux seront présentés afin de justifier notre démarche.

Les structures de réseaux doublement corrugués obtenues seront illustrées en fin de chapitre.

### 4.3.1 *Introduction*

#### 4.3.1.1 *Présentation de l'ICP-RIE*

La gravure ICP-RIE (« Inductively-Coupled Plasma - Reactive Ion Etching ») est une méthode de gravure physique de type gravure ionique réactive (RIE, composante chimique de la gravure) dans laquelle l'ionisation des gaz est faite par un dispositif inductif radio-fréquence. Cette méthode permet d'atteindre une densité de plasma plus élevée que dans le cas d'une gravure ionique réactive dont le générateur est de type magnétron, à l'image de celle utilisée pour la préparation des substrats (voir partie C.3.1 de l'annexe C, page 236), et d'avoir des gravures plus anisotropes (composante physique de la gravure).

L'appareil utilisé pour mes gravures (Trikon Omega 201) est notamment doté d'un générateur permettant d'imposer une tension de polarisation alternative au niveau du support de l'échantillon afin de générer une différence de potentiel à sa surface qui rend la gravure plus directive. Les deux générateurs fonctionnent à (13.56 MHz) et leurs puissances respectives ($P_{ICP}$ et $P_{bias}$) peuvent être contrôlées indépendamment.

Cet appareil est dédié à la gravure de wafers 6 pouces. Afin de pouvoir graver mes échantillons 2 pouces, j'utilise un wafer en silicium de 6 pouces comme adaptateur.

#### 4.3.1.2 *Réactivité des gaz*

J'utilise 3 gravures différentes pour mes procédés :
— recette « ash » : gravure peu anisotrope utilisée pour l'ouverture du BARC (étapes e et l, figure 4.5, page 153),
— recette « RIEAN-O2 » : gravure rapide du germanium ($\approx 300\,nm{\cdot}min^{-1}$) très anisotrope permettant d'obtenir des flancs inclinés à 90° (étape f, figure 4.5, page 153),
— recette « Si-nano » : gravure lente du germanium ($\approx 60\,nm{\cdot}min^{-1}$) très anisotrope donnant également des flancs inclinés à 90° (étape m, figure 4.5, page 153).

Les paramètres expérimentaux sont donnés dans le tableau 4.6. Durant la gravure, le support de l'échantillon est thermalisé à 17°C. Un film homogène de lubrifiant fluorée (lubrifiant Fomblin® PFPE) est déposé entre le wafer 2 pouces et l'adaptateur 6 pouces pour assurer le contact thermique. Cela permet d'augmenter la répétabilité de la gravure et d'éviter que l'échantillon ne soit porté à trop haute température, entraînant une carbonisation de la résine et la production de résidus de résine très difficiles à éliminer. À l'issue de la gravure, si l'échantillon doit subir d'autres étapes technologique, il doit être décontaminé par passage dans 3 bains successifs de solvants [1].

1. deux bains de PFS (Perfluoro-1-butanesulfonyl fluoride), un bain de HFE (Hydrofluoroethers 7100), un bain d'acétone et un rinçage à l'eau déionisée.

| | Débit (sccm) | | | P (mT) | $P_{ICP}$ (W) | $P_{bias}$ (W) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $SF_6$ | $C_4F_8$ | $O_2$ | | | |
| Ash | - | - | 50 | 10 | 400 | 40 |
| RIEAN-O2 | 30 | 45 | 3 | 6 | 450 | 30 |
| Si-nano | 45 | 30 | 3 | 3 | 120 | 30 |

TABLE 4.6 – Paramètres des recettes de gravure ICP-RIE.

Le principe de la gravure ionique réactive est de faire réagir un matériau avec des radicaux assistés par des ions réactifs générés au sein d'un plasma pour obtenir des produits de réaction volatils qui sont éliminés au fur et à mesure de la réaction par pompage.

La réactivité des gaz utilisés peut être résumée de la façon suivante :

— le $SF_6$ interagit directement avec le germanium (mais très peu avec la résine) sans générer de dépôt stable,

— le $C_4F_8$ se dépose de façon isotrope à la surface du matériau et ne réagit pas spontanément, il protège le germanium de la forte réactivité du $SF_6$,

— les radicaux $O^*$ bombardés sur l'échantillon permettent d'activer chimiquement le $C_4F_8$ avec lesquels ils forment du dioxyde de carbone et de l'eau à l'état gazeux. L'oxygène réagit de la même façon avec les résines du masque.

Si la gravure $SF_6$ génère des flancs négatifs (fond de gravure plus large que l'ouverture), l'association du $O_2$ et du $C_4F_8$ engendre des profils de gravure positifs (fond de gravure plus étroit que l'ouverture). L'inclinaison des flancs est régie par le dosage relatif entre le $C_4F_8$ qui protège les flancs de gravure (passivation), et le $SF_6$ très réactif. Plus les flancs de résine sont verticaux, plus ils sont passivés efficacement, et moins il seront gravés latéralement. Cela permet également de favoriser la verticalité des flancs transférés dans le matériau. C'est la raison pour laquelle on recherche à avoir des flancs de résines inclinés à 90°. Ainsi, en théorie le facteur de remplissage des réseaux transmis dans le germanium est égal à celui des motifs de résine, d'où l'importance primordiale de la répétabilité des étapes de photolithographie.

En outre, ces gaz réactifs n'ont pas d'effet mesurable sur l'$Y_2O_3$, ce qui en fait une excellente couche d'arrêt.

#### 4.3.1.3 *Introduction de couches d'arrêt*

Afin de vérifier que l'introduction de couches d'arrêt ne perturbe pas de façon rédhibitoire le fonctionne des filtres ZCG 1D MIR, j'ai conduit une étude numérique de l'effet de l'insertion de couche d'$Y_2O_3$ pour la conception des ZCGs. La sélectivité de gravure entre l'$Y_2O_3$ et le Ge est telle que l'épaisseur minimale des couches d'arrêt est plus limitée par l'homogénéité des dépôts que par leur attaque. Les résultats sont présentés dans la figure 4.20. Les filtres simplement (voir figure 4.20a) et doublement (voir figure 4.20b) corrugués possèdent le même empilement afin de pouvoir être intégrés dans une même matrice.

On peut constater qu'après une légère ré-optimisation de l'épaisseur du guide, on retrouve des caractéristiques de transmission équivalentes à celle d'un filtre ZCG ne présentant pas de couche d'arrêt.

#### 4.3.1.4 *Le suivi DFA*

L'introduction de couches d'arrêt dans la structure (voir figure 4.20) permet de rendre la profondeur des réseaux indépendante de la gravure, mais il est tout de même nécessaire d'être capable d'en estimer

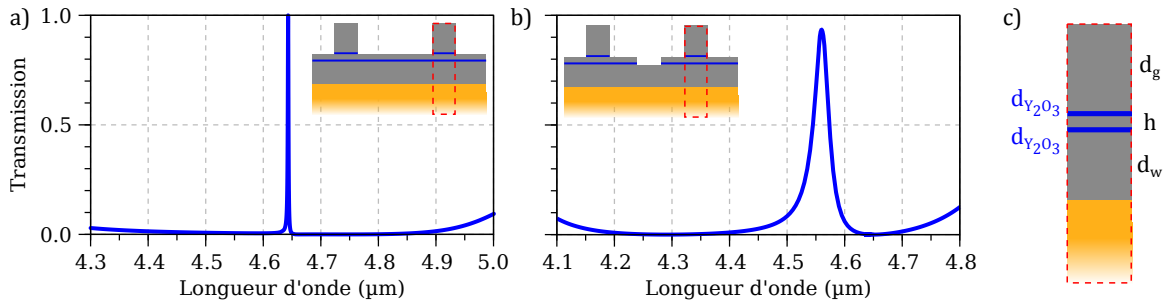



FIGURE 4.20 – Introduction de couches d'arrêt en $Y_2O_3$ dans les structures de ZCG 1D MIR de référence a) simplement et b) doublement corrugués. c) Zoom sur l'empilement de couches minces. Les dimensions des filtres sont les suivantes : $d_w = 682\,nm$, $h = 100\,nm$, $d_g = 820\,nm$, $d_{Y2O3} = 10\,nm$, $\Lambda = 2.54\,\mu m$, $f = 0.24$. 10 harmoniques sont utilisées pour les simulations.

la durée. Le principal écueil en présence d'une couche d'arrêt est en effet d'effectuer une gravure trop longue. Il en résulte des flancs rentrants avec une surgravure prononcée des réseaux au voisinage de la couche d'arrêt, ainsi qu'illustré dans la figure 4.21. Une surgravure aussi prononcée nuit à l'adhérence des réseaux.

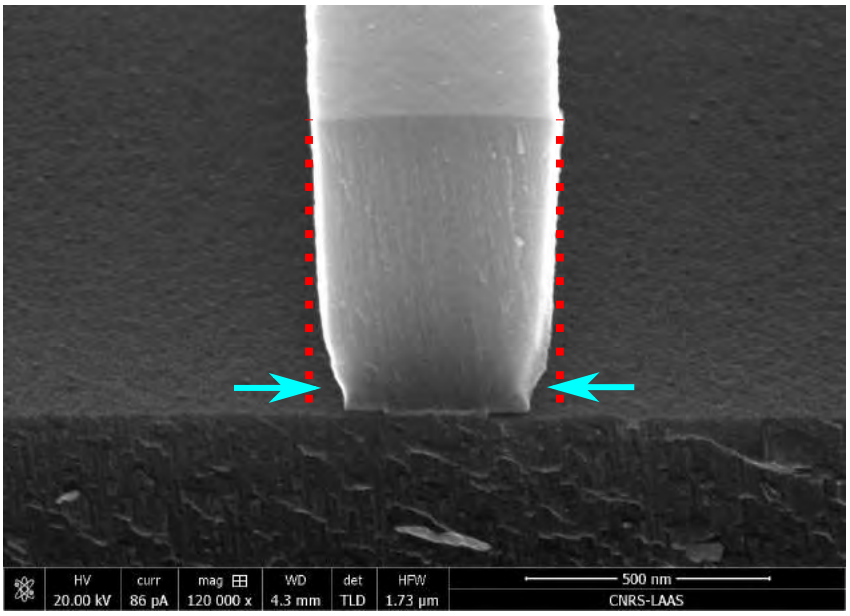



FIGURE 4.21 – Image MEB en coupe de réseaux ayant subi une gravure RIEAN-O2 trop longue.

Cet effet n'est observé que lorsqu'une couche d'arrêt est introduite. Cette dernière empêchant la gravure en profondeur du matériau, il est possible que l'équilibre entre la passivation due au $C_4F_8$ et l'attaque du $SF_6$ soit rompu, entraînant la gravure latérale des créneaux du réseau.

Par ailleurs, le suivi de la gravure ne peut se faire au temps, car sa vitesse n'est pas assez reproductible. On a ainsi mesuré une plage de variation de vitesse de l'ordre de $30\,nm{\cdot}min^{-1}$ lors d'essais de gravure préliminaires sur silicium. Cela résulte à la fois du délai d'initiation du plasma au début de la gravure qui peut est de l'ordre de 10 s, mais aussi du contrôle du débit des gaz. J'utilise donc un dispositif d'interférométrie optique par laser ($\lambda = 680\,nm$) permettant un suivi *in-situ* de la gravure. Le principe du suivi DFA est le suivant : le signal obtenu par réflexion d'un faisceau laser sur un échantillon dépend de l'épaisseur et de l'indice des couches de l'empilement gravé au sein duquel il interfère. Une simulation très simple permet d'obtenir l'allure théorique du signal DFA en fonction de

l'épaisseur des couches. Par suite, la comparaison entre le signal théorique et le signal DFA mesuré au cours de la gravure permet d'obtenir une information en temps réel sur la profondeur gravée.

Le suivi DFA peut se faire en pointant le spot laser :

— sur une zone présentant des réseaux,

— sur une couche mince non structurée.

*Suivi DFA dans une zone structurée*

Dans la figure 4.22a sont présentées 4 courbes expérimentales de suivi DFA obtenues pour la gravure de substrats en silicium 2 pouces. Ces 4 échantillons ont subi des procédures identiques de photolithographie, et des ouvertures de BARC de mêmes durées. Les structurations de résines obtenues sont celles nécessaires pour la gravure du réseau principal des ZCG MIR purement TE. Les profondeurs obtenues sont comprises entre 760 et 980 nm (cible : 820 nm). Les courbes de suivi DFA obtenues présentent des oscillations bien visibles, mais dont l'amplitude et le déphasage varient de façon très irrégulière d'un échantillon à l'autre (voir figure 4.22). La figure 4.22b présente la courbe expérimentale du signal DFA (courbe bleue) et la dérivée de ce signal (courbe rouge) pour la gravure d'un réseau de germanium en présence d'une couche d'arrêt. Les réseaux obtenus sont ceux présentés dans la figure 4.21. À ces données est superposée une courbe obtenue par simulation RCWA (courbe noire) tenant compte de l'analyse de résultats de fabrication.

Les courbes RCWA sont calculées en faisant varier l'épaisseur des couches. Or, les données expérimentales sont des fonctions du temps. Pour ajuster les courbes théoriques aux données expérimentales, il est donc nécessaire d'effectuer une homothétie sur les données théoriques, dont le coefficient peut être considéré comme une estimation de la vitesse de gravure des couches. Par ailleurs, il est fréquent de devoir effectuer un décalage temporel des courbes théoriques afin de tenir compte du temps d'initiation du plasma qui introduit un retard à la gravure des couches.

L'adéquation entre les courbes expérimentale et théorique est satisfaisante, même si l'on relève une divergence de la simulation sur les 10 dernières secondes de la gravure. Le dernier point de la courbe théorique de la figure 4.22b (courbe noire) indique la fin de la gravure de la couche de germanium. Au niveau de ce point, on relève une légère inflexion de la courbe de signal DFA, et un arrêt des oscillations de sa dérivée.

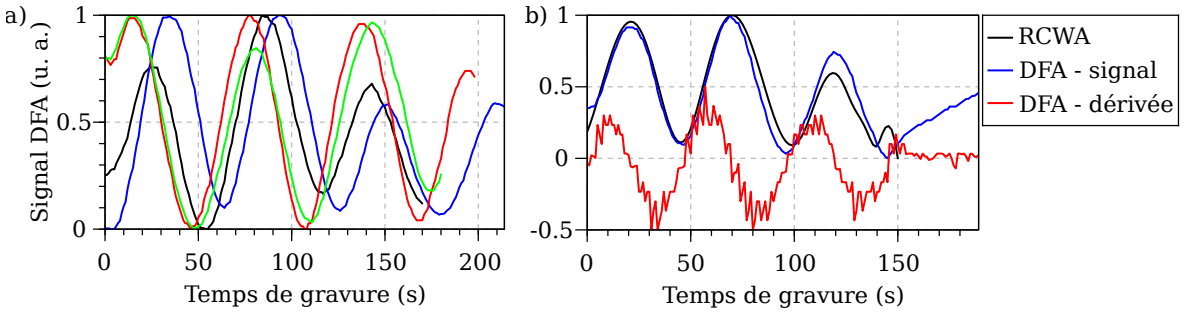



FIGURE 4.22 – Suivi DFA de la gravure dans un réseau. a) Courbes expérimentales de la gravure de substrats de Si ayant subi des étapes de photolithographie identiques. b) Comparaison entre des données de suivi DFA théoriques (courbe noire) et expérimentales (courbes bleues et rouge) de la gravure d'un empilement de couches minces de Ge avec couches d'arrêt.

On peut montrer que la variabilité de l'allure des courbes de la figure 4.22a est essentiellement dépendante de l'épaisseur initiale ainsi que de la vitesse de gravure relative entre le matériau et la résine (voir partie C.4 de l'annexe C, page 240). Ces résultats confirment l'impossibilité d'atteindre les précisions exigées sur l'épaisseur des couches (voir tableau 4.1, page 144) en utilisant l'ICP-RIE sans couche d'arrêt, et ce malgré le suivi DFA.

De plus, cela signifie également que la comparaison entre les données expérimentales et théoriques présentées dans la figure 4.22b ne permet qu'une étude *a posteriori* des résultats, ce qui n'est pas l'objet initial du suivi DFA. Par exemple, faisant l'hypothèse que la simulation donne un repère fiable de la fin de gravure de la couche de germanium, ce qui semble être le cas vu l'allure de la dérivée de la courbe de suivi expérimental (voir figure 4.22b, courbe rouge), on en déduit que le réseau a été surgravé 40 s après que la couche d'arrêt a été atteinte.

Enfin, la rupture de pente des courbes expérimentales n'est pas suffisamment marquée pour que l'on soit capable de gérer précisément et de manière reproductible le temps de surgravure une fois la couche d'arrêt atteinte.

Pour ces différentes raisons, le suivi DFA ne peut se faire en positionnant le spot laser sur une zone structurée. L'autre solution consiste à effectuer le suivi sur une zone homogène de l'empilement de couches minces.

*Suivi DFA sur l'empilement de couches minces*

Afin de pouvoir effectuer le suivi DFA sur une zone dépourvue de résine, j'ai introduit dans le dessin du réticule, au niveau des verniers, un motif permettant de réaliser une ouverture dans la résine de dimension suffisante ($550 \times 650\,\mu m$) pour permettre de pointer sans erreur possible le spot laser. Ceci est nécessaire étant donné le faible contraste de l'image vidéo (voir figure 4.23). La position du point d'impact du spot laser ($\varnothing \approx 200\,\mu m$) peut être ajustée sur quelques $mm$ dans les deux directions du plan.

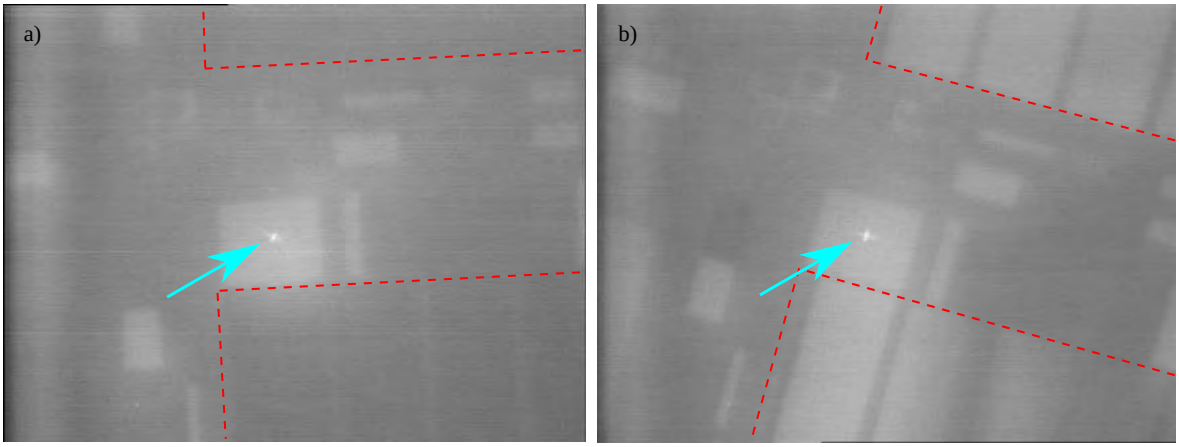



FIGURE 4.23 – Capture d'écran du moniteur de suivi du pointage laser a) avant ouverture du BARC et b) après ouverture du BARC. Le spot laser, indiqué par une flèche bleue, est au centre du motif de suivi DFA dédié, apparaissant comme un carré gris clair. Les zones structurées correspondant aux réseaux des filtres sont délimitées par des lignes en pointillés rouges.

Dans les figures 4.24a et 4.24b sont respectivement présentées les courbes de suivi DFA expérimentale et théorique pour la gravure de l'empilement de couche minces présenté dans la figure 4.20. Les gravures ont toutes été effectuées avec la recette RIEAN-O2. Les données expérimentales sont présentées en fonction du temps de gravure tandis que les résultats de simulation sont gradués en fonction de l'épaisseur de couche gravée. Dans la figure 4.24a, les lignes en tiret rouge ne font qu'indiquer le décalage graphiquement introduit pour la représentation des courbes, car les deux couches d'arrêt sont éliminées chimiquement et non par ICP-RIE.

Les courbes expérimentales associées à la gravure du réseau principal (voir figure 4.24a, courbe noire) et du guide d'onde (voir figure 4.24a, courbe verte) peuvent être décomposées en 3 parties distinctes : une première zone où le signal DFA est très bruité et évolue linéairement, puis un intervalle avec une à deux périodes d'oscillations d'amplitude croissante, suivie d'une nouvelle phase très bruitée

présentant peu d'évolution. La courbe expérimentale de suivi de la gravure du réseau interstitiel (voir figure 4.24a, courbe bleue) ne présente que ces deux dernières parties.

Une analyse similaire peut être faite à propos des courbes théoriques (voir figure 4.24b). La principale différence est que la troisième partie du signal décrite dans le paragraphe précédent où le signal varie peu n'est pas visible. Le signal est tronqué au niveau des oscillations.

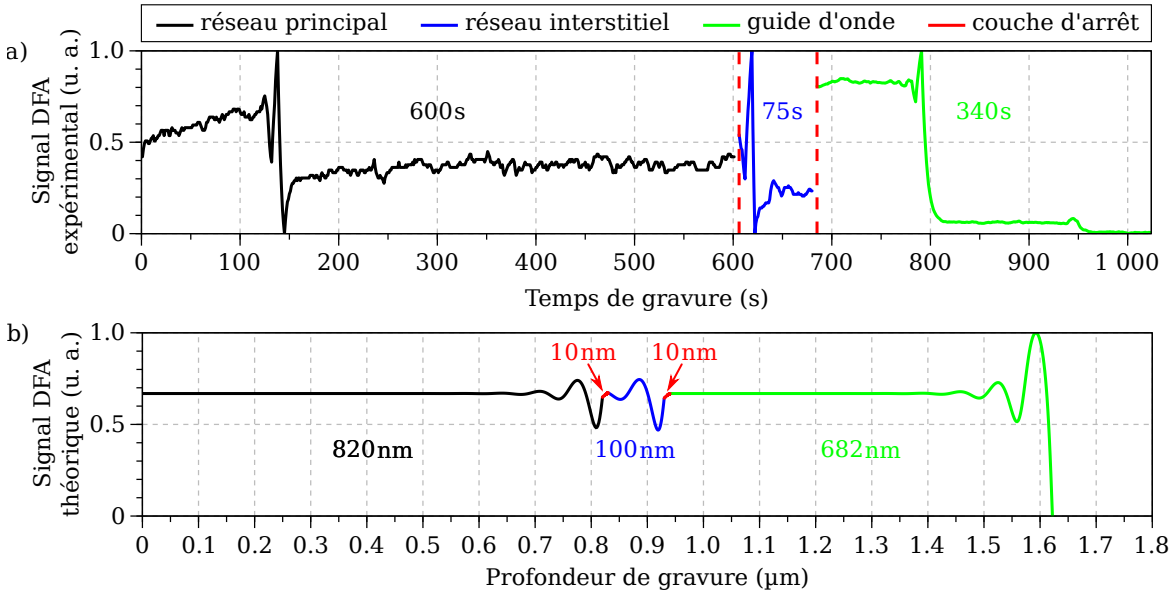



FIGURE 4.24 – Comparaison des courbes de suivi DFA théoriques et expérimentales pour la gravure d'empilements de couches minces associés aux filtres ZCG MIR purement TE (voir figure 4.20).

À la longueur d'onde utilisées pour le suivi DFA ($\lambda = 680\,\text{nm}$) le germanium est très absorbant. Par conséquent, les effets interférentiels sont totalement amortis et le suivi DFA est plat, ce qui correspond à la première phase évoquée dans la description des courbes expérimentales comme théoriques. Les oscillations apparaissent seulement en fin de gravure, lorsque l'épaisseur de la couche résiduelle de germanium n'est plus suffisante pour que l'absorption du faisceau laser s'y propageant rendent indétectables les effets interférentiels. Par conséquent les oscillations ne sont pas révélatrice de l'entrée dans la couche d'arrêt, mais bien de la fin de la gravure du germanium. En revanche, ces oscillations apparaissent bien du fait de la présence de la couche d'arrêt dont l'indice optique, bien plus faible que celui du germanium, engendrent la réflexion du faisceau laser à ses interfaces. Enfin, la troisième phase visible uniquement sur les données expérimentales signifie effectivement que la couche de germanium a été entièrement gravée. Ainsi, on constate que la couche d'arrêt utilisée, dont l'épaisseur est de l'ordre de 10 nm, peut être gravée pendant au moins 450 s sans être traversée, tandis que 150 s suffisent pour graver 820 nm de germanium.

Le suivi DFA sur un aplat présente deux points essentiels :

— la forme des oscillations n'est liée ni à la chimie de la recette de gravure ni à sa vitesse, ce qui en fait un repère très intéressant pour le suivi DFA,

— les oscillations apparaissent avant la fin de la gravure de la couche de germanium, ce qui permet de mieux contrôler le temps de surgravure. Cela est d'autant plus vrai que la gravure dans une zone dégagée telle que le motif DFA est plus rapide qu'au niveau des réseaux où l'accès par les gaz réactifs n'est pas aussi simple.

Par la suite, l'arrêt de la gravure sera contrôlé en repérant le minimum local le plus prononcé de la courbe de suivi DFA. À partir de ce temps de référence, je déterminerai un certain temps de surgravure.

Remarquons qu'un suivi DFA à une longueur d'onde pour laquelle le germanium est non absorbant, par exemple au voisinage de 5 µm, serait souhaitable et donnerait de plus riches informations.

#### 4.3.1.5 *Conclusion intermédiaire*

En conclusion, on utilisera deux recettes fluorée différentes pour la gravure des réseaux : une gravure rapide (RIEAN-O2) pour le réseau principal, et une gravure lente (Si-nano) pour la gravure secondaire. Ces recettes permettent d'obtenir des flancs très verticaux pour les réseaux, et offrent une excellente sélectivité chimique vis-à-vis des couches d'arrêt introduites dans le dessin des filtres ZCG purement TE.

Le suivi DFA se fera directement sur l'empilement de couches minces, dans une zone non structurée ne présentant pas de résine à sa surface.

Ces résultats permettent de garantir le respect des tolérances géométriques sur les épaisseurs des couches, mais satisfont également aux besoins de répétabilité des étapes de gravure du germanium dans notre procédé (étapes f et m, figure 4.5, page 153).

### 4.3.2 *Gravure du premier niveau*

#### 4.3.2.1 *Ouverture du BARC*

L'ouverture du BARC (voir figure 4.5, page 153, étape e) peut se faire en utilisant des recettes fluorées, bromées ou purement oxygénées. Je fais le choix d'utiliser cette dernière recette car elle a l'avantage de ne pas affecter le germanium, ce qui permet de la rendre indépendante de l'étape suivante de gravure du germanium. Cette gravure est peu isotrope : elle grave la résine verticalement et latéralement à des vitesses proches. Deux temps de gravure ont été testés : 35 s et 45 s.

Dans la figure 4.25 sont présentés des motifs de résine après ouverture du BARC pour une photolithographie faite sur substrat en silicium de 2 pouces. On distingue dans la figure 4.25a (gravure 35 s) les deux couches de résine : le BARC (coloré en jaune) et l'ECI (coloré en vert). Les flancs de l'ensemble sont bien de l'ordre de 90°. Le fond de gravure ne présente pas de résidus. Le constat est identique pour le motif gravé 45 s. La tension d'accélération du MEB est plus basse, ce qui permet de mieux distinguer les aspérités des flancs de résine. Enfin dans la figure 4.25c sont présentés des réseaux de résine après gravure (45 s) et clivage. Le contraste entre le BARC et l'ECI n'est pas suffisant pour pouvoir les distinguer sur l'image MEB. Les coins supérieurs des créneaux de résine sont très arrondis à l'issue de la gravure. À partir des image MEB, on déduit une décote de 400 nm sur l'épaisseur de la couche d'ECI pour une ouverture de 45 s. La même mesure au profilomètre mécanique sur des ouvertures de résine large, donne une valeur de 375 nm.

Il apparaît que 35 s de gravure sont suffisantes pour obtenir une ouverture satisfaisante du BARC.

La décote latérale des motifs à l'issue de la gravure a également été évaluée par une mesure systématique du facteur de remplissage de réseaux de facteur de remplissage codé de 0.32 et 0.36. Le facteur de remplissage est évalué à partir d'une image MEB des réseaux prise sous incidence normale en effectuant un traitement d'image et en utilisant une routine d'analyse *Scilab* semblables à ceux utilisée pour mesurer le décalage des niveaux de gravure en photolithographie (voir partie 4.2.8.3, page 177). J'ai considéré 2 wafers différents ayant respectivement subi une ouverture de 35 s et 45 s. Afin de compléter l'étude, j'ai donc procédé, suite à l'ouverture du BARC, à la gravure pendant 2 minutes et 30 secondes des substrats silicium 2 pouces en utilisant la recette RIEAN-O2. Cette durée correspond approximativement au temps de gravure nécessaire pour graver la couche du réseau principal de germanium.

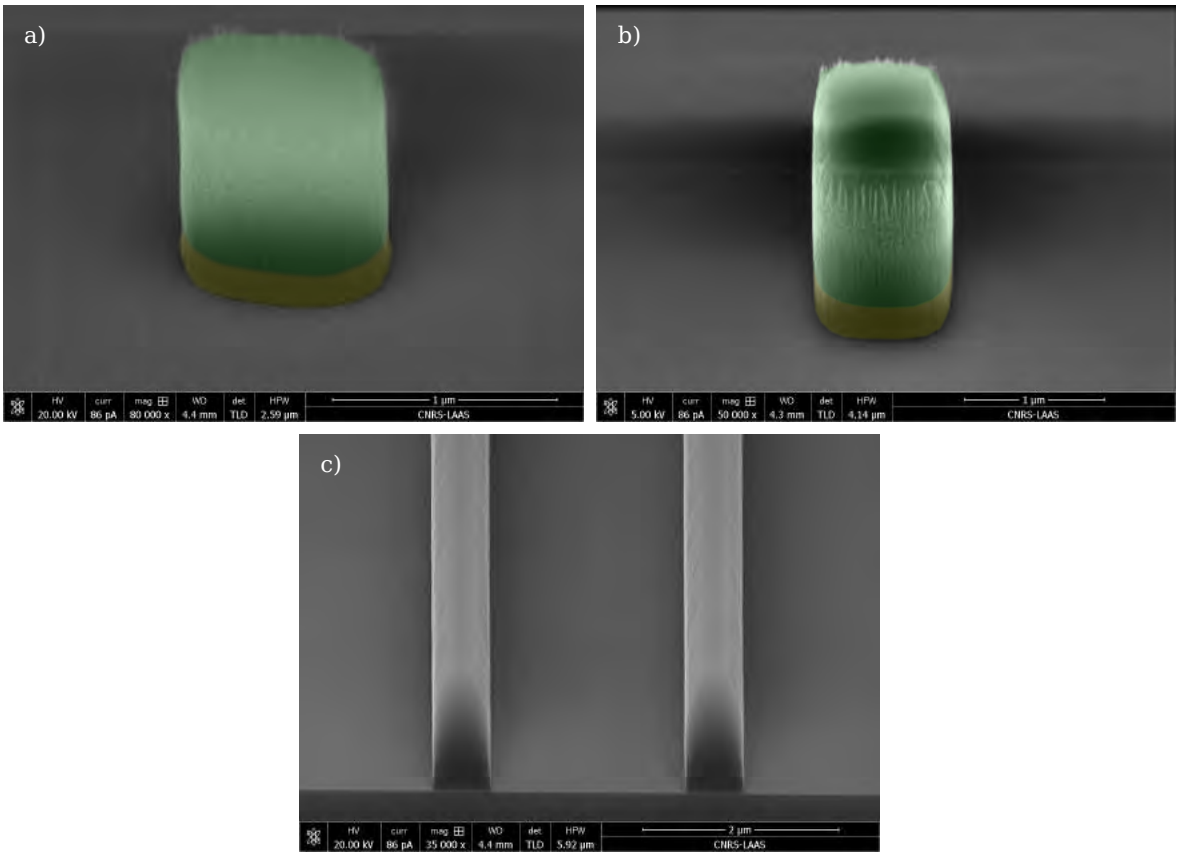



FIGURE 4.25 – Images MEB de motifs test de résine sur substrat silicium après gravure ICP-RIE oxygène de a) 35s et b) 45s. Le BARC y est coloré en jaune, et l'ECI en vert. c) Vue MEB en coupe de réseaux de résine après une ouverture de 45s.

La figure 4.26 présente les facteurs de remplissage obtenus expérimentalement sur différents motifs à l'issue de chaque étape du procédé de gravure, pour un même facteur de remplissage initialement codé à 0.32. La numérotation des motifs correspond à l'ordre d'insolation par le stepper (voir figure 4.13, page 171). Les marqueurs bleus, rouge et verts correspondent respectivement aux mesures après photolithographie, après ouverture du BARC, et après gravure du silicium. Les lignes horizontales indiquent les moyennes des séries de mesure. Après ouverture du BARC, on observe une baisse du facteur de remplissage. Celui-ci augmente ensuite légèrement après gravure fluorée. On observe que les variations de facteurs de remplissages mesurée sur les plots de résine après révélation sont fidèlement reproduites dans les étapes suivantes. Le tableau 4.7 associée présente une analyse statistique de ces résultats, ainsi que les mesures de facteur de remplissage à l'issue de l'étape finale pour des motifs de facteur de remplissage initialement codé à 0.36. À l'issue de la dernière étape de gravure l'ensemble des valeurs de facteur de remplissage sont comprises dans un intervalle inférieur à $\pm 0.01$ autour de la valeur moyenne.

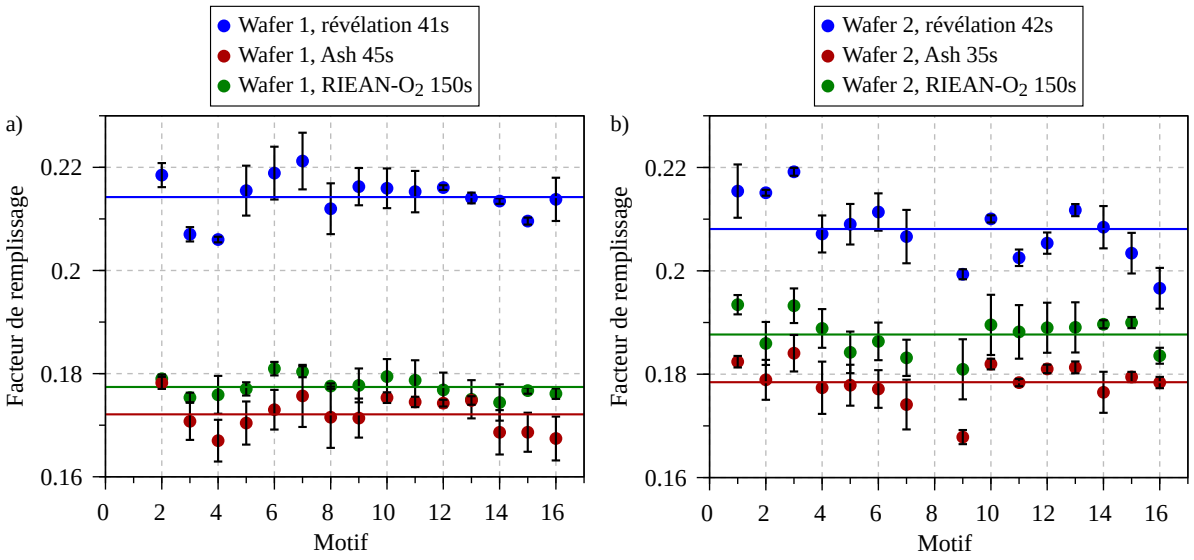



FIGURE 4.26 – Étude de l'évolution du facteur de remplissage des motifs de résine au cours des étapes de gravure. Les mesures individuelles sont données par des points, la moyenne pour chaque étape du procédé est indiquée par une ligne horizontale.

Wafer 1, développement 41s, Ash 45s

| | $f_{révélation}$ | Δf ouverture | $f_{ouverture}$ | Δf gravure | $f_{gravure}$ | $f_{gravure}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Codé | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.36 |
| Moy. | **0.214** | **0.042** | **0.172** | **-0.005** | **0.177** | **0.221** |
| Écart type | 0.004 | 0.003 | 0.003 | 0.003 | 0.002 | 0.004 |
| Écart max | 0.008 | 0.006 | 0.006 | 0.005 | 0.004 | 0.011 |

Wafer 2, développement 42s, Ash 35s

| | $f_{révélation}$ | Δf ouverture | $f_{ouverture}$ | Δf gravure | $f_{gravure}$ | $f_{gravure}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Codé | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.32 | 0.36 |
| Moy. | **0.208** | **0.03** | **0.178** | **-0.009** | **0.188** | **0.237** |
| Écart type | 0.006 | 0.005 | 0.004 | 0.002 | 0.004 | 0.003 |
| Écart max | 0.011 | 0.011 | 0.011 | 0.004 | 0.007 | 0.005 |

TABLE 4.7 – Analyse statistique des mesures de facteur de remplissage présentées dans la figure 4.26.

La perte importante de facteur de remplissage observée à l'ouverture du BARC provient du fait que la gravure oxygène est isotrope. Celle-ci est donc directement liée à la durée de la gravure. L'augmentation du facteur de remplissage après la gravure RIEAN-O2 n'est pas significative car elle se situe dans l'erreur de mesure. Cela confirme que le facteur de remplissage des réseaux est entièrement déterminé par les étapes de photolithographie et d'ouverture du BARC, à condition que les flancs de résine obtenus à l'issue de l'étape de photolithographie soient bien verticaux, ce qui est illustré dans la figure 4.16, eu égard à la réactivité des gaz (voir partie 4.3.1.2, page 179). Afin d'atteindre un facteur de remplissage de 0.24 après gravure, il faudra donc coder avec un facteur de remplissage égal à 0.36 et effectuer une ouverture du BARC de 35 s. Par ailleurs, l'amplitude de variation des valeurs de facteur de remplissage se traduit par un écart $\Lambda\Delta f$ de 51 nm. La tolérance sur la largeur des créneaux du réseaux de ZCG purement TE est donc respectée (voir tableau 4.1, page 144).

#### 4.3.2.2 *Gravure du germanium*

J'ai fait le choix d'utiliser une gravure fluorée pour l'attaque du germanium car elle présente une très bonne sélectivité vis-à-vis des couches d'arrêt en $Y_2O_3$. Deux recettes ont été développées au LAAS qui permettent d'obtenir des flancs de gravure très verticaux dans le silicium : RIEAN-O2 et Si-nano dont les paramètres sont donnés dans le tableau 4.6, page 180.

Les deux recettes ont été testées sur des monocouches de germanium sans couche d'arrêt. Les échantillons considérés ont ensuite subi une décontamination chimique (voir partie 4.3.1.2, page 179), incluant une étape de nettoyage à l'acétone, puis un plasma oxygène avec cage de Faraday dans des conditions identiques à celles utilisées pour préparer la surface d'un wafer avant enduction (voir partie C.3.1 de l'annexe C, page 236). Lors du rinçage à l'acétone on observe un changement de teinte de l'échantillon et la solution récupérée présente une teinte rose.

Les résultats sont présentés dans la figure 4.27. On constate bien que les flancs de gravure sont verticaux. On note également la présence d'aspérités sur le sommet des réseaux. Les fonds de gravure ne présentent pas de résidus.

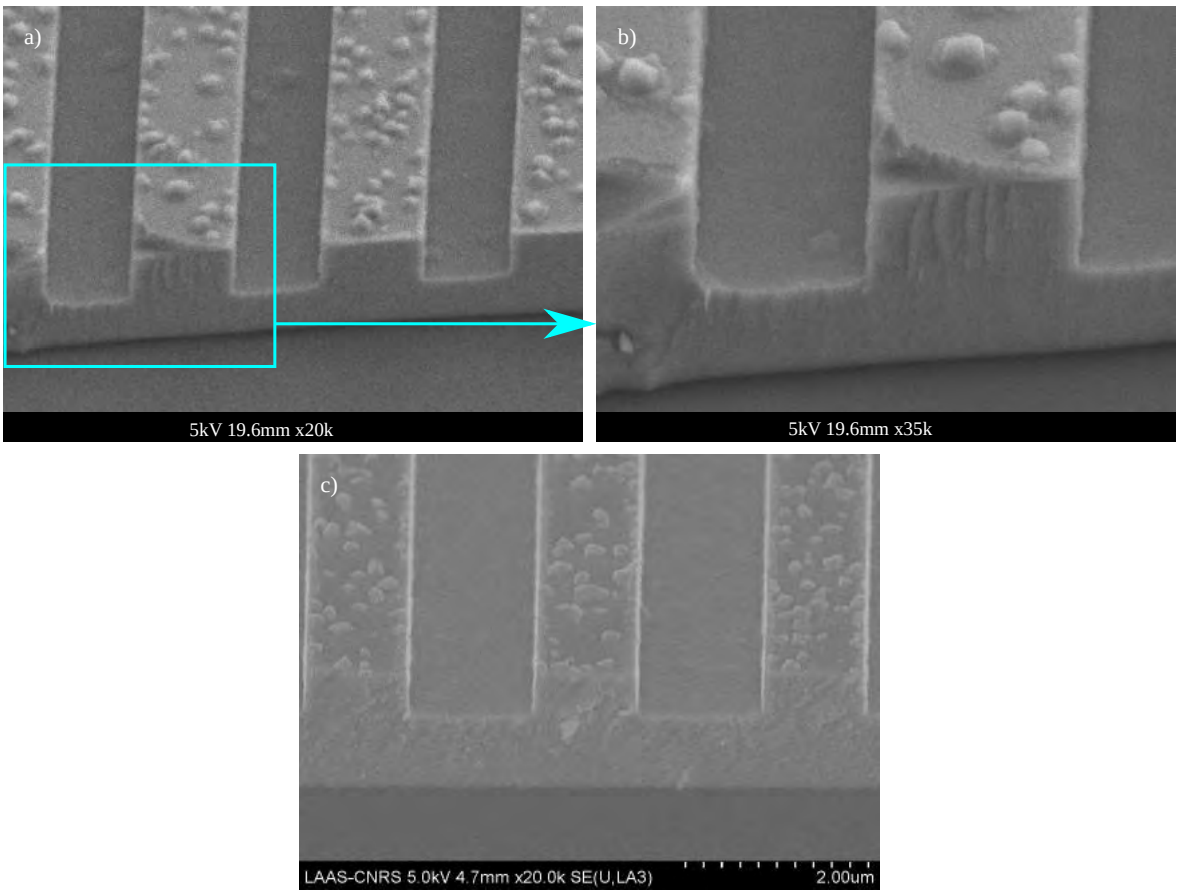



FIGURE 4.27 – Allure de réseaux test de Ge après gravure et nettoyage sommaire pour observation. Le réseau montré en a) a été gravé pendant 5 minutes avec la recette RIEAN-O2. L'image b) est un zoom sur l'image a). L'échantillon montré en c) a subi une gravure Si-nano de 10 minutes.

Les résidus visibles en surface du germanium correspondent à des restes de la couche de BARC. En effet, l'étape de rinçage à l'acétone lors de la décontamination suffit à retirer la couche d'ECI. Les résidus observés sont particulièrement tenaces. Les méthodes de chimiques délaquage utilisées en microélectronique utilisant des bains de solvant (AZ® 100 remover et diméthylsulfoxyde (DMSO)) n'ont pas non plus suffi à éliminer ces résidus. Il n'est pas possible d'utiliser de piranha [1] car celui-ci attaque

1. Mélange équivolumique d'acide sulfurique ($H_2SO_4$) fumant et d'eau oxygénée ($H_2O_2$)

le germanium. La figure 4.28 illustre les résidus, caractérisés par leur coloration jaune, typiquement observés après un délaquage DMSO à chaud.

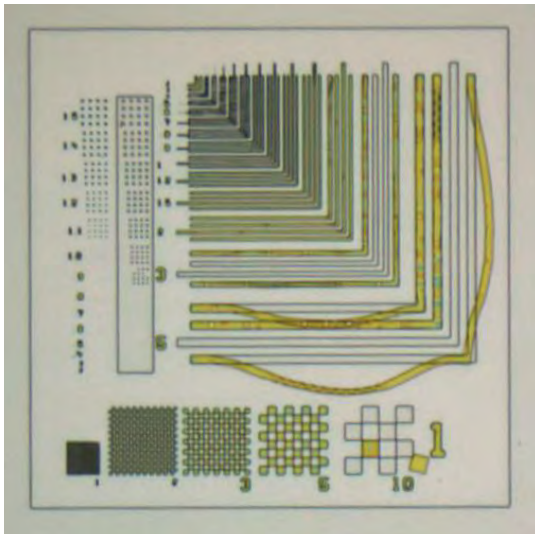


FIGURE 4.28 – Observation au microscope optique d'un motif test après gravure et délaquage chimique à chaud : 30 min à 80°C dans le DMSO suivi d'un passage au bain à ultrasons.

On constate que le délaquage est d'autant moins efficace que les motifs de résine sont de petite dimensions. Cela pourrait être dû à la concentration du plasma et à une transformation chimique plus importante de la résine dans ces zones lors de la gravure. D'autres échantillons ont été chauffés pendant plus de 2 heures, mais sans amélioration visible de l'aspect de l'échantillon.

Afin d'éliminer ces résidus la seule solution trouvée a été d'effectuer un plasma oxygène dans l'ICP-RIE, avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour l'ouverture du BARC. Ce plasma peut être effectué directement après la gravure du germanium. Le délaquage est arrêté lorsque le signal DFA est stable.

On passe maintenant à la gravure d'empilements avec couches d'arrêt. Dans la figure 4.29 sont présentées des courbes de suivi DFA expérimentales et théoriques. Ces dernières sont obtenues par simulation RCWA (voir figure 4.29b, courbe noire), et sont toutes calculées pour une même épaisseur de germanium (820 nm). En revanche elles subissent toutes une homothétie différente selon l'axe temporel afin de pouvoir être en adéquation avec les oscillations de fin de gravure. La variation de position du minimum pour les différents échantillons provient de la variation de la vitesse de gravure de la recette ainsi que du délai non contrôlable d'initiation de la gravure. Cela justifie bien la nécessité d'effectuer un suivi DFA.

Dans la figure 4.29a sont présentées des courbes de suivi pour deux échantillons dont le temps de surgravure à partir du minimum est de 1 s. De la même manière, les courbes de suivi DFA de la figure 4.29b présentent les résultats de suivi pour des échantillons de temps de surgravure plus élevé : 12 s (courbe bleue) et 16 s (courbe rouge). Seuls les deux derniers maximums sortent réellement du bruit de mesure lors du suivi DFA. En pratique je repère le maximum du suivi DFA (par exemple 135 et 150 s respectivement pour les courbes rouge et bleue de la figure 4.29a), et observe ensuite si le minimum qui lui succède passe sous la ligne de base du bruit du signal. Si c'est bien le cas, le minimum repéré correspond bien à mon indicateur pour la mesure du temps de surgravure.

Dans la figure 4.30 sont présentées des images MEB d'échantillons après gravure. Les images 4.30a et b correspondent à un temps de surgravure trop faible, 1 s. Ce dernier n'a pas été délaqué. Dans l'image 4.30a, on observe que le fond de gravure n'est pas homogène : une ligne de démarcation

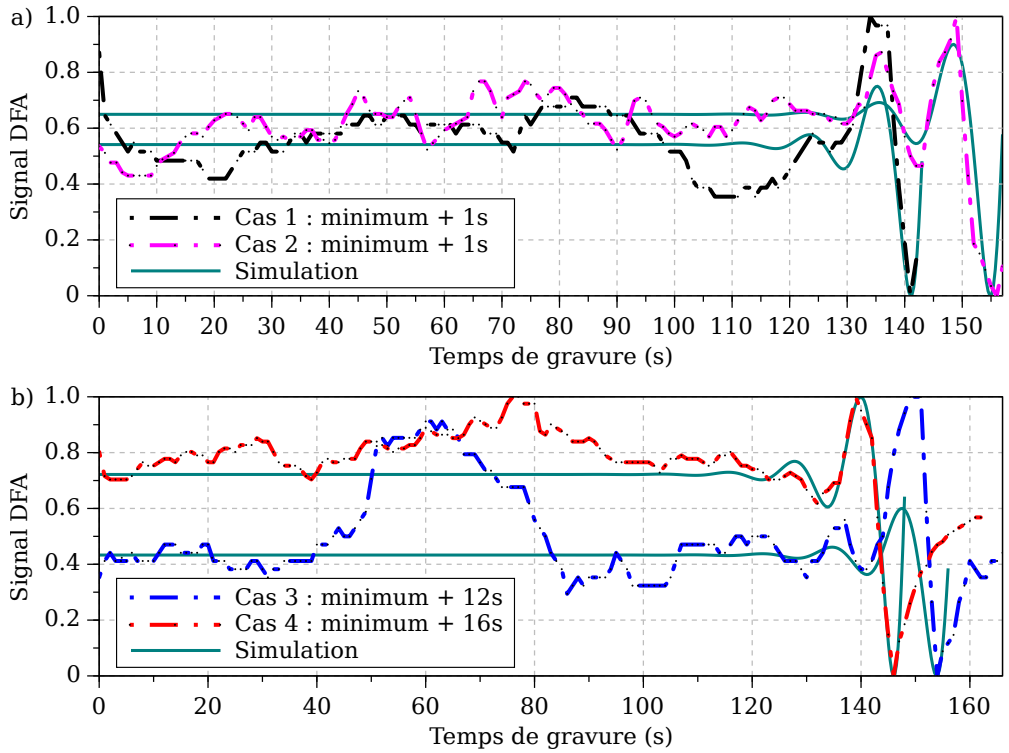



FIGURE 4.29 – Courbes de suivi DFA pour la gravure du réseau principal avec différents temps de surgravure à partir du minimum de la courbe expérimentale : a) 1 s, b) 12 s, et 16 s.

parsemée de résidus entoure les motifs de test. Au-dessus de chaque structuration, on observe une couche plus sombre. Dans l'image 4.30b, on constate également que le milieu de la tranchée gravée n'est pas homogène. L'échantillon présenté dans l'image 4.30c a subi une surgravure de 12 s et a été délaqué *in-situ*. Le fond de gravure est bien plat, mais présente des taches sombres. Le sommet des créneaux ne présente aucun résidu.

Pour commencer, la ligne de démarcation visible sur l'image 4.30a est liée à la différence de vitesse de gravure entre les aplats et les réseaux et peut être attribuée au phénomène d'« Aspect Ratio Dependent Etching » (ARDE). L'attaque du matériau est plus prononcée dans les zones dégagées qu'entre les réseaux car l'accès pour les gaz réactifs y est plus direct. Ainsi, en-dehors des réseaux on observe la couche d'arrêt, tandis qu'au voisinage de ces derniers la couche de germanium n'a pas été entièrement consommée. Le constat est le même pour l'interprétation de l'image 4.30b : la couche de germanium est encore continue dans le fond de gravure, on commence seulement à légèrement entrevoir la couche d'arrêt sur une ligne située entre deux créneaux du réseau. Cette avance de phase de la gravure dans les aplats par rapport aux réseaux est l'un des 2 éléments principaux permettant de justifier de l'intérêt du suivi DFA sur des aplats, le premier étant que la forme des oscillations n'est liée ni à la chimie de la recette de gravure ni à sa vitesse (voir paragraphe *Suivi DFA sur l'empilement de couches minces*, page 183). La couche sombre visible au sommet des structurations de la figure 4.30a est la même que celle donnant une forme triangulaire au sommet des créneaux de la figure 4.30b et correspond à la résine n'ayant subi ni rinçage à l'acétone ni plasma de délaquage. L'épaisseur de résine restante n'est pas excessive, ce qui valide l'épaisseur initiale de résine ECI, 1.1 µm, déposée à l'enduction (voir partie 4.2.4.1, page 165). La figure 4.30c illustre ainsi la bonne qualité du délaquage puisque les sommets des réseaux sont entièrement dégagés. Les bulles noires visibles dans cette même images sont liées à l'état de surface de la couche d'arrêt après gravure.

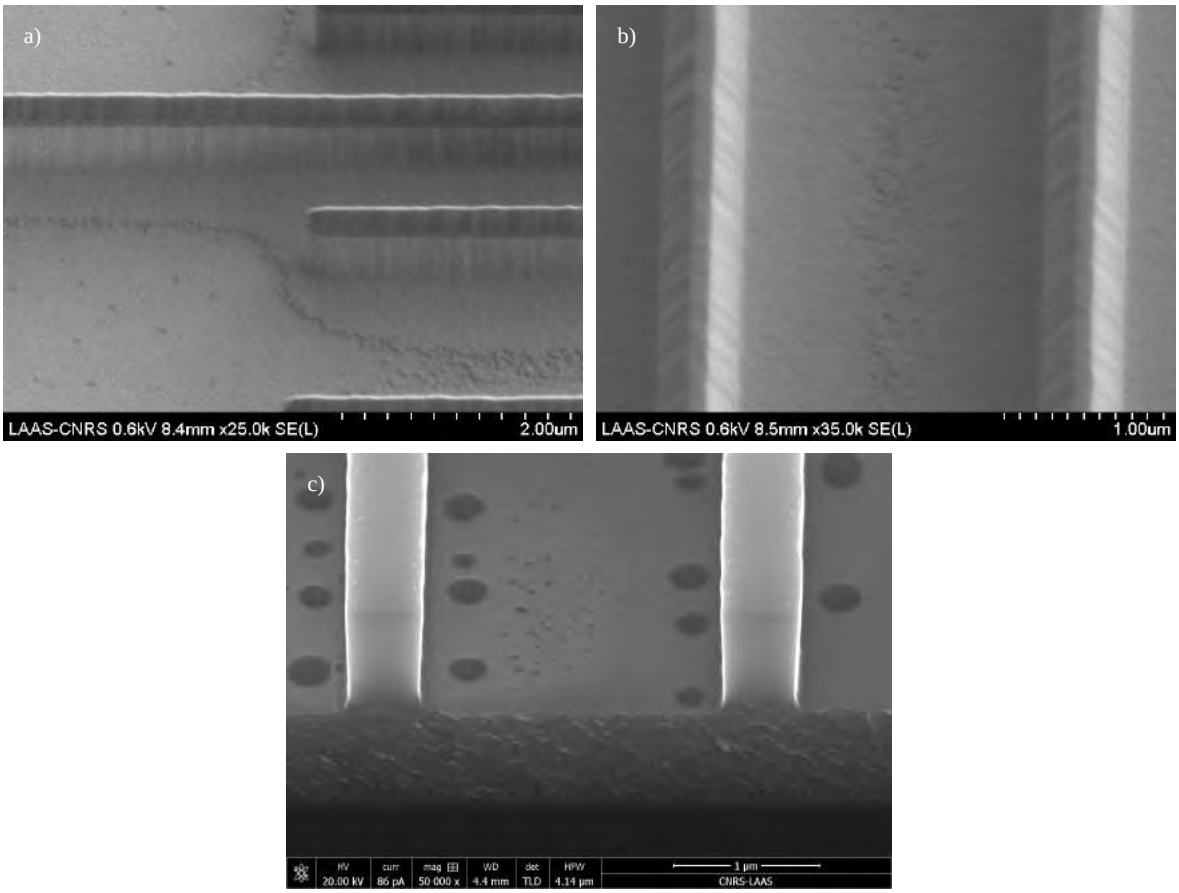



FIGURE 4.30 – Les images a) et b) sont des clichés MEB du réseau dont le suivi DFA est donné par la courbe noire dans la figure 4.29a. Elles correspondent respectivement à a) un bord de motif test et b) une tranchée gravée entre deux créneau du réseau d'un filtre. L'image c) est une vue MEB en coupe de l'échantillon surgravé 12 s, et dont la courbe de suivi DFA est donnée par la courbe bleue de la figure 4.29a.

#### 4.3.2.3 *Retrait de la couche d'arrêt*

Le retrait de la couche d'arrêt a lieu lors des étapes h) et n) du procédé (voir figure 4.5 page 4.5). La couche d'arrêt est retirée par attaque chimique à l'aide d'une solution équivolumique d'eau déionisée et d'acide acétique glacial. Dans un cristallisoir 4 pouces sont versés 50 mL d'eau puis 50 mL d'acide. Après homogénéisation du mélange l'échantillon y est plongé. La vitesse de gravure de la couche d'arrêt dans une telle solution est estimée à $10 \pm 5\,\mathrm{nm{\cdot}min^{-1}}$. La figure 4.31 illustre l'aspect de la couche d'arrêt pour différents temps de gravure.

Dans l'image MEB 4.31a, on observe que le fond de gravure entre deux créneaux du réseau (zones de haute luminosité en bords d'image) est parsemé de résidus clairs. On retrouve les formes circulaires sombres visibles sur la figure 4.30c. Un zoom en bord d'une de ces zones (voir figure 4.31b) permet de mettre en évidence différents états de surface du fond de gravure : on distingue nettement des résidus clairs à la surface d'un matériau polycristallin. La figure 4.31c illustre une zone située au pied d'une dent du réseau, laquelle a subi une attaque chimique de 4 minutes. On constate que la couche d'arrêt (couche plus claire à la base de la dent) a subi une sous-gravure notable (encoche d'environ 60 nm à droite de la base de la dent).

Les résidus observés sur les figures 4.31a et b correspondent au résidus de la couche d'arrêt qui n'a pas été entièrement éliminée après 2 minutes de gravure chimique. On observe très bien dans la figure 4.31b la différence de texture entre les résidus d'aspect amorphes et la structure polycristalline

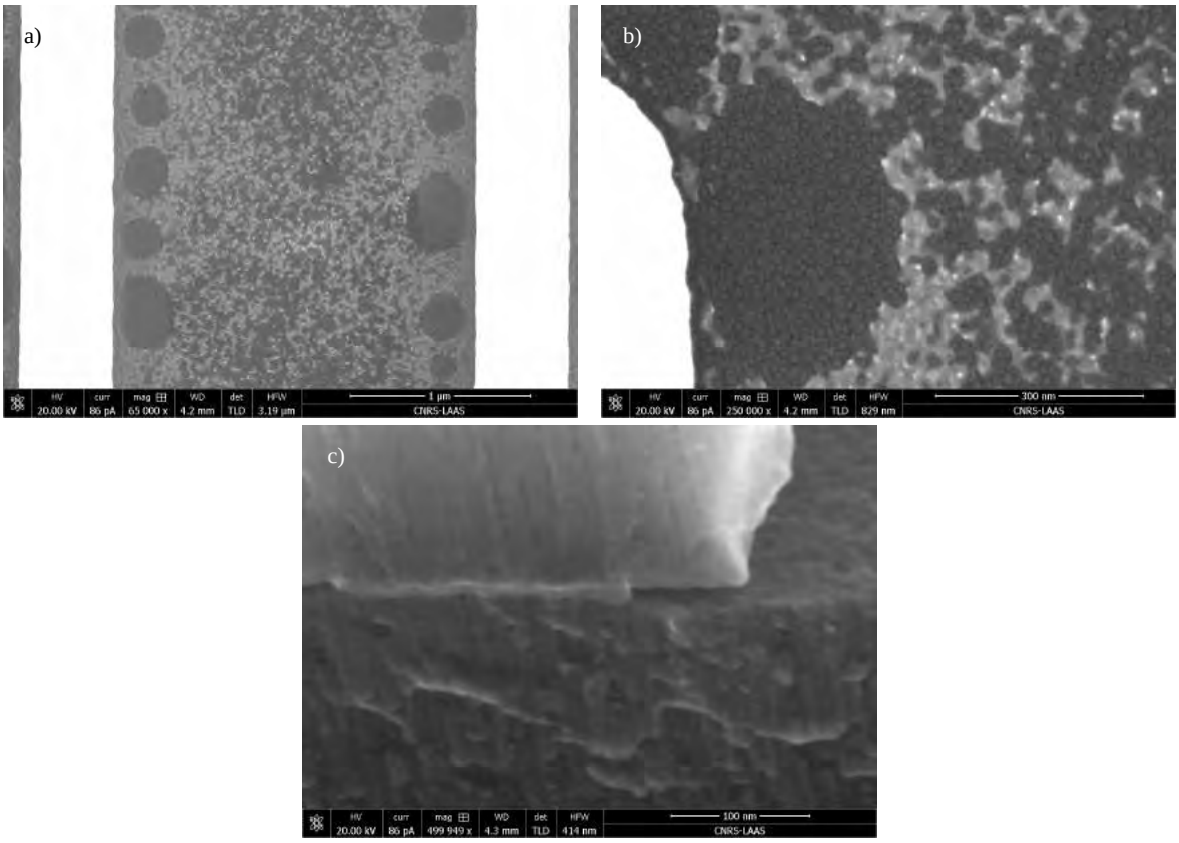



FIGURE 4.31 – Images MEB de l'échantillon surgravé 16 s (voir figures 4.30b, courbe rouge et figure 4.30c) après 2 minutes d'attaque chimique en différents endroits : a) entre deux créneaux du réseau et b) zoom au niveau d'une zone dégagée de résidus. L'image MEB c) présente le pied d'une dent du réseau clivé ayant subi une attaque chimique de 4 minutes.

du germanium dont l'orientation préférentielle lors de la croissance est bien visible dans la figure 4.31c malgré les défauts engendrés par le clivage. La couche d'arrêt a été complètement retirée après 4 minutes de gravure chimique, mais cela se traduit par une sous-gravure importante de la couche d'arrêt sous les réseaux (voir figure 4.31c), ce qui peut nuire à la tenue mécanique des dents du réseau. Par conséquent, j'appliquerai par la suite une attaque chimique de 3 minutes afin de retirer la couche d'arrêt.

#### 4.3.2.4 *Conclusion intermédiaire*

Pour conclure, nous avons démontré dans cette partie la validité de l'ensemble de notre procédure de gravure pour le premier niveau. En particulier, les réseaux obtenus sont d'une grande propreté grâce à un délaquage effectué dans le bâti d'ICP-RIE en utilisant une gravure $O_2$ (voir partie 4.3.2.2, page 188). De plus, la méthode de suivi DFA retenue (voir paragraphe *Suivi DFA sur l'empilement de couches minces*, page 183) permet de gérer de façon reproductible et indépendante de la recette utilisée le temps de surgravure, ce qui assure la bonne verticalité de leurs flancs.

### 4.3.3 *Gravure du second niveau*

Le procédé de gravure du second niveau est très proche de celui du premier niveau. Les différences sont les suivantes :

— j'utilise la recette Si-nano, plus lente que la recette RIEAN-O2 pour la gravure du germanium,

— l'attaque chimique a lieu avant le délaquage afin de ne pas accentuer la sous-gravure de la couche d'arrêt du premier niveau.

Il est important que la composition de la résine ne soit pas altérée entre la gravure du germanium et le délaquage afin qu'elle ne devienne trop difficile à délaquer. Pour cette raison, on réduit au maximum le temps de sortie de l'échantillon hors du réacteur et on ne lui fait subir aucun traitement autre que l'attaque chimique. Il nécessaire d'utiliser systématiquement un support pour cet échantillon afin de ne pas contaminer les équipements de caractérisation.

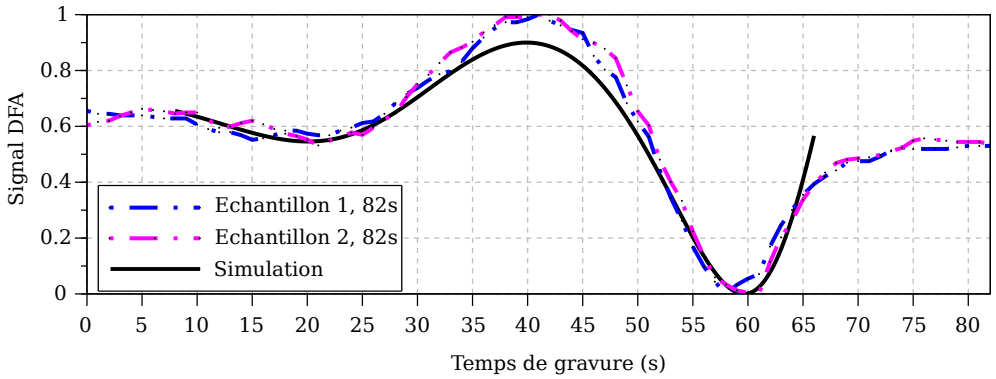



FIGURE 4.32 – Courbes de suivi DFA théorique et expérimentales pour la gravure du réseau interstitiel de deux échantillons différents.

Comme pour la gravure du premier niveau, le suivi de gravure se fait par DFA, mais on doit adapter le contrôle du temps de surgravure. Dans la figure 4.32 sont présentées les courbes de suivi DFA de deux gravures de réseaux interstitiels ainsi que la courbe théorique ayant subi une translation et une homothétie afin que ses oscillations soient superposées à celle des courbes expérimentales. Les deux courbes expérimentales se superposent bien mieux entre elles que les courbes présentées dans la figure 4.29.

La bonne superposition des courbes traduit une meilleure reproductibilité de cette recette de gravure (Si-nano) que celle utilisée pour la gravure du réseau principal (RIEAN-O2). Ainsi, on pourrait imaginer de contrôler la profondeur de gravure de la corrugation interstitielle uniquement au temps.

Suite à cette étape de gravure, les deux échantillons subissent une attaque chimique de 3 minutes (voir partie 4.3.2.3, page 191), puis un délaquage (voir partie 4.3.2.2, page 188). La figure 4.33 illustre, à chacune de ces étapes, l'aspect des réseaux de l'échantillon dont les courbes de suivi DFA pour les gravures du premier et du deuxième niveaux sont respectivement données par la courbe rouge de la figure 4.29a et la courbe bleue de la figure 4.32. Les images alignées sur une même colonne sont faites à un même grossissement. Les images dans les colonnes 1, 2 et 3 permettent respectivement de mettre en avant l'homogénéité des réseaux, le bon alignement des niveaux de corrugation et la verticalité des flancs de gravure.

L'image 4.32c donne l'allure du réseau directement après la gravure ICP-RIE du second niveau. La dent du réseau principal est toujours recouverte de résine, et le fond de gravure présente des bulles sombres, caractéristiques de l'état de la couche d'arrêt après gravure fluorée (voir figures 4.30 et 4.31).

L'aspect du même réseau après retrait de la couche d'arrêt est illustré dans la figure 4.32f. Le fond de gravure est maintenant homogène. La couche de résine a permis d'empêcher l'attaque chimique d'affecter la couche d'arrêt située sous la dent du réseau principal.

Enfin, cette couche de résine est éliminée dans une dernière étape de délaquage afin d'obtenir le réseau final (voir figure 4.33i). Le décalage entre les deux niveaux de gravure estimé à partir de l'image 4.33g est de $10 \pm 20$ nm. L'objectif d'alignement de $\pm 100$ nm est donc atteint.

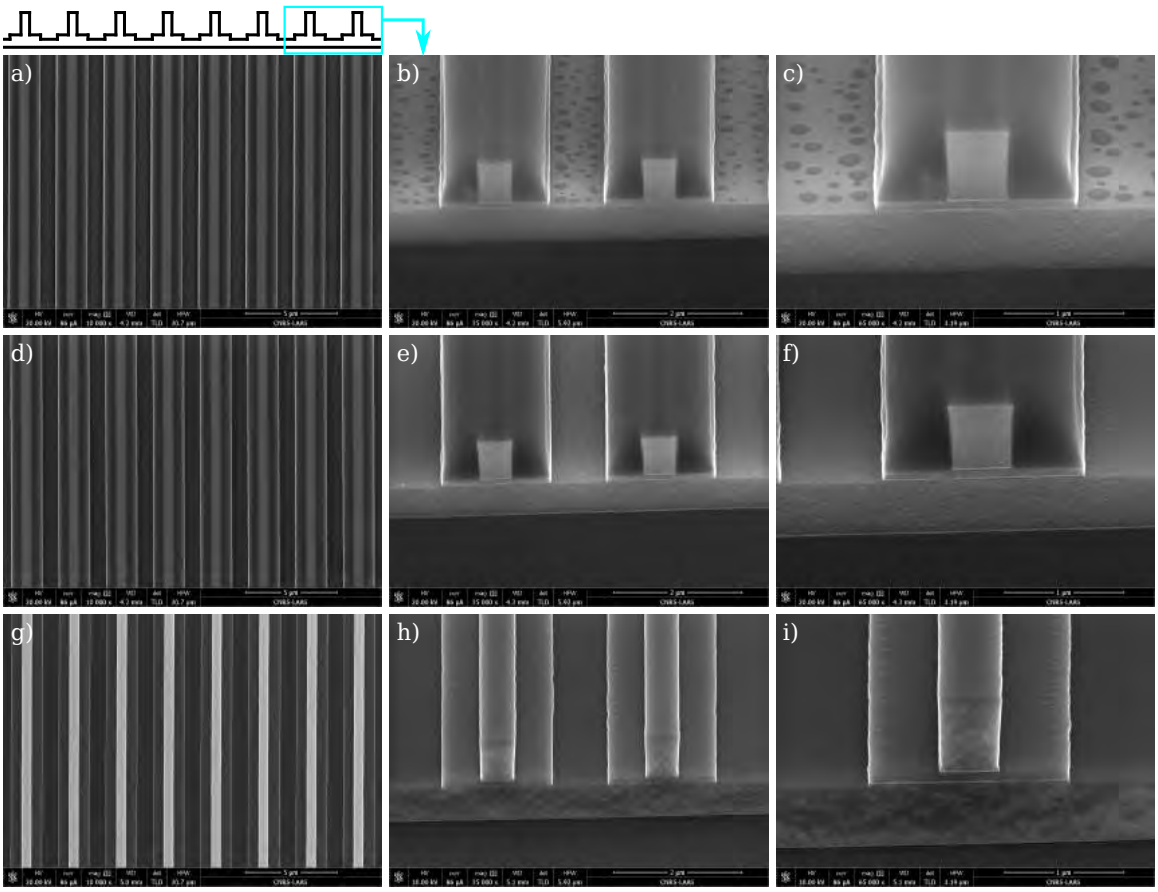



FIGURE 4.33 – Illustration de différentes étapes de la gravure du second niveau d'un échantillon par des images MEB : (a, b, c) gravure du germanium, (e, f, g) retrait de la couche d'arrêt, (h,i,j) délaquage.

### 4.3.4 *Conclusion sur la gravure*

Nous avons démontré dans cette partie l'efficacité de notre protocole de gravure par ICP-RIE pour l'obtention des deux niveaux de structuration.

En particulier, l'introduction de couches d'arrêt dans la structure de nos filtres permet de bénéficier de la sélectivité chimique de l'ICP-RIE, et ce sans atténuer les performances des filtres. En conséquences, le contrôle de l'épaisseur des couches ne dépend que du procédé de dépôt, bien plus précis que le procédé de gravure, ce qui nous permet de garantir le respect des tolérances de fabrication sur l'épaisseur des couches.

L'utilisation de deux recettes de gravure fluorées différentes, une rapide (RIEAN-O2) et une lente (Si-nano), permet par ailleurs d'obtenir des réseaux aux flancs verticaux. Une troisième recette de gravure $O_2$ permet à la fois l'ouverture de la couche de BARC ainsi que le délaquage de la résine. Le respect des tolérances géométriques sur les dimensions latérales du réseau ne dépend alors que de la qualité des motifs de résine issus de l'étape de photolithographie et de la répétabilité de l'ouverture de la couche anti-reflet.

Malgré l'indépendance de l'épaisseur des couches à la durée de la gravure, nous avons illustré qu'il était tout de même nécessaire de contrôler le temps de surgravure des réseaux afin d'en garantir la tenue mécanique. Nous avons pour cela mis en place une méthode de suivi optique interférentielle *in situ*. Elle peut être appliquée indépendamment de la recette de gravure utilisée, et ne nécessite pas de travailler dans une zone de transparence du germanium. Cette méthode pourrait être améliorée en utilisant un signal DFA moins bruité. Par ailleurs, dans la mesure où la recette Si-nano utilisée pour

la gravure des corrugations du réseau interstitiel semble avoir une vitesse de gravure relativement constante, on pourrait envisager d'en effectuer le suivi de gravure au temps, sans suivi optique.

## 4.4 CARACTÉRISATION OPTIQUE

Nous présentons dans cette partie quelques résultats de caractérisation optique pour un filtre fabriqué sur substrat $CaF_2$. Seules des caractérisations en réflexion ont été effectuées car le substrat de cet échantillon n'était pas poli en face arrière. Ces spectres expérimentaux sont comparés à des données théoriques.

### 4.4.1 *Spectre en transmission théorique*

Dans un premier temps, la figure 4.34 présente la réponse théorique du filtre telle que calculée par RCWA pour une onde plane sous incidence normale. Les paramètres géométriques utilisés pour la simulation ont été extraits de mesures expérimentales sur l'échantillon caractérisé optiquement. Ils sont regroupés dans le tableau 4.8 et comparés aux dimensions nominales de la structure. Toutes les tolérances géométriques telles que spécifiées dans le tableau 4.1, page 144 ont été respectées.

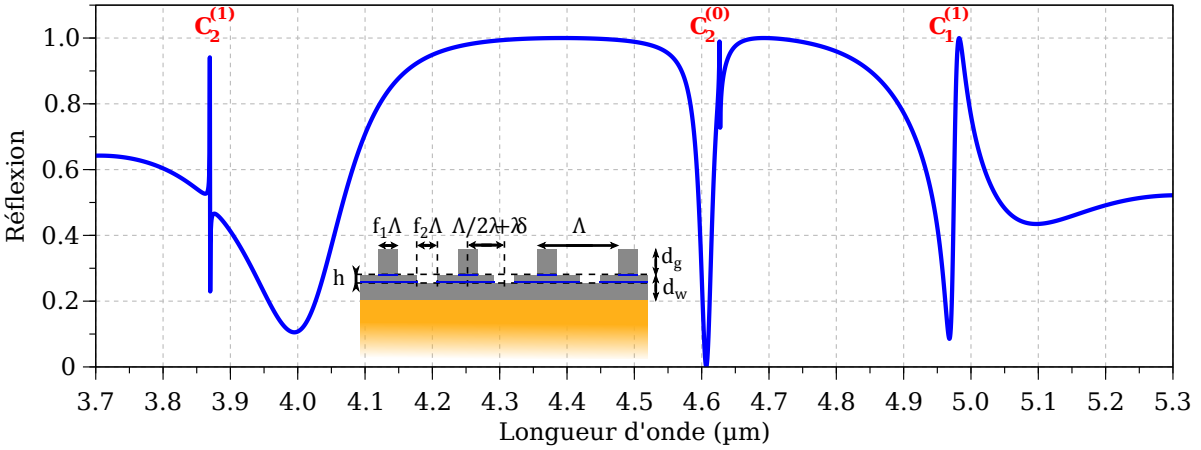



FIGURE 4.34 – Spectre théorique en réflexion du filtre fabriqué. Les paramètres géométriques sont : $d_w = 713\,nm$, $d_g = 826\,nm$, $h = 122\,nm$, $\Lambda = 2.54\,\mu m$, $f_1 = 0.24$, $f_2 = 0.30$, $\delta = 47\,nm$. Le réseau est illuminé par une onde plane sous incidence normale.

Les différentes résonances présentes dans le spectre sont identifiées. On constate que le pic de la résonance $C_0^{(2)}$ au voisinage de 4.6 µm est légèrement dédoublé. Le pic le plus fin résulte de la résonance du mode sombre. Son couplage est rendu possible sous incidence normale à cause du décalage entre les deux niveaux de gravure qui rompt la symétrie du réseau. Toutefois, le décalage entre les deux niveaux de gravure étant faible, son impact est négligeable par rapport au pic de résonance du mode clair.

| | $d_w$ | $d_g$ | $h$ | $\Lambda$ | $f_1$ | $f_2$ | $\delta$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Nominal | 682 nm | 820 nm | 100 nm | 2.54 µm | 0.24 | 0.30 | 0 nm |
| Mesuré | 713 nm | 826 nm | 122 nm | 2.54 µm | 0.24 | 0.30 | 47 nm |

TABLE 4.8 – Comparaison entre les dimensions nominales du filtre et les dimensions mesurées sur l'échantillon fabriqué. La structure est illustrée en encart de la figure 4.34, page 195.

### 4.4.2 *Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques*

La caractérisation optique a été effectuée par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier. Nous avons utilisé un objectif en ZnSe d'ouverture numérique 0.08 dont la de fenêtre de transparence est comprise entre 2 et 12 µm. La normalisation des données expérimentales s'est faite par rapport à un miroir en or pris comme référence.

Comparons maintenant les réponses théorique et expérimentale. La figure 4.35 présente la réponse expérimentale du filtre (courbe noire), et la réponse théorique du filtre tel qu'illuminé par un faisceau gaussien d'extension 40 µm. Cette taille correspond à la taille du spot généré par l'objectif utilisé pour la mise en forme du faisceau infrarouge incident.

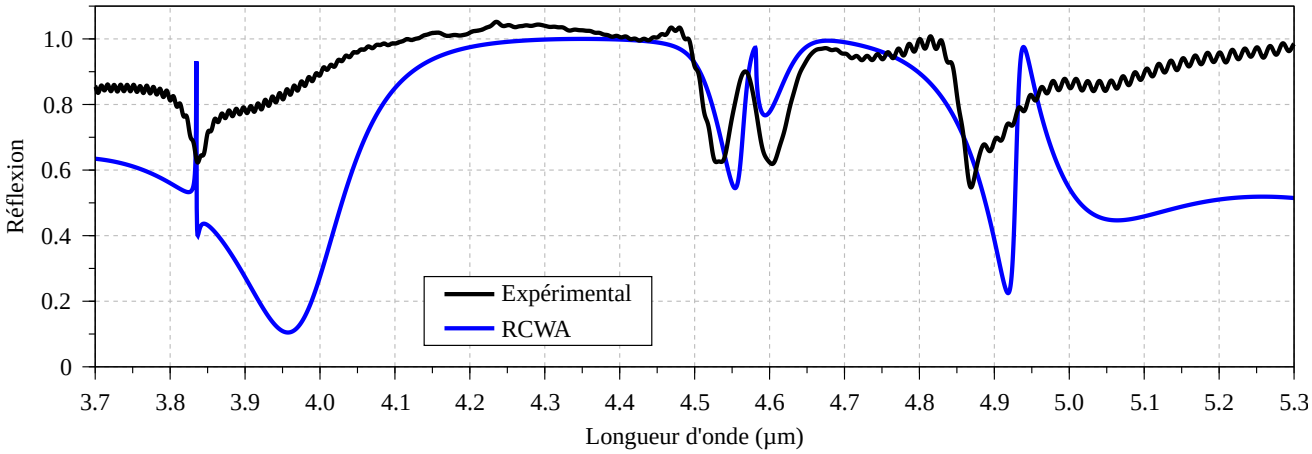



FIGURE 4.35 – Comparaison entre la courbe expérimentale du réseau mesurée en réflexion (courbe noire) et la courbe théorique calculée par RCWA (courbe bleue). Les paramètres géométriques du réseau utilisés pour la simulation sont : $d_w = 713\,\text{nm}$, $d_g = 826\,\text{nm}$, $h = 122\,\text{nm}$, $\Lambda = 2.54\,\mu\text{m}$, $f_1 = 0.24$, $f_2 = 0.30$, $\delta = 47\,\text{nm}$. Un faisceau gaussien incident de largeur 40 µm est considéré dans la simulation.

On peut constater en observant l'allure de ces courbes que le comportement des différentes résonances observées expérimentalement peut être reproduit par la simulation RCWA. En particulier, au lieu de l'unique pic de transmission attendu au voisinage de 4.6 µm pour un filtre illuminé par une onde plane, on observe un doublet résonant. Cela est lié au fait que la largeur du faisceau incident utilisé pour la caractérisation, 40 µm, est trop faible par rapport à la taille minimale de pixel permettant un fonctionnement optimal du filtre, 100 µm (voir figure 2.31, chapitre 2, page 100).

Afin de caractériser le filtre dans sa plage de fonctionnement optimale, il serait nécessaire d'utiliser un objectif générant un faisceau plus étendu, de l'ordre de 100 µm ou, de façon équivalente, d'ouverture angulaire plus faible, inférieure à l'acceptance angulaire du filtre (3.7°).

### 4.4.3 *Accordabilité du filtre*

Dans la figure 4.36 est présentée la réponse de différents pixels adjacents. Les épaisseurs des couches de ces filtres sont donc identiques, mais leur période varie.

Comme attendu d'après l'étude théorique d'accordabilité (voir figure 2.32, chapitre 2, page 101), la longueur d'onde des différentes résonances augmente avec la période. On remarque que la transmission au niveau du doublet résonant des filtres de période 2.48 µm et 2.50 µm est faible par rapport aux autres filtres. Cela pourrait être lié à un défaut de fabrication au niveau de ces réseaux ou bien au fait

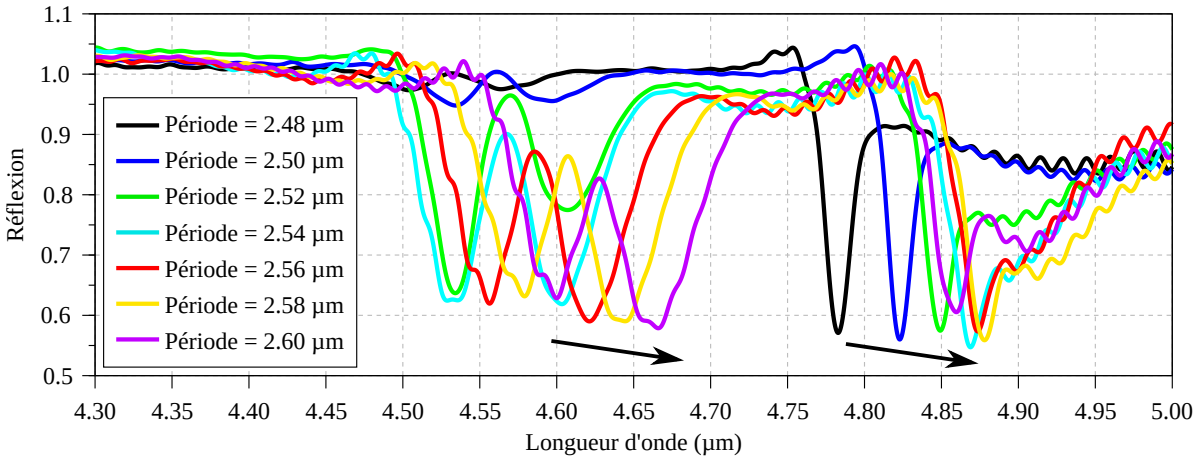



FIGURE 4.36 – Mesure de l'accordabilité du filtre avec la période.

que la période est trop faible, ce qui conduit à une atténuation de la résonance du mode $TE_0$ par le zéro de la résonance $TE_1$.

### 4.4.4 *Conclusion caractérisation*

Nous avons présenté brièvement dans cette partie quelques résultats de caractérisation obtenus sur un échantillon caractérisé en réflexion. L'accord entre les données expérimentales et théoriques est satisfaisant et permet d'identifier les différentes résonances.

Toutefois, il serait plus intéressant de pouvoir caractériser des échantillons en transmission avec un faisceau d'ouverture angulaire inférieure à la tolérance angulaire du filtre. Cela permettrait de valider de façon quantitative le bon fonctionnement du concept de filtre doublement corrugué, mais également d'évaluer l'impact de l'absorption.

Des expérimentations seront conduites dans le but de réaliser des échantillons en transmission pour lesquels les deux faces sont polies, et dont la face arrière est dotée d'un traitement anti-reflet. Néanmoins, jusqu'à présent, le parallélisme des deux faces du substrat m'a empêché d'obtenir une résolution suffisante des motifs sur les deux niveaux lors des étapes de photolithographie. L'inclinaison de la face à insoler dépasse en effet la capacité de compensation du tilt du stepper. On tentera par la suite de réaliser un démonstrateur en effectuant l'insolation par lithographie électronique.

## 4.5 CONCLUSION

Pour conclure, nous avons présenté dans ce chapitre un procédé de fabrication pour le ZCG purement TE doublement corrugué. Cette structure a été spécifiquement étudiée car elle est la plus complexe à réaliser. Afin d'en respecter les tolérances de fabrication, nous avons opté pour une filière de fabrication purement soustractive utilisant des instruments issus du domaine de la micro-électronique. Les étapes de photolithographie sont conduites à l'aide d'un stepper permettant une exposition par projection avec réduction de champ, tandis que la gravure est faite par ICP-RIE.

Les matériaux utilisés pour réaliser nos filtres, en particulier le $CaF_2$ du substrat de taille 2 pouces, nous ont imposé de mettre en œuvre un protocole spécifique pour l'utilisation du stepper, car ce dernier est dédié à la manipulation de wafers 6 pouces. Nous avons montré que ce protocole permettait d'obtenir des résultats proches de ceux obtenus dans ces conditions de fonctionnement standard du stepper, bien qu'un rendement plus faible ait été constaté, notamment pour les corrugations intersti-

tielles. Celui-ci pourrait être augmenté en automatisant certaines étapes dont le développement, ou bien en utilisant une résine négative. Néanmoins, la reproductibilité des résultats et le bon contrôle des dimensions latérales du réseau justifient l'approche utilisée.

En ce qui concerne la gravure des réseaux, nous avons, sur la base d'une étude antérieure à ma thèse de la sélectivité des recettes de gravure ICP-RIE pour différents matériaux infrarouges, introduit dans la structure du filtre des couches d'arrêt. Grâce à cela, la précision sur l'épaisseur des couches ne dépend que du procédé de dépôt. Nous avons ainsi pu nous affranchir partiellement de la variabilité du procédé de gravure. Nous avons tout de même dû mettre en place une méthode de suivi optique *in situ* afin de gérer le temps de surgravure des réseaux et d'en garantir la verticalité des flancs ainsi que la tenue mécanique.

L'application de notre procédé de fabrication a permis de vérifier les tolérances de fabrication de la structure doublement corrugué. Il pourrait néanmoins également être directement appliqué à la fabrication des réseaux purement TE simplement corrugué 1D et 2D. Pour ce qui est du filtre TE/TM 1D large bande, il pourrait être nécessaire de refaire une étape d'optimisation des paramètres de dose et de focus pour l'exposition. Dans le cas du réseau TE/TM couplé par l'ordre 2 du réseau, la forte épaisseur du réseau pourrait nous imposer de travailler avec une couche d'ECI plus épaisse, ou bien d'utiliser une couche d'arrêt comme masque dur.

Des résultats de caractérisation optique en réflexion sur un échantillon doublement corrugué ont été réalisés. Ces résultats sont encourageants car l'accord entre les données théoriques et expérimentales permet d'identifier les différentes résonances.

La poursuite des travaux expérimentaux consisterait, d'une part à fabriquer et caractériser en transmission des échantillons dont les deux faces sont polies à l'aide en utilisant un faisceau incident dont la focalisation serait inférieure à l'acceptance angulaire du filtre, et, d'autre part, à réaliser des démonstrateurs pour les filtres ZCGs TE/TM.

# CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de cette thèse, j'ai cherché répondre à la problématique du filtrage multispectral pixellisé en utilisant des concepts issus du domaine de la photonique. Ces derniers présentent l'avantage de pouvoir produire des filtres dont les réponses spectrales peuvent être décalées par modification de leurs dimensions latérales. Plusieurs de ces pixels peuvent ainsi être structurés simultanément pour former une mosaïque à l'aide de moyens de fabrication planaires issus du domaine de la micro-électronique.

Dans un premier chapitre, j'ai effectué une étude bibliographique large des différents concepts de filtrage existants dans la littérature scientifiques. L'accent a été mis sur la capacité de ces structures à répondre aux besoins du filtrage pixellisé : fonction de filtrage passe-bande large (plusieurs dizaines de nanomètres) en transmission, bonne sélectivité, haute efficacité de filtrage dans le moyen infrarouge, tolérance angulaire de plusieurs degrés, capacité d'implémentation à l'échelle du pixel ($\approx$ 20 µm). Si les structures les plus matures dans ce domaine sont les réseaux métal-diélectriques, j'ai fait le choix de retenir un concept de filtrage utilisant des matériaux purement diélectriques afin de m'affranchir de l'absorption des métaux. En particulier, la solution offerte par les zero-contrast gratings (ZCG) m'a semblé la plus pertinente. Ces filtres exploitent des matériaux de haut contraste d'indice afin de réaliser des fonctions de filtrage passe-bande étroites dans le domaine du moyen infrarouge. Par ailleurs, leur structure est très simple et ils peuvent être accordés en longueur d'onde par simple modification des dimensions latérales du réseau.

Le second chapitre a porté sur l'étude des ZCGs uni-dimensionnels. Malgré le haut contraste d'indice des matériaux utilisés, j'ai montré qu'une approche perturbative était justifiée pour décrire leur fonctionnement. J'ai alors mis en place un méthode de conception semi-analytique des ZCGs qui m'a permis d'obtenir un premier filtre passe-bande fin d'efficacité proche de 100% dans le domaine du moyen-infrarouge en utilisant du germanium et du fluorure de calcium comme matériaux. Une étude de tolérance angulaire a révélé l'incapacité de tels filtres à fonctionner de manière efficace sur des pixels inférieurs au millimètre. Par une stratégie de double corrugation du réseau, je suis parvenu à augmenter la bande passante du filtre jusqu'à plus de 100 nm mais également à diminuer la taille de pixel accessible à 100 µm environ.

Dans le troisième chapitre, j'ai cherché à étendre ces résultats à des structures bi-dimensionnelles afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation. En utilisant un simple réseau carré, j'ai pu immédiatement l'obtenir dans le cas des filtres étroits. En revanche, malgré l'utilisation de géométries plus complexes, je n'ai pu obtenir l'élargissement souhaité de la bande passante de ces filtres. Par une analyse modale, j'ai mis en évidence que le fonctionnement des ZCGs issus de la littérature, basé exclusivement sur le couplage de modes guidés TE, était un facteur limitant. J'ai alors développé un nouveau concept, dit « ZCG TE/TM », qui exploite pleinement le potentiel bi-dimensionnel des réseaux utilisés. L'exploration de différents points de fonctionnement m'a permis de démontrer des filtres passe bande de largeur à mi-hauteur comprise entre 30 pm et 40 nm. Certains d'entre eux pourraient être implémentés dans des pixels de taille voisine de 40 µm. Si les filtres les plus fins spectralement ont essentiellement un intérêt théorique, j'ai illustré la fabricabilité des filtres les plus larges. Pour finir, j'ai démontré la capacité des ZCG TE/TM à fonctionner avec des matériaux ne présentant pas de très haut contraste

d'indice, en particulier le germanium et le sulfure de zinc.

Pour finir, le dernier chapitre a été consacré à la fabrication des ZCGs moyen-infrarouge. Je me suis focalisé sur l'obtention des filtres doublement corrugués car ceux-ci présentent la plus grande difficulté de réalisation. J'ai alors choisi d'appliquer une démarche purement soustractive pour la fabrication de ces filtres dans laquelle j'ai utilisé, pour les étapes de photolithographie, un stepper opérant par projection avec réduction de champ et, pour les étapes de gravures, un appareil d'ICP-RIE. Les étapes d'exposition au stepper ont demandé un développement spécifique dû à l'utilisation de substrats $CaF_2$ 2 pouces, les seuls pouvant être adaptés au stepper. Afin de contrôler précisément les profondeurs gravées, j'ai exploité la sélectivité chimique de la gravure ICP-RIE, et ai introduit des couches d'arrêt dans la structure des filtres. La verticalité des flancs de gravure a été assurée par l'anisotropie de la recette de gravure et la mise en place d'une méthode de suivi optique *in-situ*. Le procédé de fabrication développé à permis de respecter l'ensemble des tolérances de fabrication de mes structures. Un démonstrateur a ainsi été fabriqué et caractérisé optiquement. Ces premiers résultats de caractérisation montrent un accord correct avec la théorie.

En conclusion, bien que le but ultime des pixels de 20 µm n'ait pas été atteint lors de ces travaux de thèse, j'ai pu faire émerger le concept de filtrage des ZCGs TE/TM dont une étude théorique plus approfondie pourrait se révéler très intéressante. Par exemple, j'ai n'ai fait qu'envisager brièvement quelques géométries de réseau doublement corrugué, et des propriétés originales du point de vue de la tolérance angulaire ont tout de même pu être mises en avant. De plus, la stratégie de double corrugation n'est pas la seule pertinente pour les ZCG TE/TM. En effet, contrairement au ZCGs purement TE, comme ceux-ci exploitent deux modes de même indice, ils devraient pouvoir être implémenté dans des structures de type CRIGF fonctionnant en transmission. On utiliserait alors seulement quelques périodes pour les DBRs étant donné le fort contraste d'indice des matériaux utilisés. Cela nécessiterait cependant des moyens de simulations, voire d'optimisation algorithmique, que je n'ai pas eu le temps de développer.

Du point de vue de la fabrication, nous avons mis en place notre procédé en utilisant le stepper pour sa rapidité d'exposition et sa précision de ré-alignement. Si l'on était amené à effectuer le dépôt des couches minces directement sur la matrice du détecteur, l'utilisation d'un appareil de lithographie e-beam pourrait être plus intéressante, à condition d'utiliser les appareils les plus récents dont la vitesse d'écriture est relativement rapide. L'e-beam possède en effet une plus grande flexibilité que le stepper vis-à-vis de l'insolation de substrats de taille non standardisée.

Pour ce qui est de la caractérisation optique, l'essentiel reste à faire. Les premières étapes de mise en place d'un banc de caractérisation utilisant un laser accordable de très faible divergence angulaire ont été conduites afin de pouvoir évaluer l'efficacité des filtres ZCGs les plus fins spectralement. Il suffirait à présent de se procurer les différents élément et de les assembler. Pour les filtres de tolérance angulaire plus élevée (>1°), un montage spécifique pour une caractérisation au FTIR est à l'étude.

Enfin, nous n'avons pas exploré certains concepts combinant à la fois les empilements de couches minces et les structures photoniques pour réaliser des fonctions optiques originales. Par exemple, on pourrait former un filtre Fabry-Pérot accordable en déposant d'un côté d'une cavité un empilement de couches minces hautement réflectif large bande, tandis que l'on structurerait le second côté avec les réseaux résonant en réflexion.

# A

# ANNEXE FILTRES 1D

## A.1 SCRIPTS LUA

### A.1.1 *Script lua de simulation de ZCG 1D pour l'obtention d'un spectre sans prise en compte de la dispersion*

Pour commencer, après que j'ai constaté l'impossibilité d'utiliser simultanément la fonction $S^4$ Interpolator (utile pour la prise en compte de la dispersion des matériaux) et du calcul mpi (multi-coeurs) le code lua a été corrigé par David Gauchard, ingénieur de recherche au LAAS-CNRS : https://github.com/victorliu/S4/pull/18.

Le script ci-dessous a été utilisé pour la figure 2.1 (voir chapitre 2, partie 2.2.2, page 64).

```
-- Filtre en transmission.
-- "Single-layer optical bandpass filter technology", Manoj Niraula, Jae Woong Yoon, and Robert Magnusson.
-- Vol. 40, No. 21 / November 1 2015 / Optics Letters

start_time = os.time()

-- Appel de fonctions lua externes à S4
repertoire='/home/S4/S4fonctionslua'
f1=assert(loadfile(repertoire..'/linspace.lua')) -- compilation de linspace
f1() -- définition de linspace comme fonction
f2=assert(loadfile(repertoire..'/concatenation.lua'))
f2() -- source : https://stackoverflow.com/a/33296534
f3=assert(loadfile(repertoire..'/concatenateTables.lua'))
f3() -- source : https://stackoverflow.com/a/33296534
f4=assert(loadfile(repertoire..'/unpack.lua'))
f4() -- https://www.lua.org/pil/5.1.html

---------- Paramétrage de la simulation
-- grandeurs fixes
harmoniques=51
period=0.860 -- dimension réelle du réseau, important pour la prise en compte de la dispersion
fillfactor=0.24
polarisation='s' -- s ou p
phi=0 -- angle de rotation (°) du triedre EHk autour de y
theta=0 -- angle de rotation (°) du triedre EHk autour de z
-- polarisation s : E=Ey pour theta=phi=0
-- polarisation p : E=Ex pour theta=phi=0
-- TE est la polarisation pour laquelle E=Ey (E // aux barres), TM est la polarisation pour laquelle E=Ex (H // aux barres)

-- epaisseur normalisées
tHCG=0.277/period
tguide=(0.520-0.277)/period

-- domaine de simulation en longueur d'onde : renseigner des valeurs NON normalisées pour paramétrer la boucle sur lambda
min1=1.24 ; max1=1.299 ; n1=60 ; v1=linspace(min1,max1,n1)
min2=1.3 ; max2=1.31 ; n2=201 ; v2=linspace(min2,max2,n2)
```

```
min3=1.311 ; max3=1.36 ; n3=50 ; v3=linspace(min3,max3,n3)
minlambda=min1 ; maxlambda=max3 ; nlambda=n1+n2+n3 ; vtot = {v1, v2, v3}
VectLambda=concatenateTables(vtot)

-- nom du dossier contenant la simu (pour cohérence)
nom='ZCG_Magnusson'
parameters='_h'..harmoniques

--initialisation des indices optiques pour définition des matériaux
nSi=3.48
nSiO2=1.51

----------En principe, il n'y a plus rien à modifier en dessous
S = S4.NewSimulation()

-- boucle pour sortir la table Vectlambda
outVectLambda=io.open('Vectlambda_min'..minlambda..'_max'..maxlambda..'_n'..nlambda..'.txt', 'w')
for ilambda1,lambda1 in ipairs(VectLambda) do outVectLambda:write(ilambda1..'\t'..lambda1..'\n') end
io.close(outVectLambda)

-- méthode : je fais la division euclidienne du nombre de valeur de tg à calculer parameters
-- le nombre de coeurs --> n=quotient*S4.MPISize + reste
-- Je distribue pour chaque processeur un nombre de valeurs à calculer égal au quotient: math.floor(ntg/S4.MPISize).
-- Ensuite je rajoute un point de calcul pour les coeurs dont le rang est inférieur au reste.
inds_lambda={}-- initialisation tableau de sortie
nlambda_par_coeur=math.floor(nlambda/S4.MPISize) -- nombre minimal de valeurs à calculer par coeur
reste=nlambda%S4.MPISize
for i=1,S4.MPISize do
  --(i<=reste and 1 or 0) renvoie 1 si le rang du coeur est inférieur ou égal
  -- au reste de la division euclidienne de nphiY par S4.MPISize, sinon 0
  start_ilambda=(i-1)*nlambda_par_coeur+ (i<=reste and i or (reste+1))
  end_ilambda=start_ilambda + nlambda_par_coeur + (i<=reste and 1 or 0) -1
  inds_lambda[i]={start_ilambda,end_ilambda}
end
-- voir section opérateur ternaires http://www.luteus.biz/Download/LoriotPro_Doc/LUA/LUA_Training_FR/LUA_Expressions.html
-- % --> reste de la division euclidienne

for ilambda=inds_lambda[S4.MPIRank+1][1],inds_lambda[S4.MPIRank+1][2],1 do
  S = S4.NewSimulation()

  S:SetLattice(1.0) ---- tout est normalisé à period !!! {x1,y1},{x2,y2} pour les vecteurs d'un réseau 2D
  S:SetNumG(harmoniques)

  -- définition des métériaux
  S:AddMaterial("Air", {1,0})
  S:AddMaterial("Si", {nSi*nSi,0})
  S:AddMaterial("SiO2", {nSiO2*nSiO2,0})

  -- Définition de la structure
  S:AddLayer('AirAbove', 0, 'Air')

  S:AddLayer('HCG', tHCG, 'Air')
```

```
  S:SetLayerPatternRectangle('HCG', 'Si', {0,0}, 0, {0.5*fillfactor, 1})

  S:AddLayer('Guide', tguide, 'Si')

  S:AddLayer('SiO2Below', 0, 'SiO2')

  lambda=VectLambda[ilambda]

  -- Définition des fichiers de sortie sortant Pt et Pr pour chaque valeur de fillfactor,
      ainsi que Vecttg
  -- outR = io.open('R_'..nom..'_dc'..ff..'.txt', 'w')
  outT = io.open('T_'..S4.MPIRank..'_'..nom..'_'..lambda..'.txt', 'w')

    freq=period/lambda
    S:SetFrequency(freq,0)

    if polarisation=='s' then
      S:SetExcitationPlanewave({phi,theta}, {1,0},{0,0})
    elseif polarisation=='p' then
      S:SetExcitationPlanewave({phi,theta}, {0,0},{1,0})
    else
      print('Problème de définition de la polarisation !')
    end

    d00=S:GetDiffractionOrder(0,0) -- indice de l'ordre 00
    d10=S:GetDiffractionOrder(1,0) -- indice de l'ordre 10
    d20=S:GetDiffractionOrder(2,0) -- indice de l'ordre 2

    forw_r,back_r,forw_i,back_i= S:GetPowerFlux('AirAbove', 0)
    P1=S:GetPowerFluxByOrder('AirAbove',0) -- puissance réfléchie
    P2=S:GetPowerFluxByOrder('SiO2Below',0) -- puissance transmise

    Pinc=forw_r
    normalisation=P1[d00][1]/Pinc -- doit être égal à 1 pour valider ma normalisation

    Pt00=P2[d00][1]/Pinc
    Pt10=P2[d10][1]/Pinc
    Pt20=P2[d20][1]/Pinc
    -- Pr0=-P1[d0][2]/Pinc
    -- Pr1=-P1[d1][2]/Pinc
    -- Pr2=-P1[d2][2]/Pinc

    --Remplissage des fichiers de sortie
    -- outR:write(lambda..'\t'..Pr0..'\t'..Pr1..'\t'..Pr2..'\n')
    outT:write(lambda..'\t'..Pt00..'\t'..Pt10..'\t'..Pt20..'\n')

    print(normalisation,Pinc,lambda,Pt0)
  -- io.close(outR)
   io.close(outT)
end
-- io.close(outRTtot)

end_time = os.time()
elapsed_time = os.difftime(end_time,start_time)
print('temps écoulé = '..elapsed_time..'s')

-- sauvegarde des paramètres (harmoniques
outparam=io.open('Parametres_'..nom..'.txt','w')
```

```
-- outparam:write(harmoniques..'\t'..fillfactor..'\t'..elapsed_time..'\n'..minP..'\t'..maxP..
    '\t'..nP..'\n'..minlambda..'\t'..maxlambda..'\t'..nlambda..'\n'..tHCG..'\t'..tguide..'\t'
    ..'o'..'\n')
outparam:write(harmoniques..'\t'..period..'\t'..elapsed_time..'\n'..minlambda..'\t'
    ..maxlambda..'\t'..nlambda..'\n'..tHCG*period..'\t'..tguide*period..'\t'..'o'..'\n')
io.close(outparam)
```

Les fonctions utilisées pour la concaténation de tables, ont été récupérées sur un forum https://stackoverflow.com/a/33296534 et un site internet dédié au codage lua https://www.lua.org/pil/5.1.html.

```
-- Concaténation de tables
-- source : https://stackoverflow.com/a/33296534

concatenation = function(table1,table2)
  local n1=#table1
  local key
  local val
    for key, val in ipairs(table2) do
        table1[key+n1] = val
    end
    return(table1)
end
```

```
-- Concaténation récursive d'un nombre indéfini de tables
-- source : https://stackoverflow.com/a/33296534

concatenateTables = function( tableList )
  local n=#tableList
    if tableList==nil then
        return  nil
    elseif n == 1 then
        return  tableList[1]
    else
        table1 = tableList[1]
        restTableList = {unpack(tableList,2)}
        return concatenation(table1, concatenateTables(restTableList))
    end
end
```

```
-- A special function with multiple returns is unpack. It receives an array and returns as
    results all elements from the array, starting from index 1
-- https://www.lua.org/pil/5.1.html

unpack=function(t, i)
i = i or 1
   if t[i] ~= nil then
      return t[i], unpack(t, i + 1)
   end
end
```

Ma fonction d'échantillonnage linéaire.

```
-- fonction type linspace de scilab
-- en entrée : deux nombres réels et un entier supérieur ou égal à 1
-- si n=1, la fonction renvoie min(x,y),
-- si x=y (et n>1 puisque traité dans le cas précédent), la fonction renvoie un vecteur de
    taille n ne contenant que la valeur x,
```

```
-- sinon, la fonction renvoie un vecteur de taille n dont les valeurs sont également espacées entre min(x,y) et max(x,y)

function linspace(x,y,n)
  local a=math.min(x,y)
  local b=math.max(x,y)
  local toto={}

  if n~=math.floor(n) or n<1 then
    print('le troisième paramètre doit être un entier supérieur ou égal à 1 !')
  elseif n==1 then
    toto={a}
  elseif a==b then
    for i=1,n do
      toto[i]=a
    end
  else
    for i=2,n do
      toto[n-i+1]=a+(b-a)/(n-1)*(n-i)
    end
    toto[n]=b
  end
  return(toto)
end
```

### A.1.2 *Script lua de ZCG 1D pour l'obtention d'une cartographie avec prise en compte de la dispersion*

Le script ci-dessous a été utilisé pour la figure 2.14 (voir chapitre 2, partie 2.3.3.2, page 80). Les éléments communs ou très facilement transposables par rapport au script de la partie A.1.1 de cette annexe n'ont pas été détaillés. Il convient de remarquer que nous avons redéfini une nouvelle simulation pour chaque épaisseur simulée (`S = S4.NewSimulation()`) plutôt que d'utiliser la fonction dédiée à la modification d'épaisseur d'une couche (`SetLayerThickness`). En effet, une limitation du code S$^4$ fait que l'utilisation de deux boucles imbriquées sur un paramètre géométrique du réseau et la longueur d'onde ne fonctionne pas : seul un des deux paramètres est incrémenté dans le calcul.

Ce script peut être adapté simplement pour toute étude paramétrique.

```
-- appels fonctions
-- définition harmoniques, polatisation et dimensions latérales du réseau

-- epaisseurs des couches normalisées
tguide=0.84/period

-- domaine de simulation en épaisseur du guide : renseigner des valeurs normalisées
mintg=0/period ; maxtg=4/period ; ntg=201
Vecttg=linspace(mintg,maxtg,ntg)

-- paramétrage Vectlambda
-- nom du fichier

--initialisation des indices optiques pour définition des matériaux
nGeinit=4.15 ; epsilonGeinit=nGeinit*nGeinit
nCaF2init=1.34 ; epsilonCaF2init=nCaF2init*nCaF2init

-------------------------En principe, il n'y a plus rien à modifier en dessous
-- Appel des fonctions d'interpolation définie dans S4
```

```
require 'IndiceGe_BD_Reosc'
require 'tableIndiceCaF2'

--définition des tables d'indices optiques pour Ge et CaF2
indiceGe_r={} indiceGe_i={} indiceCaF2_r={} indiceCaF2_i={} -- initialisation
for ilambda,lambda in ipairs(VectLambda) do indiceGe_r[ilambda], indiceGe_i[ilambda] =
    interpolatorGe:Get(lambda); indiceCaF2_r[ilambda], indiceCaF2_i[ilambda] =
    interpolatorCaF2:Get(lambda); end

-- boucle pour sortir la table Vectlambda
-- boucle pour sortir la table Vecttg
-- répartition des épaisseurs sur les coeurs

for itg=inds_tg[S4.MPIRank+1][1],inds_tg[S4.MPIRank+1][2],1 do
  S = S4.NewSimulation()
  S:SetLattice(1.0) -- tout est normalisé à period !!!
  S:SetNumG(harmoniques)

  S:AddMaterial("Air", {1,0})
  S:AddMaterial("Ge", {epsilonGeinit,0})
  S:AddMaterial("CaF2", {epsilonCaF2init,0})

  tg=Vecttg[itg]

  S:AddLayer('AirAbove', 0, 'Air')

  S:AddLayer('HCG', tg, 'Air')
  S:SetLayerPatternRectangle('HCG', 'Ge', {0,0}, 0, {0.5*fillfactor, 1})

  S:AddLayer('Guide', tguide, 'Ge')

  S:AddLayer('CaF2Below', 0, 'CaF2')

  -- Définition des fichiers de sortie
  outT = io.open('T_'..S4.MPIRank..'_'..nom..'_'..tg*period..'.txt', 'w')

  for ilambda,lambda in ipairs(VectLambda) do
    freq=period/lambda
    S:SetFrequency(freq,0)
    if polarisation=='s' then
      S:SetExcitationPlanewave({phi,theta}, {1,0},{0,0})
    elseif polarisation=='p' then
      S:SetExcitationPlanewave({phi,theta}, {0,0},{1,0})
    else
      print('Problème de définition de la polarisation !')
    end

    nGe=indiceGe_r[ilambda]
    kGe=indiceGe_i[ilambda]
    nCaF2=indiceCaF2_r[ilambda]
    kCaF2=indiceCaF2_i[ilambda]
    kGe=0 -- pas d'absorption
    kCaF2=0 -- pas d'absorption
    epsGe_r=nGe*nGe-kGe*kGe
    epsGe_i=2*nGe*kGe
    epsCaF2_r=nCaF2*nCaF2-kCaF2*kCaF2
    epsCaF2_i=2*nCaF2*kCaF2
    S:SetMaterial('Ge',{epsGe_r,epsGe_i})
```

```
    S:SetMaterial('CaF2',{epsCaF2_r,epsCaF2_i})

    do=S:GetDiffractionOrder(0,0) -- indice de l'ordre 0
    d10=S:GetDiffractionOrder(1,0) -- indice de l'ordre TE1
    d20=S:GetDiffractionOrder(2,0) -- indice de l'ordre TE2

    forw_r,back_r,forw_i,back_i= S:GetPowerFlux('AirAbove', 0)
    P1=S:GetPowerFluxByOrder('AirAbove',0) -- puissance réfléchie
    P2=S:GetPowerFluxByOrder('CaF2Below',0) -- puissance transmise

    Pinc=forw_r
    normalisation=P1[do][1]/Pinc -- doit être égal à 1 pour valider ma normalisation

    Pt0=P2[do][1]/Pinc
    Pt10=P2[d10][1]/Pinc
    Pt20=P2[d20][1]/Pinc

    --Remplissage des fichiers de sortie
    outT:write(lambda..'\t'..Pt0..'\t'..Pt10..'\t'..Pt20..'\n')
    print(normalisation,Pinc,S4.MPIRank,tg*period,lambda,Pt0)
  end
  io.close(outT)
end
-- arrêt chrono
-- sauvegarde
```

La fonction d'interpolation appelée pour tenir compte de la dispersion du $CaF_2$ est la suivante :

```
-- fonction d'interpolation pour les valeurs des indice optique du matériau CaF2
-- source : http://www.crystran.co.uk/optical-materials/calcium-fluoride-caf2

interpolatorCaF2 = S4.NewInterpolator('linear', {
    {1.014, {1.4288, 0}},
    {1.1, {1.4283, 0}},
    {1.25, {1.4275, 0}},
    {1.65, {1.4256, 0}},
    {1.9, {1.4244, 0}},
    {2.058, {1.4236, 0}},
    {2.45, {1.4214, 0}},
    {2.7, {1.4199, 0}},
    {2.8, {1.4192, 0}},
    {3.05, {1.4175, 0}},
    {3.4, {1.4149, 0}},
    {4, {1.4096, 0}},
    {4.4, {1.4057, 0}},
    {4.8, {1.4014, 0}},
    {5, {1.3991, 0}},
    {5.304, {1.3952, 0}},
    {5.893, {1.3871, 0}},
    {6.483, {1.3782, 0}},
    {7.072, {1.3681, 0}},
    {7.661, {1.357, 0}},
    {8.251, {1.3444, 0}},
    {8.84, {1.3308, 0}},
    {9.429, {1.3161, 0}}
    })

-- options d'interpolation : 'cubic hermite spline' ou 'linear'
-- seule la fonction 'linear' fonctionne
```

### A.1.3 *Script lua de ZCG 2D pour étude de la tolérance angulaire*

Le code suivant est une version abrégée du script utilisé pour les études de tolérance angulaire telles que celle de la figure 2.23 (voir chapitre 2, partie 2.4.3, page 91).

```
-- appels fonctions
-- définition harmoniques, polatisation et longueur d'onde
-- récupération des indice matériaux
-- paramétrage des dimensions du système

-- Définition des vecteurs VectphiX et VectphiY avec linspace

-- nom du dossier contenant la simu
-- Appel des fonctions d'interpolation définie dans S4

-- boucles pour sortir les tables VectphiX et VectphiY

-- répartition des angles phiX sur les coeurs

for iphiX=inds_phiX[S4.MPIRank+1][1],inds_phiX[S4.MPIRank+1][2],1 do
  phiX=VectphiX[iphiX]
  outT = io.open('T_'..S4.MPIRank..'_'..nom..'_'..phiX..'.txt', 'w')

  for iphiY,phiY in ipairs(VectphiY) do
    S = S4.NewSimulation()
    -- Définition structure

    -- fonction de conversion des angles :
    phi,theta,Es,Ep=ConversionAngleTE(phiX,phiY)

    S:SetExcitationPlanewave({phi,theta},{Es,0},{Ep,0})

    -- Récupération puissance ordre 0

    --Remplissage des fichiers de sortie
  end
  io.close(outT)
end
-- arrêt chrono
-- sauvegarde
```

### A.1.4 *Script lua pour extraction du champ*

Ce script utilisé pour les figures 3.5 et 3.6 (voir chapitre 3, partie 3.2.4, pages 109 et 110). Il permet l'extraction du champ dans un volume du système.

```
-- appels fonctions
-- définition harmoniques, polatisation et longueur d'onde
-- récupération des indice matériaux
-- paramétrage des dimensions du système
tTot=tguide+tHCG -- épaisseur totale de l'empilement
```

```
-- domaine de simulation en longueur d'onde : renseigner des valeurs NON normalisées pour paramétrer la boucle sur lambda
lambda=4.9444

--Paramétrage de la cartographie
-- L'origine pour z est l'interface entre les deux couches définies en dernier dans la structure
maxz=tTot ; minz=0 ; nz=51 ; Vectz=linspace(minz,maxz,nz)
nx=101 ; ny=101

-- nom du dossier contenant la simu

------------------- Début simulation
-- Définition structure
-- Paramétrage fréquence et onde plane
-- Récupération puissance transmise

-- Extraction des valeurs du champ

-- Je décale l'origine de l'épaissur totale de mon empilement, et j'inverse le sens de l'axe z pour m'adapter au repère S4.
minz_S4=-maxz+tTot
maxz_S4=-minz+tTot
Vectz_S4=linspace(minz_S4,maxz_S4,nz)

inds_z={}-- initialisation tableau de sortie
nz_par_coeur=math.floor(nz/S4.MPISize) -- nombre minimal de valeurs à calculer par coeur
reste=nz%S4.MPISize
for i=1,S4.MPISize do
  --(i<=reste and 1 or 0) renvoie 1 si le rang du coeur est inférieur ou égal
  -- au reste de la division euclidienne de nphiY par S4.MPISize, sinon 0
  start_iz=(i-1)*nz_par_coeur+ (i<=reste and i or (reste+1))
  end_iz=start_iz + nz_par_coeur + (i<=reste and 1 or 0) -1
  inds_z[i]={start_iz,end_iz}
end
-- voir section opérateur ternaires http://www.luteus.biz/Download/LoriotPro_Doc/LUA/LUA_Training_FR/LUA_Expressions.html
-- % --> reste de la division euclidienne

for iz=inds_z[S4.MPIRank+1][1],inds_z[S4.MPIRank+1][2],1 do
  z=Vectz[iz]
  -- Enregistrement des valeurs du champ
  E,H = S:GetFieldPlane(z, {nx, ny}, 'Array')

  --Remplissage des fichiers
  Ex=io.open('Ex_z'..z*period..'.txt','w')
  Ex:write('E'..'\t'..'x'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')
  Ey=io.open('Ey_z'..z*period..'.txt','w')
  Ey:write('E'..'\t'..'y'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')
  Ez=io.open('Ez_z'..z*period..'.txt','w')
  Ez:write('E'..'\t'..'z'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')

  Hx=io.open('Hx_z'..z*period..'.txt','w')
  Hx:write('H'..'\t'..'x'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')
  Hy=io.open('Hy_z'..z*period..'.txt','w')
  Hy:write('H'..'\t'..'y'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')
  Hz=io.open('Hz_z'..z*period..'.txt','w')
  Hz:write('H'..'\t'..'z'..'\t'..z*period..'\t'..Pto..'\t'..lambda..'\n')
```

```
  for i=1,nx do
    for j=1,ny do
    -- Exr, Eyr, Ezr, Hxr, Hyr, Hzr, Exi, Eyi, Ezi, Hxi, Hyi, Hzi = S:GetFields({x, y, z})
      Ex:write(E[i][j][1][1]..'+%i*'..E[i][j][1][2]..'\t')
      Ey:write(E[i][j][2][1]..'+%i*'..E[i][j][2][2]..'\t')
      Ez:write(E[i][j][3][1]..'+%i*'..E[i][j][3][2]..'\t')
      Hx:write(H[i][j][1][1]..'+%i*'..H[i][j][1][2]..'\t')
      Hy:write(H[i][j][2][1]..'+%i*'..H[i][j][2][2]..'\t')
      Hz:write(H[i][j][3][1]..'+%i*'..H[i][j][3][2]..'\t')
    end
    Ex:write('\n')
    Ey:write('\n')
    Ez:write('\n')
    Hx:write('\n')
    Hy:write('\n')
    Hz:write('\n')
  end
  io.close(Ex)
  io.close(Ey)
  io.close(Ez)
  io.close(Hx)
  io.close(Hy)
  io.close(Hz)

  print(polarisation,normalisation,Pinc,lambda,Pto,iz,z*period)
end
-- arrêt chrono
-- sauvegarde
```

## A.2 SCRIPT *scilab* D'IDENTIFICATION DES RÉSONANCES DE FANO

Code tel qu'utilisé pour la figure 3.10 du chapitre 3, page 116. Dans le cas des simulations des filtres 1D la précision était plus importante, mais la recherche des modes n'incluait que la recherche des modes TE et seulement les ordres 1, 2 et 3 du réseau :

```
resolution_solveReal=2000;
precision=5e-4;
```

```
// Calcul de la position de résonances de Fano dans le cas d'un guide d'onde couplé par un ré
    seau perturbatif

xdel(winsid());
clear();
homedir='\mon_repertoire_de_travail';

repertoire='homedir\Scilab_functions'; // répertoire pour appel des fonctions Scilab
exec(repertoire+'\adaptation_polices_std.sci');
exec(repertoire+'\IndiceGe.sci');
exec(repertoire+'\IndiceCaF2.sci');
exec(repertoire+'\extraction_indices.sci');
exec(repertoire+'\mesmodesatlambda_guide.sci', -1); // Modifier cette fonction pour modifier l
    'empilement de couches minces pris en compte pour le calcul des indices effectif (ex: ré
    seau d'indice effectif homogène.)

path=homedir+'\dossier_de_simluation';
```

```
period = 2.703; // µm

// Valeurs pour la boucle sur l'épaisseur du guide (µm)
min_tg=0.02; max_tg=1.1; n_tg=55;
Vect_tg=linspace(min_tg,max_tg,n_tg)';

// Valeurs pour la boucle sur les longueurs d'onde (µm)
min_lambda=3.5; max_lambda=5.5; n_lambda=81;
Vect_lambda=linspace(min_lambda, max_lambda, n_lambda)';

resolution_solveReal=500; // échantillonnage dans la recherche des modes pour la fonction
    solveReal. Impact important sur la vitesse de calcul.

precision=1e-3; // largeur maximale en µm de l'intervalle dans lequel se trouve la position ré
    elle de la résonance de Fano

// Vecteur ordres diffracté : sqrt(mx^2+my^2) ou mx et my sont les ordres diffracté considérés
    dans la relation de couplage. Les ordres considérés sont les suivants : 1 11 2 21 22 3 31
// Borne supérieure pour sqrt(mx^2+my^2) : period*nGe(min_lambda)/min_lambda.
[nGe_init,kGe_init]=IndiceGe(min_lambda);
sup_KK=period*nGe_init/min_lambda;
KK = [1 sqrt(2) 2 sqrt(5) sqrt(8) 3 sqrt(10)];
if KK($)>=sup_KK then
    disp('ATTENTION, LE NOMBRE D''ORDRES DIFFRACTES RETENU EST INSUFFISANT !!!')
end

// Indices dans ligne_Neff (sortie de mesmodesatlambda.sci) des modes que l'on considère
// ligne_Neff=[lambda TE0 TE1 TE2 TE3 TE4 TE5 TE6 TE7 TM0 TM1 TM2 TM3 TM4 TM5 TM6 TM7];
// Je ne conserve que les 8 premiers modes.
// Pour savoir combien de modes considérer, calculer
[init_Neff,max_nTE,max_nTM]=mesmodesatlambda_guide(min_lambda,max_tg, 2000);
MM=[linspace(2,1+max_nTE,max_nTE),linspace(10,9+max_nTM,max_nTM)];

//Initialisation des variables de sortie
// Hypermatrices de taille n_tg x nK x nM
LAMBDARES = ones(n_tg, size(KK, 'c'), size(MM,'c'))*%nan;
NEFFRES = ones(n_tg, size(KK, 'c'), size(MM,'c'))*%nan;
// Sauvegarde des courbes de dispersion approximatives à chaque épaisseur
HYPERNEFF=list();

//Pour le graph t_layer=f(lambda))
// Changement de symbole avec l'ordre
// Changement de couleur avec le mode
//            color(51,172,35) // vert sapin pour TE0
//            color(0,140,255) // bleu pastel pour TE1
//            color(128,0,255) // violet fonce pour TE2
//            color(0,255,0) // vert vif pour TE3
//            color(0,0,255) // bleu intense pour TE4
//            color(255,164,255) // rose pale pour TE5

//            color(255,0,255) // rose pour TM0
//            color(0,0,0) // noir pour TM1
//            color(0,255,255) // bleu clair vif pour TM2
//            color(121,121,121) // gris pour TM3
//            color(255,255,255) // blanc pour TM4
// Si trop de modes, rajouter des couleurs.
```

```
f=scf();
color_modes=[color(51,172,35) color(0,140,255) color(128,0,255) color(0,255,0) color(0,0,255)
    color(255,164,255); color(255,0,255) color(0,0,0) color(0,255,255) color(121,121,121)
    color(255,255,255) %nan];

////////////////////////////////
// Début du calcul

for p=1:n_tg do
   tguide=Vect_tg(p);
   Neff=[];
   // Une première petite boucle pour extraire des courbes neff(lambda) au maillage assez
       large
   for j=1:n_lambda do
        lambda=Vect_lambda(j,1);
        [ligne_Neff,a,b] = mesmodesatlambda_guide(lambda,tguide, resolution_solveReal);
        Neff=[Neff;ligne_Neff];
        disp('tw='+sci2exp(tguide)+'µm, lambda='+sci2exp(lambda)+'µm');
    end

    // Seconde boucle portant sur la matrice Neff.
    // On parcourt les lignes de Neff (lambda) et pour chaque couple (ordre diffracté)<->(mode
        guidé) on calcule la relation de couplage. Si un couplage existe dans l'intervalle de
        longueurs d'ondes considéré on lance une procédure de dichotomie pour préciser la
        longueur d'onde à laquelle apparaît le couplage.
    for nK=1:size(KK,'c')  // boucle sur les ordres de couplage
        K=KK(nK);
        for nM = 1:size(MM, 'c') // boucle sur les modes considérés
            nmode=MM(nM);
            soliK=K/period-Neff(:,nmode)./Neff(:,1) ; // solution approchée couplage mode i
                couplage K. C'est une fonction qui s'annule lorsqu'il y a couplage. Etant
                strictement monotone si l'indice du matériau l'est également, elle possède au
                maximum un zéro sur la plage de longueur d'onde considérée.
            inds = find(abs(diff(sign(soliK)))==2); // Si on repère un changement de signe de
                la fonction sur la plage de Vect_lambda, c'est qu'il y a couplage.
            X1X2 = Neff([inds,inds+1],1); // bornes X en lambda pour la dichotomie
            while abs(diff(X1X2))> precision do // on souhaite que la solution finale soit
                dans un intervalle de longueur d'onde inferieur a precision
                X3 = 0.5*sum(X1X2); // Position du milieu de l'intervalle de dichotomie
                disp('tw='+sci2exp(tguide)+'µm, lambda='+sci2exp(X3)+'µm');
                [ligne_Neff,a,b] = mesmodesatlambda_guide(X3, tguide, resolution_solveReal);
                    // Calcul des indices effectif
                Neff=[Neff;ligne_Neff];
               [ozef,ordre]=gsort(Neff(:,1),"lr","i");
                Neff=Neff(ordre,:); // Il faut réordonner Neff car X3 < X2
                // Réévaluation de l'intervalle de dichotomie pour l'incrémentation de la
                    boucle while
                soliK=K/period-Neff(:,nmode)./Neff(:,1) ; // solutions approchées mode i
                    couplage K
                inds = find(abs(diff(sign(soliK)))==2); // nouvelle recherche du couplage
                X1X2 = Neff([inds,inds+1],1); // évaluation de la condition de sortie de
                    boucle.
            end

            // Lorsque l'on sort de la boucle while ci-dessus, on n'a pas effectivement
                calculé le dernier X3 qui assure que l'on a vraiment encadré la solution à
                mieux que précision
            if X1X2~=[] then
```

```
                X3 = 0.5*sum(X1X2);
                disp('tw='+sci2exp(tguide)+'µm, lambda='+sci2exp(X3)+'µm');
                [ligne_Neff,a,b] = mesmodesatlambda_guide(X3, tguide, resolution_solveReal);
                Neff=[Neff;ligne_Neff];
                [ozef,ordre]=gsort(Neff(:,1),"lr","i");
                Neff=Neff(ordre,:); // Il faut réordonner Neff car X3 < X2
                LAMBDARES(p, nK, nM) = X3;
                NEFFRES(p, nK, nM) = ligne_Neff(nmode);
            end
        end
    HYPERNEFF($+1)=Neff;
    end
     //Une ligne du graph par épaisseur de couche
    for nmode=1:max_nTE do
        for nordre=1:nK do
            plot(LAMBDARES(p,nordre,nmode),Vect_tg(p),'.'); // modes TE
            e=gce();
            e.children(1).mark_foreground = color_modes(1,nmode);
            e.children(1).mark_background = 0;
            e.children(1).mark_style =nordre;
            plot(LAMBDARES(p,nordre,nmode+max_nTE),Vect_tg(p),'.'); // modes TM
            e=gce();
            e.children(1).mark_foreground = color_modes(2,nmode);
            e.children(1).mark_background = 0;
            e.children(1).mark_style =nordre;
        end
    end
end
// Fin du calcul
////////////////////////////////////
    fa=gca();
    fa.data_bounds=[min_lambda 0;max_lambda max_tg];
    fa.tight_limits=['on' 'on' 'off'];

save(path+'\CartoFano_tguide_T998_2D_sansHCG.h5', 'LAMBDARES', 'NEFFRES','HYPERNEFF', 'KK', '
    MM', 'max_nTE','max_nTM','Vect_tg','period','Vect_lambda','resolution_solveReal','
    precision');
```

```
// fonction d'interpolation des indices optiques des matériaux à partir d'une table
// Source : Crystran, https://www.crystran.co.uk/optical-materials/calcium-fluoride-caf2

function [nCaF2,kCaF2]=IndiceCaF2(lambda)
    table=[1.014 1.4288 0.0;
    1.1 1.4283 0.0;
    1.25 1.4275 0.0;
    1.65 1.4256 0.0;
    1.9 1.4244 0.0;
    2.058 1.4236 0.0;
    2.45 1.4214 0.0;
    2.7 1.4199 0.0;
    2.8 1.4192 0.0;
    3.05 1.4175 0.0;
    3.4 1.4149 0.0;
    4 1.4096 0.0;
    4.4 1.4057 0.0;
    4.8 1.4014 0.0;
    5 1.3991 0.0;
    5.304 1.3952 0.0;
```

```
    5.893  1.3871  0.0;
    6.483  1.3782  0.0;
    7.072  1.3681  0.0;
    7.661  1.357  0.0;
    8.251  1.3444  0.0;
    8.84  1.3308  0.0;
    9.429  1.3161  0.0];

    if lambda>9.429 then
    disp('lambda doit être compris entre 1.014 et 9.429');
        nCaF2=[];
        kCaF2=[];
    elseif lambda<1.014
    disp('lambda doit être compris entre 1.014 et 9.429');
        nCaF2=[];
        kCaF2=[];
    elseif lambda>=1.014 & lambda<9.429
        n=interpln([table(:,1)';[1:1:23]],lambda);
        n=floor(n); // détermination de la position à choisir dans le tableau pour faire l'
            interpolation, nécessaire car nCaF2 et kCaF2 ne sont pas monotones
        nCaF2=interpln([[table(n,1) table(n+1,1)];[table(n,2) table(n+1,2)]],lambda);
        kCaF2=interpln([[table(n,1) table(n+1,1)];[table(n,3) table(n+1,3)]],lambda);
    elseif lambda==9.429 then
        nCaF2=table(23,2);
        kCaF2=table(23,3);
    end
endfunction
```

```
// fonction d'interpolation des indices optiques des matériaux à partir d'une table
// Source : Crystran, https://www.crystran.co.uk/optical-materials/calcium-fluoride-caf2

function [nCaF2,kCaF2]=IndiceCaF2(lambda)
    table=[1.014  1.4288  0.0;
    1.1  1.4283  0.0;
    1.25  1.4275  0.0;
    1.65  1.4256  0.0;
    1.9  1.4244  0.0;
    2.058  1.4236  0.0;
    2.45  1.4214  0.0;
    2.7  1.4199  0.0;
    2.8  1.4192  0.0;
    3.05  1.4175  0.0;
    3.4  1.4149  0.0;
    4  1.4096  0.0;
    4.4  1.4057  0.0;
    4.8  1.4014  0.0;
    5  1.3991  0.0;
    5.304  1.3952  0.0;
    5.893  1.3871  0.0;
    6.483  1.3782  0.0;
    7.072  1.3681  0.0;
    7.661  1.357  0.0;
    8.251  1.3444  0.0;
    8.84  1.3308  0.0;
    9.429  1.3161  0.0];

    if lambda>9.429 then
    disp('lambda doit être compris entre 1.014 et 9.429');
```

```
        nCaF2=[];
        kCaF2=[];
    elseif lambda<1.014
    disp('lambda doit être compris entre 1.014 et 9.429');
        nCaF2=[];
        kCaF2=[];
    elseif lambda>=1.014 & lambda<9.429
        n=interpln([table(:,1)';[1:1:23]],lambda);
        n=floor(n); // détermination de la position à choisir dans le tableau pour faire l'
            interpolation, nécessaire car nCaF2 et kCaF2 ne sont pas monotones
        nCaF2=interpln([[table(n,1) table(n+1,1)];[table(n,2) table(n+1,2)]],lambda);
        kCaF2=interpln([[table(n,1) table(n+1,1)];[table(n,3) table(n+1,3)]],lambda);
    elseif lambda==9.429 then
        nCaF2=table(23,2);
        kCaF2=table(23,3);
    end
endfunction
```

```
// Calcul des indice effectif des modes utiliasnt la routine Scilab de calcul de mon équipe.

function [ligne_Neff,a,b] = mesmodesatlambda_guide(lambda, tguide,resolution_solveReal)
    // Extraction des indices matériaux
    [nGe,kGe]=IndiceGe(lambda);
    [nCaF2,kCaF2]=IndiceCaF2(lambda);
    // Définition de l'indices optique des couches
    guide1=create_guide();
    guide1.layers_thickness=[0.0 tguide 0.0]; // un guide d'épaisseur finie entre deux milieu
        infinis
    guide1.optical_indexes=[1 nGe nCaF2]; // empilement air/ge/CaF2
    guide1.lambda=lambda; // Longueur d'node dans le vide pour le calcul
    guide1=solveReal(guide1, 'all', 'resolution', resolution_solveReal);
    // extraction des indices effectifs TE et TM
    [ligne_Neff,a,b]=extraction_indices(lambda,guide1(6),guide1(7));
endfunction
```

```
// Extraction de l'indice des modes en sortie de la routine de calcul.

// lambda [réel] : longueur d'onde du calcul
// neff_TE [colonne de réels] : guide(6), conserve les 8 premiers modes au maximum
// neff_TM [colonne de réels] : guide(7), conserve les 8 premiers modes au maximum

// ligne_Neff [ligne de réels] : [lambda nTE0 nTE1 nTE2 nTE3 nTE4 nTE5 nTE6 nTE7 nTM0 nTM1
    nTM2 nTM3 nTM4 nTM5 nTM6 nTM7];

function [ligne_Neff,a,b]=extraction_indices(lambda,neff_TE,neff_TM)
    ligne_Neff = [lambda, %nan*ones(1,16)];
    a=min(8,size(neff_TE, 'r'));
    b=min(8, size(neff_TM, 'r'));
    for i=1:a
        ligne_Neff(1+i)=neff_TE(i);
    end
    for i=1:b
        ligne_Neff(9+i)=neff_TM(i);
    end
endfunction
```

## A.3 SPECTRE EN TRANSMISSION DU FILTRE ZCG DE RÉFÉRENCE SOUS INCIDENCE TM

Nous montrons ici l'effet d'un changement important de la polarisation du champ incident sur la réponse du filtre ZCG 1D.

Dans la figure A.1 est présenté le spectre en transmission du filtre ZCG MIR de référence sous incidence normale pour différents états de polarisation de l'onde incidente.

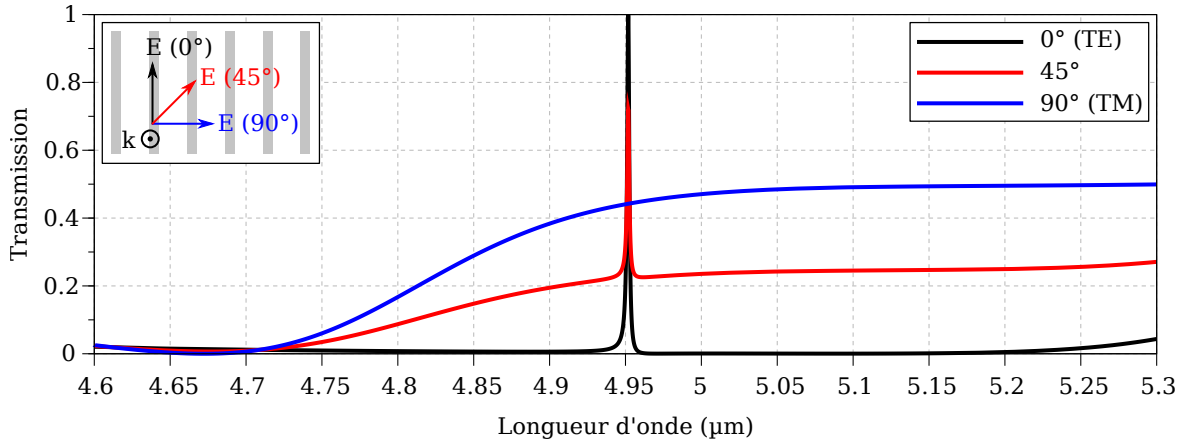



FIGURE A.1 – Spectre en transmission du filtre ZCG MIR de référence pour trois états de polarisation du champ incident. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

La réponse sous incidence purement TE (voir figure A.1, courbe noire) est celle dont la fonction spectrale nous intéresse : un pic de transmission élevée est placé au milieu d'une large bande de réjection.

Sous incidence purement TM (voir figure A.1, courbe bleue), la transmission du système varie lentement, et est de l'ordre de 0.5 sur une grande partie de la bande de réjection du filtre tel que fonctionnant sous incidence TE. Cela signifie que, contrairement au cas de structures métal-diélectriques 1D [79] pour lesquelles la polarisation non couplée est très efficacement réfléchie, cet état de polarisation va venir considérablement dégrader la réjection du cas purement TE.

Tout état de polarisation intermédiaire (voir figure A.1, courbe rouge) est une combinaison linéaire de la transmission des cas purement TE et purement TM.

## A.4 ANNEXE DE L'ÉTUDE DE LA TOLÉRANCE ANGULAIRE

### A.4.1 *Implémentation numérique du problème*

La sensibilité à la polarisation des ZCGs 1D implique de paramétrer de façon particulière l'étude de tolérance angulaire, ce que nous allons justifier ici.

Cette dernière consiste à faire varier l'incidence du vecteur d'onde $\vec{k}_i$ et d'en évaluer l'impact sur la réponse du filtre. Pour décrire l'orientation de ce vecteur, les angles sphériques $\theta$ et $\varphi$ sont usuellement utilisées. Elles sont notamment implémentées dans $S^4$. Lorsque ces deux angles sont nuls, le vecteur $\vec{k}_i$ est orienté selon $(Oz)$, et le plan d'incidence est le plan $(Oxz)$. Par suite, dans $S^4$, $\varphi$ et $\theta$ sont définis de la façon suivante :

— $\varphi$ est l'angle de rotation polaire en degré du trièdre $(\vec{E}_i, \vec{H}_i, \vec{k}_i)$ autour de l'axe $(Oy)$ dans le sens trigonométrique,

— $\theta$ est l'angle de rotation azimutal en degré du trièdre $(\vec{E}_i, \vec{H}_i, \vec{k}_i)$ autour de l'axe $(Oz)$ dans le sens trigonométrique.

Dans la mesure où l'on souhaite conserver $\vec{E}_i$ dans le plan $(Oyz)$, l'angle de rotation $\theta$ n'est pas pertinent pour notre étude. En revanche, l'angle $\varphi$ autour de l'axe $(Oy)$ l'est bien plus car il ne modifie par l'orientation de $\vec{E}_i$, uniquement celle de $\vec{k}_i$. Par la suite, nous n'utiliserons donc pas le couple de coordonnées sphériques $\{\varphi;\theta\}$, mais le système de coordonnées cartésiennes $\varphi_x$ et $\varphi_y$ définies comme les rotations dans le sens trigonométrique autour des axes $(Ox)$ et $(Oy)$ respectivement.

Plus généralement, l'explicitation de la relation de couplage 1.7 (voir chapitre 1, page 26) par un réseau se fait par projection de ses différentes composantes sur les axes du réseau. Or, les coordonnées cartésiennes $(x, y, z)$ sont les plus simples pour décrire la structure de notre réseau 1D. Les angles de rotations cartésiens $\varphi_x$ et $\varphi_y$ interviennent donc naturellement dans les différentes équations et facilitent l'interprétation physique des résultats.

L'expression du vecteur $\vec{k}_i$ n'est pas suffisante pour définir complètement le problème. Il est nécessaire de décrire l'orientation des champ $\vec{E}_i$ et $\vec{H}_i$. S$^4$ utilise la décomposition de $\vec{E}_i$ sur les vecteurs polarisation $\vec{s}$ et $\vec{p}$. Ces vecteurs sont usuellement définis de la façon suivante [167] :

$$\vec{s} = \frac{\vec{k} \times \vec{z}}{\left\| \vec{k} \times \vec{z} \right\|} \tag{A.1}$$

$$\vec{p} = \frac{\vec{s} \times \vec{k}}{\left\| \vec{s} \times \vec{k} \right\|} \tag{A.2}$$

Dans S$^4$, la convention est légèrement différente : $\vec{s}_{S^4} = -\vec{s}$. La définition de $\vec{p}_{S^4}$ suit la relation A.2.

### A.4.2 *Implémentation numérique de la méthode d'étude sous incidence oblique des filtres sensibles à la polarisation*

Parce que les coordonnées sphériques implémentées dans S$^4$ sont moins bien adaptées que les coordonnées cartésiennes pour l'étude de la tolérance angulaire des ZCGs, et en particulier des ZCGs 1D sensibles à la polarisation, nous avons codé une fonction lua permettant d'effectuer le changement de variable.

Afin d'établir les relations entre les différentes variables nous avons suivi les étapes suivantes :

i définition des bornes du problèmes,

ii explicitation des matrices de rotation pour les différents angles,

iii expression du champ $\vec{E}_i$,

iv décomposition de $\vec{k}_i$ dans les deux systèmes de coordonnées,

v expression de $\varphi$ et $\theta$ en fonction de $\varphi_x$ et $\varphi_y$,

vi expression des vecteurs polarisation $\vec{s}_{S^4}$ et $\vec{p}_{S^4}$,

vii expression des composantes « s » et « p » du champ $\vec{E}_i$.

#### A.4.2.1 *Définition des bornes du problèmes*

Le réseau étant symétrique par rapport aux plan $(Oxz)$ et $(Oyz)$, il suffit que la projection du vecteur $\vec{k}_i$ soit contenue dans un quart du plan $(Oxy)$ : $x > 0$ et y>0, $x < 0$ et y>0, $x < 0$ et y<0 ou $x < 0$ et y>0. De plus, considérant une incidence depuis l'air (voir figure 2.1 du chapitre 2, page 64), $\vec{k}_i$ doit être orienté selon les $z$ croissants afin que l'onde se propage vers le réseau. On choisit donc de

fixer le domaine d'étude à $\varphi_x \in [0; \frac{\pi}{2}[$ et $\varphi_y \in [0; \frac{\pi}{2}[$. Cela se traduit par les bornes suivantes pour les coordonnées sphériques : $\varphi \in [0; \frac{\pi}{2}[$ et $\theta \in ]-\frac{\pi}{2}; 0[$.

#### A.4.2.2 *Explicitation des matrices de rotation pour les différents angles*

Tenant compte des sens de rotation des différents angles de rotations, les matrices associées aux rotations d'angles $\varphi$, $\theta$, $\varphi_x$ et $\varphi_y$ sont bien connues, et sont respectivement données par les équations A.3, A.4, A.5 et A.6.

$$R_{pol}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & 0 & \sin(\varphi) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\varphi) & 0 & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

$$R_{az}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

$$R_x(\varphi_x) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi_x) & -\sin(\varphi_x) \\ 0 & \sin(\varphi_x) & \cos(\varphi_x) \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

$$R_y(\varphi_y) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_y) & 0 & \sin(\varphi_y) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\varphi_y) & 0 & \cos(\varphi_y) \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

#### A.4.2.3 *Expression du champ $\vec{E}_i$*

Contrairement au cas des coordonnées sphériques, l'ordre d'application des rotations $\varphi_x$ et $\varphi_y$ a une influence sur les composantes des vecteurs $\vec{E}_i$ et $\vec{k}_i$. Considérant un champ électrique incident de norme unitaire et orienté selon les x croissants, les coordonnées du champ $\vec{E}_i$ dans le cas où la rotation autour de (Ox) est appliquée avant celle autour de (Oy) est donnée par l'expressions A.7. Si l'on inverse l'ordre d'application des rotations on obtient l'expression A.8.

$$E_{x\to y}(\varphi_x, \varphi_y) = R_y(\varphi_y)R_x(\varphi_x) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\varphi_x)\sin(\varphi_y) \\ \cos(\varphi_x) \\ \sin(\varphi_x)\cos(\varphi_y) \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

$$E_{y\to x}(\varphi_x, \varphi_y) = R_x(\varphi_x)R_y(\varphi_y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\varphi_x) \\ \sin(\varphi_x) \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

On constate que la composante selon (Ox) du champ $E_i$ obtenue dans le cas A.8 est nulle. Le champ incident est donc dans la configuration optimale pour le fonctionnement du ZCG 1D. Pour l'étude de la tolérance angulaire, nous appliquerons donc la rotation autour de (Oy) avant celle autour de (Ox). Si l'on avait considéré le champ $H_i$ à la place du champ $E_i$, on aurait pu arriver à une conclusion similaire en constatant que sa composante selon (Oy) était nulle en appliquant la rotation autour de (Ox) avant celle autour de (Oy).

### A.4.2.4 *Décomposition de $\vec{k}_i$ dans les deux systèmes de coordonnées*

Dans la configuration retenue pour laquelle la rotation autour de $(Oy)$ est appliquée avant celle autour de $(Ox)$, on exprime le vecteur d'onde incident en fonction des coordonnées sphériques A.9 et cartésiennes A.10.

$$k_i(\varphi,\theta) = R_{pol}(\varphi)R_{az}(\theta)\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\sin(\varphi)\cos(\theta)\\ \sin(\varphi)\sin(\theta)\\ \cos(\varphi)\end{pmatrix} \tag{A.9}$$

$$k_i(\varphi_x,\varphi_y) = R_x(\varphi_x)R_y(\varphi_y)\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\sin(\varphi_y)\\ -\sin(\varphi_x)\cos(\varphi_y)\\ \cos(\varphi_x)\cos(\varphi_y)\end{pmatrix} \tag{A.10}$$

L'égalisation de ces deux équations permet d'obtenir le système d'équations A.11.

$$k_i(\varphi,\theta) = k_i(\varphi_x,\varphi_y) \iff \begin{cases} k_{i,x} = \sin(\varphi)\cos(\theta) = \sin(\varphi_y) & (a)\\ k_{i,y} = \sin(\varphi)\sin(\theta) = -\sin(\varphi_x)\cos(\varphi_y) & (b)\\ k_{i,z} = \cos(\varphi) = \cos(\varphi_x)\cos(\varphi_y) & (c)\end{cases} \tag{A.11}$$

### A.4.2.5 *Expression de $\varphi$ et $\varphi$ en fonction de $\varphi_x$ et $\varphi_y$*

Sur le domaine considéré pour $\varphi$, $\left[0;\frac{\pi}{2}\right[$, la fonction arccos est bijective. On obtient donc l'expression de $\varphi$ (voir équation A.12 ) à partir de la relation A.11c.

$$\varphi = \arccos\left(\cos(\varphi_x)\cos(\varphi_y)\right) \tag{A.12}$$

Pour la définition de $\theta$, on distingue 2 cas : $\varphi = 0$ et $\varphi \neq 0$. Si $\varphi = 0$, alors on impose $\theta = 0$ afin d'avoir le bon alignement du champ $\vec{E}_i$. Si $\varphi \neq 0$, alors on utilise l'équation A.11b car la fonction arcsin est bijective sur le domaine de définition de $\theta$, $\left]-\frac{\pi}{2};0\right[$.

$$\theta = -\arcsin\left(\frac{\sin(\varphi_x)\cos(\varphi_y)}{\sin(\varphi)}\right) \tag{A.13}$$

L'expression de $\sin(\varphi)$ au dénominateur de $\theta$ est strictement positive et peut être calculée grâce à A.12, ou à partir du carré des équations A.11a e A.11b, d'où la relation A.14.

$$\sin(\varphi) = \sqrt{\sin^2(\varphi_y) + \sin^2(\varphi_x)\cos^2(\varphi_y)} \tag{A.14}$$

### A.4.2.6 *Expression des vecteurs polarisation $\vec{s}_{S^4}$ et $\vec{p}_{S^4}$*

Dans la mesure où nous possédons désormais l'expression de $\varphi$ et $\theta$ en fonction de $\varphi_x$ et $\varphi_y$, nous n'expliciterons pas tous les termes en fonction de $\varphi_x$ et $\varphi_y$ afin d'obtenir une forme plus simple pour l'expression des vecteurs polarisation, en l'occurrence celle obtenue en utilisant les coordonnées sphériques. Par convention $\vec{s}_{S^4} = -\vec{s}$ où $\vec{s}$ est défini par l'équation A.1. Le calcul de $\vec{s}_{S^4}$ (voir équation A.15) est effectué en utilisant la forme sphérique de $\vec{k}$ (voir équation A.9).

$$\vec{s}_{S^4} = \begin{pmatrix}-\sin(\theta)\\ \cos(\theta)\\ 0\end{pmatrix} \tag{A.15}$$

On obtient ensuite l'expression de $\vec{p}_{S^4}$ (voir équation A.16) en utilisant la relation A.2 dans laquelle sont utilisées les expressions de $\vec{k}$ et $\vec{s}_{S^4}$ issues de A.9 et A.15 respectivement.

$$\vec{p}_{S^4} = \begin{pmatrix} \cos(\theta)\cos(\varphi) \\ \sin(\theta)\cos(\varphi) \\ -\sin(\varphi) \end{pmatrix} \tag{A.16}$$

### A.4.2.7 *Expression des composantes « s » et « p » du champ* $\vec{E}_i$

On obtient $E_s$ et $E_p$ simplement en projetant l'expression du champ A.8 sur les vecteurs $\vec{s}_{S^4}$ et $\vec{p}_{S^4}$ en effectuant les produits scalaires A.17a et A.17b.

$$\begin{aligned} E_s &= \vec{E}_i \bullet \vec{s}_{S^4} \quad (a) \\ E_p &= \vec{E}_i \bullet \vec{p}_{S^4} \quad (b) \end{aligned} \tag{A.17}$$

Les amplitudes $E_s$ et $E_p$ du champ sur les vecteurs polarisation sont finalement données dans les relations A.18a et A.18b.

$$\begin{aligned} E_s &= \cos(\theta)\cos(\varphi_x) \quad (a) \\ E_p &= \cos^2(\varphi_x)\cos(\varphi_y)\sin(\theta) - \sin(\varphi_x)\sin(\varphi) \quad (b) \end{aligned} \tag{A.18}$$

La démarche consistant à appliquer la rotation $\varphi_x$ avant la rotation $\varphi_y$ a également été menée et évaluée numériquement. Dans la figure A.2 est présentée la différence de transmission obtenue pour les deux approches dans le cas du ZCG MIR de référence Sur la gamme angulaire considéré, la différence peut être négligée.

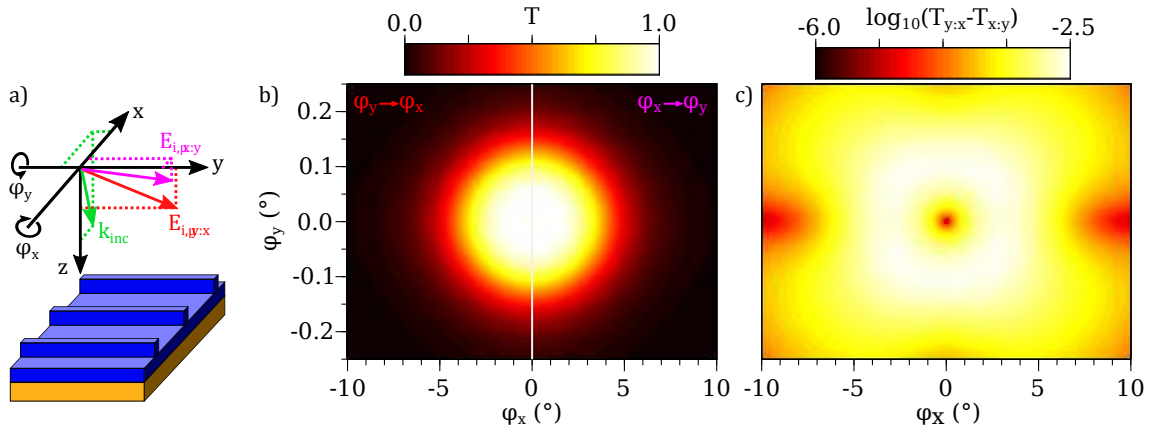



FIGURE A.2 – a) Illustration des conventions utilisées pour l'étude de la tolérance angulaire des ZCGs. Les angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ se réfèrent respectivement aux rotations dans le sens trigonométrique autour des axes (Ox) et (Oy). On distingue les deux cas x :y et y :x pour lesquels la rotation autour de l'axe x intervient respectivement avant, et après celle autour de l'axe y. b) Transmission du filtre ZCG MIR de référence en fonction des angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ à $\lambda = 4.952\,\mu m$ pour les deux configurations de choix de rotation. c) Différence absolue entre les résultats des deux conventions de calcul sur une échelle logarithmique.

### A.4.2.8 *Code S$^4$ associé au changement de variable pour la tolérance angulaire*

Ce changement de variable est implémenté dans une fonction lua que l'on utilise pour nos calculs de tolérance angulaire :

```
function ConversionAngleTE(angleX,angleY)
local phiX=math.pi*angleX/180 -- conversion de l'angle en radian
```

```
local phiY=math.pi*angleY/180 -- conversion de l'angle en radian
local sinphi=0 -- calcul de sin(phi)

if angleX==0 and angleY==0 then
  phi=0
  theta=0
  Es=1
  Ep=0
else
  phi=math.acos(math.cos(phiX)*math.cos(phiY))
  sinphi=math.sqrt(math.sin(phiY)*math.sin(phiY)+math.cos(phiY)*math.cos(phiY)*math.sin(phiX)*
      math.sin(phiX))
  theta=-math.asin(math.cos(phiY)*math.sin(phiX)/sinphi)
  Es=math.cos(phiX)*math.cos(theta)
  Ep=math.cos(phiX)*math.cos(phiX)*math.cos(phiY)*math.sin(theta)-math.sin(phiX)*sinphi
end

return 180*phi/math.pi, 180*theta/math.pi, Es, Ep

end
```

### A.4.3 *Mise en équation de l'illumination par un faisceau de taille finie*

Nous explicitons dans cette partie les relations analytiques permettant d'obtenir, grâce à la transformée de Fourier, la transmission du filtre éclairé par un faisceau gaussien à partir de la transmission du système calculée pour une série d'ondes planes ayant différents angles d'incidence.

Les variables considérées pour la transformée de Fourier sont les variables spatiales $x$ et $y$ permettant de décrire le profil d'intensité du faisceau et, dans l'espace réciproque, les vecteurs $k_{i,x}$ et $k_{i,y}$. Ces derniers résultent de la projection sur les axes du réseau réciproque du vecteur d'onde incident, et sont donc associés aux angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ (voir équation A.10). Comme démontré dans la partie 2.4.3 du chapitre 2, page 90, la tolérance angulaire autour de l'angle $\varphi_y$ est beaucoup plus faible que celle autour de l'angle $\varphi_x$. Or, un faisceau focalisé réel présente généralement une symétrie approximativement circulaire autour de son axe de propagation. Ainsi, pour un faisceau focalisé de façon à obtenir une réponse efficace du filtre, l'influence de l'angle $\varphi_x$ peut être négligée. ar conséquent, pour la suite des calculs, on fera l'approximation que seule la direction $k_x$ du réseau réciproque intervient pour le couplage de nos ZCGs 1D. Cela est équivalent à dire que, dans l'espace direct, le faisceau Gaussien a une extension spatiale finie selon $(Ox)$ et infinie selon $(Oy)$.

Soit $A(x)$ le profil d'amplitude du champ tel qu'on souhaite l'obtenir sur le filtre dont l'expression générale est donnée par A.19

$$A(x) = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \tag{A.19}$$

Je choisis la norme de Fourier non unitaire donnée par les équations A.20 et A.21 respectivement pour les transformées directes et indirectes.

$$\tilde{A}(w_0, k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} A(w_0, x) e^{-ik_x x} dx \tag{A.20}$$

$$A(w_0, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(w_0, k_x) e^{ik_x x} dk_x \tag{A.21}$$

Le coefficient pré-exponentiel $A_0$ est obtenu par la condition A.22 de normalisation du profil du champ.

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(w_0, x)A(w_0, x)^* dx = 1 \tag{A.22}$$

Le rapport entre la largeur à mi-hauteur du faisceau ($FWHM_x$) au niveau du filtre et le coefficient $w_0$ est exprimé dans l'équation A.23.

$$FWHM_x = 2\sqrt{\ln(2)}w_0 \tag{A.23}$$

L'expression complète de $A(w_0, x)$ est donnée par A.24.

$$A(w_0, x) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_0}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \tag{A.24}$$

Sachant que la transformée de Fourier d'une gaussienne est toujours une gaussienne, l'expression de $\tilde{A}(w_0, k_x)$ donnée dans l'équation A.25 est déduite de celle de $A(w_0, x)$ en utilisant les propriétés de linéarité et de changement d'échelle de la transformée de Fourier.

$$\tilde{A}(w_0, k_x) = (2\pi)^{1/4} \sqrt{w_0} \exp\left(-\frac{w_0^2 k_x^2}{4}\right) \tag{A.25}$$

La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est donnée par A.26.

$$FWHM_{k_x} = \frac{4\sqrt{\ln(2)}}{w_0} \tag{A.26}$$

On définit alors l'intégrale de normalisation $I_{k_x}$ (voir équation A.27), et l'on s'assure qu'elle tend vers 1.

$$I_{k_x} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{A}(w_0, k_x)|^2 dk_x \tag{A.27}$$

On définit également, à partir de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne $\tilde{A}(w_0, k_x)$ (voir équation A.26), un demi-angle d'ouverture $\varphi_{1/2}$ tel qu'il vérifie l'égalité A.28.

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin\left(\varphi_{1/2}\right) = \frac{FWHM_{k_x}}{2} \tag{A.28}$$

On exprime ensuite $\varphi_{1/2}$ en fonction de $FWHM_x$ dans l'équation A.29 en utilisant les relations A.26 et A.23.

$$\varphi_{1/2} = \arcsin\left(\frac{2\ln(2)\lambda}{\pi FWHM_x}\right) \tag{A.29}$$

Cette grandeur nous servira pour l'analyse des résultats issus de l'étude de la transmission des filtres par des faisceaux gaussiens de différentes tailles.

Pour obtenir la transmission $T(\lambda, w_0)$ du filtre tel qu'éclairé par un faisceau gaussien, on effectue une sommation des différentes ondes planes qui le constituent, affectées du poids idoine. Ceci est exprimé dans la relation A.30.

$$T(\lambda, w_0) = \int_x T(\lambda, x)|A(w_0, x)|^2 dx = \frac{1}{2\pi} \int_{k_x} T(\lambda, k_x)|\tilde{A}(w_0, k_x)|^2 dk_x \tag{A.30}$$

### A.4.4 *Illumination par un faisceau gaussien hors incidence normale ($\varphi_x = 10°$)*

Dans la figure A.3 est étudiée l'illumination du filtre ZCG 1D MIR de référence sous illumination gaussienne. Le faisceau gaussien est de taille finie selon (Oy) et infini selon (Ox). Il est modélisé par

une somme d'ondes planes ayant une distribution angulaire gaussienne selon (Oy) et un angle constant de 10° autour de (Ox).

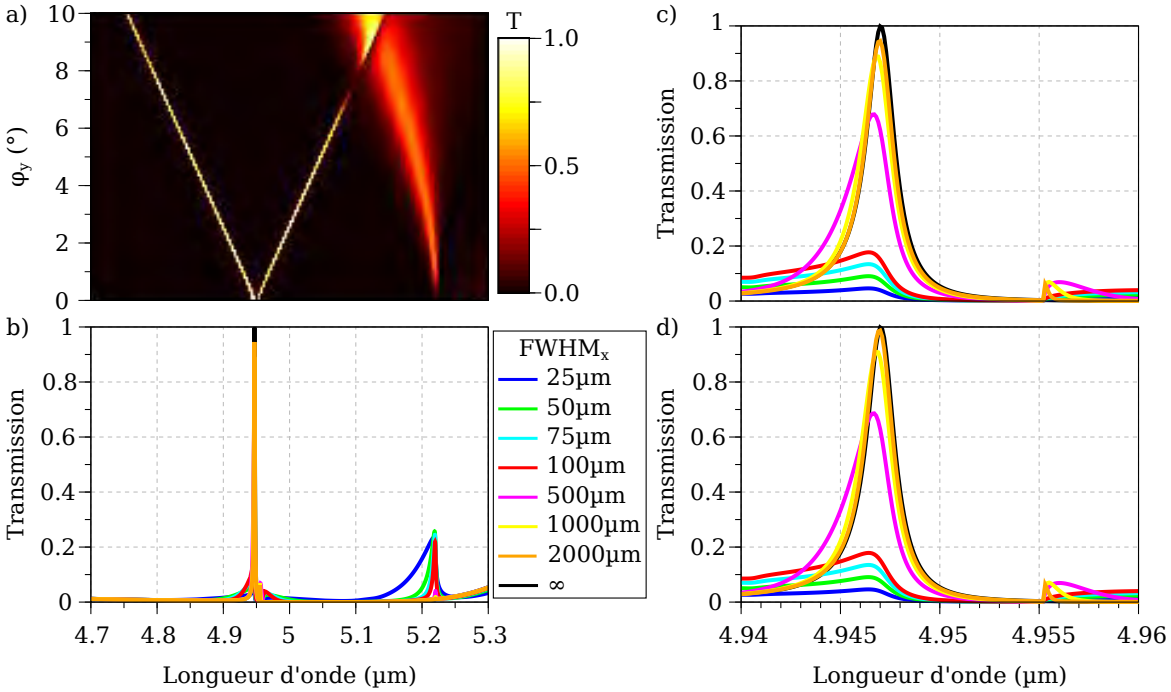



FIGURE A.3 – a) Cartographie de la transmission $T(\lambda, \varphi_y)$ du filtre en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident et de l'angle d'incidence $\varphi_y$ pour le filtre ZCG MIR de référence. Une rotation supplémentaire d'angle $\varphi_x = 10°$ est introduite. Le spectre du filtre est calculé pour différentes tailles de faisceau a) sur une gamme spectrale large, b) au voisinage du pic de transmission, et c) au voisinage du pic de transmission après correction de l'erreur de normalisation. Les dimensions géométriques du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.84\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

### A.4.5 *Analyse différentielle du comportement du ZCG purement* TE *en fonction des angles* $\varphi_x$ *et* $\varphi_y$

#### A.4.5.1 *Calcul*

On démontre ici par une analyse différentielle la différence de comportement du ZCG 1D dépendant de la polarisation vis-à-vis des rotations d'angle $\varphi_x$ et $\varphi_y$.

Utilisons pour cela les équations 2.24a et b (voir chapitre 2, page 90) donnant les longueurs d'ondes de résonances issues du couplage d'un mode guidé d'indice p sous incidence conique par les ordres +1 et -1 du réseau, et appliquons les aux cas des couplages $C_0^{(+2)}$ et $C_0^{(-2)}$. Il suffit pour cela de remplacer K par 2K au dénominateur. En y insérant l'expression de la projection du vecteur d'onde incident dans le plan (Oxy) (voir équation A.10, annexe A, partie A.4.2) on obtient alors les expressions A.31a et b des longueurs d'ondes de résonances associées aux couplages $C_0^{(+2)}$ et $C_0^{(-2)}$ faisant apparaître les angles d'incidence $\varphi_x$ et $\varphi_y$.

$$\begin{cases} \lambda^{(+2)} = \dfrac{\lambda}{\sqrt{\left(\sin(\varphi_y)+2\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2+\sin^2(\varphi_x)\cos^2(\varphi_y)}} n_0 & (a) \\ \lambda^{(-2)} = \dfrac{\lambda}{\sqrt{\left(-\sin(\varphi_y)+2\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2+\sin^2(\varphi_x)\cos^2(\varphi_y)}} n_0 & (b) \end{cases} \tag{A.31}$$

Les fonctions g, h et l respectivement définies par les relations A.32, A.33 et A.34 sont des cas particuliers de fonctions à deux variables, définies à partir de fonctions à une variable $C^\infty$ sur leurs domaines de définitions respectifs.

$$\begin{array}{rccc} g: & \mathbb{R}^2 & \longrightarrow & ]-1;1[ \\ & (x,y) & & \sin(x) \end{array} \tag{A.32}$$

$$\begin{array}{rccc} h: & \mathbb{R}^2 & \longrightarrow & ]-1;1[ \\ & (x,y) & & \cos(x) \end{array} \tag{A.33}$$

$$\begin{array}{rccc} l: & ]0;\infty[\times\mathbb{R} & \longrightarrow & ]0;\infty[ \\ & (x,y) & & \frac{1}{\sqrt{x}} \end{array} \tag{A.34}$$

Elles sont donc différentiables, et toute combinaison linéaire, produit ou composition, sous condition que les domaines de définition et de destination soient compatibles, de ces fonctions est également différentiable. On définit ainsi dans A.35 la fonction $f_a$ qui n'est autre qu'une approximation de la fonction $\lambda^{(+1)}$ pour laquelle l'indice du mode effectif est considéré comme indépendant de la longueur d'onde de résonance. Cette hypothèse sera justifiée dans la partie suivante (voir partie A.4.5.2 de l'annexe A).

$$\begin{array}{rccc} f_a: & \Omega & \longrightarrow & ]0;\infty[ \\ & (x,y) & & \frac{\lambda n}{\sqrt{(\sin(y)+a)^2+\sin^2(x)\cos^2(y)}} \end{array} \tag{A.35}$$

où n est un réel strictement positif, a est un réel strictement non nul, et $\Omega = ]-\arcsin(|a|);\arcsin(|a|)[$ si $0 < |a| \leqslant 1$ et $\Omega = \mathbb{R}^2$ si $|a| > 1$. $\Omega$ est un ensemble ouvert sur lequel la fonction $f_a$ est différentiable. En particulier, elle est différentiable en $(0,0)$ et l'on peut écrire l'équation A.36.

$$f_a(0+\varphi_x, 0+\varphi_y) = f_a(0,0) + df_a(0,0)(\varphi) + \circ(\|\varphi\|) \tag{A.36}$$

où $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_x \\ \varphi_y \end{pmatrix} \in \Omega$ est de norme proche de 0.

Les dérivées partielles de $f_a$ selon x et y sont respectivement données par les relations A.37 et A.38.

$$\frac{\partial f_a}{\partial x} = \frac{-\lambda n}{2\left((\sin(y)+a)^2+\sin^2(x)\cos^2(y)\right)^{3/2}}\left(2\sin(x)\cos(x)\cos^2(y)\right) \tag{A.37}$$

$$\frac{\partial f_a}{\partial y} = \frac{-\lambda n}{2\left((\sin(y)+a)^2+\sin^2(x)\cos^2(y)\right)^{3/2}}\left(2(\sin(y)+a)\cos(y) - 2\sin^2(x)\cos(y)\sin(y)\right) \tag{A.38}$$

L'application numérique en $(0,0)$ de $f_a$ (voir équation A.35) et de ses dérivées partielles (voir équations A.37 et A.38) dans l'équation A.36 permet donc d'obtenir l'égalité A.39.

$$f_a(\varphi_x, \varphi_y) = \frac{2\pi n}{|a|} - \frac{2\pi n a}{|a|^3}\varphi_y + \circ(\|\varphi\|) \tag{A.39}$$

Ainsi, au premier ordre, la longueur d'onde de résonance du mode guidé, dépend linéairement de $\varphi_y$. En revanche, l'angle $\varphi_x$ n'intervient pas. Autrement dit, le pic de résonance se décale linéairement aux petits angles lorsque $\varphi_y$ évolue, mais reste immobile pour des valeurs équivalentes de $\varphi_x$.

### A.4.5.2 *Justification de l'hypothèse d'omission de la variation d'indice effectif dans l'analyse différentielle*

À partir de la figure 2.25a du chapitre 2, présentée page 94, il est possible de justifier le fait de négliger la variation d'indice effectif devant celle de la longueur d'onde.

Pour cela, nous estimons la variation de norme du vecteur d'onde guidé $k_{g,0}^{(+2)}$ (voir équation 1.8, page 27, chapitre 1) en fonction de $k_{i,x}$, donnée par la relation A.40.

$$\frac{\Delta k_{g,0}^{(+2)}}{\Delta k_{i,x}} \approx \frac{2\pi\Delta\frac{1}{\lambda_{res}}}{\Delta k_{i,x}} n_0(\lambda_{res(0°)}) + \frac{2\pi}{\lambda_{res}}\frac{\Delta n_0}{\Delta k_{i,x}} \tag{A.40}$$

Les différentes grandeurs de la relation A.40 sont extraites pour la résonance associée au couplage $C_0^{(+2)}$ à partir de la figure 2.25a, donnée à la page 94 du chapitre 2 :

$$\Delta\lambda_{res} = \lambda_{res}(10°) - \lambda_{res}(10°) = -0.190\,\mu m$$

$$\Delta\frac{1}{\lambda_{res}} = 0.008\,\mu m^{-1}$$

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{\lambda_{res}(0°)}\sin(10°) = 0.220\,\mu m^{-1}$$

$$\Delta n_0 = n_0(\lambda_{res}(10°)) - n_0(\lambda_{res}(0°)) = 0.002$$

La longueur d'onde du rayonnement incident dans la cartographie est fixe et égale $\lambda_{res}(0°)$

Le premier terme de l'équation A.40, décrivant l'influence de la variation de longueur d'onde sur la norme du vecteur d'onde est égal à 0.839. Le second terme, exprimant l'influence de la variation d'indice est égal à 0.011, soit un rapport de 65. Nous pouvons donc conclure que, sur le domaine angulaire considéré, l'hypothèse faite pour établir l'équation A.35 de négliger la variation d'indice effectif avec la variation de longueur d'onde induite par la modification de l'angle d'incidence est raisonnable.

# B

# ANNEXE FILTRES 2D

## B.1 COMPORTEMENT SOUS INCIDENCE OBLIQUE DU ZCG PUREMENT TE 2D

La figure B.1 présente, de façon similaire aux études précédentes (voir figure 2.23b, page 91, et 2.29b, page 99, du chapitre 2), l'étude de la tolérance angulaire du filtre ZCG 2D MIR de référence reposant sur une exploitation des modes TE uniquement.

La figure B.1a donne les conventions utilisées pour l'étude. La figure B.1b présente la cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre (voir figure 3.16b du chapitre 3, page 124), calculée à la longueur d'onde du maximum de transmission sous incidence normale (4.945 µm), lorsque varient les angles cartésiens $\varphi_x$ et $\varphi_y$ (voir figure 3.16a du chapitre 3, page 124). La simulation est conduite avec 121 harmoniques.

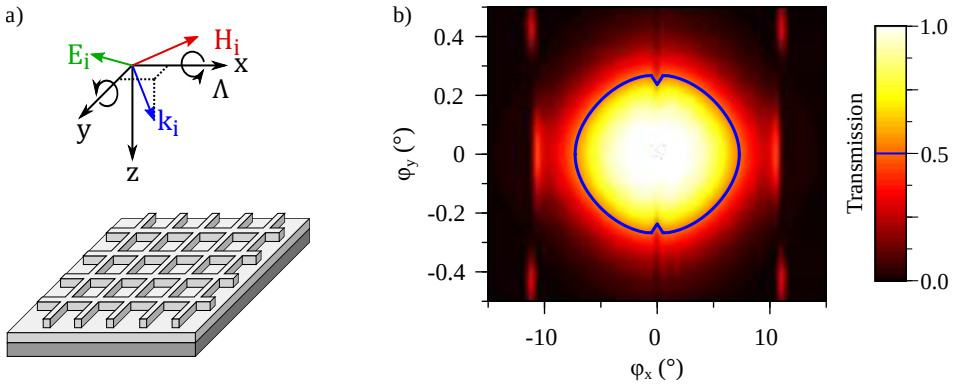



FIGURE B.1 – a) Illustration des conventions utilisées pour l'étude de la tolérance angulaire. Les angles $\varphi_x$ et $\varphi_y$ se réfèrent respectivement aux rotations dans le sens trigonométrique autour des axes (Ox) et (Oy). Le champ électrique incident $E_i$ est polarisé TE. b) Cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre à $\lambda = 4.945\,\mu m$. La ligne bleue correspond à l'IFWHM du filtre. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $d_w = 0.79\,\mu m$, $d_g = 0.87\,\mu m$, $\Lambda = 2.703\,\mu m$ et $f = 0.24$.

L'allure de la cartographie B.1 est relativement similaire aux cas des filtres 1D (voir figure 2.23b, page 91, et 2.29b, page 99, du chapitre 2) : l'IFWHM forme approximativement une ellipse dont le plus grand axe concerne la rotation d'angle $\varphi_x$. La tolérance angulaire est donc a nouveau limité par la rotation d'angle $\varphi_y$. La tolérance angulaire relevée est de 0.24°.

## B.2 CONVERGENCE DES SIMULATIONS POUR LE ZCG TE/TM FIN COUPLÉ À L'ORDRE 1

La figure B.2 présente le spectre d'un filtre TE/TM hautement résonant calculé pour différents nombres d'harmoniques retenus.

À cause de la très grande finesse de la résonance, un nombre particulièrement élevé d'harmoniques est nécessaire pour assurer la convergence de la simulation. Cette valeur élevée est nécessaire afin de stabiliser la position du pic fin de transmission. Néanmoins, pour un nombre d'harmoniques de 501, chaque point de calcul demande 10 à 15 minutes, contre environ 1.4 s pour 121 harmoniques et 0.1 s avec 21 harmoniques. Nous ne pourrons donc pas systématiquement utiliser 501 harmoniques, en particulier sur de larges cartographies, afin d'éviter les calculs trop longs. Comme on peut le constater

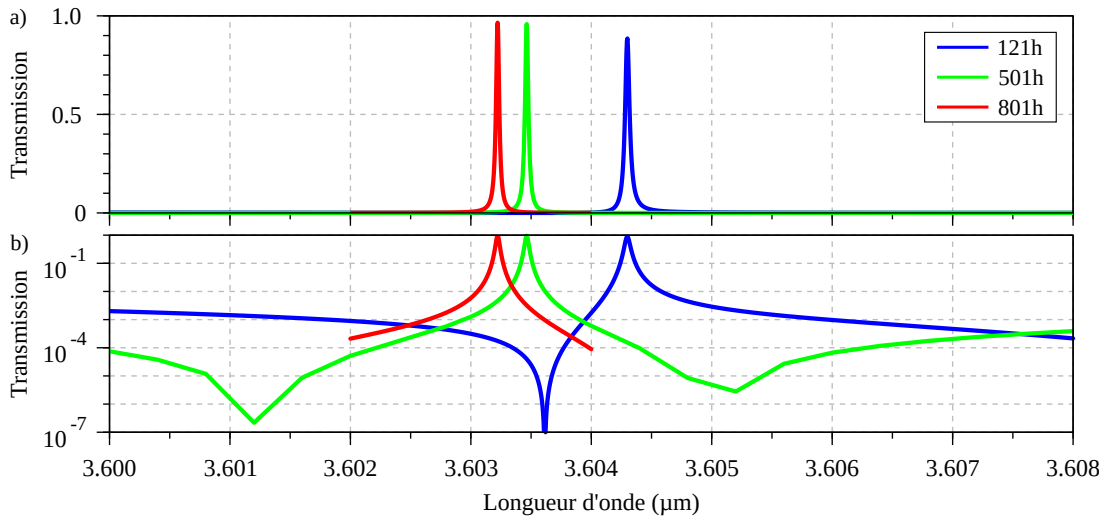



FIGURE B.2 – Étude de la convergence des simulations RCWA pour un filtre ZCG TE/TM hautement résonant. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.246\,\mu m$ et $f\Lambda = 321$.

dans la figure B.2, le nombre d'harmoniques ne change pas fondamentalement l'allure des différentes résonances ni la réponse du système, mais leur position relative. En effet, la description de l'indice dans le réseau est simplement plus fidèle, ce qui fait varier de façon très fine l'indice effectif des modes TE et TM, et donc leur longueur d'onde de résonance. Les analyses conduites avec 121 harmoniques auront donc tout de même un sens physique, même si elles ne seront pas aussi exactes d'un point de vue quantitatif. Le nombre d'harmoniques de calcul est donc maintenu à 121 par défaut, et nous précisons systématiquement le nombre d'harmoniques utilisées dans le cas contraire.

## B.3 COMPORTEMENT SOUS INCIDENCE OBLIQUE DU ZCG TE/TM

### B.3.1 *Incidence conique ZCG* TE/TM

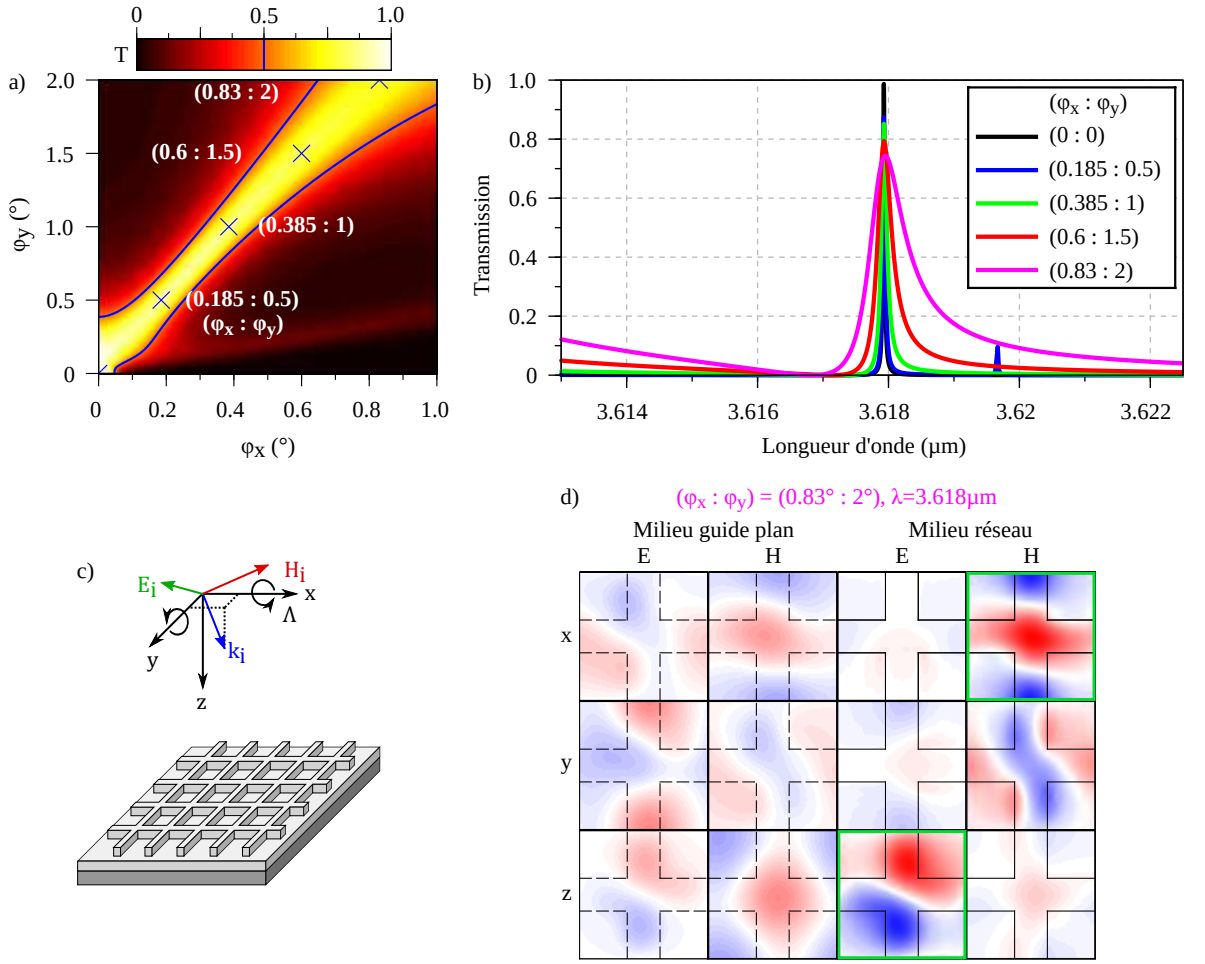



FIGURE B.3 – a) Cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre à $\lambda = 3.617\,89\,\mu m$. La ligne bleue correspond à l'IFWHM du filtre. Les croix indiquent les couples d'angles $(\varphi_x; \varphi_y)$ retenus pour l'extraction du spectre en transmission du filtre. b) Spectre en transmission du filtre tel que calculé pour les couples d'angles indiqués dans la cartographie a). c) Conventions utilisées pour l'étude. d) Cartographies de la partie réelle des différentes composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans le plan médian du guide plan et du réseau. Les données sont normalisées à la valeur maximale de la partie réelle du champ calculée dans le volume de la structure.

La figure B.3a donne la cartographie de la transmission $T(\varphi_x, \varphi_y)$ du filtre. Dans la figure B.3b sont donnés les différents spectres en transmission du filtre calculés pour les couples d'angles indiqués par des croix correspondant à des maxima des branches de transmission élevée de la figure B.3a. On peut constater que le pic résonant principal reste bien en place et tend à s'élargir. Autrement dit, la longueur d'onde de la résonance issue du couplage du mode TM est extrêmement tolérante angulairement pour une certaine direction axiale, ce qui n'était pas le cas pour les filtres purement TE. Pour le couple de plus grande incidence ($(\varphi_x; \varphi_y) = (0.83°; 2°)$), la partie réelle des composantes des champs dans le plan médian du guide plan et du réseau sont extraits. les composantes principales sont $H_x$ et $E_z$. Le mode considéré est donc TM. On retrouve par ailleurs que la composante $H_x$ a une allure très similaire à celle de la même composante calculée pour la résonance du pic de transmission sous incidence normale

(voir figure 3.14c du chapitre 3, page 121). Bien que les plan nodaux ne soient plus parallèles au plan (Oxz), le champ est toujours confiné dans le créneau du réseau.

J'attribue donc le comportement particulier du mode TM sous incidence oblique au confinement spatial de ce mode : sa conformation spatiale étant fixée, la résonance l'est également.

### B.3.2 *Incidence classique ZCG* TE/TM

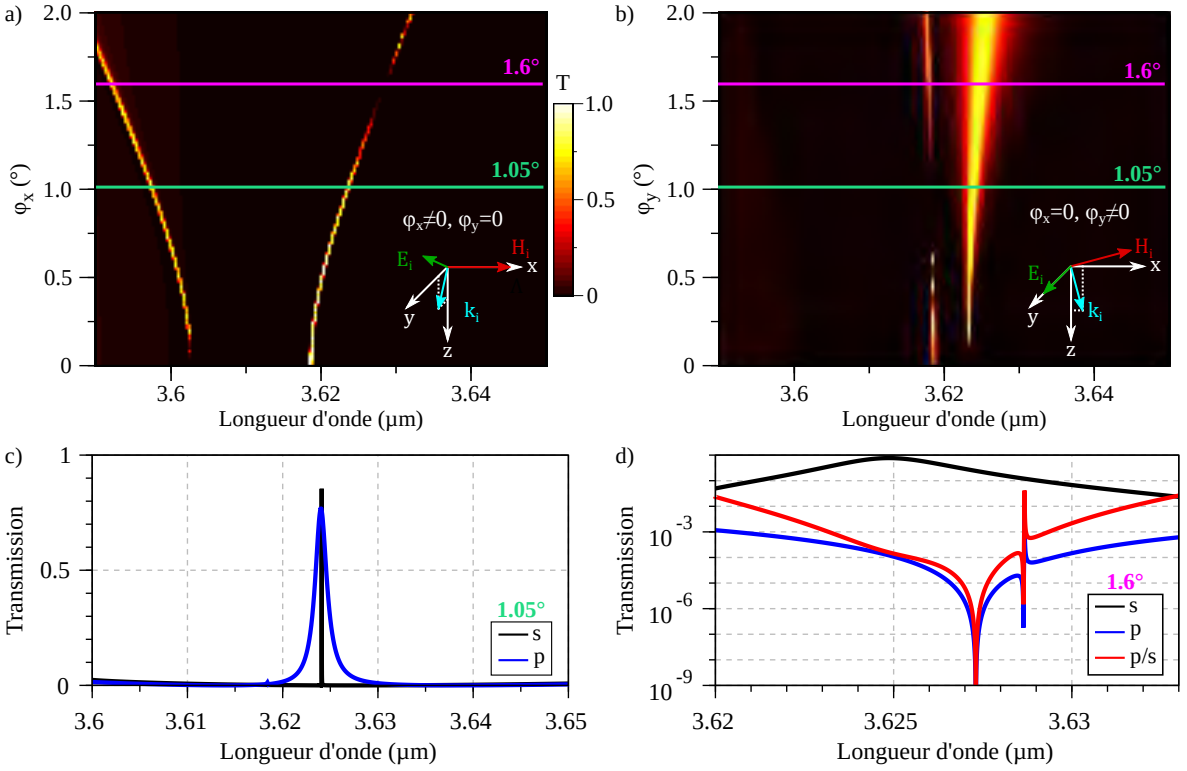



FIGURE B.4 – Les figures a) et b) présentent respectivement la cartographie en transmission $T(\lambda, \varphi_x)$ sur une échelle linéaire du filtre TE/TM hautement résonant sous incidence pseudo-classique a) p et b) s. c) Extraction du spectre du filtre pour les deux états de polarisation p et s pour une incidence de 1.05° illustrant un comportement insensible à la polarisation. d) Même principe, pour une incidence de 1.6°, illustrant un comportement de type polariseur. Les dimensions du filtre sont les suivantes : $t_s = 0.22\,\mu m$, $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321\,nm$.

Le filtre ZCG TE/TM peut être envisagé comme filtre insensible à la polarisation (voir figure B.4c), mais cela n'est valable que pour la longueur d'onde de la résonance. En effet, on retrouve l'écueil fréquent des filtres 1D insensibles à la polarisation utilisant un mode TE et un mode TM pour obtenir le même pic de transmission lorsqu'ils sont éclairés sous incidence classique. En effet, le couplage de ces deux modes donne des résonances de bandes passantes différentes [173], d'où un intérêt limité pour des applications de filtrage.

On relève un second point de fonctionnement pour lequel le couplage du mode TE par l'onde polarisée s donne lieu à une résonance de haute transmission tandis que la transmission pour l'onde polarisée p est très faible. Au voisinage de 3.627 µm, le rapport de transmission est de $10^{-4}$, mais l'extension spectrale de cette zone est très réduite, de l'ordre du nanomètre.

### B.3.3 *Étude modale pour la résonance large sous incidence s*

Afin de mettre en évidence de façon définitive le caractère TE ou TM des modes sombres visibles dans la cartographie 3.17 du chapitre 3, page 125, nous effectuons une analyse du champ des modes.

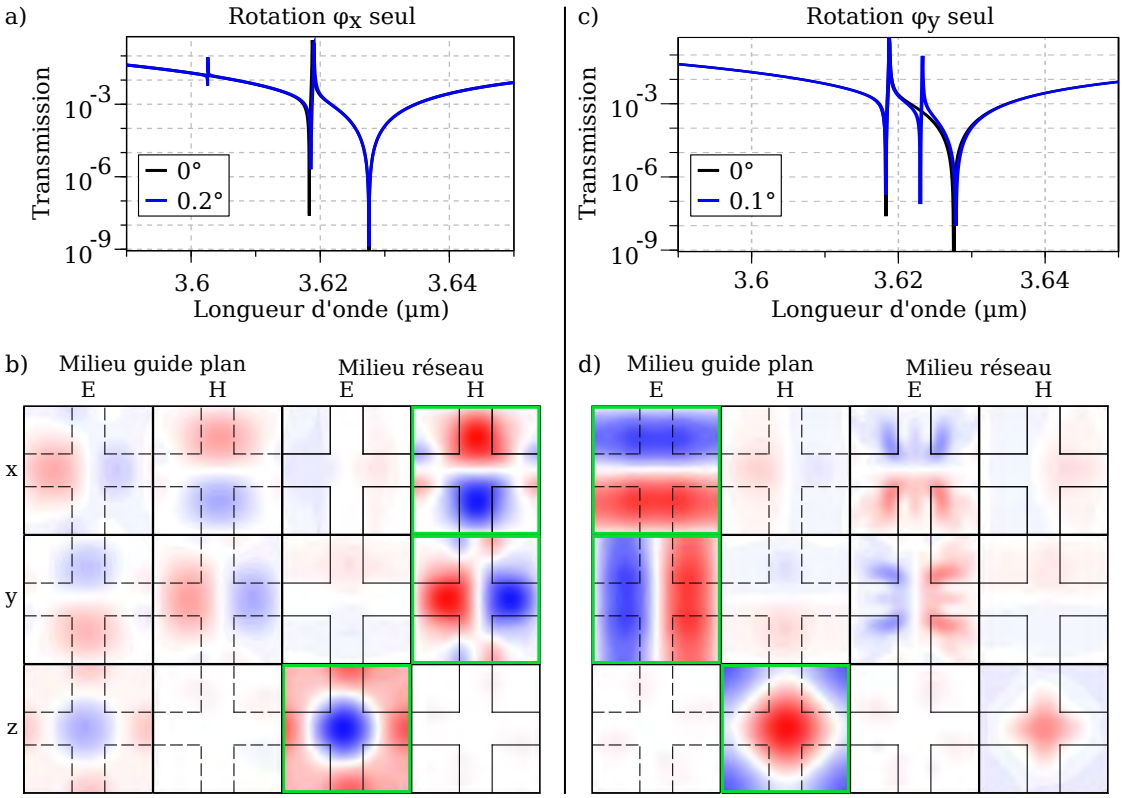



FIGURE B.5 – a,c) Spectres en transmission du filtre TE/TM hautement résonant présenté dans la figure 3.14 (voir chapitre 3, page 121 calculés pour différentes orientations du vecteur d'onde incident sous incidence pseudo-classique. b) Partie réelle des différentes composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ au niveau des plans $(Oxy)$ situé au milieu du guide et du réseau, calculée à la longueur d'onde de la résonance de mode sombre apparaissant à $\lambda = 3.6026\,\mu m$ dans la bande de réjection de la figure a). Un étude similaire est conduite dans la figure d) à propos de la résonance visible à $\lambda = 3.6233\,\mu m$ dans la figure c). Ces données sont normalisées à la valeur maximale du champ $\vec{H}$ calculé dans la structure. Les axes sont orthonormés. )

La figure B.5a présente le spectre en transmission du filtre TE/TM sous incidence normale (voir figure B.5a, courbe noire), et pour une rotation de l'angle $\varphi_x$ de 0.2° (voir figure B.5a, courbe bleue). La figure B.5b donne les composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans le plan $(Oxy)$ médian du guide et du réseau à la longueur d'onde du pic de transmission de la résonance de Fano apparaissant à 3.602 µm (voir figure B.5a, courbe bleue). Nous pouvons constater que les composantes de plus forte intensité sont $H_x$, $H_y$ et $E_z$ dans le plan médian du réseau. Le mode couplé est donc le mode TM du réseau. Par ailleurs, il apparaît que le champ est couplé dans les deux directions, ce que je ne saurais expliquer qu'en invoquant le fait que, pour un faible angle d'incidence, la modélisation du champ dans le réseau permet un couplage équivalent des deux directions. La comparaison de la composante $H_x$ du champ dans le réseau (voir figure B.5b), avec la même composante calculée au pic de transmission de la résonance TM du pic de transmission sous incidence normale (voir figure 3.14c, chapitre 3, page 121) permet de constater que le champ de ces deux modes sont déphasés d'un quart de période dans la direction $y$ du couplage. Ce décalage avec le réseau est à l'origine de la forte différence de couplage du mode sombre par rapport au mode clair [86,90]. Cette analyse confirme que le pic de haute transmission apparaissant

aux plus basses longueurs d'onde dans la figure 3.17b (voir chapitre 3, page 125) est bien due au mode sombre de la résonance TM.

La figure B.5c donne, de la même façon, le spectre en transmission du filtre TE/TM sous incidence normale (voir figure B.5c, courbe noire), et pour une rotation de l'angle $\varphi_y$ de 0.1° (voir figure B.5c, courbe bleue). Les composantes des champs dans le plan médian du guide et du réseau à 3.602 µm sont données dans la figure B.5d. Les composantes principales du champ sont $E_x$, $E_y$ et $H_z$ dans le plan médian du guide. Cette résonance est donc bien liée au couplage du mode TE. Le déphasage des lobes du champ pour la composante $E_y$ par rapport à celui donné sous incidence normale dans la bande de réjection (voir figure 3.14e, chapitre 3, page 121) confirme que ce mode est bien le mode sombre.

### B.3.4 *Recalage des résonances pour le filtre ZCG TE/TM doublement corrugué*

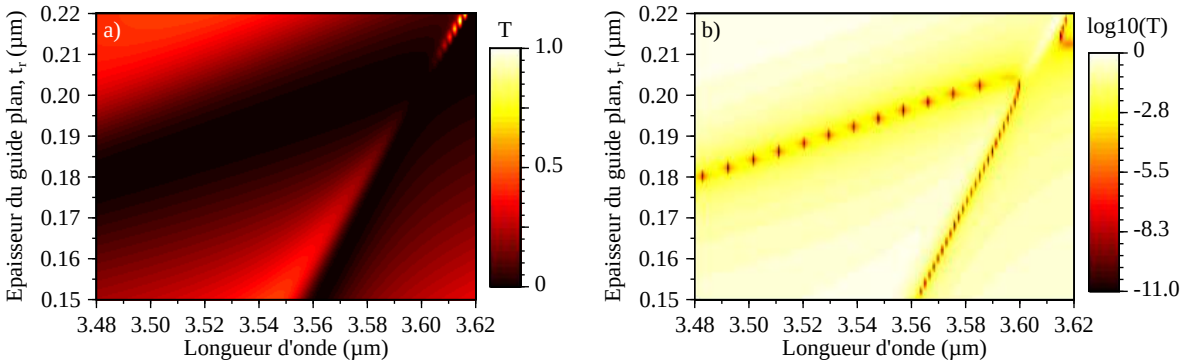



FIGURE B.6 – Cartographies de la transmission $T(t_s, \lambda)$ sur l'épaisseur du guide plan pour le filtre ZCG TE/TM présentant une corrugation secondaire latérale du réseau (voir figure 3.18a1, chapitre 3, page 127) sur une échelle a) linéaire et b) logarithmique. Les dimensions fixes du filtre sont : $t_r = 0.99\,\mu m$, $\Lambda = 1.255\,\mu m$ et $f\Lambda = 321.3\,nm$. L'extension latérale de la corrugation secondaire dans le réseau est de 70 nm.

La figure B.6a illustre le fait que l'on ne retrouve pas de pic de haute transmission localisé dans une large bande de réjection lorsque l'on tente de recaler les résonances du filtre doublement corrugué par une simple optimisation de l'épaisseur de guide plan, et ce malgré le croisement des résonances (voir figure B.6b, chapitre 3, page 232).

## B.4 FABRICABILITÉ DES ZCGS TE/TM

### B.4.1 *Étude du réseau à trous circulaires*

La figure B.7 donne la cartographie $T(\lambda, d)$ de la transmission d'une filtre ZCG TE/TM dont les ouvertures dans le réseau sont circulaires. Les épaisseurs des couches et la période du réseau sont identiques à celles du filtre TE/TM présenté dans la figure 3.21, à la page 130 du chapitre 3.

On observe dans la cartographie B.7 un pic de transmission entouré de deux bandes de réjection étroite dont la bande passante et la longueur d'onde de résonance diminuent avec le diamètre des ouvertures du réseau.

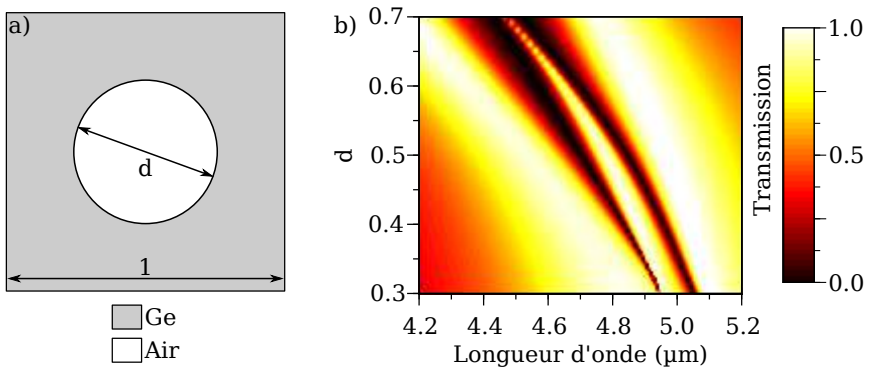



FIGURE B.7 – a) illustration de la maille élémentaire du réseau. Un trou circulaire d'air de diamètre normalisé à la période d forme la corrugation du réseau. b) Étude paramétrique sur le diamètre des trous d'airs formant le réseau d'un ZCG TE/TM de facteur de remplissage voisin de 0.5. Les dimensions du filtre sont : $t_s = 0.36\,\mu m$, $t_r = 0.85\,\mu m$, $\Lambda = 1.39\,\mu m$ et $f = 0.48$.

### B.4.2 *Convergence des simulations pour le ZCG TE/TM couplé à l'ordre 2*

À cause de la forte densité de résonances, en particulier vers les basses longueurs d'onde de la bande de réjection, un très grand nombre d'harmoniques est nécessaire pour assurer la convergence de la simulation.

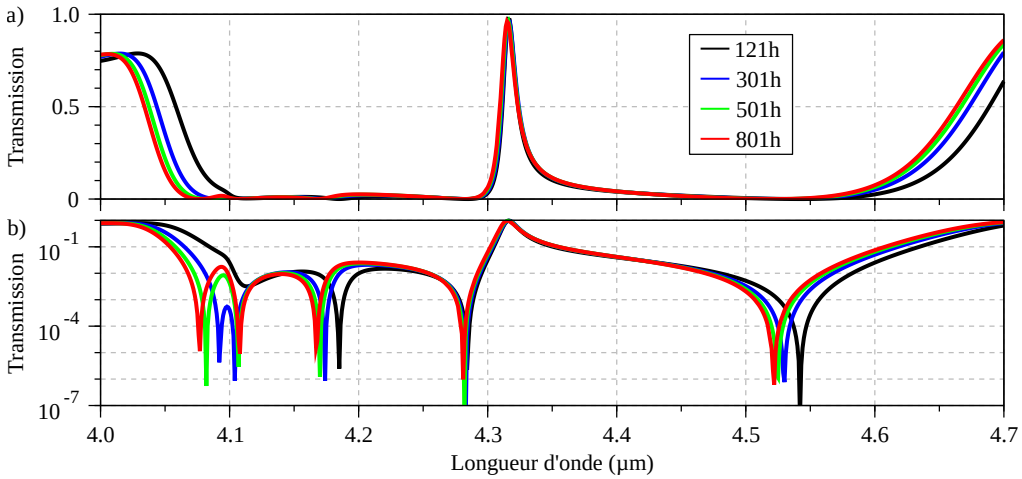



FIGURE B.8 – Étude de la convergence des simulations RCWA pour le filtre ZCG TE/TM couplé à l'ordre 2.

# C

# ANNEXE FABRICATION

## C.1 ÉTUDE DE L'INCLINAISON DES FLANCS

Le script lua donné ci-dessous est extrait de la routine utilisée pour définir la structure de ZCG 1D à flancs de réseau inclinés telle que simulée dans la figure 4.4 du chapitre 4.

```
-- Paramétrage des créneaux
fillfactor=0.2 -- facteur de remplissage au sommet du créneau
tHCG=0.87/period -- hauteur du créneau
inclinaison=20 -- inclinaison des flancs en degrés par rapport à la normale au substrat
nlvl=100 -- nombre de niveaux pour la décomposition du réseau
hlvl=tHCG/nlvl -- hauteur normalisée des couches de décomposition du réseau

-- définition d'une table contenant la largeur des différents niveaux composant le réseau
wlvl=linspace(fillfactor,fillfactor+2*math.tan(math.rad(inclinaison))*hlvl*(nlvl-1),nlvl)

-- Définition de la structure
S:AddLayer('AirAbove', 0, 'Air')

for i=1,nlvl do
  couche=string.format("%s", "HCG"..i) -- incrémentation du nom des couches
  -- print(couche)
  S:AddLayer(couche, hlvl, 'Air')
  S:SetLayerPatternRectangle(couche, 'Ge', {0,0}, 0, {0.5*wlvl[i], 1})
  --print(0.5*wlvl[i])
end

S:AddLayer('Guide', tguide, 'Ge')
S:AddLayer('CaF2Below', 0, 'CaF2')
```

## C.2 PRÉSENTATION DE RÉTICULES UTILISÉS POUR LA PHOTOLITHOGRAPHIE PAR PROJECTION

### C.2.1 *Résultats de lithographie laser*

a) Premier réticule obtenu : les lignes des réseau sont orientées dans la direction de déplacement de la plateforme de réalignement, d'où des raccords de champ très marqués. De plus l'homogénéité des lignes est très mauvaise.

b) Mauvaise résolution due à un problème de réglage de la tête d'écriture.

c) Réticule fabriqué immédiatement après maintenance de l'appareil, les conditions de fonctionnement sont optimales. La résolution est bonne, mais on observe toujours les raccords de champs verticaux.

d) Parce que les lignes sont cette fois alignées dans la direction orthogonale à la direction de balayage du faisceau, les raccords de champs verticaux n'ont pas d'impact sur l'allure des réseaux. De plus, la composante horizontale des raccords de champ est suffisamment faible pour que son impact sur l'aspect des réseau soit imperceptible.

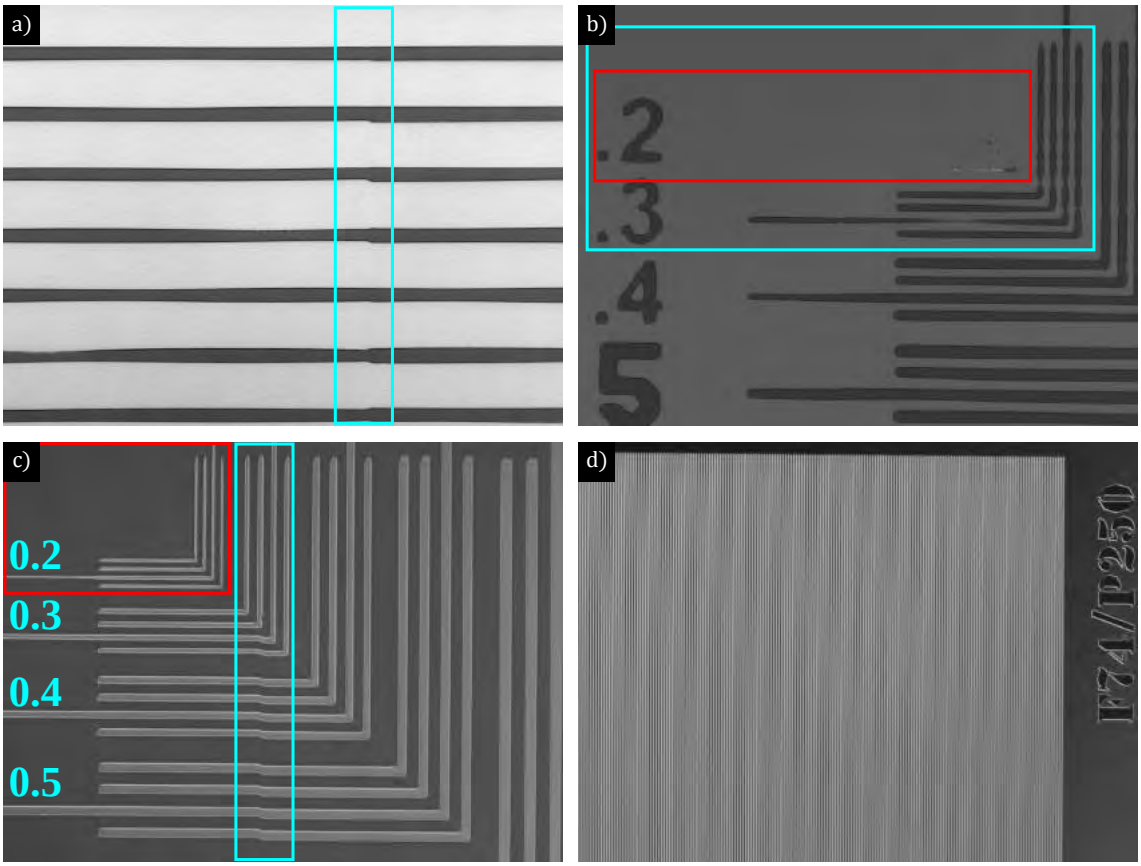



FIGURE C.1 – Images prise au microscope non confocal avec illumination monochromatique de différents réticules utilisés. a)Premier réticule utilisé : les lignes du réseau sont orientées dans la direction de balayage de l'appareil de lithographie laser. Le facteur de remplissage des lignes du réticule est ici de 0.76 (larges bandes de chrome, et petites ouvertures), leur période est de 2.703 µm. b) Motif de résolution présent à la surface du second réticule. Les chiffres indiqués donnent la largeur des lignes qui est aussi égale à leur espacement, en µm, en unités de champ. Leur taille sur le réticule est donc 5 fois plus grande. Par exemple, « .4 » signifie que les lignes insolées dans la résine avec la réduction de champ mesureront 0.4 µm. Sur le réticule, elles mesurent en réalité 2 µm. c) Motif de résolution présent à la surface du troisième et dernier réticule. Les dimensions des lignes ont été ajoutées manuellement. d) Vue d'ensemble sur des lignes de facteur de remplissage égal à 0.74, leur période est de 2.50 µm.

## C.3 PROCÉDÉ STANDARD DE PHOTOLITHOGRAPHIE

Dans cette annexe est détaillé le procédé de photolithographie tel que développé sur wafer 6 pouces en silicium.

### C.3.1 *L'enduction*

#### *La préparation*

Avant l'enduction, la surface à enduire doit subir une préparation particulière afin qu'en soient retirées les traces d'éléments organiques en surface et de permettre une meilleure adhérence de la résine. Cette préparation peut être de deux natures :

— physique : déshydratation et nettoyage par gravure ionique réactive avec un plasma d'oxygène pur,

— physico-chimique : attaque chimique avec une solution dite « piranha », constituée d'un mélange équivolumique d'acide sulfurique ($H_2SO_4$) et d'eau oxygénée ($H_2O_2$) avant de subir plasma oxygène.

Si le substrat est neuf, le premier cas de figure est suffisant. Dans le cas contrairement, on effectuera un nettoyage physico-chimique. Le plasma oxygène est effectué dans une enceinte de gravure dotée d'une source magnétron excitée par radiofréquence dont les recettes ont été adaptée spécifiquement pour les étapes de préparation de surface et de délaquage de résine. La gravure se fait avec un débit de dioxygène de 1000 $mL \cdot min^{-1}$, une puissance de 800 W, sous une pression de 1.5 mbar pendant 5 min. L'appareil utilisé est le TEPLA 300 semi-auto.

*Le BARC*

Cette couche joue le rôle d'antireflet pour des résines positives à la longueur d'onde d'insolation du stepper (raie i du mercure, 365.4 nm). L'avantage est double :

— la lumière incidente du stepper ne se propage pas latéralement par réflexions multiples internes dans la résine,
— il n'y a pas d'effet interférentiel conduisant à la formation d'une onde stationnaire verticale lors de l'exposition sur un substrat réfléchissant.

Le premier point fait que les effets de proximité sont diminués. Il est alors possible de structurer des motifs approchant la dimension critique du stepper (35 0nm nm (voir partie 4.2.1.2, chapitre 4, page 156), mais aussi de résoudre des motifs d'espacement variable sans modifier les conditions d'insolation.

Le second point permet d'atténuer l'effet de « swing », qui est l'oscillation quasi-périodique de la dose d'exposition optimale de la couche d'ECI avec l'épaisseur de cette dernière. Cet effet résulte la périodicité des effets d'interférence. La dose d'exposition évolue alors linéairement avec l'épaisseur de la couche d'ECI.

Grâce au BARC, l'exposition devient presque indépendante du substrat.

*L'ECI*

La couche supérieure de résine, l'ECI, est une résine positive photosensible. Cette résine a la propriété de voir sa solubilité dans une solution appelée « développeur » dépendre de l'énergie qui lui a été fournie lors de son interaction avec un rayonnement incident.

Plus précisément, la résine utilisée est composée de chaîne polymériques ayant un côté hydrophobe, et un côté hydrophile, ainsi que de composés chimiques issus du groupe des diazonaphto-quinone-sulphonates (DNQ). Ces derniers conditionnent la solubilité de la résine. Lorsqu'ils n'ont pas réagi, les DNQs réduisent la solubilité du polymère dans le développeur. Au contraire, lorsqu'ils sont exposés au rayonnement lumineux du stepper, ils se transforment pour former des acides carboxyliques qui viennent réagir avec les fonctions hydroxyles (-OH) du côté hydrophile des chaînes polymériques afin d'accroître leur affinité avec le développeur.

### C.3.2 *Exposition*

Les épaisseurs de résines ont été calibrées, il s'agit maintenant de choisir les meilleurs paramètres d'exposition et de développement de la résine.

*Paramètres d'insolation*

Les paramètres d'insolation sont obtenus grâce à un test de dose/focus, comme expliqué dans le paragraphe *La dose*, du chapitre 4, page 159. Or, un test de dose/focus n'est pertinent que lorsque les paramètres de correction du focus et du tilt sur le stepper ont été correctement définis en amont afin

de garantir l'homogénéité et la répétabilité du process. Inversement, on ne peut évaluer le bon réglage du stepper (voir partie 4.2.1, chapitre 4, page 154) que lorsque l'on a une idée des paramètres de dose et de focus cibles.

En travaillant du wafer 6 pouces, on se place dans des conditions de fonctionnement optimal du stepper. De plus, on bénéficie pour les étapes suivantes d'un appareil entièrement automatisé, l'EVG-120, qui assure une très bonne uniformité de développement et une grande répétabilité grâce à une recette standard dédiée aux motifs de dimensions critique. Dans ces conditions, on considérera comme fiable le point de fonctionnement obtenu en terme de dose et de focus.

*Développement*

Le développement contient deux étapes : le « post-exposure bake » (PEB) et la révélation.

Le PEB est un recuit qui a lieu directement après l'exposition, contrairement au recuit qui suit l'enduction (voir partie 4.2.4.3, chapitre 4, page 168). Il a plusieurs fonctions dont la seule pertinente dans notre cas est d'activer thermiquement la diffusion des acides carboxyliques générés lors de la photoréaction des DNQs à l'exposition (voir partie C.3.1, *L'ECI*). Cela a pour effet de lisser les flancs de résine si le substrat est réfléchissant et qu'une onde stationnaire génère des ondulations des flancs de résine. Dans la mesure où nous utilisons une couche anti-réflective de BARC cette étape n'est pas indispensable (voir partie C.3.1, *Le BARC*). Néanmoins elle est incluse dans la recette standard que je souhaite conserver comme référence.

La révélation consiste à pulvériser alternativement le développeur Microposit ®MF ®CD-26 et de l'eau de façon homogène sur le wafer en rotation afin d'éliminer les zones de résine insolée (voir partie C.3.1, *L'ECI*).

Pour le paramétrage initial du test de dose/focus on considère les données fabricant de la résine ainsi que les tables de calibration disponibles pour le stepper. On relève ainsi que, pour un film d'ECI de 1.2 µm d'épaisseur, la dose attendue devrait être voisine de $1100\,J{\cdot}m^{-2}$ afin d'atteindre les dimensions critiques sur des lignes denses (f = 0,5). La plage de focus peut, elle, s'étendre de -0.6 à +0.4 µm. Toutefois, ces données sont seulement indicatives car l'allure des motifs finaux dépend, certes, des conditions d'exposition, mais également des divers recuits et de la méthode de développement.

On choisit de parcourir l'espace des paramètres suivant pour le test de dose focus :

— dose : [ 900 ; 1250] $J.m^{-2}$ par pas de $50\,J{\cdot}m^{-2}$,

— focus : [-0,6 ; +0,4] µm par pas de 0.1 µm.

Ceci donne un nombre total de 88 points de fonctionnement à examiner. Notre recette d'exposition permet d'insoler 202 motif au total sur un wafer 6 pouces. On choisit de réserver plusieurs motifs pour l'insolation des points de fonctionnement les plus centraux de notre matrice des paramètres, et qui devraient donner les meilleurs résultats. On prévient ainsi les risques de dégradation des motifs au moment du clivage.

L'analyse qualitative de la qualité des motifs se fait dans un premier temps avec un microscope optique sous illumination monochromatique en observant la résolution maximum atteignable aux dose les plus élevées. On clive ensuite l'échantillon au niveau des zones les plus pertinentes et on observe les flancs de résine au MEB.

La figure C.2 montre la vue en coupe de réseaux de résine de facteur de remplissage codé f = 0,32 pour deux motifs ayant été exposés avec une même dose de $1050\,J{\cdot}m^{-2}$, et des focus respectifs de $-0.2$ µm et $-0.3$ µm pour les images a) et b). On constate que les flancs de résine sont bien raides, et ne s'incurvent légèrement que dans le bas des réseaux. Nous retiendrons pour les insolations à venir une dose de $1050\,J{\cdot}m^{-2}$ et un focus de $-0.25$ µm. Ce point de fonctionnement a l'avantage d'offrir une

plage de fonctionnement relativement large vis-à-vis du focus. On peut ainsi travailler entre -0.5 et 0 µm tout en conservant des flancs raides.

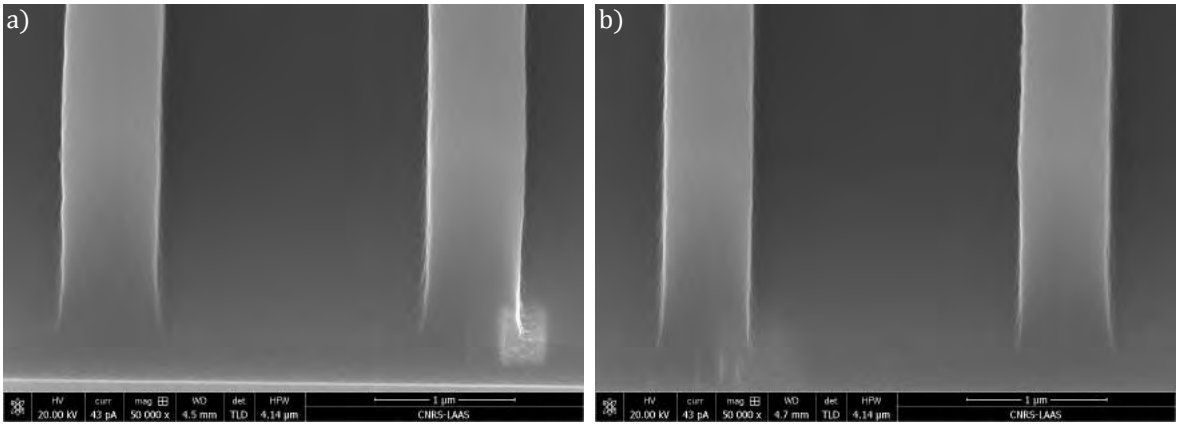



FIGURE C.2 – Vue MEB en coupe sous une incidence de 52° de motifs insolés sur wafer 6 pouces dans différentes conditions : (a) Dose égale à $1050\,J{\cdot}m^{-2}$ et focus de $-0.2\,\mu m$, b) dose égale à $1050\,J{\cdot}m^{-2}$ et focus de $-0.3\,\mu m$. La zone plus claire dans le coin inférieur droit de l'image a) correspond à la zone de mise au point du MEB.

On montre dans la figure C.3 deux images MEB d'une même zone exposées avec une dose égale à $1100\,J{\cdot}m^{-2}$ et un focus de $-0.2\,\mu m$ mais obtenues dans des conditions respectives de haut voltage (voir figure C.3a) et de faible voltage (voir figure C.3b). À focus identique de $-0.2\,\mu m$, les réseaux exposés avec une dose de $1100\,J{\cdot}m^{-2}$ présentent des flancs plus rentrants (voir figure C.3a) que ceux exposés avec une dose de $1050\,J{\cdot}m^{-2}$ (voir figure C.2a).

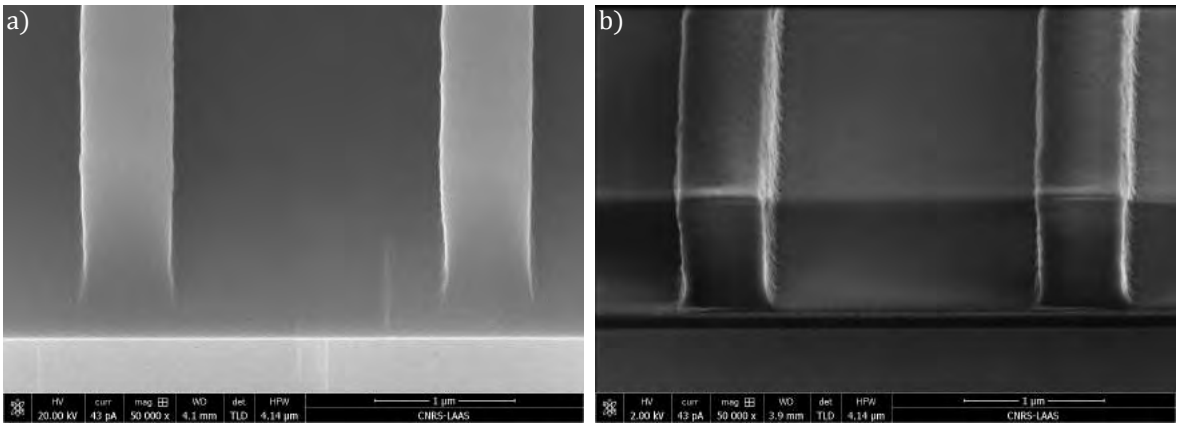



FIGURE C.3 – Vue MEB en coupe de motifs insolés sur wafer 6 pouces dans les mêmes conditions d'exposition (Dose égale à $1100J/m^2$ et focus de $-0,2\mu m$), mais pour différents réglages du MEB (a) $V_{acc} = 20kV$, $I = 86pA$, et b) $V_{acc} = 2kV$, $I = 43pA$

La différence de raideur des flancs observée entre les figures C.2a et C.3a s'explique par la quantité accrue d'énergie fournie à la résine dans le second cas. Cette dernière devient alors soluble sur une zone légèrement plus importante (voir partie C.3.1, *L'ECI*).

En diminuant la tension d'accélération du MEB, on obtient des images moins résolues, mais la sensibilité à l'état de surface de la résine est plus grande. Cela nous permet de mesurer l'épaisseur relative des couches de BARC et d'ECI. De la figure C.3b on peut calculer le rapport entre les épaisseurs de résine, que l'on évalue à $5.86 \pm 0.05$. Considérant les valeurs d'épaisseurs de résines mesurée dans la partie 4.2.4.1 du chapitre 4, ce rapport ne peut être atteint qu'en considérant une épaisseur de BARC de 190 nm. Une meilleur estimation de l'épaisseur des couches peut donc être faite à partir des mesures par ellipsométrie à condition d'y retirer systématiquement 10 nm.

Nous avons vu ici que pour paramétrer correctement l'exposition de la résine, il était nécessaire d'ajuster simultanément la dose d'exposition et le focus. L'espace des paramètres à parcourir étant vaste, et afin de se placer dans des conditions optimales de fonctionnement du stepper, nous avons débuté dans cette partie la calibration de l'exposition sur wafer 6 pouces. Nous avons finalement retenu, pour obtenir des flancs de résine des plus raides possibles, une dose de $1050 J/m^2$ et un focus de $-0.25 \mu m$. Par ailleurs, nous avons constaté en observant la résine au MEB, que l'épaisseur de BARC avait été légèrement sur-estimée, nous conduisant effectuer une légère modification de la vitesse d'enduction sur wafer 2 pouces.

## C.4 SIMULATION RCWA POUR LE SUIVI DFA

La figure C.4 présente les résultats d'une étude théorique du suivi DFA dans une zone structurée pour la gravure partielle d'une monocouche de germanium en fonction de trois paramètres :

— le facteur de remplissage du réseau,
— l'épaisseur d'ECI consommée à l'ouverture du BARC,
— la sélectivité de la gravure.

Ces trois paramètres sont considérés indépendamment.

Le système initial est une monocouche de Ge de 1.6 µm sur un substrat de Si, au-dessus de laquelle est structuré un réseau 1D de résine après ouverture du BARC. Il est donc proche de celui présenté dans la figure 4.5 (voir chapitre 4, page 153) pour illustrer l'étape e) du process. La différence principale est que les couches d'arrêt sont absentes.

Les courbes présentées dans la figure C.4 donnent la réflectivité normalisée du système dans l'ordre spéculaire pour l'incidence normale sur le réseau d'une onde plane de longueur d'onde 680 nm. Parce que nous n'étudions qu'une gravure partielle de la monocouche de Ge afin d'avoir un système proche de celui effectivement fabriqué (voir figure 4.20, chapitre 4, page 181), la forte absorption du Ge à cette longueur d'onde fait que l'on est tout à fait indépendant du substrat (voir figure 4.24b, chapitre 4, page 184).

La figure C.4a donne les courbes de suivi DFA théoriques obtenues pour différents facteurs de remplissage du réseau. Les courbes étant similaires, on en déduit que les variations de facteur de remplissage telles que mesurée expérimentalement (voir figure 4.26, chapitre 4, page 187) ne perturberont pas de façon notable de suivi DFA.

En revanche, la figure C.4b permet d'affirmer que la hauteur initiale d'ECI modifie fortement l'allure des courbes de suivi DFA. Or, le fait que le suivi DFA ne reflète pas directement la profondeur de gravure des réseaux, mais plutôt les conditions initiales du système, signifie que cette méthode de suivi ne peut permettre d'atteindre les précisions exigées sur l'épaisseur des couches (voir tableaux 4.1, chapitre 4, page 144). Cela est d'autant plus gênant qu'une variation de $\pm 50$ nm de l'épaisseur d'initiale d'ECI à est tout à fait courante.

Enfin, la figure C.4c illustre l'influence de la sélectivité de la gravure. La sensibilité des courbes de réflectivité à ce paramètre est également importante, d'autant plus que la gravure est profonde. Ceci est problématique dans la mesure où il est difficile de contrôler précisément la vitesse de gravure du Ge avec la recette RIEAN-O2.

En conclusion, le suivi DFA dans une zone structurée pour la gravure d'une monocouche de Ge ne peut pas permettre d'atteindre les tolérances de fabrication de nos structures (voir tableaux 4.1, chapitre 4, page 144). On peut, au mieux, espérer avec cette méthode une précision de $\pm 50$ nm sur la

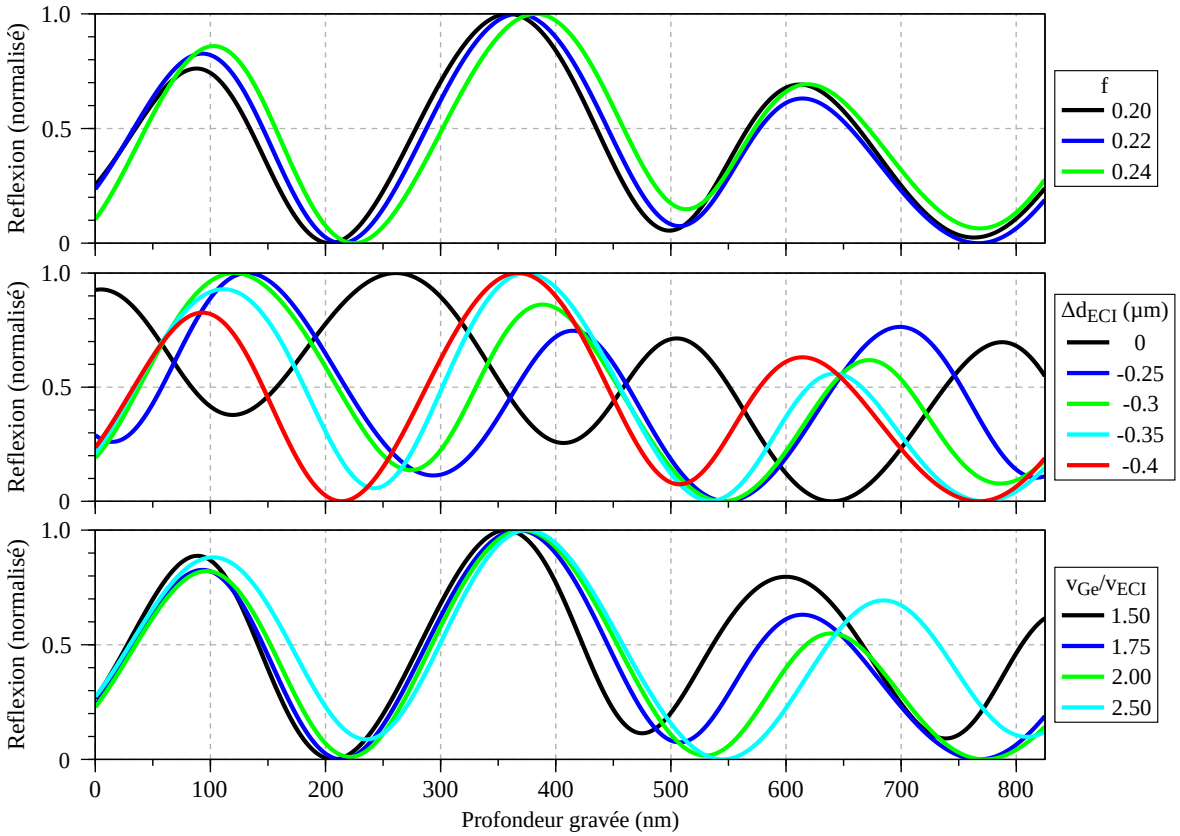



FIGURE C.4 – Étude théorique de la variabilité de différents paramètres sur l'allure des courbes de suivi DFA de la gravure d'un réseau de période 2.55 µm, et de profondeur 0.825 µm dans une monocouche de Ge d'épaisseur totale 1.6 µm sur un substrat de silicium. L'absorption des matériaux est prise en compte. La longueur d'onde du laser de suivi est de 680 nm. L'épaisseur de la couche de BARC est de 200 nm. a) Influence du facteur de remplissage des réseau. Les paramètres fixes de la simulation sont : $d_{ECI} = 0.64\,\mu m$ et $v_{ECI}/v_{Ge} = 1.75$. b) Influence de la hauteur d'ECI consommée lors de l'ouverture du BARC. Les paramètres fixes de la simulation sont : $f = 0.22$ et $v_{ECI}/v_{Ge} = 1.75$. c) Influence de la sélectivité de gravure entre l'ECI et le germanium. Les paramètres fixes de la simulation sont : $f = 0.22$ et $d_{ECI} = 0.64\,\mu m$.

profondeur de gravure du réseau. Cela est dû au fait que le signal DFA est trop sensible à l'épaisseur initiale de résine ainsi qu'à la sélectivité de gravure.

Ces résultats peuvent être directement utilisés pour interpréter l'allure des courbes de suivi expérimental de la gravure d'un substrat de Si telles que présentées dans la figure 4.22a. En effet, le silicium est également très absorbant à 680 nm. Le suivi DFA de la gravure partielle d'une monocouche ou d'un substrat est donc le même. La principale différence vient du fait que l'indice est différent, ce qui modifie la période des oscillations du signal.

# ACRONYMES

| | |
|---|---|
| **AA** | Alignement avancé |
| **ACT** | Acquisition conversion traitement |
| **AFM** | Atomic force microscope |
| **AFR** | Alignement fin du réticule |
| **AGA** | Alignement global avancé |
| **ARDE** | Aspect ratio dependent etching |
| **BARC** | Bottom anti-reflection coating |
| **CAFL** | Compensation avancée du focus de la lentille |
| **CCD** | Charge-coupled devices |
| **CLB** | Compensation de la ligne de base |
| **DMSO** | Diméthylsulfoxyde |
| **CRIGC** | Cavity-resonator-integrated grating coupler |
| **CRIGF** | Cavity-resonator-integrated grating filter |
| **DBR** | Distributed Bragg reflector |
| **EIT** | Electromagnetically induced transparency |
| **EOE** | Extraordinary optical extinction |
| **EOT** | Extraordinary optical transmission |
| **FDTD** | Finite-difference time-domain method |
| **FIB** | Focused ion beam |
| **FPOC** | Focus pattern offset compensation |
| **FSS** | Frequency-selective surface |
| **GC** | Grating coupler |
| **GMRF** | Guided-mode resonance filter |
| **GSTC** | Generalized sheet transition conditions |
| **HA** | Hors axe (objectif) |
| **HCG** | High-contrast grating |
| **HG** | Hybrid grating |
| **IBE** | Ion beam etching |
| **ICP** | Inductively coupled plasma |
| **IR** | Incidence rasante (objectif) |
| **LED** | Light-emitting diode |
| **MEB** | Microscope électronique à balayage |
| **MIR** | Moyen infrarouge |
| **NA** | Numerical aperture |
| **NIR** | Proche infrarouge |
| **PA** | Pré-alignement |
| **PEB** | Post-exposure bake |
| **PC** | Plaque chromée |
| **PCM** | Photonic crystal mirror |
| **PS** | Phase section |
| **RCWA** | Rigorous coupled-wave analysis |
| **RIE** | Reactive ion etching |
| **SA** | Sur axe (objectif) |
| **SRC** | Stage rotation compensation |
| **STM** | Scanning tunneling microscope |
| **TE** | Transverse électrique |
| **TM** | Transverse magnétique |
| **TPOC** | Tilt pattern offset compensation |
| **TTV** | Total tilt variation |
| **UV** | Ultraviolet |
| **ZCG** | Zero-contrast grating |

# BIBLIOGRAPHIE


[1] Thomas Möckel, Jonas Dalmayne, Barbara Schmid, Honor Prentice, and Karin Hall. Airborne Hyperspectral Data Predict Fine-Scale Plant Species Diversity in Grazed Dry Grasslands. *Remote Sensing*, 8(2) :133, February 2016.

[2] John Dougherty, Todd Jennings, and Marco Snikkers. Compact camera technologies for real-time false-color imaging in the SWIR band. page 889907, November 2013.

[3] Zan Aslett, James V. Taranik, and Dean N. Riley. Mapping rock forming minerals at Boundary Canyon, Death Valey National Park, California, using aerial SEBASS thermal infrared hyperspectral image data. *International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation*, 64 :326–339, February 2018.

[4] Michael Vollmer, Jospeh A. Shaw, Paul W. Nugent, Wilson Harris, Kendra Gillis, William Weiss, Logan Carpenter, Amy Carpenter, and Bryan Scherrer. Photonics in nature : Yellowstone National Park in IR. page 73. SPIE, August 2017.

[5] Jason M. Eichenholz and John Dougherty. Ultracompact fully integrated megapixel multispectral imager. pages 721814–721814–10, February 2009.

[6] Laurent Frey, Lilian Masarotto, Marilyn Armand, Marie-Lyne Charles, and Olivier Lartigue. Multispectral interference filter arrays with compensation of angular dependence or extended spectral range. *Optics Express*, 23(9) :11799, May 2015.

[7] Pilar Gonzalez, Klaas Tack, Bert Geelen, Bart Masschelein, Wouter Charle, Bart Vereecke, and Andy Lambrechts. A novel CMOS-compatible, monolithically integrated line-scan hyperspectral imager covering the VIS-NIR range. page 98550N. SPIE, May 2016.

[8] Ryan Priore, John Dougherty, Omer Cohen, Leonid Bikov, and Itay Hirsh. Design of a miniature SWIR hyperspectral snapshot imager utilizing multivariate optical elements. page 999205, October 2016.

[9] Benjamin Portier, Fabien Pradal, Meihdi Oussalah, Hervé Sik, Joel Fleury, and Patrice Laprat. Pixelated Thin Film Coating on Detector for Multispectral Infrared Imaging. page MC.8. Optical Society of America, 2016.

[10] S. A. Kemme, R. R. Boye, A. A. Cruz-Cabrera, R. D. Briggs, T. R. Carter, and S. Samora. Pixelated spectral filter for integrated focal plane array in the long-wave IR. page 76791P, April 2010.

[11] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668) :667–669, February 1998.

[12] H. A. Bethe. Theory of Diffraction by Small Holes. *Physical Review*, 66(7-8) :163–182, October 1944.

[13] R. Ritchie, E. Arakawa, J. Cowan, and R. Hamm. Surface-Plasmon Resonance Effect in Grating Diffraction. *Physical Review Letters*, 21(22) :1530–1533, November 1968.

[14] Y.J. Chen, E.S. Koteles, R.J. Seymour, G.J. Sonek, and J.M. Ballantyne. Surface plasmons on gratings : Coupling in the minigap regions. *Solid State Communications*, 46(2) :95–99, April 1983.

[15] R.W. Wood. XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(21) :396–402, September 1902.

[16] Lord Rayleigh. III. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 14(79) :60–65, July 1907.

[17] A. Hessel and A. A. Oliner. A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings. *Applied Optics*, 4(10) :1275, October 1965.

[18] U. Fano. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves). *Journal of the Optical Society of America*, 31(3) :213, March 1941.

[19] Suxia Xie, Hongjian Li, Shaoli Fu, Xin Zhou, Haiqing Xu, and Jinjun Wu. Transmission of light through coaxial and non-coaxial double-layer gold slit arrays. *Solid State Communications*, 150(27-28) :1225–1230, July 2010.

[20] J. A. Porto, F. J. García-Vidal, and J. B. Pendry. Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits. *Physical Review Letters*, 83(14) :2845–2848, October 1999.

[21] S Astilean, Ph Lalanne, and M Palamaru. Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength. *Optics Communications*, 175(4-6) :265–273, March 2000.

[22] Stéphane Collin, Grégory Vincent, Riad Haïdar, Nathalie Bardou, Sylvain Rommeluère, and Jean-Luc Pelouard. Nearly Perfect Fano Transmission Resonances through Nanoslits Drilled in a Metallic Membrane. *Physical Review Letters*, 104(2), January 2010.

[23] E. Popov, M. Nevière, S. Enoch, and R. Reinisch. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays. *Physical Review B*, 62(23) :16100–16108, December 2000.

[24] D. E. Grupp, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, K. M. Pellerin, and Tineke Thio. Crucial role of metal surface in enhanced transmission through subwavelength apertures. *Applied Physics Letters*, 77(11) :1569–1571, September 2000.

[25] 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*, 86(6) :1114–1117, February 2001.

[26] P Lalanne, J C Rodier, and J P Hugonin. Surface plasmons of metallic surfaces perforated by nanohole arrays. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 7(8) :422–426, August 2005.

[27] Stéphane Collin, Fabrice Pardo, and Jean-Luc Pelouard. Waveguiding in nanoscale metallic apertures. *Optics Express*, 15(7) :4310, 2007.

[28] F.I. Baida and D. Van Labeke. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films. *Optics Communications*, 209(1-3) :17–22, August 2002.

[29] F.I. Baida, D. Van Labeke, G. Granet, A. Moreau, and A. Belkhir. Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-D metallic annular aperture array : a study of photonic bands. *Applied Physics B*, 79(1) :1–8, July 2004.

[30] Wenjun Fan, Shuang Zhang, Babar Minhas, Kevin J. Malloy, and S. R. J. Brueck. Enhanced Infrared Transmission through Subwavelength Coaxial Metallic Arrays. *Physical Review Letters*, 94(3), January 2005.

[31] Wenjun Fan, Shuang Zhang, K. J. Malloy, and S. R. J. Brueck. Enhanced mid-infrared transmission through nanoscale metallic coaxial-aperture arrays. *Optics Express*, 13(12) :4406, 2005.

[32] Daniel Van Labeke, Davy Gérard, Brahim Guizal, Fadi I. Baida, and Lifeng Li. An angle-independent Frequency Selective Surface in the optical range. *Optics Express*, 14(25) :11945, 2006.

[33] Fumiaki Miyamaru and Masanori Hangyo. Anomalous terahertz transmission through double-layer metal hole arrays by coupling of surface plasmon polaritons. *Physical Review B*, 71(16), April 2005.

[34] H. B. Chan, Z. Marcet, Kwangje Woo, D. B. Tanner, D. W. Carr, J. E. Bower, R. A. Cirelli, E. Ferry, F. Klemens, J. Miner, C. S. Pai, and J. A. Taylor. Optical transmission through double-layer metallic subwavelength slit arrays. *Optics Letters*, 31(4) :516, February 2006.

[35] A. P. Hibbins, W. A. Murray, J. Tyler, S. Wedge, W. L. Barnes, and J. R. Sambles. Resonant absorption of electromagnetic fields by surface plasmons buried in a multilayered plasmonic nanostructure. *Physical Review B*, 74(7), August 2006.

[36] Shinpei Ogawa and Masafumi Kimata. Metal-Insulator-Metal-Based Plasmonic Metamaterial Absorbers at Visible and Infrared Wavelengths : A Review. *Materials*, 11(3) :458, March 2018.

[37] Ting Xu, Yi-Kuei Wu, Xiangang Luo, and L. Jay Guo. Plasmonic nanoresonators for high-resolution colour filtering and spectral imaging. *Nature Communications*, 1(5) :1–5, August 2010.

[38] Thomas Estruch, Julien Jaeck, Fabrice Pardo, Sophie Derelle, Jérôme Primot, Jean-Luc Pelouard, and Riad Haidar. Perfect extinction in subwavelength dual metallic transmitting gratings. *Optics Letters*, 36(16) :3160, August 2011.

[39] Clément Tardieu, Thomas Estruch, Grégory Vincent, Julien Jaeck, Nathalie Bardou, Stéphane Collin, and Riad Haïdar. Extraordinary optical extinctions through dual metallic gratings. *Optics Letters*, 40(4) :661, February 2015.

[40] Charles M. Rhoads, Edward K. Damon, and Benedikt A. Munk. Mid-infrared filters using conducting elements. *Applied Optics*, 21(15) :2814, August 1982.

[41] Irina Puscasu, W. L. Schaich, and Glenn D. Boreman. Modeling parameters for the spectral behavior of infrared frequency-selective surfaces. *Applied Optics*, 40(1) :118, January 2001.

[42] Kent J. Kogler and Rickey G. Pastor. Infrared filters fabricated from submicron loop antenna arrays. *Applied Optics*, 27(1) :18, January 1988.

[43] S. J. Spector, D. K. Astolfi, S. P. Doran, T. M. Lyszczarz, and J. E. Raynolds. Infrared frequency selective surfaces fabricated using optical lithography and phase-shift masks. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 19(6) :2757, 2001.

[44] Ming-Hsien Wu, Kateri E. Paul, Jerry Yang, and George M. Whitesides. Fabrication of frequency-selective surfaces using microlens projection photolithography. *Applied Physics Letters*, 80(19) :3500–3502, May 2002.

[45] James E. Raynolds, Ben A. Munk, Jonathan B. Pryor, and Ronald J. Marhefka. Ohmic loss in frequency-selective surfaces. *Journal of Applied Physics*, 93(9) :5346–5358, May 2003.

[46] Srikanth Govindaswamy, Jack East, Fred Terry, Erdem Topsakal, John L. Volakis, and George I. Haddad. Frequency-selective surface based bandpass filters in the near-infrared region. *Microwave and Optical Technology Letters*, 41(4) :266–269, May 2004.

[47] Babak Memarzadeh and Hossein Mosallaei. Layered plasmonic tripods : an infrared frequency selective surface nanofilter. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(9) :2347, September 2012.

[48] J.A. Bossard, D.H. Werner, T.S. Mayer, J.A. Smith, Y.U. Tang, Robert P. Drupp, and Ling Li. The design and fabrication of planar multiband metallodielectric frequency selective surfaces for infrared applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54(4) :1265–1276, April 2006.

[49] J. Blackburn and L.R. Arnaut. Numerical convergence in periodic method of moments analysis of frequency-selective surfaces based on wire elements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 53(10) :3308–3315, October 2005.

[50] Michel NEY. Simulation électromagnétique - Outils de conception. *Techniques de l'Ingénieur*, (E1030 v2) :31, 2013.

[51] Roger F. Harrington. *Field computation by moment methods*. IEEE Press series on electromagnetic waves. IEEE Press, Piscataway, NJ, 1993.

[52] D. W. Peters, G. R. Hadley, A. A. Cruz-Cabrera, L. I. Basilio, J. R. Wendt, S. A. Kemme, T. R. Carter, and S. Samora. Infrared frequency selective surfaces for sensor applications. pages 72983L–72983L–8, May 2009.

[53] Zhi Hao Jiang, Seokho Yun, Lan Lin, Jeremy A. Bossard, Douglas H. Werner, and Theresa S. Mayer. Tailoring Dispersion for Broadband Low-loss Optical Metamaterials Using Deep-subwavelength Inclusions. *Scientific Reports*, 3(1), December 2013.

[54] Zhengyuan Bai, Qing Zhang, Yongfeng Ju, Guiju Tao, Xiongwei Jiang, Ning Kang, Chengpu Liu, and Long Zhang. Flexible metamaterial narrow-band-pass filter based on magnetic resonance coupling between ultra-thin bilayer frequency selective surfaces. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49(6) :065002, February 2016.

[55] Nanfang Yu, Francesco Aieta, Patrice Genevet, Mikhail A. Kats, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. A Broadband, Background-Free Quarter-Wave Plate Based on Plasmonic Metasurfaces. *Nano Letters*, 12(12) :6328–6333, December 2012.

[56] Shuming Wang, Pin Chieh Wu, Vin-Cent Su, Yi-Chieh Lai, Cheng Hung Chu, Jia-Wern Chen, Shen-Hung Lu, Ji Chen, Beibei Xu, Chieh-Hsiung Kuan, Tao Li, Shining Zhu, and Din Ping Tsai. Broadband achromatic optical metasurface devices. *Nature Communications*, 8(1), December 2017.

[57] Francesco Aieta, Patrice Genevet, Nanfang Yu, Mikhail A. Kats, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. Out-of-Plane Reflection and Refraction of Light by Anisotropic Optical Antenna Metasurfaces with Phase Discontinuities. *Nano Letters*, 12(3) :1702–1706, March 2012.

[58] Francesco Aieta, Patrice Genevet, Mikhail A. Kats, Nanfang Yu, Romain Blanchard, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces. *Nano Letters*, 12(9) :4932–4936, September 2012.

[59] Karim Achouri, Guillaume Lavigne, Mohamed Ahmed Salem, and Christophe Caloz. Metasurface Spatial Processor for Electromagnetic Remote Control. *arXiv preprint arXiv :1510.05726*, 2015.

[60] Lingling Huang, Xianzhong Chen, Holger Mühlenbernd, Hao Zhang, Shumei Chen, Benfeng Bai, Qiaofeng Tan, Guofan Jin, Kok-Wai Cheah, Cheng-Wei Qiu, Jensen Li, Thomas Zentgraf, and Shuang Zhang. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface. *Nature Communications*, 4, November 2013.

[61] Nanfang Yu and Federico Capasso. Flat optics with designer metasurfaces. *Nature Materials*, 13(2) :139–150, January 2014.

[62] Stanislav B. Glybovski, Sergei A. Tretyakov, Pavel A. Belov, Yuri S. Kivshar, and Constantin R. Simovski. Metasurfaces : From microwaves to visible. *Physics Reports*, 634 :1–72, May 2016.

[63] Alexander Y. Zhu, Arseniy I. Kuznetsov, Boris Luk'yanchuk, Nader Engheta, and Patrice Genevet. Traditional and emerging materials for optical metasurfaces. *Nanophotonics*, 6(2), January 2017.

[64] Nanfang Yu, P. Genevet, F. Aieta, M. A. Kats, R. Blanchard, G. Aoust, J-P Tetienne, Z. Gaburro, and F. Capasso. Flat Optics : Controlling Wavefronts With Optical Antenna Metasurfaces. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(3) :4700423–4700423, May 2013.

[65] E.F. Kuester, M.A. Mohamed, M. Piket-May, and C.L. Holloway. Averaged transition conditions for electromagnetic fields at a metafilm. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 51(10) :2641–2651, October 2003.

[66] Christopher L. Holloway, Derik C. Love, Edward F. Kuester, Joshua A. Gordon, and David A. Hill. Use of Generalized Sheet Transition Conditions to Model Guided Waves on Metasurfaces/-Metafilms. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 60(11) :5173–5186, November 2012.

[67] Nanfang Yu, Patrice Genevet, Mikhail A. Kats, Francesco Aieta, Jean-Philippe Tetienne, Federico Capasso, and Zeno Gaburro. Light propagation with phase discontinuities : generalized laws of reflection and refraction. *science*, 334(6054) :333–337, 2011.

[68] Karim Achouri, Mohamed A. Salem, and Christophe Caloz. General Metasurface Synthesis Based on Susceptibility Tensors. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63(7) :2977–2991, July 2015.

[69] Karim Achouri, Bakthiar Ali Khan, Shulabh Gupta, Guillaume Lavigne, Mohamed Ahmed Salem, and Christophe Caloz. Synthesis of Electromagnetic Metasurfaces : Principles and Illustrations. *arXiv preprint arXiv :1510.05997*, 2015.

[70] Mohamed A. Salem and Christophe Caloz. Manipulating light at distance by a metasurface using momentum transformation. *Optics Express*, 22(12) :14530, June 2014.

[71] Jierong Cheng and Hossein Mosallaei. Truly achromatic optical metasurfaces : a filter circuit theory-based design. *Journal of the Optical Society of America B*, 32(10) :2115, October 2015.

[72] Zeyu Zhao, Mingbo Pu, Hui Gao, Jinjin Jin, Xiong Li, Xiaoliang Ma, Yanqin Wang, Ping Gao, and Xiangang Luo. Multispectral optical metasurfaces enabled by achromatic phase transition. *Scientific Reports*, 5(1), December 2015.

[73] Jingtian Hu, Chang-Hua Liu, Xiaochen Ren, Lincoln J. Lauhon, and Teri W. Odom. Plasmonic Lattice Lenses for Multiwavelength Achromatic Focusing. *ACS Nano*, 10(11) :10275–10282, November 2016.

[74] Esteban Moreno, L Martín-Moreno, and F J García-Vidal. Extraordinary optical transmission without plasmons : the s-polarization case. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 8(4) :S94–S97, April 2006.

[75] Pochi Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley, Hoboken, NJ, 2005.

[76] Emilie Sakat. *Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2013.

[77] Antoine Bierret. *Composants nanostructurés pour le filtrage spectral à l'échelle du pixel dans le domaine infrarouge*. PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2017.

[78] Emilie Sakat, Grégory Vincent, Petru Ghenuche, Nathalie Bardou, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Jean-Luc Pelouard, and Riad Haïdar. Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering. *Optics Letters*, 36(16) :3054, August 2011.

[79] Emilie Sakat, Grégory Vincent, Petru Ghenuche, Nathalie Bardou, Christophe Dupuis, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Riad Haïdar, and Jean-Luc Pelouard. Free-standing guided-mode resonance band-pass filters : from 1d to 2d structures. *Optics Express*, 20(12) :13082, June 2012.

[80] Emilie Sakat, Sébastien Héron, Patrick Bouchon, Grégory Vincent, Fabrice Pardo, Stéphane Collin, Jean-Luc Pelouard, and Riad Haïdar. Metal–dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering. *Optics Letters*, 38(4) :425, February 2013.

[81] Antoine Bierret, Grégory Vincent, Julien Jaeck, Jean-Luc Pelouard, Riad Haïdar, and Fabrice Pardo. Field extension inside guided-mode-resonance filters under a focused beam. *Optics Letters*, 42(20) :4187, October 2017.

[82] Antoine Bierret, Grégory Vincent, Julien Jaeck, Jean-Luc Pelouard, Fabrice Pardo, Florence De La Barrière, and Riad Haïdar. Pixel-sized infrared filters for a multispectral focal plane array. *Applied Optics*, 57(3) :391, January 2018.

[83] Jacob B. Khurgin. How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials. *Nature nanotechnology*, 10(1) :2–6, 2015.

[84] Patrice Genevet, Federico Capasso, Francesco Aieta, Mohammadreza Khorasaninejad, and Robert Devlin. Recent advances in planar optics : from plasmonic to dielectric metasurfaces. *Optica*, 4(1) :139, January 2017.

[85] S. T. Peng, Theodor Tamir, and Henry L. Bertoni. Theory of periodic dielectric waveguides. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 23(1) :123–133, 1975.

[86] P. Vincent and M. Neviere. Corrugated dielectric waveguides : A numerical study of the second-order stop bands. *Applied physics*, 20(4) :345–351, 1979.

[87] F. Lemarchand, A. Sentenac, and H. Giovannini. Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures. *Optics Letters*, 23(15) :1149, August 1998.

[88] Y. Ding and R. Magnusson. Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications. *Optics Express*, 12(23) :5661, 2004.

[89] Anne Sentenac and Anne-Laure Fehrembach. Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence. *JOSA A*, 22(3) :475–480, 2005.

[90] J. D. Joannopoulos, editor. *Photonic crystals : molding the flow of light*. Princeton University Press, Princeton, 2nd ed edition, 2008.

[91] Anne-Laure Fehrembach. *Réseaux résonnants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le D.W.D.M.* PhD thesis, Université de droit, d'économie et des sciences - Aix-Marseille III, 2003.

[92] Y. Ding and R. Magnusson. Band gaps and leaky-wave effects in resonant photonic-crystal waveguides. *Optics Express*, 15(2) :680, January 2007.

[93] I.A. Avrutsky and V.A. Sychugov. Reflection of a Beam of Finite Size from a Corrugated Waveguide. *Journal of Modern Optics*, 36(11) :1527–1539, November 1989.

[94] Jon M. Bendickson, Elias N. Glytsis, Thomas K. Gaylord, and David L. Brundrett. Guided-mode resonant subwavelength gratings : effects of finite beams and finite gratings. *JOSA A*, 18(8) :1912–1928, 2001.

[95] Emmanuel Bonnet, Alain Cachard, Alexandre V. Tishchenko, and Olivier M. Parriaux. Scaling rules for the design of a narrow-band grating filter at the focus of a free-space beam. volume 5450, pages 217–222, 2004.

[96] Philippe Lalanne and Dominique Lemercier-lalanne. On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. *Journal of Modern Optics*, 43(10) :2063–2085, October 1996.

[97] E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre. Theoretical Study of the Anomalies of Coated Dielectric Gratings. *Optica Acta : International Journal of Optics*, 33(5) :607–619, May 1986.

[98] U. Fano. Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. *Physical Review*, 124(6) :1866–1878, December 1961.

[99] Michaël Sarrazin, Jean-Pol Vigneron, and Jean-Marie Vigoureux. Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes. *Physical Review B*, 67(8), February 2003.

[100] Boris Luk'yanchuk, Nikolay I. Zheludev, Stefan A. Maier, Naomi J. Halas, Peter Nordlander, Harald Giessen, and Chong Tow Chong. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Materials*, 9(9) :707–715, September 2010.

[101] Tian Sang, Yueke Wang, Junlang Li, Jianyu Zhou, Wenwen Jiang, Jicheng Wang, and Guoqing Chen. Bandwidth tunable guided-mode resonance filter using contact coupled gratings at oblique incidence. *Optics Communications*, 382 :138–143, January 2017.

[102] Herwig Kogelnik. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. *Bell System Technical Journal*, 48(9) :2909–2947, November 1969.

[103] L.L. Hope. Theory of Optical Grating Couplers. *Optics Communications*, 5(3) :179–182, June 1972.

[104] M. Neviere, R. Petit, and M. Cadilhac. About the theory of optical grating coupler-waveguide systems. *Optics Communications*, 8(2) :113–117, June 1973.

[105] Theodor Tamir and Song-Tsuen Peng. Analysis and design of grating couplers. *Applied physics*, 14(3) :235–254, 1977.

[106] R. Magnusson and T. K. Gaylord. Analysis of multiwave diffraction of thick gratings. *JOSA*, 67(9) :1165–1170, 1977.

[107] S. S. Wang and R. Magnusson. Theory and applications of guided-mode resonance filters. *Applied Optics*, 32(14) :2606, May 1993.

[108] S. S. Wang and R. Magnusson. Multilayer waveguide-grating filters. *Applied Optics*, 34(14) :2414, May 1995.

[109] R. Magnusson and S. S. Wang. Transmission bandpass guided-mode resonance filters. *Applied optics*, 34(35) :8106–8109, 1995.

[110] David W. Peters, Shanalyn A. Kemme, Alvaro A. Cruz-Cabrera, Robert R. Boye, and Chad A. Bustard. Pixelated resonant subwavelength grating filters for greenhouse gas monitoring. pages 794113–794113–8, February 2011.

[111] S. Tibuleac and R. Magnusson. Narrow-linewidth bandpass filters with diffractive thin-film layers. *Optics letters*, 26(9) :584–586, 2001.

[112] Akio Mizutani, Hisao Kikuta, and Koichi Iwata. Wave localization of doubly periodic guided-mode resonant grating filters. *Optical review*, 10(1) :13–18, 2003.

[113] Anne-Laure Fehrembach, Anne Talneau, Olga Boyko, Fabien Lemarchand, and Anne Sentenac. Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter. *Optics letters*, 32(15) :2269–2271, 2007.

[114] Anne-Laure Fehrembach, Fabien Lemarchand, Anne Talneau, and Anne Sentenac. High Q Polarization Independent Guided-Mode Resonance Filter With Doubly Periodic Etched Ta205 Bidimensional Grating. *Journal of Lightwave Technology*, 28(14) :2037–2044, July 2010.

[115] Shogo Ura, Shunsuke Murata, Yasuhiro Awatsuji, and Kenji Kintaka. Design of resonance grating coupler. *Optics Express*, 16(16) :12207, August 2008.

[116] Junichi Inoue, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, Yasuhiro Awatsuji, and Shogo Ura. Aperture Miniaturization of Guided-Mode Resonance Filter by Cavity Resonator Integration. *Applied Physics Express*, 5(2) :022201, January 2012.

[117] R. Laberdesque, O. Gauthier-Lafaye, H. Camon, A. Monmayrant, M. Petit, O. Demichel, and B. Cluzel. High-order modes in cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filters (CRIGFs). *Journal of the Optical Society of America A*, 32(11) :1973, November 2015.

[118] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization. *Optics express*, 20(2) :1444–1449, 2012.

[119] 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*, 20(8) :9322–9327, 2012.

[120] 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*, 32(3) :420, March 2015.

[121] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Polarization-independent guided-mode resonance filter with cross-integrated waveguide resonators. *Optics letters*, 37(15) :3264–3266, 2012.

[122] S. Augé, A. Monmayrant, S. Pelloquin, J. B. Doucet, and O. Gauthier-Lafaye. Tunable graded cavity resonator integrated grating filters. *Optics Express*, 25(11) :12415, May 2017.

[123] Sylvain Auge, Sergei Gluchko, Sylvain Pelloquin, Anne-Laure Fehrembach, Thomas Antoni, Antoine Monmayrant, Evgeni Popov, and Olivier Gauthier-Lafaye. Mid-infrared (4.65µm) cavity resonator integrated grating filters. pages 1–1. IEEE, June 2017.

[124] Evgeny Popov, Anne-Laure Fehrembach, Yoann Brûlé, Guillaume Demésy, and Philippe Boyer. Two-dimensional grating for narrow-band filtering with large angular tolerances. *Optics Express*, 24(13) :14974, June 2016.

[125] C.F.R. Mateus, M.C.Y. Huang, Yunfei Deng, Andrew R. Neureuther, and C.J. Chang-Hasnain. Ultrabroadband mirror using low-index cladded subwavelength grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(2) :518–520, February 2004.

[126] C.F.R. Mateus, M.C.Y. Huang, Lu Chen, C.J. Chang-Hasnain, and Y. Suzuki. Broad-band mirror (1.12-1.62µm) using a subwavelength grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(7) :1676–1678, July 2004.

[127] Wenxi Yu, Mao Ye, and Ya Sha Yi. Impacts of tapered sidewall profile on subwavelength grating wideband reflectors. *Journal of Nanophotonics*, 9(1) :093058–093058, 2015.

[128] S. Boutami, B.B. Bakir, H. Hattori, X. Letartre, J.-L. Leclercq, P. Rojo-Rome, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch. Broadband and compact 2-D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(7) :835–837, April 2006.

[129] P. Lalanne, J.P. Hugonin, and P. Chavel. Optical properties of deep lamellar Gratings : A coupled Bloch-mode insight. *Journal of Lightwave Technology*, 24(6) :2442–2449, June 2006.

[130] Robert Magnusson and Mehrdad Shokooh-Saremi. Physical basis for wideband resonant reflectors. *Optics Express*, 16(5) :3456–3462, March 2008.

[131] Mehrdad Shokooh-Saremi and Robert Magnusson. Wideband leaky-mode resonance reflectors : Influence of grating profile and sublayers. *Optics express*, 16(22) :18249–18263, 2008.

[132] Vadim Karagodsky, Forrest G. Sedgwick, and Connie J. Chang-Hasnain. Theoretical analysis of subwavelength high contrast grating reflectors. *Optics Express*, 18(16) :16973, August 2010.

[133] Vadim Karagodsky, Christopher Chase, and Connie J. Chang-Hasnain. Matrix Fabry–Perot resonance mechanism in high-contrast gratings. *Optics letters*, 36(9) :1704–1706, 2011.

[134] Vadim Karagodsky and Connie J. Chang-Hasnain. Physics of near-wavelength high contrast gratings. *Optics Express*, 20(10) :10888–10895, May 2012.

[135] Dagmawi Alemayehu Bekele, Gyeong Cheol Park, Radu Malureanu, and Il-Sug Chung. Polarization-Independent Wideband High-Index-Contrast Grating Mirror. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(16) :1733–1736, August 2015.

[136] Gyeong Cheol Park, Alireza Taghizadeh, and Il-Sug Chung. Hybrid grating reflectors : Origin of ultrabroad stopband. *Applied Physics Letters*, 108(14) :141108, April 2016.

[137] Stefanie Kroker, Frank Brückner, Ernst-Bernhard Kley, and Andreas Tünnermann. Enhanced angular tolerance of resonant waveguide grating reflectors. *Optics Letters*, 36(4) :537, February 2011.

[138] Stefanie Kroker, Thomas Käsebier, Ernst-Bernhard Kley, and Andreas Tünnermann. Coupled grating reflectors with highly angular tolerant reflectance. *Optics Letters*, 38(17) :3336–3339, September 2013.

[139] Ye Zhou, Vadim Karagodsky, Bala Pesala, Forrest G. Sedgwick, and Connie J. Chang-Hasnain. A novel ultra-low loss hollow-core waveguide using subwavelength high-contrast gratings. *Optics Express*, 17(3) :1508–1517, 2009.

[140] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch. Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors. *Optics Express*, 15(19) :12443, 2007.

[141] Michael C. Y. Huang, Ye Zhou, and Connie J. Chang-Hasnain. A nanoelectromechanical tunable laser. *Nature Photonics*, 2(3) :180–184, March 2008.

[142] Tian Sang, Tuo Cai, Shaohong Cai, and Zhanshan Wang. Tunable transmission filters based on double-subwavelength periodic membrane structures with an air gap. *Journal of Optics*, 13(12) :125706, December 2011.

[143] Yu Horie, Amir Arbabi, Seunghoon Han, and Andrei Faraon. High resolution on-chip optical filter array based on double subwavelength grating reflectors. *Optics Express*, 23(23) :29848, November 2015.

[144] Y. Kanamori, M. Shimono, and K. Hane. Fabrication of Transmission Color Filters Using Silicon Subwavelength Gratings on Quartz Substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(20) :2126–2128, October 2006.

[145] I R McKerracher, L Fu, H H Tan, and C Jagadish. Integration of bandpass guided-mode resonance filters with mid-wavelength infrared photodetectors. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(9) :095104, March 2013.

[146] Ye Zhou, M.C.Y. Huang, C. Chase, V. Karagodsky, M. Moewe, B. Pesala, F.G. Sedgwick, and C.J. Chang-Hasnain. High-Index-Contrast Grating (HCG) and Its Applications in Optoelectronic Devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(5) :1485–1499, 2009.

[147] Y. Ding and R. Magnusson. Doubly resonant single-layer bandpass optical filters. *Optics letters*, 29(10) :1135–1137, 2004.

[148] Tian Sang, Zhanshan Wang, Xun Zhou, and Shaohong Cai. Resonant enhancement transmission in a Ge subwavelength periodic membrane. *Applied Physics Letters*, 97(7) :071107, 2010.

[149] Robert Magnusson. Wideband reflectors with zero-contrast gratings. *Optics Letters*, 39(15) :4337, August 2014.

[150] Manoj Niraula, Jae Woong Yoon, and Robert Magnusson. Mode-coupling mechanisms of resonant transmission filters. *Optics Express*, 22(21) :25817, October 2014.

[151] Manoj Niraula, Jae Woong Yoon, and Robert Magnusson. Single-layer optical bandpass filter technology. *Optics Letters*, 40(21) :5062, November 2015.

[152] Yeong Hwan Ko and Robert Magnusson. Flat-top bandpass filters enabled by cascaded resonant gratings. *Optics Letters*, 41(20) :4704, October 2016.

[153] J. M. Foley, S. M. Young, and J. D. Phillips. Symmetry-protected mode coupling near normal incidence for narrow-band transmission filtering in a dielectric grating. *Physical Review B*, 89(16), April 2014.

[154] Justin M. Foley and Jamie D. Phillips. Normal incidence narrowband transmission filtering capabilities using symmetry-protected modes of a subwavelength, dielectric grating. *Optics Letters*, 40(11) :2637, June 2015.

[155] Xuan Cui, Hao Tian, Yan Du, Guang Shi, and Zhongxiang Zhou. Normal incidence filters using symmetry-protected modes in dielectric subwavelength gratings. *Scientific Reports*, 6(1), December 2016.

[156] Martin Scherr, Michael Barrow, and Jamie Phillips. Long-wavelength infrared transmission filters via two-step subwavelength dielectric gratings. *Optics Letters*, 42(3) :518, February 2017.

[157] Stephen E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*, 50(7) :36–42, July 1997.

[158] Sun-Goo Lee, Soo-Yong Jung, Hee-Seung Kim, Seihyoung Lee, and Jong-Moon Park. Electromagnetically induced transparency based on guided-mode resonances. *Optics Letters*, 40(18) :4241, September 2015.

[159] Sun-Goo Lee, Seong-Han Kim, Kap-Joong Kim, and Chul-Sik Kee. Polarization-independent electromagnetically induced transparency-like transmission in coupled guided-mode resonance structures. *Applied Physics Letters*, 110(11) :111106, March 2017.

[160] M. G. Moharam and T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *JOSA*, 71(7) :811–818, 1981.

[161] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Eric B. Grann, and Drew A. Pommet. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *JOSA A*, 12(5) :1068–1076, 1995.

[162] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Drew A. Pommet, and Eric B. Grann. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings : enhanced transmittance matrix approach. *JOSA A*, 12(5) :1077–1086, 1995.

[163] Philippe Lalanne and G. Michael Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *JOSA A*, 13(4) :779–784, 1996.

[164] Lifeng Li. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *JOSA A*, 13(9) :1870–1876, 1996.

[165] Victor Liu and Shanhui Fan. S4 : A free electromagnetic solver for layered periodic structures. *Computer Physics Communications*, 183(10) :2233–2244, October 2012.

[166] R. Magnusson and S. S. Wang. New principle for optical filters. *Applied Physics Letters*, 61(9) :1022, 1992.

[167] Anne-Laure Fehrembach, Daniel Maystre, and Anne Sentenac. Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings. *JOSA A*, 19(6) :1136–1144, 2002.

[168] Scilab Enterprises. *Scilab : Free and Open Source software for numerical computation*. Scilab Enterprises, Orsay, France, 2012.

[169] Crystran Ltd. Calcium Fluoride.

[170] Philippe Lalanne, Simion Astilean, Pierre Chavel, Edmond Cambril, and Huguette Launois. Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings. *Optics Letters*, 23(14) :1081, July 1998.

[171] Philippe Lalanne. Waveguiding in blazed-binary diffractive elements. *Journal of the Optical Society of America A*, 16(10) :2517, October 1999.

[172] Yves Jourlin, S. Tonchev, A. V. Tishchenko, F. Lacour, and O. Parriaux. Resonant-grating reflection extended to wide-band, large-aperture beams by waveguide-mode coalescence. *Optics express*, 20(28) :29155–29163, 2012.

[173] D. Lacour, J.-P. Plumey, G. Granet, and A. M. Ravaud. Resonant waveguide grating : Analysis of polarization independent filtering. *Optical and quantum electronics*, 33(4-5) :451–470, 2001.

[174] Yeong Hwan Ko, Manoj Niraula, Kyu Jin Lee, and Robert Magnusson. Properties of wideband resonant reflectors under fully conical light incidence. *Optics Express*, 24(5) :4542–4551, 2016.

[175] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. Springer US, Boston, MA, 2010.

[176] Anne-Laure Fehrembach and Anne Sentenac. Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *Journal of the Optical Society of America A*, 20(3) :481, March 2003.

[177] Song Peng and G. Michael Morris. Resonant scattering from two-dimensional gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(5) :993, May 1996.

[178] Song Peng and G. Michael Morris. Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings. *Optics Letters*, 21(8) :549, April 1996.

[179] A.-L. Fehrembach, K. Sharshavina, F. Lemarchand, E. Popov, A. Monmayrant, P. Arguel, and O. Gauthier-Lafaye. 2 × 1d crossed strongly modulated gratings for polarization independent tunable narrowband transmission filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 34(2) :234, February 2017.

[180] David J. Poxson, Martin F. Schubert, Frank W. Mont, E. F. Schubert, and Jong Kyu Kim. Broadband omnidirectional antireflection coatings optimized by genetic algorithm. *Optics Letters*, 34(6) :728, March 2009.

[181] Arman B. Fallahkhair, Kai S. Li, and Thomas E. Murphy. Vector Finite Difference Modesolver for Anisotropic Dielectric Waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 26(11) :1423–1431, June 2008.

[182] Anne-Laure Fehrembach and Anne Sentenac. Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings. *Applied Physics Letters*, 86(12) :121105, 2005.

[183] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, and A. Sentenac. High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of 60°. *Applied Physics Letters*, 92(13) :131112, March 2008.

[184] Olga Boyko, Fabien Lemarchand, Anne Talneau, Anne-Laure Fehrembach, and Anne Sentenac. Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America A*, 26(3) :676, March 2009.

[185] Jean-Jacques BESSOT. Dépôts par évaporation sous vide. *Techniques de l'ingénieur*, (M1655 V1) :17, January 1985.

[186] Hajer Makhloufi. *Epitaxie de nouvelles hétérostructures pour la filière GaAs : puits/boîtes quantiques GaInAs sur surfaces structurées et alliages GaAsBi*. PhD Thesis, Université de Toulouse 3 Paul Sabatier, 2013.

[187] Ksenia Sharshavina. *Nouveaux concepts de filtres spectraux ultra-sélectifs pour spectroscopie embarquée*. PhD thesis, UPS Toulouse-Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2016.

[188] Sylvain Augé. *Lithographie par nanoimpression pour la fabrication de filtres à réseaux résonants en cavité*. PhD Thesis, Université de Toulouse 3 Paul Sabatier, 2017.

[189] Sil'Tronix. Spécifications des wafers en silicium pour la norme SEMI.

[190] C. J. Lawrence. The mechanics of spin coating of polymer films. *Physics of Fluids*, 31(10) :2786, 1988.

## PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES

**Articles de revue**

Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, and Henri Camon, Design of angularly tolerant zero-contrast grating filters for pixelated filtering in the mid-IR range, *Journal of the Optical Society of America A*, 34(4):657-665, Avril 2017.

Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, Stéphane Calvez, Henri Camon, and Hervé Leplan, Highly-resonant two-polarisation transmission guided-mode resonance filter, *AIP Advances*, (à paraître).

**Conférences internationales**

*Optical Wave and Waveguide Theory and Numerical Modelling* (OWTNM), Avril 2017, Eindhoven, Pays-Bas – Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, Henri Camon, Hervé Leplan, and Benjamin Portier, Modelisation of zero-contrast grating filters for pixelated applications in the mid-IR range.

*Conference on Lasers and Electro-Optics* (CLEO) *Europe*, Juin 2017, Munich, Allemagne – Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, Henri Camon, Benjamin Portier, Fabien Pradal, Adrien Hervy, and Hervé Leplan, Zero-contrast grating filters for pixelated applications in the mid-IR range.

*International Conference on Transparent Optical Networks* (ICTON), Juillet 2018, Bucarest, Roumanie – Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, Henri Camon, Pascal Dubreuil, Laurent Mazenq, Meihdi Oussalah, Adrien Hervy, Fabien Pradal, and Hervé Leplan, Fabrication of Doubly-Corrugated Zero-Contrast-Grating for Broadband Pixelated Filtering in the Mid-IR Range.

Comet CNES, *Infrared detection for space applications*, Juillet 2018, Ramonville Saint Agne, 2018 – El-Houcine Oubensaid, Benjamin Portier, Meihdi Oussalah, Léopold Macé, Fabien Pradal, and Hervé Leplan, Safran Reosc coatings on infrared detectors.

*International Conference on Space Optics* (ICSO), Octobre 2018, Platanias, Grèce – Léopold Macé, El-Houcine Oubensaid, Fabien Pradal, Rémi Lhuillier, Hervé Leplan, Olivier Gauthier-Lafaye, and Antoine Monmayrant, Progress in thin film coatings on space IR detectors.

**Conférence nationale**

*Optique Toulouse*, Juillet 2018, Toulouse, France – Léopold Macé, Olivier Gauthier-Lafaye, Henri Camon, Hervé Leplan, Fabien Pradal, Adrien Hervy, Meihdi Oussalah et Antoine Monmayrant, Filtres pixellisés nanostructurés diélectriques pour le moyen infrarouge.

RÉSUMÉ

**Nouveaux concepts de nano-filtres infrarouges à l'échelle du pixel**

Dans le domaine du proche infrarouge et du moyen infrarouge (3-10 µm), les besoins évoluent vers une plus grande complexité des fonctions optiques et un niveau d'intégration plus élevé des systèmes. Ceci est particulièrement vrai dans un contexte spatial ou aéronautique visant à l'observation de la terre, où l'on cherche simultanément à accroître le nombre de bandes spectrales acquises et à miniaturiser les systèmes d'observation. Cela se traduit notamment par une pixellisation des filtres afin que ceux-ci soient intégrés dans une matrice réalisant plusieurs fonctions optiques. Or, les méthodes traditionnelles de fabrication de filtres optiques utilisant des empilements de couches minces n'ont pas démontré leur capacité à répondre au besoin de pixellisation dans l'infrarouge. C'est pourquoi il est nécessaire d'étudier de nouveaux concepts de filtrages issus du domaine de la photonique permettant de s'affranchir de ces limitations.

Les « zero-contrast gratings » (ZCG), qui constituent une sous-catégorie des réseaux résonnants, ont démontré leur capacité à réaliser des filtres en transmission accordables de grande efficacité dans le proche-infrarouge, tout en ayant une structure très simple. Néanmoins, leur faible bande passante et leur tolérance angulaire réduite en limitent la pertinence pour des applications pixellisées dans le moyen-infrarouge. Nous présentons dans cette thèse diverses structures basées sur ce même concept de ZCG. D'une part nous introduisons des filtres 1D doublement corrugués de bande passante variant entre 1 et 200 nm, dont les tailles de pixels accessibles sont de l'ordre de 100 µm, accordables sur une bande de 200 nm. D'autre part, nous avons développé un nouveau concept de filtre, dit « ZCG TE/TM » dont le fonctionnement permet de dépasser une limitation très restrictive des ZCGs conventionnels pour le choix des matériaux. La fabricabilité de ces dispositifs a été démontrée lors d'opérations technologiques menées en salle blanche. Un premier démonstrateur de filtre 1D doublement corrugué été caractérisé optiquement.

Mots clés : Photonique, réseaux sub-longueur d'onde, filtrage spectral, infrarouge, nanotechnologies.

ABSTRACT

**Novel concepts of nano-scale structures for pixelated filtering in the infrared range**

In the near-infrared (NIR) and mid-infrared (MIR) spectral domains (3-10 µm), requirements and needs evolve toward more complex optical functions and highly-integrated systems. This is especially relevant in the context of space and aeronautics applications for earth observation, where the aim is to increase the number of acquired spectral bands while simultaneously reducing the device footprint. These requirements translate into a pixelization of the filters so that they can be integrated into a mosaic which also performs the spatial filtering and different spectral functions. As of today, conventional thin films filter technologies haven't been shown to achieve this goal. As a result, different filtering concepts originating from the field of photonics which could overcome these limitations must be investigated.

« Zero-contrast gratings » (ZCG) are a kind of guided-mode resonance filters that have proved to implement efficient tunable transmission filters in the MIR, while having a very simple structure. Nevertheless, their narrow transmission linewidth and weak angular acceptance hinder their applicability for pixelated applications in the MIR. We present in this work several structures based on the ZCG concept. On the one hand, we have introduced doubly-corrugated 1D filters with bandwidths ranging from 1 to 200 nm, allowing for 100 µm pixel sizes and tunable over a domain of 200 nm. On the other hand, we have shown a novel filtering concept, which we called « TE/TM ZCG ». This new generation of ZCG is not bound by stringent material requirements inherent to conventionnal ZCGs. Their fabricability have been demonstrated through cleanroom operations. A first doubly-corrugated 1D filter has been fabricated and characterized optically.

Keywords : Photonics, sub-wavelength gratings, spectral filtering, infrared, nanotechnologies.