



HAL
open science

Développement et intégration de structures en technologie CMOS pour le filtrage multispectral

Sandrine Villenave

► **To cite this version:**

Sandrine Villenave. Développement et intégration de structures en technologie CMOS pour le filtrage multispectral. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UP-ASP182 . tel-04442491

HAL Id: tel-04442491

<https://pastel.hal.science/tel-04442491v1>

Submitted on 6 Feb 2024

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

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

Développement et intégration de structures en technologie CMOS pour le filtrage multispectral

*Development and integration of CMOS compatible
structures for multispectral filtering*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572 : ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles Fabry, 91127 Palaiseau, France**, sous la direction de **Henri BENISTY**, professeur des universités, et le co-encadrement de **Quentin ABADIE**, docteur es sciences, et de **Stéphane MONFRAY**, ingénieur docteur.

Thèse soutenue à Grenoble, le 14 Décembre 2023, par

Sandrine VILLENAVE

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Eric CASSAN Professeur des universités, Université Paris-Saclay	Président
Anne-Laure FEHREMBACH Maîtresse de conférence, Institut Fresnel, Université d'Aix-Marseille	Rapporteur & Examinatrice
Antoine MONMAYRANT Chargé de recherche, LAAS-CNRS, Université de Toulouse	Rapporteur & Examineur
Jean-Emmanuel BROQUIN Professeur des universités, Université Grenoble Alpes	Examineur

Titre : Développement et intégration de structures en technologie CMOS pour le filtrage multispectral

Mots clés : filtrage optique, VIS-NIR, réseau résonant, CIS, métasurface

Résumé : Les capteurs optiques sont de plus en plus présents dans des domaines tels que la santé, l'environnement et l'alimentation. Les spectromètres y tiennent une place de choix, permettant de qualifier et quantifier de nombreuses espèces chimiques. Un spectromètre intégré à un capteur CMOS en une solution extrêmement portable serait alors un outil d'analyse accessible à tous, via le smartphone qui est un objet de haute technologie répandu mondialement. Dans le but de réaliser un tel spectromètre, nous avons étudié le fonctionnement des filtres à résonance de modes guidés (RWGs), en mettant l'accent sur les paramètres utiles à la conception des filtres pour des applications multispectrales, tout en gardant à l'esprit l'exigence de l'intégration sur capteur CMOS. Nous avons ensuite détaillé la concep-

tion de ces filtres par simulation (RCWA/FMM), leur fabrication sur la plateforme 300 mm de ST Crolles (fonderie CMOS), et nous avons montré et analysé des résultats expérimentaux encourageants, mesurés au CEA Leti. Puis nous nous sommes penchés sur les inconvénients des RWGs, et nous avons proposé quelques structures proches des RWGs qui pallient certains de ces inconvénients tout en gardant la fonctionnalité d'une accordabilité via la géométrie planaire d'un réseau. Enfin, nous avons réalisé une première mise en application de ces filtres, en deux étapes distinctes. Ces résultats encourageants ouvrent la porte à de nombreux développements et améliorations, portant soit sur des structures filtrantes, soit sur des post-traitements plus poussés des signaux tels que filtrés par les structures existantes.

Title : Development and integration of CMOS compatible structures for multispectral filtering

Keywords : optical filtering, VIS-NIR, resonant grating, CIS, metasurface

Abstract : Optical sensors are increasingly present in fields such as health, environment, and food. Spectrometers hold a special place, allowing the qualification and quantification of many chemical species. A spectrometer integrated onto a CMOS sensor in an extremely portable solution would then be an analysis tool accessible to everyone, via the smartphone which is a highly advanced object widely spread throughout the world. To create such a spectrometer, we studied guided mode resonance filters (RWGs), focusing on the parameters useful to design filters for multispectral applications, while keeping in mind the requirement to integrate them on CMOS sensors. We then detailed the design of these fil-

ters through simulation (RCWA/FMM), their fabrication on the 300 mm platform of ST Crolles (CMOS foundry), and we showed and analyzed encouraging experimental results, measured at CEA Leti. Then we looked at the drawbacks of RWGs, and we proposed structures close to RWGs that overcome some of these drawbacks while maintaining the functionality of tunability via the planar geometry of a grating. Finally, we made a first application of these filters, in two distinguished steps. These encouraging results open the door to developments and improvements, either on filtering structures or on more advanced post-processing of signals such as those filtered by existing structures.

Collaboration

Cette thèse est une thèse CIFRE tripartite entre STMicroelectronics pour l'encadrement industriel, le Laboratoire Charles Fabry (Université Paris-Saclay) pour l'encadrement académique et le Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information (Leti) du CEA (Université Grenoble Alpes) comme second laboratoire.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier les membres de mon jury de thèse, à savoir Anne-Laure Fehrembach, Antoine Monmayrant, Jean-Emmanuel Broquin et Eric Casan, d'avoir accepté de juger mon travail et d'y apporter leur expertise. Je tiens à souligner la discussion très intéressante que nous avons eu au moment des questions, en regrettant presque que cette discussion n'ait eu lieu qu'à la toute fin de la thèse.

Ensuite, je souhaite remercier mes encadrants, Henri Benisty, Quentin Abadie et Stéphane Monfray, avec qui j'ai passé quatre belles années, avec quelques bas mais surtout des hauts, et qui ont su être complémentaires. En particulier, merci à Quentin d'avoir été là quasi au quotidien pour ta bonne humeur, ta positivité, ton objectivité, et toutes nos discussions créatives et créatrices. C'était aussi très agréable d'avoir Henri comme directeur de thèse, dont l'humilité est seulement dépassée par sa capacité à relire un document et y apporter des corrections en un temps record. Tout ça avec une pointe d'humour qui ne manquait pas de me faire sourire à chaque lecture de mail. Et Stéphane, tu restes un éternel positif, j'avais souvent l'impression que tu étais davantage content de ce que je faisais que moi-même, ce qui en soi mettait du baume au cœur.

Côté ST, je remercie l'équipe module qui s'est chargée de la partie fabrication de mes échantillons. Grâce à nos discussions sur les différentes contraintes et ce qu'il était possible de faire et votre bonne volonté, nous avons réussi de belles choses. Ainsi, merci à : Stéphanie Audran, Simon Guillaumet, Pierre Tissier, Delia Ristoiu, Benjamin Vianne, François Leverd et Elodie Sungauer. Merci également aux personnes qui se sont occupées de la découpe des wafers en échantillons manipulables : Marie-Astrid Pin et Mélodie Chaperon.

Merci également à l'équipe de Pascal Chevalier de m'avoir accueillie, même si entre les multiples confinements de la période covid et mon travail au CEA je n'ai été que peu présente parmi vous. Sans oublier Frédéric Boeuf, pas vraiment dans l'équipe de Pascal, mais impliqué dans mon projet de thèse.

Et comme j'ai été recrutée chez ST à la suite de ma thèse, je souhaite remercier mon équipe actuelle dans laquelle il fait bon de travailler, le DPOS, et en particulier deux personnes : Bruce Rae, pour le soutien et l'aménagement de mon emploi du temps afin de finir ma rédaction dans les meilleurs délais ; et Fatima Omeis, ancienne collègue du temps de son post-doc avec Henri pendant ma thèse et que j'ai retrouvée à ma grande joie dans ma nouvelle équipe.

Côté CEA Leti, je remercie l'équipe du LIS, qui m'a accueillie durant ces trois années de thèse, et que je suis contente de revoir quand je reviens pour faire des mesures. J'ai l'impression de revenir un peu à la maison à chaque fois que je passe vous voir. Je remercie également mes collègues du LCO Pierre Barritault, Olivier Lartigue et Gabriel

Jobert (maintenant à Lynred) pour m'avoir permis d'utiliser le banc du microspectromètre et m'avoir expliqué son fonctionnement de fond en comble. Ce fût un plaisir de collaborer avec vous. Toujours au Leti, j'aimerais remercier Aurélie Vandeneynde et Sandy Brunet-Manquat du LAIP pour vous être occupées de découper et coller mes filtres sur des capteurs CMOS afin de réaliser des démonstrateurs.

Je remercie également tous mes amis que j'ai côtoyés durant ces quatre années de thèse :

Ceux de ma fanfare, la Contrefa'son, qui m'ont encouragée et qui ont patiemment accepté mon absence à un certain nombre de répétitions / prestas pour finir mon manuscrit et préparer ma soutenance : Ombeline, Maxence, Claire, Thed, Noli, Tanguy, Sylvain, Lucie, Flora, Armand, Raph, Sarah, Maxime, Etienne, Guillaume, Pauline, Antonin, Clara, Kévin, Louis, Valentin.

Tous mes amis de ST, du CEA, de Phelma et même de prépa, avec qui on s'amuse toujours aussi bien. C'est parti pour la liste des noms (désolée d'avance à ceux que j'aurais pu oublier) : Lucie, Guillaume, Cyril, Christophe, Clément, Raphaël, Axel, Cyrille, Nico, Sylvain, Ismaël, Eva, Josserand, Thomas, Louise-Eugénie, Thomas, Seb, Alizée, Matthias, Guilhem, Marie (M1), Marie (M2), Rémi, Eva, Mam, Charles, Victor, Yoyo, Louis, Mathieu, Caro, Nico, Thomas, Léa, Sandra, Marie, Léa (aka les Choupivaches), Sylvain, Eléonore, Kenza.

Je remercie ma famille étendue, et en particulier Maminou et Papinou (aka Annie et Martial Lesquerpit), ma première famille d'accueil, qui a été déterminante dans mon parcours d'études ; ma meilleure amie Cécile et la famille Ibarrart qui ont toujours été là pour moi ; et Oma et Opa, qui malgré un éloignement de circonstance ont été de nouveau présents quand j'ai commencé mes études supérieures.

Enfin, je remercie mon chéri Romain Demarets, qui a eu le bon goût de devenir mon compagnon deux semaines avant le début de ma thèse, et qui depuis n'a pas chômé pour que je sois dans les meilleures conditions possibles de vie et de travail. Merci en particulier de m'avoir supportée et soutenue pendant ces deux dernières années de rédaction.

J'aimerais mentionner dans ces remerciements deux de mes professeurs de classes préparatoires au lycée Montaigne de Bordeaux, Guillaume Roussel et Benoit Mallet, pour leur humanité, leur soutien et leurs bons conseils (en plus de la qualité de leurs cours).

Table des matières

Glossaire	xiii
Liste des Symboles	xv
Introduction	1
I Introduction au sujet d'étude	5
I) Capteurs CMOS : de l'image à l'analyse spectrale	5
1) Un exemple de capteur CMOS : l'imageur RGB	5
a. La photodiode en silicium : convertisseur de photons en électrons	7
b. Les composantes optiques d'un pixel	8
i. Les microlentilles	8
ii. Les filtres colorés	9
iii. L'antireflet	9
2) Cas de figure de capteurs CMOS présentant des fonctions spectrales	10
a. L'imageur RGB	10
b. L'ALS, le capteur de lumière ambiante	11
c. Le cube hyperspectral	13
d. Compromis	14
3) Limitations du CIS vers d'autres applications	15
a. Limitations de la bande spectrale utilisable	15
b. Limitations de la taille du pixel	16
c. A retenir pour la suite	16
II) Spectromètre : du laboratoire au smartphone	17
1) La spectrométrie embarquée	17
2) Les contraintes process d'un flow compatible CMOS	19
i. Limitations sur les matériaux	19
ii. Les moyens techniques de fabrication des filtres	21
3) Revue de différentes structures de filtres	22
a. Les filtres en résine	22
b. Les filtres interférentiels	23
c. Les cristaux liquides	25
d. Les réseaux résonnants	25
i. Les réseaux à résonance de modes guidés	26
ii. Les filtres plasmoniques	26
iii. Les réseaux zéro contraste (ZCG)	27
e. Les métasurfaces obtenues par optimisation numérique	28
III) Des filtres à réseaux pour des applications multispectrales sur CIS	30

II Les filtres à résonance de modes guidés	33
I) Expression de la résonance en réflexion	35
1) La constante de propagation β	37
2) Le coefficient de radiation α	42
3) La constante a_p	46
4) La réflexion de fond r_0	46
5) A retenir	47
II) Évolution de la résonance d'un RWG en fonction de ses paramètres optogéométriques	47
1) Variations de la période du réseau	48
a. Position de la résonance en relatif par rapport à une structure initiale	48
b. Position et espacement des résonances de différents ordres	51
2) Variations du facteur de remplissage	53
a. Impact sur la position de la résonance	54
b. Impact sur la largeur de la résonance	55
3) Variations des épaisseurs du RWG	57
a. Evolution de la position de la résonance	57
b. Evolution de la largeur de la résonance	57
4) Rôle des matériaux composant le RWG	60
a. Impact des différents matériaux compatibles CMOS sur la résonance	60
b. Effets du contraste d'indice entre les différents maté- riaux d'un RWG	60
5) Impact de la taille totale du RWG	62
6) Prise en compte de l'environnement du RWG : la transmission de fond	65
a. La transmission de fond dépendant de l'environnement du RWG	65
b. La transmission de fond modifiée par le RWG	66
III) Conclusion du chapitre	68
1) Récapitulatif général	68
2) Zoom d'un point de vue process	69
3) Retour sur les encarts 2D	69
III Conception, fabrication et expérimentation des filtres à base de RWGs	71
I) Conception des réseaux	72
1) Choix des épaisseurs	72
2) Détermination des périodes et diamètres	73
a. Les filtres en nitrure : Mask1	73
i. Conception d'un modèle reliant les paramètres (Λ, D) à λ_R	73
ii. Les limites du modèle.	75
b. Les filtres en silicium amorphe : Mask2	76
3) Choix de la taille surfacique des filtres	78
II) Fabrication des filtres	78

1)	Description de la chaine de fabrication	79
2)	Présentation des différentes structures fabriquées	81
3)	Effets de la photolithographie et de la gravure sur la forme des motifs cylindriques	83
	a. Problèmes rencontrés	85
	b. Solutions à apporter	86
III)	Mesures et analyse des performances des filtres fabriqués	88
1)	Banc de mesure	88
2)	Différents résultats de mesure issus des Mask0 aSi, Mask1 SiN et Mask2 aSi	90
	a. Mask0 en aSi	90
	b. Mask1 en SiN	91
	c. Mask2 en aSi	96
	i. RWG avec différentes tailles surfaciques.	96
	ii. Réseau avec maille hexagonale.	97
	iii. Réseaux en aSi pour filtrer dans le visible.	97
IV)	Conclusion du chapitre	100
IV Composants optiques incluant un RWG		103
I)	Les limitations rencontrées avec un RWG	103
1)	Sensibilité à l'angle et à la polarisation	103
	a. Cas du réseau 1D	104
	b. Cas du réseau 2D	106
2)	Réjection au lieu de transmission	108
3)	Bijection filtre - résonance sur une large bande spectrale	109
4)	Intégration sur le capteur	113
5)	Résumé des limitations d'un RWG	114
II)	Exploration de structures à base de réseaux pour dépasser certaines limitations des RWGs	115
1)	Focus sur l'état de l'art	115
	a. Les filtres à base de cavités Fabry-Perot	115
	b. Les filtres à base de ZCG	117
	c. Bilan mitigé	117
2)	Ajout d'un multicouche à un RWG existant	120
3)	RWG en sandwich dans une cavité Fabry-Perot	124
4)	RWG intégrant un résonateur à cavité	129
5)	Deux variantes de maillage	133
	a. Maille carrée à motif en bi-atome	133
	b. Maille hexagonale	134
III)	Conclusion du chapitre	137
V Perspectives : intégration et usage des filtres RWG sur capteur		139
I)	Démonstrateur de spectromètre embarqué : filtres collés sur capteur	139
1)	Description des bancs expérimentaux	140
2)	Résultats obtenus avec le banc à incidence conique	141
3)	Comparaison avec les résultats obtenus sur le banc à incidence collimatée	146

4) Inconvénients du collage sur la qualité d'image	147
II) Reconstruction de spectre à l'aide des filtres RWG	151
III) Conclusion du chapitre	154
Conclusion	155
Bibliographie	168
Table des figures	169
Liste des tableaux	181
Annexe	183

Glossaire

ALS	Ambient Light Sensor
BSI	Back-Side Illumination
CD	Critical Dimension
CEA	Commissariat à l’Energie Atomique
CIS	CMOS Image Sensor
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CMP	Chemical Mechanical Polishing/planarization
CRIGF	Cavity Resonant Integrated Grating Filter
DBR	Distributed Bragg Reflector
e-beam	Electron Beam
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FMM	Fourier Modal Method
FPC	Fabry-Perot Cavity
h-FPC	hybrid Fabry-Perot Cavity
FSI	Front-Side Illumination
FWHM	Full Width at Half-Maximum
GC	Grating Coupler
GMR	Guided-Mode Resonance
IR	Infrared
LAIP	Laboratoire d’Assemblage et Intégration Photonique
LCF	Laboratoire Charles Fabry
LCO	Laboratoire des Capteurs Optiques
LCTF	Liquid Crystal Tunable Filter
Leti	Laboratoire d’électronique et de technologie de l’information
LIS	Laboratoire d’Imagerie sur Silicium
NIR	Near-Infrared
OPC	Optical Proximity Correction
PD	Photodiode
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition
PN (junction)	Positive-Negative junction
PS	Phase Shift

PTA	Plateforme Technologique Amont
QE	Quantum Efficiency
RCWA	Rigorous Coupled Wave Analysis
RGB	Red-Green-Blue
RWG	Resonant Waveguide Grating
SEM	Scanning Electron Microscopy
mono-Si	silicium monocristallin
poly-Si	silicium polycristallin
aSi	silicium amorphe
SiN (Si₃N₄)	nitruire de silicium
SiO₂	dioxyde de silicium
SWIR	Short-Wave Infrared
TE	Transverse Electrique
TEM	Transmission Electron Microscopy
TM	Transverse Magnétique
TRL	Technology Readiness Level
UV	Ultra-violet
VIS	Visible
ZCE	Zone de Charge d'Espace
ZCG	Zero-Contrast Grating

Liste des Symboles

c	vitesse de la lumière dans le vide
E_g	largeur de gap du silicium
h	constante de Planck
E, E_x	champ électrique ; suivant x
H, H_x	champ magnétique ; suivant x
λ	longueur d'onde
ω	fréquence de l'onde (angulaire)
$\vec{k}, \vec{k}_0, \vec{k}_{inc}$	vecteur d'onde ; dans le vide ; incident
θ, θ_{inc}	angle zénithal ; incident
φ	angle azimutal
β, β_m	constante de propagation d'un mode guidé ; du mode m
n_{eff}	indice effectif d'un mode guidé
α	coefficient de radiation
p, p_Λ	amplitude du rayonnement ; sur la période Λ
E_{wg}	champ électrique du mode guidé
$r(k)$	réflexion d'un RWG (amplitude)
r_0	réflexion de fond (amplitude)
a_p	constante de couplage
κ, η_c	constante de couplage / découplage du RWG
ϵ_0	permittivité diélectrique du vide
ϵ_i	permittivité diélectrique du milieu i
ϵ_r	permittivité diélectrique relative
n_i	indice de réfraction du milieu i
n_{moy}	indice moyen d'une couche
Λ	période du réseau
λ_R	longueur d'onde de résonance / position de la résonance
$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$	largeur spectrale de la résonance à mi-hauteur
f, f_X	facteur de remplissage ; d'un réseau ayant la caractéristique X
D	diamètre du motif
h_R	hauteur du réseau
h_S	épaisseur du socle
h_c	épaisseur du guide planaire (core)
L_c	longueur de la cavité Fabry-Perot
L_{RWG}	longueur d'un RWG (dans une direction)
N	nombre de périodes (dans une direction)
N_∞	nombre de périodes équivalent à un réseau infini (dans une direction)

Introduction

Comme vous le savez sûrement, si vous lisez cette thèse dans une époque contemporaine à sa rédaction, un certain nombre de phénomènes et événements d'échelle mondiale ont eu lieu ces dernières années, et perdurent pour la plupart, affectant la population globale. En effet, pour ne citer que quelques exemples, nous connaissons depuis quelques années un accroissement de la pollution de l'air dans les zones à forte densité industrielle devenant problématique pour la santé de la population y vivant. De la même manière, la pollution de l'eau découlant notamment de l'agriculture intensive, combinée aux sécheresses inhabituelles qui sont une conséquence du réchauffement climatique, engendre des pénuries d'eau potable dramatiques. Un autre événement bousculant notre société récemment a été la crise de la covid-19, qui a eu des conséquences sur la santé physique (et mentale) des individus mais également sur la manière d'appréhender les services de proximité et la main d'œuvre, dans un monde où le contact interpersonnel était limité, et le personnel qualifié insuffisant.

Tous ces événements conduisent au besoin de développer des moyens de se protéger et de se prémunir des désagréments impliqués par la situation (mesure quantitative de la pollution, détection de pathogènes dans la nourriture ou chez les personnes, etc). L'un des champs technologiques les plus adaptés et développés en la matière est le champ des capteurs optiques [1], [2], [3]. Ceux-ci sont nombreux, mis en œuvre pour diverses applications, et ils ont l'avantage de n'être ni intrusifs ni destructifs. On trouve ce type de capteur notamment dans tous les smartphones (caméra, capteur de lumière ambiante, etc), associé aux technologies dites CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) qui sont utilisées pour fabriquer la majeure partie des composants micro-électroniques. A fortiori, on constate depuis quelques années qu'une part croissante des CIS (CMOS image sensor) fabriqués est consacrée à des applications de détection, plutôt qu'à des applications d'imagerie (pour la 3D, la vision industrielle et l'ADAS pour donner quelques exemples) [4].

Le type de capteur optique qui semble le plus approprié pour un large sous-ensemble d'applications envisagées ici est l'analyseur spectral, aussi appelé spectromètre. Il récupère les composantes spectrales de la lumière incidente, informations qui sont ensuite utilisées pour identifier, quantifier et qualifier des éléments chimiques de toute sorte ([5] pour quelques exemples).

Un spectromètre intégré à un capteur CMOS en une solution extrêmement portable serait alors un outil d'analyse accessible à tous, via le smartphone qui est un objet hautement technologique que 68% de la population mondiale utilise [6], (77% en France en 2021, toutes tranches d'âge confondues [7]). Encore faut-il que son coût de fabrication soit suffisamment faible pour rendre le produit abordable.

Les principales caractéristiques souhaitables d'un tel dispositif d'analyse spectrale embarqué sont :

- la présence d'un grand nombre de fins canaux spectraux pour accéder à un rendu spectral précis et complet (bien résolu, dans le langage usuel de la spectrométrie) ;
- l'utilisation de briques technologiques CMOS pour que sa fabrication soit compatible avec celle d'un capteur CMOS ;
- la garantie d'un faible coût de production.

Les deux derniers points sont indissociables du rôle d'acteur innovant de STMicroelectronics dans le domaine et de l'apport de son savoir-faire technologique. Ainsi, la solution que nous proposons d'étudier dans cette thèse est l'intégration de structures filtrantes réalisées en technologie CMOS. Ces structures filtrantes sont des réseaux périodiques à résonance de mode guidés, composés uniquement de silicium et de ses dérivés (dioxyde et nitrure de silicium, connus pour leur compatibilité technologique). Ce type de structure, avec les matériaux utilisés, filtre par réjection un canal spectral relativement étroit dont la position et la largeur varie en fonction des paramètres optogéométriques du réseau, notamment en fonction de sa période et de ses motifs. De ce fait, pour filtrer 100 canaux spectraux distincts, il suffit de réaliser 100 réseaux avec des géométries variables, ce qui est réalisable en une étape de photolithographie, brique process classique de la micro-électronique. La méthode de fabrication ainsi que les matériaux employés font des filtres à réseaux un dispositif peu coûteux à la production.

A ce sujet, pour avoir une idée des ordres de grandeurs, le coût unitaire d'un CIS en usine dans un smartphone est de quelques dollars, pour une surface de quelques dizaines de mm^2 [4]. Ces prix a priori peu élevés sont justifiés par la production en masse des dispositifs (plusieurs milliers par wafer). A l'échelle d'une telle production, il est nécessaire de ménager les coûts de fabrication afin de rester compétitif sur le marché des CIS pour la détection qui prend de l'ampleur.

Au vu de la grande variété de systèmes spectraux commercialisés, de toutes tailles et toutes performances (aperçu pour des versions "compactes" [8]), il est trop tôt pour situer un futur produit par rapport à un marché si foisonnant. Nous nous arrêtons donc à un stade de démonstrateur dans un environnement significatif, à mi-chemin entre l'idée fondatrice et le produit (estimé à un niveau de maturité technologique (TRL) de 4 – 5).

Nous présentons notre étude sur le développement et l'intégration de structures en technologies CMOS pour le filtrage multispectral en cinq chapitres, articulés de la manière suivante :

Dans le **premier chapitre**, nous introduisons d'une part les CIS et leurs constituantes à l'aide de quelques exemples, pour avoir une idée de la manière de les utiliser en tant qu'analyseurs spectraux. D'autre part, nous explorons l'état de l'art des spectromètres portatifs, faisant une revue de leurs caractéristiques, des technologies des filtres employés pour la discrimination spectrale, et de la compatibilité avec un CIS. Sur ces bases, nous définissons les filtres à réseaux résonants comme un bon candidat à la réalisation d'un spectromètre embarqué sur CIS, ainsi qu'un cahier des charges succinct adapté pour des applications multispectrales.

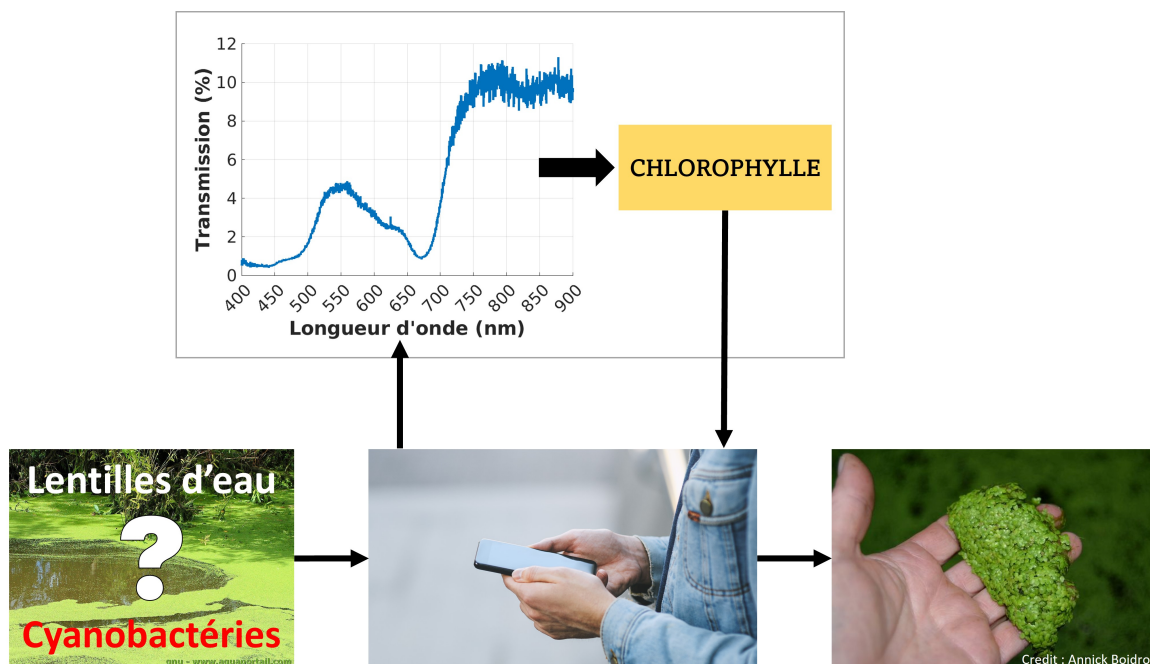


FIGURE 1 – Illustration applicative de l'utilisation d'un analyseur spectral embarqué dans un smartphone. Pour identifier si l'eau de la mare est verte à cause des lentilles d'eau ou des cyanobactéries, il suffirait d'utiliser son smartphone. Ce dernier, en analysant le spectre transmis par la scène de l'eau verte, pourrait identifier la présence de chlorophylle, indiquant ainsi qu'il s'agit de lentilles d'eau, ne présentant ainsi aucun danger pour son chien qui veut aller patauger dans la mare. Références des figures : [9], [10].

Dans le **deuxième chapitre**, nous nous intéressons aux propriétés des réseaux résonants. En particuliers, nous cherchons à montrer l'impact des différents paramètres optogéométriques des réseaux que sont la période, le facteur de remplissage, les différentes épaisseurs, et les indices des matériaux sur la position et la largeur de leurs réponses spectrales. Pour cela, nous abordons les réseaux résonants comme des structures guidantes dont la structuration périodiques a pour rôle de coupler et découpler la lumière sur le mode guidé depuis et vers l'extérieur.

Dans le **troisième chapitre**, nous présentons la manière dont nous avons conçu et fabriqué nos filtres à réseaux résonants, ainsi que les performances mesurées desdits filtres.

Dans le **quatrième chapitre**, nous mettons en avant les inconvénients des filtres à réseaux résonants, et nous proposons quelques structures à base de réseaux censées pallier certains défauts des réseaux résonants traditionnels.

Dans le **cinquième et dernier chapitre**, nous ébauchons quelques perspectives de travail à visée applicative sur l'utilisation des filtres à réseaux résonants sur CIS, dans le but de reconstruire le spectre d'un faisceau reçu. Compte tenue de la nature coupe-bande des filtres et de leur forte sensibilité angulaire, la question de la reconstruction spectrale est non triviale.

Enfin, nous concluons sur la faisabilité et les performances des filtres étudiés, et statuons sur leur habilité à former, combinés à CIS, un dispositif d'analyseur spectral

embarqué miniature capable de prendre sa place sur ce large marché.

Chapitre I

Introduction au sujet d'étude

Dans le cadre de cette thèse nous souhaitons développer un spectromètre portatif dont l'intégration comporte un capteur d'image CMOS (dit CIS, pour CMOS Image Sensor).

Dans ce chapitre d'introduction, nous présentons tout d'abord ce qu'est un CIS, en nous basant sur plusieurs exemples de composants existants pour diverses applications (I). Nous détaillons ses sous-composants, pour comprendre les avantages et les limitations d'une telle technologie dans la réalisation d'un analyseur de spectre embarqué. Ensuite, nous nous intéressons aux spectromètres et technologies associées existants ainsi qu'aux contraintes qu'impose le développement d'une technologie compatible CMOS, afin de définir un cahier des charges donnant les axes généraux de développement (II). Enfin nous exposons les objectifs que nous poursuivrons dans le reste de la thèse (III).

I) Capteurs CMOS : de l'image à l'analyse spectrale

Dans cette première partie nous verrons ce qu'est un capteur CMOS, sa constitution et ses caractéristiques optiques, en nous basant sur un dispositif standard : l'imageur RGB (RGB pour Red - Green - Blue), détaillé notamment dans les publications [4], [11], [12], [13]. Puis nous en tirerons parti pour évaluer la possibilité d'utiliser un capteur CMOS pour pratiquer la spectrométrie.

1) Un exemple de capteur CMOS : l'imageur RGB

Un imageur est un capteur optique qui permet de convertir une scène lumineuse en image numérique. C'est le composant de base de tous les appareils type caméra et appareil photo numériques. On en trouve pour différentes applications, fonctionnant dans divers domaines fréquentiels (caméra thermique dans l'infrarouge, appareil photographique dans le visible, radiographie avec les rayons X) et avec des résolutions spatiales variables, suivant le besoin de l'application.

Le type d'imageur qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse est le capteur d'image CMOS (CIS), qui est actuellement le plus répandu sur le marché des capteurs optiques miniaturisés, de part son faible coût de production, sa rapidité d'exécution, sa versatilité, et la maîtrise qu'en ont les fabricants de composants semi-conducteurs. Typiquement, les caméras de smartphone sont des CIS [4].

Le plus commun des imageurs CMOS est, de loin, l'imageur RGB, composé de pixels (nom donné aux photosites) rouges, verts ou bleus, organisés en matrices dites de Bayer [14]. Ce type d'imageur est celui qui permet de prendre des photographies de scènes lumineuses en couleur. Nous le prendrons comme exemple pour illustrer la composition d'un imageur CMOS.

Une précision sur le pixel que nous allons aborder : il existe deux agencements d'empilement au sein du pixel, illustrés dans la figure I.1, appelées Frontside illumination (FSI) et Backside illumination (BSI) [4].

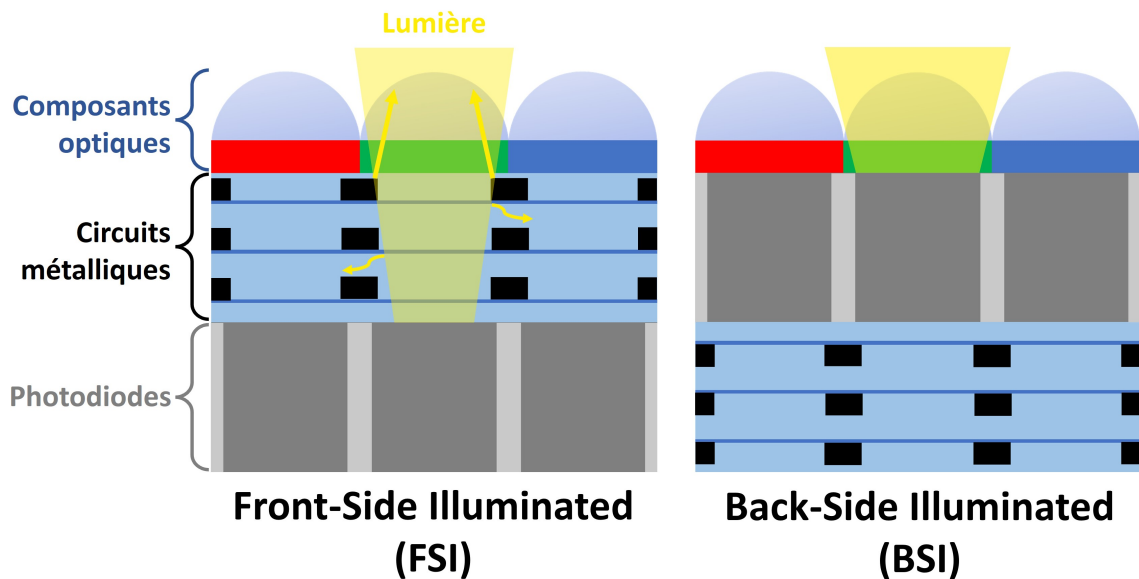


FIGURE I.1 – Vue en coupe de deux architectures de pixel : FSI à gauche et BSI à droite

Dans les deux formes on retrouve une partie optique, composée de lentilles et filtres, une partie photosensible constituée de la photodiode en silicium, et les pistes métalliques reliant les différents pixels pour former le circuit de lecture de l'imageur. La différence majeure entre les deux types est la position de l'empilement optique par rapport à la photodiode et ses pistes métalliques : pour un capteur FSI, tous les éléments du pixel sont fabriqués de manière séquentielle pour constituer l'empilement final sur la face avant du wafer de silicium (d'où le Front side) ; dans le cas d'un capteur BSI, la photodiode et les pistes métalliques sont réalisées sur l'avant, puis le wafer est retourné et aminci afin d'y intégrer la partie optique. L'illumination du pixel se fait ainsi à l'arrière du wafer (d'où le Back side). L'empilement BSI permet également le collage d'une puce type processeur logique afin de traiter les données du capteur, ce qui ne serait pas possible avec l'empilement FSI du fait que ce dernier se termine par du silicium en place de pistes métalliques.

En ayant la photodiode juste en dessous du système optique, le pixel BSI possède une meilleure réponse angulaire que le FSI, ainsi qu'un meilleur taux de conversion de photons en électrons. Cela s'explique par une plus grande zone photosensible accessible, car non restreinte par les pistes métalliques qui absorbent la lumière, ainsi que par

l'absence de l'empilement de couches minces dues aux pistes métalliques et qui a un impact adverse sur la transmission [15], [16].

Dans le cadre de cette thèse, les pixels concernés sont du type BSI uniquement. Nous nous intéresserons seulement aux composantes du pixel qui voient des photons, c'est-à-dire la photodiode et l'empilement optique.

a. La photodiode en silicium : convertisseur de photons en électrons

Le principe de fonctionnement de la photodiode, détaillé dans [17], est basé sur celui de la jonction PN : deux zones du silicium, dopées P et N, sont juxtaposées, de sorte à créer une Zone de Charge d'Espace (ZCE). Lorsqu'un photon arrive sur la jonction, s'il possède une énergie supérieure à celle du gap du silicium, il est absorbé et crée une paire électron-trou. Les électrons photogénérés sont alors piégés hors de la ZCE, pour ensuite être récupérés et comptés par le système de lecture. On a ainsi un convertisseur de photons en électrons, avec un taux de conversion appelé rendement quantique ou QE (de l'anglais quantum efficiency).

Revenons sur les conditions d'absorption de ce photon incident. La principale condition est que son énergie E_{photon} soit supérieure à celle du gap du silicium $E_g = 1,12 \text{ eV}$, soit $E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} > E_g$ où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, et λ la longueur d'onde du photon. Ainsi, la longueur d'onde maximale que l'on puisse adresser idéalement est $\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{E_g} = 1100 \text{ nm}$, qui correspond au domaine du proche infrarouge (NIR).

Ensuite, à longueur d'onde fixe, le taux de génération des porteurs décroît de manière exponentielle avec la profondeur. En supposant une photodiode de surface infinie, le rapport du photocourant J_d généré dans l'épaisseur d sur le photocourant J_∞ correspondant au flux total de photons vaut :

$$\frac{J_d}{J_\infty} = 1 - e^{-\alpha d} \quad (\text{I.1})$$

où $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$ est le coefficient d'absorption — relatif à la transition électronique de la bande de valence à la bande de conduction du silicium — et k la partie imaginaire de l'indice de réfraction du silicium.

Ainsi, plus les photons sont énergétiques et plus les paires électron-trou vont être générées près de la surface, comme on peut le voir sur la figure I.2. Or une couche de passivation est généralement déposée sur la photodiode pour limiter le courant d'obscurité de cette dernière. Les paires électron-trous proches de cette couche vont se recombiner à la surface, empêchant la création d'un photocourant. Presqu'aucun courant n'est donc généré pour des photons trop énergétiques, qui correspondent à des longueurs d'onde inférieures ou égales aux ultra-violets.

La photodiode en silicium permet ainsi d'adresser une large bande spectrale, d'environ 380 nm à 1100 nm en théorie, soit le visible (380 – 720 nm) et le proche infrarouge. En pratique, l'absorption du silicium devient si faible qu'il est difficile de détecter des longueurs d'onde au-delà de 1000 nm. Ce qui en fait un capteur de choix pour les

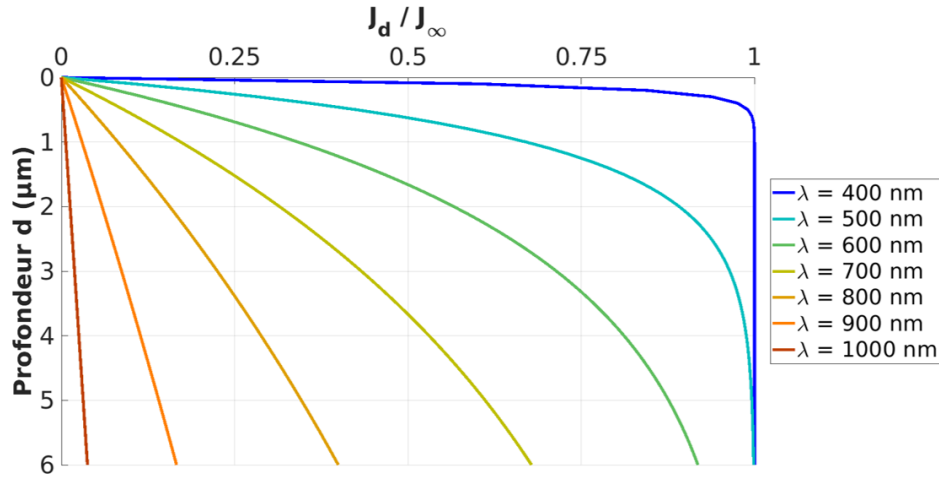


FIGURE I.2 – Photocourant généré dans une jonction PN en fonction de sa profondeur de silicium. Plus la longueur d'onde est élevée, plus l'épaisseur de silicium doit être élevée pour absorber un maximum de photons et générer des électrons.

applications dans le visible, expliquant sa présence dans tous les appareils photo de smartphone notamment.

Néanmoins, elle ne peut pas être utilisée seule dans un imageur RGB, car si elle permet de quantifier un flux de photons, elle n'a en revanche pas la capacité de faire la distinction suivant ses caractéristiques, que ce soit en termes de longueur d'onde, de polarisation, ou encore de direction. De plus, d'autres paramètres ont une influence sur les performances de la photodiode, comme par exemple l'aire de sa zone photosensible accessible par le faisceau lumineux. Ces paramètres ne sont pas forcément optimisables au niveau de la diode ; en effet, toujours suivant le même exemple, on ne va pas agrandir l'aire de sa zone photosensible si l'on souhaite diminuer le pas du pixel. Une partie optique placée en amont du silicium va alors être nécessaire, pour à la fois discriminer les photons reçus, et optimiser les performances du pixel.

b. Les composantes optiques d'un pixel

i. Les microlentilles Les microlentilles sont des lentilles formées de demi-sphères en polymère, recouvrant la quasi-totalité de la surface du pixel. Elles servent à concentrer la lumière reçue par le pixel sur la zone active de la photodiode, comme illustré fig. I.3. Le but est de minimiser les pertes de signal optique causées par des rayons lumineux qui arriveraient sur les pistes métalliques (absorption) ou sur la zone photosensible du pixel voisin (phénomène de diaphotie optique, plus couramment nommé crosstalk optique [18]).

La nature du matériau les constituant (à base de résine et donc sensible aux recuits) ainsi que leur forme non planaire font que la microlentille est généralement le dernier composant optique de l'empilement. Il arrive néanmoins que des pixels possèdent également des lentilles secondaires, comme chez Sony [19]. Pour faciliter l'intégration

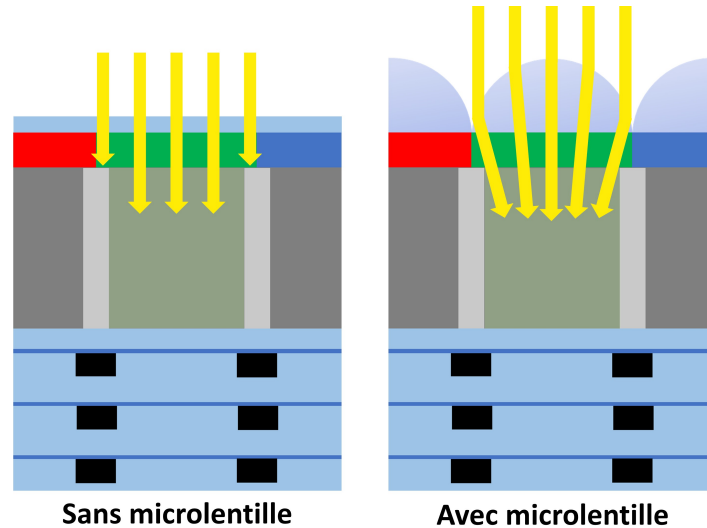


FIGURE I.3 – Rôle de la microlentille sur un pixel. Avec la microlentille, davantage de rayons incidents atteint la zone photosensible du pixel ciblé et participent au signal.

d'autres composants sur la microlentille, on voit depuis quelques années l'émergence de métalentilles, qui sont des lentilles en métasurfaces et qui présentent l'avantage d'être des structures planes et en matériaux diélectriques type silicium et oxyde [20], [21].

ii. Les filtres colorés Comme mentionné précédemment, un imageur RGB est composé de pixels rouges, verts et bleus. Chaque pixel se voit attribuer sa couleur par le biais d'un filtre en résine organique colorée, positionné entre la lentille et la photodiode, comme on le voit sur les images des fig. I.1 et fig. I.3. Ces filtres sont des passe-bandes spectraux peu sélectifs car de largeur spectrale d'une centaine de nanomètres, qui laissent passer une bande spectrale centrée sur la longueur d'onde d'une des trois couleurs, et qui absorbent les deux autres. On devine la forme spectrale de ces filtres sur le graphe de la figure I.4, qui représente le QE des photodiodes sous chacun de ces filtres, autrement dit le spectre en transmission de chacun des filtres colorés pondéré par le QE des photodiodes.

Les filtres sont essentiels à la discrimination des longueurs d'onde. Comme précisé dans la partie sur les photodiodes, ces dernières utilisées seules pourraient certes quantifier le flux lumineux reçu, sans toutefois faire la distinction entre les photons bleus, rouges ou verts, ce qui donnerait une image en noir et blanc (plus explicitement, en nuances de gris).

iii. L'antireflet L'antireflet, que nous n'avons pas représenté sur les schémas simplifiés de pixels, est constitué d'une ou plusieurs couches minces en matériaux diélectriques et se place à l'interface entre le silicium de la photodiode et l'empilement optique. Sa fonction est de diminuer les réflexions de type Fresnel qui ont lieu à cette interface, pour améliorer la transmission de la lumière jusqu'au silicium. Les matériaux des couches (d'indices de réfraction plus faible que celui du Si mais plus

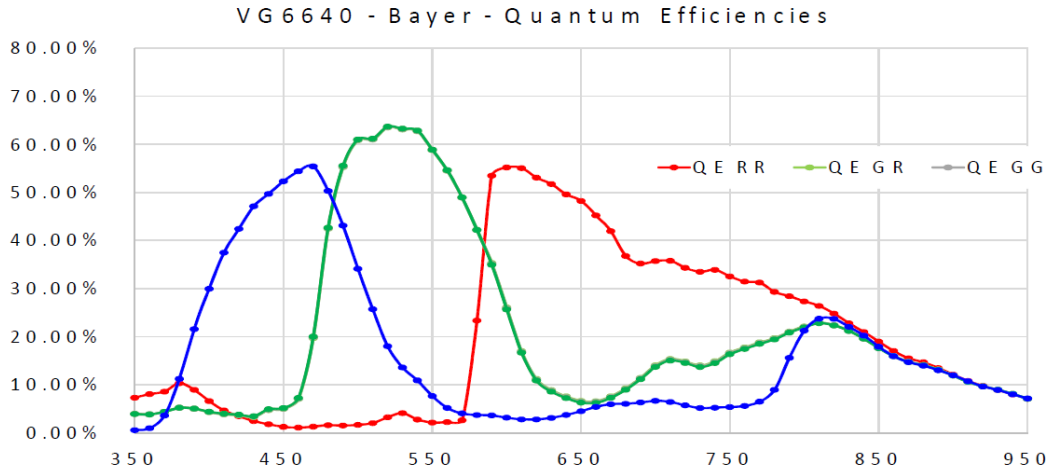


FIGURE I.4 – *QE de pixels rouge, vert et bleu de l'imageur VG6640 de STMicroelectronics, en fonction de la longueur d'onde [22]. Le QE des photodiodes sous-jacentes qui transparait dans ce graphe altère le rendu des filtres en termes d'amplitude, mais les largeurs spectrales sont fidèles à celles des filtres.*

élevé que celui de l'autre milieu, généralement un polymère) ainsi que leurs épaisseurs sont choisies de sorte à créer des interférences destructives entre l'onde incidente et l'onde réfléchie, annihilant en partie la réflexion. De par sa nature interférentielle, le phénomène d'antireflet et le paramétrage associé est dépendant de la longueur d'onde du faisceau que l'on souhaite transmettre. Pour plus d'information sur la conception d'antireflet, se référer à [23].

2) Cas de figure de capteurs CMOS présentant des fonctions spectrales

Comme nous nous intéressons particulièrement à l'exploitation des CIS pour des applications spectrales, dans cette partie nous examinons trois cas de capteur ayant des propriétés de discrimination spectrale assez différentes : l'imageur RGB, que nous venons de présenter, le capteur de lumière ambiante (ALS pour Ambient Light Sensor), et le cube hyperspectral. Le but étant de savoir ce qui existe et ce vers quoi nous pourrions nous orienter pour faire de la spectrométrie.

a. L'imageur RGB

Les capteurs RGB font de très bons capteurs d'image grâce à leur excellente résolution spatiale et à l'organisation des pixels en matrice de Bayer (illustrée fig. I.5) qui permet une bonne restitution des couleurs. La résolution spatiale est directement liée à la surface des pixels : plus le pixel présentera un petit pas, meilleur sera l'échantillonnage spatial de l'image, et donc meilleure sera la qualité de cette dernière en théorie. Ceci explique la course au petit pixel que se livrent les grands constructeurs d'imageur. En 2021 et 2022, Omnivision et Samsung ont sorti des pixels ayant une largeur de l'ordre de la longueur d'onde dans le visible, avec respectivement l'OV60A

qui a un pas pixel de $0,61 \mu\text{m}$ [24], et l'ISOCELL HP3 qui a un pas pixel de $0,56 \mu\text{m}$ [25].

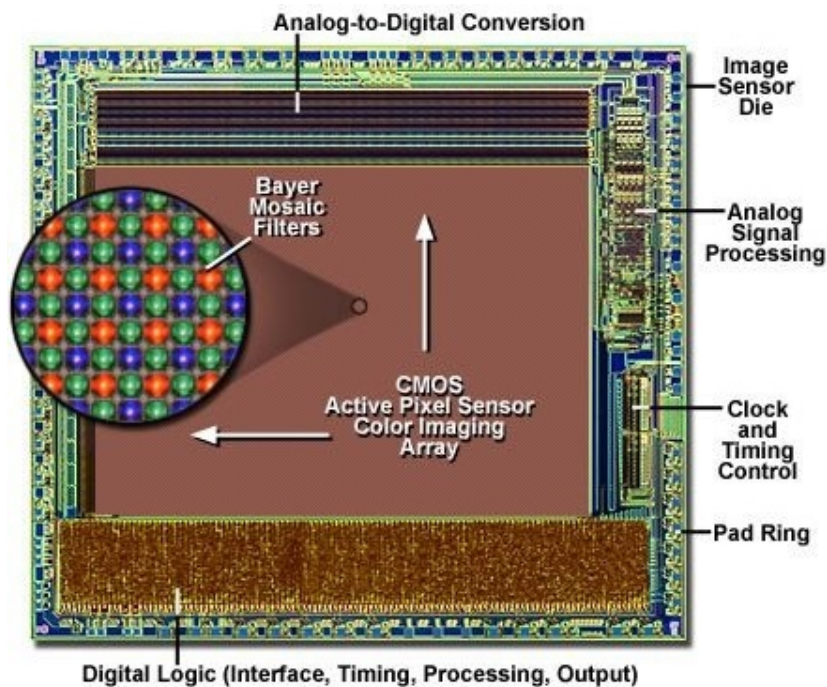


FIGURE I.5 – Photographie d'un CIS complet avec mise en évidence des pixels organisés en matrices de Bayer (zoom) [26]. Une matrice de Bayer est un carré de quatre pixels, deux verts sur une diagonale, un rouge et un bleu sur l'autre [14].

A contrario, leur résolution spectrale est assez mauvaise. Comme on a pu le voir fig. I.4, ces capteurs possèdent trois filtres spectraux passe-bande. Ici spécifiquement, on a un centré sur 600 nm pour le rouge, un deuxième centré sur 530 nm pour le vert, et un dernier sur 460 nm pour le bleu. Leur largeur spectrale est d'environ 100 nm , ce qui donne un échantillonnage spectral assez grossier pour imaginer une application de spectrométrie de précision (même si c'est bien sûr celui qui régit la vision humaine).

b. L'ALS, le capteur de lumière ambiante

L'ALS est un capteur multispectral, c'est-à-dire qu'il peut récupérer les informations spectrales de la lumière reçue suivant un plus grand nombre N de canaux spectraux ($N > 3$, donc). Il n'a pas une fonction imageante, mais plutôt une fonction d'analyseur spectral. En effet, il est utilisé dans les appareils électroniques ayant un écran, du type smartphone et laptop, pour adapter la luminosité et la tonalité colorimétrique de l'écran en fonction de la luminosité ambiante, de sorte à faciliter son utilisation en toutes conditions. Pour ce faire il y a besoin de connaître grossièrement le spectre en intensité de la lumière ambiante, d'où le besoin de pouvoir échantillonner et analyser le signal suivant plusieurs canaux spectraux.

Un exemple d'ALS est donné ci-dessous, il s'agit de l'ALS VD6283TX fabriqué et vendu par STMicroelectronics [27].

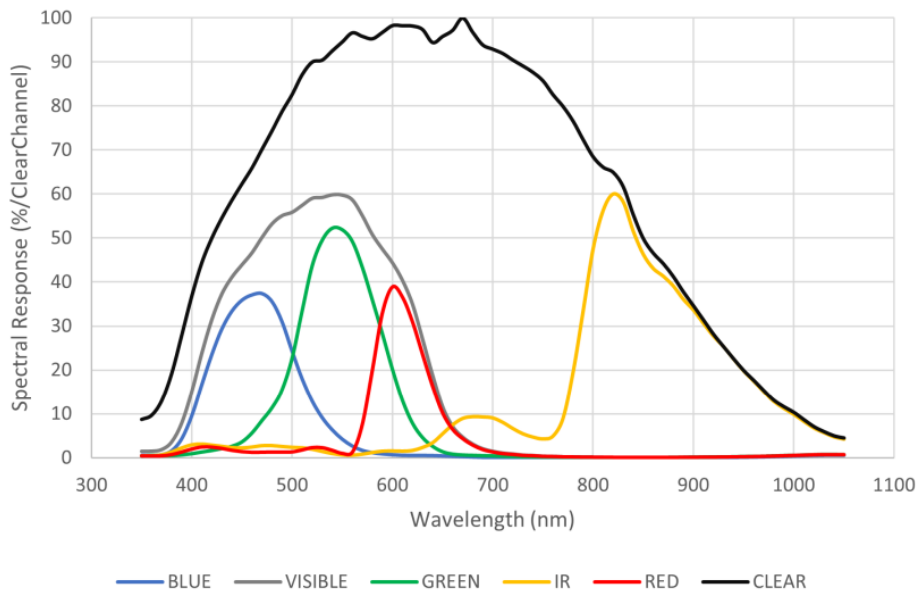
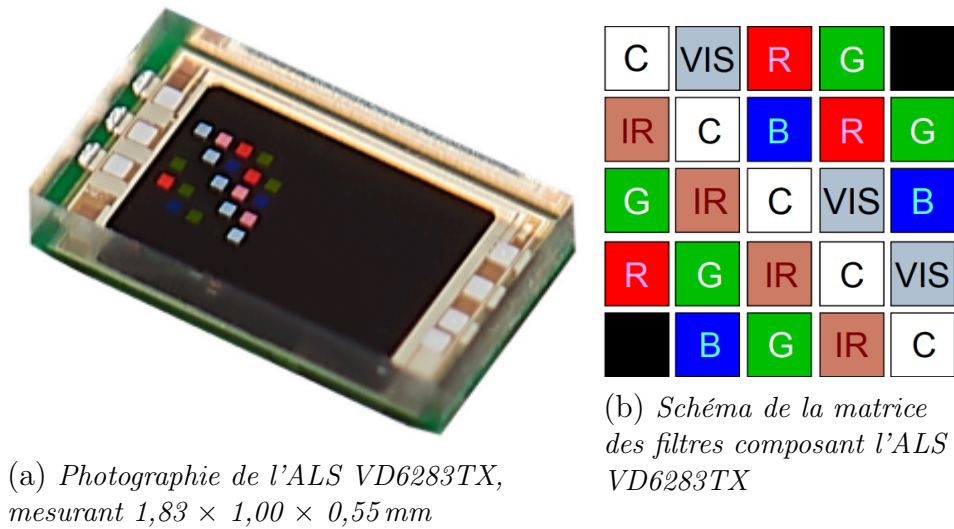


FIGURE I.6 – L'ALS VD6283TX de ST [27].

Cet ALS est composé d'une matrice de 25 filtres ayant chacun une dimension avoisinant les $100 \mu\text{m}$ de côté (fig. I.6 - (a) et (b)). Les filtres sont répartis suivant 6 bandes spectrales distinctes, dont les spectres en transmission sont donnés fig. I.6 - (c) : bleu, vert, rouge, visible, infrarouge, clair (pas d'effet filtrant). Les pixels sont bien plus gros que ceux d'un imageur RGB, et le rendu spectral est plus riche grâce aux trois canaux supplémentaires. Toutefois ces canaux restent assez larges, au minimum du même ordre de grandeur que les filtres RGB.

c. Le cube hyperspectral

Le cube hyperspectral est un mélange des deux capteurs vus précédemment, puisqu'il s'agit d'un imageur multispectral [8], [28], [29]. L'échantillonnage spectral donne une troisième dimension aux images classiquement 2D, d'où la notion de cube (comme représenté sur le schéma fig. I.7). Pour précision, la différence entre "multispectral" et "hyperspectral" est la même qu'entre une série et une intégrale : il y a une certaine notion de continuité de la réponse spectrale entre tous les canaux pour un capteur hyperspectral, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour un capteur multispectral.

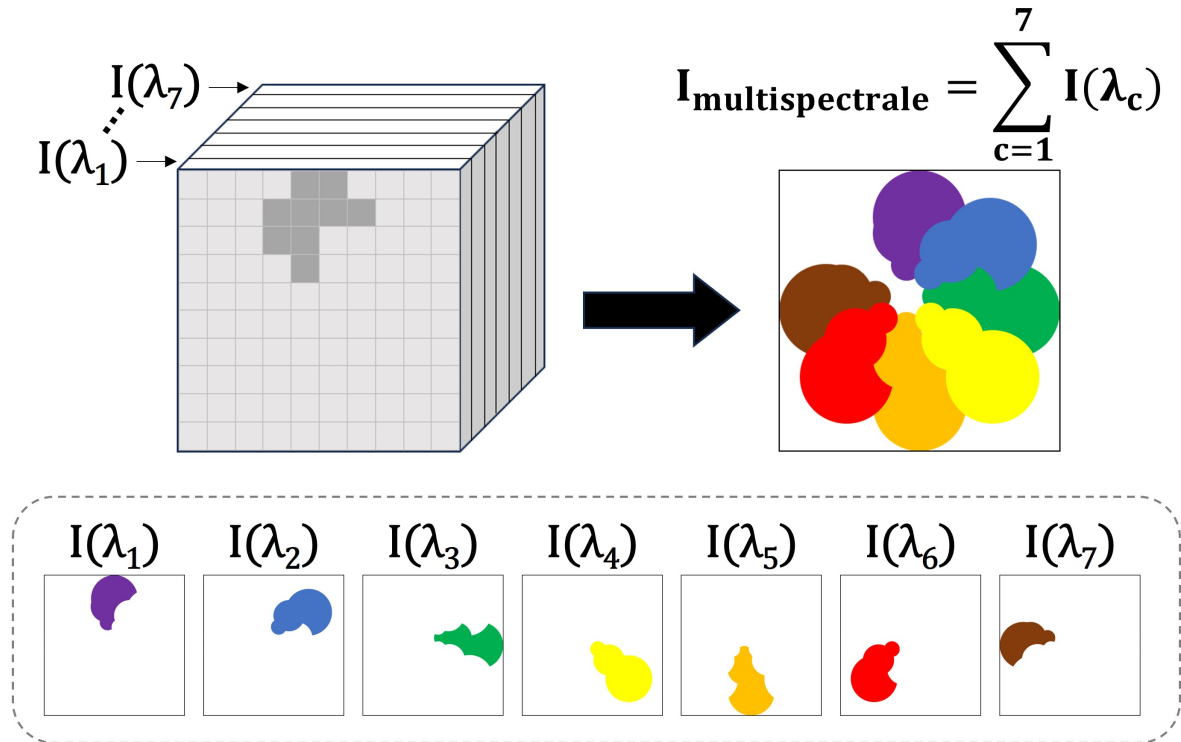


FIGURE I.7 – Principe de fonctionnement d'un imageur hyperspectral. Le capteur prend une image 2D d'une scène à chacune des longueurs d'onde accessibles (de λ_1 à λ_7 dans l'exemple). Chaque image est donnée en nuances de gris et reflète la répartition spatiale de l'intensité de la longueur d'onde concernée. Ensuite, toutes les images sont recombinaées ensemble pour donner une seule image reflétant l'intensité de chacune des longueurs d'onde d'échantillonnage.

Le principe de fonctionnement d'un cube hyperspectral est représenté sur la figure I.7, et détaillé dans sa légende.

Dans ce type de capteur on retrouve à la fois une très bonne résolution spatiale, nécessaire pour faire des images de bonne qualité, ainsi qu'une très bonne résolution spectrale pour les besoins d'analyse sous-jacents. Prenons l'exemple de l'HyperCubeTM de la compagnie Photon etc. D'après sa fiche technique [29], sa résolution spatiale est inférieure au micromètre, et la résolution spectrale dans le VIS est inférieure à 2 nm.

Le principal inconvénient est la rapidité d'exécution. En effet, comme il faut prendre une image à toutes les longueurs d'onde de la bande spectrale d'intérêt (modulo le

pas d'échantillonnage spectral), l'image hyperspectrale résultante n'est pas immédiate, contrairement à l'imageur RGB et à l'ALS. En reprenant l'exemple de l'HyperCubeTM, les spécifications du produit indiquent un temps de prise d'image minimum de 150 ms par longueur d'onde, soit environ 45 s pour réaliser une image sur la gamme 400 - 1000 nm avec une précision de 2 nm.

d. Compromis

Il existe ainsi différents capteurs CMOS ayant une sensibilité spectrale plus ou moins élevée, pour différents besoins. Suivant l'objectif visé, un compromis est à réaliser entre la résolution spectrale, la résolution spatiale et la résolution temporelle. L'imageur privilégie la haute résolution spatiale et la simultanéité aux dépens de la précision spectrale; l'ALS est un compromis entre résolutions spatiale et spectrale, avec une temporalité similaire à celle de l'imageur; le cube hyperspectral possède à la fois de bonnes résolutions spatiale et spectrale, au détriment de la durée d'exécution. Le choix qui est fait dans cette thèse est de se concentrer sur un moyen de réaliser une capture spectrale assez haute résolution, en instantané, pour de l'analyse rapide voire dynamique (ce que l'on attend d'un ALS pour l'adaptation de la luminosité de l'écran) et précise (pour permettre par exemple l'identification d'espèces chimiques via leurs empreintes spectrales). Ce qui revient à améliorer l'axe "spectral" de l'ALS, et à mettre de côté l'imageur et le cube hyperspectral.

Maintenant, revenons sur les différents compromis à faire suivant les spécificités que l'on souhaite attribuer à un capteur optique. Nous avons évoqué les trois piliers que sont l'espace, le spectre et le temps. Nous pouvons également inclure un quatrième aspect sujet à compromis, qui est souvent peu abordé et qui paradoxalement est souvent très problématique : la sensibilité angulaire.

En effet, chaque capteur possède une certaine sensibilité angulaire, qui diffère d'une structure à l'autre suivant les mécanismes physiques en jeu. Un composant optique sensible à l'angle signifie que sa réponse varie en fonction de l'angle d'incidence avec lequel arrive le faisceau qui l'éclaire. Spectralement, on définit cette sensibilité S comme le rapport de variation de la longueur d'onde caractéristique du composant spectral sur la variation angulaire qui l'a engendrée : $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta}$.

Les conditions classiques d'éclairement que l'on rencontre dans les capteurs sont illustrées figure I.8, où le faisceau est soit collimaté soit conique, souvent après être passé à travers une lentille/microlentille ou un diaphragme. Sous ces deux formes, le faisceau peut arriver soit normal soit oblique à la surface du capteur. Dans le cas du faisceau collimaté, l'incidence oblique se résume à prendre un seul angle en compte, $\theta_{faisceau}$. Alors que dans le cas du faisceau conique, déjà en incidence normale une multitude d'angles entre 0° et $\theta_{cône}$ sont à prendre en compte, et il faut ajouter l'influence de $\theta_{faisceau}$ en incidence oblique qui dissymétrise le système et le rend plus complexe à analyser.

Dans notre cas applicatif, nous souhaitons que la réponse spectrale du capteur dépende uniquement de l'élément à analyser, et non des conditions d'éclairement de cet élément ou du capteur. Ainsi, vu que la lumière a de fortes chances d'arriver avec une ou plusieurs composantes angulaires sur le capteur, il serait préférable que ce dernier présente une bonne tolérance angulaire ($S \sim 0$ sur la gamme d'angles incidents probables) afin

de garder une réponse spectrale stable.

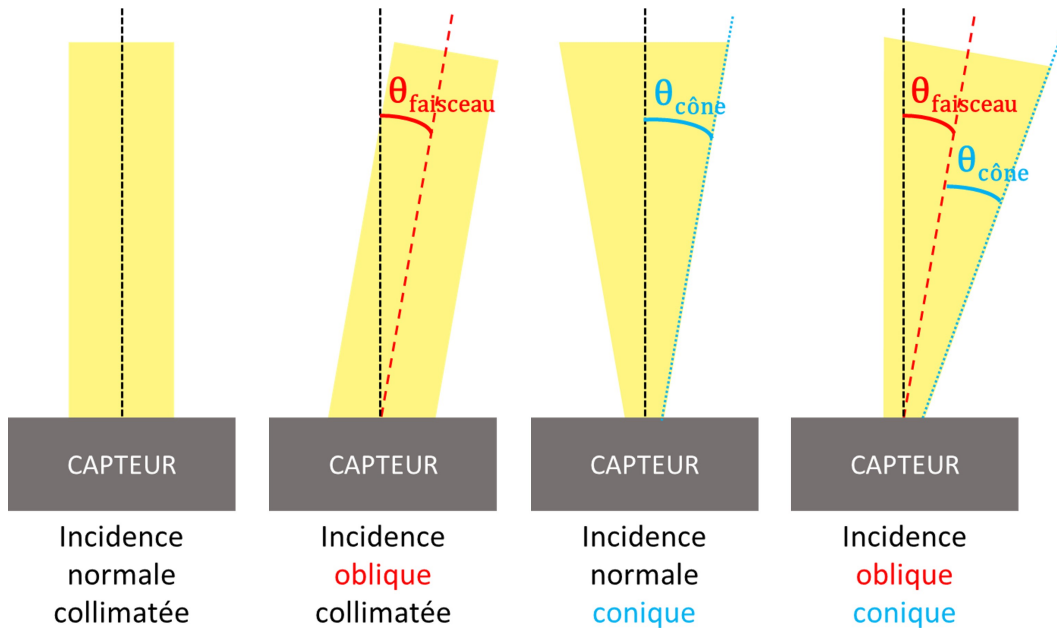


FIGURE I.8 – Différents cas d'incidence lumineuse où des rayons arrivent obliques à la surface du capteur. On distingue les cas du faisceau collimaté, allant tous ses rayons parallèles entre eux, et du faisceau conique, caractérisé par son demi-angle d'ouverture $\theta_{\text{cône}}$. En termes de décomposition angulaire, le faisceau collimaté n'est décrit que par un seul angle, θ_{faisceau} , rendant l'étude de ses effets plus simple qu'un faisceau conique qui présente toujours une palette d'angles entre 0° et $\theta_{\text{cône}}$, modulo la direction principale du faisceau θ_{faisceau} .

Par conséquent, l'un des objectifs pour réaliser un spectromètre embarqué est de garantir à la fois une bonne résolution spectrale et une certaine tolérance angulaire.

3) Limitations du CIS vers d'autres applications

Nous venons de voir qu'il est possible d'adapter un CIS pour qu'il réponde à différentes applications. Il est toutefois des aspects qui ne sont pas modifiables ni dépassables, et qui restreignent le cadre applicatif. Le premier est intrinsèque à la photodiode en silicium, il s'agit de sa limite spectrale de fonctionnement. Le second est la taille du pixel, qui est davantage une limite technologique. Détaillons-les :

a. Limitations de la bande spectrale utilisable

Comme nous l'avons vu précédemment dans la section sur la photodiode en silicium, un pixel CMOS ne peut convertir de la lumière en signal électrique que sur un domaine spectral allant de 380 nm à 1100 nm, cette dernière étant la longueur d'onde de coupure du silicium due à son énergie de band gap.

Les domaines spectraux relatifs à ces longueurs d'onde sont le visible, considéré généralement de 380 nm à 740 nm, et le proche infrarouge de 740 nm à 1100 nm. La frontière entre le VIS et le NIR est approximative, certains la placeront dès 650 nm, d'autres plutôt à 800 nm.

Ainsi, avec un capteur CMOS classique il n'est pas possible de faire de l'imagerie ou de la détection à des longueurs d'onde dans l'UV et les domaines plus énergétiques, ni dans l'IR au-delà du NIR. Il reste approprié pour tout ce qui concerne l'imagerie visible, la détection et quantification d'objets dans le visible et la détection et quantification d'objets, distances ou espèces chimiques dans le proche infrarouge.

b. Limitations de la taille du pixel

Le pixel étant un monobloc ne délivrant qu'une information (spatiale, spectrale ou autre), à la manière d'un tessou de mosaïque, plus l'on cherche à obtenir une information diversifiée et plus il faut utiliser de pixels. Se pose alors la question de la taille du pixel comme limitation de la taille du système : pour une taille de pixel donnée, un capteur étant de surface finie, il ne pourra contenir qu'un nombre restreint de pixels. Si le nombre de pixel est insuffisant vis-à-vis de la quantité d'informations que l'on souhaite recueillir, il faut augmenter le nombre de pixels, et donc la taille du capteur. Ce qui n'est pas souhaitable dans le cadre d'une intégration compacte visant à être embarquée dans un smartphone, par exemple. Il ne reste alors que l'option de diminuer la taille du pixel.

Se pose alors deux types de problème : d'une part, un problème de performances, d'autre par un problème technique, voire technologique.

Côté performances, réduire la taille du pixel va diminuer la surface photosensible de la photodiode, et ainsi diminuer le flux de photons reçu et probablement diminuer le rapport signal-sur-bruit. Il devient alors recommandé voire nécessaire d'augmenter les performances de l'optique en termes de pertes, pour maximiser le flux reçu. Des pixels plus petits peuvent également être davantage sujet au crosstalk entre pixels voisins. Ce qui semble assez évident lorsqu'ils atteignent l'échelle de la longueur d'onde, comme on l'a dit ci-dessus, où les effets de diffraction deviennent forcément peu négligeables. Sur le plan technique, diminuer les dimensions du pixel signifie diminuer les dimensions de tous ses composants, à savoir la photodiode mais également les filtres et lentilles de l'empilement. Ceci demande un effort de développement technique, pour réussir à faire des microlentilles plus petites par exemple, voire technologique quand le fonctionnement de certains composants est trop altéré par sa taille.

c. A retenir pour la suite

Au vu des différentes limitations intrinsèques au capteur CMOS, les applications d'analyse spectrale devront se limiter aux domaines du visible et du proche infrarouge.

La question de la taille étant moins critique puisque nous ne souhaitons pas imager de scène, les pixels n'auront pas besoin d'être le plus petit possible. Au contraire, une surface de collection de photons assez grande serait même préférable pour avoir de meilleures performances. Néanmoins, il n'est pas non plus souhaitable d'avoir des

pixels trop gros, puisque pour être embarqué il faut que le dispositif soit suffisamment compact. Il y aura probablement un compromis à faire entre performances et taille du système.

II) Spectromètre : du laboratoire au smartphone

Nous savons maintenant qu'il est possible d'utiliser un capteur CMOS pour en faire un spectromètre portatif, fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge. A l'image d'un ALS, la fonction multispectrale peut être obtenue en ajoutant des filtres spectraux sur une matrice de photodiodes. Encore faut-il savoir quels filtres utiliser.

Dans cette deuxième partie, nous nous intéresserons à différents spectromètres existants pour constituer un embryon de cahier des charges sur lequel baser notre choix d'une technologie de filtrage. Dans la même veine, nous verrons les différents process de fabrication et matériaux associés accessibles pour réaliser ces filtres. Et enfin nous verrons un ensemble de structures de filtres qui sont utilisées ou envisagées pour des applications multispectrales.

1) La spectrométrie embarquée

Afin d'avoir une idée des performances spectrales à atteindre pour réaliser un spectromètre embarqué, nous allons passer en revue les spécifications de spectromètres que l'on trouve sur le marché. Les deux critères principaux sont la bande spectrale de fonctionnement et la résolution spectrale. Celle-ci correspond généralement à la largeur à mi-hauteur des canaux spectraux permettant la détermination des intensités par longueur d'onde (que l'on retrouve généralement mentionnée en anglais comme FWHM pour "Full-Width at Half-Maximum").

Usuellement, les spectromètres que l'on trouve dans le commerce et qui utilisent un capteur en silicium (CMOS ou CCD) couvrent plus ou moins tout le visible et le proche infrarouge, soit l'ensemble du spectre détectable par un tel capteur. La résolution spectrale quant à elle varie en fonction de la portabilité de l'instrument : nous observons que plus la taille de ce dernier diminue et moins la résolution spectrale est bonne. En effet, les spectromètres les plus résolus sont ceux que l'on retrouve dans des laboratoires, suffisamment imposants pour être rarement déplacés ([31], [32]). Ceci s'explique par la qualité des optiques utilisées, généralement des réseaux de diffractions, ainsi que par l'espace de parcours nécessaire, ce qui d'un point de vue fondamental correspond à allonger la durée de vie τ des photons dans l'instrument, clé de la résolution fréquentielle. La résolution de cette catégorie d'appareil va du dixième au centième de nanomètre. Viennent ensuite les spectromètres compacts ([33], [34], [35], [36]), de plus en plus répandus sur les marchés, qui ont des dimensions comparables à un livre de poche. Leur résolution spectrale varie entre quelques nanomètres et quelques dixièmes de nanomètre. Ils se veulent polyvalents et accessibles. Enfin, on trouve depuis peu des spectromètres miniaturisés ([37], [30]), ayant une taille de l'ordre du centimètre. Leurs performances spectrales sont en revanche moins bonnes que leurs confrères, avec une résolution supérieure à la dizaine de nanomètre (15 nm pour les deux spectromètres cités). Malgré tout, au vu des dispositifs existants, cette résolution semble suffire pour

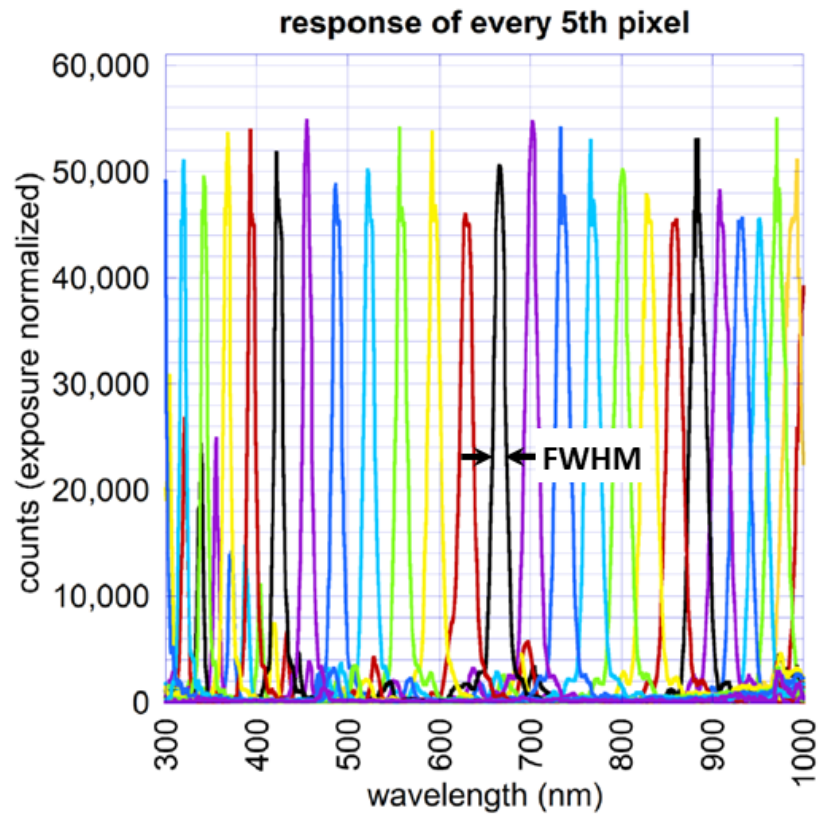


FIGURE I.9 – Canaux spectraux du spectromètre de Chromation [30], dont les spécifications indiquent une FWHM médiane de 17 nm.

des applications d'identification et quantifications d'éléments chimiques, puisque ceux cités permettent d'analyser certains métaux ou la qualité de certains produits organiques.

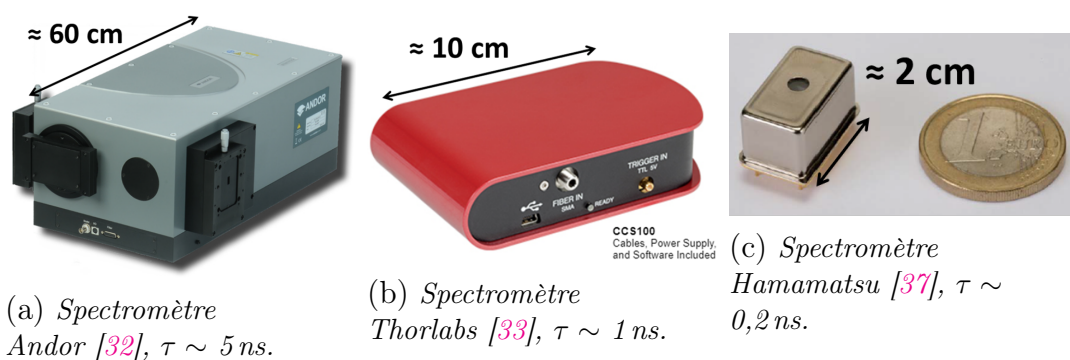


FIGURE I.10 – Spectromètres de différentes tailles, du moins au plus portatif.

Dans le cas présent, où nous souhaitons réaliser un pseudo-spectromètre embarqué, l'enjeu de la miniaturisation de la taille du dispositif est primordial. Ainsi, pour un tel système, en se basant sur les caractéristiques spectrales des plus petits spectromètres répertoriés précédemment, nous allons chercher à couvrir les domaines du visible et de l'infrarouge, avec une résolution spectrale de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

En supposant qu'il n'y ait pas de recouvrement d'un canal spectral sur l'autre, cela reviendrait à intégrer au minimum 70 canaux. En termes d'encombrement, s'il l'on attribue 1 pixel par canal spectral et que l'on souhaite que la surface totale de détection soit de 1 mm^2 par exemple, les pixels pourraient chacun mesurer $\sim 118\ \mu\text{m}$ de côté maximum (s'ils sont carrés).

2) Les contraintes process d'un flow compatible CMOS

Après la question des performances à réaliser et de la compacité requise, vient la question de la fabrication de ces filtres.

Nous souhaitons ajouter la structure filtrante directement sur la photodiode du capteur, moyennant les couches antireflets à adapter pour optimiser les performances. Pour cela, le plus direct, le plus compact et le moins coûteux est de mettre à profit les techniques qui ont permis de faire la partie de l'empilement incluant la photodiode. Ceci implique des limitations sur les matériaux à utiliser, ainsi que sur les géométries d'empilement.

i. Limitations sur les matériaux Tous les matériaux ne sont pas compatibles avec les process utilisés en micro-électronique pour réaliser des capteurs CMOS. Il en existe un certain nombre parmi les oxydes, les nitrures, les semi-conducteurs et les métaux, utilisables à certaines étapes de process suivant les besoins et la compatibilité avec les équipements, notamment en termes de contamination.

De manière générale, les métaux sont peu utilisés car chers (voire très chers pour des métaux nobles tels que l'or et l'argent) et très polluants pour les composants et les appareils de production. Néanmoins, certains sont nécessaires à la bonne conductivité des circuits électroniques. Les métaux permis sont alors le cuivre pour les lignes électriques et l'aluminium pour les contacts. Dans [thèse R. girard-desprolet], des filtres plasmoniques sont réalisés en aluminium, sur des couches de diélectriques et à quelques centaines de nanomètres de la photodiode. Dans les capteurs on trouve également du tungstène, complètement opaque à la lumière et moins réfléchissant que d'autres métaux, qui est employé comme cache pour protéger les transistors contenant les informations acquises par l'imageur. Il serait donc envisageable d'utiliser certains métaux pour faire des filtres. Néanmoins leur forte absorption de la lumière n'en font pas des candidats privilégiés.

Le matériau semi-conducteur très majoritairement utilisé en micro-électronique est le silicium, notamment à cause de son coût relativement faible dû à sa présence importante dans la croûte terrestre, mais également historiquement à cause de la facilité d'en passiver la surface par oxydation thermique. Pour des fonctions optiques passives, nul besoin de le rendre conducteur (au contraire, les porteurs libres absorbent, c'est quelques rares fois un effet désiré); on le classe ainsi par abus de langage dans les matériaux diélectriques. On trouve le silicium pur employé sous trois formes : sa forme amorphe notée aSi, sa forme monocristalline notée mono-Si ou simplement Si, et sa forme polycristalline notée poly-Si. Les mono- et poly-Si ont des indices de réfraction

similaires (traduisant la compacité du poly-Si), ce qui n'est pas le cas du aSi. Leurs indices (n,k) sont nettement distincts dans le graphe de la fig. I.11. Néanmoins, leurs indices réels tournent autour de 4 dans le VIS-NIR, ce qui fait du Si un matériau à fort indice, sous les trois formes indiquées. Sa capacité à absorber des photons dans le domaine énergétique du visible est toutefois un inconvénient du point de vue optique, car cette absorption diminue sa transmission et sa réflexion, diminuant ainsi les performances d'un filtre où l'on voudrait soit transmettre, soit réfléchir proche de la totalité de la lumière incidente. Ainsi, le silicium est un bon candidat pour des structures filtrantes dans le proche infrarouge, mais pas dans le visible.

Parmi les oxydes et les nitrures, classés dans la catégorie des diélectriques du fait de leur comportement isolant, on retrouve fréquemment employés du dioxyde de silicium SiO_2 , principal composant du verre, ainsi que du nitrure de silicium Si_3N_4 souvent noté SiN. Ces deux matériaux sont transparents dans le VIS-NIR, sans absorption comme on le voit sur le graphe de la fig. I.11 où pour ces deux matériaux $k = 0$. Dans cette gamme de longueurs d'onde, l'indice de réfraction du SiO_2 est assez faible, de l'ordre de 1,45. L'indice du SiN quant à lui est approximativement de 2. Le contraste d'indice entre les deux matériaux, bien que faible (de l'ordre de 0,55) permet de jouer sur certains effets de réflexion et réfraction aux interfaces, ce qui peut être mis à profit dans différents dispositifs optiques. Le nitrure est notamment utilisé pour faire des guides d'onde, dans de l'oxyde ou de l'air, car son indice est suffisamment élevé pour confiner et guider la lumière, avec peu de pertes [38], [39], [40]. Ces matériaux sont ainsi de bons candidats pour faire des filtres optiques passifs dans le visible.

Nous retiendrons et privilégierons, pour les futures structures, l'utilisation de SiO_2 et SiN pour le visible, et l'utilisation de Si pour le proche infrarouge.

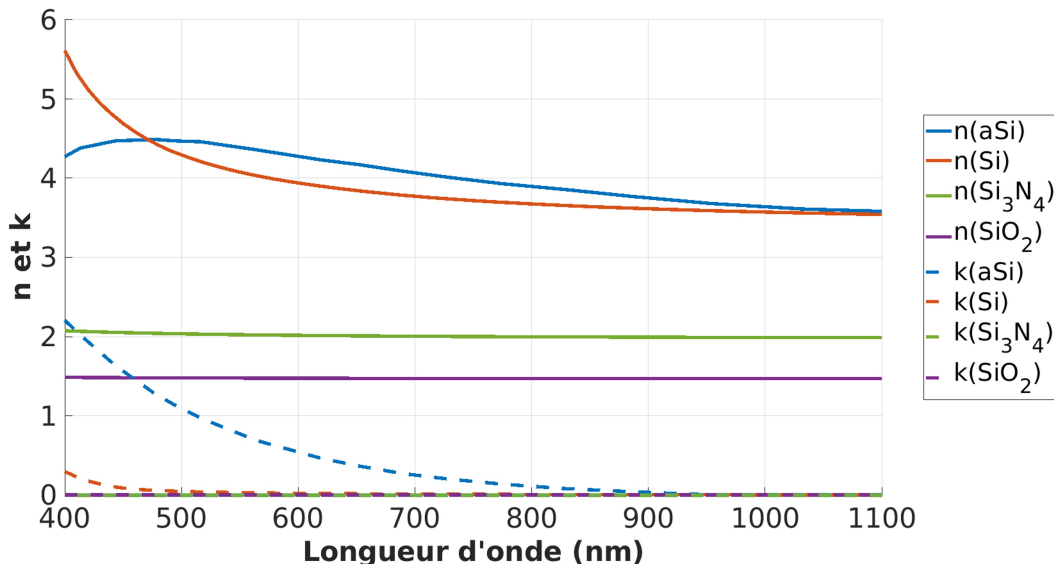


FIGURE I.11 – Indices (n,k) des différents matériaux dédiés à la fabrication des filtres. Ces données sont issues de la banque de données *RefractiveIndex.INFO* [41]. Suivant les méthodes de dépôt, la stœchiométrie des matériaux et leurs épaisseurs, ces indices sont susceptibles de varier autour des valeurs représentées ici.

ii. Les moyens techniques de fabrication des filtres Les industries technologiques ont une longue tradition de dépôt de couches minces, simples ou multiples, avec des épaisseurs individuelles pouvant descendre jusqu'à quelques nanomètres. Il est nécessaire d'éviter d'utiliser des matériaux dont les températures de dépôts sont incompatibles d'une étape à l'autre (par exemple, déposer du aSi à 350 °C sur un matériau qui ne le supporte pas, comme de la résine), ce qui force une certaine intégration du composant global. D'autres vérifications de compatibilité entre deux matériaux juxtaposés doivent être réalisées à la fin du processus (problèmes d'adhérence, contraintes déformantes etc).

Pour des architectures plus complexes, où l'on souhaite créer des motifs au lieu d'avoir une couche uniforme, on utilise la photolithographie et la gravure. Le principe de la photolithographie est de reporter un motif binaire formé de pleins et de creux sur une couche de matériaux dont on souhaite changer la structure, via une couche de résine qui sert de pochoir. Le motif est tout d'abord dessiné sur un masque en chrome. Ensuite, la résine qui va servir de pochoir est déposée sur la couche à structurer (fig. III.11 - (a)), puis insolée aux rayons ultraviolets à travers le masque en chrome (fig. III.11 - (b)). La résine est ensuite développée : elle est trempée dans un solvant, et suivant le type de résine (positive ou négative), la résine insolée va rester ou bien être dissoute, révélant le motif grandeur nature dans la résine (fig. III.11 - (c)). L'ensemble résine + couche inférieure est gravé par plasma ; tandis que la partie de la couche qui n'est pas protégée par la résine se creuse petit à petit, la partie sous la résine reste intacte. En fin de gravure, le motif dans la résine a été reporté dans la couche d'intérêt (fig. III.11 - (d)). Il est ensuite possible de remplir tout le relief ainsi apparu d'un autre matériau.

La photolithographie est très utilisée en micro-électronique, car c'est elle qui permet de réaliser toutes les structures qui ne sont pas des couches planaires uniformes. On peut de plus réaliser un "patchwork" de dispositifs très différents par le biais d'un seul masque car les motifs n'interagissent que modérément entre eux aux échelles considérées (la correction dite "d'effets de proximités" est maîtrisée). Il est aussi parfois nécessaire d'utiliser une succession de masques et de gravure pour définir un motif final (exemple : les grilles de transistor gravées en deux fois). Suivant le nombre de motifs à dessiner, le gain de temps par rapport à une technique séquentielle comme la lithographie au faisceau à électron (plus communément appelée electron-beam ou e-beam) qui peut graver n'importe quel motif sans masque, est incommensurable (de l'ordre de quelques minutes pour l'un, contre quelques heures pour l'autre). Par contre, la résolution de la photolithographie est un peu plus faible que celle de l'e-beam (~ 10 nm pour l'e-beam à cause des phénomènes de rétrodiffusion), même si elle s'améliore avec la diminution en longueur d'onde du faisceau UV utilisé pour l'insolation des résines (au plus bas, 193 nm actuellement) et l'utilisation d'un scanner à immersion (une goutte d'eau est maintenue entre la résine et le scanner, augmentant l'indice du milieu de propagation du faisceau et réduisant ainsi l'ouverture numérique en sortie de scanner).

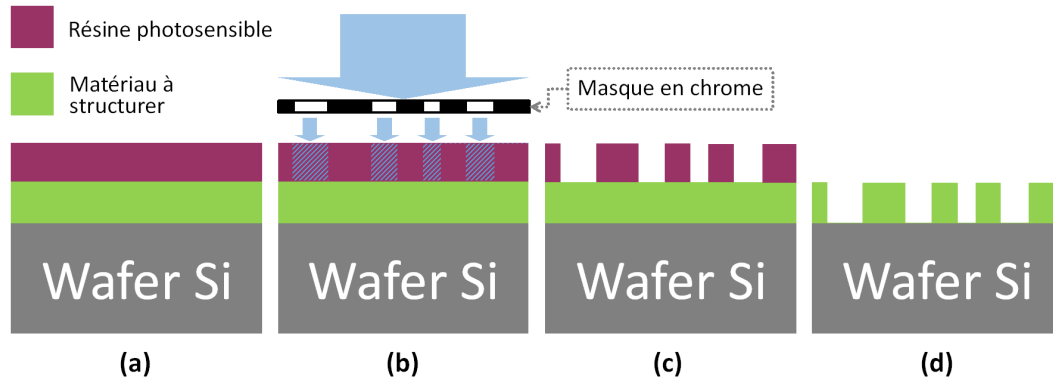


FIGURE I.12 – *Etapes de réalisation d'une structuration par photolithographie. (a) Dépôt de la résine sur la couche à structurer. (b) Insolation de la résine à travers le masque en chrome. (c) Développement de la résine. (d) Gravure de la résine et de la couche.*

3) Revue de différentes structures de filtres

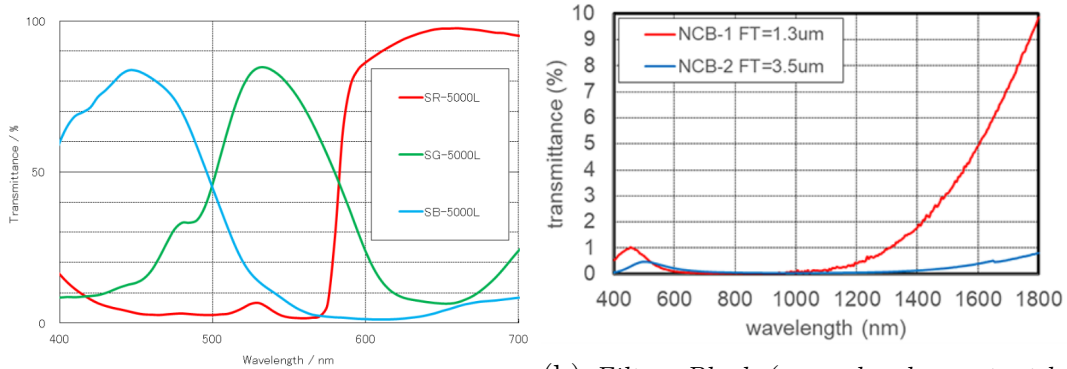
Pour réaliser des capteurs spectraux CMOS, nous privilégions la discrimination spectrale par filtrage, pour des raisons de fabrication et compacité. Fabrication car suivant les technologies utilisées les filtres peuvent être intégrés sur la matrice de photodiodes au cours d'un même process flow. Compacité puisqu'il n'y a pas besoin d'un espace supplémentaire de parcours de la lumière entre le filtre et la photodiode, contrairement à un système utilisant un réseau de diffraction qui répartit spatialement les différentes longueurs d'onde (on a de fait déjà vu cela via la taille des spectromètres partie II)1)). De plus, l'intégration des filtres garantit un gain de place qu'aucun ajout d'optique en module ne peut atteindre.

Nous allons voir plus précisément quelles sont les différentes technologies de filtrage existantes et utilisées, ainsi que leurs performances associées.

a. Les filtres en résine

Les filtres les plus couramment utilisés dans les CIS sont les résines colorées. Il s'agit de couches de polymères qui contiennent des pigments colorés ou bien que l'on vient teinter une fois déposées. Elles fonctionnent sur le principe d'absorption, c'est-à-dire, en prenant l'exemple de la résine verte, qu'elle absorbe toute la lumière rouge et bleue et ne transmet que la lumière verte. Un défaut de ces résines pour les imageurs RGB est qu'elles transmettent toutes dans le proche infrarouge, ce qui nécessite l'ajout d'un filtre passe-bas pour couper l'infrarouge. Il est possible de trouver des résines avec d'autres fonctions que seulement transmettre dans le rouge-vert-bleu. Fujifilm notamment propose des résines cyan-magenta-jaune (système de couleurs soustractives), des résines stop-bande dans l'infrarouge, et des résines noires qui bloquent tout le visible.

Ces résines sont adaptées pour être déposées sur des pixels de petites dimensions ($1,4 \mu\text{m}$ pour ce qui concerne les résines "Color Mosaic 5ème génération" de Fujifilm), et peuvent avoir une épaisseur ne dépassant pas quelques centaines de nanomètres.



(a) Filtres RGB (passe-bande) [42].

(b) Filtres Black (coupe-bande sur tout le VIS) [43].

FIGURE I.13 – Transmissions de filtres en résine de chez Fujifilm (Color Mosaic) ayant des fonctions spectrales dans le VIS.

L'inconvénient principal du filtrage par des résines est leur largeur de bande spectrale. Les plus fines bandes observées sont de l'ordre de la centaine de nanomètres, ce qui ne permet pas de faire de la spectrométrie de précision. De plus, les longueurs d'onde centrales ne semblent pas ajustables à souhait, ce qui peut être un frein supplémentaire. L'autre inconvénient des résines organiques, sur un aspect plutôt fabrication, est qu'elles se dégradent pour des températures supérieures à $\sim 260^{\circ}\text{C}$. Il n'est ainsi pas possible de déposer par dessus ces dernières des matériaux inorganiques qui peuvent présenter des températures de dépôt plus élevées, comme du silicium amorphe ou un oxyde de passivation.

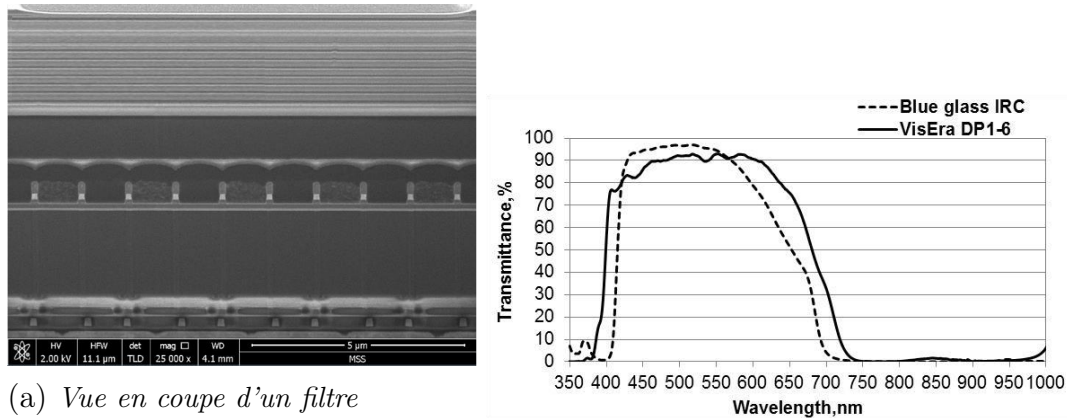
b. Les filtres interférentiels

Les filtres interférentiels sont des empilements de une à plusieurs couches minces de matériaux diélectriques. Lorsque le faisceau lumineux traverse l'empilement du filtre, il rencontre de nombreuses interfaces sur lesquelles il va se réfléchir en partie. Tout l'enjeu du design de ce type de filtre est de faire interférer les différents rayons transmis et réfléchis entre eux pour moduler la transmission en sortie, en visant généralement soit une forte transmission soit une forte réflexion.

Pour se faire, il est possible de varier les matériaux, les épaisseurs de couches, ainsi que leur nombre et leur ordre de placement. On vient ainsi modifier principalement le déphasage de l'onde dû à la distance parcourue de même que les coefficients de réflexion à chaque interface. Le fonctionnement de ce type de structure est très connu et documenté [23], [44].

Du fait de cette grande variabilité de design, un filtre interférentiel peut être large bande, ce qui est le cas du filtre représenté figure I.14, ou à bande étroite comme l'illustre les différentes cavité Fabry-Perot du capteur hyperspectral snapshot de l'IMEC (fig. I.15).

Cas particulier des filtres à cavité Fabry-Perot (FPC). La FPC est un type particulier de filtre interférentiel passe-bande dont la réponse est une lorentzienne centrée sur la longueur d'onde de résonance λ_R . Elle est composé d'une cavité d'épaisseur



(a) *Vue en coupe d'un filtre interférentiel IR-cut placé au-dessus d'une matrice de pixels RGB. On distingue l'empilement de plusieurs dizaines de couches épaisses de quelques dizaines de nanomètres.*

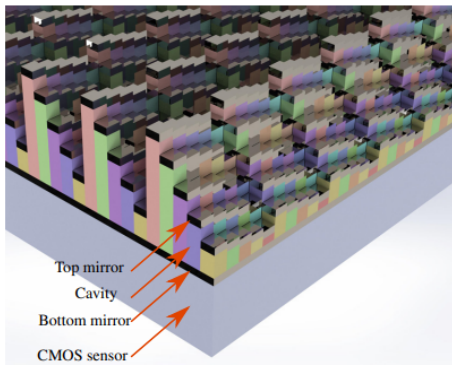
(b) *Spectre en transmission associé à l'IR-cut présenté en (a).*

FIGURE I.14 – *Illustration d'un filtre interférentiel large bande dit "IR-cut" (bloque l'IR tout en transmettant le VIS) [45]. Il est généralement utilisé en complément des filtres RGB en résine, qui présentent une composante spectrale dans l'IR dégradant la qualité de l'image.*

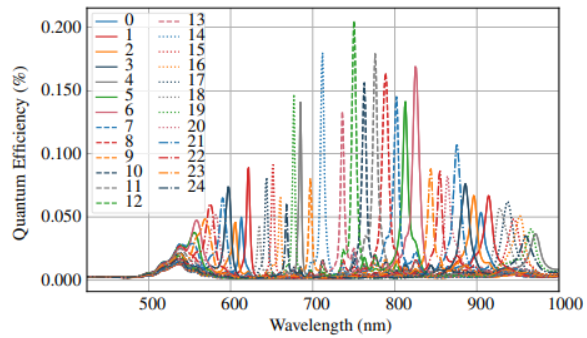
$\frac{\lambda_R}{2}$ encadrée de part et d'autre de miroirs, ceux-ci pouvant être métalliques ou diélectriques. Suivant la largeur du domaine spectral d'intérêt, une FPC présente une ou plusieurs résonances, qui se répètent alors périodiquement [44].

Ce type de filtre est ajustable en longueur d'onde en modifiant l'épaisseur de la cavité résonante, et la largeur de sa résonance est adaptable en fonction du pouvoir réfléchissant des miroirs utilisés, ce qui en fait un bon candidat pour réaliser des filtres pour applications d'analyse multispectrale. D'ailleurs, l'IMEC a notamment développé une matrice de filtres en FPC illustrée figure I.15 - (a) pour faire de l'imagerie hyperspectrale [46]. Cette mosaïque de filtres présente 25 canaux spectraux différents répartis sur la majeure partie du VIS jusqu'au NIR, dont les transmissions (modulo les performances du capteur) sont représentées sur le graphe de la fig. I.15 - (b).

Les inconvénients majeurs des filtres interférentiels sont dus à des problématiques de production et d'intégration. D'une part, un filtre étroit nécessite plusieurs dizaines de couches superposées, ce qui est coûteux à produire, en plus d'ajouter une épaisseur de plusieurs micromètres aux pixels. De plus, l'empilement doit être gravé et redéposé pour chaque longueur d'onde visée, ce qui complexifie grandement l'intégration. D'autre part, les techniques de dépôt classiques de ces couches, appelées dépôts conformes, ne permettent pas de résoudre de très petits pas pixel, ce qui limite le nombre de filtres intégrables sur la surface du capteur. A noter que les cavités Fabry-Perot de l'exemple fig. I.15 sont a priori réalisées par un procédé de photolithographie grayscale pour résoudre des dimensions si petites et variées. A ce jour, cette technologie n'est pas un procédé standard de ligne de production CMOS et présente des challenges importants de maîtrise de l'épaisseur et de la variation d'épaisseur.



(a) Schéma de la matrice des 25 cavités Fabry-Perot du capteur hyperspectral de l'IMEC.



(b) Données spectrales de ces 25 filtres en termes de QE du capteur.

FIGURE I.15 – Illustration d'une matrice de filtres interférentiels à bande étroite (structures FPC). Les images sont issues de [47], d'après les filtres présentés dans [46].

c. Les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont généralement des matériaux organiques qui se caractérisent par leur état de la matière, qui est à mi-chemin entre les états solides et liquides, avec un ordre orientationnel pouvant subsister sans ordre de distance. Ils présentent un certain nombre de propriétés physiques remarquables, dont une propriété de biréfringence qui dépend notamment de la température et de la tension qui leur est appliquée. C'est cette biréfringence qui est exploitée dans les filtres accordables à cristaux liquides (LCTF pour Liquid Crystal Tunable Filter) pour des applications multispectrales et hyperspectrales. Associé à des polariseurs, une couche de cristaux liquides permet de retarder une onde incidente en fonction de sa polarisation et de sa longueur d'onde [48]. Une association en série de plusieurs assemblages polariseurs/cristaux liquides d'états de polarisation et épaisseurs différentes permettent de sélectionner une longueur d'onde passante avec une largeur de bande de quelques nanomètres. Le changement de biréfringence par l'application d'une tension au système change cette longueur d'onde, ce qui lui permet de balayer une large bande spectrale, typiquement de 300 nm à 2.5 μm [49], [50]. Ces filtres sont ainsi bien adaptés pour être utilisés avec des capteurs CMOS ou CCD, notamment pour faire de l'imagerie.

d. Les réseaux résonnants

Les réseaux résonnants sont des arrangements périodiques dans une (périodique 1D) ou deux directions orthogonales (périodique 2D) de motifs d'un matériau A dans un matériau B. Le plan contenant les réseaux est généralement normal à la lumière incidente à filtrer. Le réseau, dont la période est de l'ordre de la longueur d'onde filtrée, diffracte la lumière de sorte à créer une condition d'accord de phase entre cette dernière et un des modes porté par la structure. Il y a alors couplage entre la lumière incidente et la structure, menant à une résonance. Cette résonance, dont la forme diffère suivant les matériaux et la géométrie de la structure, est l'effet filtrant recherché.

L'accord de mode s'écrit sous la forme

$$k_{structure} = k_{incident,\parallel} + K_{m,n}, (m, n) \in Z^2 \quad (I.2)$$

où $k_{structure}$ et $k_{incident,\parallel}$ sont les vecteurs d'onde respectivement du mode de la structure et de l'onde incidente, et $K_{m,n}$ est le vecteur réciproque du réseau, $K_{m,n} = m\frac{2\pi}{\Lambda_x} + n\frac{2\pi}{\Lambda_y}$ avec Λ_x (resp. Λ_y) la période du réseau dans la direction x (resp. y). Pour un réseau 1D périodique suivant x , $n = 0$.

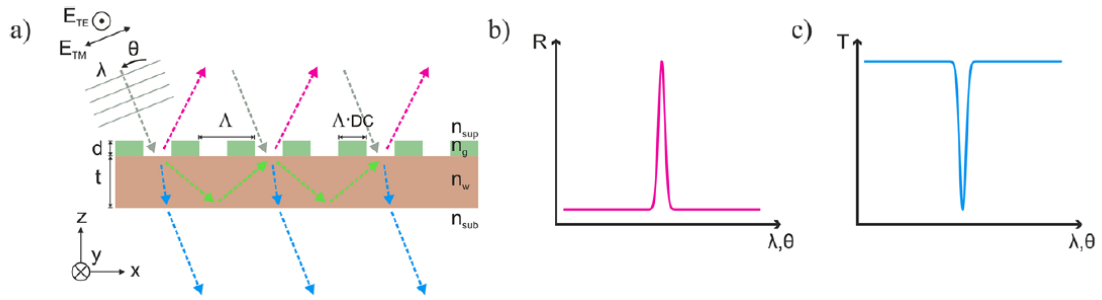
Les vecteurs d'onde k dépendant de la longueur d'onde et le vecteur du réseau K dépendant de sa période, cette équation établit un lien direct entre la longueur d'onde de couplage et la période. On peut ainsi en déduire qu'un changement de la période va entraîner un changement des longueurs d'ondes filtrées par la structure, rendant ce type de structure accordable par changement de période.

Les modes photoniques qui se sont distingués pour des applications d'analyse spectrale sont les modes guidés dans des structures en matériaux diélectriques, et les plasmons de surface guidés à la surface d'une interface métallique [51].

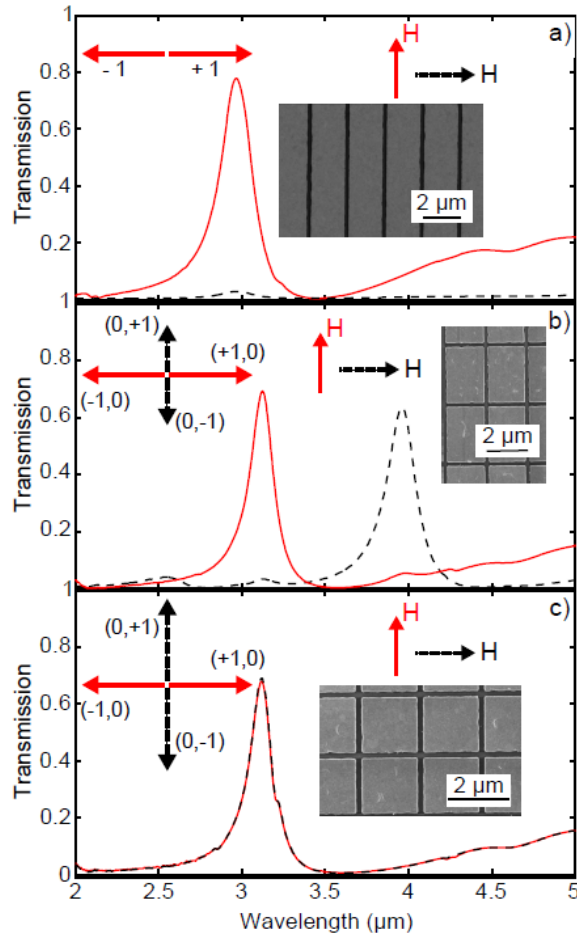
i. Les réseaux à résonance de modes guidés Les réseaux à résonance de modes guidés (GMR pour Guided-Mode Resonance), encore dénommés RWG (pour Resonant Waveguide Grating), sont typiquement constitués d'un réseau de diffraction, qui peut être diélectrique (fig. III.1 - (a)) ou métallique (fig. III.1 - (b)), surplombant un guide d'onde. Ce dernier se résume généralement à une couche de matériau diélectrique d'indice plus élevé que le matériau diélectrique qui l'entoure, de sorte à confiner une partie de la lumière qui peut alors s'y propager. La structure de guide possède un certain nombre de modes guidés qui lui sont intrinsèques ; la lumière incidente, sous certaines conditions réalisées via le rôle du réseau, excite un ou plusieurs de ces modes guidés. La résonance résultante du couplage entre la lumière incidente et un des modes du guide réfléchit la lumière incidente dans le cas d'un réseau diélectrique (fig. III.1 - (a)), et transmet cette dernière dans le cas d'un réseau métallique (fig. III.1 - (b)) . La largeur spectrale de la réponse est de quelques nanomètres, pour une forte amplitude relative.

Il est à noter qu'en réalité, tout réseau périodique diélectrique supporte des résonances de mode guidé, que ses structurations soient sur, sous ou au milieu de couches uniformes. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'ajouter une composante "guidante" planaire à la partie structurée du réseau pour obtenir des résonances.

ii. Les filtres plasmoniques Un filtre plasmonique est constitué d'une couche métallique dans lequel est gravé un réseau diélectrique traversant. Grâce au réseau, l'onde incidente excite des plasmons de surface à l'interface entre le métal et le milieu diélectrique. Il en résulte un phénomène appelé "Transmission Optique Extraordinaire", qui donne un pic en transmission, large d'une centaine de nanomètres, dans le visible notamment. Ce type de filtre a déjà fait l'objet d'une étude au sein d'ST, dans le cadre d'une autre thèse CIFRE [11] ; nous ne nous étendrons pas davantage sur le sujet. Un exemple de transmission de ce type de filtre, tiré de cette étude, est montré dans la figure I.17.



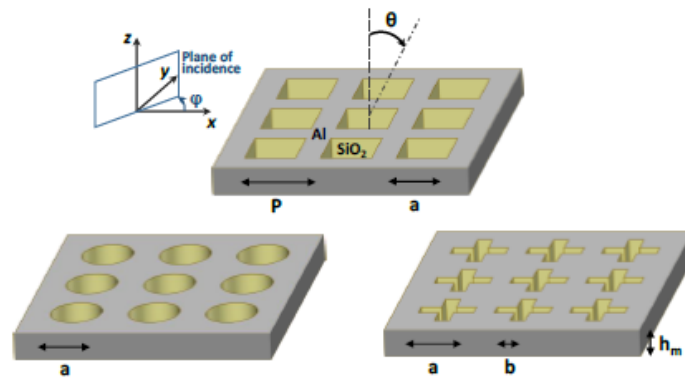
(a) RWG tout diélectrique [52].



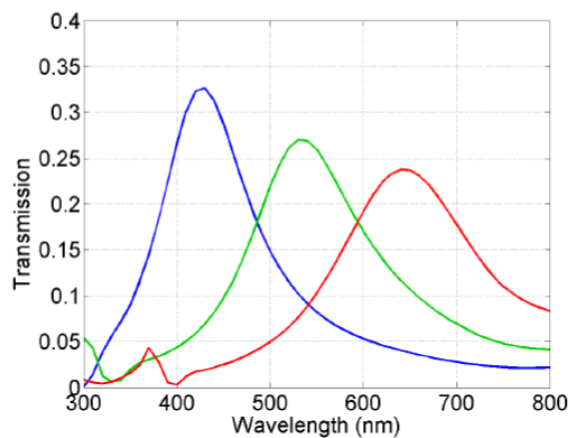
(b) RWG en partie métallique [53].

FIGURE I.16 – Structures de RWGs de différents types de matériaux, avec leurs réponses spectrales.

iii. Les réseaux zéro contraste (ZCG) Le ZCG est un cas particulier de RWG diélectrique où ce dernier est composé exclusivement d'un réseau d'un matériau d'indice fort dans un milieu d'indice faible, en Si dans l'exemple illustré fig. I.18. Comme on peut le voir sur le graphe représentant la réponse spectrale du ZCG présenté, la résonance transmet la lumière, au lieu de la rejeter comme dans un RWG diélectrique classique, rendant cette structure attrayante. Nous l'examinerons plus en détail dans le quatrième chapitre, dans la partie I)5)b.



(a) Schémas de réseaux plasmoniques. Ces derniers sont composés exclusivement d'une structure en aluminium remplie d'oxyde.



(b) Spectres en transmissions de filtres RGB plasmoniques.

FIGURE I.17 – Exemples de filtres plasmoniques étudiés dans la thèse de R. Girard-Desprolet [11].

e. Les métasurfaces obtenues par optimisation numérique

Ce type d'objet s'éloigne un peu des filtres, car il est la plupart du temps plus complexe qu'un simple filtre. Néanmoins il sert à la discrimination en longueur d'onde de la lumière incidente, et devient de plus en plus tendance.

Il s'agit de structures du type métasurfaces voire métamatériaux pour l'étendre au 3D dont le design est produit par optimisation numérique. Le but étant que la méthode de calcul trouve une structure binaire qui agit sur la lumière de telle sorte qu'à une entrée donnée, la sortie soit celle demandée. Il est ainsi possible, comme montré dans l'exemple de la figure I.19, d'orienter spatialement les rayons lumineux en fonction de leur longueur d'onde pour que la bonne couleur arrive sur le bon pixel. Les résultats sont prometteurs, mais la réalisation de telles structures est encore compliquée avec les technologies existantes. Néanmoins certaines commencent à voir le jour, comme dans les exemples de routeur couleur visant à répartir la lumière en une matrice de Bayer sans l'utilisation de filtres [55], [56].

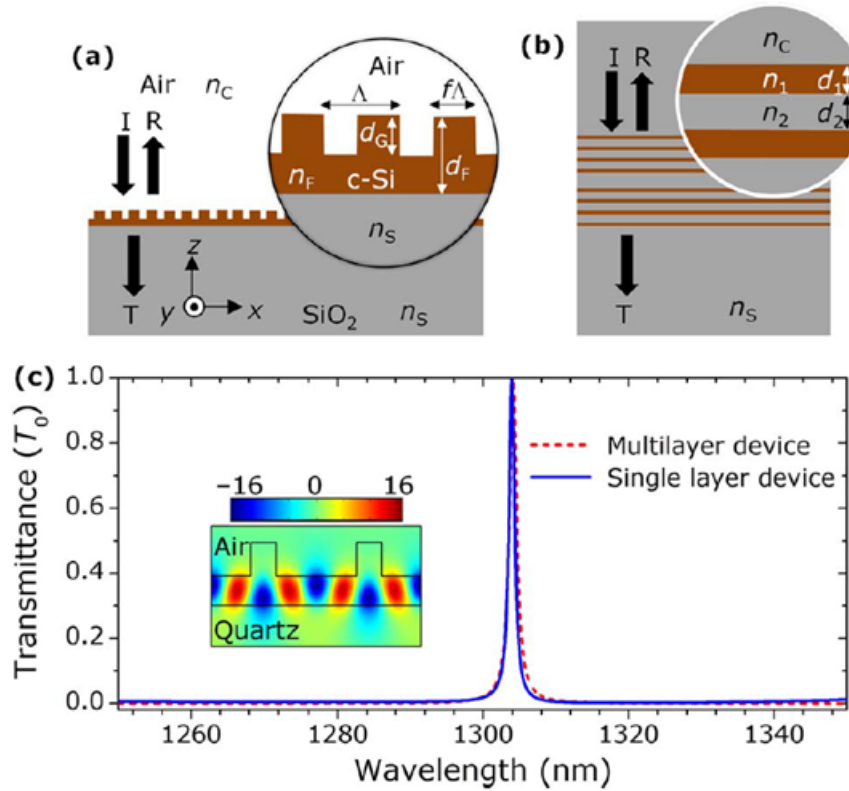


FIGURE I.18 – Exemple d'un ZCG, dont la réponse spectrale est comparable à celle d'un filtre interférentiel passe-bande à bande étroite [54].

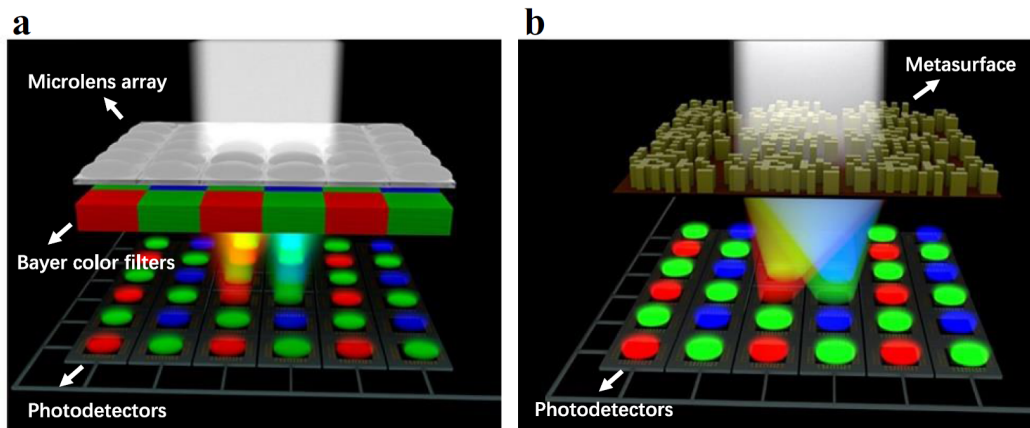


FIGURE I.19 – Exemple d'un routeur couleur RGB en métasurfaces obtenu par un algorithme d'optimisation [56]. (a) Schéma d'un système traditionnel d'imagerie avec des filtres colorés Bayer, des microlens et le CIS; (b) Schéma d'un système d'imagerie avec un routeur couleur de type Bayer à base de métasurface et un CIS. D'une certaine manière la métasurface fait office de microlentille et de filtre, gagnant ainsi en compacité, de même qu'en performance puisque la lumière est en théorie intégralement redirigée vers l'un des trois canaux, sans perte.

III) Des filtres à réseaux pour des applications multispectrales sur CIS

Récapitulons ce que nous avons vu dans ce premier chapitre.

Nous souhaitons réaliser un spectromètre portatif grand public, en nous appuyant sur une technologie compatible CMOS.

Nous avons vu qu'un capteur CMOS était composé d'une photodiode, reliée à une partie électronique pour la récupération et le traitement du signal produit par cette dernière, et d'une partie optique comprenant au minimum un filtre. La photodiode est sensible à un rayonnement dans les domaines du visible et du proche infrarouge, c'est-à-dire d'environ 380 nm à 1100 nm. Le filtre a pour rôle de discerner les rayons lumineux que l'on souhaite récupérer et quantifier en fonction de certaines de leurs propriétés. La plus répandue est la discrimination de la lumière en fonction de sa longueur d'onde, pour des applications d'imageur couleur ou de mesure d'intensité spectrale. Pour réaliser un spectromètre avec un capteur CMOS, il est ainsi envisagé d'intégrer à ce dernier des filtres aux fonctions spectrales appropriées, de manière assez dense, sans toutefois rechercher la taille des pixels d'imageurs RGB.

Nous avons également vu que pour prétendre à des performances de spectromètre, il faut que le système échantillonne le spectre reçu avec une largeur de bande à mi-hauteur d'environ 10 nm. Il faut également pouvoir couvrir toute la gamme spectrale à mesurer, à savoir le visible et le proche infrarouge, et donc utiliser un grand nombre de canaux spectraux distincts, plusieurs dizaines typiquement. Enfin, il faut pouvoir fabriquer ces filtres uniquement à l'aide des technologies dédiées à la fabrication de composants CMOS.

Une structure de filtre candidate qui semble satisfaire à ces critères est le réseau à résonance de modes guidés. En effet, ce type de structure permet d'obtenir des filtres avec de fines bandes spectrales, de l'ordre de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres. De plus, grâce à leur accordabilité par modification de leur géométrie, les réseaux résonants ont des avantages sur les plans de la performance et de la réalisation. En termes de performance, un jeu de réseaux avec des géométries différentes permet de couvrir de larges zones spectrales, ce qui, couplé à des matériaux adéquats, conduirait à parcourir tout le visible et le proche infrarouge. En termes de réalisation, il est possible de fabriquer ce jeu de filtres avec des matériaux accessibles sur une ligne de production CMOS, et en une seule étape de photolithographie. Ce choix de process a l'important avantage de fabriquer des structures filtrantes à bas-coût, car en masse et en peu d'étapes, avec des matériaux communs.

Nous avons ainsi choisi dans cette thèse d'explorer la solution de filtrage par réseaux résonants, à intégrer sur capteur CMOS, pour réaliser un spectromètre portatif faible coût fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge. Pour des raisons de coût et de développement, nous avons choisi d'étudier les réseaux résonants uniquement en matériaux diélectriques, sans métal. Ainsi,

ces réseaux seront constitués exclusivement, mais pas nécessairement, de silicium, de nitrure de silicium et d'oxyde de silicium.

Pour ce faire, nous aurons à notre disposition à la fois des outils de simulation optique, les moyens de faire fabriquer des structures sur la plateforme de fabrication 300 mm de STMicroelectronics Crolles, d'après les designs que nous auront définis, et les moyens de mesurer les dispositifs pour évaluer leurs performances au CEA Leti.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse sont présentés dans ce manuscrit dans l'ordre qui suit : tout d'abord, nous concentrerons nos efforts sur la compréhension du fonctionnement d'un simple RWG, menant à la réalisation des premiers designs. Puis, afin d'améliorer certains aspects problématiques du RWG, nous étudierons des structures de RWG complexifiées. Nous verrons dans un chapitre dédié la partie fabrication de ces filtres. Et enfin nous nous pencherons sur le fonctionnement des dispositifs étudiés précédemment dans leurs cas d'utilisation, notamment vis-à-vis de conditions spectrales et angulaires représentatives de scènes d'intérêt. En conclusion, nous statuerons sur le choix de cette technologie pour réaliser un spectromètre embarqué compatible CMOS.

Chapitre II

Les filtres à résonance de modes guidés

Une architecture propice au développement d'un spectromètre à partir d'un capteur CMOS est d'intégrer à ce dernier une matrice de filtres optiques dont chaque élément filtrerait un canal spectral bien spécifique, et dont la transmission serait rendue par un ensemble de pixels. Le cahier des charges à respecter est de pouvoir, avec l'ensemble de ces filtres, couvrir tout le domaine spectral exploitable par une photodiode en silicium, à savoir le domaine englobant le visible et le proche infrarouge. Cibler une largeur de bande de 5 à 10 nm impliquerait que la matrice soit composée typiquement d'une centaine de filtres différents.

Parmi les différentes structures de filtres possibles, nous avons opté pour les filtres à résonance de modes guidés (RWG), autrement appelés réseaux résonants. Il s'agit de structures diélectriques périodiques dans le plan normal à la direction d'incidence de la lumière et qui résonnent sous certaines conditions, donnant lieu à l'effet filtrant qui nous intéresse. La figure II.1 représente schématiquement un RWG 1D typique, constitué d'une couche guidante dont l'une des faces est gravée en réseau périodique dans la direction z .

Ce chapitre porte principalement sur l'illustration des mécanismes de fonctionnement de ce type de structure à des fins de filtrage. Cette étude sera néanmoins orientée pour réaliser des designs de filtres qui puissent être ensuite fabriqués et mesurés. Cet objectif de fabrication, à court terme qui plus est, impose à la fois des contraintes sur ce qu'il est possible de fabriquer comme structures et sur la méthode de conception de la matrice de filtres. Cette étude ne sera donc pas exhaustive sur les RWGs en général, mais sera centrée sur des architectures privilégiées de RWGs.

Nous bénéficions du développement process déjà réalisé chez ST pour fabriquer des réseaux de nanodisques. En contrepartie, un certain nombre de contraintes nous sont imposées :

- les matériaux à utiliser sont limités au SiO_2 , au SiN et au Si , sous ses formes amorphe et polycristalline.
- les motifs des réseaux sont des cylindres (issus de masques en forme de disque), pouvant être mis en forme suivant deux versions au contraste d'indice très différent : soit un réseau de trous en SiO_2 dans une couche de SiN ; soit un réseau de nanodisques de Si dans du SiO_2 .

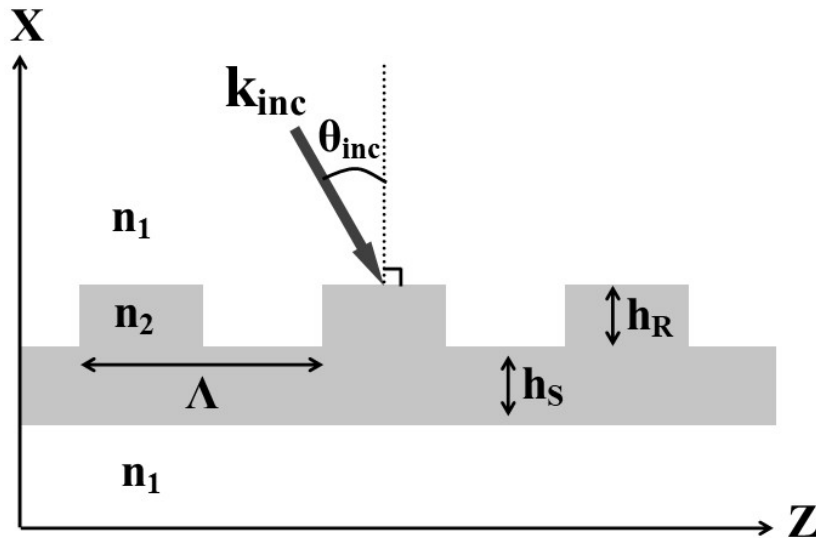


FIGURE II.1 – Schéma d'un RWG 1D, de période Λ , d'indice $n_2 > n_1$, de hauteur gravée h_R et non gravée h_S . k_{inc} représente l'onde incidente qui éclaire le RWG, de longueur d'onde λ et arrivant avec un angle θ_{inc} : $k_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin(\theta_{inc})$.

- les dimensions critiques (CDs) minimales accessibles en photolithographie imposent une limite basse des diamètres des cylindres et des espaces entre les cylindres.
- les épaisseurs des différentes couches demandant un développement individuel spécifique, nous avons accès à seulement certaines épaisseurs prédéfinies, de l'ordre de quelques dizaines à la centaine de nanomètres.
- en fin de fabrication, le réseau est entouré de part et d'autre de différentes couches de matériaux diélectriques, nécessaires notamment pour la fabrication, mais qui ont un impact non négligeable sur le fonctionnement optique du composant.
- les réseaux seront 2D, c'est-à-dire périodiques dans deux directions du plan.

Ainsi, les RWGs que nous envisageons sont de deux formes, illustrées fig. II.2 : un réseau sur un socle avec des épaisseurs ne dépassant pas la centaine de nanomètres chacune, ou alors un réseau épais (sans socle). Nous appelons "socle" une couche pleine d'épaisseur finie accolée au réseau, et d'indice optique plus élevé que le substrat/superstrat. De plus, ce socle sera en nitrure (SiN), et le réseau adjacent sera soit un réseau de trous d'oxyde (SiO₂) dans une couche de nitrure, soit un réseau de cylindres de silicium dans de l'oxyde. Pour des raisons de simplicité, la plupart des réseaux 2D étudiés sont à maille carrée.

L'enjeu sera d'une part de savoir comment obtenir une résonance à la longueur d'onde souhaitée, et d'autre part de déterminer tous les leviers dont dépend cette résonance, afin de maîtriser les tenants et aboutissants de la conception des filtres (dans les limites indiquées).

Pour ce faire, deux approches théoriques nous seront utiles : l'approche "modes guidés", et l'approche "modes de Bloch". La première consiste à considérer que la

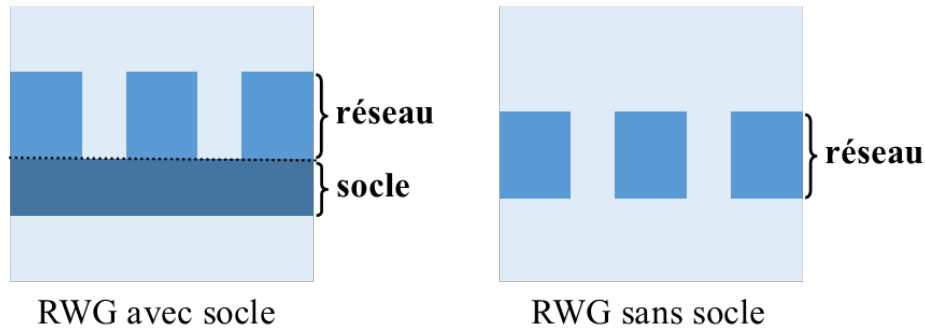


FIGURE II.2 – Schémas de RWGs avec et sans socle.

structure d'un RWG est en capacité de contenir au moins un mode propre électromagnétique pouvant s'y propager suite à une excitation externe. En découle plusieurs propriétés liées à ce phénomène. La deuxième concerne les structures périodiques, originellement les réseaux cristallins en physique du solide, et confère d'autres propriétés à la lumière dans ce type de structure. Ces approches sont complémentaires pour décrire le phénomène de résonance qui a lieu dans un RWG. Nous les développerons tout au long de ce chapitre.

Dans ce chapitre, nous commençons par exploiter une expression de la résonance en réflexion issue de [57] pour faire un premier lien entre les paramètres optogéométriques d'un RWG 1D classique et la réponse spectrale de ce dernier (I). Puis nous étudions plus précisément l'impact de la variation de certains paramètres géométriques sur la réponse spectrale, en nous basant sur des structures proches de ce que nous souhaitons fabriquer (II). Les exemples d'étude sont principalement des RWGs 1D, mais un parallèle avec des structures de RWGs 2D est réalisé tout au long de cette section, dans des encarts dédiés. Enfin, nous apportons une conclusion à ce chapitre (III).

I) Expression de la résonance en réflexion

Un RWG doit supporter au moins un mode guidé dans la gamme de longueurs d'onde considérée pour présenter une résonance. Une structure possède un mode guidé lorsque ses dimensions et matériaux permettent de confiner et propager la lumière le long de la structure à une longueur d'onde donnée. Le guide d'onde typique en 1D est une couche plane d'indice n_2 dans un milieu d'indice n_1 de telle sorte que $n_2 > n_1$. La lumière guidée est confinée dans la direction x et se propage dans la direction z , suivant un mode propre solution des équations de Maxwell sans source prenant en compte les conditions de passage d'un milieu à l'autre, le guidage étant essentiellement permis par la réflexion totale interne, comme il est bien connu.

Le réseau, grâce à sa périodicité, permet sous certaines conditions d'accorder la phase du faisceau incident à celui du mode guidé. Il y a alors couplage entre les deux oscillateurs que sont l'onde incidente et le mode guidé, ce qui a pour conséquence d'exciter ce dernier et de faire se propager de la lumière dans la structure. Cet accord de phase est décrit par la loi des réseaux (éq. (II.1)), sans avoir besoin de préciser s'il

y a ou non des modes guidés en sortie. En effet, cette loi nous dit que sous certaines conditions de longueur d'onde et d'angle incident, un faisceau incident arrivant sur un réseau est diffracté suivant un nombre fini et déterminé de directions.

$$k_{\parallel,i} - k_{\parallel,t} = pK, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (\text{II.1})$$

où $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ est le vecteur réciproque du réseau avec Λ la période du réseau; $k_{\parallel,i}$ et $k_{\parallel,t}$ sont les projections parallèles au réseau des vecteurs d'onde des faisceaux respectivement incident et transmis par le réseau tels que $k_{\parallel,i} = k_0 n_1 \sin(\theta_i)$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde du faisceau dans le vide (resp. t, n_2 et θ_t).

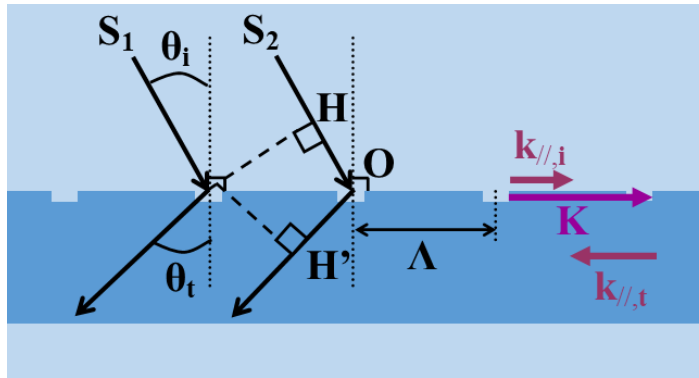


FIGURE II.3 – Schéma de la diffraction par un réseau périodique.

On peut retrouver l'expression (II.1) à partir de la figure II.3, en calculant la différence de marche entre les faisceaux (S_1) et (S_2) de sorte à ce que cette différence soit un multiple de la longueur d'onde, pour avoir une interférence constructive des rayons, soit $\hat{H}O + \hat{O}H' = m\lambda, m \in \mathbb{Z}$. Le vecteur d'onde $k_{\parallel,t}$ résultant est celui qui s'accorde au mode propre de la structure guidante et ainsi l'excite.

Nous n'avons pas évoqué l'aspect discret des modes guidés 1D car justement, le couplage par le réseau les transforme en résonance faisant partie d'un continuum (mode étendu). En effet, le champ électrique de ce mode rayonne en dehors du RWG en se découplant par le même réseau : d'un point de vue macroscopique, le RWG réfléchit la lumière qu'il a reçu, par exemple sous forme d'onde plane s'il a reçu une onde plane. L'amplitude de cette réflexion peut être décrite par l'expression phénoménologique suivante, issue de [57] :

$$r(k) = r_0 + \frac{a_p}{k - \beta - j\alpha} \quad (\text{II.2})$$

où r_0 est la réflexion du système en dehors de la résonance, ce que nous appellerons par la suite la réflexion de fond (ou transmission de fond le cas échéant), k est le vecteur d'onde qui décrit la lumière incidente le long de l'axe du guide, β est la constante de propagation du mode guidé, α est le coefficient de radiation de la structure, et a_p est une constante complexe qui dépend des coefficients de couplage intrinsèques à la structure. Suivant la valeur de a_p , la courbe $r(k)$ a une forme de résonance plus ou moins asymétrique. Dans le cas symétrique, cette dernière est une lorentzienne, mais

plus généralement on parle de courbe de Fano. Cette expression découle de deux descriptions du phénomène de résonance dans ce type de structure : l'une est davantage phénoménologique et consiste à exprimer le spectre en transmission ou réflexion de ce type de résonance à l'aide de pôles et de zéros [58], [59] ; l'autre est la théorie des ondes couplées [60], [61], dite aussi méthode modale de Fourier, très utilisée lorsque le problème met en œuvre un couplage par un réseau.

Cette expression est donnée en fonction de k réel, mais il est possible de la donner en fonction de la longueur d'onde λ , pour une fréquence $\nu = c/\lambda$ également réelle. Pour cela, nous considérons que le réseau est de dimension infinie et les matériaux qui le composent non absorbants et non dispersifs. Ainsi, modes guidés et modes quasi-normaux sont équivalents, et il y a équivalence entre les dispersions décrites par $k(\omega)$ et $\omega(k)$. Dans le cas présent, $k = \frac{2\pi}{\Lambda} n_{sup} \sin(\theta_i) - \frac{2\pi}{\Lambda}$ (expression que l'on retrouve dans [57] où Λ est la période du réseau).

Nous allons maintenant nous intéresser au rôle de chacun des paramètres phénoménologiques présents dans cette expression de la réflexion en faisant le lien avec les paramètres géométriques de la structure.

1) La constante de propagation β

Dans l'équation décrivant le comportement de la réflexion à la résonance, $k = \beta$ est la valeur pour laquelle la réflexion est extrémale, autrement dit la position de résonance. Voyons de quoi β dépend.

Considérons un guide d'onde plan, d'épaisseur h_c dans la direction x , et invariant dans les directions y et z . (voir figure II.4 - a). L'indice du cœur vaut $n_2 > n_1$. Nous supposons que cette structure supporte au moins un mode guidé, confinant le champ électrique dans le cœur du guide. Ce mode est décrit par sa constante de propagation β . Par analogie avec un vecteur d'onde, on définit son indice effectif n_{eff} tel que $\beta = n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde à laquelle se propage le mode. Par symétrie suivant tout plan contenant l'axe x , on sépare le champ électromagnétique guidé en deux polarisations : la polarisation TE (Transverse Electrique) où le champ E est parallèle aux interfaces et est décrit par sa composante E_y (H présente alors deux composantes suivant x et z) ; la polarisation TM (Transverse Magnétique) où le champ H est parallèle aux interfaces et est décrit par sa composante H_y . Pour toutes les considérations qui suivent, nous nous intéressons uniquement aux modes TE.

Connaissant la forme du champ électrique, c'est-à-dire se propageant dans le cœur et évanescant dans les substrats et superstrats, on peut déterminer n_{eff} . Pour cela, d'une part on injecte l'expression du champ dans l'équation d'Helmholtz découlant des équations de Maxwell, dont le champ est solution et dont n_{eff}^2 est une valeur propre discrète pour un mode guidé. D'autre part, on utilise la continuité du champ aux interfaces pour les composantes E_y et H_z pour mettre à jour toutes les constantes du problème. Il est également possible, une fois toutes ces constantes exprimées en des termes connus, de trouver n_{eff} en résolvant l'équation transcendante (II.3) conditionnant la phase de

l'onde pour qu'elle puisse se propager.

$$h_c k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} - \arctan \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}}{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right) - \arctan \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}}{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right) = m\pi, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (\text{II.3})$$

où m correspond à l'ordre des modes. Ainsi, $m = 0$ correspond au mode fondamental. L'existence d'autres solutions pour $m > 0$ signifie qu'à la longueur d'onde considérée, le guide comporte plusieurs modes, avec $n_{eff,m} > n_{eff,m+1}$. L'équation de phase met en avant la dépendance de n_{eff} aux indices des matériaux constitutifs ainsi que la dépendance à la structure via l'épaisseur du cœur du guide.

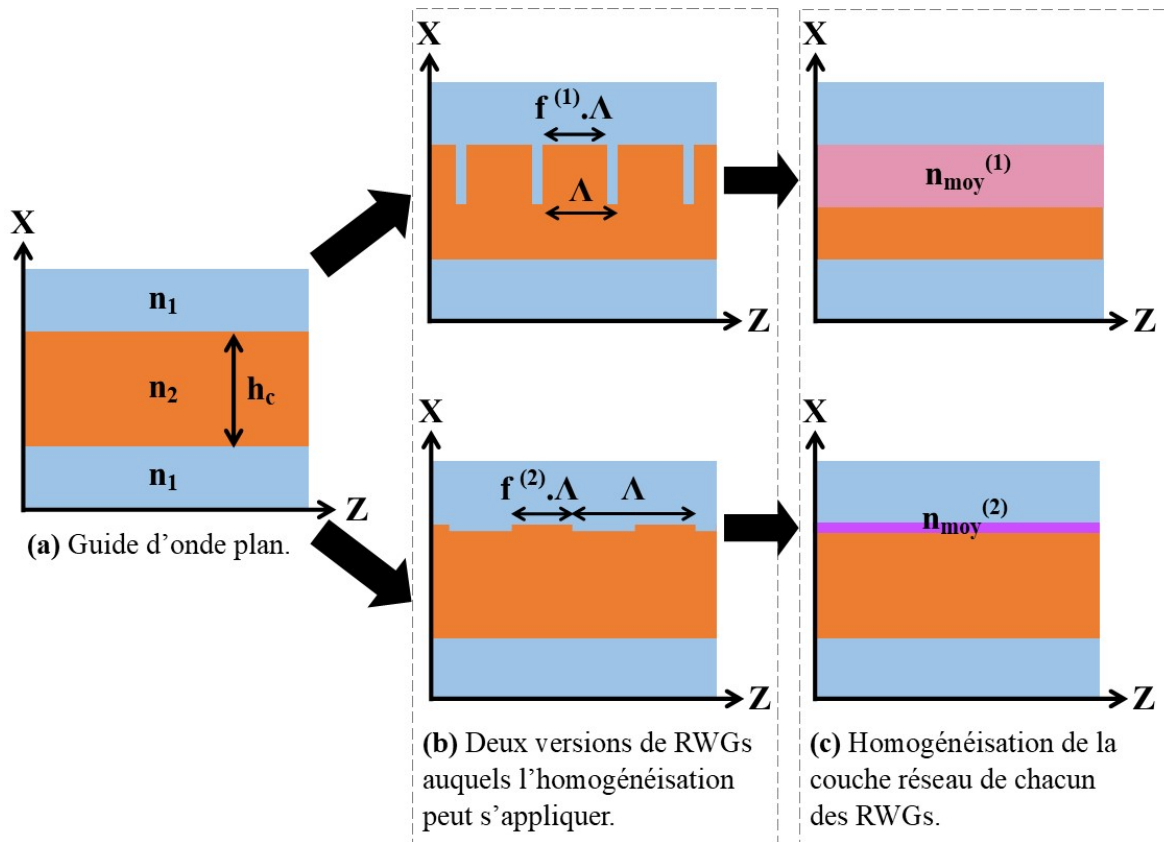


FIGURE II.4 – Schématisation de l'homogénéisation d'un réseau de RWG, avec le système multicouche équivalent. Vu que $f^{(1)} > f^{(2)}$ et $n_2 > n_1$, $n_{moy}^{(1)} > n_{moy}^{(2)}$.

Maintenant, considérons que ce guide n'est pas intégralement plein, mais plutôt qu'il a des tranchées creusées à sa surface, réparties périodiquement sur toute sa longueur, constituant ainsi un RWG avec un réseau sur un socle du même matériau. Dans le cas où la période de ce réseau est largement sub-longueur d'onde et ses tranchées sont peu marquées, c'est-à-dire soit peu profondes et larges, soit profondes et étroites (voir figure II.4 - b), on est dans ce que l'on appelle le régime d'homogénéisation. On peut alors considérer que l'épaisseur constituée du réseau est une couche homogène d'un matériau d'indice effectif (au sens de moyen) n_{moy} que l'on calcule en 1D comme une

moyenne pondérée des matériaux composant le réseau (l'expression de n_{moy} en 2D est plus complexe) [62], [63].

$$n_{moy}^{TE} = \sqrt{\epsilon_{moy}} = \sqrt{f\epsilon_2 + (1-f)\epsilon_1} \quad (\text{II.4})$$

$$= \sqrt{fn_2^2 + (1-f)n_1^2} \quad (\text{II.5})$$

Le RWG est alors de nouveau équivalent à un guide d'onde d'indice n_{RWG} tel que $n_{moy} \leq n_{RWG} < n_2$, avec une constante de propagation de mode proche de β .

Si on admet que cette approximation donne bien le mode guidé, on peut tenter de l'étendre hors régime sub-longueur d'onde. On peut alors considérer que la périodicité donne lieu à une résonance, lorsqu'il y a couplage entre l'onde plane qui éclaire la structure et le mode guidé. Ce couplage a lieu lorsque la projection de l'onde incidente diffractée par le réseau sur l'axe de propagation possède la même phase que la constante de propagation du mode, modulo K le vecteur réciproque du réseau. Ce qui se traduit par une simple adaptation de l'équation des réseaux :

$$\beta = k_{\parallel,i} + pK, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (\text{II.6})$$

$$(\text{II.7})$$

où, dans notre cas 1D en incidence plane :

$$k_{\parallel,i} = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin(\theta_i) \quad (\text{II.8})$$

β prend la place de $k_{\parallel,t}$ de la figure II.3.

La condition de couplage revient à vérifier $k = \beta$ de l'équation (II.2) où $k = k_{\parallel,i} + pK$, qui est la valeur de résonance. Ainsi, la position spectrale de la résonance est directement liée à la valeur de β , ou n_{eff} suivant les considérations, et dépend de la période ainsi que de l'angle d'incidence. Comme on le voit dans les équations (II.3) et (II.5), les paramètres tels que les épaisseurs, les indices des matériaux constituant la structure globale, ainsi que le facteur de remplissage, ont un rôle dans la variation de n_{eff} , et donc sur la position de la résonance.

Pour des considérations spectrales, nous nous intéresserons davantage à n_{eff} que β par la suite. En ce sens, nous pouvons réécrire l'équation de couplage (II.7) de la manière suivante :

$$n_{eff} = n_1 \sin(\theta_i) + p \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (\text{II.9})$$

ce qui nous permet d'appréhender le cas en incidence normale ($\theta_i = 0$), cas que nous envisageons pour concevoir les filtres de nos capteurs :

$$\lambda = \frac{1}{p} \Lambda n_{eff}, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (\text{II.10})$$

Nous savons donc que la longueur d'onde de résonance correspond essentiellement à la position de l'extremum de réflexion, qui est le moment où l'onde incidente excite le mode de la structure.

A la longueur d'onde de résonance nous avons donc une vue du champ modal dans la structure (le champ résonant étant essentiellement le champ d'un mode guidé). C'est ce que nous observons figure II.5 où nous avons relevé les longueurs d'onde de résonance pour différentes épaisseurs de RWG, dans les deux cas extrêmes où l'on peut considérer l'homogénéisation comme pertinente. Nous observons dans ces deux cas la même tendance d'évolution des modes en fonction de l'épaisseur du RWG, qui est pareille à celle d'un guide d'onde [64], [60]. Nous remarquons notamment l'apparition d'un deuxième puis d'un troisième mode, confirmés par leurs profils de champ électrique présentant respectivement un, deux ou trois lobes. Dans ces cas-là la vision "guide d'onde" est appropriée pour décrire et quantifier les phénomènes pertinents pour notre application.

Nous voyons dans cet exemple les limites de design de l'épaisseur pour rester sur un fonctionnement mono-mode (et donc avoir une seule résonance), ainsi que l'amplitude de variation en position sur laquelle nous pouvons jouer pour la conception du filtre suivant la structure traitée. Nous voyons une différence entre les deux structures sur la position initiale de la longueur d'onde de résonance λ_R à la plus petite épaisseur, et sur le fait que la gamme de variation de λ_R vis-à-vis de l'épaisseur est un peu moins grande pour la structure sans socle. Mais globalement, les comportements en termes de λ_R sont similaires, bien que les structures soient très différentes.

Ce comportement assimilable à celui d'un guide d'onde devient moins évident lorsque l'on s'éloigne du régime d'homogénéisation, en creusant davantage les rainures dans le socle ou bien en diminuant le coefficient de remplissage des créneaux. Dans ces cas et bien d'autres, l'approximation qui consiste à moyenniser la couche du réseau telle une couche uniforme ne peut plus s'appliquer car trop grossière et menant à des designs trop approximatifs. Dans ces cas-là, il ne faut pas chercher à avoir un guide planaire équivalent mais de préférence utiliser les modes de Bloch guidés, qui sont les modes propres de ce type de structure. Prenant leur origine de la physique du solide, les modes de Bloch sont les modes qui existent dans une structure périodique. Leur périodicité permet notamment de limiter leur diagramme de dispersion $\omega(k)$, également nommé diagramme de bande, à la première zone de Brillouin. Le bord de zone donne lieu au repliement, qui est une zone de croisement de mode, et est à l'origine des bandes interdites photoniques, zones fréquentielles dans lesquelles $\omega(k)$ n'a pas de solution réelle. L'explication peut se faire en deux étapes : 1) En l'absence de périodicité, le diagramme se replie simplement au bord de la première zone de Brillouin. 2) Un croisement de courbes signifie qu'il y a dégénérescence de modes, à savoir deux modes pour un même (k, ω) . C'est le rôle de la périodicité que de lever cette dégénérescence en couplant ces deux modes : un bandgap se crée, séparant les deux branches de dispersion.

Les branches dans le réseau vide sont $\beta(\omega) + pK$, $p \in \mathbf{Z}$, branches pour lesquelles la quantité $\frac{\partial \beta}{\partial \omega}$ correspond à la vitesse de groupe d'un mode. L'excitation par un faisceau incident vérifiant génériquement $k_{\parallel, i} = n_1 k_0 \sin(\theta_i)$ est représentée par ce que l'on

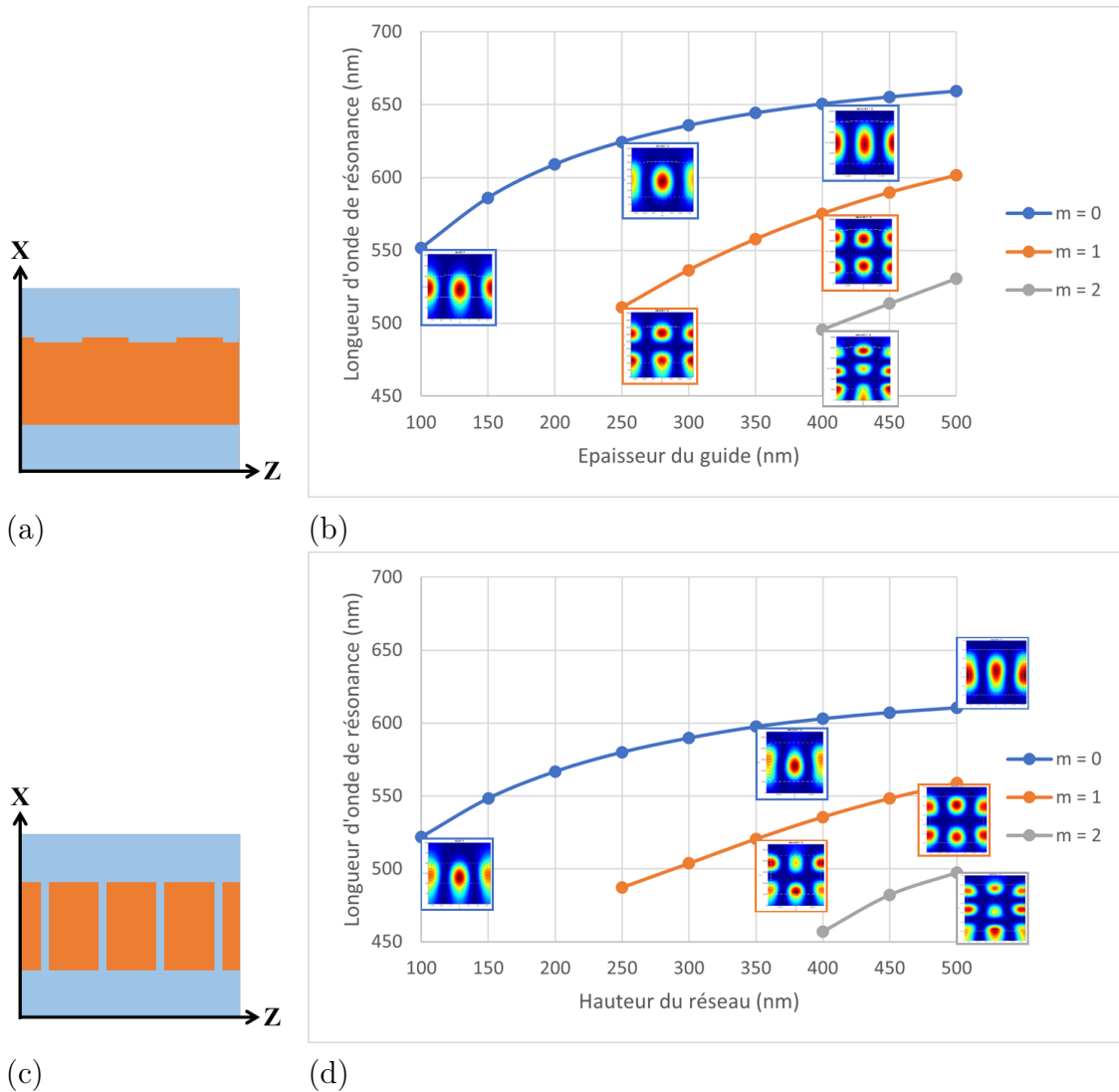


FIGURE II.5 – Evolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'épaisseur du RWG. Les coupes de champ dans la structure mettent en évidence le lien entre l'apparition d'une résonance et la capacité du guide à contenir un mode supplémentaire. (a - b) Cas du RWG avec un socle épais dont l'épaisseur varie et un réseau fin d'une hauteur fixée à 10 nm; (c - d) Cas du RWG sans socle composé d'un réseau épais avec des tranchées étroites (facteur de remplissage de 0.9).

appelle un cône de lumière, délimité par une ligne de lumière. Ce cône de lumière correspond à tous les faisceaux se propageant dans le superstrat jusqu'à un certain angle et pouvant se coupler à la structure, la limite étant l'angle aboutissant à une réflexion totale. Réciproquement, tous les modes se trouvant dans le cône de lumière sont à fuite et peuvent se coupler à une onde plane du cône. Un couplage a lieu avec une onde plane incidente d'angle θ_i donné lorsque la droite correspond $k_{||,i} = n_1 k_0 \sin(\theta_i)$ intercepte une bande d'un mode de Bloch. On retrouve bien l'équation de couplage précédente $n_i k_0 \sin(\theta_i) = \beta + pK$ (qui ne dépendrait que des propriétés d'invariance générale, et non du détail de la structure).

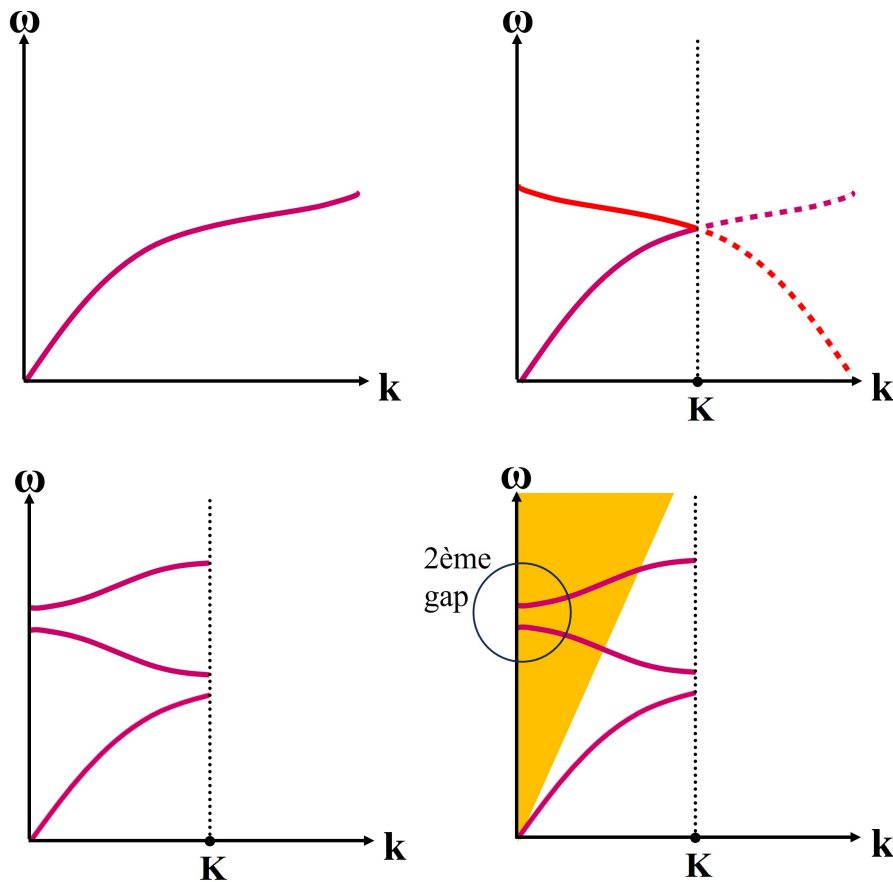


FIGURE II.6 – Schémas de diagrammes de bande : 1) d'un guide d'onde ; 2) d'un guide d'onde avec ajout de conditions périodiques ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$), menant à un repliement dans la première zone de Brillouin ; 3) d'un mode de Bloch guidé, avec créations de gaps là il devrait y avoir dégénérescence (i.e. un couple (k, ω) donnant lieu à deux solutions) ; 4) ajout d'un cône de lumière en jaune, les modes de Bloch deviennent à fuite dans cette zone, on visualise les conditions (k, ω) de couplage. Nous avons mis en évidence le deuxième gap, qui correspond aux résonances de RWG que nous étudions, autour de l'incidence normale.

Pour tracer le diagramme de bande des structures que nous étudions, nous balayons tous les k en faisant varier à la fois θ et λ , et pour chacune des valeurs de (k, λ) nous calculons la transmission de la structure. Une transmission proche de 0 correspond à une résonance (à l'opposé d'une transmission non résonante, proche de 1 compte tenu de coefficients de Fresnel modestes pour les structures que l'on envisage de fabriquer), et donc à la présence d'un mode. En rassemblant toutes les valeurs de transmission sur une carte $\lambda(k)$ nous obtenons l'équivalent d'un diagramme de bande.

2) Le coefficient de radiation α

Dans l'expression de la réflexion à la résonance (II.2), α est le paramètre qui donne la largeur de cette dernière, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$.

Autrement dit, la largeur de la résonance est régie par la capacité de la structure à

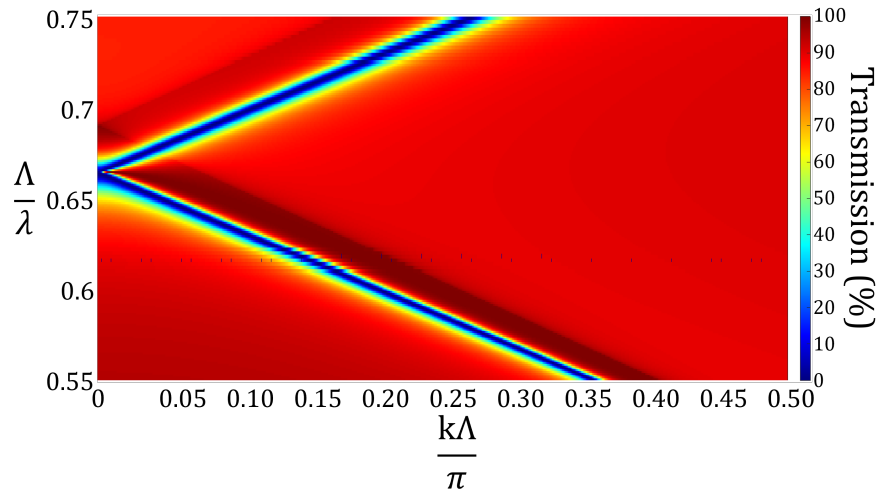


FIGURE II.7 – Exemple d'un diagramme de bande de RWG 1D obtenu par simulation, au niveau du deuxième gap.

rayonner l'énergie qu'elle a pu stocker en alimentant le mode guidé lors du couplage de ce dernier avec l'onde incidente. Plus le RWG rayonne et plus sa résonance est large. Physiquement, l'onde guidée se propage en s'atténuant plus rapidement si elle rayonne son énergie, ce qui réduit d'autant le rigueur de l'accord de phase au k précis de la partie réelle du mode propre.

La question cruciale pour notre travail est de savoir quels sont les paramètres géométriques qui entrent en compte dans la gestion du rayonnement d'un RWG.

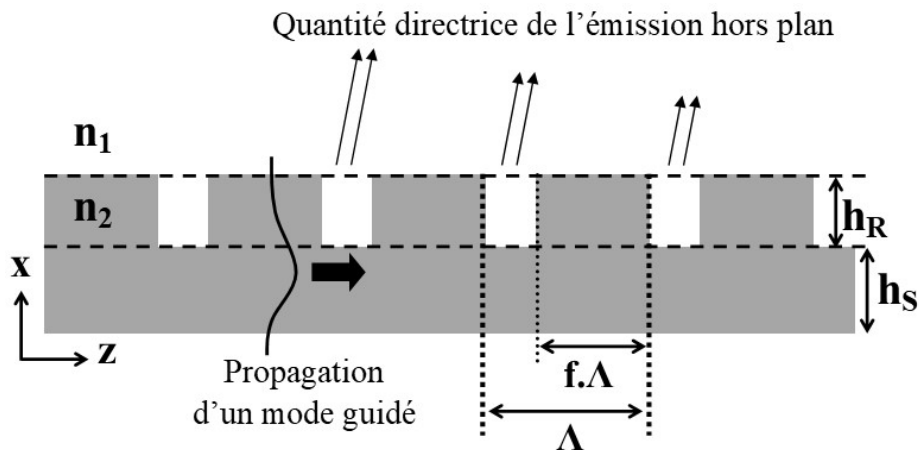


FIGURE II.8 – Schéma de la réémission lumineuse d'un RWG après excitation.

Nous allons donner une expression approximative du rayonnement basé sur la perturbation de la périodicité. Nous faisons l'hypothèse que le rayonnement à la verticale est essentiellement celui de la matière manquante au niveau des tranchées (sans ces creux, le guide ne rayonnerait pas), en estimant grossièrement que le champ qui règne dans cette zone reste celui d'un mode guidé classique de guide d'onde planaire. Cette approximation, bien qu'assez grossière, donne de bonnes indications physiques sur le

rôle des différents paramètres du RWG impactant son rayonnement.

Sur le schéma (fig. II.8), le paramétrage est identique à celui pratiqué jusqu'à présent. h_R étant la hauteur des tranchées, il s'agit de la hauteur maximale de la perturbation de permittivité diélectrique que pourra voir le champ électrique du mode guidé quand il se propage au niveau du réseau ($h_R = 0$ nm est le cas en absence de perturbation).

A l'aide du schéma, on estime que sur une période, l'amplitude rayonnée est proportionnelle à l'intégrale volumique de la quantité $\Delta\vec{P}$ ainsi formée :

$$p_{\Lambda_0} = W \int_{z=\Lambda_0}^{\Lambda_0+(1-f)\Lambda} \int_{x=h_S}^{h_S+h_R} (\epsilon_{r,2} - \epsilon_{r,1})\epsilon_0 E_{wg}(x, z) dx dz \quad (\text{II.11})$$

où W est la dimension du volume dans la direction y d'invariance du RWG 1D, E_{wg} le champ électrique du mode guidé, $\epsilon_{r,1}$ et $\epsilon_{r,2}$ les permittivités diélectriques relatives aux milieux d'indice n_1 et n_2 . Nous remarquons que trois éléments impactent la puissance émise par le réseau résonant : le contraste de permittivité diélectrique entre le réseau et le milieu incident $(\epsilon_{r,2} - \epsilon_{r,1})\epsilon_0$, la hauteur du réseau h_R et le facteur de remplissage du réseau f . Pour une physique plus rigoureuse se basant sur l'équation de Helmholtz, voir [65]. On trouve également un développement plus détaillé sur les dipôles rayonnants dans les réseaux dans [66].

Le champ électrique se propageant dans un guide d'onde est de la forme :

$$E_{wg}(x, z) = g(x) \exp(i\beta z) \quad (\text{II.12})$$

où β_m est la constante de propagation du mode guidé suivant z , et $g(x)$ est une fonction décrivant le champ E suivant x .

En prenant en compte la périodicité de la structure due au réseau, le champ électrique devient pseudo-périodique, de même période Λ que le réseau, et son champ électrique peut être décomposé en série de Fourier :

$$E_{wg}(x, z) = \sum_p E_p \exp(j(\beta + p\frac{2\pi}{\Lambda})z) \quad (\text{II.13})$$

Pour les résonances que nous étudions, $p = 1$. De ce fait, la phase du champ électrique fait un tour de 2π en l'espace d'une période. Ce qui signifie qu'après avoir parcouru la moitié de la période, le champ change de signe, et que l'intégrale du champ sur une période complète est nulle.

Sachant tout cela, il est plus aisé d'interpréter l'expression de p_{Λ} . Une augmentation du contraste ainsi que de la hauteur mène globalement à une augmentation du champ rayonné. Une variation de f influe sur la longueur d'intégration suivant z . Sur ce point, une valeur $f = 0,5$ semble être maximale, puisqu'elle permet d'intégrer l'ensemble du champ qui vérifie $\exp(j(\beta + p\frac{2\pi}{\Lambda})z) > 0$ ou bien $\exp(j(\beta + p\frac{2\pi}{\Lambda})z) < 0, \forall z \in [f.\Lambda; \Lambda]$, sans souffrir du changement de signe.

Dans la structure avec socle présentée figure II.9, obtenue par simulation, on constate

que l'extension agrandie du champ (maximale pour $f = 0,5$) va de pair avec un plus fort découplage (amplitude du champ confiné moins importante). On remarque également que dans le cas d'un faible facteur de remplissage, le champ s'étend beaucoup moins en dehors du socle que dans le cas d'un facteur de remplissage élevé, ce qui possiblement amoindrit l'impact de h_R .

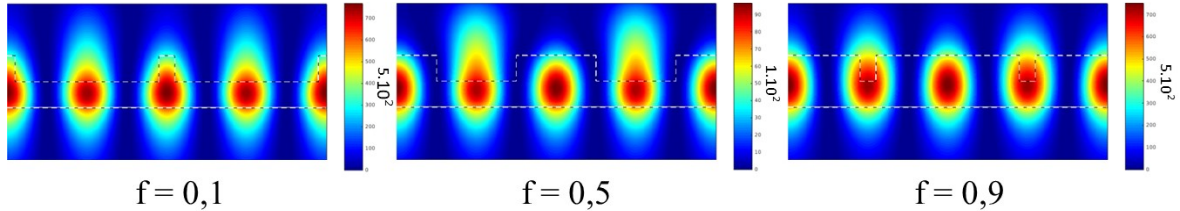


FIGURE II.9 – Expansion du champ E du mode résonant dans le RWG en fonction du facteur de remplissage, pour trois valeurs représentatives.

Enfin, il reste à étendre l'expression du dipôle rayonnant à l'ensemble du réseau. Le réseau étant Λ -périodique, il suffit de sommer l'ensemble des contributions de chaque période pour avoir l'amplitude du rayonnement total :

$$p = \sum_{q=1}^N p_{q\Lambda} \quad (\text{II.14})$$

où N est le nombre de périodes, et $N \rightarrow +\infty$ pour un réseau périodique de dimension infinie. Comme une certaine quantité d'énergie est émise par rayonnement en dehors de la structure par période, au bout d'un nombre fini de périodes N_∞ toute l'énergie d'un mode lancé à un z donné aura été ré-émise. Il est donc possible d'envisager une structure de taille finie ayant des performances similaires à celles d'un réseau infini. Toutefois, si $N < N_\infty$, une partie de l'énergie n'aura pas été dissipée par le réseau et rayonnera en bord de structure.

Ainsi, les paramètres géométriques qui ont un impact sur le rayonnement du RWG, et donc sur la largeur de la réponse spectrale, sont en premier lieu le facteur de remplissage du réseau f , la hauteur du réseau h_R et le contraste d'indice $\Delta\epsilon$ entre le matériau du réseau et celui du milieu incident, en supposant un réseau infini ou assimilé ($N \geq N_\infty$). La hauteur du socle h_S a aussi un impact, puisque le champ électrique est également affecté par sa présence dans ce socle. Une augmentation de la hauteur du réseau ainsi que du contraste d'indice va dans le sens d'une augmentation de la largeur de la résonance. La variation de cette dernière en fonction du coefficient de remplissage se fait en deux temps : d'abord elle augmente avec ce dernier, puis dépassé les 50% de remplissage où elle est maximale, elle diminue. De plus, un trop faible nombre de périodes ($< N_\infty$) causera un élargissement spectral de la réponse, d'autant plus fort que le nombre sera faible (perte de synchronisation de phase).

3) La constante a_p

Le paramètre a_p est un nombre complexe responsable notamment de l'amplitude et de la forme plus ou moins asymétrique de la réponse. Dans la publication [57], elle est décrite comme le produit du coefficient de couplage de l'onde incidente au mode guidé κ avec un coefficient décrivant la contribution du champ du mode à la réflexion η_c , sorte d'efficacité de couplage du mode guidé diffracté avec une onde plane sortante dans le superstrat : $a_p = -j\kappa\eta_c$. Dans un cas général, il n'y a pas de symétrie évidente entre les deux couplages κ (entrée) et η_c (sortie).

On remarque en traçant la fonction que la courbe est une lorentzienne lorsque a_p est imaginaire pur. A contrario, la réponse est complètement asymétrique par rapport à la longueur d'onde de résonance lorsque a_p est réel pur.

Dans les travaux de cette thèse, les courbes que nous observons sont en majorité légèrement asymétriques. Nous avons remarqué que cette asymétrie change, voire parfois disparaît au profit de la symétrie, lorsque nous faisons varier le coefficient de remplissage ou l'épaisseur du RWG. Nous pouvons en déduire que ces paramètres de forme ont une influence sur la qualité du couplage/découplage.

Notre positionnement à la charnière entre physique et application nous conduit à ne pas approfondir davantage cet axe de recherche. Néanmoins il aurait pu être intéressant de le faire, d'une part pour savoir si cette asymétrie impacte la qualité du filtre, et d'autre part pour voir si l'une des configurations est plus appropriée que l'autre à une utilisation sous faisceau lumineux conique (plan d'incidence non perpendiculaire au réseau).

4) La réflexion de fond r_0

La réflexion de fond, notée r_0 dans l'expression (II.2), est la réflexion de la structure en dehors de la bande spectrale de la résonance. Elle évolue généralement assez lentement avec la longueur d'onde étant donné qu'elle dépend du trajet optique assez limité à travers la couche, ce qui permet dans un premier temps de la conception de la considérer comme constante. Néanmoins ce n'est pas toujours le cas. Il est tout à fait possible de concevoir un empilement multicouche à transmission variable, et d'y ajouter un réseau pour y former un RWG. Dans ce cas, suivant la zone du spectre, la réflexion r_0 aux abords de la résonance peut être forte ou faible. Ceci impacte directement la forme de la résonance. En effet, la tendance de la résonance est de s'opposer à l'état de réflexion ou transmission de la structure en dehors de la résonance. Autrement dit, si $r_0 \approx 1$, la valeur de la réflexion au niveau de la résonance approche de 0, et vice-versa. Il est donc très important de prendre en compte la réflexion de fond suivant les fonctions que l'on souhaite réaliser. Pour une fonction de filtrage en réflexion il peut être judicieux de minimiser cette réflexion de fond, à l'aide d'antireflets par exemple. De manière générale, il faut prendre en compte l'environnement du RWG, c'est-à-dire les éléments optiques en dehors du RWG faisant partie de la même structure globale, dans l'estimation de la transmission de fond pour optimiser les performances du filtrage.

De plus, il faut prendre en compte le fait que le RWG lui-même modifie la transmission de fond. En reprenant le formalisme de l'homogénéisation, la partie réseau est assimilable à une couche d'indice uniforme, ce qui entraîne un certain déphasage de l'onde lumineuse quand elle la traverse. Or, l'indice moyen n_{moy} de cette couche dépend du facteur de remplissage du réseau, qui suivant les besoins de conception et de fabrication est voué à changer. De ce fait, le déphasage et les coefficients de réflexion s'en retrouvent changés, modifiant ainsi la réflexion globale du système. On peut imaginer que pour des besoins de traitement du signal en sortie de filtre il y ait besoin d'une réflexion de référence sans résonance. Dans le cas où les filtres concernés ont des réflexions de fond différentes, le choix d'une référence s'en trouve compliqué.

5) A retenir

A l'aide d'une description phénoménologique de la résonance d'un RWG, nous savons quels paramètres optogéométriques de la structure parmi la période Λ , le facteur de remplissage f , les épaisseurs de socle h_S et de réseau h_R , et les indices des matériaux, gouvernent la position λ_R , la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ et la forme de la résonance. Il reste à décrire plus précisément les évolutions de la réponse d'un RWG en fonction de ces paramètres. Nous verrons cela dans la partie suivante, en nous appuyant sur des résultats de simulation.

Les caractéristiques de la résonance qui nous intéressent en priorité dans l'application à des filtres multispectraux sont la position de la résonance et sa largeur. De plus, pour fabriquer un dispositif composé d'une matrice de filtres, l'intérêt d'un point de vue process étant de réaliser toutes les structures de RWG sur un même niveau à l'aide d'une unique étape de photolithographie, **il n'est pas possible de faire varier les différentes épaisseurs d'un RWG à l'autre**. De même, tous les réseaux seront constitués des mêmes matériaux. Ainsi, les deux paramètres qu'il reste à faire varier d'un RWG à l'autre au sein d'une même matrice sont la **période** et le **facteur de remplissage** des différents réseaux. Il est nécessaire néanmoins de choisir correctement les épaisseurs et matériaux au préalable pour qu'ils conviennent au mieux collectivement à tous les filtres. Nous allons voir dans la partie qui suit l'impact de ces différents paramètres sur la réponse spectrale des filtres RWGs. La compréhension des différents mécanismes en jeu nous permettra alors de choisir les paramètres de la structure en fonction du jeu de spectres souhaité.

II) Évolution de la résonance d'un RWG en fonction de ses paramètres optogéométriques

Dans cette section nous allons confirmer et préciser les points qui ont été abordés précédemment via des résultats de simulation. Le but à la fin de cette partie est de pouvoir choisir les paramètres opto-géométriques du filtre de sorte à obtenir avec peu d'efforts la réponse souhaitée. Nous donnerons les résultats des réseaux 2D dans des encadrés spécifiques, de façon à les insérer commodément dans notre présentation.

Dans l'ensemble du manuscrit, la méthode de simulation principalement utilisée est la Fourier Modal Method (FMM), qui avait surtout, depuis les propositions des années 1970, été appelée Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA). Elle est utilisée par le biais du programme Reticolo [67] qui est un ensemble de codes matlab open-source développé par P. Lalanne et J-P. Hugonin. Nous utilisons également, principalement dans le chapitre IV, un autre logiciel open-source basé sur la même méthode de calcul et sous forme de toolbox Matlab nommée SimPhotonics [68], développée par M. Besbes. Cette méthode est appropriée pour calculer les champs électromagnétiques dans une structure périodique. Le code permet facilement de décrire des réseaux 1D ou 2D (les structures pouvant alors être 1D, 2D ou 3D) avec des motifs simples carrés, rectangulaires, circulaires et ovales, d'obtenir les valeurs de transmission et réflexion suivant différentes polarisations et angles d'incidence ainsi que des cartes de champ. De plus, comme le calcul s'effectue à une seule longueur d'onde, il est facile de le réitérer pour obtenir la transmission sur une large gamme spectrale. Toutefois, la structure à calculer devant être périodique, il n'est pas possible d'utiliser cette méthode pour rendre compte des effets de bord d'un filtre.

De ce fait, pour l'étude d'un système de dimensions finies, nous utilisons la méthode nommée Finite-Difference Time-Domain (FDTD), via le logiciel commercial éponyme développé par Ansys (feu Lumerical). Cette méthode permet de calculer le champ électromagnétique dans une structure de forme quelconque, et a l'avantage de pouvoir implémenter des Perfect Match Layers (PMLs) qui sont des couches absorbantes en limite de fenêtre de calcul et qui, en absorbant le champ rayonné qui devrait sortir de la fenêtre, autorisent à ce que la fenêtre en question entoure au plus juste le composant optique. Même s'il est également possible de simuler des réseaux périodiques avec cette méthode, elle présente suffisamment d'inconvénients, notamment une dépendance entre la longueur d'onde de calcul et l'angle incident menant à des imprécisions de calcul sur de larges bandes spectrales, qu'on ne l'utilise qu'en second recours.

Ainsi, pour prédire précisément l'influence des paramètres géométriques tels que la période, le coefficient de remplissage, les différentes épaisseurs présentes dans un RWG et les indices de réfraction des matériaux, nous exploitons des simulations en RCWA. Pour aborder l'influence de la taille finie d'un réseau, nous utilisons la FDTD.

1) Variations de la période du réseau

La période du réseau Λ est le paramètre le plus important : de son ordre de grandeur dépend le domaine spectral dans lequel la résonance aura lieu, tant que la structure peut supporter un unique mode propre. Nous voyons cela notamment dans l'équation de couplage en incidence normale (II.10), où λ_R est de l'ordre de Λ , modulo l'indice effectif du mode en facteur. La gamme de λ_R est alors dictée par la gamme de n_{eff} , ce que nous allons étudier dans la suite.

a. Position de la résonance en relatif par rapport à une structure initiale

Supposons que nous ayons trouvé un point de fonctionnement dans les paramètres physiques d'un RWG de sorte à avoir une résonance à λ_R dans la bande spectrale qui nous intéresse. Nous voulons savoir comment évolue λ_R si l'on fait varier seulement

la période du réseau. A priori, on est tenté de dire en voyant l'équation (II.10) que l'évolution de λ_R est proportionnelle à Λ , en supposant que $n_{eff} \approx n_{eff,0} = constant$. Ce qui donnerait :

$$\Delta\lambda_R \approx \frac{n_{eff,0}}{p}\Lambda \text{ avec } \frac{n_{eff,0}}{p} = constant \quad (II.15)$$

Il ne faut cependant pas oublier que n_{eff} dépend également de λ . Reste à savoir si cette variation est négligeable ou non. Nous avons choisi d'illustrer ce point en montrant de façon heuristique les limites sur lesquelles bute une conception itérative trop simple d'un jeu de filtres.

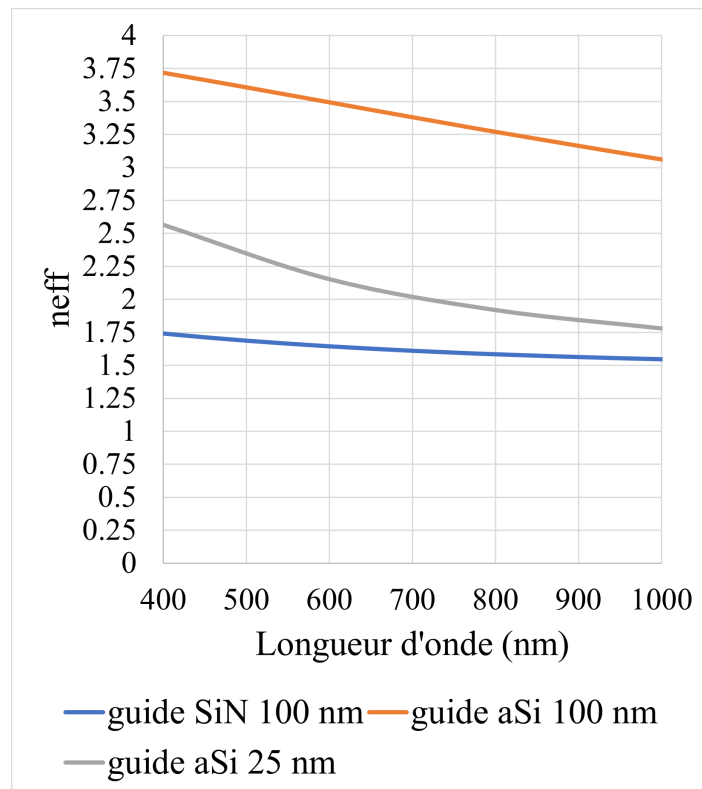


FIGURE II.10 – Indices effectifs de modes guidés dans trois guides plans qui diffèrent par leur indice de coeur ou leur épaisseur.

Le graphe de la figure II.10 montre la variation de l'indice effectif du mode fondamental de trois guides d'onde, qui diffèrent les uns des autres soit par le matériaux les composant (SiN ou aSi) soit par l'épaisseur de leur cœur (100 nm ou 25 nm). Les valeurs d'indice effectif décroissent avec la longueur d'onde, mais avec des pentes différentes. Ainsi, alors qu'il n'y a qu'une différence d'indice de 0,1950 pour le guide en SiN entre 400 nm et 1000 nm, celle pour le guide en aSi de 1000 nm est de 0,6546 et celle pour celui d'un épaisseur de 25 nm est de 0,7820.

A partir de ces guides d'onde, nous concevons des réseaux en y pratiquant une ouverture fine sur toute l'épaisseur du cœur, de sorte à maintenir un facteur de remplissage en indice haut de 95%. De cette manière, nous nous assurons que les indices

Structure	Λ pour 400nm (nm)	n_{eff} à 400nm (nm)	Λ hypothétique pour 1000nm (nm)	λ_R à la période hypothétique (nm)	Erreur sur λ_R pour un design à 1000 nm (%)
Réseau SiN 100nm	234,9	1,7029	587,2	906,25	9
Réseau aSi 100nm	113,1	3,5367	282,7	859,25	14
Réseau aSi 25nm	164,3	2,4346	410,7	770,5	23

Structure	Λ pour 1000nm (nm)	n_{eff} à 1000nm (nm)	Erreur sur Λ pour un design à 1000 nm (%)
Réseau SiN 100nm	653,6	1,5300	10
Réseau aSi 100nm	344,7	2,9011	18
Réseau aSi 25nm	577,8	1,7307	29

TABLE II.1 – Tableau résumant les choix de Λ pour chacune des trois structures de sorte à obtenir une résonance à 400 nm ou 1000 nm, en utilisant l’extrapolation linéaire (Λ hypothétique) ou la simulation (Λ à 400 nm ou 1000 nm). Exemple de lecture, 1ère ligne : Pour un réseau en SiN de 100 nm, la période permettant d’avoir une résonance à 400 nm est $\Lambda = 234,9$ nm, et de ce fait $n_{\text{eff}} = 1,7029$ (obtenu par simulation). En supposant que $\forall \lambda, n_{\text{eff}} = \text{constant}$, on déduit de cette valeur de n_{eff} que la période pour avoir une résonance à 1000 nm vaut $\Lambda = 587,2$ nm. Mais lorsque l’on simule un RWG avec une telle période, on obtient une résonance à $\lambda_R = 906,25$ nm au lieu de 1000 nm, faisant une erreur de 9% sur λ_R . Par la simulation, on trouve que la période pour avoir une résonance à 1000 nm vaut $\Lambda = 653,6$ nm, pour un $n_{\text{eff}} = 1,5300$. L’erreur sur la valeur de la période entre correcte et hypothétique est ainsi de 10%.

effectifs des modes fixant la résonance de premier ordre suivent la même tendance que ceux des guides. Pour chacun des réseaux, nous choisissons la période au dixième de nanomètre près pour que $\lambda_R = 400 \pm 0,25$ nm. On déduit l’indice du mode résonant à 400 nm via l’expression (II.10), répertorié dans le tableau II.1.

Pour $\lambda_R = 1000$ nm, une conception naïve basée sur $n_{\text{eff},0} = n_{\text{eff}}(400\text{nm})$ donne alors une période Λ qui en réalité, compte tenu de $n_{\text{eff}}(100\text{nm}) < n_{\text{eff},0}$, conduit à des λ_R plus faibles (voir tableau II.1). Bien sûr, plus l’écart en indice effectif est élevé et plus l’erreur sur la longueur d’onde de résonance et la période est élevée. En effet, pour le réseau en SiN qui présente la plus légère dispersion de son indice effectif, l’erreur sur la longueur d’onde de résonance associée au choix de la période via $n_{\text{eff},0}$ est d’environ 9% contre 23% pour le réseau en aSi de 25 nm, qui présente la plus grande dispersion des trois. De même, l’écart entre la période hypothétique et la période réelle permettant d’avoir une résonance à 1000 nm est de 10% pour le réseau en SiN, contre 29% pour le réseau en aSi de 25 nm. Par ailleurs, les indices effectifs trouvés en utilisant les périodes correctes à 400 nm et 1000 nm correspondent bien à ceux approximés pour les guides d’onde similaires, comme l’on s’y attendait.

Nous pouvons conclure de cet exemple heuristique que plus la dispersion de l’indice effectif du mode résonant est grande sur la plage spectrale considérée et moins il est possible de considérer le déplacement de la position de la résonance en fonction de la

période comme linéaire, et donc de prédire λ_R en fonction de $\Delta\Lambda$.

Néanmoins, c'est la méthode que nous utilisons couramment pour trouver rapidement une période cible, en partant d'une configuration (λ_R, Λ) . Dans un cas où les matériaux sont très dispersifs (comme le aSi), l'extrapolation linéaire de l'expression II.15 n'est applicable que sur une gamme spectrale de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres. Dans un cas où les matériaux sont peu dispersifs (comme le SiN), cette extrapolation linéaire est valable sur une gamme de plusieurs centaines de nanomètres. L'exemple de la figure II.11 basé sur des périodes en raison arithmétique l'illustre bien, où l'écart entre deux résonances de premier ordre reste quasi constant, variant seulement de $72,5 \pm 0,5$ nm vers 500 nm à $71,75 \pm 0,5$ nm vers 1000 nm.

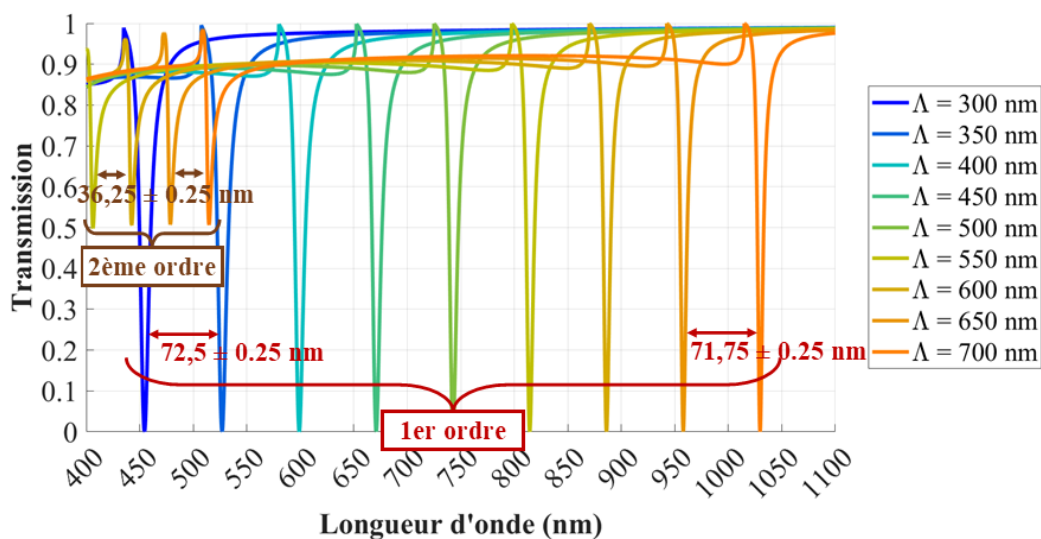


FIGURE II.11 – Spectres en transmission d'un RWG en nitrure pour différentes périodes. Le réseau est d'une hauteur de 100 nm et présente un facteur de remplissage de 30 %.

b. Position et espacement des résonances de différents ordres

Ces tendances s'appliquent aussi pour les résonances d'ordre de diffraction supérieur. En effet, dans la relation de couplage, l'égalité reste vraie pour tout entier p relatif, donc pour tout ordre.

Nous pouvons le constater sur le graphe fig. II.11 où, à partir de la période $\Lambda = 550$ nm, les spectres en transmission ne présentent plus un mais deux pics sur la plage 400 – 1100 nm. Ce deuxième pic correspond à $p = 2$, soit le deuxième ordre de diffraction qui vient se coupler à un mode de la structure. L'écart entre deux pics est identique sur l'ensemble du (petit) groupe et vaut $36,25 \pm 0,5$ nm, soit la moitié de l'écart entre deux pics d'ordre un.

Dans le cas des filtres que nous développons, nous cherchons a priori à ce que chaque filtre ne présente qu'une seule résonance sur la bande spectrale d'absorption du silicium (i.e. le VIS-NIR). Dans ce but, nous souhaiterions limiter l'apparition de pics liés aux

modes d'ordre supérieur survenant dans la structure.

Une étude en ce sens est réalisée dans le quatrième chapitre, partie I) 3).

Encadré 2D

Faisons le parallèle avec un réseau 2D, puisque concrètement les structures que nous fabriquerons seront en trois dimensions, avec un réseau périodique dans 2 dimensions \vec{Z} et \vec{Y} . L'équation de couplage s'écrit alors :

$$\vec{\beta}_{z,y} = \vec{k}_{inc} + p_z \vec{K}_z + p_y \vec{K}_y \quad (p_z, p_y) \in \mathbf{Z}^2 \quad (\text{II.16})$$

où $\vec{\beta}_{z,y}$ est la constante de propagation du mode guidé couplé, \vec{k}_{inc} est le vecteur d'onde de l'onde incidente, et \vec{K}_z, \vec{K}_y sont des vecteurs du réseau réciproque relatifs aux périodes Λ_z et Λ_y .

A priori, Λ_z et Λ_y ne sont pas nécessairement égaux (maille rectangulaire vs carrée). Dans ce cas, il faut s'attendre à ce que suivant l'orientation des champs E et H (i.e. suivant le type de polarisation) plusieurs résonances aient lieu à des λ_R différents, relatifs aux différentes valeurs de période [53]. Les graphes de la figure II.12 illustrent ce propos en représentant des spectres en transmissions d'un réseau rectangulaire de périodes Λ_1 et Λ_2 ($\Lambda_1 > \Lambda_2$) en fonction de la polarisation de l'onde plane incidente, en incidence normale. La structure est un RGW SiN/SiO₂ sans socle. Dans ce type de réseau, la résonance est la plus prononcée lorsque le champ \vec{E} est normal à \vec{K} . Ainsi, dans le graphe, la polarisation TE signifie que $\vec{E} \parallel \vec{K}_1$ et TM que $\vec{E} \parallel \vec{K}_2$. Que l'on soit en polarisation TE ou TM, on note deux résonances, l'une relativement large correspondant à une période et l'autre relativement fine étant la contribution de l'autre période. En lumière non polarisée, toutes les contributions des différentes périodes apparaissent, donnant lieu à un spectre présentant deux résonances marquées à des positions voisines mais différentes.

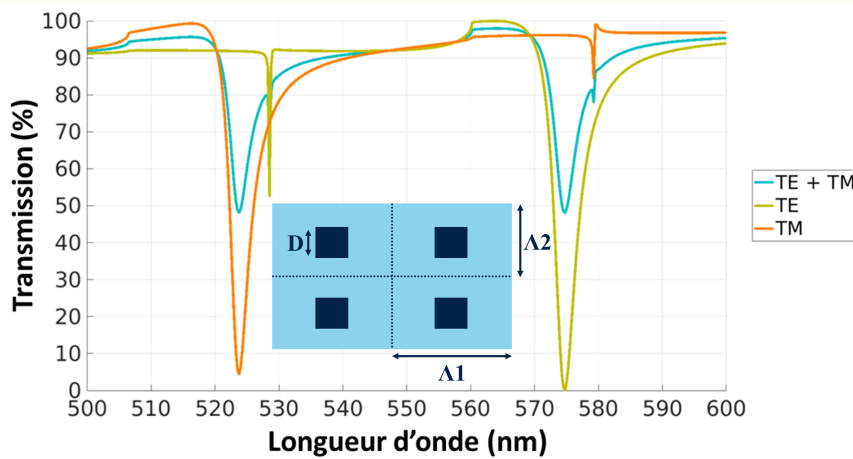


FIGURE II.12 – Réponse d'un RWG 2D à maille rectangulaire ($\Lambda_1 \neq \Lambda_2$) en fonction de la polarisation de l'onde plane incidente, en incidence normale. Le RWG est en SiN (partie bleu foncé) et SiO₂ (partie bleu clair), sans socle, avec les dimensions suivantes : $h_R = 100$ nm, $D = 250$ nm, $\Lambda_1 = 380$ nm et $\Lambda_2 = 343$ nm.

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux réseaux 2D présentant une seule valeur de période $\Lambda = \Lambda_z = \Lambda_y$ (maille carrée au lieu de rectangulaire), ce qui donne la relation de couplage 2D (II.16) avec $K_z = K_y = K = \frac{2\pi}{\Lambda}$.

Les mécanismes liés à Λ que nous avons vus dans le cas 1D restent ainsi vrais en 2D, avec une légère modification de n_{eff} due au changement de géométrie de la structure. Simplement, par rapport au cas 1D, il faut prendre en compte davantage d'ordres de diffraction, p devenant (p_z, p_y) . Ces ordres supplémentaires donnent lieu à davantage de résonances, comme dans le graphe II.13 où le groupement c du cas 2D correspond a priori à $(p_z, p_y) = (1, 1)$. Ce point est davantage développé dans le quatrième chapitre, partie I) 3).

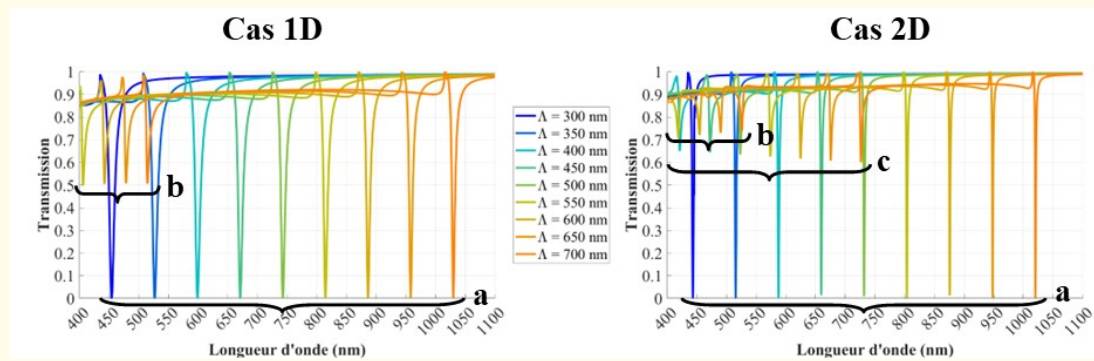


FIGURE II.13 – Comparaison du comportement de réseaux 1D vs 2D à maille carrée vis-à-vis de la période Λ . Les lettres a, b et c regroupent les résonances qui ont des caractéristiques similaires.

2) Variations du facteur de remplissage

Le facteur de remplissage f est la donnée qui quantifie les ratios des deux matériaux composant le réseau et ainsi définit son profil en termes d'indices de réfraction et en son équivalent en permittivité diélectrique, davantage utilisé dans les calculs électromagnétiques. Faire varier le profil de permittivité diélectrique que l'onde traverse en se propageant a nécessairement un impact sur sa constante de propagation, et donc sur son indice effectif de mode. D'autre part, nous avons vu en première partie que le facteur de remplissage intervient directement dans le rayonnement du RWG lorsqu'il ré-émet l'onde incidente.

Ce rayonnement, pris en compte dans l'expression de la résonance via le coefficient de radiation α , régit notamment la largeur de la résonance.

Ainsi, nous verrons dans ce qui suit l'impact du facteur de remplissage à la fois sur la position λ_R et sur la largeur de la résonance $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$.

a. Impact sur la position de la résonance

Une variation du facteur de remplissage en faveur du matériau d'indice fort a tendance à augmenter l'indice effectif du mode, et inversement, une présence accrue du matériau de faible indice donne lieu à une diminution de l'indice effectif. Dans la relation de couplage en incidence normale (II.10), la longueur d'onde de résonance est proportionnelle à l'indice effectif pour une période donnée. Ainsi, augmenter le facteur de remplissage du matériau d'indice fort décale la longueur d'onde vers le rouge, et le diminuer provoque un décalage dans le sens décroissant.

Nous avons illustré ce simple mécanisme figure II.14, pour un RWG en SiN sans socle et le même RWG avec un socle en SiN. Le facteur de remplissage f décrit la largeur du créneau de SiN rapporté à la période Λ .

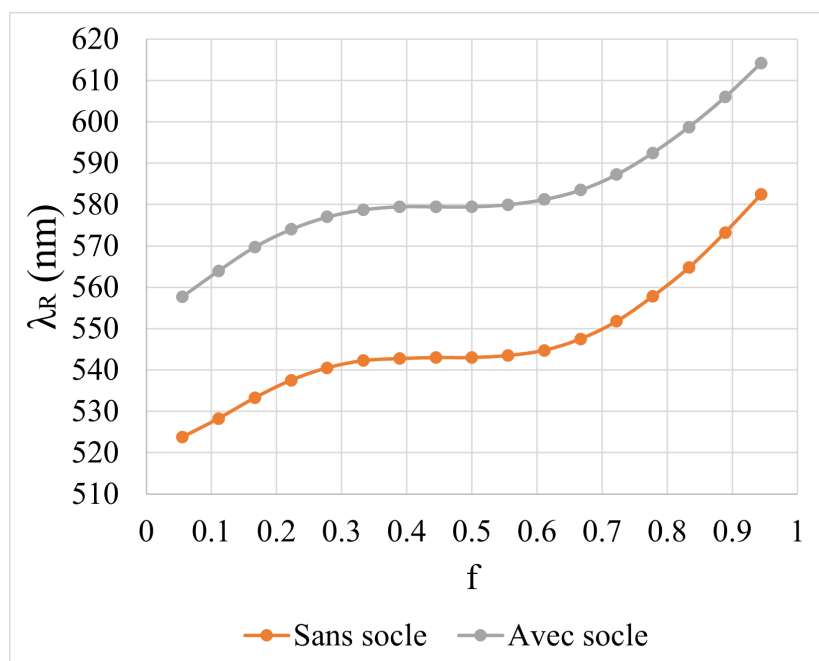


FIGURE II.14 – Variations de λ_R en fonction de f , pour deux RWGs en nitrure, l'un avec socle et l'autre sans. $h_R = 100 \text{ nm}$ et $h_S = 50 \text{ nm}$.

Nous constatons que dans les deux cas λ_R croît bien avec f . Toutefois, cette croissance n'est pas linéaire. En particulier, nous remarquons un plateau autour de $f \approx 0.5$. Ce comportement peut être expliqué en première approche par le fait qu'avec un facteur de remplissage autour 50%, le diamètre du motif s'étend sur la moitié de la période et les deux transitions de chaque cellule entre les deux matériaux se situent au niveau des nœuds des modes stationnaires dans la structure. Ainsi, les modes en sont peu impactés (contrairement au cas où la variation aurait lieu au niveau d'un ventre) et l'indice effectif en reste quasi inchangé, d'où une stationnarité de la position de la résonance. **Ce phénomène est valorisable pour la fabrication puisqu'une telle stabilité vis-à-vis du facteur de remplissage peut être mise à profit pour compenser une variabilité du diamètre dans la fabrication du réseau.**

b. Impact sur la largeur de la résonance

Nous avons vu en première partie que le facteur de remplissage est impliqué dans la détermination de la largeur de la résonance. En particulier, nous avons mis en lumière que cette largeur est a priori maximale pour $f \approx 50\%$. Voyons maintenant sa variation de manière plus précise. Pour cela, nous avons simulé les transmissions de trois structures de RWG en faisant varier le diamètre des motifs de leurs réseaux de sorte à balayer un facteur de remplissage de 0% à 100%. La première structure est un RWG en SiN sans socle avec un réseau de hauteur $h_R = 100$ nm ; la deuxième est constituée du même réseau additionné d'un socle en SiN d'épaisseur $h_S = 50$ nm ; la troisième est un RWG en SiN sans socle d'une hauteur $h_R = 50$ nm. Pour les trois structures nous avons relevé les largeurs à mi-hauteur de leurs résonances en fonction du facteur de remplissage, qui sont rendues dans le graphe de la figure II.15.

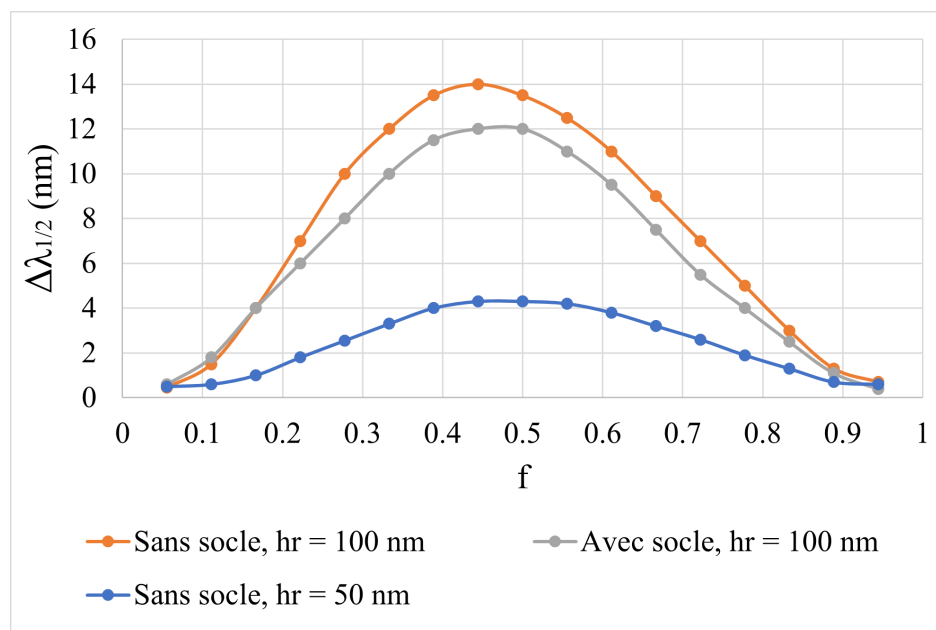


FIGURE II.15 – Variations de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ en fonction de f pour trois RWGs, avec ou sans socle et pour différentes hauteurs de réseau.

Nous constatons que les trois structures présentent la même tendance, bien que les valeurs de largeur aux extrema ne soient pas les mêmes de l'une à l'autre. Notamment, la largeur maximale est bien atteinte pour $f \approx 0,5$ à $h_R = 50$ nm, plutôt 0,45 pour le réseau de 100 nm. Plus précisément, les courbes sont en forme de cloche centrées sur leur maximum et semblent très légèrement dissymétriques à gauche. Essentiellement, les largeurs de résonance sont équivalentes pour des valeurs de f opposées de part et d'autre de f central, de sorte qu'il est possible de trouver la même largeur de résonance pour deux valeurs de f .

D'une part, avoir deux possibilités d'obtenir la même largeur de résonance offre un degré de liberté qui peut être mis à profit dans la conception et la fabrication des filtres, où l'un des facteurs de remplissage serait préférable à l'autre soit du fait du placement spectral de la résonance, soit parce qu'au niveau process il est plus accessible que l'autre. D'autre part, garder $f \approx 50\%$ semble aussi un bon point de fonctionnement,

puisque la largeur de la résonance autour du maximum varie peu avec f . Combiné au fait que la variation de la position est également plus faible pour ces facteurs de remplissage là, viser f autour de 50% garantirait une certaine stabilité de la réponse du filtre face aux variabilités de fabrication liées aux dimensions des motifs. Il faudrait alors ajuster la largeur de la résonance en adaptant les épaisseurs de réseau et socle, puisque comme nous le voyons sur le graphe de la figure II.15 chacune des structures aboutit à une largeur maximale différente des autres.

Encadré 2D

Le même type de simulation a été effectué pour un réseau 2D en nitrure, avec $h_S = 50$ nm et $h_R = 100$ nm.

Concernant la position de la résonance, nous retrouvons la même tendance de λ_R croissant avec f , mais par contre la courbe obtenue ne présente pas de plateau, même si la variation semble plus lente de $f \approx 0,2$ à $f \approx 0,4 - 0,5$. Les valeurs restent assez proches, avec une différence maximale d'une dizaine de nanomètres. Concernant la largeur de la résonance, la tendance semble être la même qu'en 1D, avec un maximum atteint entre 0,4 et 0,5. Toutefois, avec des motifs cylindriques, tous les facteurs ne sont pas atteignables puisque les cylindres se toucheront bien avant d'atteindre un remplissage de 100%. Ainsi, dans les cas 2D que nous traitons dans cette thèse, il est bienvenu de pouvoir atteindre une certaine largeur de deux manières différentes.

L'explication la plus vraisemblable à ces deux tendances est qu'en 2D il est impossible d'avoir des partitions du champ aussi distinctes qu'en 1D entre tranchées et motifs, en raison de la topologie.

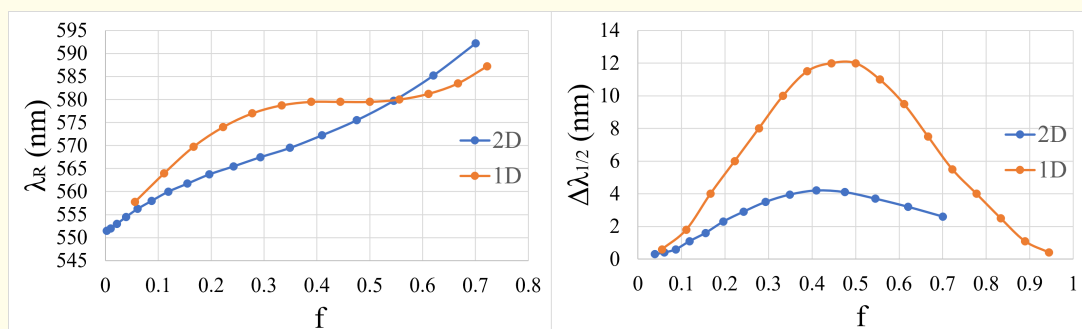


FIGURE II.16 – Evolution de λ_R (gauche) et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ (droite) en fonction de f dans le cas 2D, en faisant le parallèle avec le cas 1D.

Nous faisons remarquer que le choix d'une description en termes de facteur de remplissage plutôt qu'en termes de diamètre de motif est d'autant plus judicieux qu'il permet de passer facilement d'une description 1D à une description 2D et de pouvoir les comparer entre elles, ce que n'aurait pas permis une description se basant sur les dimensions brutes.

3) Variations des épaisseurs du RWG

Les épaisseurs à considérer dans un RWG sont l'épaisseur (ou hauteur) du réseau h_R , et l'épaisseur du socle h_S s'il est présent. Les deux ont un impact plus ou moins prononcé sur la forme de la résonance du RWG. S'il est assez clair de comprendre l'évolution de λ_R au regard de la variation des épaisseurs, l'évolution de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est un peu plus obscure.

a. Evolution de la position de la résonance

Comme nous l'avons vu précédemment dans le cas de RWGs validant les conditions d'homogénéisation, l'indice effectif n_{eff} d'un mode donné augmente quand l'épaisseur du guide croît, jusqu'à une limite imposée par les indices des matériaux, puisque n_{eff} est nécessairement inférieur à l'indice fort de la structure. Cette évolution reste vraie même hors régime d'homogénéisation, dans les cas de RWGs avec et sans socle. Les figures II.18 - (a) et (c) de l'encart 2D illustre cette tendance. Ce qui compte est le ratio volumique de matériau d'indice fort que voit le champ du mode résonant, de ce fait plus ce champ baigne dedans et plus son indice effectif est élevé.

b. Evolution de la largeur de la résonance

En reprenant l'expression de l'amplitude du dipôle (linéique) rayonnant par période p_{Λ_0} vue en première partie (équation (II.11)), où le champ rayonné est décrit comme celui induit par la perturbation d'un mode guidé, nous voyons que la largeur de la résonance α (équivalent à $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$) dépend également de la hauteur du réseau h_R . Plus précisément, l'intégrale croît avec h_R , résultant en un élargissement de la résonance lorsque la hauteur du réseau augmente. D'après [58], pour de faibles hauteurs de réseau, la largeur de la résonance augmente proportionnellement au carré de la hauteur en première approximation (la puissance étant le carré de l'amplitude). Nous pouvons observer cette tendance sur les graphes des figures II.17 et II.18 - (b) qui représente $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ en fonction de h_R , pour des RWGs sans socle. N'est considéré ici que le mode fondamental, bien que d'autres modes d'ordres supérieurs apparaissent avec les épaisseurs dépassant la centaine de nanomètres.

Pour des hauteurs plus importantes, il est plus difficile de voir se dessiner une tendance régulière dans l'évolution de la largeur de la résonance. La raison physique la plus probable est que la perturbation ne rayonne plus comme un unique dipôle à cause du déphasage à la verticale entre le haut et le bas de ladite perturbation (d'où l'utilisation de la fonction de Green pour traiter les systèmes avec perturbation, comme dans [58], [66], [69], [70]). Il est alors conseillé pour chaque structure de refaire une simulation adaptée. Dans le cas représenté fig. II.17, la largeur de résonance finit par plafonner à une certaine épaisseur ($h_R \approx 200$ nm) avant de décroître, puis recroît à

d'autres épaisseurs plus élevées. Ceci correspond a priori aux interférences à la verticale dans la perturbation, mentionné comme "effet Streifer" dans [71]. Pour la curiosité nous avons poussé le calcul sur plusieurs centaines de nanomètres d'épaisseurs, toutefois comme nous ne souhaitons utiliser qu'un seul ordre pour n'avoir qu'un seul pic de résonance, nous n'exploiterons pas de telles épaisseurs dans nos filtres.

Dans notre cas nous retiendrons que la largeur croît de manière quadratique avant de plafonner pour des épaisseurs de réseau avoisinant la centaine de nanomètres, épaisseur que nous ne dépasserons pas dans nos filtres.

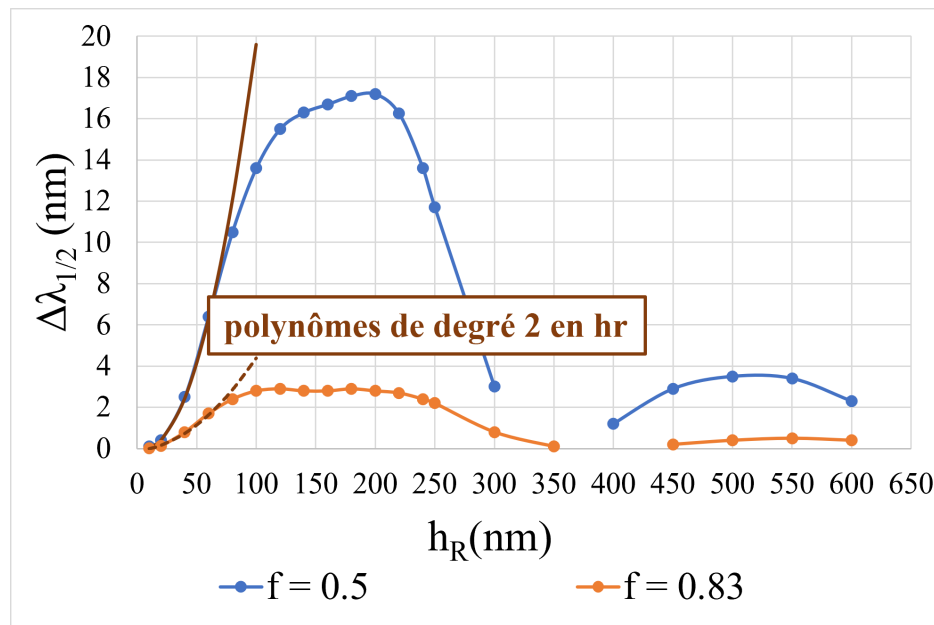


FIGURE II.17 – Evolution de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ d'un RWG sans socle en fonction de h_R , pour deux coefficients de remplissage différents. Les courbes en marron sont des fonctions polynomiales d'ordre 2, montrant que pour des épaisseurs de quelques dizaines de nanomètres, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \propto h_R^2$. Certaines valeurs de h_R n'ont pas de correspondance avec un $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ car dans leur cas la résonance était trop peu prononcée pour relever sa largeur.

D'après la même expression de p_{Λ_0} , le rayonnement dépend aussi de l'épaisseur du socle h_S , mais de manière différente. En effet, tout le champ rayonné est induit dans ce qui dépasse de cette épaisseur. Or si h_S est suffisamment grande pour que le champ du mode guidé soit bien confiné uniquement dans le socle et ne recouvre que faiblement la zone au-dessus du socle, le champ rayonné sera assez faible, résultant en une faible largeur de résonance. On peut observer cette tendance sur la figure II.18 - (d), où $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ diminue lorsque h_S augmente. Il s'agit cette fois-ci d'un effet de confinement de mode, où en-dessous d'une épaisseur optimale le mode est déconfiné, et au-dessus le guide est multimodal.

Ainsi, pour de faibles épaisseurs de socle, et en fonction de la hauteur du réseau, la largeur peut croître légèrement, mais il y aura toujours une épaisseur de socle "pivot" à partir de laquelle la largeur de la résonance diminue quand l'épaisseur augmente.

Encadré 2D

Passer du 1D au 2D change les indices effectifs des modes résonants, donc la position en absolu de la résonance. Mais pour le reste, les mécanismes faisant varier n_{eff} en fonction des épaisseurs du RWG restent les mêmes, donc un réseau 2D présente les mêmes variations en fonction de ses épaisseurs qu'un réseau 1D. Les graphes de la figure II.18 l'illustrent, où l'on voit notamment une augmentation de la longueur d'onde de résonance avec les épaisseurs grandissantes, ainsi qu'une variation de la largeur de la résonance en polynôme de degré 2 pour des épaisseurs inférieures à la centaine de nanomètres.

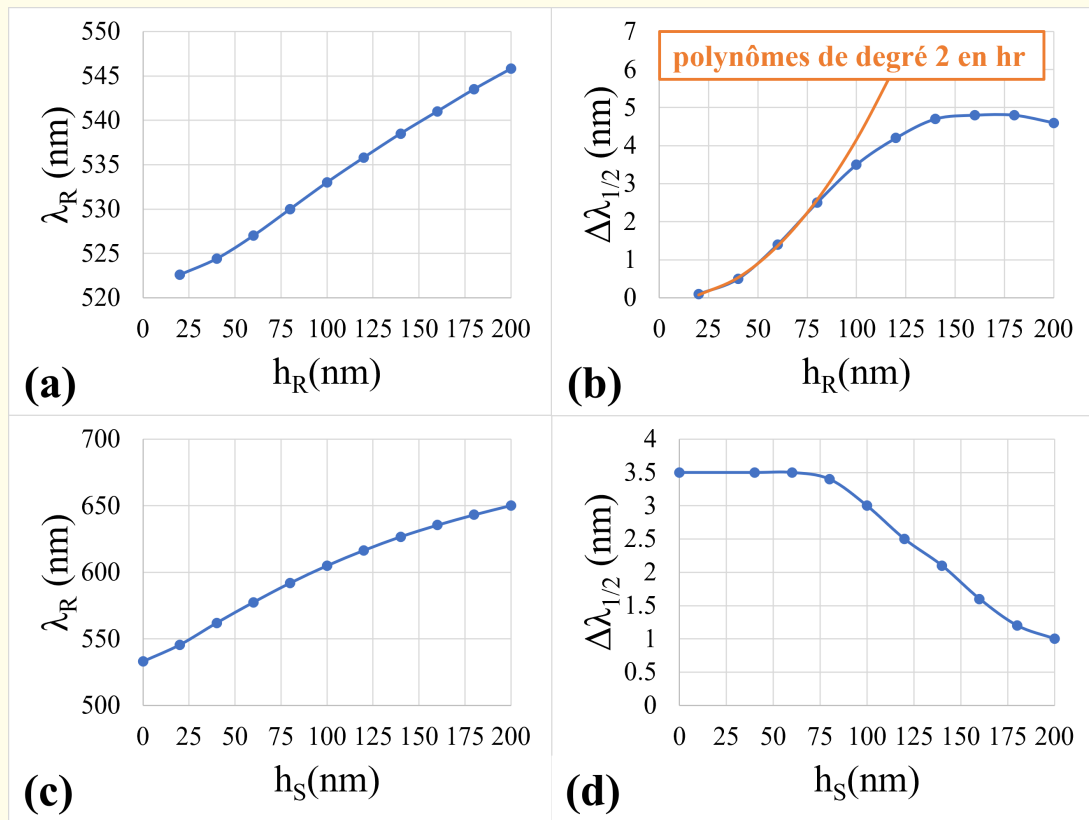


FIGURE II.18 – Variations de λ_R et de $\Delta\lambda_{1/2}$ de réseaux 2D en nitrure, en fonction de la hauteur du réseau h_R (a,b) ou de l'épaisseur du socle h_S (c,d). Dans (a,b), $h_S = 0$ nm. Dans (c,d), $h_R = 100$ nm. Pour l'ensemble de ces simulations, $\Lambda = 360$ nm et $f = 40\%$.

4) Rôle des matériaux composant le RWG

Il existe toutes sortes de RWGs, en tout-diélectrique ou encore avec une partie métallique, tant que la partie diélectrique est suffisamment présente pour guider la lumière. En faisant fi d'une composante métallique, il existe une profusion de possibilités, avec des matériaux de hauts indices de plusieurs sortes (Si, TiO_2 , Ta_2O_5 , GaAs, etc), le fait que l'on puisse avoir un socle ou non, ou encore une pluralité de matériaux dans la partie périodique. Nous avons choisi, principalement pour des raisons de fabrication, deux options : un RWG avec un socle en SiN et un réseau soit en SiN soit en Si, l'ensemble environné de SiO_2 . Voyons de quelle manière ce changement de matériau modifie la réponse du filtre.

a. Impact des différents matériaux compatibles CMOS sur la résonance

Le milieu dans lequel se propage le mode optique du RWG impacte son indice effectif et donc la position spectrale de la résonance. Plus le milieu est d'indice de réfraction élevé, plus n_{eff} est élevé, et plus λ_R se déplace vers le rouge à Λ donné. Dans un réseau tout diélectrique comme c'est le cas dans cette thèse, le milieu de propagation comprend le socle (lorsqu'il y en a) et le réseau. Le champ électromagnétique se concentre dans la partie de plus fort indice, et suivant l'épaisseur de cette dernière, il s'étend plus ou moins sur l'autre partie. Cet aspect dicte l'influence variable d'un des matériaux pris séparément.

Dans notre cas plus spécifique, où l'on vise des épaisseurs ne dépassant pas la centaine de nanomètres, le mode optique s'étend de façon assez comparable sur les deux parties du RWG. De ce fait, tout changement de matériau impacte notablement la résonance. Compte tenu des indices en jeu (~ 2 pour le SiN, ~ 4 pour le aSi) et encore plus de leur écart à l'indice de $\sim 1,5$ du SiO_2 , un changement de diamètre du motif provoquera une variation plus importante de l'indice effectif avec un réseau en aSi qu'un réseau en SiN. Ceci a ses avantages et inconvénients. En effet, une plus forte sensibilité de la longueur d'onde à la variation de diamètre du motif permet d'exploiter une bande spectrale plus large, à période fixe (cf. figure II.16 - (a)), mais les λ_R atteints sont, de ce fait, plus sensibles aux variations de fabrication du motif du réseau.

Le silicium amorphe, notre plus haut indice, possède toutefois une partie imaginaire non nulle significative (cf. figure I.11) sur quasiment tout le visible jusqu'à environ 700 nm, ce qui rend un réseau composé de aSi absorbant dans ces longueurs d'onde-là. L'absorption dégrade le signal filtré en réduisant la transmission sur des zones spectrales sans résonance, comme sur la zone entre 550 nm et 750 nm du graphe de la figure II.19, nuisant notamment au post-traitement. Pour cette raison, nous dédions l'utilisation du aSi à la gamme spectrale autour du NIR ($\lambda > 700$ nm).

b. Effets du contraste d'indice entre les différents matériaux d'un RWG

Lorsque nous évoquons le contraste d'indice, nous faisons principalement référence à la différence d'indice entre le (ou les) matériau(x) composant le réseau et le matériau du milieu incident. Dans notre cas où le milieu environnant le réseau est toujours de l'oxyde, le contraste est toujours amené par un changement du matériau du réseau

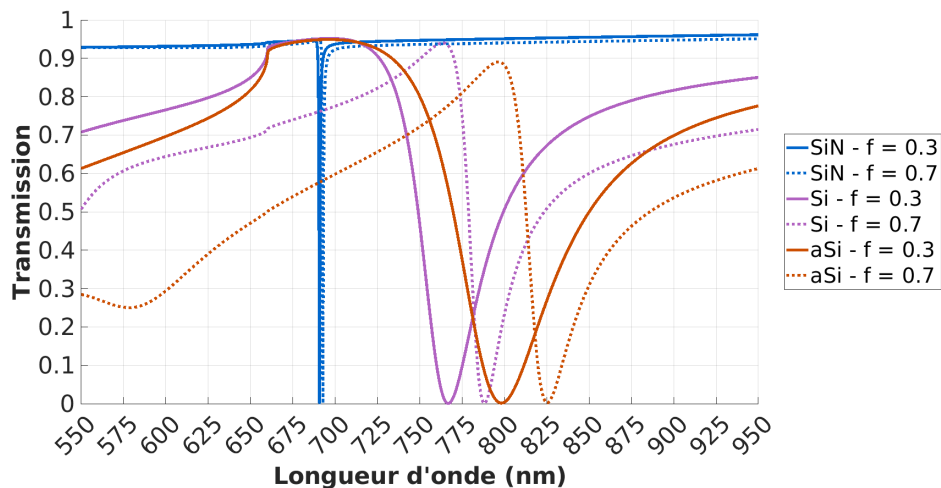


FIGURE II.19 – Impact du choix du matériau composant le réseau du RWG sur la réponse optique, pour des structures aux dimensions similaires. La structure de base est un RWG avec un socle en SiN de 55 nm, et la structure est plongée dans un milieu infini d'oxyde. Le réseau, de $\Lambda = 450$ nm et $h_R = 30$ nm, présente deux configurations avec un facteur de remplissage de 0,3 ou de 0,7, et le changement de matériau s'opère au niveau de ce dernier uniquement. Les indices utilisés sont les vrais indices, réels pour le SiN et complexes pour le Si et le aSi. Nous observons d'une part qu'à période égale, la bande spectrale ciblée n'est pas la même suivant les matériaux, avec une différence d'environ 100 nm entre le SiN et les Si. De plus, nous voyons qu'un changement du facteur de remplissage ne modifie quasiment pas la réponse du réseau en SiN, alors que le décalage dû à ce changement pour les réseaux en Si est de l'ordre de la vingtaine de nanomètres. Ainsi, la structure en SiN se trouve moins impactée par un changement de dimensions du motif, et donc d'une certaine manière présente une meilleure stabilité en regard de l'erreur de fabrication sur la dimension du motif. Par contre, les réseaux en Si ou aSi ont une possibilité d'ajustement de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ plus étendue que ceux en SiN.

uniquement.

D'après l'équation (II.11) vue en première partie, augmenter le contraste d'indice accroît la largeur de la résonance (via la force de la perturbation). C'est ce que nous observons figure II.19 : lorsque le matériau du réseau passe du SiN (~ 2) au Si (~ 4), le contraste d'indice augmente de ~ 2 , et les résonances obtenues avec le réseau en Si sont bien plus larges que celles avec du SiN, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ passant de quelques nanomètres avec le SiN à plus 50 nm avec les Si. C'est également ce que l'on observe dans la publication [72], où les résonances sont plus étroites lorsque le milieu incident est de l'eau ($n_{eau} \approx 1,3$) plutôt que de l'air, diminuant alors le contraste d'indice entre le milieu incident et le cristal photonique 2D résonant.

En dehors de l'effet du contraste sur la largeur de la résonance, nous avons observé que les forts contrastes semblent limiter l'établissement du régime d'homogénéisation. En l'espèce, dans le cas du design de réseaux en nitrure et d'autres en silicium, pour

des dimensions équivalentes, l'homogénéisation est applicable (pour notre besoin d'ingénierie) aux réseaux en SiN mais pas à ceux en aSi. L'homogénéisation consistant à moyenniser deux indices de réfraction pour en former un équivalent, il semble cohérent, du fait de la plus grande inhomogénéité de la répartition du champ, que la moyenne ne soit plus représentative du système lorsque l'écart entre les deux indices devient important, pour des systèmes aux dimensions spatiales proches de la longueur d'onde. Nous n'avons pas exploré davantage ce point, puisqu'il nous suffisait de savoir si l'approximation était valide ou pas uniquement dans deux cas.

Dans un RWG avec socle, nous pouvons également évoquer le contraste d'indice entre le réseau et le socle, puisque le socle n'est pas forcément composé du même matériau que le réseau. Les structures que nous étudions en sont un parfait exemple, puisque même si les réseaux ne sont pas tous composés des mêmes matériaux, le socle lui est toujours en nitrure. Dans cette thèse, nous nous sommes limités à la vérification du fonctionnement d'un RWG dont le contraste entre le réseau et le socle est non nul, sans pousser davantage l'étude de ce contraste spécifique.

5) Impact de la taille totale du RWG

La taille d'un RWG renvoie à ses dimensions latérales, qui délimitent l'extension spatiale du réseau. La taille du RWG, qui n'est autre pour notre application que celle du filtre, est une thématique primordiale du sujet de cette thèse dans laquelle nous cherchons une solution de filtrage dense, de sorte à multiplier les canaux spectraux sur une surface la plus petit possible. Il est donc important de connaître les effets de taille d'un RWG susceptibles de dégrader la fonction de filtrage.

Dans la première partie sur le rayonnement émis par un RWG excité, nous avons abordé la question du nombre limite de périodes N_∞ en-dessous duquel le réseau n'a plus exactement les mêmes caractéristiques qu'un réseau infini. Pour rappel, pour $N \lesssim N_\infty$, une partie notable de l'énergie du mode guidé excité ne peut être ré-émise par le réseau et est rayonnée en dehors de la structure, entraînant une augmentation de α et ainsi un élargissement de la résonance. On s'attend a priori à une tendance monotone : moins il y a de périodes et plus le champ est rayonné en bord de structure, et donc plus la résonance est large.

Nous avons vérifié ce dernier point par la simulation, en utilisant cette fois-ci la FDTD plutôt que la RCWA, comme nous l'avons précisé en début de cette partie quand il s'agit de traiter des structures de dimension finie. Le graphe de la figure II.20 représente les transmissions de RWGs 1D en nitrure allant de 11 à 201 périodes. La transmission par un réseau non tronqué, c'est-à-dire avec un nombre infini de périodes, est représentée en noir.

Nous voyons d'abord que pour une dizaine de périodes, la résonance est peu marquée, très large puisque d'environ 50 nm à mi-hauteur et par conséquent très aplatie. Plus le nombre de périodes augmente et plus la résonance devient prononcée, s'affinant et gagnant en amplitude, s'approchant de la forme de la résonance d'un réseau infini. Dans une revue sur les effets de taille des réseaux résonants diélectriques réalisée par une équipe de l'université de Sannio (Italie) [73], une expression de la longueur d'un

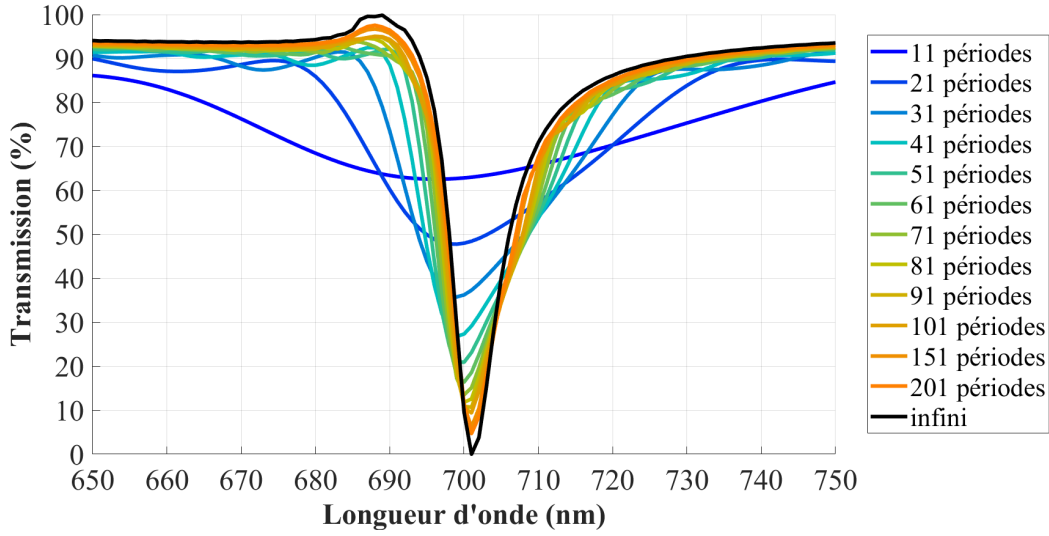


FIGURE II.20 – Simulations d'un réseau 1D avec différents nombres de périodes. La période vaut $\Lambda_{1D} = 467 \text{ nm}$ et le diamètre du créneau vaut $D_{1D} = 227 \text{ nm}$, résultant à $f_{1D} = 0,49$.

RWG L_{RWG} en fonction de Λ , λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ (II.17) est proposée (d'après [74]).

$$L_{RWG} \approx \frac{\Lambda\lambda_R}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II.17})$$

Comme $L_{RWG} = N \times \Lambda$, cette expression revient à :

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx \frac{\lambda_R}{N} \quad (\text{II.18})$$

Autrement dit, lorsque l'on multiplie par 2 le nombre de périodes, on divise pas 2 la largeur de la résonance. Ceci semble en adéquation avec la forme que prend la résonance fig. II.20 lorsque N augmente, du moins pour les N de quelques dizaines de périodes. Pour $N \geq 100$, cette évolution semble stagner, avec des valeurs de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ autour de 10 nm ($\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}(N_{\infty}) = 8 \text{ nm}$, et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}(N = 101) = 10 \text{ nm}$). Nous interprétons cela comme $N_{\infty} \sim 100$, ce qui donne une largeur de réseau L de $47 \mu\text{m}$ dans ce cas précis.

Dans un dispositif devant présenter une matrice de filtres uniformes en taille, $L_{RWG} = N \times \Lambda$ doit être constant pour toute période Λ . Pour garantir que $\forall \Lambda, N \geq N_{\infty}$, il suffit de choisir $L_{RWG} \geq \Lambda_{max} \times N_{\infty}$, où Λ_{max} est la plus grande période rencontrée. Ainsi, tous les réseaux auront un nombre suffisant de périodes de sorte que ce paramètre ne rentre plus en compte dans la forme de la réponse des différents filtres.

Outre la largeur, l'amplitude de la résonance est elle aussi affectée par la taille finie du RWG. Nous n'avons pas inclus de critère d'amplitude, toutefois, donc ce n'est pas par ce biais que pourraient être introduits des choix de taille minimale. Nous notons également un léger décalage de la position de la résonance de quelques nanomètres, qui semble peu pénalisant et devrait pouvoir être rattrapé éventuellement

en modifiant un autre paramètre géométrique.

Encadré 2D

Les RWGs 2D sont a priori impactés de la même manière que les RWGs 1D par leur taille finie, avec possiblement une différence de valeur de N_∞ . Pour l'illustrer (fig. II.21), nous avons réalisé un ensemble de simulations d'un réseau 2D en faisant varier N entre 11 et 51. Ces simulations 2D ne reprennent pas exactement les mêmes paramètres que celles 1D de la fig. II.20 ($\Lambda_{2D} = 463$ nm et $D_{2D} = 370$ nm, d'où $f_{2D} = 0,50$) afin d'avoir une résonance également autour de 700 nm. Ce qui peut expliquer certaines différences de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, de λ_R et de dissymétrie.

Il n'a pas été possible de réaliser des simulations avec $N > 51$ car la taille de la simulation en FDTD devenait trop importante. Néanmoins, sur les quelques dizaines de périodes représentées, nous voyons des effets de taille similaires au cas 1D, avec un affinement de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, un gain en amplitude, et un léger décalage de λ_R lorsque N augmente. II.21.

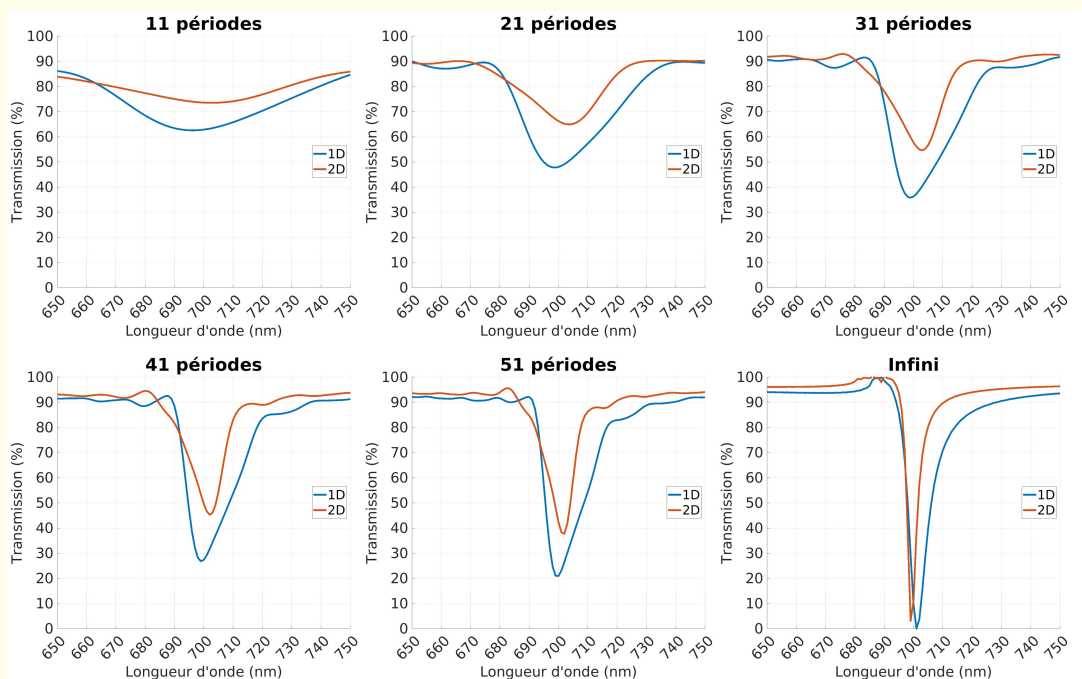


FIGURE II.21 – Evolution de la largeur de la résonance en fonction du nombre de périodes que présente un réseau 2D de taille finie.

6) Prise en compte de l'environnement du RWG : la transmission de fond

Comme indiqué précédemment à propos de la réflexion, la transmission de fond est la transmission du filtre sur le domaine spectral en dehors de la zone de résonance, ou dit encore autrement elle serait la transmission du filtre si la résonance n'avait pas lieu. Cette transmission dépend de tout l'empilement optique et pas seulement du RWG, qui n'y contribue qu'en partie.

Sur le plan du design optique, la forme de la résonance (pic en transmission ou trou dans la transmission) fixe "en négatif" celle de la transmission de fond, faible pour une résonance à forte transmission, et inversement. Dans notre cas de filtre coupe-bande, le but étant de laisser passer un maximum de lumière en dehors de la zone spectrale coupée, il est intéressant de maximiser la transmission de fond. Voyons les paramètres qui influencent cette dernière.

a. La transmission de fond dépendant de l'environnement du RWG

Si l'on considère un filtre à RWG concret intégré à un capteur, les milieux qui l'entourent verticalement ne s'étendent jamais à l'infini. Il faut donc considérer que le RWG se trouve entre deux couches d'épaisseurs finies, présentant chacune une interface donnant sur un autre milieu (air ou capteur par exemple). Au niveau de ces interfaces ont lieu des réflexions de Fresnel, qui renvoient une partie de la lumière vers le RWG. Si la couche à traverser est épaisse, ce qui est notre cas puisque les réseaux sont collés à un wafer de verre de plusieurs centaines de microns d'épaisseur, il n'y a pas d'interférences entre les différents rayons transmis et réfléchis avec les cohérences qui nous concernent. Le seul impact visible est la diminution de la transmission totale par la réflexion à l'interface air/verre, dont la transmission est de 96% (100% - 4%).

Maintenant considérons l'ajout de couches de divers matériaux à l'empilement du RWG, typiquement des couches qui ont une utilité au moment de la fabrication du RWG ou d'autres composants environnants de la même plaque. Ces couches, dont les épaisseurs vont de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, sont de l'ordre de λ , donc avec de pleins effets d'interférence cohérente. Comme dans les filtres interférentiels, il est possible de calculer la transmission via une méthode matricielle. Cette méthode est basée sur l'utilisation en série de deux types de matrices, une matrice représentant les conditions de transmission et réflexion à une interface via les coefficients de Fresnel, et une matrice représentant le déphasage des ondes lorsqu'elles parcourent l'épaisseur d'une couche entre deux interfaces. Cette méthode a été largement implémentée sous divers logiciels (stackrt de Lumerical, Optilayer). Pour nos systèmes, pas assez simples pour donner lieu à des calculs analytiques, l'usage de telles méthodes est approprié pour déterminer la transmission de fond.

Pour modifier la transmission de fond il est donc possible, voire nécessaire dans le cas d'une optimisation, de jouer sur l'empilement en modifiant le nombre de couches, leurs matériaux et leurs épaisseurs. L'exercice n'est pas aisé puisque comme évoqué précédemment, certaines couches sont présentes pour des raisons de fabrication, et il

n'est alors pas évident voire pas possible de leur apporter des modifications. En revanche, pour minimiser les réflexions aux interfaces extérieures au dispositif, comme celle entre le verre et l'air, une des possibilités est de changer le verre pour abaisser son indice vers l'unité. Une autre possibilité est d'ajouter sur le verre un empilement antireflet. Il s'agit d'un empilement interférentiel traditionnel des éléments optiques commerciaux qui a pour fonction de maximiser la transmission vers un milieu donné. L'antireflet le plus simple entre l'air et un indice n_1 est constitué d'une couche d'un matériau diélectrique d'indice n le plus proche possible de $\sqrt{n_1}$ et d'une épaisseur d d'un quart d'onde, de sorte que $d = \frac{\lambda}{4n}$; l'antireflet est conçu pour une longueur d'onde spécifique mais il peut être largement effectif sur $\Delta\lambda \sim 10\text{--}100\text{ nm}$. Ce cas est pour l'essentiel celui de la structures 3 de la figure II.22.

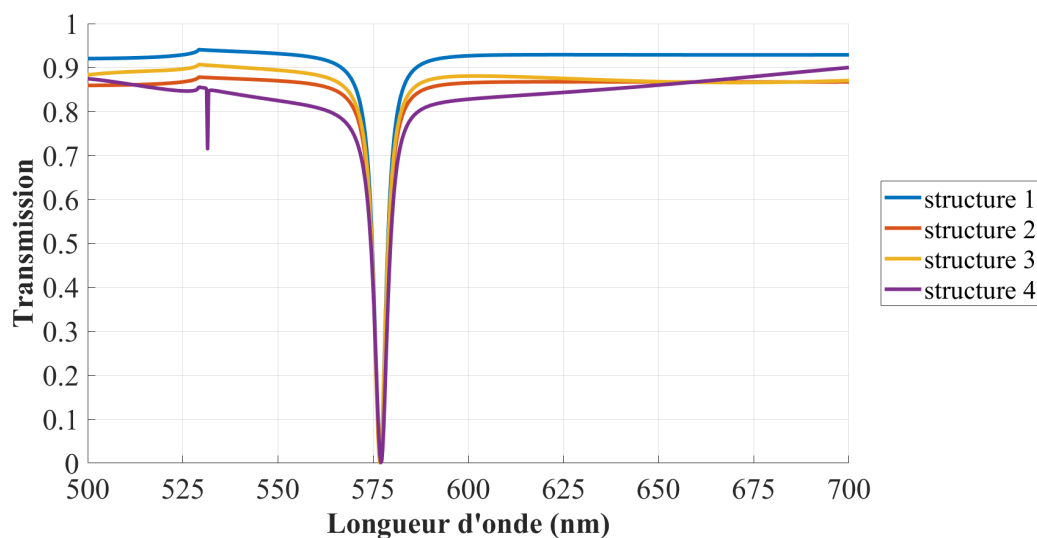


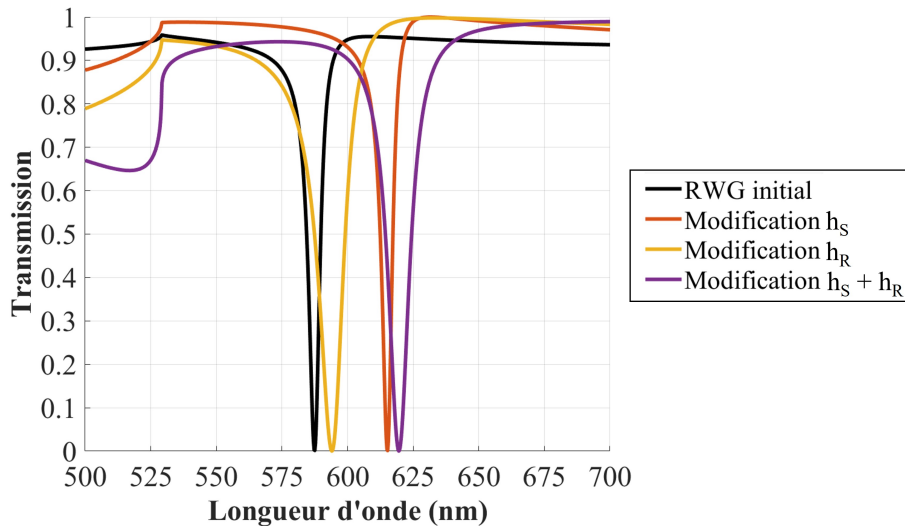
FIGURE II.22 – Impact de changements structurels autour du RWG sur la transmission de fond. Structure 1 : RWG avec socle en nitrure dans un milieu infini d'oxyde. Structure 2 : même RWG dans un milieu d'oxyde fini, prise en compte de la réflexion aux interfaces avec l'air. Structure 3 : ajout d'un empilement antireflet à l'une des interfaces avec l'air. Structure 4 : ajout à la structure 3 d'une couche de SiN à l'autre interface avec l'air, de sorte à refléter un cas que l'on retrouve en fabrication.

Il est important de noter que comme la position de la résonance λ_R est dictée par des paramètres intrinsèques au RWG, tant qu'il fonctionne dans son régime, aucune modification de la transmission de fond ne vient l'impacter car elle n'affecte pas l'indice effectif du mode guidé sous-jacent (tant que ce dernier ne bave pas trop hors du RWG, auquel cas il pourrait y avoir des effets de proximité). C'est ce que confirme les différents cas illustrés fig. II.22.

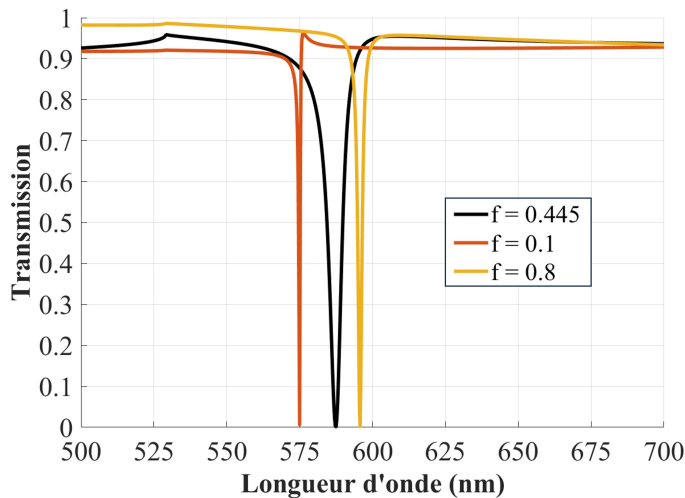
b. La transmission de fond modifiée par le RWG

A la manière d'un empilement interférentiel, le RWG avec son socle et sa couche de réseau participe lui aussi à la réponse optique globale. Le socle, à l'évidence, agit exactement de la même manière que les couches abordées précédemment. Ainsi, changer h_S

change la transmission de fond. De façon juste un peu moins évidente, la variation des paramètres du réseau (h_R, f) l'impacte également. On peut le comprendre sur la base d'un réseau homogénéisé.



(a) Altération de la transmission de fond due à une modification des épaisseurs du RWG.



(b) Altération de la transmission de fond due à la modification du facteur de remplissage du réseau.

FIGURE II.23 – Altérations de la transmission de fond par le RWG.

Comme nous l'avons mentionné en fin de première partie, sur une même matrice comportant plusieurs filtres, nous voulons éviter de modifier les épaisseurs du RWG d'un filtre à l'autre. Il n'y a donc pas à craindre de changements de fond d'un filtre à l'autre lié aux épaisseurs. Toutefois, cette variabilité du fond surgit dès que le facteur de remplissage est modifié. Pour les opérations de post-traitement, notamment si l'on souhaite utiliser une structure non résonante ayant la même transmission de fond afin de n'extraire différentiellement que l'information sur la résonance, il est préférable

d'avoir toujours le même motif de transmission, à la résonance près. Ainsi, pour garder une constance de la transmission de fond, il serait préférable de maintenir le même facteur de remplissage du réseau d'un RWG à l'autre, ce qui ne laisse que la période de variable.

III) Conclusion du chapitre

Pour simplifier le traitement de l'information après filtrage, nous souhaitons des filtres qui présentent une seule résonance au sein d'un spectre large de plusieurs centaines de nanomètres. Pour cela, nous ne nous sommes intéressés qu'à la résonance de premier ordre d'un RWG. Même si les mécanismes décrits semblent également s'appliquer aux ordres plus hauts, nous ne les avons pas étudiés en détail.

1) Récapitulatif général

La position de la résonance d'un filtre RWG est influencée par la période, le facteur de remplissage, les épaisseurs de réseau et du socle, et nécessairement par les matériaux utilisés. Elle est essentiellement proportionnelle à la période, qui de ce fait constitue le paramètre principal permettant de définir la longueur d'onde de résonance (avec les précautions mentionnées section II) 1)). Une plus grande présence volumique du matériau d'indice fort (due aux épaisseurs ou au facteur de remplissage) conduit également à un décalage croissant de la position, d'autant plus marqué que l'indice est élevé.

La largeur de la résonance ne dépend quant à elle que du facteur de remplissage, des épaisseurs du RWG (socle compris) et du contraste d'indice entre le matériau constituant le réseau et celui du milieu incident. Elle est maximale pour un facteur autour de 0.5, et diminue de manière presque symétrique lorsque f s'écarte de part et d'autre de cette valeur.

Les éléments pouvant se trouver sur le chemin optique à la verticale du RWG n'influencent a priori pas la position de la résonance, ni sa largeur dans une moindre mesure, sauf marginalement. Par contre, ils impactent directement la transmission de fond du filtre. Pour les besoins de filtrage en réjection (notch filtering), il est préférable que cette transmission de fond soit au plus proche de 1. Il est donc judicieux, quand cela est possible, d'optimiser les éléments environnants en ce sens. La structure du RWG elle-même impacte cette transmission de fond, puisqu'en dehors de la résonance elle agit comme un système interférentiel; un compromis sur le choix des épaisseurs et du facteur de remplissage peut être réalisé dans le but d'optimiser la transmission en dehors de la résonance, tout en gardant une réponse spectrale correcte vis-à-vis du cahier des charges fixé. Dans ce but, la polyvalence des paramètres abordés (au sens de leur impact sur de multiples caractéristiques) est un avantage de ce type de structures.

La taille finie du réseau est également un paramètre important puisqu'il s'agit d'un paramètre clé dans la problématique de miniaturisation du système de filtrage. Nous avons vu qu'en dessous d'un certain nombre de périodes, la réponse spectrale s'élargit et s'aplatit. Dans certains cas ceci peut-être délibéré. Dans notre cas où nous souhaitons avoir des réponses similaires à celles de réseaux infinis, nous devons garantir une taille de réseau suffisante pour éviter ce genre de désagrément. Ainsi, il faut choisir une dimension de filtre de sorte à ce que le réseau présentant la plus grande période

ait suffisamment de périodes répétées pour que sa réponse soit proche de celle d'un réseau infini, de façon à avoir une uniformité des réponses sur l'ensemble de la matrice de filtres. Une centaine de périodes semble suffire pour obtenir une résonance avec un facteur de qualité $Q \lesssim 300$, ce qui correspond dans le domaine du visible à une dimension de filtre aux alentours de $50 \mu\text{m}$. Cette dimension est technologiquement très acceptable, étant du même ordre de grandeur que les photodiodes d'ALS discuté au chapitre I. Il est à noter que plus la longueur d'onde à filtrer est courte, plus la période équivalente est petite, et donc plus le filtre peut être miniaturisé à performances égales.

2) Zoom d'un point de vue process

D'un point de vue pratique, certains choix de conception semblent être à privilégier en vue de la fabrication des filtres. Concernant le choix du facteur de remplissage notamment, nous avons vu que la réponse spectrale présente une certaine stationnarité en position et largeur pour une valeur de f autour de 0.5, ce qui laisse place à une certaine variabilité de f autour de cette valeur sans affecter outre mesure la réponse du filtre. Ainsi un design avec un facteur de 0.5 est à privilégier pour garantir la stabilité de la réponse spectrale malgré une variation modeste du diamètre du motif.

Ce choix enlève un degré de liberté sur le réglage de la largeur spectrale, qui doit alors être ajustée via les épaisseurs du RWG. Un changement du matériau du réseau pourrait également modifier la largeur de la résonance, mais nous n'avons le choix qu'entre deux matériaux, et vu leurs propriétés nous avons convenus de ne pas utiliser le aSi pour des longueurs d'onde inférieures à 700 nm, ce qui pointe d'office le SiN pour faire une matrice de filtres dans le visible.

3) Retour sur les encarts 2D

Nous avons traité au moyen d'encarts les réseaux 2D par rapport aux réseaux 1D. Certaines tendances vues en 1D s'y complexifient, même si elles restent somme toute très semblables.

Toutefois, les effets de polarisation et le possible usage de mailles rectangulaires constituent des sources de différences remarquables entre cas 1D et cas 2D pour les motifs du réseau.

Chapitre III

Conception, fabrication et expérimentation des filtres à base de RWGs

Ce chapitre traite de la fabrication et de l'expérimentation des filtres à base de réseaux à modes guidés résonants qui ont eu lieu au cours de cette thèse. Le but est d'obtenir une matrice de filtres dont chacun rejette une bande spectrale spécifique différente des autres.

Les différentes étapes de réalisation pratiquées pour chaque ensemble de structures sont les suivantes : la première étape consiste à concevoir la matrice de filtres à RWG, en fixant d'abord l'empilement qu'il y aura sur tout le wafer, puis le dessin de chacun des réseaux composant la matrice. Les degrés de liberté sur le choix de l'empilement sont limités puisque l'on utilise des étapes de fabrications ne nécessitant pas ou peu de développement. En revanche, le choix de la période du réseau et du diamètre des disques est beaucoup moins contraint, et se base sur un travail de simulation. La deuxième étape consiste en la fabrication des filtres en salle blanche à ST Crolles. Il est possible, durant ce processus, de faire pratiquer des premières mesures de contrôle de dimensions. Une fois les structures fabriquées, les wafers sont découpés et envoyés au CEA pour réaliser les caractérisations optiques, il s'agit de la troisième étape. L'analyse des résultats de caractérisation est complétée par les données récupérées lors de la fabrication et les données issues de simulations optiques.

Une précision sur la structure des composants finaux : bien que ces derniers soient destinés à être intégrés sur des capteurs CMOS, dans cette thèse les filtres n'ont pas été fabriqués directement sur les photodiodes, mais ils ont été collés sur des wafers de verre. Le support en verre est adapté pour évaluer les performances des filtres seuls, puisqu'étant transparent dans le visible et proche-infrarouge, il nous permet de réaliser des mesures en transmissions. De plus, les étapes de fabrication sont bien moins nombreuses, donc coûteuses et chronophages, que s'il fallait ajouter des photodiodes et tout leur environnement de fonctionnement. De ce fait, un grand nombre de wafers a été consacré à ce projet de thèses, une soixantaine au total, incluant 24 configurations d'empilement différentes. Enfin, l'ajout du verre représente également un atout pour la manipulation des composants, rendu plus préhensibles, moins cassants et moins altérables.

Dans ce qui suit, nous commençons par exposer la méthode utilisée pour déterminer l'empilement puis les périodes et diamètres des deux ensembles de réseaux que nous avons conçus, l'un en nitrure et l'autre en silicium (I). Nous décrivons ensuite la manière dont les filtres sont fabriqués, en insistant sur l'étape de photolithographie (II). Puis nous présentons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus à partir des structures fabriquées (III). Enfin, nous concluons ce chapitre (IV).

I) Conception des réseaux

Nous voulons fabriquer un ensemble de RWGs qui puisse filtrer de fines bandes spectrales étalées sur la gamme d'absorption d'une photodiode en silicium. Pour cela, nous sommes en mesure de fabriquer des RWGs avec des réseaux en SiN ou Si avec pour milieu incident du SiO₂, sans toutefois de mélange possible. Une fois le matériau défini, le choix des paramètres du RWG se fait en deux points. D'abord, il est essentiel de spécifier les épaisseurs (hauteurs de réseau h_R et épaisseur de socle h_S) du RWG, qui sont fixes et communes à l'ensemble des structures d'un même wafer, a fortiori d'une même matrice. Ensuite, pour chaque filtre, il faut déterminer sa période Λ et le diamètre de ses motifs D , en fonction de la réponse spectrale souhaitée.

Nous avons retenu un matériau par sous-gamme spectrale de fonctionnement, le visible et le proche infrarouge. Vu l'absorption notable du aSi dans le visible, le SiN est privilégié pour des réseaux fonctionnant dans le visible, et le aSi pour des réseaux fonctionnant dans le proche infrarouge.

Tous les paramètres d'un RWG ont un impact à la fois sur la position de sa résonance λ_R et sur sa largeur, prise à mi-hauteur et notée $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$. Nous avons dans un premier temps de cantonné la prise en considération des épaisseurs à leur impact sur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ et le nombre de résonances présentes sur la gamme spectrale d'intérêt, et nous avons décidé d'utiliser le dessin du réseau principalement pour fixer λ_R .

1) Choix des épaisseurs

Afin d'utiliser des étapes de fabrication ayant déjà été développées, deux options de hauteur sont faisables pour le réseau tous matériaux confondus, et deux autres options pour l'épaisseur du socle. Les hauteurs de réseau accessibles sont les suivantes : 30 nm et 70 nm. Nous avons pu accéder également à une hauteur de 50 nm pour les derniers RWGs fabriqués. Les épaisseurs de socle accessibles sont : 20 nm et 55 nm.

Pour un réseau en aSi, une hauteur de 70 nm, avec ses socles, est suffisamment importante pour rendre la structure du RWG multimodale dans le NIR. Un RWG présentant plusieurs modes sur une plage spectrale présente également plusieurs résonances sur cette plage, ce que nous voulons éviter puisque nous souhaitons idéalement une bijection entre les filtres et les λ_R sur la gamme spectrale visée. Ainsi, la hauteur d'un réseau en aSi est choisie à la valeur minimale de 30 nm (voir fig. III.1).

Pour un réseau en nitrure, la structure reste monomode même en prenant les deux épaisseurs maximales, donc nous n'avons pas à contraindre notre choix avec le même critère que pour le réseau en aSi. Un autre impact de la hauteur sur la résonance est

la variation de sa largeur. Or, comme le contraste d'indice entre le réseau et le milieu incident est faible ($\approx 1,95/1,45$), la résonance sera dans tous les cas étroite, de l'ordre de quelques nanomètres. Le risque d'une résonance très fine est qu'elle ne soit pas perçue par le détecteur, notamment dans le cadre des ALS, car la puissance concernée serait trop faible, jusqu'à être du même ordre que le bruit du capteur. En simulation, une résonance étroite demande un échantillonnage en longueur d'onde inférieur au nanomètre pour bien la reconstituer, ce qui accroît le temps de simulation. Ainsi, il vaut mieux privilégier la hauteur h_R qui élargit au maximum la réponse du filtre, à savoir 70 nm, puisque pour de faibles hauteurs de réseau $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \propto h_R^2$.

Quant à l'épaisseur du socle h_S en SiN, la différence entre 20 nm et 55 nm est peu visible dans les domaines spectraux adressés. Ainsi, les deux épaisseurs conviennent pour un RWG avec un réseau en aSi. Pour un RWG intégralement en SiN, nous choisissons 55 nm pour favoriser un meilleur rendu de la résonance durant la phase expérimentale. Par ailleurs, en utilisant le paramétrage d'un RWG avec un réseau en SiN de 70 nm et un socle SiN initialement à 55 nm, nous avons pu dans un second temps essayer d'autres épaisseurs de socle, de 0 nm et 100 nm. Nous verrons brièvement dans la sous-partie dédiée aux résultats expérimentaux quel type de déviation donnent ces cas extrêmes.

2) Détermination des périodes et diamètres

Durant cette thèse nous avons dessiné deux masques de réseaux, le premier que nous appellerons par la suite Mask1 pour une matrice de réseaux en nitrure, le second que nous appellerons Mask2 pour une matrice de réseaux en silicium amorphe. Par ailleurs nous avons également bénéficié d'un masque déjà existant pour faire des premières structures de test. Il est à noter que pour des raisons de fabrication, le réseau en SiN est fait de telle sorte que les motifs sont des trous cylindriques de SiO_2 dans une couche de SiN, alors que dans le réseau en Si les motifs sont des nanodisques de Si dans une couche de SiO_2 . Pour rester cohérent avec le deuxième chapitre, le facteur de remplissage désigne le ratio volumique du matériau d'indice fort. Ainsi, $f_{\text{SiN}} = 1 - \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2}$ et $f_{\text{aSi}} = \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2}$.

a. Les filtres en nitrure : Mask1

Pour les filtres en nitrure, l'objectif est de répartir les bandes de filtrage de manière régulière sur l'ensemble du domaine visible. Pour voir si le nitrure est aussi compatible avec le filtrage dans le NIR, nous avons poussé λ_R jusqu'à 950 nm.

En supposant que la largeur spectrale d'un filtre soit au maximum de 10 nm, pour couvrir toute la bande spectrale allant de 380 nm à 950 nm, il faudrait au minimum 58 filtres. Le temps attribué à la conception du dessin d'un masque étant relativement court, il nous fallait un moyen rapide d'associer un λ_R à au moins un couple (Λ, D). Le diamètre D d'un motif est employé ici à la place du facteur de remplissage f car il est plus proche de l'implémentation de la structure.

i. Conception d'un modèle reliant les paramètres (Λ, D) à λ_R . En lançant quelques premières simulations où variaient soit Λ soit D , nous avons observé que la

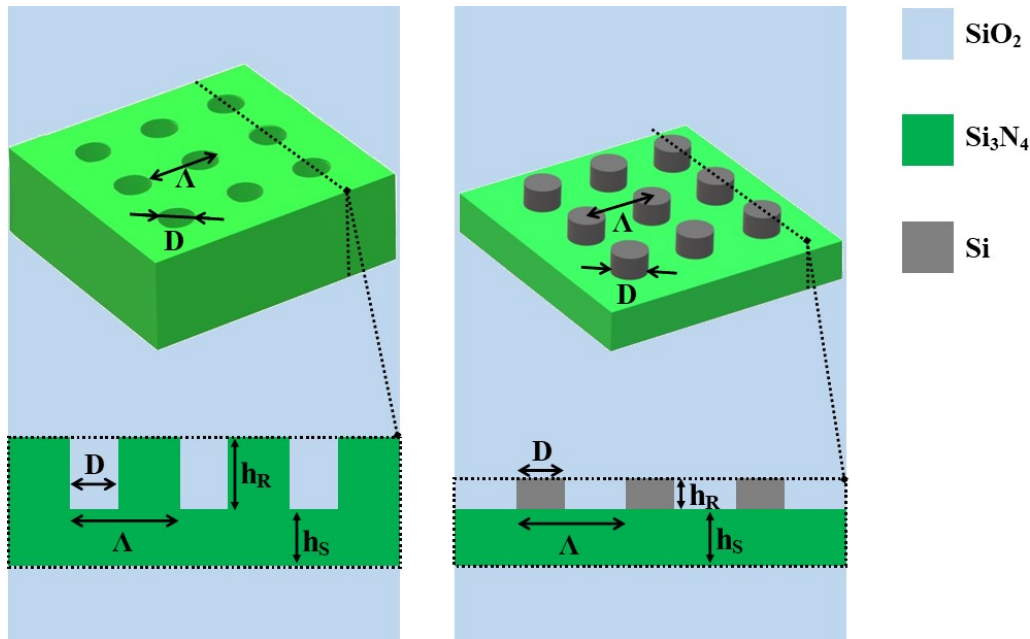


FIGURE III.1 – Schémas en 3D et en coupe des deux types de RWGs fabriqués au cours de la thèse, Mask1 à gauche, Mask2 à droite.

tendance de λ_R avec ces deux paramètres semblait quasiment affine. Nous avons donc décrit la position de la résonance en fonction de la période du réseau et du diamètre du motif de la manière suivante :

$$\lambda_R = A.\Lambda + B.D + C \quad (\text{III.1})$$

où A, B et C sont des constantes.

$$(\text{III.2})$$

Les coefficients A, B et C ont été déduits à partir d'un ensemble de $N_b = 30$ simulations. Chaque simulation consiste à prendre en entrée un couple (Λ, D) , à calculer le spectre en transmission du RWG correspondant et à relever son λ_R . Les constantes A et B sont obtenues de manière similaire : tout d'abord, entre deux simulations i et j voisines en regard du paramètre parm (parm vaut Λ ou D), on calcule le rapport $\frac{\lambda_{R,i} - \lambda_{R,j}}{\text{parm}_i - \text{parm}_j}$. On applique ceci sur l'ensemble des N_b simulations, puis on en fait la moyenne arithmétique pour obtenir les constantes A (avec parm = Λ) et B (avec parm = D). Une fois A et B connus, pour chaque simulation i on calcule C_i à partir de l'équation (IV.1), puis $C = \frac{1}{N_b} \sum_i^{N_b} C_i$. Il suffit ensuite d'extrapoler cette formule à un ensemble de (Λ, D) et l'on obtient un tableau à double entrée donnant pour chaque configuration paramétrique le λ_R associé. (voir tableau 2 en annexe)

Une fois les équivalences données, une partie du tableau doit être filtrée, soit parce que les structures ne sont pas faisables, notamment lorsque $D > \Lambda$, soit parce que

certaines longueurs d'onde sont présentes plusieurs fois. Pour garantir qu'en production le diamètre ne déborde pas sur la période voisine, nous imposons la contrainte de diamètre maximal telle que $|\Lambda - D| \geq 80 \text{ nm}$. Nous avons remarqué que tous les λ_R relatifs à des diamètres inférieurs à $(\Lambda - 240 \text{ nm})$ sont des doublons, nous avons donc sélectionné les diamètres supérieurs ou égaux à cette limite. Le tableau résultant (voir tab. 2 en annexe) a été utilisé pour créer le masque des réseaux en nitrure, dont les dimensions (Λ, D) et les λ_R relatifs sont données par leur répartition spatiale dans les tableaux fig. III.1. La période Λ prend de multiples valeurs entre 220 nm et 620 nm ; D balaye des dimensions de 120 nm à 540 nm.

Dimensions de chaque réseau : Λ dessus, D dessous (en nm)										λ_R de chaque réseau (en nm)												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
A							920	800	1436	1958	A							NaN	NaN	NaN	NaN	
B	550	550	550								B	850	852	853								
C	610	620	620	590	590	590	590	590	550	550	C	941	943	944	901	903	905	906	908	847	848	
D	470	480	360	360	360	360	360	610	610	610	D	744	759	590	588	587	583	582	936	938	939	
E	370	380	390	400	410	420	430	440	450	460	E	595	610	625	640	655	669	684	699	714	729	
F	400	420	440	460	480	500	520	540	330	350	F	636	664	693	721	749	777	805	833	535	565	
G	500	520	240	260	280	300	320	340	360	380	G	775	804	411	439	467	496	524	552	580	608	
H	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	H	494	522	550	578	607	635	663	691	719	747	
I	420	440	460	480	500	520	220	240	260	280	I	661	689	717	746	774	802	381	410	438	466	
J	220	240	260	280	300	320	340	360	380	400	J	380	408	436	464	492	520	549	577	605	633	
	140	160	180	200	220	240	260	280	300	320												

Fond sans résonance	Variation D à Λ fixe	Espace entre 2 trous : 120 nm
Cible à 850 nm	Variation Λ à D fixe	Espace entre 2 trous : 100 nm
Cible à 905 nm		Espace entre 2 trous : 80 nm
Cible à 940 nm		

TABLE III.1 – Organisation du masque de lithographie pour réaliser la matrice de filtres en nitrure. Les coordonnées alphanumériques situe la localisation des différents filtres sur la matrice. Les données Λ , D et λ_R ont été choisies dans le tableau 2 en annexe, exceptées celles des filtres de référence.

En plus des filtres résonants autour du VIS-NIR, la matrice contient ce que nous appelons des filtres de référence, situés aux coordonnées A7, A8, A9 et A10 de fig. III.1. Ce sont des RGWs avec des dimensions suffisamment grandes pour ne pas résonner dans le VIS-NIR tout en essayant de garder l'effet du facteur de remplissage sur la transmission de fond. Le but des filtres de référence est de servir d'étalon potentiel pour le traitement numérique suivant l'étape de filtrage.

ii. Les limites du modèle. Cette extrapolation de la tendance d'un petit ensemble de simulations à l'ensemble des valeurs possibles est basée sur l'hypothèse que les variations de λ_R sont uniformes sur l'ensemble des paramètres d'entrée. Nous avons vu dans le chapitre précédent que pour un matériau à faible dispersion d'indice comme le SiN, la variation de λ_R avec Λ est en effet quasi linéaire, mais que ce n'est pas le cas du diamètre. Pour une structure 2D en SiN, la tendance de λ_R en fonction de f est assez proche d'une loi affine, contrairement au cas d'une structure 1D. Néanmoins, comme $f \propto D^2$, l'évolution de λ_R avec D est quasi parabolique. A priori ce n'est que

parce que le domaine de D était relativement restreint qu'on a pu assimiler le résultat à une relation linéaire.

En simulant après coup (plus tard dans la thèse) les structures relatives au dessin du masque, nous voyons que suivant le domaine de longueurs d'onde visé les λ_R sont différents. Sur l'ensemble du masque, l'écart entre $\lambda_{R,extrapolation}$ et $\lambda_{R,simulation}$ varie de 0 nm à 9 nm, avec un écart médiant de 2 nm et un écart moyen de 3.3 nm. La précision sur les λ_R est de 1 nm. Globalement, l'écart $|\lambda_{R,extrapolation} - \lambda_{R,simulation}|$ est faible entre 380 nm et 600 nm en se maintenant < 2 nm, et il se dégrade pour $\lambda_R > 600$ nm avec une différence atteignant 9 nm entre 800 nm et 900 nm.

Ainsi, ce modèle reste convenable pour $\lambda_R \lesssim 600$ nm, mais doit être retravaillé pour améliorer la précision du choix de structure sur l'ensemble du spectre visé. L'une des améliorations à apporter est de tout bonnement corriger l'équation (IV.1) en apportant une dépendance en D^2 :

$$\lambda_R = A.\Lambda + B'.D^2 + C' \quad (\text{III.3})$$

où A , B' et C' sont des constantes, dont B' et C' à recalculer.

Le choix des simulations utilisées pour déterminer les constantes A , B et C est également discutable, vis-à-vis de leur regroupement et du spectre qu'elles balayent. Un meilleur choix peut très probablement être fait. Enfin, malgré une dispersion minime du SiN, cette dernière n'est pas entièrement négligeable et mène probablement à des dérives de λ_R en regard de Λ .

b. Les filtres en silicium amorphe : Mask2

Nous n'avons pas appliqué la même méthode de conception de la forme des réseaux en aSi pour diverses raisons.

En premier lieu, le but de ce masque n'est pas de fabriquer un démonstrateur couvrant le proche infrarouge, comme l'était l'ensemble des filtres en nitrure pour le visible. Il n'y a donc pas grand intérêt à réaliser des dessins en se concentrant uniquement sur λ_R . En second lieu, la dispersion du aSi est bien plus élevée que celle du nitrure, et de ce fait l'extrapolation aurait été trop approximative si elle avait été appliquée sur tout le spectre d'intérêt. Par ailleurs, la méthode de simulation à ce moment-là de la thèse, soit un an et demi après la conception du premier masque, était plus efficace et a contrebalancé la nécessité d'avoir une méthode analytique pour déterminer les couples (Λ, D) .

Le masque Mask2, qui s'organise comme représenté sur la figure III.2, se décompose en deux carrés de 1 mm de côté, chacun dédié à un type de structure. Le carré de gauche est dédié à un type de structure que l'on traitera dans le quatrième chapitre, que l'on appelle la Cavité Fabry-Perot hybride (h-FPC). La partie de droite est consacrée aux RWGs, il s'agit de la partie qui nous intéresse dans ce qui suit. Elle se divise en cinq zones, pour explorer des aspects de fonctionnement et de fabrication :

- une zone dédiée à l'effet de taille lié à la surface finie des RWGs. Pour ce faire, nous avons choisi trois réseaux ayant des λ_R différentes, et nous avons réparti spatialement ces réseaux en zones carrées de $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$ de côté de sorte à ce qu'il y ait au moins $10 \mu\text{m}$

d'espace entre deux filtres et que deux filtres ayant la même λ_R ne soient pas adjacents.

- une zone contenant des réseaux avec un facteur de remplissage variant de 5% à 20% pour obtenir des résonances dans le visible tout en limitant l'absorption du silicium dans ce domaine spectral.
- une zone ayant des motifs présentant deux périodes dans une même dimension. Ce genre de motif à double période montre dans la littérature une meilleure tolérance à l'angle qu'un motif à période simple. Ainsi, il est intéressant dans un premier temps de tester leur fabrication, puis dans un second temps de voir si l'on en extrait quelques résultats utiles pour la suite, sachant que ce type de structure n'a pas été exploré durant cette thèse.
- un ensemble de réseaux de $100 \mu\text{m}$ de large pour filtrer dans le domaine du SWIR (de $\approx 1100 \text{ nm}$ à $2 \mu\text{m}$), dans une visée exploratoire. Le facteur de remplissage a été fixé à 30%, pour espérer obtenir une résonance autour de 10-30 nm de large.
- des réseaux à maille hexagonale. Cet agencement plus compact permet d'aboutir à des facteurs de remplissage plus élevés qu'un réseau à maille carré. De plus, du fait de l'orientation des axes de périodicité, les propriétés angulaires et de polarisation sont a priori différentes, et il est intéressant de pouvoir les examiner.

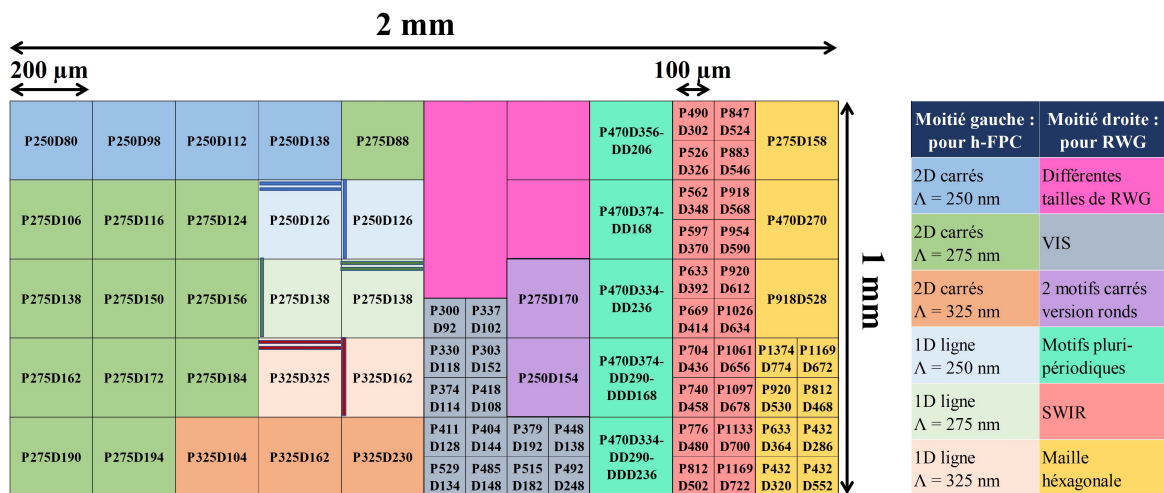


FIGURE III.2 – Organisation du masque *Mask2*.

La plupart des structures de ce masque ont leur facteur de remplissage fixé. Il reste donc seulement à déterminer la période, sachant que dans la plupart de ces cas le but est de viser un domaine spectral plutôt qu'une longueur d'onde. Dans ces conditions, nous trouvons une première structure qui résonne à proximité du domaine ciblé via la relation $\lambda_R = n_{eff}\Lambda$, puis sur de faibles largeurs spectrales nous déduisons un coefficient A approprié (cf. équation (III.3)) donnant λ_R en fonction de Λ , que nous appliquons pour déterminer les autres périodes. Sur l'ensemble du masque, Λ balaye des valeurs étendues entre 300 nm et 1374 nm, et D varie de même entre 92 nm et 774 nm.

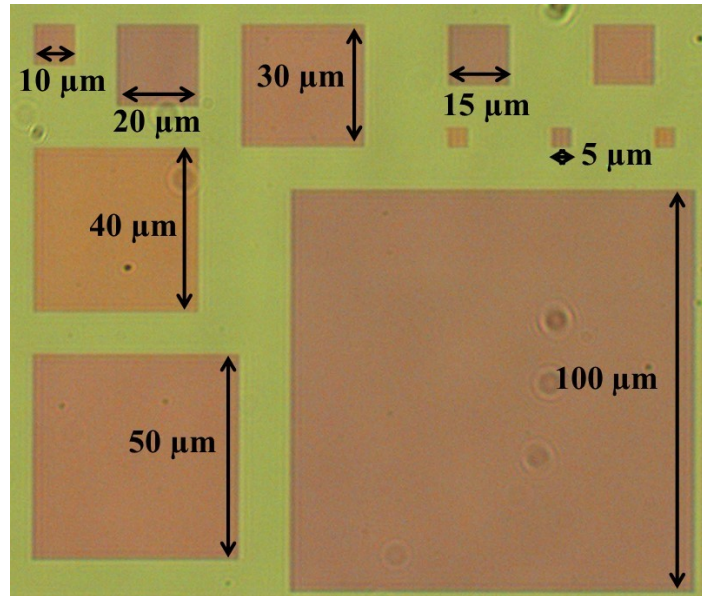


FIGURE III.3 – Photographie au microscope de l'agencement des filtres de différentes tailles

3) Choix de la taille surfacique des filtres

Pour les filtres en nitrure du Mask1, nous avons décidé de réaliser des patches carrés de $100\ \mu\text{m}$ de côté. La dimension est suffisamment grande pour que chaque réseau contienne un nombre de périodes $N > N_\infty$, pour éviter les effets de taille. En effet, le réseau de plus petit N a une période de $620\ \text{nm}$, soit $N = 160$, et résonne à $931\ \text{nm}$ avec une largeur de $1\ \text{nm}$. Son facteur de qualité vaut 931 , on en déduit qu'il faut au moins $N_\infty = \frac{Q}{2\pi} = 148$ périodes pour que la résonance soit similaire à une résonance de RWG s'étendant infiniment.

De plus, comme on nous avait attribué une surface $1\ \text{mm}^2$ sur le masque pour nos dessins, un patch de $100\ \mu\text{m}$ de côté donne lieu à une matrice de 100 filtres, qui est plus que le minimum de filtres que nous souhaitions pour balayer le visible par bande de $10\ \text{nm}$. Sur la centaine de filtres, 67 sont consacrés au VIS, 16 au NIR, et 4 comme référence.

Pour les filtres en aSi, nous avons gardé des dimensions de patch entre $100\ \mu\text{m}$ et $200\ \mu\text{m}$, suivant le nombre de structures par domaine, sans se référer à un N_∞ . La seule exception concerne la zone dans laquelle on fait varier les dimensions des patches de $5\ \mu\text{m}$ à $200\ \mu\text{m}$, pour mesurer l'effet de taille.

II) Fabrication des filtres

Dans cette partie nous présentons la fabrication des filtres en salle blanche, partant d'un wafer de Si et finissant par l'empilement complet sur wafer de verre. Ces filtres sont fabriqués sur la plateforme $300\ \text{mm}$ de ST Crolles, nom faisant référence au diamètre des wafers employés. Les machines et technologies utilisées diffèrent selon la taille du wafer, et la plateforme $300\ \text{mm}$ a la particularité d'être entièrement automatisée. Ainsi,

aucune des actions présentées dans la suite n'est réalisée manuellement, et des équipes spécialisées sont en charge du développement et application des différentes étapes de fabrication.

Notre rôle dans ce processus est de définir ce que nous souhaitons faire produire, de discuter de la faisabilité avec les différentes équipes spécialisées dans les différents procédés mis en jeu, de vérifier que tout se déroule comme prévu et de proposer des alternatives quand une étape est infaisable telle que demandée. Ainsi, nous avons une bonne vue d'ensemble de la fabrication des dispositifs, sans pour autant être directement impliqués dans cette dernière.

Dans ce qui suit, nous décrivons les différentes étapes de fabrication, en différenciant les filtres en SiN et ceux en aSi, puis nous discuterons de la complexité à réaliser des réseaux de diamètres variés au sein d'une même matrice.

1) Description de la chaîne de fabrication

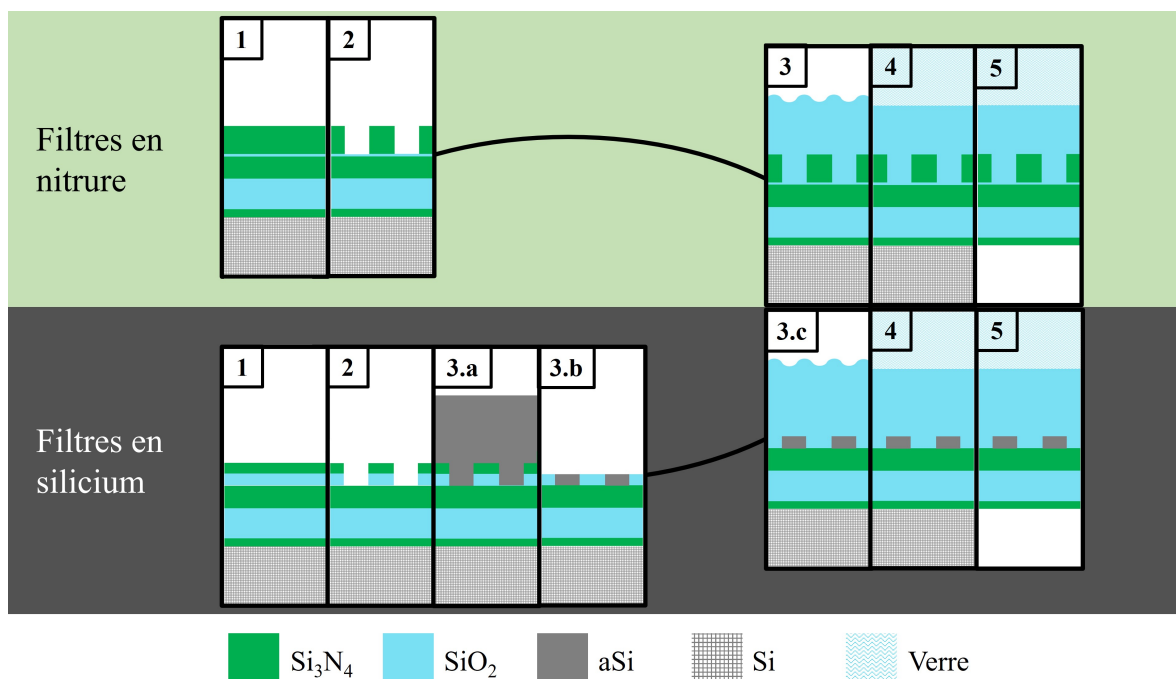


FIGURE III.4 – Schéma récapitulant les principales étapes de fabrication des filtres RWG.

Toutes les étapes de dépôt et gravure sont réalisées sur support en silicium, l'ajout du verre se fait une fois le reste de la structure terminé. Dans un premier temps (fig. III.4 - 1), on réalise tous les dépôts de nitruure et oxyde jusqu'aux couches devant être gravées pour former les réseaux. Ensuite (fig. III.4 - 2) on procède aux étapes de photolithographie et gravure pour creuser des réseaux de trous cylindriques suivant le dessin du masque. Dans le cas des réseaux en nitruure, on grave toute la couche SiN pour s'arrêter sur la fine couche en SiO_2 . A ce stade nous avons déjà la moitié du réseau (partie indice fort) de réalisée. Dans le cas des réseaux en silicium, la gravure traverse

les couches de SiN et SiO₂ pour s'arrêter sur la couche en SiN suivante. Il reste ensuite à remplir les trous gravés avec du aSi (fig. III.4 - 3.a) puis retirer le surplus de aSi et SiN par polissage mécano-chimique, dit CMP (fig. III.4 - 3.b). A ce moment, il est possible de chauffer la plaque pour changer la phase du silicium et le faire passer de amorphe à polycristallin. Les trois dernières étapes sont identiques pour les deux types de réseau. Il s'agit de déposer du SiO₂, finissant de remplir le réseau en SiN ou en aSi (fig. III.4 - 3 et 3.c), puis d'aplanir la couche de SiO₂ par CMP pour y coller le wafer de verre par adhésion moléculaire (fig. III.4 - 4), technique nommée collage direct [75]. Enfin, le wafer de Si est retiré par meulage (fig. III.4 - 5), pour ne laisser que le wafer de verre comme support. Ce dernier est aminci pour atteindre une épaisseur de 210 μm .

Degré de précision sur les épaisseurs déposées

Cette problématique est classique de la fabrication microélectronique. Les épaisseurs des couches minces déposées sont généralement de l'ordre de quelques dizaine à quelques centaines de nanomètres, et même si les méthodes de dépôt sont précises, il réside une certaine erreur. Cette erreur de quelques nanomètres la plupart du temps se traduit en différents ratios suivant la couche concernée :

- elle est de 5% à 10% sur les épaisseurs hors celles du RWG ;
- au niveau du socle, on estime l'erreur à 3-4% sur 55 nm et 7% sur 100 nm.
- au niveau du réseau, on estime l'erreur à 3-4% pour 70 nm de SiN. L'évaluation de la précision sur les réseaux de aSi est plus complexe car les bords des nanodisques sont plus épais qu'au centre. Comme la hauteur h_R de 30 nm est faible, quelques nanomètres se transforment en une erreur non négligeable. Ainsi, on estime que la précision sur la hauteur en centre de disque de aSi est de 10%, et peut atteindre 33% sur les bords.

Ces estimations ont été faites à partir des différentes coupes TEM des dispositifs à notre disposition.

Pour avoir une idée de l'impact des déviations de fabrication sur la réponse des filtres, nous avons simulé un RWG dont $\Lambda = 340$ nm et $D = 240$ nm, en faisant varier soit h_S (fig. III.5) soit h_R (fig. III.6) en fonction des précisions que nous avons relevées. Concernant les réseaux en SiN, nous voyons sur le graphe de la fig. III.5 que, comme attendu, le pourcentage d'erreur se fait davantage ressentir sur la position λ_R pour le socle de 100 nm que pour celui de 55 nm. Néanmoins, dans les deux cas, le décalage de λ_R est de l'ordre du nanomètre pour une erreur de 4%. Et dans le pire cas (non atteint dans la réalité) qui est celui d'une variation de 10% du socle de 100 nm, ce décalage ne dépasse pas 5 nm. En termes de λ_R , si l'on souhaite une résolution spectrale plus faible que le nanomètre, le degré de précision sur les épaisseurs de socle est suffisant. Néanmoins, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ étant également de l'ordre de quelques nanomètres, le décalage engendré par l'erreur d'épaisseur h_S est à la limite d'empêcher un recouvrement spectral entre les variations de réponses de 0-10% dans le cas $h_S = 55$ nm de la fig. III.5, voir empêche ce recouvrement dans le cas $h_S = 100$ nm. Or un certain recouvrement spectral peut être souhaité pour garantir le filtrage de certaines longueurs d'onde fixes d'un filtre à l'autre.

Nous voyons sur le graphe de la fig. III.6 que les variations d'épaisseurs n'ont pas le

même impact sur λ_R suivant les matériaux utilisés. Si la variation de λ_R dans le cas du réseau en nitrure est encore plus faible que le cas précédent du socle à 55 nm pour un même taux de variation de h_R , celle dans le cas du réseau en silicium est beaucoup plus forte. On note déjà une erreur de ≈ 10 nm pour une déviation de 10% de $h_{R,consigne}$, qui va jusqu'à 30 nm pour 33%. L'erreur de 33% n'est a priori jamais atteinte sur l'ensemble du nanodisque de aSi, ce qui en fait une borne du décalage de λ_R . Et comme la hauteur du réseau n'est que de 30 nm, un degré de précision supérieur à 10%, soit moins de 3 nm, serait a priori difficile à obtenir de manière stable. Ce qui donne tout de même un écart $\lambda_{R,theorique} - \lambda_{R,fabrication}$ non négligeable, entre 10 nm et 30 nm. De plus, contrairement à l'impact d'une variation de h_S , celui de h_R dépend également du facteur de remplissage f du réseau. Plus f est élevé et plus la variation de λ_R due à un changement d'épaisseur sera élevé. Dans le cas des simulations présentée fig.III.6, $f = 0,39$. Néanmoins, la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ des résonances du réseau en Si est suffisante pour garantir un certain recouvrement des réponses spectrales pour des variations de 0% à 33%.

Les résultats présentés dans ces deux exemples ne sont pas généralisables sur les valeurs d'écart à appliquer, mais donnent un ordre de grandeur des différences auxquelles on peut s'attendre entre conception et fabrication. Ainsi, alors qu'une erreur sur $h_{R,SiN}$ est négligeable, celle sur $h_{R,aSi}$ ne l'est pas et peut impacter fortement λ_R .

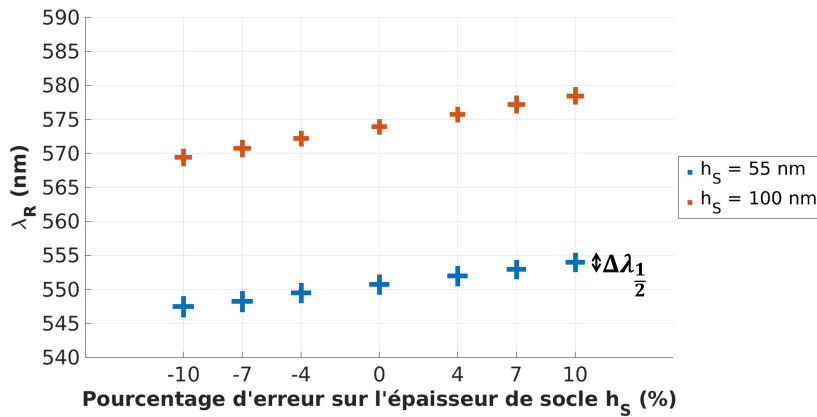


FIGURE III.5 – Impact d'une variation de fabrication de l'épaisseur du socle h_S de RWGs en nitrure sur la résonance. La position de la résonance λ_R est donnée en ordonnée, et la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est rendue par la taille des croix. Dans les deux cas cette largeur varie peu avec h_S .

2) Présentation des différentes structures fabriquées

Plusieurs échantillons avec différentes structures comportant des réseaux ont été fabriqués au cours de cette thèse. Deux ensembles de structures sont issus des masques Mask1 et Mask2 présentés précédemment, mais nous avons également mesuré des RWGs fabriqués avec un masque que nous n'avons pas conçu, et dont le début de fabrication est antérieur à celui de la thèse. Dans la suite nous nommerons ce masque Mask0. Par extension, les structures-mêmes seront parfois nommées Mask0, Mask1 ou Mask2.

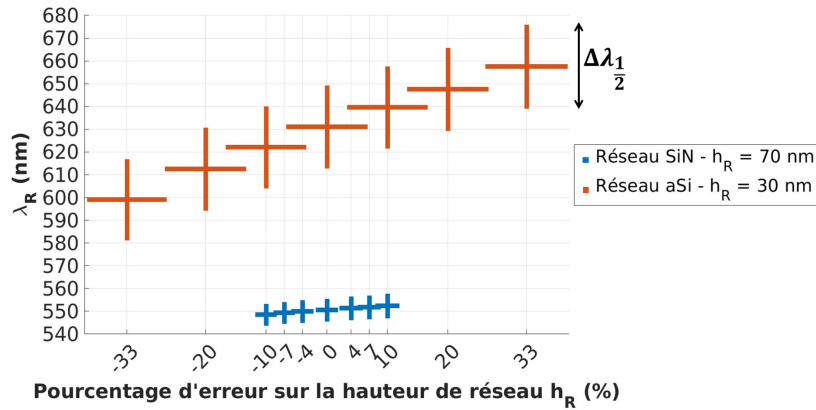


FIGURE III.6 – Impact d'une variation de fabrication de la hauteur du réseau h_R de RWGs avec réseau en SiN ou en aSi sur la résonance. La position de la résonance λ_R est donnée en ordonnée, et la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est rendue approximativement par la taille des croix. Dans les deux cas cette largeur varie peu avec h_R .

Le premier ensemble de RWGs est issu du Mask0, il s'agit de 16 RWGs de 1 mm^2 chacun organisés en un carré, avec des réseaux en Si (aSi fig. III.7 - (a) ou poly-Si fig. III.7 - (b)) ayant une période fixe de 470 nm et 16 diamètres différents allant de 120 nm à 306 nm. Suivant les wafers, h_R vaut 30 nm ou 70 nm et h_S vaut 20 nm ou 55 nm. Les coupes TEM de la figure III.7 montrent des RWGs avec $h_S = 55 \text{ nm}$ et $h_R = 30 \text{ nm}$.

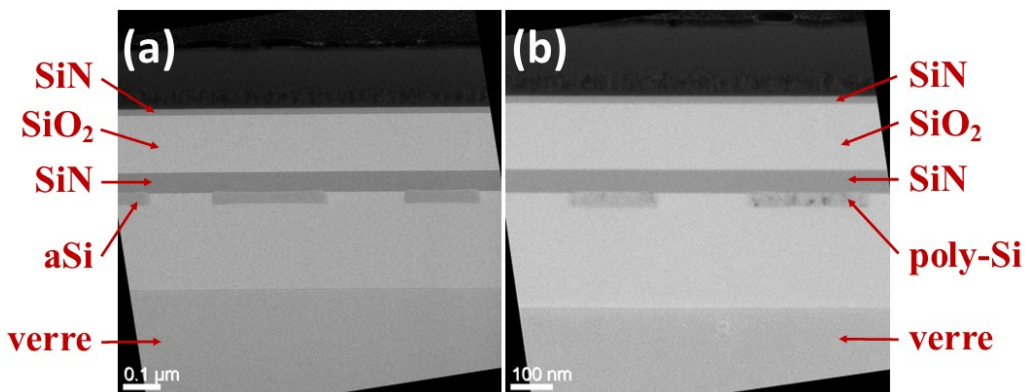


FIGURE III.7 – Coupes TEM de deux RWGs issus du Mask0. (a) le réseau est en aSi; (b) le réseau est en poly-Si, on voit l'aspect cristallin sur l'image TEM.

Le deuxième ensemble de RWGs produit avec Mask1 est complètement en nitrure, il contient 100 patchs carrés de $100 \mu\text{m}$ de côté formant un carré de 1 mm^2 , et chaque structure possède une configuration (Λ, D) différente des autres. La figure III.8 montre des coupes TEM de ces RWGs tout en SiN, avec trois épaisseurs de socle h_S différentes, de 0 nm (fig. III.8 - (a)), 55 nm (fig. III.8 - (b)) et 100 nm (fig. III.8 - (c)). Pour plus de précisions sur les motifs des réseaux, voir le détail de Mask1 dans la partie "I)2)a. Les filtres en nitrure : Mask1".

Le troisième ensemble de RWGs produit avec Mask2 est en aSi, avec h_R valant 30 nm ou 50 nm, et h_S valant 20 nm ou 55 nm. La figure III.9 montre quelques exemples

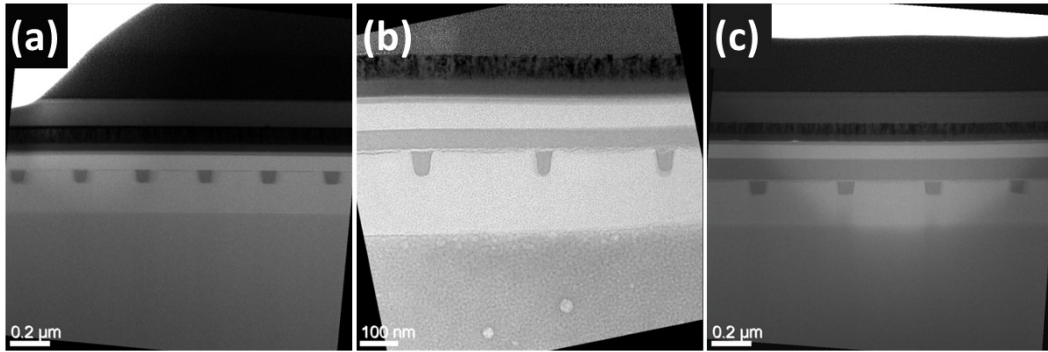


FIGURE III.8 – Coupes TEM de trois RWGs du Mask1 en SiN. (a) $h_S = 0$ nm, $\Lambda = 320$ nm et $D_{consigne} = 220$ nm; (b) $h_S = 55$ nm, $\Lambda = 320$ nm et $D_{consigne} = 240$ nm; (c) $h_S = 100$ nm, $\Lambda = 440$ nm et $D_{consigne} = 320$ nm. On aperçoit sur la fig. (a) des résidus après gravure, probablement du SiN, formant une fine ligne sur le réseau.

de formes (cylindres sur réseaux à maille carrée ou hexagonale) et dimensions (des diamètres de trous allant de 70 nm à 868 nm) de réseaux juste après la gravure des trous. Pour plus de précisions sur l'ensemble des réseaux, voir le détail de Mask2 dans la partie "I)2)b. Les filtres en silicium amorphe : Mask2".

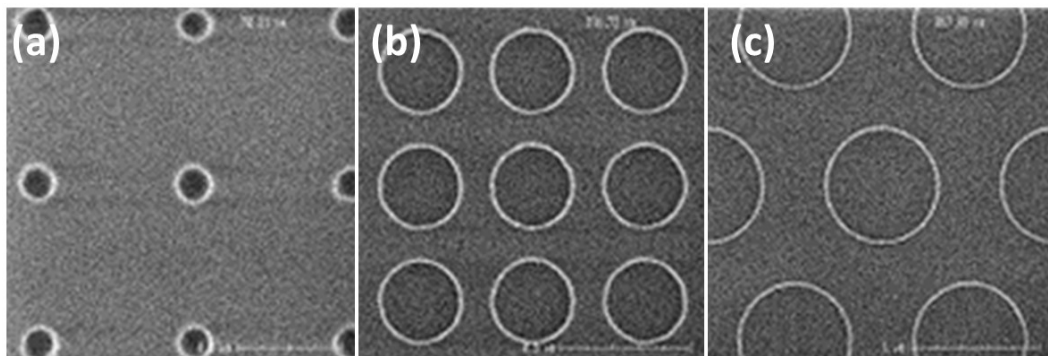


FIGURE III.9 – Images SEM de structures du Mask2 vue du dessus. (a) $D = 70$ nm, $\Lambda = 300$ nm; (b) $D = 317$ nm, $\Lambda = 432$ nm; (c) $D = 868$ nm, $\Lambda = 1374$ nm.

Contrairement aux autres structures, un empilement antireflet a été déposé sur l'autre face du wafer de verre, améliorant la transmission des filtres sur certaines parties du spectre par rapports aux premières structures issues du Mask0.

Après fabrication, les wafers (fig. III.10 - (a)) sont découpés en une quarantaine de coupons de quelques centimètres de côté comme sur la figure III.10 - (b) pour pouvoir notamment les manipuler plus facilement.

3) Effets de la photolithographie et de la gravure sur la forme des motifs cylindriques

Le masque pour réaliser la photolithographie ne donne que les contours du trou à réaliser. Ce sont les étapes de photolithographie et gravure qui vont déterminer la

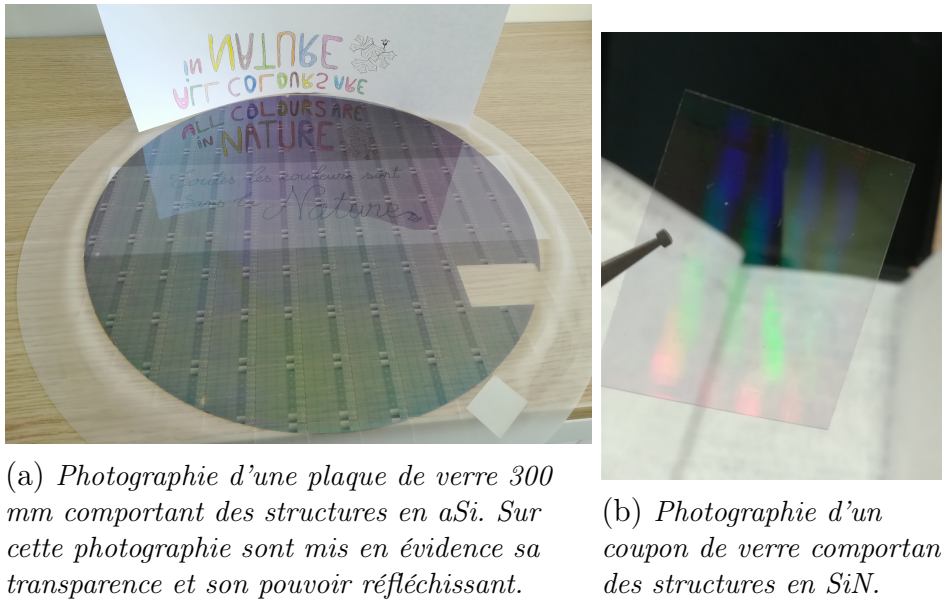


FIGURE III.10 – Photographies de wafers et coupons comportant des RWGs en aSi et en SiN.

forme finale en 3D des nanodisques ou trous cylindriques. Ainsi le but de cette étape est de convertir le dessin 2D du masque en 3D en ajoutant de la profondeur, idéalement sans déformation de la forme ni des flancs.

Les différentes étapes de photolithographie et gravure sont schématisées fig.III.11, on y voit le dépôt de la résine en couche mince (a) puis son insolation (b) avec une lumière UV à travers le masque en chrome. La troisième étape (c) est le développement de la résine : la solution de développement retire une partie de la résine pour laisser apparaître le motif du masque. Suivant si la résine est positive ou négative, la partie insolée est retirée et le reste se maintient, ou inversement. Enfin, la résine et la couche de matériau à structurer sont gravés chimiquement. Dans le même temps, la résine restante et les parties du matériau sous-jacent non protégées par la résine se creusent. Ainsi, le relief de la résine se transpose dans l'autre couche, et lorsqu'il n'y a plus de résine ou bien que l'on atteint la couche d'arrêt de gravure, le processus est terminé. Il y a ensuite un stripping de la résine pour retirer les résidus. Et nous obtenons un matériau façonné suivant le dessin du masque appliqué.

Les deux paramètres principaux à ajuster lors d'une photolithographie sont d'une part le **focus** et d'autre part la **dose d'exposition**. Concernant le focus, si la distance entre le masque et la résine n'est pas bien ajustée, les dimensions des formes du masque projetées sur la résine ne seront pas respectées, et le faisceau lumineux risque de créer une certaine pente dans la résine, qui peut se transférer dans la couche à structurer. L'ajustement la dose d'exposition quant à lui est spécifique à la résine utilisée, qui est une résine à amplification chimique [76]. L'exposition de la résine suivie d'un recuit produit une succession de réactions chimiques qui a pour but, dans le cas d'une résine positive, d'augmenter la vitesse de dissolution de la résine insolée dans le développeur. Plus la dose d'exposition est forte et plus la réaction de dé-protection de la résine est significative, ce qui a pour conséquence de créer un trou plus gros dans la résine après développement.

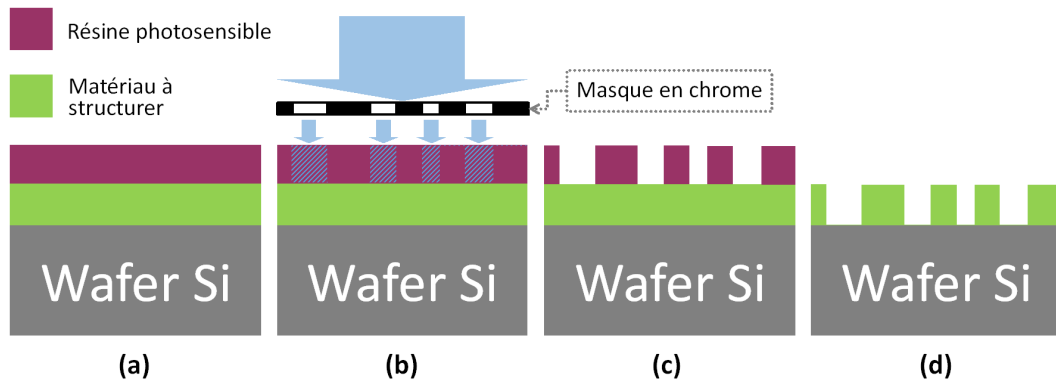


FIGURE III.11 – Schéma représentant les différentes étapes de photolithographie et gravure aboutissant à un réseau de trous. (a) Dépôt d'une couche homogène de résine photosensible. (b) Insolation de la résine à travers un masque en chrome. La longueur d'onde utilisée est du domaine de l'UV, pour limiter le phénomène de diffraction qui cause des artefacts. (c) Développement de la résine, on retire les morceaux de résine insolés pour faire apparaître le motif du masque dans la résine. (d) Gravure simultanée de la résine et du matériau à structurer, pour transférer le relief de la résine à la couche sous-jacente.

a. Problèmes rencontrés

Dans notre cas de RWGs nous rencontrons le problème suivant : les dimensions des trous ne sont pas fidèles à celles du masque. Nous avons pu observer ce phénomène sur différentes coupes TEM de réseaux en SiN et aSi une fois les structures finies (trois exemples fig. III.8 où les diamètres des trous sont plus grands que ceux donnés en consigne), ainsi que via des mesures SEM des diamètres des trous après l'étape de gravure, réalisées sur des plaques du Mask2 (voir fig III.12).

D'après les données du graphe de la fig. III.12, en suivant les données en jaune orangé, la différence de diamètre de trou consigne/mesure croît avec la dimension des trous. Elle est minimale vers ≈ 100 nm, avec une différence $D_{mesure} - D_{consigne}$ de 3 nm, et elle devient maximale vers ≈ 800 nm, avec $D_{mesure} - D_{consigne} = 82$ nm.

Du fait du faible contraste d'indice entre le SiO₂ et le SiN, la variation de diamètre consigne/produit impacte peu la résonance des RWGs en nitrure. En revanche pour les RWGs en aSi elle se répercute nettement dans la réponse spectrale, ce qui est plus problématique (cf. II.19).

Aspect pentu des flancs. Comme on peut l'observer sur les coupes TEM du réseau en SiN de la figure III.8, les flancs des trous sont légèrement pentus, ce qui donne des diamètres différents entre les deux extrémités planes des cylindres quelque peu trapézoïdaux. Dans ces cas-là, nous prenons comme valeur de diamètre une valeur moyenne des deux diamètres relevés.

Nous n'avons par ailleurs pas pris en compte cette pente dans les simulations car nous avons vu que son effet était négligeable, en plus du fait que la simulation avec pente est plus complexe et chronophage. D'autre part, ce paramètre est compliqué à anticiper, puisque la pente est provoquée par la gravure et dépend notamment du focus pratiqué lors de la lithographie, or ces conditions ne sont pas les mêmes entre les différentes

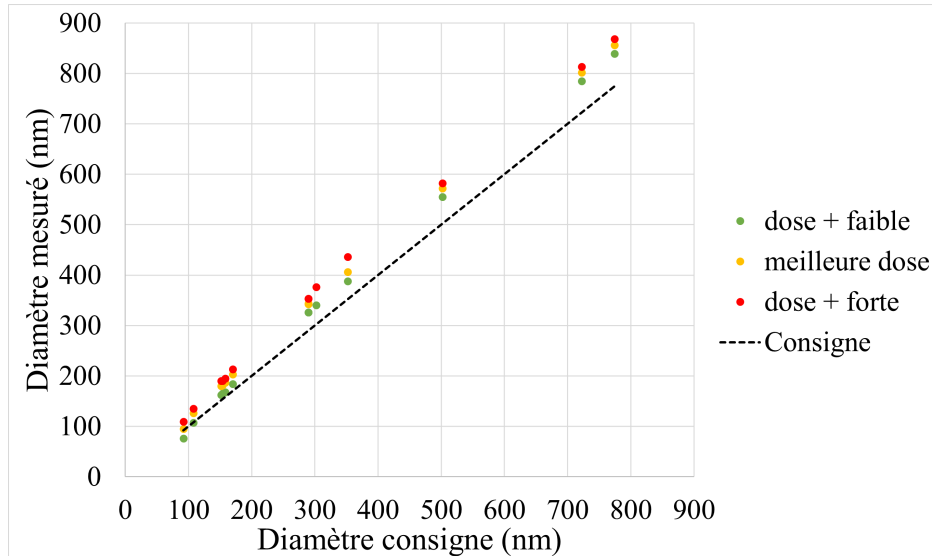


FIGURE III.12 – Graphe représentant les diamètres de trous après gravure vs les diamètres consigne de Mask2, pour trois doses d'exposition différentes de la résine, le focus ayant été préalablement ajusté. Les points en jaune orangé portant la légende "meilleure dose" correspondent aux meilleures conditions focus/dose trouvées pour certains motifs de référence. Généralement ces conditions sont ensuite appliquées à l'ensemble de la plaque.

structures réalisées. La preuve en est avec le réseau du MPW1 en aSi fig. III.7, qui ne présente pas la même forme de nanodisque que celle sur la figure III.8.

b. Solutions à apporter

Pour remédier à ce problème de diamètres, la première solution envisagée est de travailler sur les briques de fabrication pour réussir à sortir les bonnes dimensions. L'un des points explorés est de faire varier la dose d'exposition lors de la photolithographie. La fig. III.12 rend compte de variations extrêmes autour du point considéré comme celui donnant le meilleur rendu après photolithographie. L'emploi d'une dose plus faible donne des diamètres globalement plus proches de ceux ciblés par le masque, excepté lorsque $D < 100$ nm. Pour de petits diamètres, une trop faible dose peut donner lieu à des trous bouchés, voire des trous qui ne sortent pas (fig. III.13 - (a)). A contrario, l'emploi d'une forte dose nous éloigne des diamètres ciblés. Pour de grands diamètres avec un espacement faible entre deux trous, une trop forte dose risque de surgraver les trous et créer des ponts entre plusieurs trous (fig. III.13 - (b)).

Un autre point côté fabrication que nous n'avons pas pu explorer est l'utilisation de la correction optique de proximité (noté OPC ans la suite, pour Optical Proximity Correction). L'OPC est couramment utilisée en microelectronique, elle consiste à ajouter des éléments correctifs au masque pour améliorer le rendu après photolithographie de motifs complexes. L'ajout d'une OPC aux structures développées durant cette thèse aurait demandé un développement supplémentaire spécifique, rendant les étapes de conception et fabrication bien plus longues, pour une qualité de réalisation allant au-delà de la preuve de concept, ce qui n'était pas nécessaire à notre stade de

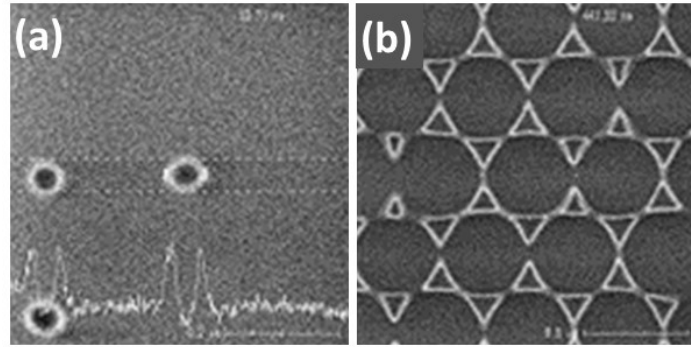


FIGURE III.13 – Exemples de gravures ratées suite à des doses d'exposition trop faibles ou trop élevées lors de l'étape de photolithographie. (a) Trous non débouchés lors du développement et de la gravure, suite à une application de dose d'exposition trop faible. (b) Trous trop élargis, créant des ponts entre deux trous, suite à une application de dose d'exposition trop forte.

développement des RWGs.

En cas d'impossibilité à ajuster toutes les dimensions des trous, la deuxième solution envisagée est d'anticiper les déviations de diamètre pour les prendre en compte dès la conception du réseau. Pour cela, il faut néanmoins réaliser des plaques de test et estimer la variation du diamètre des trous mesurés vs conçus.

Par exemple, dans le cas des trous réalisés à partir de Mask2, l'évolution du diamètre mesuré en fonction du diamètre consigne semble linéaire, avec un coefficient directeur différent suivant la dose appliquée (fig. III.12). En reproduisant les mêmes conditions de photolithographie et gravure, nous nous attendons à ce que les dimensions des nouveaux trous suivent la même tendance. Il reste alors à intégrer cette variation au moment du choix des dimensions de motif, pour rendre la dimension souhaitée en fin de fabrication et ainsi avoir un résultat déterministe pour la forme de la structure.

De manière plus générale, les formes et dimensions des trous obtenus après photolithographie et gravure dépendent de beaucoup de paramètres de fabrication, comme les matériaux mis en jeu ou encore le taux d'ouverture du masque, lié localement au facteur de remplissage des structures. Les mesures SEM réalisées fig. III.12 sont spécifiques aux étapes mises en jeu pour fabriquer cet empilement avec ce masque, avec le focus appliqué, et ne peuvent en aucun cas servir de calibration pour obtenir un diamètre déterminé pour l'ensemble des RWGs fabriqués. Ainsi, après avoir discuté de ces entraves à un résultat qui serait idéalement déterministe pour la forme de la structure, nous ne pouvons pas proposer d'emblée d'utiliser le meilleur focus avec la plus faible dose utilisés fig. III.12 comme calibration, et nous recommandons plutôt de mener une étude complète de calibration propre à chaque structure.

En l'absence de données sur l'impact de ces étapes de photolithographie et gravure sur les dimensions des réseaux, une stratégie à adopter pour limiter les mauvaises surprises lors des mesures est de fixer le facteur de remplissage au taux où la largeur spectrale $\Delta\lambda_R$ est maximale, autour de $f \approx 0,5 \text{ nm}$, lors de la conception des réseaux (cf. figures II.15 et II.16). Nous avons vu une certaine stationnarité de la résonance

autour de ce point, surtout dans le cas de réseaux 1D, tolérant ainsi une faible variation de diamètre sans pour autant affecter la réponse. Il est néanmoins important de réaliser des mesures de diamètre pour vérifier et comprendre d'éventuels résultats de mesure inattendus.

III) Mesures et analyse des performances des filtres fabriqués

Il ne reste plus qu'à évaluer expérimentalement les structures dont on vient de présenter la conception et la fabrication pour démontrer la faisabilité de filtres à base de RWGs en matériaux diélectriques. Cette partie expérimentale consiste à mesurer le spectre en transmission de chacun des filtres. Le montage et les conditions expérimentales sont précisés dans une première partie dédiée au banc de mesure. Ensuite sont présentées et détaillées différentes mesures obtenues à partir des structures Mask0, Mask1 et Mask2.

1) Banc de mesure

Il s'agit d'un microspectromètre balayant le domaine spectral VIS-NIR. Il est composé d'un microscope et d'un spectromètre, dont la manipulation et l'analyse se font via un logiciel dédié sur ordinateur. Ce banc a été monté par Olivier Lartigue et Pierre Barritault du laboratoire de capteur optique (LCO) du CEA Grenoble. Comme on peut le voir sur le schéma de la fig. III.14, la partie microscope est composée d'une lampe blanche comme source, d'un collimateur servant à focaliser le faisceau sur l'échantillon et d'un objectif qui injecte le signal dans une fibre de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre. Cette fibre est reliée au spectromètre. Sur la photographie de la fig. III.14 nous apercevons toute la partie microscope, avec une plateforme mobile se déplaçant rectilignement dans les 3 directions X, Y (latérales) et Z (hauteur), avec une précision en X et Y de $2\ \mu\text{m}$. Cette précision est un atout pour aligner les filtres avec le faisceau incident et l'objectif. Il est également possible de faire pivoter la plateforme autour d'un des axes latéraux. Ce banc de caractérisation, utilisé dans le cadre de nos mesures, possède les caractéristiques suivantes :

- microscope réglé en éclairage de Köhler
- incidence normale en lumière blanche
- grossissement de l'objectif : $\times 5$ pour des filtres ayant une taille supérieure ou égale à $100\ \mu\text{m}$. Pour les plus petits filtres, suivant leur taille, on applique un grossissement de $\times 20$ voire $\times 50$.
- spectromètre Andor Shamrock 303i utilisé avec un réseau de diffraction d'une densité de lignes de $3001/\text{mm}$ et un "blaze" de 500 .
- capteur silicium utilisé au niveau du spectromètre
- bande spectrale : $350 - 950\ \text{nm}$, avec les zones entre $350-450\ \text{nm}$ et $950-1050\ \text{nm}$ bruitées au niveau du capteur (limite de sensibilité et réflexions parasites pour les fortes longueurs d'onde)
- échantillonnage : 3601 points entre $350\ \text{nm}$ et $950\ \text{nm}$, soit un pas d'échantillonnage $< 0,2\ \text{nm}$.

- la mesure se fait en deux temps : dans un premier temps on mesure le spectre de la lampe sans échantillon, en s'assurant que la puissance de la lampe est juste sous la limite de saturation du capteur. Puis on mesure le spectre à travers l'échantillon, puis l'on fait le rapport des deux pour obtenir la transmission à travers l'échantillon.

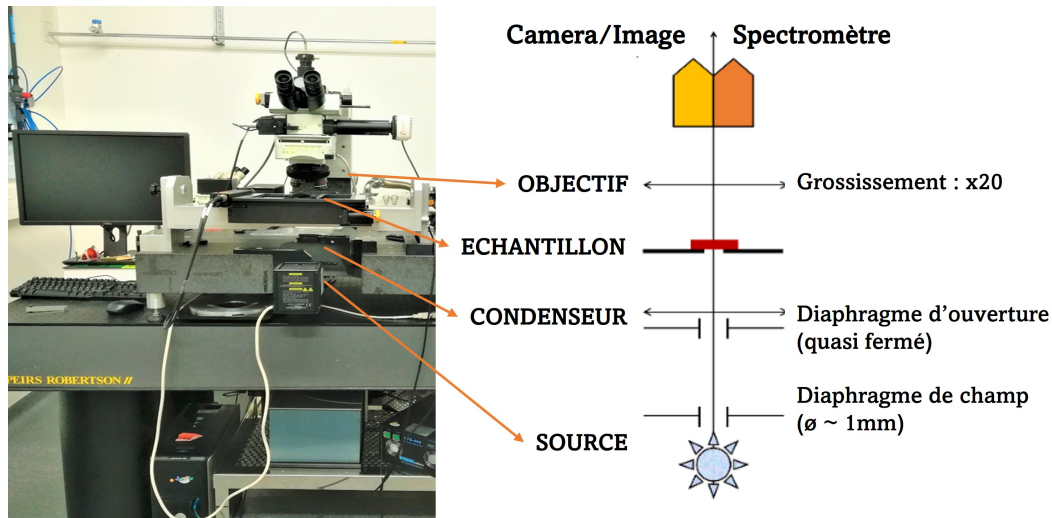


FIGURE III.14 – Banc du microspectromètre. La matrice de filtres est intégralement illuminée, mais seulement un spot de $5\ \mu\text{m}$ est analysé par le spectromètre (dans le cas d'un grossissement $\times 20$).

La méthode utilisée pour ne mesurer qu'un seul RWG à la fois est d'illuminer une large zone, de sorte à éclairer au moins l'intégralité du filtre. Ensuite, on vient centrer le spot de collection de la lumière sur le filtre, en déplaçant l'échantillon, de telle manière que toute la surface du spot soit incluse dans celle du filtre. Ce spot est la surface sur l'échantillon par laquelle passe toute la lumière qui est ensuite analysée par le spectromètre. La fibre reliant le microscope au spectromètre a un diamètre de $100\ \mu\text{m}$, diamètre qu'il faut diviser par le grossissement de l'objectif pour avoir celui du spot. Ainsi, un grossissement $\times 5$ donne un spot de collection de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre. Pour réaliser les mesures des plus petits filtres, nous avons utilisé des grossissements $\times 20$ voire $\times 50$ pour les filtres entre $5\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$. Nous avons vu que dans ces conditions d'éclairage et de collecte de la lumière, la distinction spatiale d'un filtre à l'autre est très précise. Il faut être vraiment sur la frontière de deux filtres pour voir une signature spectrale des deux sur la même mesure. Ainsi, en s'alignant bien sur le centre du filtre à mesurer, il n'y a a priori pas de doute sur le fait que le spectre rendu soit celui de ce seul filtre.

Cette méthode est discutable, après tout une autre manière de procéder serait d'illuminer chaque filtre avec un spot plus petit que lui, et alors on verrait peut-être d'autres effets de propagation au sein et en dehors du RWG [77], [78]. Néanmoins, il s'agit de la méthode la plus proche d'un système de capteur CMOS, composé d'un ensemble de photodiodes, chacune recouverte d'un filtre plus grand, et illuminé par un unique faisceau incident provenant de la source à analyser. Donc on s'attend à mesurer des résultats proches de ce que l'on pourrait avoir sur capteur. Par ailleurs, dans notre cas il n'était pas possible d'avoir un spot d'éclairage d'un diamètre inférieur à 1 mm

à cause du diaphragme de champ, et vu que le plus large filtre s'étend sur $200\ \mu\text{m}$ de côté, l'éclairage englobait forcément tout le filtre.

Nous avons rencontré deux problèmes majeurs au cours de ces mesures. Tout d'abord, le faisceau illuminant l'échantillon en incidence normale n'est pas parfaitement collimaté, car même en fermant le diaphragme d'ouverture à son minimum, cette dernière reste suffisante pour former un cône lumineux de 1° ou 2° . Or, nous y reviendrons dans le chapitre IV, les RWGs sont si sensibles à l'angle que cette faible incidence est visible sur les mesures.

Ensuite, nous nous sommes rendu compte tardivement que le spectromètre avait un problème de calibration. Malgré des efforts pour le recalibrer avec les outils appropriés, ce dernier n'était jamais calibré, avec des écart entre longueur d'onde mesurée et longueur d'onde réelle de l'ordre de $15\ \text{nm}$, ce qui n'est pas acceptable pour la précision nécessaire à nos mesures. Nous avons donc décidé pour chaque nouvelle campagne de mesures de réaliser des mesures de spectres témoins, avec des lampes spectrales contenant un gaz d'argon ou de krypton et dont nous connaissons le spectre théorique. Une fois toutes les mesures de filtre réalisées, nous calibrons a posteriori les données en interpolant les longueurs d'onde avec un polynôme de Lagrange, basé sur les différences expérience/théorie des spectres témoins.

2) Différents résultats de mesure issus des Mask0 aSi, Mask1 SiN et Mask2 aSi

Nous montrons dans cette partie différents résultats de mesure que nous avons obtenus à partir de structures fabriquées avec les masques de photolithographie présentés en amont. Le matériau précisé à côté du nom du masque est celui utilisé pour fabriquer la partie réseau.

a. Mask0 en aSi

Les résultats suivants ont été présentés lors de la conférence SSDM 2021 (Solid State Devices and Materials) qui a eu lieu au Japon en version hybride [79]. Il s'agit de mesures de spectres en transmission réalisées sur le microspectromètre. La fig. III.15 est issue des mesures des filtres d'une seule matrice, donc avec un empilement de RWG fixe. Comme tous les réseaux présentent la même période, on voit sur le graphe les deux effets du changement de facteur de remplissage, à savoir le décalage croissant de λ_R et l'élargissement de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ lorsque f_{aSi} augmente. Nous voyons également une diminution de la transmission et de l'amplitude de la résonance en dessous de $775\ \text{nm}$, que nous attribuons préférentiellement à l'apparition d'une partie imaginaire dans l'indice du aSi pour cette gamme de longueurs d'onde, sans avoir poussé plus loin la recherche d'explication (cf. figure I.11).

On a représenté fig. III.16 les mesures de quatre empilements différents utilisant le même Mask0, pour voir l'impact d'un changement d'épaisseur (h_R et h_S) sur la résonance ainsi que celui d'un changement de matériau en remplaçant le aSi par le poly-Si. Les résultats sont exposés sous forme de pseudo diagramme de bande, où l'on donne le taux de transmission à une longueur d'onde en fonction de f_{aSi} . Les résonances

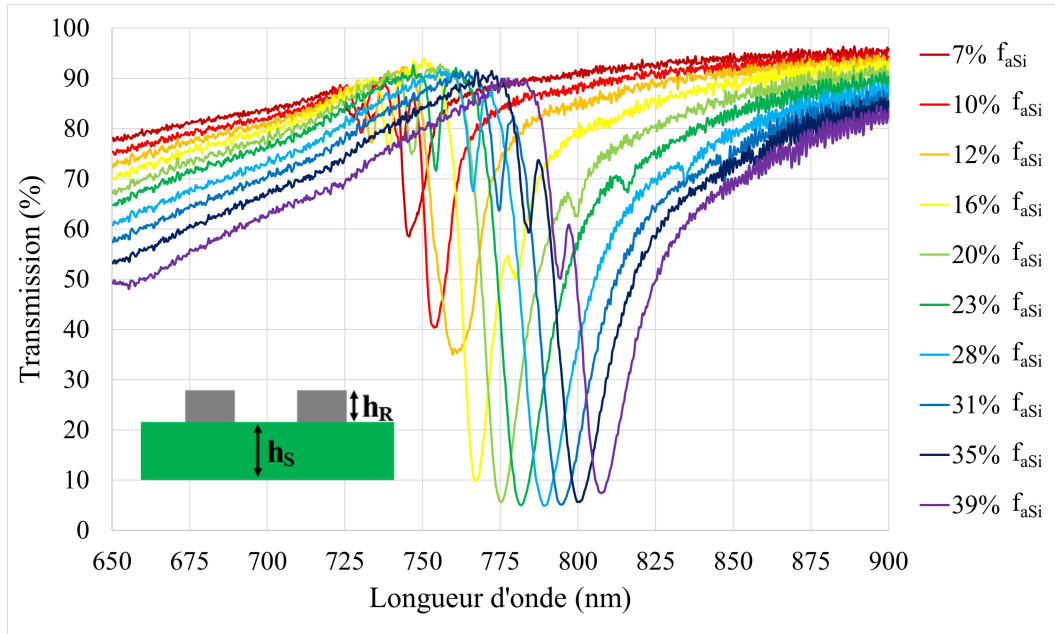


FIGURE III.15 – Spectres en transmission de différents réseaux en aSi ayant une période identique de 470 nm et un diamètre variable, exprimé en ratio f_{aSi} d'après des estimations obtenues à partir de coupes TEM. $h_R = 30$ nm et $h_S = 55$ nm.

sont synonymes de faibles transmissions, ainsi il suffit de regarder les régions bleues de faible transmission pour suivre le comportement de la résonance. Comme sur la fig. III.15, le creux de résonance s'élargit lorsque f_{aSi} augmente, mais pas autant suivant les empilements. Il en est de même pour la position de λ_R . Les variations des deux paramètres λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ en fonction de f_{aSi} sont les plus marquées pour la structure (c) qui présente le plus grand h_R , avec un écart de position de l'ordre de 100 nm pour un écart de largeur de l'ordre de 50 nm. A l'opposé, ces paramètres varient très peu pour la structure (d) qui possède le plus petit h_R avec de surcroît un réseau en poly-Si, dont l'indice de réfraction est un peu plus faible que celui du aSi. On trouve ainsi un écart de λ_R d'environ 30 nm, avec un écart en $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ d'environ 25 nm.

Bilan. Ces premiers résultats montrent la faisabilité de RWGs avec un réseau en aSi et un socle en SiN qui résonnent dans le NIR. Ils illustrent également certains mécanismes de variation de λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ en fonction du facteur de remplissage f_{aSi} , de la hauteur de réseau h_R et de l'épaisseur de socle h_S , que nous avons explicité dans le deuxième chapitre.

b. Mask1 en SiN

L'intérêt de ce masque est de montrer la faisabilité de filtrer un grand nombre de fines bandes spectrales tout au long des domaines VIS et NIR à partir de structures composées seulement de SiN et de SiO₂. Contrairement au Mask0, dans le Mask1 nous adaptons à la fois la période et le diamètre des réseaux pour gagner en amplitude de déplacement de λ_R . Une partie des résultats qui suivent a été présentée à la conférence

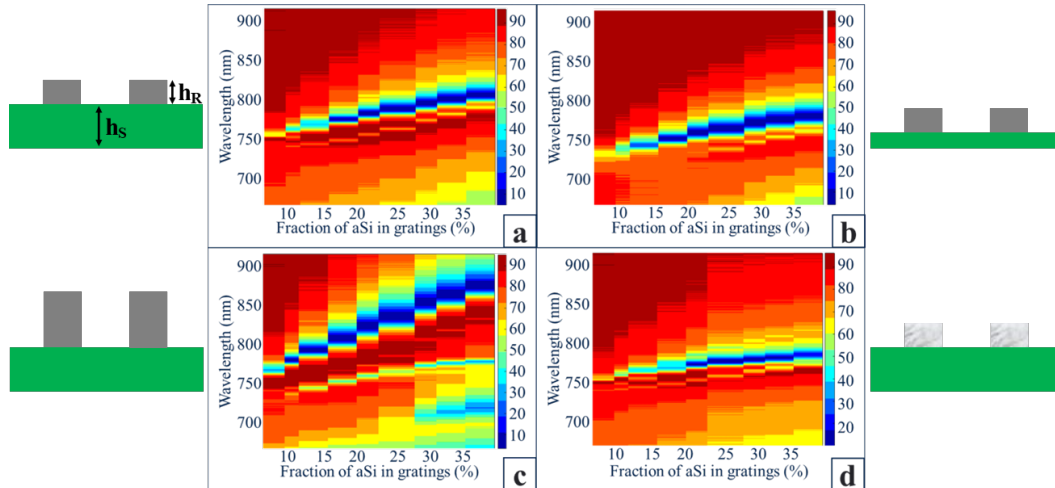
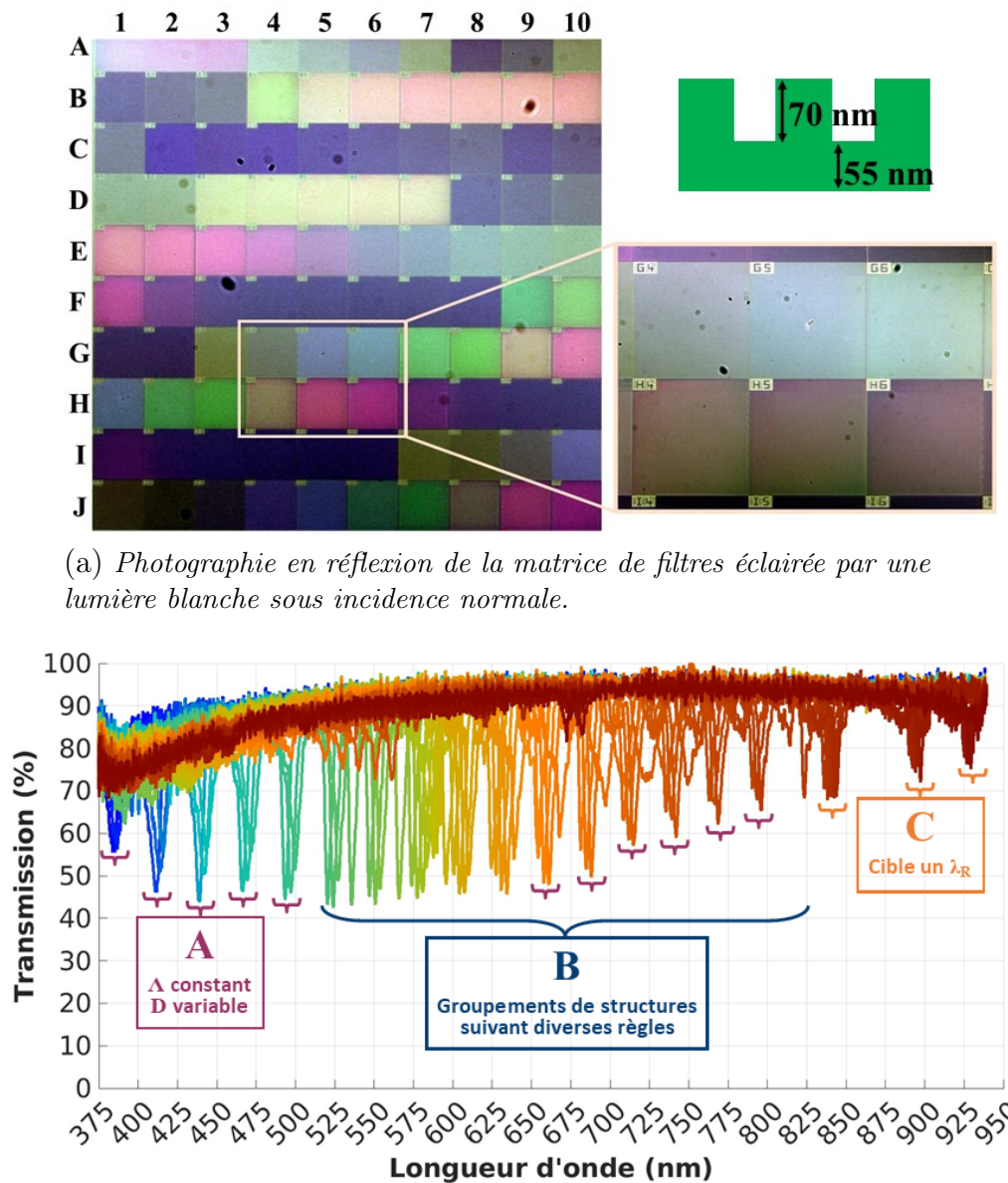


FIGURE III.16 – Mesures des spectres en transmission de 4 empilements de RWG différents, en fonction de f_{aSi} . (a) $h_S = 55 \text{ nm}$ et $h_R = 30 \text{ nm}$; b) $h_S = 20 \text{ nm}$ et $h_R = 30 \text{ nm}$; c) $h_S = 55 \text{ nm}$ et $h_R = 70 \text{ nm}$; d) $h_S = 55 \text{ nm}$ et $h_R = 30 \text{ nm}$ avec du poly-Si à la place du aSi.

CLEO 2022 aux USA, cette fois-ci en présentiel [80].

La fig. III.17 - (a) est une photographie en réflexion de la matrice de 100 filtres de Mask1 décrite précédemment, tandis que la fig. III.17 - (b) combine les mesures spectrales de 83 de ces 100 filtres. Un schéma rappelle certaines caractéristiques des RWGs mesurés. Nous trouvons des résonances qui commencent à $\approx 380 \text{ nm}$ et qui finissent à $\approx 930 \text{ nm}$, et elle couvrent relativement uniformément tout le VIS et une bonne partie du NIR. Les "paquets" de résonances sont dûs au design du Mask1, nous les avons regroupés en trois catégories : les groupements A correspondent généralement à trois réseaux ayant la même période mais un diamètre différent avec un écart de 20 nm entre deux diamètres ; les groupements C visent un λ_R en particulier, respectivement de gauche à droite $\lambda_R = 850 \text{ nm}$, $\lambda_R = 905 \text{ nm}$ et $\lambda_R = 940 \text{ nm}$; le groupement B est un mélange d'ensembles de structures avec soit Λ soit D constant. Les résonances sont très fines et dépassent rarement 5 nm de large. Leurs amplitudes sont également assez faibles, plus faibles que celles auxquelles on s'attendrait d'après des simulations, allant de 20% à 50% de transmission. Nous remarquons également l'apparition de seconds pics de résonance qui apparaissent en orange-rouge autour de 540 nm, à des longueurs d'onde plus faibles que les pics principaux de design.

Nous savons que les diamètres des structures fabriquées ne sont pas ceux originellement dessinés, à cause des biais de lithographie et de gravure. Toutefois, dans la fig. III.18 nous arrivons par la simulation à encadrer les mesures avec deux diamètres, de 100 nm pour le plus petit et 300 nm pour le plus grand, soit $\pm 20 \text{ nm}$ que les dimensions initiales. Ceux-ci équivalent à un facteur de remplissage maximal $f_{SiN,max} = 94\%$ et un facteur minimal $f_{SiN,min} = 45\%$. Cet écart de presque 50% ne donne lieu qu'à un décalage de λ_R de 20 nm. Ceci montre bien le faible impact du facteur de remplissage sur la position de la résonance, pour des réseaux en SiN.



(a) Photographie en réflexion de la matrice de filtres éclairée par une lumière blanche sous incidence normale.

(b) Spectres en transmission des 83 filtres couvrant le large domaine spectral VIS-NIR.

FIGURE III.17 – Rendus imagé et spectral de la matrice de filtres RWGs en nitrure obtenue à partir de Mask1, avec $h_R = 70 \text{ nm}$ et $h_S = 55 \text{ nm}$.

Nous notons par ailleurs un bon accord entre les simulations et les mesures, dans les positions et élargissements des résonances en fonction du diamètre. Les différences notables sont un tassement des résonances mesurées, qui présentent une plus faible amplitude et une plus grande largeur que celles simulées. La forme des résonances mesurées est vraisemblablement due aux conditions expérimentales l'illumination des filtres. En effet, le faisceau en sortie du condenseur n'est pas exactement collimaté ; l'ouverture du diaphragme d'ouverture engendre un léger cône lumineux. Nous verrons dans le quatrième chapitre que les RWGs sont particulièrement sensibles à l'angle du faisceau incident, engendrant des résonances à différents λ_R . Ainsi nous pensons que cette grande sensibilité à l'angle est à l'origine du tassement des résonances observées,

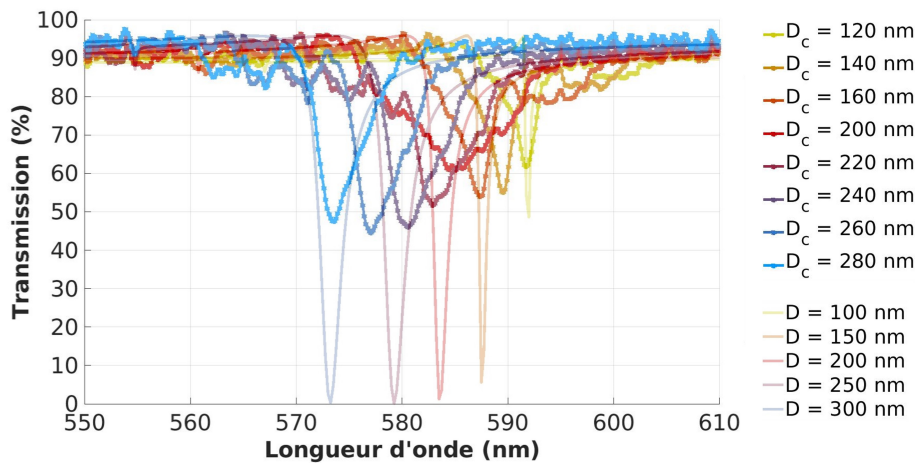


FIGURE III.18 – Mesures de réseaux ayant une même période de 360 nm et un diamètre variable. Les diamètres indiqués dans la légende par D_C sont ceux du dessin du masque, il n'a pas été possible de vérifier les dimensions après fabrication. Ces mesures sont associées à un ensemble de simulations prenant en entrée la même structure avec la même période, et dont le diamètre D varie dans les mêmes ordres de grandeur que ceux des structures mesurées. Lorsque D (ou D_C) augmente, f_{SiN} diminue et λ_R avec, ce qui explique le déplacement de la résonance vers la gauche ainsi qu'un élargissement de la résonance, vérifié à la fois en simulation et expérimentalement.

et donc de l'écart entre les simulations et les mesures.

Nous avons fait fabriquer également des RWGs sans socle, comme précisé précédemment dans la partie I)1). Nous avons réalisé quelques mesures sur ces RWGs, que nous comparons fig. III.19 aux RWGs ayant le même réseau mais avec un socle de 55 nm. Les RWGs sans socle résonnent, à des longueurs d'onde plus faibles que leurs homologues avec guide, ce qui est un comportement attendu en regard de l'étude sur les épaisseurs du RWG du deuxième chapitre (une épaisseur plus faible due à l'absence de socle induit un n_{eff} de mode guidé plus faible et ainsi un λ_R plus faible). Néanmoins, contrairement aux RWGs avec socles, les résonances du RWG sans socle s'aplanissent pour des longueurs d'onde grandissantes. La largeur d'une résonance étant liée à l'amortissement du couplage entre l'onde incidente et le mode guidé de la structure, la raison de l'élargissement des résonances pour les plus grandes longueurs d'onde serait une baisse de la capacité de confinement du mode résonant par la structure guidante, à savoir le réseau. En effet, ce dernier, avec sa relativement faible épaisseur et le faible contraste optique avec le milieu incident, perd en capacité de guidage de mode en comparaison avec le RWG avec socle. Pour rajouter à cela, les réseaux mesurés voient leur facteur de remplissage en SiN f_{SiN} diminuer entre I7 et G2, diminuant l'indice moyen du réseau. Ainsi, même si a priori les RWGs avec et sans socle présentent des performances du même ordre, il semblerait que pour réaliser des filtres de performances égales sur un large spectre il vaille mieux fabriquer des RWGs avec socles.

Enfin nous présentons fig. III.20 le spectre en transmission du filtre A10 dit de

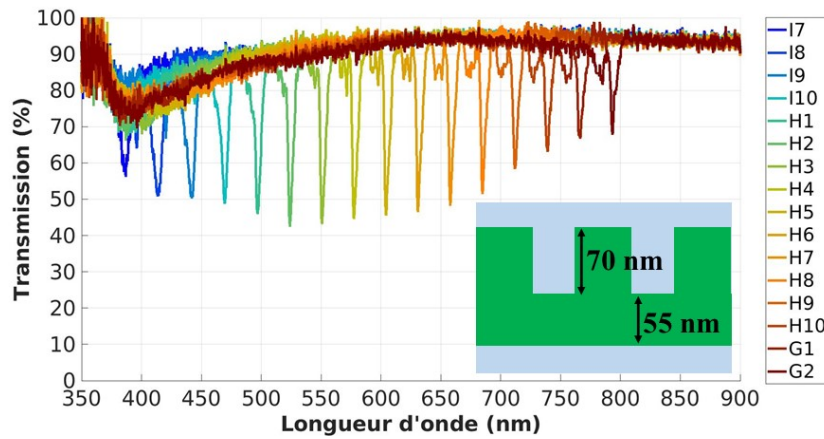
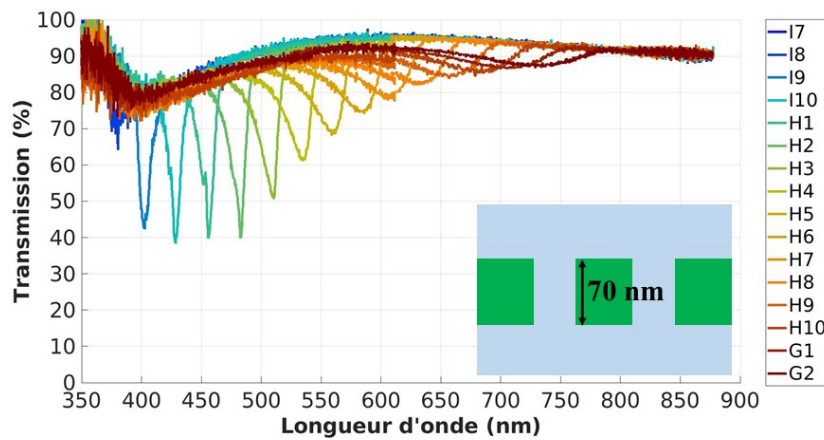
(a) RWGs avec socle, $h_R = 70 \text{ nm}$ et $h_S = 55 \text{ nm}$.(b) RWGs sans socle, $h_R = 70 \text{ nm}$ et $h_S = 0 \text{ nm}$.

FIGURE III.19 – Spectres en transmission de deux ensembles de RWGs avec et sans socle ayant les mêmes réseaux du Mask1.

référence, qui possède un réseau de trous de 1000 nm de diamètre pour une période de 1958 nm. Le but est d'avoir un RWG avec des dimensions trop grandes pour résonner dans le VIS-NIR, et de s'en servir pour générer un spectre similaire à la transmission de fond des autres filtres. $f_{SiN}(A10)$ est de 20 %, proche de celui du filtre D5 dont on cherche à superposer les spectres. Le spectre de A10 couvre bien celui de la structure D5, avec cependant quelques débordements autres que les résonances, qui seront source de bruit après traitement. Ces inexactitudes s'amplifient lorsque l'on cherche à superposer un filtre dont le f_{SiN} s'éloigne de celui de A10, puisque la transmission de fond dépend de f_{SiN} , ce qui ne va a priori pas dans le sens d'une bonne utilisation des filtres de référence.

Bilan. Ces résultats montrent la faisabilité de RWGs avec un réseau en SiN et un socle en SiN qui résonnent dans le VIS-NIR. Les comportements observés en fonction des paramètres optogéométriques correspondent bien à ceux décrits dans le deuxième chapitre de cette thèse. De plus, dans le cas des réseaux en SiN où l'influence du diamètre des trous sur λ_R est négligeable en regard de celle de la période, même sans

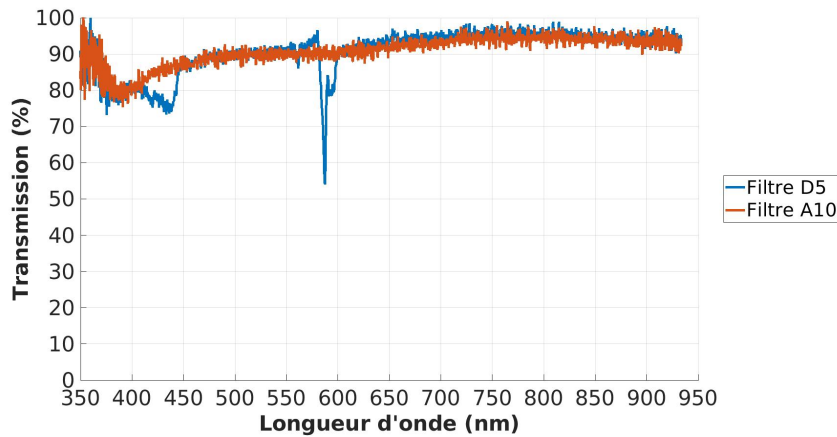


FIGURE III.20 – Filtre de référence (A10). Composé de trous d’oxyde comme les autres réseaux, il ne présente néanmoins pas de résonance dans le spectre VIS-NIR. Il se superpose assez bien à la transmission de fond d’un autre filtre avec résonance (le D5 ici, dont le f est proche de celui de A10), mais pas parfaitement, ce qui risque d’être une source de bruit supplémentaire.

connaître l’exacte morphologie des trous après fabrication nous pouvons nous fier à la simulation pour connaître λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$. Ainsi, une conception de réseau comme celle utilisée pour créer Mask1, avec un modèle corrigé moins linéaire que l’équation IV.1, semble être une solution viable.

c. Mask2 en aSi

Ce masque a principalement été conçu pour étendre le domaine de filtrage des RWGs au SWIR, mais nous n’avons pas pu réaliser ce type de mesure, qui demandait une adaptation de tout le matériel sur le banc du microspectromètre ainsi que du temps que nous n’avions pas. Une autre volonté était de tester des géométries différentes du réseau à maille carrée, mais nous n’avons pas pu évaluer leur potentiel. Ainsi, les principaux résultats que nous pouvons extraire de ce masque sont une étude de l’impact de la taille des filtres sur la forme de la résonance fig.III.22, un exemple de filtrage avec un réseau à maille hexagonale fig.III.23, et la capacité à avoir des résonances de premier ordre dans le VIS avec un réseau en aSi fig.III.24. Cela ouvre néanmoins des perspectives de travaux complémentaires.

Tous les résultats de mesure présentés dans ce qui suit sont issus d’un seul même empilement de RWG, schématisé sur la figure III.21.

i. RWG avec différentes tailles surfaciques. Comme attendu, plus la surface du filtre est petite, ie moins le réseau contient de périodes, et plus la résonance est large. C’est ce qu’illustrent les mesures présentées fig.III.22. Dans le cas précis du RWG étudié, dès $15\ \mu\text{m}$, soit ≈ 30 périodes suivant un axe, la résonance présente un aspect piqué, avec un $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx 25\ \text{nm}$. Ce pic devient plus prononcé et de moins en moins large avec la taille grandissante du filtre, pour arriver à $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx 5\ \text{nm}$ pour $100\ \mu\text{m}$ de côté. Néanmoins, pour une taille $\geq 30\ \mu\text{m}$, la résonance change peu. On arrive même à mesurer une meilleure amplitude de résonance sur un filtre de $40\ \mu\text{m}$ que sur un filtre de

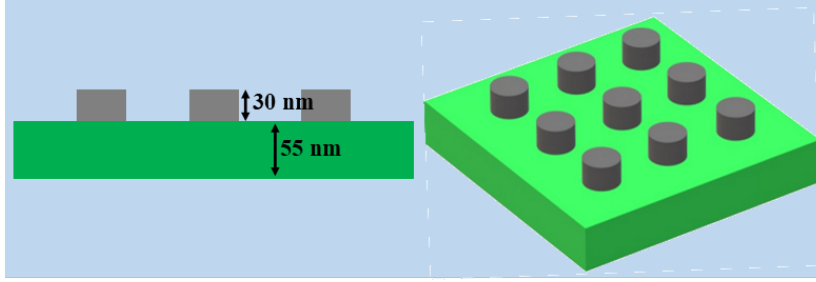


FIGURE III.21 – Schéma en coupe de la structure des RWGs du Mask2 dont on présente les résultats.

100 μm , probablement dû au fait qu'expérimentalement l'on n'arrive pas à bien rendre la résonance lorsqu'elle devient très étroite.

ii. Réseau avec maille hexagonale. Nous avons pu fabriquer quelques réseaux à maille hexagonale comme illustré fig.III.23 - encart qui présentent une résonance similaire aux RWGs à maille carrée. L'un des avantages de ce type de maillage est la compacité qu'il confère pour des motifs circulaires, donnant lieu à un facteur de remplissage f_{aSi} plus élevé qu'un maillage carré sans que les nanodisques ne se touchent. Un autre atout serait un changement de comportement vis-à-vis de la polarisation et de l'incidence oblique (sujet que nous aborderons dans le chapitre suivant), puisque les vecteurs réciproques des réseaux ne suivent plus les mêmes axes.

iii. Réseaux en aSi pour filtrer dans le visible. Dans cette thèse nous étions partis du principe que, comme le aSi absorbe de manière non négligeable la lumière (ie $k \neq 0$) pour des $\lambda \leq 750 \text{ nm}$, nous n'allions pas utiliser de réseaux en aSi pour filtrer dans le VIS. Le fait que les premières mesures réalisées sur le Mask0 avec des réseaux en aSi donnent des résonances beaucoup moins marquées lorsqu'on abordait le domaine spectral d'absorption du aSi allait dans ce sens. Néanmoins les résonances étaient présentes.

Nous avons donc décidé de réaliser un ensemble de réseaux en aSi avec un facteur de remplissage assez faible, en se disant que diminuer la quantité de aSi diminuerait l'absorption de la lumière par la couche réseau, et donc donnerait lieu à des résonances acceptables dans le VIS. Ainsi, nous avons réalisé 14 RWGs de 100 μm avec $f_{aSi} \in [5; 20]$ et $\Lambda \in [300; 529]$, en bleu sur le schéma du Mask2 fig.III.2. Les structures sur ce masque dédiées aux h-FPCs ayant une période de 275 nm ou 325 nm possèdent également de bonnes dimensions pour résonner dans le VIS. Le graphe de la fig.III.24 présente les mesures spectrales de deux filtres V4 et V6, modulo une variation de diamètres induit par un changement de la dose d'exposition lors de la photolithographie. Les deux filtres résonnent bien dans un domaine spectral où le aSi est absorbant. Par contre, la résonance de V4 vers 525 nm est bien plus prononcée que celle de V6 vers 650 nm, alors que pourtant $k_{aSi}(525 \text{ nm}) > k_{aSi}(650 \text{ nm})$. La différence réside au niveau du facteur de remplissage, où $f_{aSi}(V4) = 22\%$ et $f_{aSi}(V6) = 5\%$. Ce dernier confère un très faible $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ à V6, de l'ordre de quelques nanomètres, rendant la résonance très peu prononcée et donc très peu mesurable, contrairement à V4 où $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \approx 15 \text{ nm}$. On voit d'ailleurs que lorsque la dose augmente, la résonance de V6 est plus marquée, car une dose plus

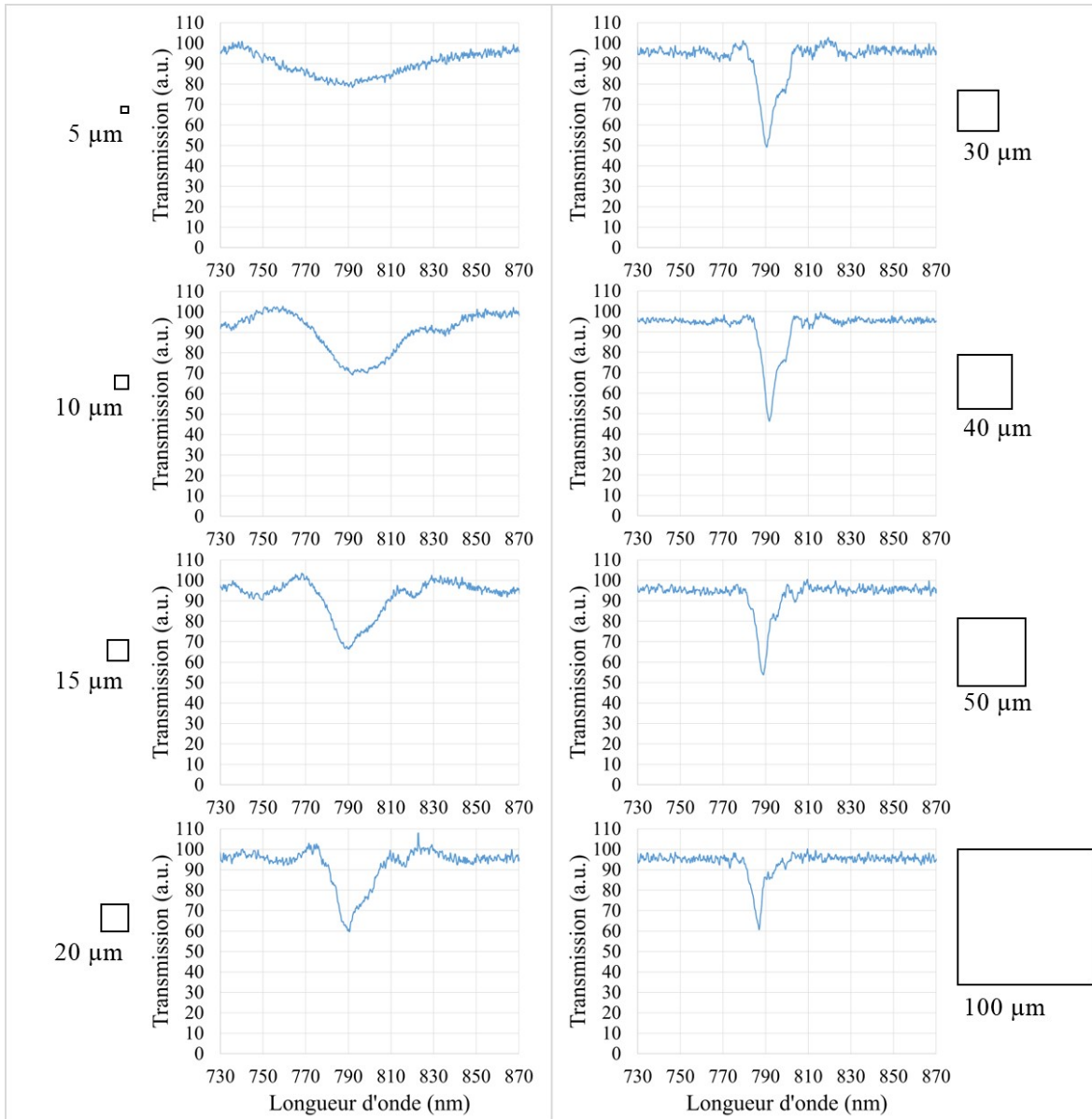


FIGURE III.22 – Impact de la taille d'un filtre sur sa réponse spectrale. Les différents graphes représentent le spectre en transmission d'un RWG en fonction de la longueur d'onde (nm), pour 8 dimensions de filtre différentes.

$(\Lambda, D) = (508 \text{ nm}, 314 \text{ nm})$. Le fait que certaines valeurs de transmission soient supérieures à 100% est certainement dû aux imprécisions sur les prises de spectres (référence et à travers le filtre) rendues plus difficiles par la diminution de la taille du spot ($2 \mu\text{m}$ pour les zones de $5 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ pour les zones de $20 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$).

grande élargit les trous et donc fait augmenter f_{aSi} . Si l'on reprend les courbes de la fig.III.15, la résonance avec la plus faible amplitude, vers $\lambda_R \leq 750 \text{ nm}$, est produite par un réseau dont $f_{aSi, \text{hypothétique}} = 5\%$, se retrouvant dans un cas similaire à V6. Par ailleurs on ne perçoit pas une nette amélioration de la transmission de fond en passant d'un f_{aSi} de 22% à 5%.

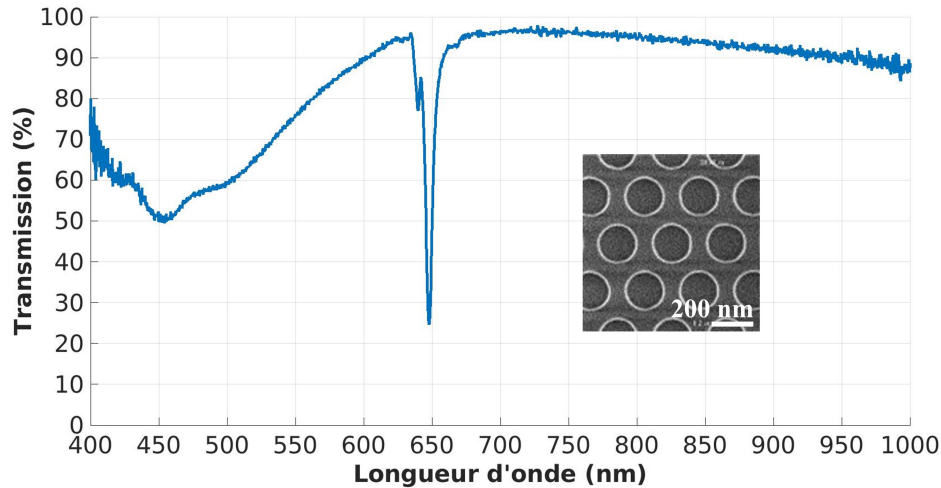


FIGURE III.23 – Spectre en transmission d'un réseau avec maille hexagonale, avec $\Lambda = 470$ nm et $D_C = 270$ nm. La période Λ correspond à la distance centre à centre entre les plus proches voisins. Encart : Image SEM vue du dessus d'un réseau à maille hexagonale similaire à celui mesuré.

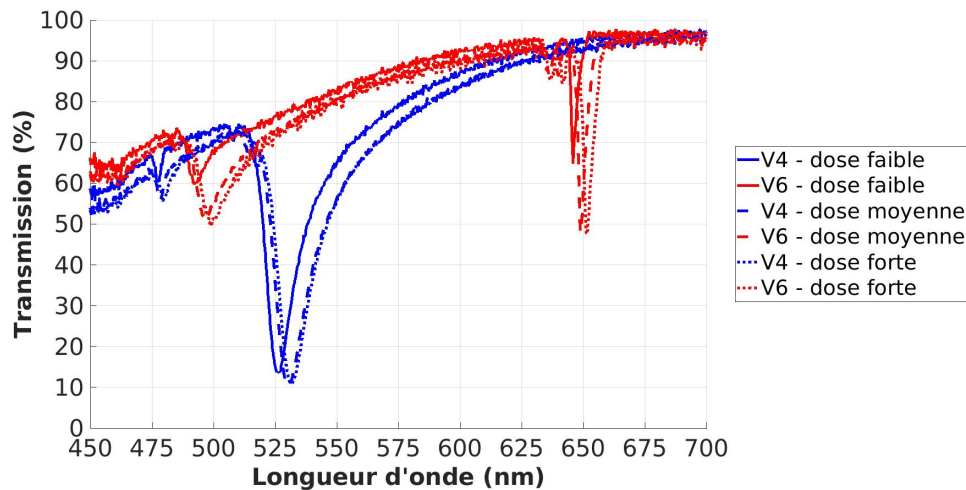


FIGURE III.24 – Spectres en transmission de deux filtres ciblant le VIS, ayant subi chacun trois conditions d'exposition différentes, dont on a mesuré les diamètres après gravure. $h_R = 30$ nm et $h_S = 55$ nm. Dimensions du filtre V4 : $\Lambda = 303$ nm et $D_C = 152$ nm, avec un diamètre réel qui prend les valeurs suivantes : $D_{faible} = 160$ nm, $D_{moyen} = 179$ nm et $D_{fort} = 189$ nm. Dimensions du filtre V6 : $\Lambda = 418$ nm et $D_C = 108$ nm, avec un diamètre réel qui prend les valeurs suivantes : $D_{faible} = 108$ nm, $D_{moyen} = 126$ nm et $D_{fort} = 135$ nm. Ils correspondent à une zone de la courbe III.12 où les CD restent assez proches de la valeur attendue.

Ainsi, à condition de pouvoir compenser d'une quelconque manière la baisse de transmission de fond dans le VIS due à l'absorption du aSi, il est possible de réaliser des filtres RWGs dans le VIS à base de réseaux en aSi. Il est alors préférable de choisir un facteur f_{aSi} suffisamment élevé pour garantir une largeur de résonance raisonnable pour être bien détectée, quitte à augmenter l'absorption du réseau.

Bilan Nous avons montré quelques résultats complémentaires aux études précédentes, certains applicables également aux RWGs tout nitrure. Nous avons notamment mesuré l'impact de la taille d'un RWG sur sa résonance, notamment sur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, corroborant l'étude théorique et simulatoire du chapitre précédent. Dans le cas spécifique du filtre mesuré, une taille de $30\ \mu\text{m}$ semble déjà convenir pour avoir une résonance piquée et large d'une dizaine de nanomètres.

Nous avons montré également la capacité à réaliser des RWGs avec des réseaux à maille hexagonale, offrant d'autres possibilités de conception non explorées.

Enfin, nous avons vu qu'il est possible de fabriquer des RWGs en aSi pour le VIS, malgré l'absorption du matériau dans ce domaine spectral.

IV) Conclusion du chapitre

Nous vous avons présenté dans ce chapitre comment nous avons conçu, fabriqué et mesuré deux types de RWGs, l'un avec un réseau en nitrure et l'autre avec un réseau en silicium amorphe.

Lors de la conception, le plus gros du travail est de déterminer un ensemble de couples (Λ, D) , un couple par filtre, à implémenter dans le masque de photolithographie. Nous avons fait le choix de suivre un modèle simplifié pour sélectionner rapidement les structures en fonction de leurs λ_R hypothétique. Ce modèle, bien qu'approximatif, nous a permis d'avoir des résultats assez proches de ceux souhaités. Néanmoins il pourrait être amélioré, notamment en utilisant la donnée f plutôt que D pour modéliser λ_R , et en prenant en compte le paramètre $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ de la résonance, qui impacte les performances des filtres lors de la mesure.

Une fois les choix de structure arrêtés nous passons à la fabrication. Les étapes clés sont la photolithographie suivie de la gravure pour créer les réseaux à partir des masques, et le collage du wafer de verre suivi du retrait de celui de silicium en fin de fabrication. Nous avons présenté pour les deux types de RWGs leur chaîne de fabrication, qui diffèrent principalement à l'étape de gravure : pour le réseau en SiN, on vient juste faire des trous dans le SiN pour les remplir d'oxyde, alors que pour le réseau en aSi, on vient creuser des trous dans un bi-couche SiN/SiO₂ que l'on remplit de aSi, puis l'on vient enlever le surplus de aSi et SiN pour qu'il ne reste que les nanodisques de aSi dans l'oxyde. Cette méthode de fabrication nous impose de faire un réseau de trous pour le SiN et un réseau de disques pour le aSi. Nous avons vu également qu'il est nécessaire de bien maîtriser le paramétrage de la photolithographie, voire de faire des boucles de calibration entre elle et la conception, pour réussir à sortir les diamètres des trous de manière fidèle aux valeurs consignées. Par ailleurs, le réseau en nitrure, vu son faible indice (entre 1,9 et 2) et le faible contraste avec l'oxyde ($\approx 1,45$), est peu sensible aux variations de fabrication, tant au niveau des diamètres des trous qu'au niveau des épaisseurs de socle et réseau. Le réseau en amo-silicium, quant à lui, est bien plus sensible à toutes ces variations, du fait de son indice plus élevé (entre 3,7 et 5). Les RWGs en aSi sont donc plus délicats à fabriquer que ceux en SiN.

Après leur fabrication, ces différents réseaux nous ont été envoyés pour mesurer leurs spectres en transmission sur un microspectromètre. Ce banc fonctionne avec un capteur en silicium, donc dans la bande spectrale que nous souhaitons adresser (VIS-NIR), et possède une plateforme motorisée ainsi qu'un grossissement d'objectif nous permettant

de mesurer avec précision la transmission d'un seul filtre à la fois. Les mesures pratiquées montrent que les différents filtres fabriqués fonctionnent, dans le VIS comme dans le NIR, pour les deux types de réseaux, et que leurs comportements vis-à-vis des paramètres optogéométriques suivent ceux mis en évidence dans le chapitre précédent.

Chapitre IV

Composants optiques incluant un RWG

Dans ce chapitre nous aborderons les limitations des RWGs rencontrées dans leur utilisation et leur intégration (I). Puis nous explorerons quelques structures incluant un réseau ou des éléments étroitement reliés qui potentiellement peuvent améliorer certains penchants négatifs des RWGs (II). Enfin nous apportons une conclusion à ce chapitre (III).

I) Les limitations rencontrées avec un RWG

1) Sensibilité à l'angle et à la polarisation

La sensibilité angulaire des filtres, c'est-à-dire la variabilité de leur réponse en fonction de l'angle de la lumière incidente, est un sujet que nous n'avons pas encore abordé. En effet, dans les chapitres précédents, toutes les caractérisations du filtrage par un RWG ont été réalisées sous incidence normale, et avec des faisceaux assez peu ouverts dans le cas des mesures. Pourtant, il est légitime de s'interroger sur les conséquences d'une incidence oblique, puisque dans les systèmes optiques des imageurs la lumière est rarement parfaitement collimatée, ni parfaitement normale à la surface du capteur. Dans le cas des pixels RGBs, pour chaque pixel une microlentille convergente surplombe le filtre afin de concentrer un maximum de la lumière dans la zone photosensible. Cette lentille induit un faisceau de lumière conique que l'on peut décomposer en un ensemble d'ondes planes ayant différents angles zénithaux et azimuts. L'angle peut également provenir de la cible à analyser, qui n'est pas alignée avec l'axe optique du capteur.

Pour la fonction de filtrage souhaitée, dans le cadre des ALS notamment, mais qui s'applique à un cas plus général, la réponse spectrale souhaitable doit être la même à tous les angles, puisqu'elle ne doit dépendre que du spectre lumineux de la source.

Or, lorsque l'on traite dans des géométries infinies du couplage de la lumière incidente à un mode guidé via un réseau, il apparaît un rôle majeur de l'angle avec lequel l'onde plane arrive sur le réseau. La connaissance de cet angle est nécessaire au calcul de déphasage de l'onde diffractée par le réseau, pour permettre l'accord de phase entre cette dernière et le mode propre quasi guidé de la structure, et ainsi aboutir à un couplage résonant des deux.

a. Cas du réseau 1D

Dans le cas classique d'un RWG 1D de période Λ comme représenté sur le schéma IV.1 - (a), on considère simplement l'incidence oblique dans le plan du vecteur réciproque du réseau $\mathbf{K} = \frac{2\pi}{\Lambda}$; nous prenons donc en compte seulement l'angle zénithal θ . Son influence est retranscrite dans l'équation de couplage (IV.1), évoquée dans le deuxième chapitre. n_{inc} est l'indice du milieu incident en dehors du RWG.

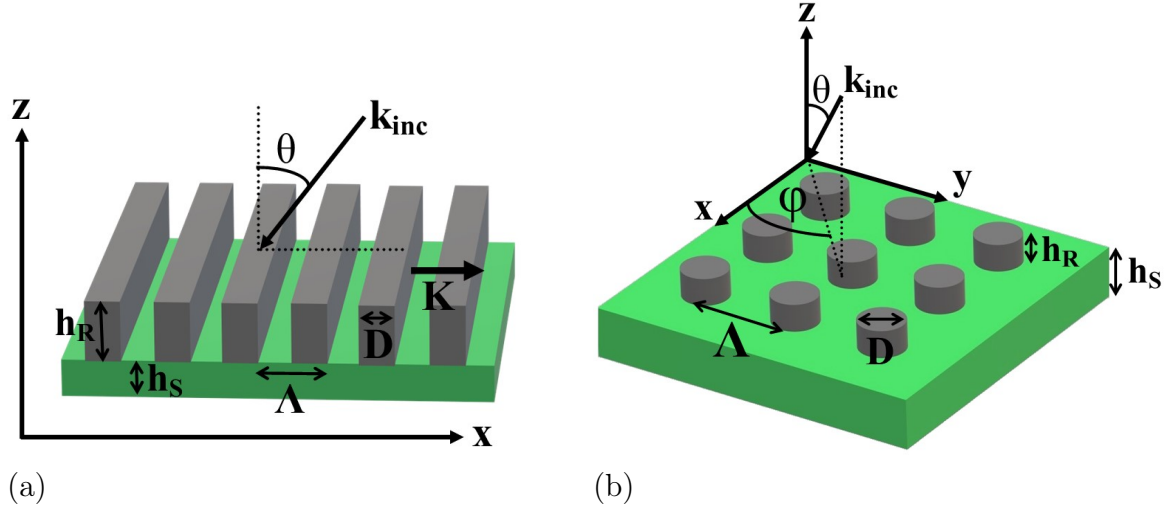


FIGURE IV.1 – Schémas de RWG 1D (a) et 2D (b) comme étudiés et fabriqués. La partie réseau a une période Λ et une hauteur h_R ; la partie socle est d'épaisseur h_S . En 1D, $f = \frac{D}{\Lambda}$; en 2D, $f = \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2}$, du fait de la forme carrée de la maille ainsi que de la forme cylindrique des motifs.

$$n_{eff} = n_{inc} \sin(\theta) + p \frac{\lambda_R}{\Lambda}, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (\text{IV.1})$$

En incidence normale ($\theta = 0^\circ$), pour éviter la dégénérescence de mode [44], [60], il n'y a qu'une seule résonance qui correspond à l'ordre +1 ou -1, suivant la symétrie de la structure [81]. Sous incidence oblique ($\theta \neq 0^\circ$), les deux résonances étroites à $p = +1$ et $p = -1$ apparaissent pour des λ_R distincts, donnant lieu à deux bandes dans le diagramme de bande fig.IV.2-(a), séparées par un gap qui correspond à une zone spectrale sans résonance. Ces deux bandes équivalent à deux creux dans le spectre en transmission à un angle donné (b). On voit en (c) que la position de la résonance λ_R évolue en $\sin(\theta_{inc})$ suivant l'équation (IV.1), excepté en bord de gap photonique. L'apparition d'une deuxième résonance sous incidence oblique engendre des complications, puisque un filtre ne donne plus lieu à une unique résonance différente des autres filtres. De plus, en se concentrant sur une seule branche de dispersion, la sensibilité angulaire que l'on exprime sous la forme $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta}$ est, en moyenne autour de $\theta = 0^\circ$, de l'ordre de $\langle S \rangle \approx 10 \text{ nm}/^\circ$ pour l'exemple simulé fig.IV.2, ce qui n'est pas tolérable pour les applications des dispositifs que l'on cherche à développer.

Dans le cas 1D, seul un des champs E ou H de l'onde électromagnétique est normal à \mathbf{K} , soit E dans le cas TE, soit H dans le cas TM. Suivant la polarisation du faisceau

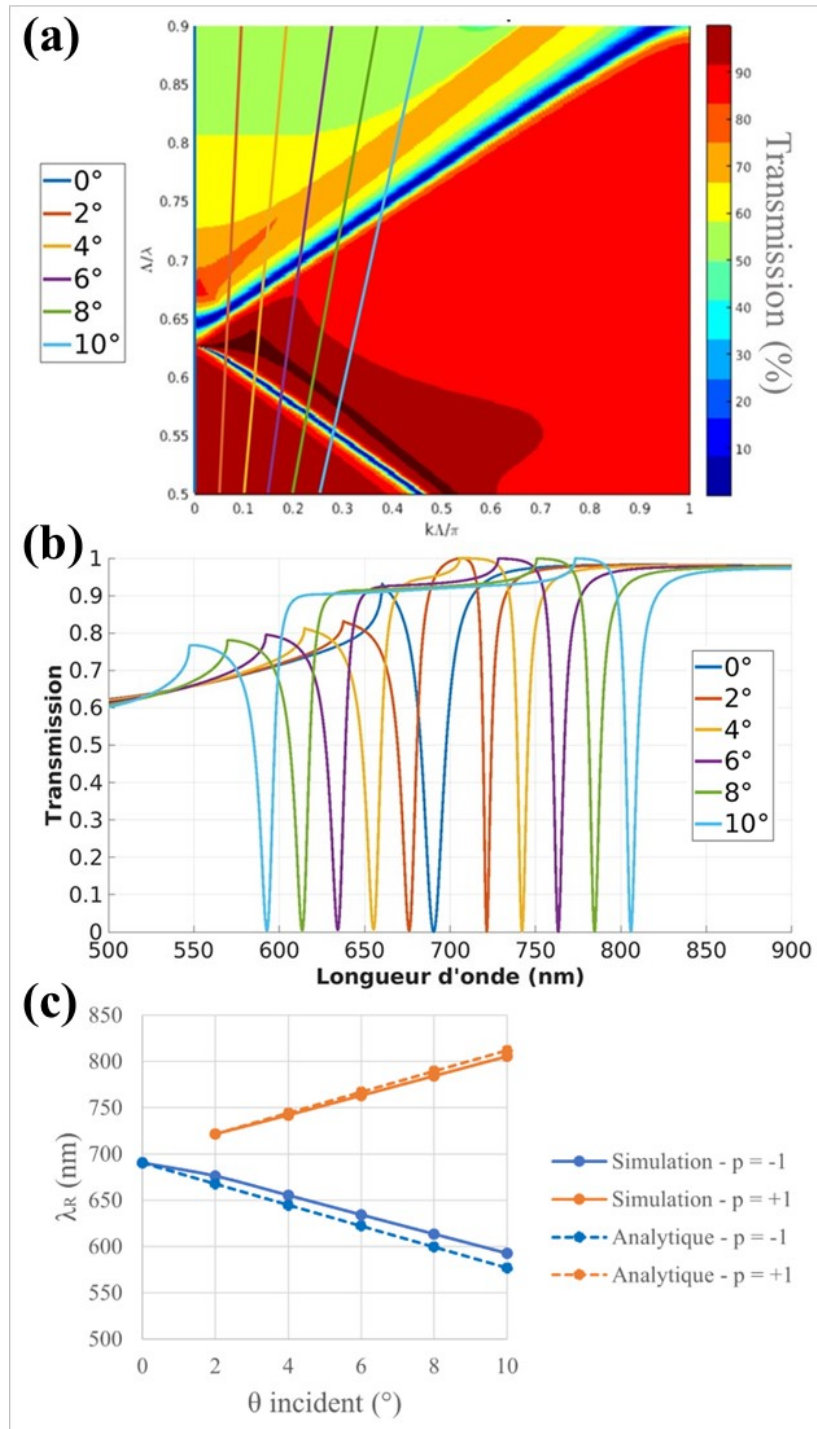


FIGURE IV.2 – Réponse d'un RWG 1D sous différents angles d'incidence. Dans chacun des cas, la source est une onde plane polarisée TE arrivant avec un angle θ variant de 0° (incidence normale) à 10° (incidence oblique). Le RWG est un réseau sans socle en SiN avec $\Lambda = 450$ nm, $h_R = 200$ nm et $f = 0,5$. (a) Pseudo diagramme de bande d'un RWG 1D. Les courbes bleues de faible transmission correspondent aux résonances. Comme les résonances surviennent lorsqu'il y a couplage avec un mode propre de la structure guidante, cette carte de transmission représente essentiellement le diagramme de dispersion d'un RWG. Les lignes correspondent aux lignes de lumière incidente pour différents angles. (b) Spectres en transmission en fonction de différents angles d'incidence. Il s'agit de l'équivalence en représentation spectrale des raies du graphe (a) qui se couplent au RWG. (c) Evolution de λ_R en $\sin(\theta)$ à proximité du gap.

incident, la résonance s'en trouve modifiée, avec en particulier un déplacement de λ_R . Nous avons mesuré fig. IV.3 cet effet sur un RWG 1D que nous avons fabriqué en polarisant la source de lumière incidente dans deux directions orthogonales à l'aide d'un polariseur. Nous voyons sur la figure (a) et les photos (b) et (c) les mêmes filtres. Suivant la polarisation, le filtre entouré réfléchit (cas (c) où le filtre apparaît jaune) ou non (cas (b) où le filtre apparaît vert) la lumière. On voit bien la résonance de Fano du cas (c) dans le spectre en transmission (d), alors que le spectre du cas (b) ne rend que la transmission de fond.

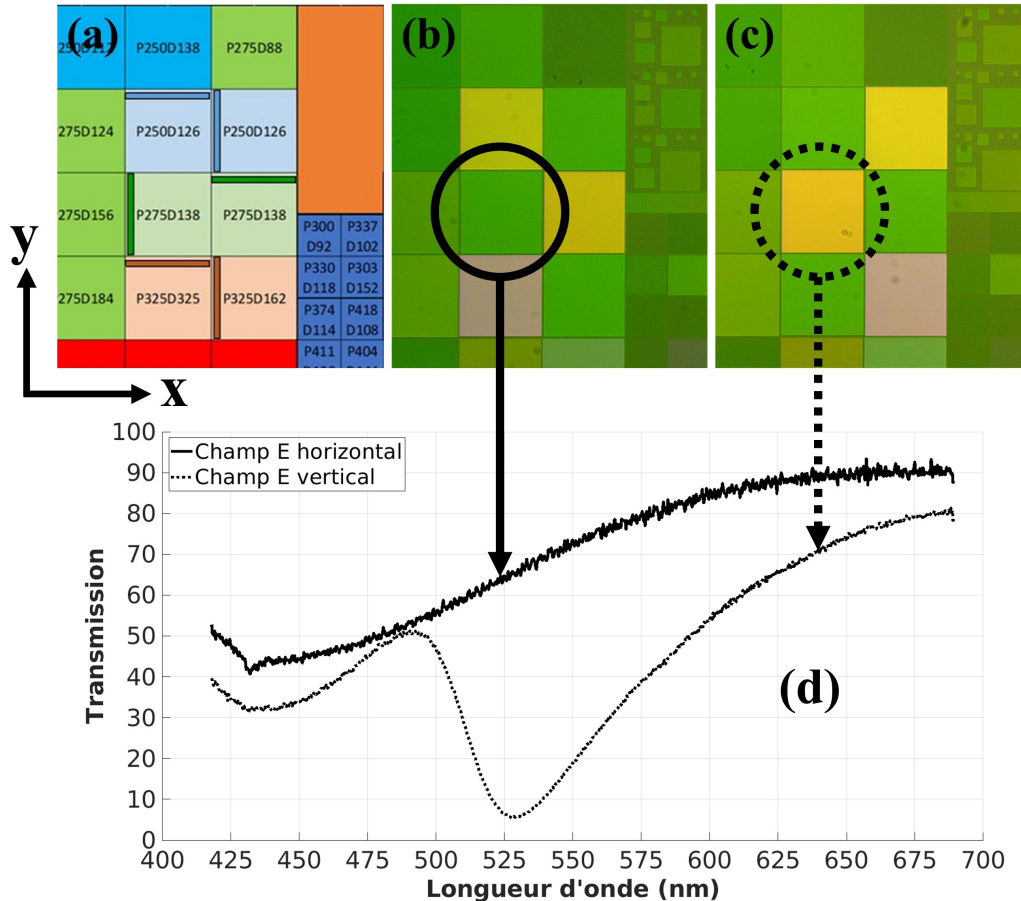


FIGURE IV.3 – Effets de la polarisation sur la résonance d'un réseau 1D. Les RWGs ont un socle en SiN d'épaisseur $h_S = 55$ nm et un réseau en aSi de hauteur $h_R = 30$ nm. (a) Schéma du design de la matrice de réseaux, avec les indications de période P et de diamètre D . Les réseaux 1D sont identifiés par un long rectangle représentant un créneau, qui donne l'orientation du réseau. (b - c) Photographies des RWGs prises en réflexion (i.e. vue du dessus, sous illumination du dessus) pour deux polarisations orthogonales de la source. (d) Spectres en transmission des filtres entourés en fonction de la polarisation de la source.

b. Cas du réseau 2D

Le cas du RWG 2D est plus complexe du fait de la périodicité des motifs dans plusieurs directions. Il faut désormais décrire l'onde incidente en fonction de θ et φ ,

comme représenté fig. IV.1 - (b), et prendre en compte les deux polarisations TE et TM pour décrire le comportement d'une résonance, contrairement au cas 1D où les effets des polarisations sont décorrélés.

Les réseaux que nous étudions sont basés sur une maille carrée comme illustré sur le schéma IV.1 - (b). En incidence normale, du fait de la symétrie carrée, les résonances en polarisation TE et TM sont identiques. La figure IV.4 présente le diagramme de dispersion d'un RWG 2D de période d (en place de la notation Λ habituelle). L'incidence normale correspond à $\frac{kd}{\pi} = 0$ (axe des ordonnées), on y retrouve bien les mêmes valeurs en TE (colonne de gauche) et TM (colonne de droite), pour tous les angles φ (a, b et c) par invariance due à la symétrie carrée.

Pour une valeur de $\frac{kd}{\pi} \neq 0$, équivalent à $\theta \neq 0$, les comportements du RWG suivant la polarisation diffèrent. Par exemple, à $\varphi = 0$ fig. IV.4-(a), le RWG sous polarisation TE présente trois branches de dispersion $\frac{\partial\omega}{\partial k}$ plus ou moins forte, alors qu'en TM il n'y a qu'une branche, de dispersion quasi nulle. On note que les relations de dispersion en TE et TM évoluent également en fonction de l'orientation φ du réseau, puisque la symétrie du cas de l'incidence normale est rompue avec $\theta_{inc} \neq 0$. Pour connaître l'évolution des résonances en fonction des angles θ et φ à une longueur d'onde donnée, on trace un diagramme (k_x, k_y) tel ceux représentés la fig. IV.5. Pour cela, on réalise un ensemble de simulations de transmission en fonction des angles θ et φ . Puis on replace ces simulations dans l'espace des k via l'expression du vecteur $k_{inc,||}$ (IV.2). Du fait des symétries du réseau à maille carrée, nous avons limité la plage de variation angulaire de θ et φ à $[0^\circ, 90^\circ]$, puis nous avons symétrisé ce motif pour couvrir $[0^\circ, 360^\circ]$. Nous aurions même pu nous limiter à $[0^\circ, 45^\circ]$ qui correspond à la première zone de Brillouin irréductible.

$$\vec{k}_{inc,||} = n_{inc} \frac{2\pi}{\lambda} [\sin(\theta)\cos(\varphi)\vec{x} + \sin(\theta)\sin(\varphi)\vec{y}] \quad (IV.2)$$

Un réseau qui serait parfaitement tolérant à l'angle présenterait un disque bleu sur son entièreté, signifiant une faible transmission due à la résonance pour chaque angle. Nous voyons bien que tel n'est pas le cas et qu'il n'y a de résonance que pour certaines combinaisons d'angle et de polarisation. On voit par ailleurs que les zébrures résonantes sont de "force équilibrée", autrement dit qu'il y a une complémentarité entre efficacités TE et TM. Le cas non polarisé est obtenu en faisant la moyenne arithmétique des transmissions aux deux polarisations.

Au vu de la forte sensibilité des RWGs à l'angle et à la polarisation (hors incidence normale pour un réseau 2D), un tel système de filtrage n'est pas employable tel quel, car la forte dépendance de λ_R rend le filtrage trop variable dès quelques degrés (la métrique naturelle étant l'angle limite pour lequel $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \sim \Delta\lambda_R$).

De ce point de vue, du fait de sa dépendance à la polarisation à tout angle, il va de soi que nous ne recommandons pas le réseau 1D. Le réseau 2D possède l'avantage d'être insensible à la polarisation sous incidence normale, ce qui réduit les contraintes sur le faisceau incident, et la variabilité sur la réponse des filtres.

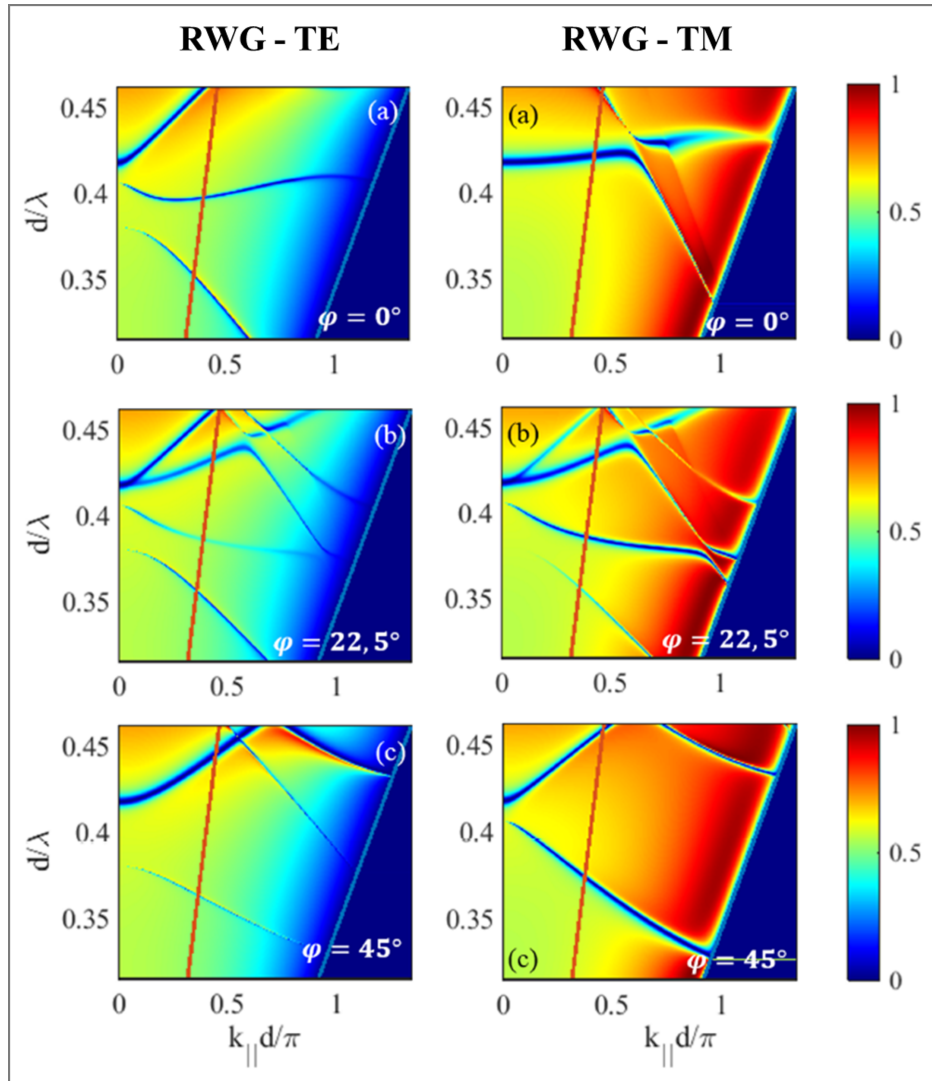


FIGURE IV.4 – Diagramme de bande d'un RWG 2D suivant trois orientations φ de 0° , $22,5^\circ$ et 45° , ce dernier correspondant à un axe de symétrie du réseau à maille carrée. Figures similaires à celles de la publication [82]. La couleur bleue indique une faible transmission, relative aux creux causés par la résonance dans la transmission d'un RWG. La ligne rouge est la ligne de lumière pour un angle de 20° .

2) Réjection au lieu de transmission

Tous les RWGs que nous avons étudiés sont des filtres réjecteurs de bande. Or généralement, dans un capteur d'image à visée multispectrale, les filtres utilisés sont passe-bandes. Ainsi la quantité de signal filtré reçu par la photodiode est directement corrélée à celle reçue par le capteur dans la bande ciblée. Ce n'est pas le cas pour un filtre en réjection, puisqu'alors l'information spectrale qui nous intéresse est celle que la photodiode ne reçoit pas. De ce fait, il faudrait très probablement développer d'autres méthodes de traitement du signal reçu pour récupérer l'information spectrale qui nous intéresse. Certaines méthodes, comme la comparaison d'un signal obtenu sans et avec filtre pour ensuite récupérer l'information filtrée, engendre un bruit supplémentaire par accumulation des signaux, et de fait diminue la qualité de l'information captée.

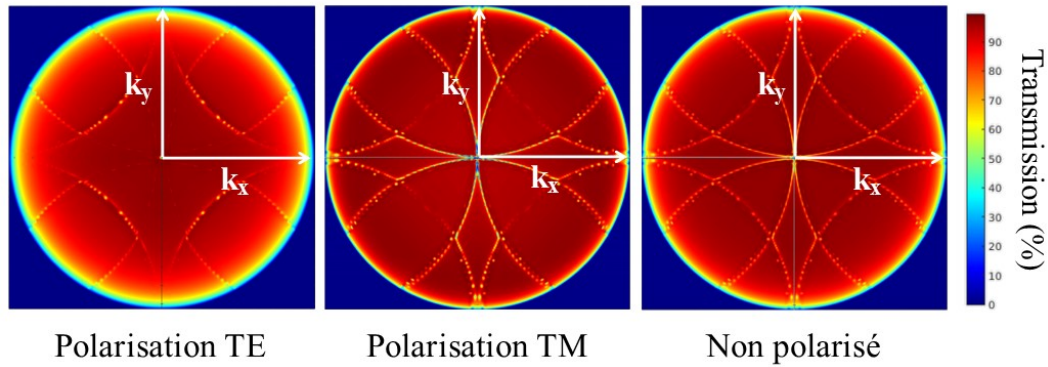


FIGURE IV.5 – Diagrammes (k_x, k_y) à longueur d'onde fixe, en fonction de la polarisation, d'un RWG à maille carrée. Ces diagrammes sont centrés sur un λ_R à incidence normale. L'aspect pointillé volontairement non lissé est dû à un échantillonnage grossier des angles.

Il serait donc préférable que les filtres à développer transmettent la lumière sur la bande spectrale à échantillonner, autrement dit soient passe-bande, plutôt que stop-bande.

3) Bijection filtre - résonance sur une large bande spectrale

Nous souhaitons que sur l'ensemble de la gamme spectrale de fonctionnement d'un capteur CMOS, chaque filtre ne rejette qu'une seule et unique bande spectrale, identifiée par sa longueur d'onde de résonance λ_R , différente d'un filtre à l'autre. Cela simplifiera sa qualification et la mise en oeuvre de l'algorithme visant à restituer l'information spectrale.

Or les RWGs peuvent avoir plusieurs λ_R , comme l'illustrent les simulations de spectres de RWGs en nitrure fig. IV.7 - (b). Ces multiples résonances posent des problèmes d'identification de canaux, où un sous-ensemble de pixels dédié à un canal spécifique filtre un autre canal non souhaité. Ce phénomène est illustré fig. IV.6 obtenue en ayant collé la matrice de filtres de Mask1 sur un capteur CMOS, en illumination normale collimatée sur une bande spectrale étroite autour de 560 nm. Un filtre carré de la matrice apparaît noir lorsqu'il résonne, rejetant le λ_R filtré. On voit sur l'image qu'un filtre (celui entouré en orange) a priori conçu pour rejeter une bande centrée sur $\lambda_{R,1} = 749$ nm se noircit également sous $\lambda \approx 560$ nm ± 5 nm, à cause de l'apparition d'une deuxième résonance à $\lambda_{R,2} = 561$ nm.

Ces multiples résonances sont dues à la géométrie du réseau. Si l'on revient au fonctionnement de base d'un RWG, nous savons que ce dernier résonne lorsque la phase de l'onde incidente diffractée par le réseau s'accorde à celle d'un mode guidé de la structure, suivant l'équation vectorielle $\vec{\beta}_{x,y} = \vec{k}_{inc} + p_x \vec{K}_x + p_y \vec{K}_y$ (p_x, p_y) $\in \mathbf{Z}^2$ où $\vec{\beta}_{x,y}$ est la constante de propagation du mode guidé couplé, \vec{k}_{inc} est le vecteur d'onde de l'onde incidente, et \vec{K}_x, \vec{K}_y sont les vecteurs de base du réseau réciproque. Pour chaque longueur périodique dans le réseau réel, à savoir chaque vecteur du réseau \vec{R} , il existe un vecteur du réseau réciproque \vec{K} tel que $e^{i\vec{R} \cdot \vec{K}} = 1$. On s'attend donc à ce

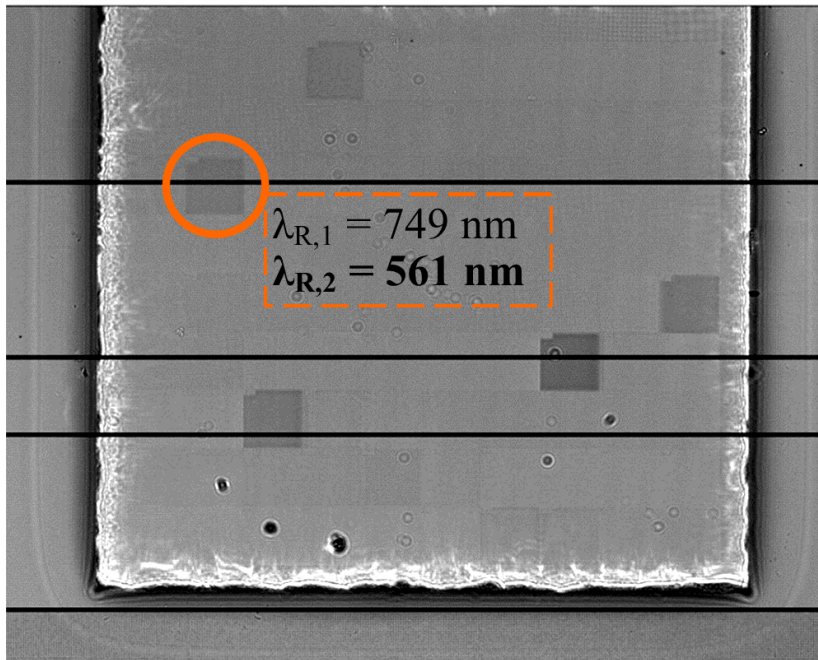


FIGURE IV.6 – Image d'un faisceau lumineux présentant une bande spectrale réduite à traversant la matrice de filtres du Mask1. L'image est formée par un capteur CMOS, sur lequel a été collée la matrice de filtres. La lumière incidente est issue d'une source blanche collimatée puis filtrée à 560 ± 5 nm. Sur l'échelle de gris (en positif), on en déduit qu'un carré foncé reçoit moins de lumière que les autres plus clairs parce qu'une partie est réfléchiée par le filtre en surplomb. Pour plus de détails, voir chapitre V.

qu'un RWG présente différentes résonances liées aux différentes valeurs de \vec{K} du réseau réciproque.

Pour un réseau à maille carrée de période Λ , le réseau réciproque est également à maille carrée, de période $K_1 = \frac{2\pi}{\Lambda}$, qui correspond à la largeur de la première zone de Brillouin. La deuxième longueur périodique du réseau vaut $K_2 = \|K_1 \vec{x} + K_1 \vec{y}\| = K_1 \sqrt{2}$ et la troisième vaut $K_3 = 2K_1$, qui correspond à la deuxième harmonique du motif de période Λ , laquelle donne sa force de diffraction à K_3 . Dans le cas illustré figure IV.1, qui correspond au RWG de période $\Lambda = 600$ nm simulé figure IV.7 - (b) mais en polarisation TE seulement, la première résonance à $\lambda_{R,1} = 877$ nm est induite par $\vec{K} = K_1 \vec{x}$, donc d'ordre $(\pm 1, 0)$. On y retrouve le même motif de champ que pour un RWG 1D vu dans le deuxième chapitre. La deuxième résonance à $\lambda_{R,2} = 623$ nm correspond à la période diagonale du carrée, elle est d'ordre $(\pm 1, \pm 1)$. On le voit bien avec la fig. IV.1 puisque lorsque l'on se place dans le plan de la diagonale, à $\varphi = 45^\circ$, les deux composantes du champ \vec{E}_x et \vec{E}_y résonnent de manière similaire. De plus, comme $K_2 = K_1 \sqrt{2}$, en supposant que n_{eff} varie peu, on devrait retrouver $\lambda_{R,2} \approx \lambda_1 / \sqrt{2}$, ce qui est notre cas ici puisque $\frac{\lambda_{R,1}}{\sqrt{2}} = \frac{877}{\sqrt{2}} \approx 620 \text{ nm} \approx \lambda_{R,2}$. Enfin, la troisième résonance à $\lambda_{R,3} = 454$ nm est due à K_3 (donc d'ordre $(\pm 2, 0)$), confirmé par le fait que la forme du champ \vec{E}_x soit identique à $\varphi = 0^\circ$ et à $\varphi = 45^\circ$, que ce champ soit plus complexe que celui à $\lambda_{R,1}$, et que $\frac{\lambda_{R,1}}{\lambda_{R,3}} \approx 2 \approx \frac{K_3}{K_1}$.

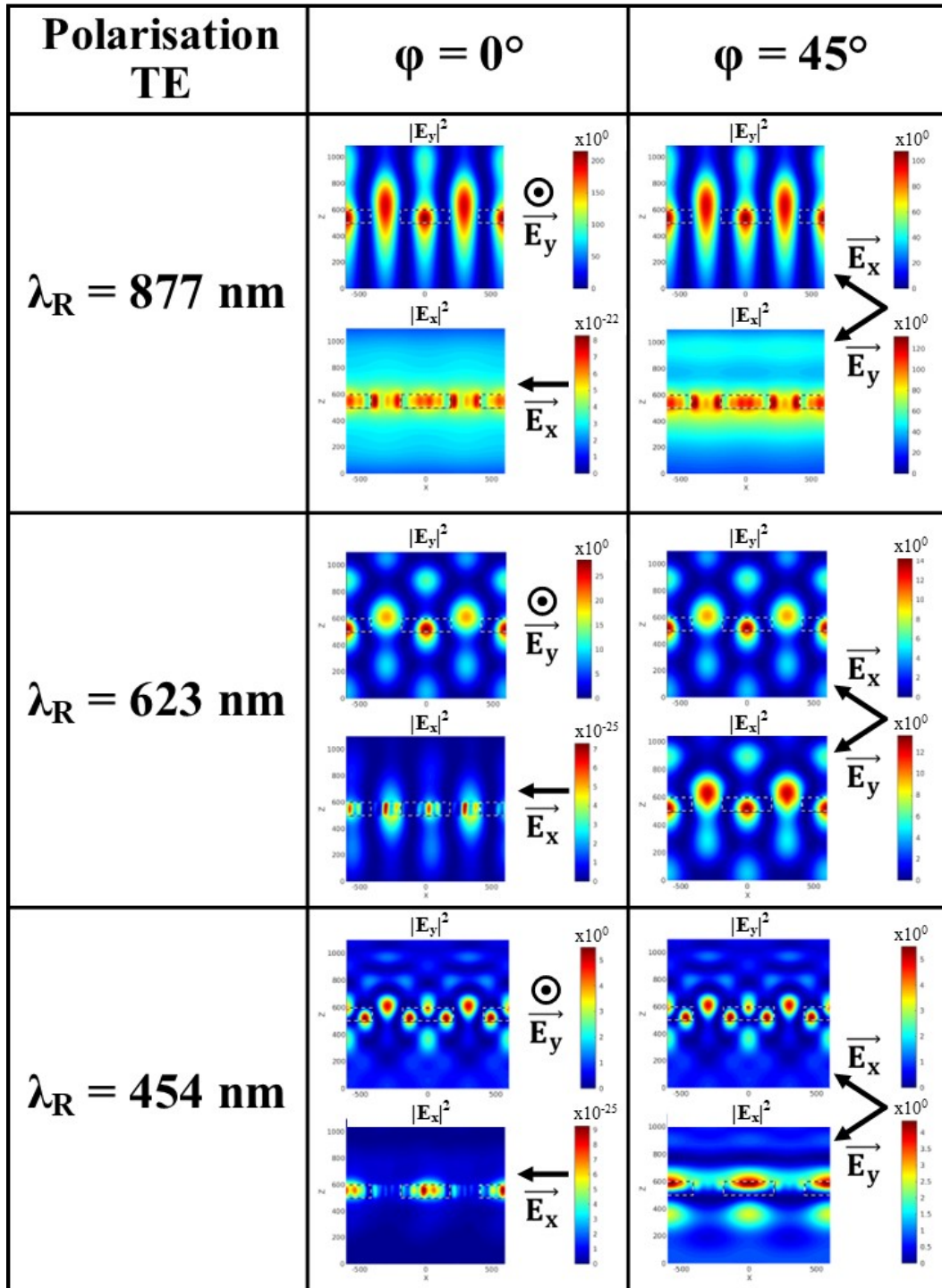


TABLE IV.1 – Coupes des champs $|E_x|^2$ et $|E_y|^2$ aux λ_R du RWG de période $\Lambda = 600 \text{ nm}$ de la fig. IV.7 - (a) en polarisation TE. Ces coupes sont réalisées pour $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$, afin d'identifier l'orientation du vecteur de réseau réciproque à l'origine de la résonance. Aux trois résonances, l'énergie est principalement concentrée dans la composante E_y à 0° , alors qu'à 45° l'énergie est répartie équitablement entre les deux composantes E_x et E_y , ce qui est attendu en polarisation TE.

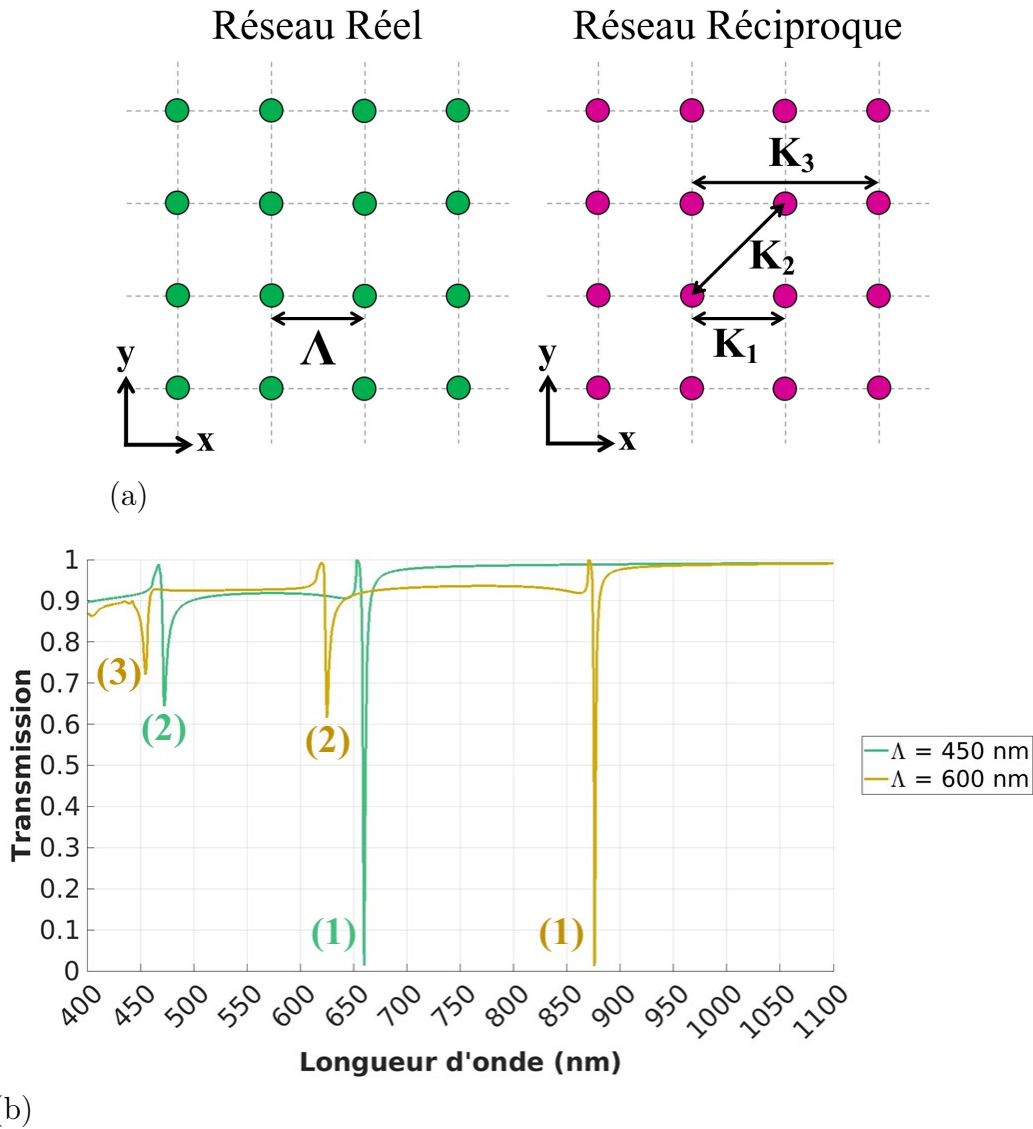


FIGURE IV.7 – Multiples résonances apparaissant dans un RWG à maille carrée.
 (a) Schéma d'un réseau d'atomes à maille carrée de période Λ et de son réseau réciproque, avec les normes des vecteurs propres du réseau $K_1 = \frac{2\pi}{\Lambda}$ et $K_2 = K_1\sqrt{2}$.
 (b) Spectres en transmission sur toute la bande d'absorption du Si de deux RWGs de périodes $\Lambda = 450$ nm et $\Lambda = 600$ nm. En reprenant l'orientation (x,y) du schéma (a), les résonances (1) correspondent à un mode d'ordre $(\pm 1,0)$, les résonances (2) à $(\pm 1,\pm 1)$ et la résonance (3) à $(\pm 2,0)$. Ainsi, à une période donnée, $\lambda_{R,2}$ est plus petite que $\lambda_{R,1}$ d'un facteur $\frac{K_2}{K_1} = \sqrt{2}$ et $\lambda_{R,3}$ est plus petite que $\lambda_{R,1}$ d'un facteur $\frac{2K_1}{K_1} = 2$, modulo la dispersion de n_{eff} .

Ainsi, du fait de l'organisation des atomes d'un réseau carré, les spectres en transmission de nos RWGs présentent nécessairement plus d'une résonance sur une bande large de plusieurs centaines de nanomètres.

Toutefois, le choix de baser nos filtres sur la résonance d'ordre $(\pm 1,0)$ (équivalent à $(0,\pm 1)$) évite qu'il y ait d'autres résonances parasites à des longueurs d'onde plus

élevées.

De plus, l'écart spectral entre deux résonances successives se réduit lorsque l'ordre de diffraction augmente. Cela se montre par un simple raisonnement utilisant l'équation (IV.1) (1D) en incidence normale et en tenant compte des propriétés connues des indices effectifs. Prenons deux longueurs d'ondes de résonance λ_p et λ_{p+1} issues de deux ordres successifs. Comme $\lambda_{p+1} \leq \lambda_p$, $n_{eff,p+1} \geq n_{eff,p}$. Ainsi, en incidence normale :

$$(p + 1) \frac{\lambda_{p+1}}{\Lambda} > p \frac{\lambda_p}{\Lambda} \quad (\text{IV.3})$$

Puis finalement

$$\lambda_p - \lambda_{p+1} \leq \frac{1}{p + 1} \lambda_p \quad (\text{IV.4})$$

Pour un ordre p de plus en plus élevé, le facteur $\frac{1}{p+1}$ tend vers 0, donc l'écart entre deux résonances d'ordres successifs se réduit assurément.

Ainsi, une résonance de premier ordre est le meilleur choix pour maximiser la bande spectrale sur laquelle l'ensemble des filtres ne présentent qu'un seul λ_R .

4) Intégration sur le capteur

Nous cherchons à minimiser les dimensions des capteurs CMOS vers une meilleure portabilité, afin de les inclure dans des appareils type smartphone. Nous souhaitons également, pour réaliser une fonction d'analyse spectrale exhaustive, intégrer une centaine de canaux spectraux différents sur un seul capteur. Pour cela, il faut donc minimiser les dimensions de chaque filtres.

Le problème du RWG de taille finie est que la forme de sa résonance dépend du nombre de périodes qu'il comprend. En dessous d'un certain nombre de périodes que l'on note N_∞ , la résonance s'élargit et perd en amplitude (pour plus de détails, voir les chapitres II et III). Si l'on souhaite que le filtre à RWG présente des performances équivalentes à un RWG quasi infini ($N_{perodes} \geq N_\infty$), il faut compter $N_\infty \sim 100$, ce qui donne une dimension de filtre moyenne pour le VIS d'environ $50 \mu\text{m}$ de côté. Il est possible de descendre à $20 - 30 \mu\text{m}$, au prix d'une résonance plus large mais pouvant toutefois rester dans les spécificités souhaitées (voir chapitre I), soit une bande spectrale de $\approx 10 \text{ nm}$. La diminution de la taille des réseaux peut également engendrer des fuites de lumière entre réseaux contigus, donnant lieu à du crosstalk optique. Nous n'avons toutefois pas caractérisé ce phénomène.

Malgré une possible diminution de la taille surfacique des réseaux, cette dernière reste notable, étant un ordre de grandeur plus élevé que les pixels d'imageurs CMOS, dont les dimensions latérales sont de l'ordre du micromètre.

5) Résumé des limitations d'un RWG

En résumé, nous avons identifié quatre limitations majeures dans l'emploi de RWG pour le filtrage multispectral sur une grande gamme spectrale.

Un RWG présente une forte sensibilité à l'angle d'incidence, avec un dédoublement de la résonance et un décalage de λ_R de plusieurs nanomètres par degré. Il présente également une sensibilité à la polarisation.

- En 1D, les résonances en TE et TM sont différentes (en termes de λ_R et de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$) pour tout θ . En 2D, l'organisation du réseau en maille carrée offre un état de symétrie telle que la réponse du RWG en incidence normale est indépendante de la polarisation. Toutefois, dès que $\theta \neq 0^\circ$, la structure est sensible à la polarisation, avec une redondance due à certains axes de symétrie rémanents.
- Les RWGs que nous étudions et que nous avons fabriqués sont des filtres en réjection et non en transmission, ce qui peut poser des problèmes lors du traitement du signal après filtrage et collection par les photodiodes, notamment en dégradant la qualité d'un retour de type "signal multispectral". On relie ce problème à celui du conditionnement d'une matrice comme celle utilisée au chapitre 5 ou mentionnée dans l'article [82].
- Le spectre d'un RWG sur une bande spectrale large de plusieurs centaines de nanomètre comme celle du VIS présente plusieurs résonances, ce qui complique l'attribution d'un canal spectral unique par filtre.
- L'aspect intégration sur capteur est le dernier point sensible de ce tableau, puisqu'un RWG est en théorie un réseau périodique s'étendant à l'infini. Ce réseau peut être approximé par un nombre fini de périodes N_∞ sans dégrader la forme de la résonance. Nous avons vu que pour des dimensions de périodes adaptées au VIS, $N_\infty \approx 100$, ce qui donne des filtres mesurant plusieurs dizaines de micromètres de côté. Afin d'augmenter la densité de filtres sur un capteur, nous souhaiterions abaisser la taille des filtres, même si nous ne ciblons pas une application d'imagerie.

Une solution pour rendre les RWGs stables sous incidence oblique serait de mettre en place en amont du filtre un système optique qui convertit le faisceau incident quelconque non polarisé en un faisceau collimaté arrivant normal à la surface du filtre : on sait que c'est l'étendue optique qui, devant être conservée, portera alors la limitation ailleurs ($\Delta\Omega\Delta S = \text{constante}$). Une autre solution utiliserait le fait que les variations de λ_R en fonction de l'angle et de la polarisation ne sont pas aléatoires mais suivent un certain schéma, comme on le voit sur les graphes IV.4 et IV.5. Il est alors envisageable de retrouver les bons éléments de filtrage par traitement et reconstruction du signal en sortie de la matrice de filtres, en connaissant éventuellement les conditions d'éclairement.

Ces deux solutions que nous proposons ne traitent pas directement des filtres mais plutôt d'une adaptation du système en amont ou en aval. Ces thématiques sont un peu éloignées du cadre de cette thèse, ce pourquoi nous ne les développerons pas.

Néanmoins, nous avons cherché à résoudre certains des problèmes des RWGs en proposant des structures filtrantes plus complexes, que nous présentons en seconde

partie.

II) Exploration de structures à base de réseaux pour dépasser certaines limitations des RWGs

Dans la suite de ce chapitre nous aborderons des structures filtrantes visant à améliorer certains aspects négatifs des RWGs.

Ainsi, nous reviendrons d'abord sur deux structures de filtre évoquées dans l'état de l'art du premier chapitre, la cavité Fabry-Perot et le réseau zéro-contraste. Ensuite, nous explorerons trois types de structures à base de réseaux : un RWG auquel on vient accoler un miroir multicouche, une cavité Fabry-Perot contenant un RWG au sein de sa cavité et une cavité verticale contenant un unique nanodisque bordée par des miroirs. Nous évoquerons en dernier lieu deux variantes de maille de réseau pour un RWG classique, qui pourraient présenter des propriétés intéressantes et étayer les résultats présentés sur les réseaux à maille carrée.

1) Focus sur l'état de l'art

Les RWGs présentent, on l'a vu, un certain nombre d'inconvénients. La question se pose de savoir s'il n'existe pas des structures filtrantes ayant les points forts des RWGs et moins de points faibles que ces derniers.

Dans l'état de l'art que nous avons présenté au premier chapitre, deux structures prometteuses ont retenu notre attention. Ces structures filtrantes sont intégrables sur capteur CMOS et ont des réponses spectrales proches de celles des RWGs, il s'agit des cavités Fabry-Perot (FPC) et des réseaux zéro contraste (ZCG, pour Zero-Contrast Grating).

a. Les filtres à base de cavités Fabry-Perot

Nous mettons provisoirement de côté les réseaux résonants, pour aborder un autre type de structure interférentielle qui, lorsqu'elle résonne, présente des pics en transmission : il s'agit de la cavité Fabry-Pérot (que l'on notera FPC).

Cette structure est décomposée en trois éléments. L'un des éléments est une cavité, d'indice n_{cavite} , et d'épaisseur L_c telle que :

$$L_c = p \frac{\lambda_R}{2n_{cavite}}, \quad p \in \mathbf{Z} \quad (\text{IV.5})$$

Cette cavité est délimitée de part et d'autre par les deux autres éléments, qui sont génériquement des miroirs semi transparents. Ces miroirs peuvent être de diverse nature, et pas forcément identiques.

La longueur optique de la cavité dicte les longueurs d'onde de résonance, tandis que la réflectivité des miroirs donne la finesse \mathcal{F} de ces dernières [23], [44], suivant $\mathcal{F} = \frac{\lambda_{R,p} - \lambda_{R,p+1}}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}$. Dans le cas d'une cavité où les deux miroirs sont identiques, comme c'est

le cas dans un FPC heuristique, \mathcal{F} s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)} \quad (\text{IV.6})$$

où R est le coefficient de réflexion en puissance de chaque miroir. Lorsque R se rapproche de l'unité, \mathcal{F} augmente, donc plus les miroirs réfléchissent autour de la longueur d'onde λ_R et plus la résonance est fine.

Ainsi, pour que la structure résonne à une longueur d'onde précise il suffit, d'après (IV.5), d'adapter la distance L_c entre les miroirs ou bien l'indice du milieu n_{cavite} . Et la largeur de la résonance dépend de la performance des miroirs, que mesure \mathcal{F} .

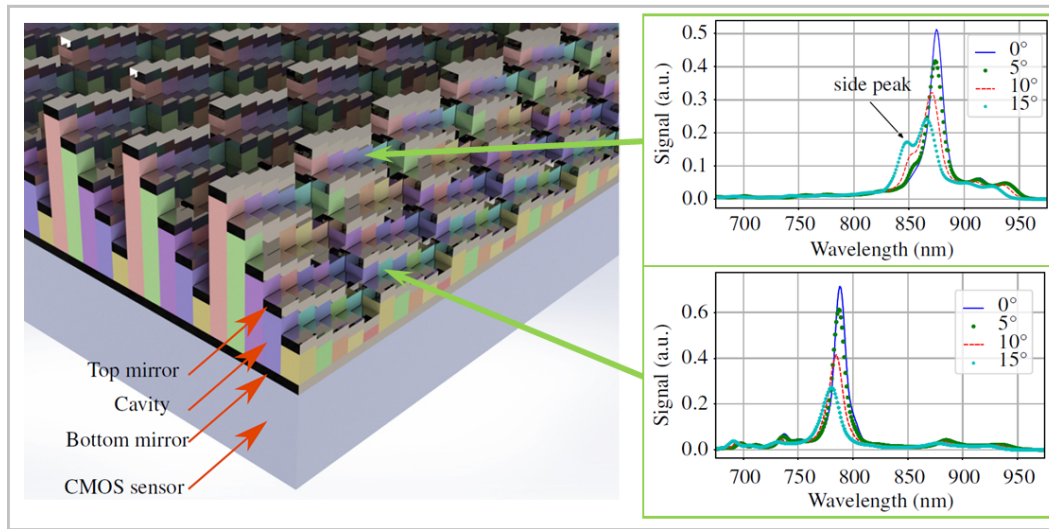


FIGURE IV.8 – Focus sur les filtres à base de cavités Fabry-Perot - l'exemple de la caméra Ximea avec des filtres élaborés par l'IMEC [47].

La figure IV.8 montre un ensemble de macro pixels, chacun décomposé en 25 pixels distincts de $5,5 \mu\text{m}$ de côté comportant un filtre en cavité Fabry-Perot [46], [47]. Chacun des 25 filtres est centré sur un λ_R différent des autres, de sorte à couvrir la bande spectrale de $\approx 550 - 980 \text{ nm}$. La longueur d'onde de résonance dépend de la hauteur de la cavité, ce qui explique la forme en escalier de la matrice de filtre.

Ce décalage de λ_R en fonction de L_c est illustré sur les deux graphes de droite de fig. IV.8, où le plus petit λ_R (graphe du bas) correspond à la plus petite L_c des deux. Les graphes représentent des mesures de filtres sur capteur pour des angles d'incidence allant jusqu'à 15° . Entre 0° et 15° , les auteurs observent un décalage de $7 - 8 \text{ nm}$ [47], attendu par la loi donnée (IV.7) pour un indice de cavité de l'ordre de 1,90, qui pourrait correspondre à du nitrure de silicium. Plus généralement, comme dans tous les empilements de couches minces, l'incidence oblique induit un changement du déphasage lié au parcours de la lumière dans la cavité, ce qui change λ_R de la manière suivante :

$$\lambda_R = \frac{2n_{cavite}L}{m} \cos(\theta) \quad , m \in \mathbf{Z} \quad (\text{IV.7})$$

où m est l'ordre de la résonance et où $\theta \sim \frac{\theta_{inc}}{n_{cavite}}$ est l'angle interne. Ainsi, de même que pour un RWG, la réponse d'un filtre à base de FPC varie avec l'angle d'incidence, mais beaucoup moins vite que pour un RWG. La raison prédominante est que la variation de la fonction cosinus autour de 0° , quadratique, est bien plus faible que celle de sinus sur le même intervalle. Dans l'exemple de fig. IV.8, on estime que $\langle S \rangle \approx 0,5 \text{ nm}/^\circ$, ce qui est un ordre de grandeur inférieur à la moyenne de la sensibilité observée sur les RWGs.

b. Les filtres à base de ZCG

A première vue le ZCG est un RWG avec un socle composé du même matériau que le réseau; il n'y a donc pas de contraste d'indice entre les matériaux du réseau et du socle, d'où son nom. De plus, l'épaisseur du socle h_s doit être suffisamment marquée pour qu'une bonne partie du champ y soit confinée [54], [83]. La physique sous-jacente implique le couplage à deux modes, qui n'est constructif en transmission que dans certaines conditions particulières.

Dans la publication [54], les auteurs présentent un ZCG en Si et SiO_2 sur verre avec des dimensions h_s , h_R , Λ telles que la structure présente un pic en transmission à 1304 nm. On voit au nombre et à la position des lobes sur la coupe du champ E à la résonance que cette dernière correspond à un ordre supérieur à 1, ce qui s'accorde avec la présence de deux modes.

D'après les auteurs, λ_R varie linéairement avec la période (sur la bande spectrale explorée) ce qui en fait un filtre adaptable en λ_R au sein d'une seule couche de réseaux, comme les RWGs. Par contre, l'adaptation via f semble plus que délicate, du fait que celle-ci rompt l'équilibre donnant lieu au couplage de mode. Pour nous donner une idée des capacités d'une telle structure dans le VIS-NIR nous avons transposé le design de la fig. IV.9 de sorte à obtenir un pic à 800 nm. Pour cela nous avons divisé toutes les dimensions par un facteur $\frac{\lambda_{R,original}}{\lambda_{R,cible}} = 1,625$. Nous avons gardé les valeurs des indices données dans la publication, pour ne pas trop en dévier, et à 800 nm la dispersion des indices commence à atteindre un plateau, donc les résultats obtenus gardent une certaine cohérence. Ainsi nous simulons un ZCG qui résonne autour de 800 nm. Nous avons alors réalisé quelques tests en simulation en faisant varier Λ et f , et les premiers résultats montrent une moins bonne disposition de ces structures à cibler un λ_R unique sur une large bande sans modifier très notablement la transmission de fond.

Les ZCG présentent également une forte sensibilité à l'angle d'incidence comme le montre l'exemple de la fig. IV.10, où $\langle S \rangle$ est estimée à $\langle S \rangle = 4 \text{ nm}/^\circ$ et où l'on voit l'apparition de multiples pics avec survenue d'un pic large gênant sur la droite.

c. Bilan mitigé

Les deux structures filtrantes que sont les FPC et les ZCG présentent des avantages sur les RWGs, mais également des inconvénients.

Il est possible de réaliser des réseaux résonants nommés ZCG qui fonctionnent en transmission avec les mêmes matériaux que ceux que nous employons [54], [84]. La structure du ZCG est un cas particulier de RWG, avec un choix de dimensions tel que son comportement s'éloigne de celui auquel nous sommes habitués avec nos RWGs, d'après ce

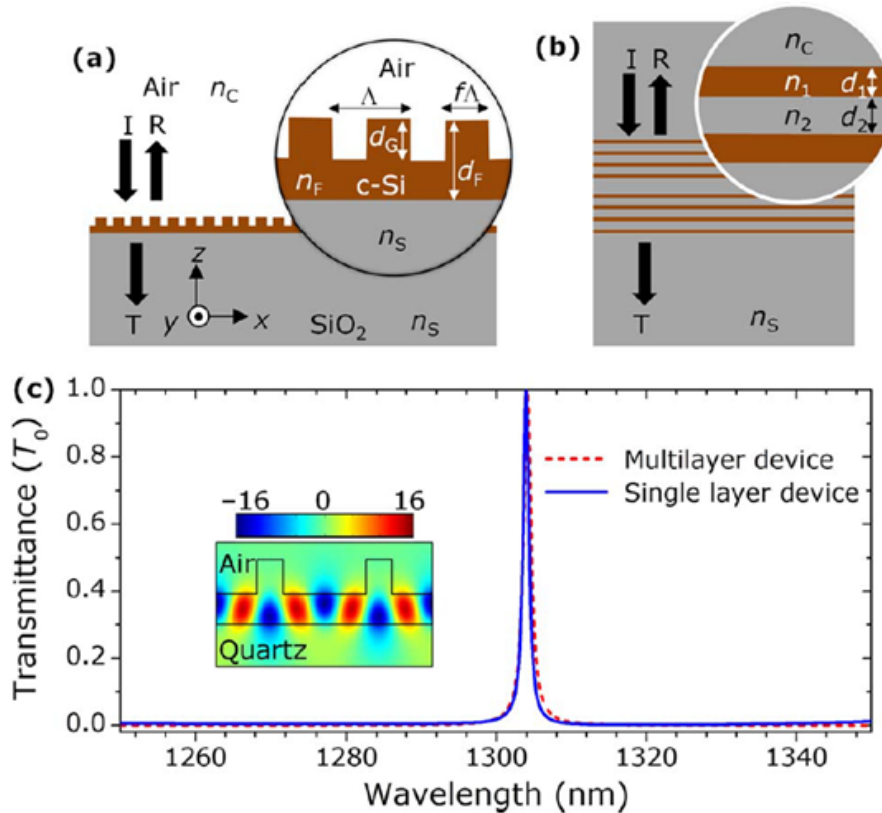
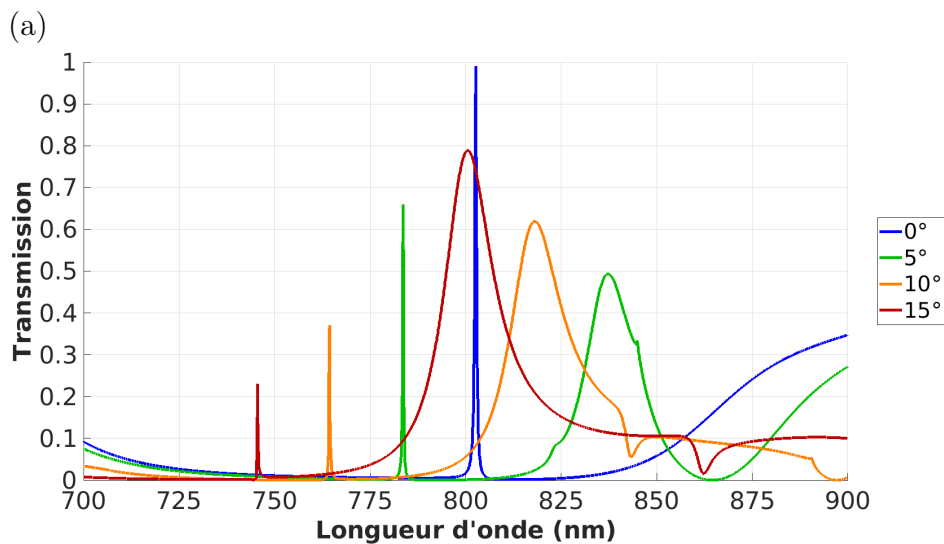
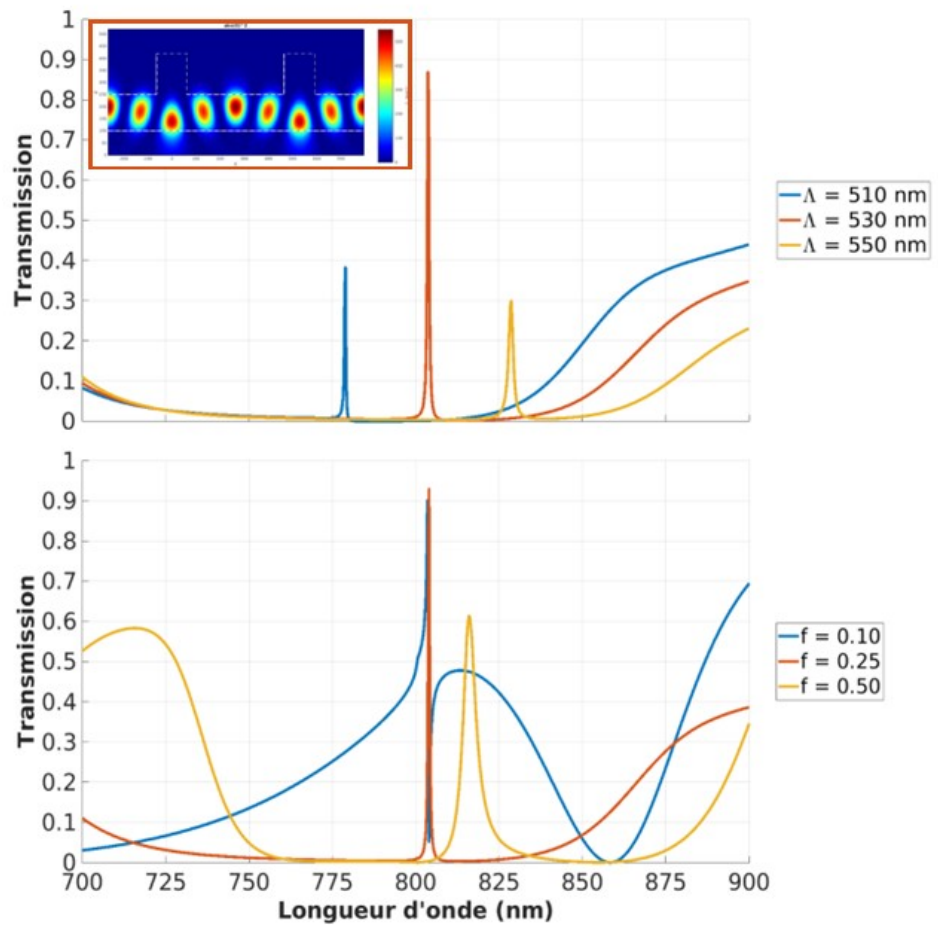


FIGURE IV.9 – Un exemple de ZCG 1D présentant une réponse en transmission, développé dans le contexte des télécommunications [54]. Le ZCG représenté sur le schéma (a) est comparé à un filtre multicouche Fabry-Perot classique schématisé en (b). La figure (c) montre que les deux résonances sont identiques, donnant un filtrage passe-bande très étroit à $\lambda_R = 1303 \text{ nm}$ avec une amplitude de transmission proche de 100% à incidence normale.

que nous avons pu constater sur quelques exemples adaptés de la littérature, grâce à la mise en jeu d'un couplage de modes délicat [83]. Ainsi, l'adaptabilité de λ_R par simple modification de Λ ou de f n'est pas aussi stable et performante que dans le cas de nos RWGs, lui faisant perdre presque toute son attractivité pour nous. De plus, la sensibilité angulaire d'un ZCG est proche de celle d'un RWG, donc pas de gain de ce côté-ci. Quant à la FPC, elle possède un fort potentiel pour les applications multi/hyperspectrales. La forme de la résonance est en transmission, et la tolérance angulaire est bien meilleure que celle d'un RWG, même si la structure garde une certaine sensibilité. De plus, la densité de filtres est meilleure, avec un exemple de filtres en FPC de $5,5 \mu\text{m}$ de côté, assurément assez résolu. L'inconvénient majeur de ce type de structure réside dans sa fabrication, qui ne peut pas être réalisée aisément avec une méthode de photolithographie classique "binaire" (mais peut être réalisée en théorie avec une photolithographie en "niveau de gris" [85], [86]), sans compter les défauts de dépôt des miroirs dus à la topologie presque 3D des cavités. Les FPC présentent aussi plusieurs résonances, pouvant être espacées de quelques centaines de nanomètres, mais pas suffisamment pour ne présenter qu'une seule résonance sur tout le VIS. Pour obtenir une unique résonance il faudrait déposer des miroirs métalliques de métaux particuliers qui sont proscrits



(b)

FIGURE IV.10 – Spectres en transmission d'un ZCG 1D pour voir l'impact de certaines variations de géométrie ou d'angle incident. Les courbes sont obtenues par simulation. (a) Variations de la période Λ (haut) et du facteur de remplissage f (bas). On voit une augmentation de λ_R avec Λ comme dans un RWG classique, mais la forme de la résonance et la transmission de fond s'en trouvent grandement modifiées, notamment lorsqu'il s'agit de faire varier f . (b) Variations de l'angle d'incidence θ . Dès que $\theta \neq 0^\circ$ plusieurs pics de résonance apparaissent, dont deux autour de la résonance de l'incidence normale. Mais contrairement au RWG classique, ces deux pics ne se déploient pas symétriquement, ils semblent conserver la distance qui les sépare tout en se décalant vers ses longueurs d'ondes plus faibles.

par la technologie choisie (typiquement de l'argent). Un travail sur les miroirs pourrait éventuellement limiter l'apparition de certaines de ces résonances, notamment grâce à des structures multicouches. Le revers serait un coût plus élevé de production lié à la fabrication de ces miroirs ainsi qu'une diminution de la densité d'intégration du fait d'un élargissement nécessaire du pas pixel afin de réaliser le dépôt des multicouches (généralement dépôt conforme).

En comparaison de ces deux structures, les RWGs ont les avantages d'être facilement adaptables à une longueur d'onde par la seule modification de la géométrie de leurs réseaux, d'être fabricables à faible coût et en peu d'étapes, et finalement de présenter une unique résonance sur une gamme spectrale plus large que les autres structures. Ainsi, par la suite, nous proposons des structures filtrantes qui contiennent des structurations, pour garder l'avantage principal du RWG qui est sa capacité à adapter la réponse optique en changeant uniquement le dessin du réseau.

2) Ajout d'un multicouche à un RWG existant

L'enjeu de cette structure est d'obtenir une résonance en passe-bande plutôt que stop-bande.

Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, la réflexion d'un RWG lorsqu'il résonne tend à s'opposer à la tendance de la réflexion en dehors de la résonance (il en va de même pour la transmission). Dans les exemples de RWGs diélectriques que nous avons étudiés dans les chapitres précédents, la transmission de fond (hors résonance) est élevée, prenant des valeurs entre 80% et 100%. Lors d'une résonance, elle peut descendre jusqu'à 0% (tendances complémentaires pour la réflexion en absence d'absorption, ce qui correspond aux cas étudiés).

Sur le même principe, pour obtenir une résonance à forte transmission, un moyen serait de diminuer la transmission de fond à des valeurs assez faibles, au moins en-deçà de 50%. Un composant optique classique qui transmet peu de lumière est le miroir. Des miroirs type Bragg sont aisément réalisables en salle blanche, puisqu'ils consistent en un empilement de couches de deux matériaux diélectriques, chacun d'épaisseur constante, déposés alternativement.

L'idée est alors de faire déposer des miroirs multicouches sur des RWGs déjà existants, pour diminuer la transmission de fond et induire une résonance à plus forte transmission, obtenant ainsi un passe-bande.

Ce type de structure a été exploré dans [87], [88] puis plus récemment dans [89], [90].

Les miroirs de Bragg doivent être constitués de deux matériaux, l'un d'indice fort et l'autre d'indice faible, et les couches ont des épaisseurs quart d'onde [23]. Dans notre cas, les miroirs peuvent être de deux types : alternance SiN/SiO₂ ou alternance aSi/SiO₂. Comme les épaisseurs dépendent de la longueur d'onde, il faut cibler la bande spectrale que nous souhaitons réfléchir par l'effet du miroir ; nous choisissons cette dernière en fonction des résonances que présentent les filtres issus du Mask1 en nitrure, pour des épaisseurs de guide de 0 nm, 55 nm et 100 nm. Nous avons réalisé au total

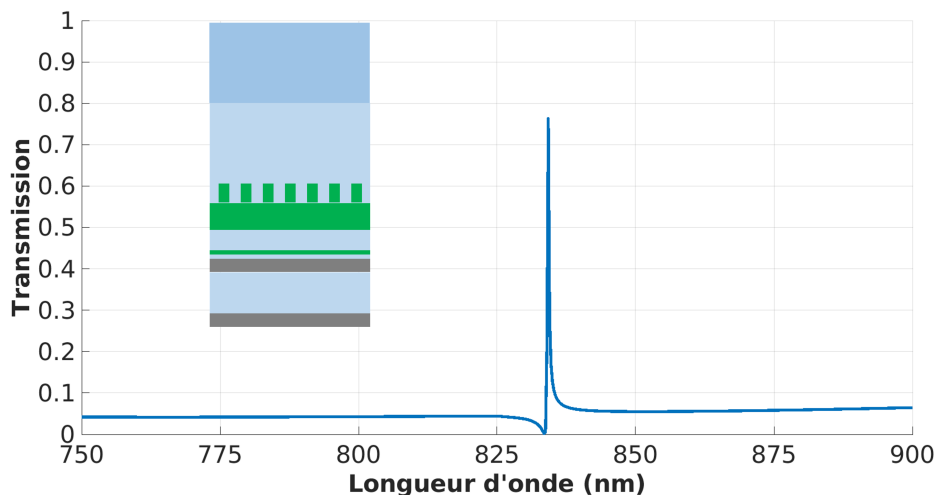


FIGURE IV.11 – Simulation d'une structure combinant RWG en SiN et miroir multicouche en aSi. Le RWG choisi pour cette simulation est issu de Mask1, avec $h_R = 70 \text{ nm}$ et $h_S = 100 \text{ nm}$, $\Lambda = 550 \text{ nm}$ et $f = 50\%$.

quatre miroirs, deux en nitrure sur wafers complets et deux en silicium sur des coupons. La figure IV.11 montre un exemple de spectre que l'on cherche à obtenir avec ces structures, où l'on a bien un pic en transmission avec un réseau qui initialement résonnait en réflexion. L'ensemble des empilements fabriqués sont schématisés fig. IV.12. Les photographies fig. IV.13 illustrent bien les bandes spectrales réfléchies par la transmission de fond.

Les épaisseurs finales sont un compromis entre les épaisseurs obtenues en simulation lors de la conception des miroirs, et les épaisseurs accessibles en procédés sans recourir à du développement spécifique. Il était notamment impossible de réaliser des dépôts d'autres matériaux que du SiO_2 directement sur le SiN à l'interface avec le miroir. Nous remercions D. Constantin et G. Gay de la Plateforme Technologique Amont (CIME Nanotech - PTA à Grenoble) pour avoir accepté de réaliser des dépôts de aSi sur certains de nos coupons, correspondant aux structures fig. IV.12 - (c) et (d).

Nous avons ensuite mesuré les spectres en transmission de ces structures hybrides. Les résultats sont présentés fig. IV.14.

Nous voyons dans les mesures présentées fig. IV.14 que malgré de faibles transmissions atteintes grâce aux différents miroirs réalisés, les résonances du RWG apparaissent peu en transmission. Dans la plupart des cas, la résonance est composée d'une partie avec un pic en transmission suivi d'un creux, de type Fano. Mais l'amplitude du pic ne dépasse pas 10% de transmission dans le meilleur cas (structure H7 de la fig. IV.14 - (a), bien plus faible que ce qui était attendu d'après les simulations. Les simulations, similaires à celle illustrée fig. IV.11, montrent également que la résonance obtenue par ce type de filtre est très étroite, avec $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \sim 1 \text{ nm}$. Or le banc de mesure que nous utilisons rend difficilement compte d'aussi faibles largeurs de bande. Ceci pourrait expliquer notre incapacité à mesurer les résonances avec la forme en transmission attendue. Il est à noter par ailleurs que toutes les résonances du RWG ne donnent pas les mêmes formes spectrales, pour une transmission de fond équivalente. Il aurait possiblement

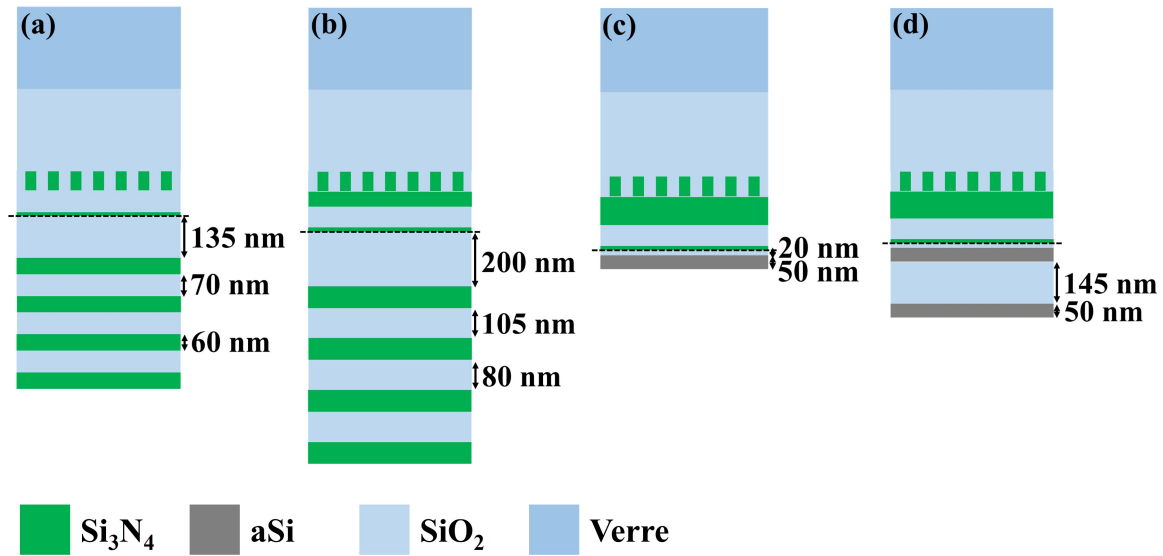


FIGURE IV.12 – Empilements des quatre miroirs multicouches réalisés dans le but d’obtenir des résonances en transmission. (a) Miroir centré sur 450 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 0$ nm. (b) Miroir centré sur 650 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm. (c) et (d) Miroirs centrés autour de 800 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 100$ nm.

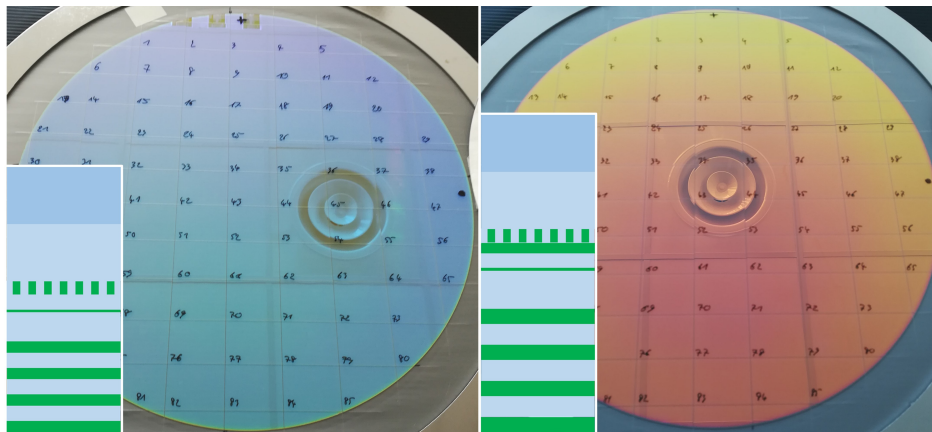
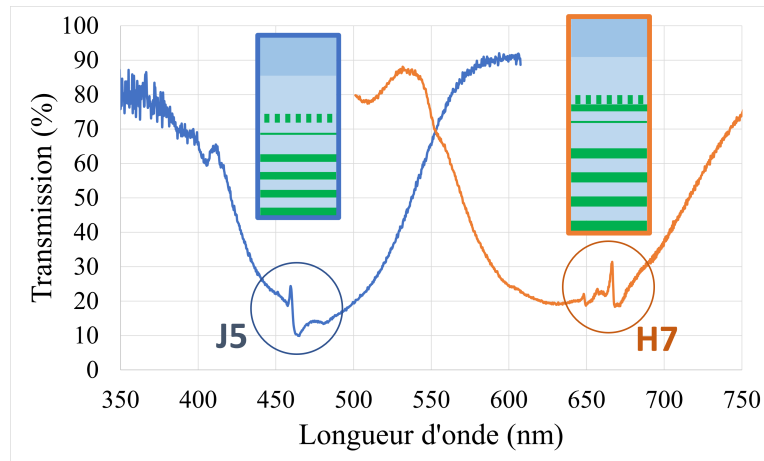


FIGURE IV.13 – Photographies des deux miroirs multicouches en nitrure déposés sur des wafers contenant déjà des RWGs. Le miroir de gauche est centré sur 450 nm, celui de droite est centré sur 650 nm. On aperçoit le reflet du plafond dans ces miroirs, notamment les bouches d’aération de forme circulaire.

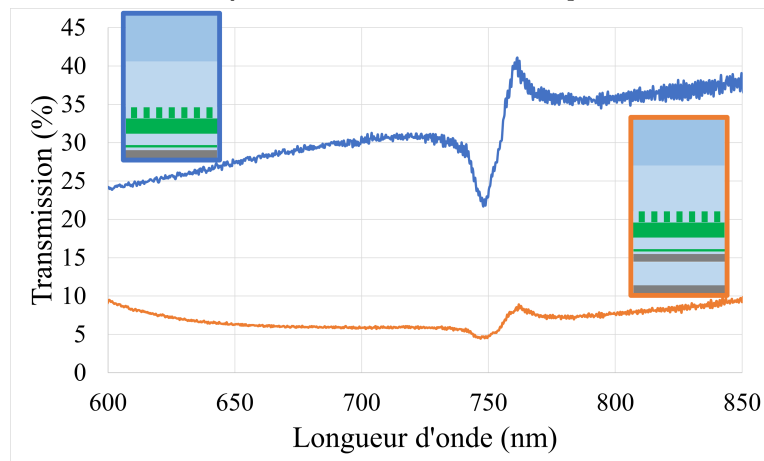
fallu optimiser à la fois l’empilement complet et les réseaux.

L’effet recherché d’obtenir une résonance avec un pic en transmission au lieu d’un creux n’est donc pas à la hauteur des performances escomptées. De plus, la sensibilité à l’angle reste celle du RWG.

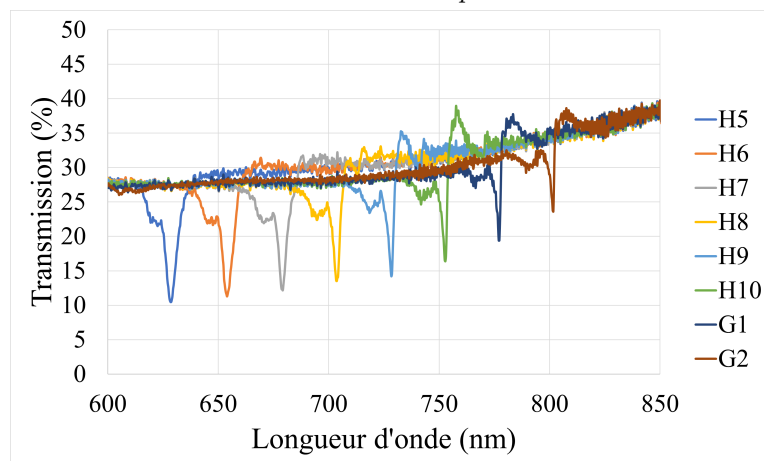
Ainsi, ces structures de RWG accolé à un miroir multicouche telles que nous les avons réalisées ne présentent en rien une piste évidente d’amélioration par rapport à un RWG classique.



(a) Spectres en transmission de deux RWGs en nitrure accolés à deux miroirs en nitrure. J5 et H7 correspondent aux numéros des filtres dont sont issus ces spectres.



(b) Spectres en transmission d'un même RWG accolé à deux structures miroirs en silicium amorphe.



(c) Spectres en transmission de 8 filtres à période variable résonant dans le rouge et proche infrarouge, avec le miroir constitué d'une seule couche de aSi. Nous voyons que suivant les structures des RWGs, une partie du spectre déborde plus ou moins en transmission, même si la majorité de la résonance est en réflexion.

FIGURE IV.14 – Mesures de résonances de structures hybrides combinant un RWG en nitrure avec divers miroirs multicouches.

3) RWG en sandwich dans une cavité Fabry-Perot

Revenons sur la FPC que nous avons traitée précédemment dans ce chapitre. La manière de modifier λ_R est de changer la longueur du chemin optique au sein de la cavité, dont l'expression générale pour aller d'un point A à un point B ($x_B > x_A$) s'écrit : $C_{AB} = \int_A^B n(x)dx$. La première solution, généralement employée, est de changer la distance entre les points A et B, soit L_c la longueur de la cavité. La deuxième solution est de modifier l'indice de réfraction au sein de la cavité.

C'est dans cette seconde optique que nous envisageons de placer un RWG dans la cavité d'un FPC, comme schématisé dans la figure IV.16. Par la suite nous appellerons ce type de structure une cavité Fabry-Perot hybride (h-FPC), comme dans [82]. Ce type de structure a également été présenté dans [91], [92] et assez récemment par Samsung [93]. En ajoutant les couches de matériaux d'indices plus élevés que n_{cavite} on modifie une première fois λ_R , en le décalant vers les longueurs d'onde croissantes. Tout l'intérêt d'utiliser un réseau binaire est qu'en changeant son facteur de remplissage on obtient une couche plane à indice variable, à condition que le réseau fonctionne en régime d'homogénéisation. Ainsi, on peut parcourir le spectre sur un certain domaine spectral simplement en modifiant f , sans modifier les autres épaisseurs de la structure. La gamme spectrale pouvant être couverte par un h-FPC est bornée par les valeurs de λ_R obtenues pour $f = 0$ (pas de réseau) et $f = 1$ (couche uniforme).

En combinant une FPC avec un RWG, on garde le meilleur de chaque monde et on obtient une structure avec de multiples atouts. Tout comme la FPC, la h-FPC est un filtre passe-bande, et elle a une meilleure tolérance que le RWG. En plus de cela, comme la résonance associée n'est pas liée à la période du réseau, il devrait être possible de réduire l'extension latérale du filtre sans dégrader ses performances. Grâce au réseau, λ_R est adaptable simplement en modifiant le dessin d'un masque de photolithographie.

Ainsi, nous avons fabriqué des h-FPCs en aSi et SiO₂, dont l'empilement est schématisé dans l'encart de la figure IV.16. Les structures ont été dimensionnées par F. Omeis alors en contrat post-doctoral au LCF, en se basant sur une étude de simulation. Les zones du masque ciblées pour ce type de structure sont les 5×5 carrés rougeoyants de la partie gauche sur la fig. IV.15. Les miroirs sont constitués chacun d'une unique couche de aSi de 50 nm, soit une épaisseur proche de $\frac{\lambda}{4n_{aSi}}$ où $4n_{aSi} \gtrsim 15$. Le RWG dans la cavité est constitué d'un réseau de nanodisques en aSi d'une hauteur de 100 nm, sur un socle nitrure de 20 nm. Il est entouré par deux couches de SiO₂ de 190 nm, formant une cavité totale de 500 nm entre les deux couches semi-réfléchissantes. L'ensemble de la structure est collée sur wafer de verre, comme tous les autres dispositifs fabriqués au cours de la thèse. Les couches de nitrure sont présentes dans la structure pour des questions de procédé mais impactent peu les performances du h-FPC. Les réseaux au sein de la cavité peuvent présenter différentes périodes Λ , et pour un Λ fixé, on fait varier f via le diamètre des nanodisques suivant $f_{2D} = \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2}$. Pour rappel, dans les structures 1D, $f_{1D} = \frac{D}{\Lambda}$.

Sur ces mesures nous constatons bien la présence de résonances de type Fabry-Perot entre 800 nm et 950 nm, qui se décalent de manière croissante avec f qui augmente, comme attendu. La largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ vaut ≈ 50 nm. A première vue la progression de λ_R

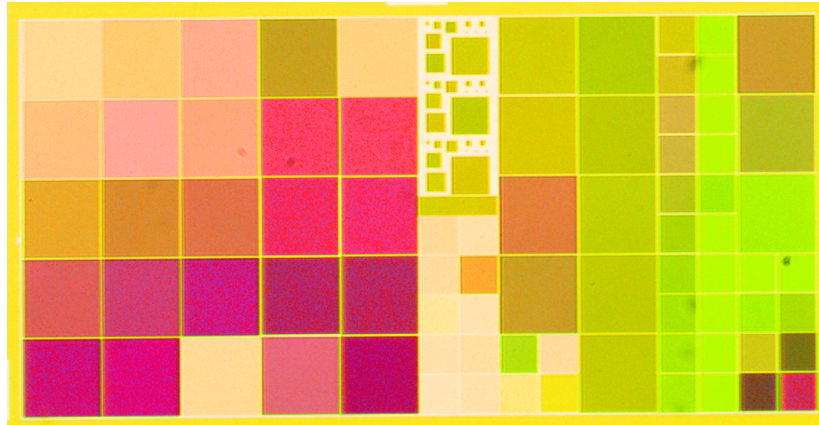


FIGURE IV.15 – Photographie des structures Fabry-Pérot en transmission, suivant le dessin du Mask2. Dans la moitié de gauche, l'arrête d'une zone carrée mesure $200\mu\text{m}$. Les couleurs de la caméra ont été calibrées pour refléter la vision depuis les oculaires du microscope.

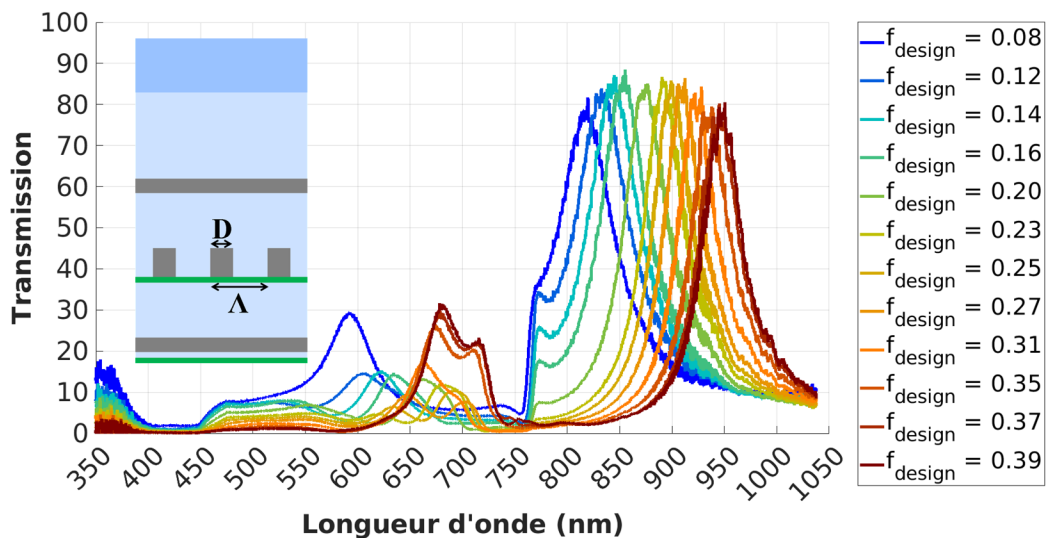


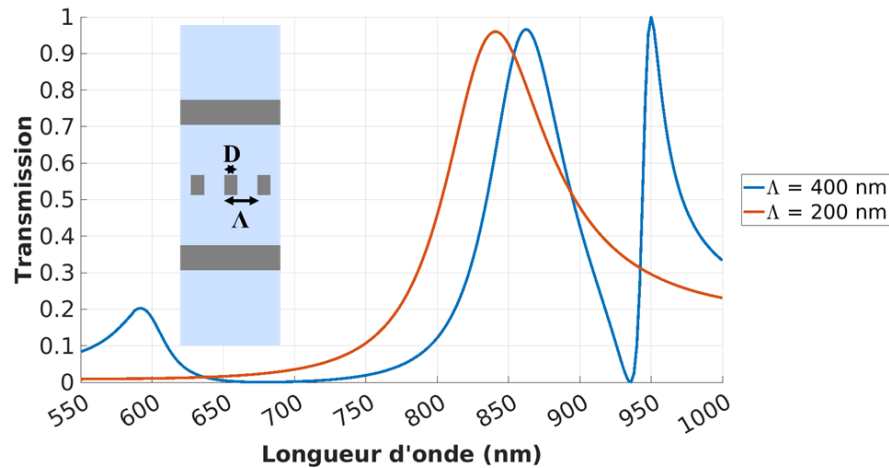
FIGURE IV.16 – Spectres en transmission de 12 h-FPC de période $\Lambda = 275\text{ nm}$, dont le facteur de remplissage de conception f_{design} varie entre 8% et 39%. Après fabrication, les diamètres des trous sont plus grands que ceux dessinés sur le masque, comme nous l'avons vu dans la partie procédé du chapitre III, donc les $f_{\text{fabrication}}$ devraient également être plus grand, mais nous n'avons pas estimé ces dernières valeurs.

semble être proportionnelle à celle de f . En prenant en compte que $f_{\text{fabrication}} > f_{\text{design}}$, on estime grossièrement une largeur de bande totale exploitable de $\approx 250 - 300\text{ nm}$ en faisant varier uniquement f de 0 à 1. Dans la publication de [93] les auteurs montrent une largeur de domaine accessible de $\approx 240\text{ nm}$, dans le même ordre de grandeur. Nous remarquons également d'autres résonances autour de $550 - 700\text{ nm}$ qui, vu l'écart spectral constant aux résonances principales, seraient majoritairement des résonances Fabry-Perot d'ordre supérieur.

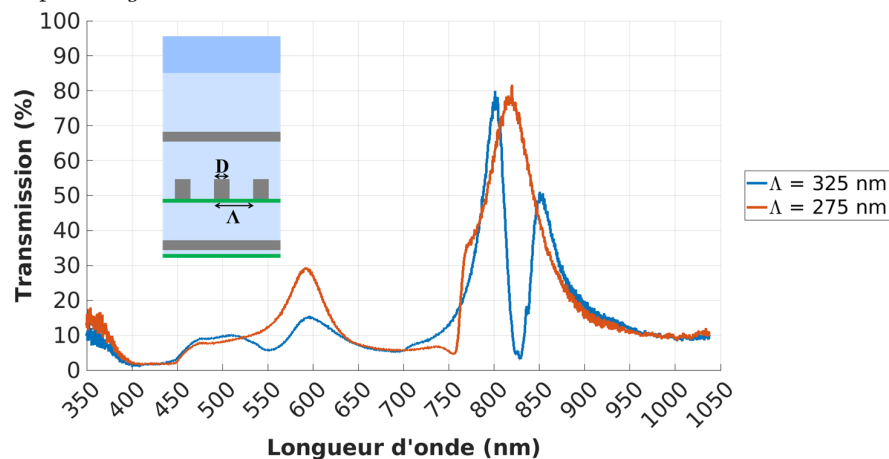
Contrairement aux RWGs classiques, dans un h-FPC le réseau doit avoir une période bien plus faible que la longueur d'onde (ie $\Lambda \leq \frac{\lambda_R}{n_{milieu}}$), pour qu'il puisse être considéré en régime d'homogénéisation. Si la période est suffisamment grande pour qu'il sorte de ce régime, des résonances supplémentaires apparaissent dans le spectre. Pour l'illustrer nous avons simulé fig. IV.17 - (a) deux structures type h-FPC quasi-identiques, l'une avec une période sub-longueur d'onde, et l'autre avec une période super-longueur d'onde. Alors que la structure avec $\Lambda = 200 \text{ nm}$ présente une résonance typique de Fabry-Perot, celle ayant $\Lambda = 400 \text{ nm}$ montre davantage de pics et de creux, déformant ainsi le spectre attendu. Nous faisons la même observation sur des spectres mesurés fig. IV.17 - (b) où la seule différence entre les deux structures est la dimension Λ . Pour la période la plus élevée, la résonance FP localement en lorentzienne est divisée en deux par une résonance parasite induisant un creux. On remarque également une pente abrupte vers 750 nm qui coupe le pied de plusieurs lorentziennes. Ce comportement semble être dû à une résonance supplémentaire. L'une des raisons possibles est que la période de 275 nm est déjà un peu trop grande pour être sub-longueur d'onde et passer inaperçue devant l'onde incidente, auquel cas elle serait la source de résonances. Il est également possible que cette singularité dans le spectre soit due aux épaisseurs, suffisamment grandes pour contenir des modes verticaux.

Pour avoir une idée du comportement des h-FPC *sous incidence oblique* et polarisation fixe nous avons tracé leurs pseudo diagrammes de bande, en utilisant la même méthode que pour tracer la figure IV.4. Ces figures sont adaptées de la publication [82]. Nous constatons que, pour les deux polarisations TE et TM et les trois orientations φ , les diagrammes présentent une bande relativement plate jusqu'à $\theta \approx 20^\circ$. Cette bande plate est relative à la résonance de Fabry-Perot et nous indique que pour différents θ entre 0° et 20° la position de λ_R varie peu voire pas suivant les cas.

Enfin, pour avoir une idée de l'impact de la *diminution de la taille finie du réseau* sur la réponse spectrale, nous avons réalisé quelques simulations en FDTD de h-FPC avec des réseaux 2D de quelques périodes, entourées de PMLs pour absorber le flux sortant de la structure et éviter qu'il ne se réinjecte à l'intérieur. Puis nous comparons ces résultats avec une simulation du même réseau avec des conditions périodiques de Bloch à la place des PMLs, autour d'une seule période. Nous illustrons fig. IV.19 les réponses de deux cas extrêmes, l'un avec un réseau 2D fini de 11 périodes dans les deux directions, ce qui donne un filtre de seulement $1,76 \mu\text{m}$ de côté, l'autre avec un réseau s'étendant indéfiniment, qui est le cas généralement simulé dans nos études. On voit qu'il y a à la fois une différence de λ_R de $\approx 20 \text{ nm}$, une différence d'amplitude de $\approx 25\%$, et une perturbation de la transmission de fond pour le filtre de taille finie. Néanmoins la réponse du réseau est bien marquée, toujours en forme de lorentzienne, avec une amplitude plus faible mais correcte et une largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ qui semble inchangée. De ce fait, en tenant compte du décalage en λ_R au moment de la conception, il serait tout à fait possible d'utiliser le filtre à faible nombre de périodes sans plus d'optimisation. Les effets de cross-talk entre zones adjacentes de $1,76 \mu\text{m}$ de côté seraient toutefois à examiner pour se prononcer plus affirmativement à ce sujet. Il serait également intéressant de comparer les effets de taille entre une h-FPC et une FPC, puisque ces effets sont aussi présents dans une structure sans réseau [94].



(a) Simulation d'un h-FPC 1D avec un RWG sans socle tout en aSi à f fixe dont Λ varie pour être soit sub-longueur d'onde, soit super-longueur d'onde. Les indices utilisés sont ceux des matériaux.



(b) Mesures d'un h-FPC 2D avec un RWG aSi ayant un socle SiN, pour deux valeurs de Λ , à f fixe.

FIGURE IV.17 – Spectres de h-FPC avec des réseaux de différentes périodes.

En conclusion, la cavité Fabry-Perot hybride est un bon candidat de filtres à la réalisation d'un spectromètre portatif sur capteur CMOS.

Côté procédés de fabrication le h-FPC possède les mêmes avantages (faible coût dû à des matériaux peu onéreux et la réalisation de tous les filtres en utilisant une seule filière) que le RWG et des inconvénients communs (demande une grande précision sur les diamètres des nanodisques), à condition de pouvoir réaliser des réseaux avec une période suffisamment faible vis-à-vis de la bande spectrale ciblée ($\Lambda \sim 200$ nm pour le VIS, faisable actuellement avec les moyens de fabrication dont nous disposons).

En revanche, côté performances, le h-FPC possède deux avantages significatifs sur le RWG qui sont sa fonction de filtrage en passe-bande plutôt que stop-bande, et sa bien meilleure tolérance angulaire. De plus, le nombre de périodes ne semble pas avoir un impact bloquant sur la forme de la résonance pour des limites aussi basses que $NA \sim 2 \mu\text{m}$. L'inconvénient principal relevé est l'amplitude de variation de λ_R en faisant varier f , à L_c fixe. Cette amplitude est de l'ordre de 200 – 300 nm, ce qui n'est

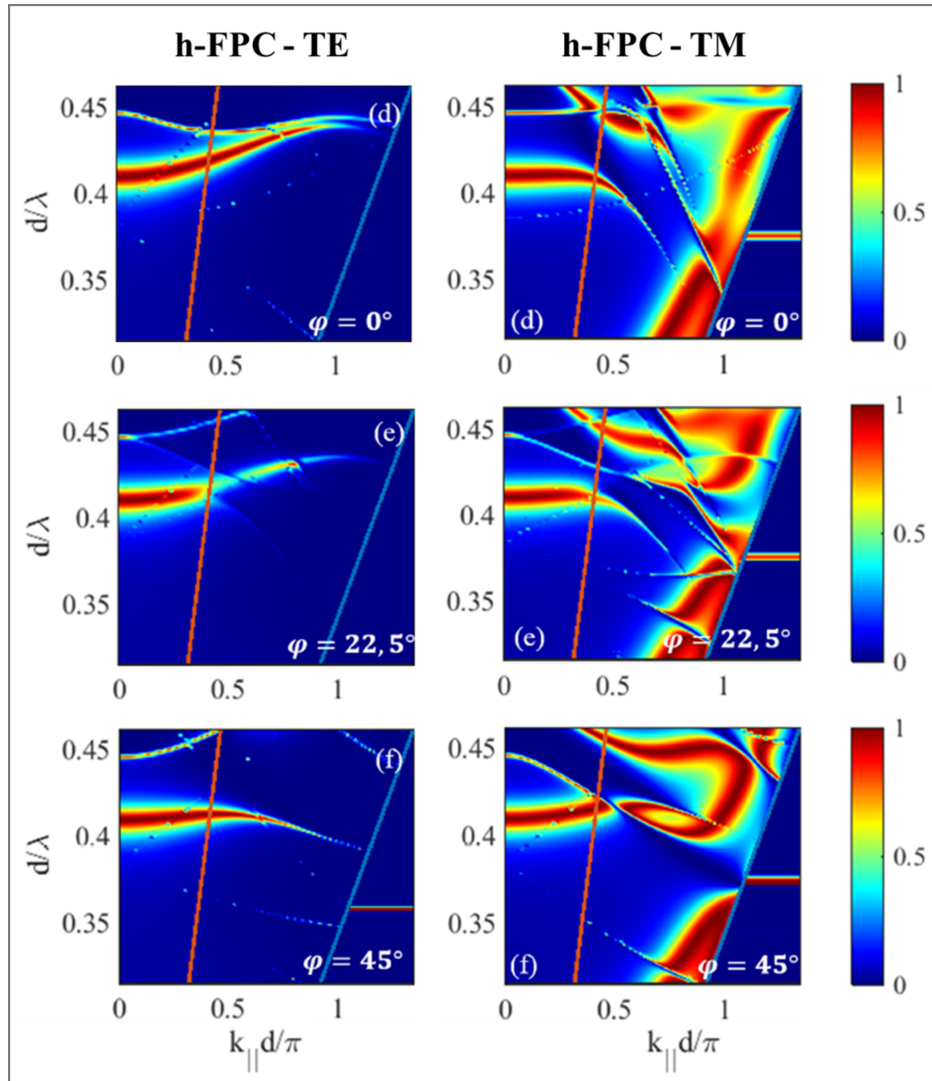


FIGURE IV.18 – Diagramme de bande d’une structure h-FPC en fonction de la polarisation, pour trois orientations φ de 0° , 22.5° et 45° . Ce dernier angle correspond à un axe de symétrie du réseau à maille carrée. Figures similaires à celles de la publication [82]. La couleur bleue indique une faible transmission, relative aux creux causés par la résonance dans la transmission d’un RWG. La ligne rouge est la ligne de lumière pour un angle de 20° .

pas suffisant si l’on souhaite couvrir de vastes domaines spectraux comme le VIS-NIR. De plus la présence de multiples résonances sur le domaine spectral ciblé s’oppose à l’intention d’associer un unique λ_R par filtre. Enfin, les largeurs $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ relevées sont un peu trop élevées, nous ciblons des largeurs autour de ~ 10 nm. Néanmoins, cet aspect, ainsi que celui des résonances multiples, serait amoindri en optimisant les miroirs et les différentes épaisseurs au sein de la cavité, comme pour une cavité Fabry-Perot classique. Il est également envisageable de jouer sur la position du RWG dans la cavité, chose que nous n’avons pas explorée.

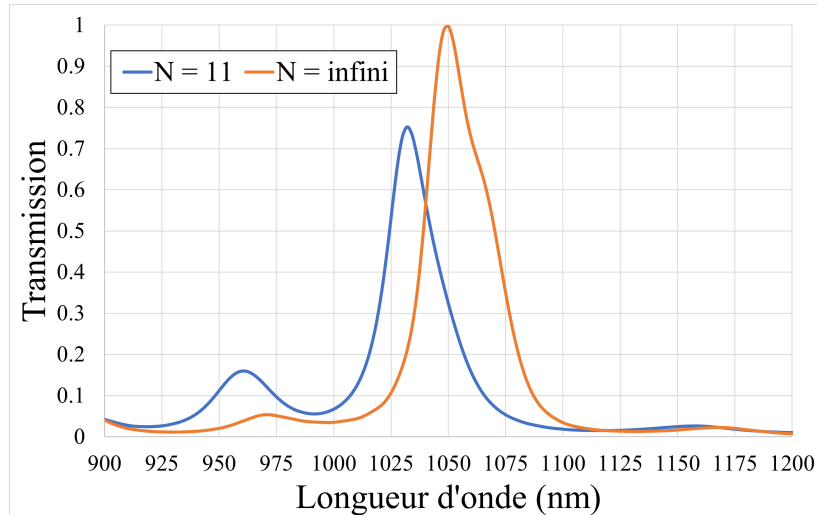


FIGURE IV.19 – Exemple de spectres de *h-FPC* avec un nombre fini assez faible de périodes $N = 11$. Ici, $\Lambda = 160$ nm, donc le réseau a une taille latérale de $1,76 \mu\text{m}$.

4) RWG intégrant un résonateur à cavité

Le CRIGF (pour Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter) [95], [96], [97] est une structure filtrante composée d'une cavité horizontale bordée de miroirs, traditionnellement des miroirs de Bragg, au milieu de laquelle on a placé un morceau de RWG contenant une ou quelques périodes, comme schématisé fig. IV.20. L'espace entre chaque miroir et l'extrémité du morceau de RWG sert à accorder la phase de la résonance [62], [95], [98], ce qui fait que même si le RWG se limite à un seul motif, l'espace entre les miroirs est plus grand que la période originale du RWG utilisé.

Dans la suite nous proposons une structure filtrante de type CRIGF contenant une unique période de RWG, qui se base sur nos travaux sur les RWGs.

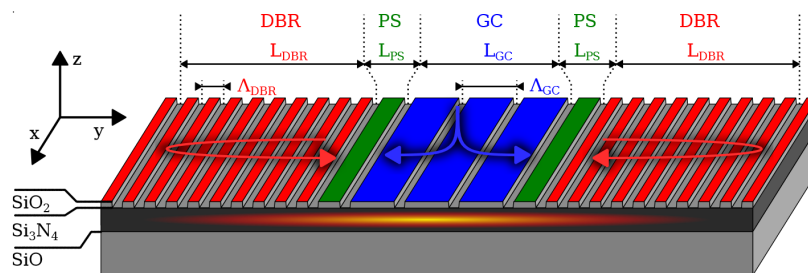


FIGURE IV.20 – Schéma d'un CRIGF issu de [99] d'après [98] montrant les différentes parties qui composent cette structure. Sont représentés : en bleu le réseau de couplage (GC), en vert la partie d'adaptation de phase (PS) et en rouge les miroirs de Bragg (DBR).

Dans les exemples théoriques que nous présentons figures IV.21 - (a) et IV.22, les morceaux de RWG sont en nitrure, sans socle, et les miroirs sont constitués d'une paroi en argent. Ces structures sont également réalisables avec la partie RWG ayant un socle

et constituée d'autres matériaux. De même, les miroirs peuvent être en d'autres matériaux réfléchissants, comme l'aluminium, mais également être des miroirs multicouches, par exemple de Si/SiO₂. Dans le cas des multicouches Si/SiO₂, pour éviter le guidage de la lumière à l'intérieur du miroir, nous recommandons d'ajouter un cache afin de bloquer la lumière incidente, comme une couche de tungstène par exemple.

Bien qu'il ne s'agisse pas d'un réseau à proprement parlé puisque composé d'une seule période, nous gardons l'appellation de RWG pour ce type de structure car phénoménologiquement le type de résonance ainsi que les mécanismes pour adapter λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ sont les mêmes. En effet, le champ électrique dans le CRIGF à la résonance est de la même forme que dans un RWG classique (fig. IV.21 - (b)), et le spectre de la résonance est de type Fano (fig. IV.21 - (c)). De plus, une variation du facteur de remplissage (en faisant varier le diamètre du résonateur) modifie λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, comme pour un RWG classique (voir exemple de la fig. IV.22). Nous avons vérifié que nous avons bien un déplacement croissant de λ_R lorsque l'on augmente l'écart entre les deux miroirs, similaire à l'augmentation de la période d'un RWG.

L'intérêt premier du CRIGF est d'obtenir une résonance similaire à celle d'un RWG tout en diminuant drastiquement les dimensions latérales du filtre. Dans l'exemple fig. IV.21, la largeur totale de la structure, en comptant les deux miroirs et la cavité, est de 810 nm, soit une largeur totale de filtre inférieure au micromètre, pour une longueur d'onde de 533 nm. Pour des λ_R plus élevés dans le VIS, la largeur totale du filtre ne devrait pas dépasser 2 μm . Ainsi, dans le VIS, la taille d'un filtre en CRIGF est en moyenne deux ordres de grandeur inférieure à celle d'un RWG classique.

Le second intérêt du CRIGF est sa tolérance angulaire [96], [97]. En effet, comme nous le voyons fig. IV.22, lorsque l'on passe d'une incidence de 0° à 15°, les positions des résonances ne changent quasiment pas, nous voyons seulement un décalage de λ_R de la structure de droite de 2 nm (équivalent à $\frac{1}{5}^{\text{eme}}$ de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}(0^\circ)$, ce qui pourrait être considéré comme négligeable), et pas de décalage de λ_R pour la structure de gauche. Il n'y a pas d'apparition d'une seconde résonance dans aucun des deux spectres qui serait liée à une fuite de l'un des filtres, ce qui signifie qu'a priori il n'y a pas de crosstalk au niveau des filtres. Nous remarquons cependant un changement dans les niveaux de transmission des deux réponses. Cette variation est discutable, car une simulation en incidence oblique est plus difficile à mettre en place, et nous n'avons pas vérifié précisément si les moniteurs qui nous servent à calculer la puissance transmise étaient correctement placés pour éviter des artefacts, ni l'impact de la PML dans ce genre de cas. Mais ces possibles artefacts ne devraient pas avoir d'impact sur λ_R . Une perspective de travail pour continuer l'étude de ces objets serait de robustifier la méthodologie de simulation.

Il est à préciser que ces propriétés de tolérance angulaire et d'absence de crosstalk sont directement liées à la qualité des miroirs. Nous avons pu observer pour des miroirs multicouche en Si/SiO₂, qui sont des structures sensibles à l'angle, que nous avons un peu de crosstalk quand l'angle augmentait (dans le cas schématisé fig. IV.22, nous voyions apparaître les deux λ_R au sein d'un même spectre). Nous pouvons aussi avoir du crosstalk en incidence normale si les coefficients de réflexion des miroirs ne sont pas assez élevés. Nous avons constaté ce phénomène avec des miroirs multicouches

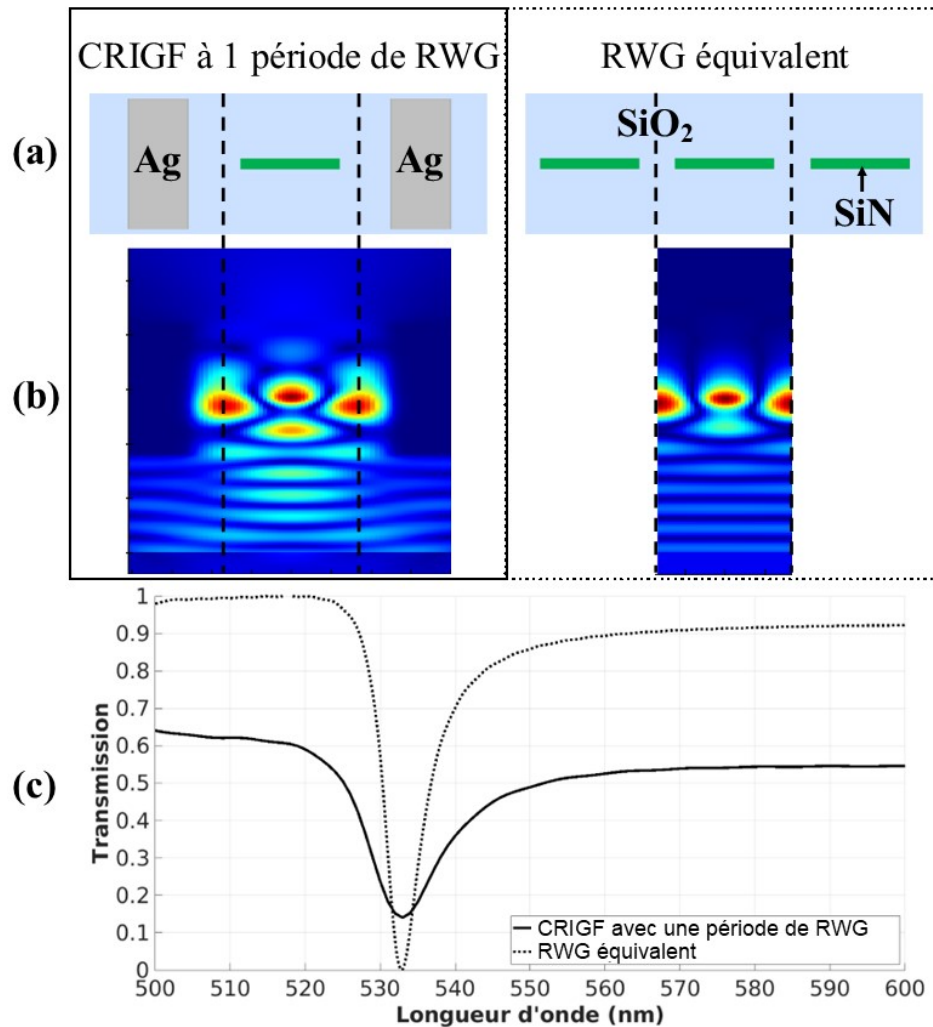


FIGURE IV.21 – CRIGF comparé avec un RWG équivalent résonant à la même longueur d’onde ($\lambda_R = 533\text{ nm}$). Les simulations ont été réalisées avec FDTD. (a) Schémas en coupe des structures 1D simulées. Dans le cas du CRIGF, les miroirs en Ag d’une épaisseur de 150 nm sont séparés de 510 nm ; dans le cas du RWG classique, la période est de 342,5 nm. Dans les deux cas, le plot de SiN fait 250 nm de large pour 100 nm de haut. Les indices utilisés dans les simulations sont les indices des matériaux (complexes). (b) Champ électrique à la résonance. Pour simuler la structure d’une période entre les deux miroirs, nous avons utilisé les conditions de bord PMLs dans toutes les directions. Pour simuler le RWG, nous avons utilisé des conditions de bord latérales de Bloch, et des PMLs en haut et en bas. Nous observons que les champs dans chacune des structures ont des formes assez similaires. (c) Spectres en transmission du CRIGF et du RWG équivalent, sous incidence normale. Les formes des résonances sont proches, un peu plus large et de plus faible amplitude pour le CRIGF.

Si/SiO₂ ayant seulement deux couches de Si et une couche de SiO₂. En augmentant le nombre de couches, nous retrouvons un spectre ne présentant qu’une seule résonance.

Nos travaux sur les CRIGF se limitent à la preuve de concept avec des simulations de structures 1D. Ces travaux ont donné lieu à une proposition de brevet, mais pour

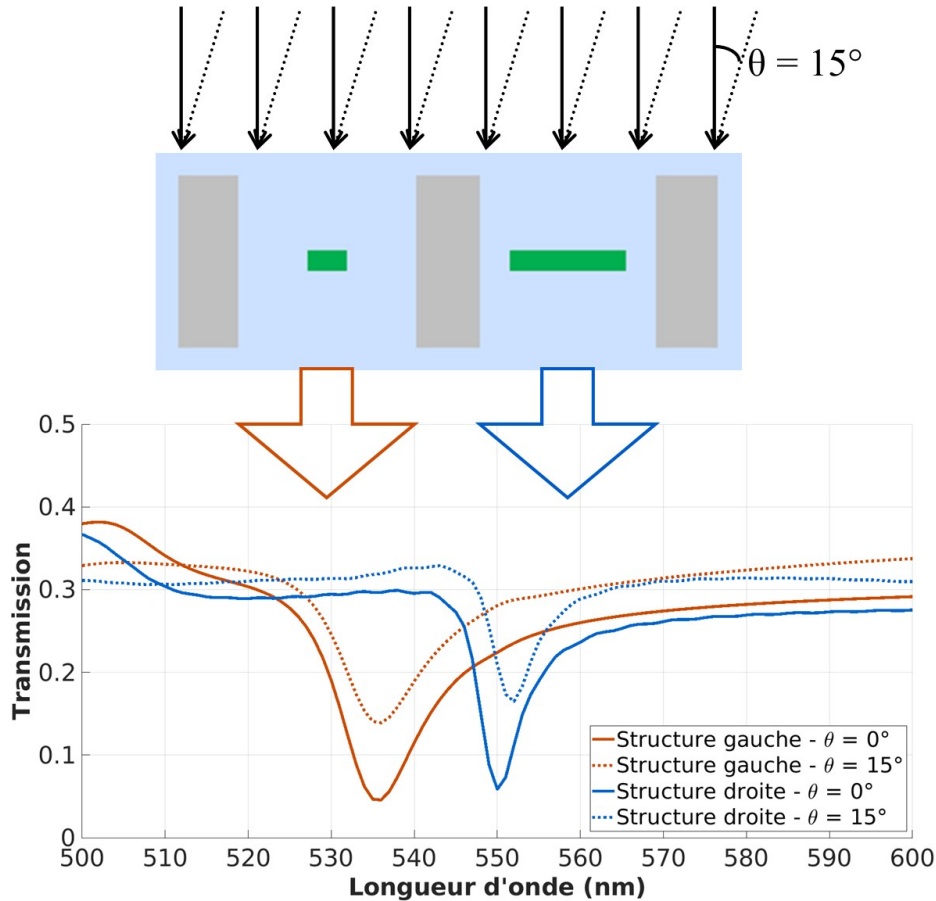


FIGURE IV.22 – Réponse d'un CRIGF sous incidence normale ($\theta = 0^\circ$) et oblique ($\theta = 15^\circ$). Nous avons simulé deux filtres différents côte à côte pour observer un potentiel crosstalk entre eux. Comme le taux de transmission est calculée sur la base de la source d'origine, qui illumine toute la structure schématisée, et que nous récupérons le signal que sous l'un des deux filtres, le partage d'intensité fait que nous ne pouvons pas atteindre une valeur de transmission supérieure à 50%. Sur le spectre en transmission, d'une part nous n'observons pas de crosstalk, et d'autre part nous n'observons pas, ou peu, de variations de λ_R , contrairement à ce que l'on observerait pour un RWG classique. Le principal changement introduit l'incidence oblique est le niveau de la transmission de fond et l'amplitude de la résonance (impactant de ce fait $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$).

des raisons de limite de temps liées au cadre de la thèse nous n'avons pas envisagé de fabriquer de démonstrateur. Ceci explique que nous n'ayons pas poussé l'étude au cas 2D. Nous n'avons pas non plus cherché à optimiser leurs performances, à savoir limiter les pertes de transmissions en dehors de la résonance, maximiser l'amplitude de réjection et mieux établir les performances sous illumination oblique. Ces derniers points seront à étudier si l'on souhaite continuer le développement de ce type de filtre. Néanmoins, ces structures semblent déjà être de bons candidats à la réalisation d'un spectromètre portatif sur capteur CMOS, parmi les plus miniatures qui soient. Les caractéristiques de la réponse spectrale sont gérables juste en changeant la géométrie du résonateur et l'espacement des miroirs latéraux. De plus ces structures présentent

une bonne tolérance angulaire, et sont plus petites que toutes les autres alternatives que nous avons vu jusqu'à présent, à l'exception des résines colorées qui peuvent être déposées sur des largeurs inférieures au micromètre. Ces résines souffrent cependant d'un fort problème de crosstalk, même après l'ajout d'isolations visant à limiter ces effets.

En termes de fabrication, la partie résonateur est faisable par photolithographie, comme pour un réseau classique. La partie miroir est sans doute la partie la plus complexe à fabriquer, néanmoins la technique de fabrication pourrait s'inspirer des technologies existantes pour réaliser les tranchées en Si, SiO₂ ou Al séparant deux pixels d'imageurs CMOS [100], [101], [102], [103].

5) Deux variantes de maillage

Les réseaux que nous étudions dans les structures de RWG et h-FPC sont à maille carrée. Nous avons vu que ce paramètre a une influence sur certains aspects de la réponse spectrale de ces structures. Par exemple, la forme carrée est responsable de l'apparition de certaines résonances non souhaitées à cause de la période imposée par la diagonale de la maille fig. IV.1. La maille carrée apporte une signature angulaire et de polarisation propre (voir fig. IV.5) du fait de son réseau réciproque à maille carrée de pas $\frac{2\pi}{\Lambda}$. Nous avons vu qu'en dehors du cas de l'incidence normale le nombre de résonances ainsi que leurs caractéristiques varient énormément d'un angle à l'autre et d'une polarisation à l'autre. Pour garder un système de filtrage stable il faut alors imposer une contrainte forte sur l'incidence du faisceau lumineux à filtrer.

a. Maille carrée à motif en bi-atome

Dans le but de réduire ou annuler certains comportements de la résonance dus à la forme carrée, il est envisageable de changer la forme du maillage, voire celle des motifs [104]. Le changement du maillage est aisément réalisable côté fabrication, puisqu'il suffit d'adapter le dessin du masque de photolithographie en déplaçant simplement les coordonnées des motifs.

Dans la littérature, on trouve des réseaux 1D ou 2D à maille carrée qui présentent des dédoublements de périodes, soit en juxtaposant deux réseaux avec des périodes différentes, soit en modifiant la taille des atomes, dans le but d'améliorer la tolérance angulaire et diminuer la sensibilité à la polarisation [81], [105], [83]. Sans aller jusqu'à les étudier, nous avons réalisé des essais en procédé de réseaux avec de fortes variations de diamètres au sein d'une même maille, engendrant localement de fortes variations de densité, ce qui n'est pas aisément gérable en photolithographie et gravure. L'essai a néanmoins été concluant, comme l'atteste l'image SEM d'un tel réseau fig. IV.23. Nous n'avons cependant pas pu réaliser les mesures de ces structures. Il serait donc possible de chercher à développer ce type de réseau, si le gain en tolérance angulaire et en insensibilité à la polarisation est suffisant (ce qui n'est pas évident d'après les publications précédemment citées, qui montrent une amélioration de la tolérance angulaire semblant insuffisante pour nos besoins).

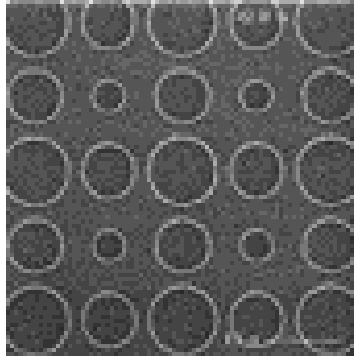


FIGURE IV.23 – Image SEM d’un réseau avec des motifs cylindriques de trois diamètres différents côte-à-côte. $\Lambda = 470 \text{ nm}$ (centre à centre de motif).

b. Maille hexagonale

Dans les réseaux de Bravais bidimensionnels, l’autre maillage à grande symétrie est le maillage hexagonal, comme schématisé dans la fig. IV.24. Chaque atome du réseau est entouré par six autres atomes répartis régulièrement et distants d’une période Λ . Les seconds voisins sont plus éloignés, d’une période $\Lambda_2 = \Lambda\sqrt{3}$. Le réseau réciproque est lui aussi de symétrie 6, de maille $\frac{2\pi}{\Lambda\sqrt{3}}$, avec le même facteur $\sqrt{3}$ entre premiers et seconds voisins. On peut se demander si ce facteur $\sqrt{3}$ n’a pas une influence favorable sur l’apparition de résonances secondaires par rapport au facteur $\sqrt{2}$ du réseau carré. En incidence normale, nous constatons que pour un réseau hexagonal similaire à celui carré simulé en jaune fig. IV.7, une seule résonance prédomine sur toute la largeur de 400 nm à 900 nm. On remarque deux autres résonances entre 450 nm et 550 nm, mais si faibles qu’elles pourraient être négligeables dans un cas expérimental. Et supposons que leur impact ne soit pas négligeable, l’écart entre la résonance prédominante et sa voisine la plus proche est de $\approx 360 \text{ nm}$, soit $\approx 100 \text{ nm}$ de plus que l’écart entre les deux premières résonances d’un RWG équivalent à maille carrée.

De plus, comme les premiers voisins d’un atome ne sont pas répartis orthogonalement tout autour de lui, les effets de polarisation et d’incidence angulaire diffèrent de la maille carrée. Nous avons réalisé un ensemble de simulations d’un RWG à maille hexagonale sous incidence normale et oblique, aux deux polarisations TE et TM. Les spectres présentés fig. IV.25 sont obtenus en faisant la moyenne des spectres aux deux polarisations, pour avoir une réponse d’un système non polarisé. Néanmoins, grâce aux simulations réalisées sous les différentes polarisations nous pouvons faire correspondre une résonance à une polarisation spécifique. Nous voyons qu’un RWG à maille hexagonale est tout aussi sensible à l’angle d’incidence qu’un réseau à maille carrée, et il produit même plus de résonances que ce dernier si l’on inclut le cas de l’incidence oblique.

Ainsi, des quelques observations que nous avons faites, il semblerait qu’il y ait principalement deux avantages à tirer d’un réseau hexagonal sur un réseau carré. Le premier vient du fait qu’en incidence normale, les résonances secondaires semblent plus éloignées de la résonance principale et moins prononcées. La résonance principale se retrouve ainsi isolée sur une plus grande bande spectrale que dans le cas d’un réseau

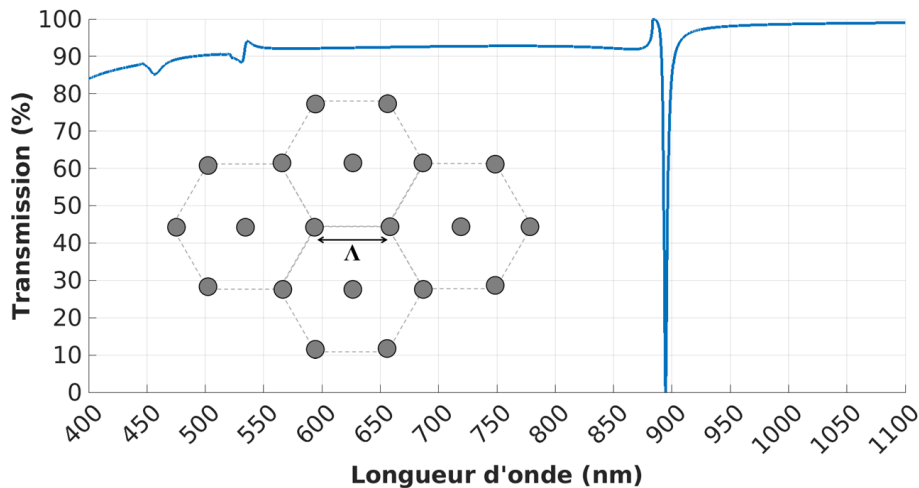


FIGURE IV.24 – Schéma de l'organisation des atomes d'un réseau à maille hexagonale et spectre en transmission d'un RWG à maille hexagonale en incidence normale sur une large bande. Dans la simulation, le RWG est en SiN sans socle, $\Lambda = 700 \text{ nm}$ et $h_R = 100 \text{ nm}$, dans du SiO_2 .

carré, au point qu'il est envisageable de ne trouver qu'une seule résonance par filtre sur toute la bande du VIS.

L'autre avantage de la maille hexagonale tient de la forte compacité de ses atomes, qui donne lieu à une plus grande plage de variation du facteur de remplissage. En effet, dans un réseau où l'on souhaite maintenir la forme des atomes à des cylindres, les facteurs de remplissage en fonction de la forme de la maille s'expriment de la manière suivante :

$$f_{\text{carré}} = \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2} \quad (\text{IV.8})$$

$$f_{\text{hexagone}} = \frac{\pi D^2}{2\sqrt{3}\Lambda^2} \quad (\text{IV.9})$$

Pour garder les atomes cylindriques sans déformation, le diamètre doit être inférieur à la période, autrement dit la borne supérieure du facteur de remplissage équivaut à la valeur de f pour laquelle $\frac{D}{\Lambda} = 1$. Il s'agit de la problématique générique d'empilement compact en cristallographie. D'après les équations (IV.8) et (IV.9), les bornes supérieures de f sont :

$$f_{\text{carré}}^{\text{sup}} = 78.5 \quad (\text{IV.10})$$

$$f_{\text{hexagone}}^{\text{sup}} = 90.7 \quad (\text{IV.11})$$

Ainsi, pour une maille hexagonale, le facteur de remplissage maximal atteignable est $\sim 12\%$ plus élevé que pour une maille carrée (résultats de (IV.10) et (IV.11)), ce qui

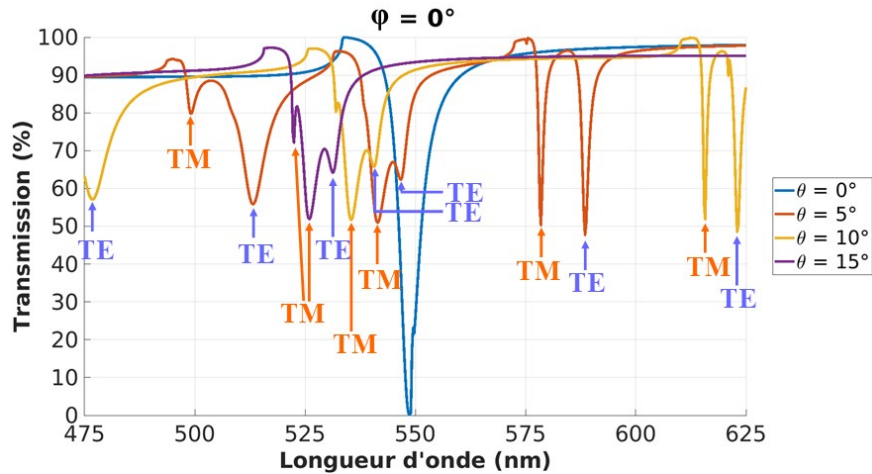
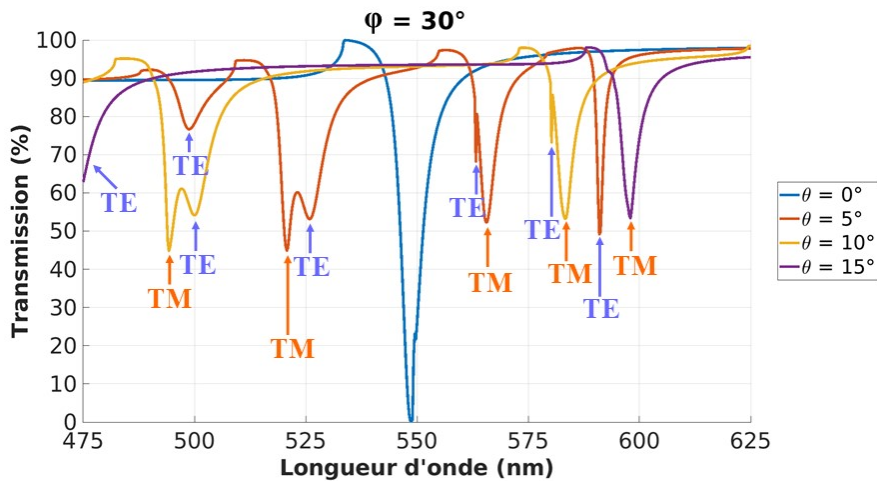
(a) Orientation $\varphi = 0^\circ$ (horizontale)(b) Orientation $\varphi = 30^\circ$.

FIGURE IV.25 – Spectres en transmission d'un RWG à maille hexagonale sous différentes incidences obliques non polarisées, obtenus par la simulation. De plus, nous avons réalisé ces simulations dans deux directions, pour avoir un aperçu d'une potentielle variation avec l'angle φ .

donne plus d'amplitude de design lorsque l'on veut jouer sur une variation de f , notamment dans les h-FPC. Concernant la borne inférieure, elle dépend des capacités des procédés à résoudre de faibles dimensions, paramètre qui progresse constamment, et pour de faibles diamètres la différence entre les mailles carrée et hexagonale est peu notable. Le facteur de remplissage minimal varie de quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents suivant la période, pour un diamètre minimal de 80 nm, qui est la dimension la plus petite que nous ayons réussi à résoudre correctement dans le cadre de cette thèse.

Quant aux aspects de polarisation et incidence angulaire, nous n'avons pas noté d'améliorations du cas hexagonal par rapport au cas carré. Le réseau réciproque est même plus riche en orientations, cela se manifeste à incidence oblique, et la pluralité des résonances qui en découlent est plutôt un inconvénient par rapport au réseau carré.

CARACTÉRISTIQUES DES RESPONSES SPECTRALES		MAILLE CARRÉE	MAILLE HEXAGONALE
Incidence normale	Espacement des deux premiers pics $\lambda_1 - \lambda_2$	$\approx \lambda_1 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)$	$\approx \lambda_1 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right)$
	Sensibilité à la polarisation	Insensible*	Insensible*
	Bande spectrale balayable à période fixe	$f_{max} - f_{min} \leq 78\%$	$f_{max} - f_{min} \leq 90\%$
Incidence oblique	Sensibilité angulaire du pic principal	Très sensible, plusieurs nm/°	Très sensible, plusieurs nm/°
	Sensibilité à la polarisation	Sensible	Sensible
	Multiplicité des résonances	Nombreux pics	Très nombreux pics

TABLE IV.2 – Tableau comparatif des caractéristiques spectrales propres à chaque type de maille de réseau 2D. *car les résonateurs sont également symétriques (puisque cylindriques). Cela n'aurait pas été le cas avec des résonateurs non symétriques.

En conclusion, au regard de ces quelques résultats résumés dans le tableau IV.2, la maille hexagonale semble plus avantageuse que la maille carrée en incidence normale, toute polarisation confondue, mais ne semble pas apporter d'amélioration dès lors que le faisceau incident présente de l'angle. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour évaluer si un compromis présente un intérêt, suivant l'application.

III) Conclusion du chapitre

Nous venons de voir dans ce chapitre les trois principaux inconvénients des RWGs, à savoir leur haute sensibilité à l'angle et à la polarisation, leur fonction filtrante en coupe-bande, et leur encombrement spatial sur le capteur.

Pour solutionner un ou plusieurs de ces aspects, nous avons exploré quelques structures filtrantes à base de réseau, pour garder l'avantage de la résonance modulable et de la praticité de fabrication des RWGs. Nous avons étudié trois structures :

- une juxtaposition d'un RWG avec un miroir multicouche,
- une cavité Fabry-Perot hybride contenant un RWG dans sa cavité,
- un RWG virtuel composé d'une unique période de RWG répétée virtuellement via des miroirs latéraux

De cette exploration nous retenons la h-FPC et le RWG virtuel comme bons candidats de filtres pour la réalisation de capteurs multispectraux intégrés sur capteur CMOS. La h-FPC, dont nous avons fabriqué un démonstrateur fonctionnel, offre une résonance en transmission dont la position est adaptable en changeant le facteur de remplissage

du réseau. De plus un filtre peut tenir sur quelques micromètres de large sans souffrir une grande dégradation de sa réponse spectrale. Le RWG virtuel offre le même type de résonance qu'un RWG classique, adaptable de la même manière en faisant varier les paramètres optogéométriques, mais contrairement à un RWG classique il est peu sensible à l'angle, et tient sur un espace de quelques centaines de nanomètres à quelques micromètres de large. Nous n'avons pas construit de démonstrateur pour cette technologie, qui mériterait un examen plus poussé de ses performances, notamment dans les cas des miroirs latéraux en aluminium, susceptibles de s'approcher du cas idéal de l'argent, et, moins favorable, des miroirs en diélectriques.

Chapitre V

Perspectives : intégration et usage des filtres RWG sur capteur

Dans ce chapitre, nous abordons l'utilisation de structures filtrantes à base de RWG pour de l'analyse spectrale. Ce type de structure peut être exploité dans d'autres cadres d'application, du fait de ses propriétés spectrales, angulaires et sur la phase (spectrométrie en faisant varier l'angle d'incidence [106], [107]; imagerie dans l'infrarouge [70], [53], [99]; lentilles en métasurfaces sur CIS [108], [109], [110]; polariseurs sur CIS [111]). Nous restreignons cependant ce chapitre à la seule analyse spectrale, dans le domaine VIS-NIR, en association à un capteur CMOS.

Ainsi, par la suite nous souhaitons montrer les prémices de ce que donnerait une matrice de filtres en RWG embarquée sur capteur (I), ainsi qu'un exemple de cas d'usage d'analyse spectrale (II). Puis nous concluons (III).

Il ne s'agit que de perspectives, car d'une part nous n'avons pas réalisé de prototype complet d'un spectromètre portatif, et d'autre part le champ du traitement des données pour l'analyse spectrale est trop vaste pour que nous ayons eu le temps de l'explorer avec davantage de profondeur.

I) Démonstrateur de spectromètre embarqué : filtres collés sur capteur

Le principal intérêt des filtres que nous étudions, au-delà de leurs caractéristiques spectrales, est leur compatibilité aux procédés de fabrication CMOS. Bien que cela soit techniquement réalisable, nous n'avons pas eu l'occasion de faire déposer des RWGs directement sur des photodiodes en salle blanche au cours de cette thèse, de ce fait nous n'avons pas de démonstrateur correspondant exactement à un prototype de spectromètre embarqué.

Néanmoins, nous avons pu faire découper et coller des matrices de filtres issues du Mask1 sur des capteurs CMOS de ST vierges de filtres colorés. Ainsi, nous avons pu réaliser des images de transmission de nos filtres, donnant un avant-goût des potentielles performances de nos filtres s'ils venaient à être intégrés sur capteur. Car une fois que le capteur reçoit l'information de l'intensité transmise par chaque filtre, grâce à la connaissance de leur forme spectrale il devrait être possible de remonter au spectre de la lumière qui a éclairé le filtre.

1) Description des bancs expérimentaux

Les filtres que nous avons fait coller sur capteur proviennent d'un wafer du Mask1 dont l'empilement présente une hauteur de réseau $h_R = 70$ nm et une épaisseur de socle $h_S = 55$ nm. Pour rappel, les réseaux implémentés sur ce masque sont des réseaux 2D à maille carrée. A partir d'un coupon de taille centimétrique, quelques matrices de filtres ont été isolées du reste, puis collées sur des capteurs ayant auparavant servi à d'autres projets au CEA. Les découpes et collages ont été réalisés par des collègues du Laboratoire d'Assemblage et Intégration Photonique (LAIP) du CEA Leti, dans le cadre d'un projet collaboratif ST - CEA. Nous remercions Aurélie Vandeneynde et Sandy Brunet-Manquat pour la prise en charge de nos dispositifs.

Ces capteurs ne possèdent ni filtres ni lentilles sur une grande partie de leur surface photosensible, et ont un pas de pixel parmi les plus petits, de $1,75 \mu\text{m}$. Comme les filtres du Mask1 sont larges de $100 \mu\text{m}$, chacun sera rendu par une matrice d'environ 57×57 pixels en incidence normale. Chaque filtre accompagné de ses 3249 pixels sous-jacents forment ainsi un macropixel de $100 \mu\text{m}$ de côté, dont les effets de bords pourraient être finement estimés à l'échelle d'un pixel.

Le collage a été réalisé à l'aide d'une résine d'un indice proche de 1,4. Cette résine forme une couche uniforme d'une épaisseur de 140 nm qui se limite au périmètre de l'échantillon collé. On distingue le ménisque de la colle sur la photographie fig. V.1.

La présence d'un autre projet sur une partie du capteur (lignes du bas où l'on aperçoit des rectangles colorés) a rendu cette zone inutilisable, par conséquent nous n'avons pas pu mettre l'entièreté de la matrice de filtres sur la zone photosensible.

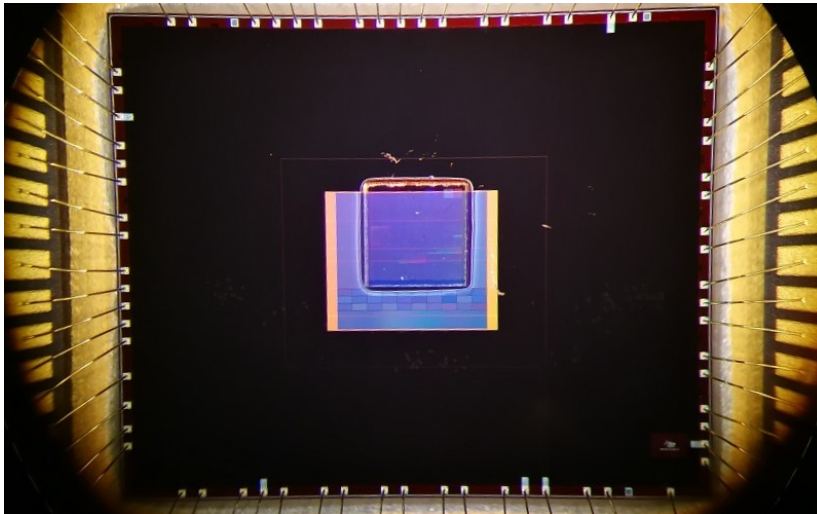


FIGURE V.1 – Photographie du capteur après collage de la matrice de filtre. Cette dernière s'étend sur 1 cm de côté. On distingue le ménisque de colle sur le pourtour du coupon collé. Les rectangles colorés sous le coupon font partie du capteur et proviennent d'un autre projet de thèse.

Sauf indication contraire, tous les résultats que nous présentons dans la suite de cette partie ont été mesurés avec le montage capteur - filtres représenté sur la fig. V.1. Pour réaliser les différentes mesures, nous avons intégré ce capteur dans deux bancs optiques distincts.

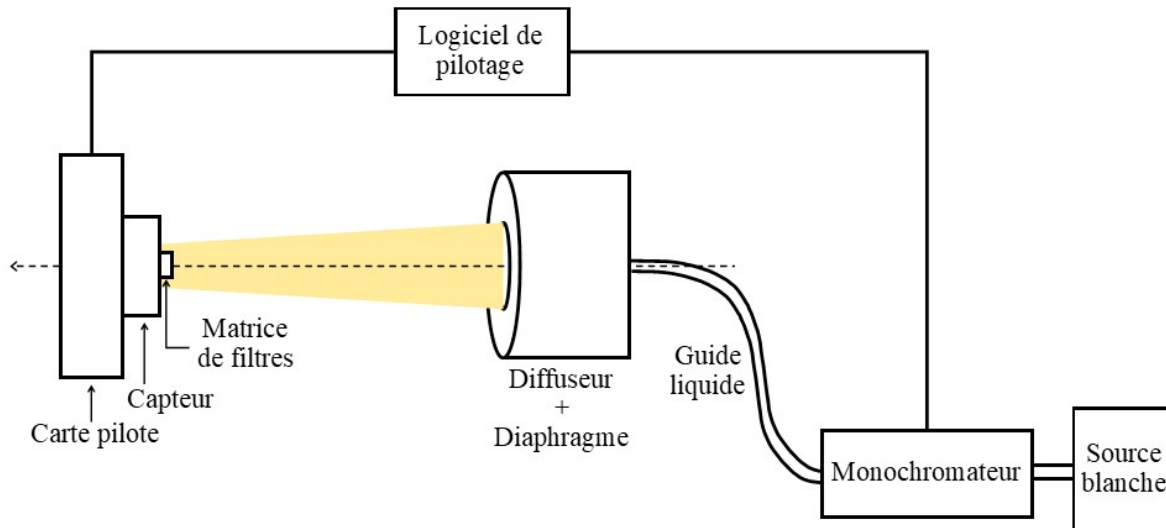
Le premier banc schématisé fig. V.2 - (a) a été monté par des collègues du LIS (CEA Leti), N. Billon Pierron, P. Deglo de Besses et R. Paquet, que je remercie pour l'aide apportée. Il s'agit d'un banc permettant de mesurer les performances d'un capteur en fonction de la longueur d'onde sur toute la gamme d'absorption du silicium, sous incidence conique dont on peut faire varier l'ouverture pour refléter certains cas d'usage. L'échantillonnage spectral est réalisé via un monochromateur (modèle MicroHR de Horiba) qui sélectionne la longueur d'onde centrale du faisceau incident à partir d'une source blanche (lampe halogène quartz tungstène). Cette longueur d'onde est pilotée par un logiciel développé par les personnes qui ont monté le banc, alors que la largeur spectrale du faisceau est définie par le réseau de diffraction du monochromateur ainsi que par la largeur des fentes que l'on positionne en entrée et sortie du monochromateur. Avec les dimensions disponibles et suivant les besoins, la FWHM varie entre 2,625 nm et 10,5 nm (données constructeur, relatives à une fente de 0,5 mm à 2 mm de large). Le faisceau est ensuite modelé par un système de diffuseur avec un diaphragme de diamètre $f/10$ en sortie, ce qui donne un cône avec un demi-angle de $2,86^\circ$. Pour cette raison, par la suite nous appellerons ce montage le *banc à incidence conique*. Cette terminologie est utilisé ici sans référence à l'incidence conique sur un réseau 1D.

Le second banc fig. V.2 - (b) utilise une source blanche uniforme qu'un système de diaphragme et lentille vient collimater pour éclairer le capteur en incidence normale. Nous nommerons ainsi cette manip le *banc à incidence collimatée*. L'ouverture du diaphragme étant de l'ordre de 1 mm (source "étendue" et non strictement ponctuelle) et la focale de la lentille étant de 50 mm, la collimation n'est pas parfaite et le faisceau incident serait légèrement conique, avec un demi angle de $\sim 0,5^\circ$. Néanmoins ce niveau de collimation nous permet déjà de réaliser des comparaisons intéressantes. La densité optique est choisie de sorte à éviter que le capteur sature (elle est de 1 lorsqu'on l'utilise en association avec le filtre passe-bande à 560 nm). Enfin, on vient placer sur la trajectoire de la lumière l'élément dont on souhaite imager le spectre en transmission. Dans l'exemple qui a abouti à la figure V.4 - (b), l'élément à analyser spectralement est un filtre passe-bande centré sur 560 nm avec une FWHM de 10 nm.

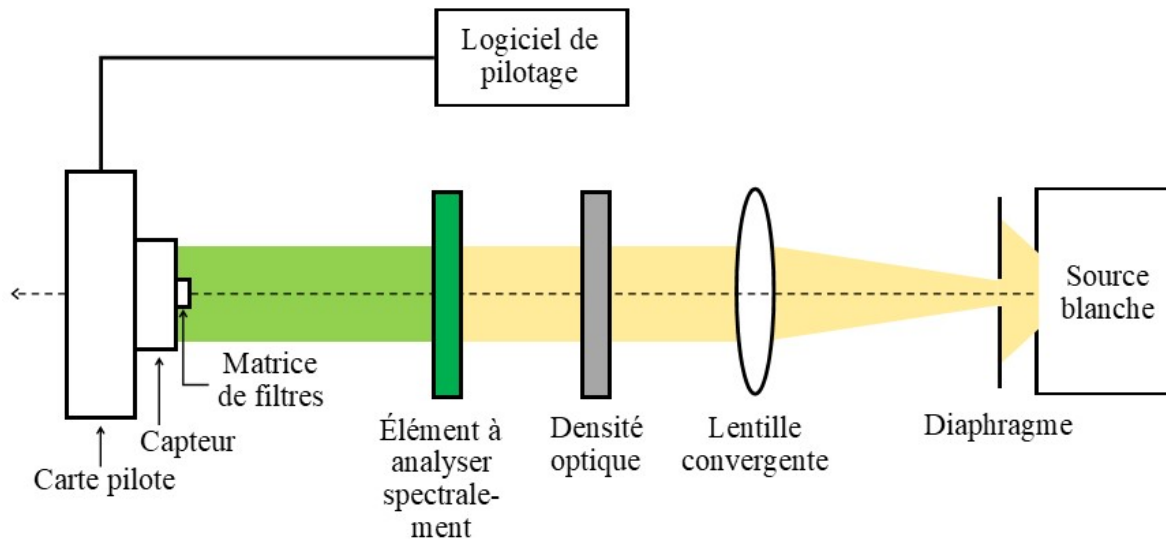
2) Résultats obtenus avec le banc à incidence conique

Le banc à incidence conique, grâce à la présence du monochromateur, permet de mesurer l'intensité lumineuse reçue par le capteur en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, en balayant la matrice de filtres sur un spectre couvrant le VIS-NIR on s'attend à ce que ponctuellement certains filtres transmettent moins de lumière (lorsque $\lambda_{source} = \lambda_{R, filtre}$), ce qui se traduit sur le capteur par une baisse soudaine de l'intensité reçue, en prenant le contexte d'un spectre de raies.

C'est ce que l'on observe figure V.1, qui concatène 60 images prises par le même capteur pour des longueurs d'onde allant de 400 nm à 990 nm avec un pas de 10 nm. Les images ont été découpées pour ne garder que la partie du capteur sous-jacente à la matrice de filtres. Les pixels recevant le moins de lumière sont foncés, et ceux recevant le plus de lumière sont clairs. Ainsi, les carrés apparaissant foncés correspondent à des filtres transmettant peu de lumière, relativement aux autres filtres. On observe sur l'image que l'agencement des carrés sombres se modifie d'une longueur d'onde à l'autre. En se reportant aux mesures de transmission des filtres du Mask1, ces extinctions occurrent



(a) Schéma du banc à incidence conique. Le diaphragme a une ouverture de $f/10$, relativement à la position du capteur.



(b) Schéma du banc à incidence collimatée. La lentille convergente est une double sphérique achromatique de focale 50 mm. La densité optique vaut 1. L'ouverture du diaphragme est de l'ordre du millimètre. Le diaphragme se trouve au foyer objet de la lentille, distance mise au point par un processus d'autocollimation.

FIGURE V.2 – Schémas des deux bancs ayant servi à faire des images de filtres sur capteur.

sur des gammes spectrales qui sont bien corrélées aux λ_R mesurés précédemment. Pour rappel, trois séries de filtres sur la moitié inférieure du capteur ont été conçues pour réfléchir des λ_R successifs qui couvrent tout le VIS. Ceci explique pourquoi à 400 nm on observe trois zones quasi noires, et qu'au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente ces zones se décalent progressivement vers la droite et vers les lignes supérieures. Juste au-dessus de ces séries on trouve une longue suite de filtres dont on a fait varier la période uniquement, et une autre plus courte où l'on a fait varier le diamètre des trous cylindriques uniquement. Ces suites donnent également lieu à un noircissement

spatial graduel sur le capteur.

Avant d'utiliser les filtres montés sur capteur pour de l'analyse spectrale, nous souhaitons les caractériser in situ. Nous pouvons remarquer qu'à partir des images prises sur capteur il est possible de remonter au spectre de transmission d'un filtre. Pour cela il faut normaliser l'intensité reçue par un capteur avec filtre par l'intensité du même capteur sans filtre, et ce pour chaque longueur d'onde.

$$T(\lambda) = \frac{\langle I_{AVEC\ filtre} \rangle (\lambda)}{\langle I_{SANS\ filtre} \rangle (\lambda)} \quad (V.1)$$

Dans notre cas il n'est pas possible de retirer le filtre du capteur une fois que ce dernier est collé. Nous avons donc utilisé deux capteurs distincts de même modèle pour réaliser les mesures avec filtre et sans filtre. Ces capteurs provenant d'un même lot, nous avons pris le parti de les supposer de performance égale. Ensuite, pour obtenir l'intensité transmise par un filtre donné, nous avons moyenné l'intensité reçue par l'ensemble des pixels sous-jacents à ce filtre (en évitant les pixels en bords et ceux du rectangle contenant les coordonnées du filtre). En faisant de la sorte nous obtenons des courbes de transmission pour chaque filtre, similaires à la courbe bleue de la figure V.3.

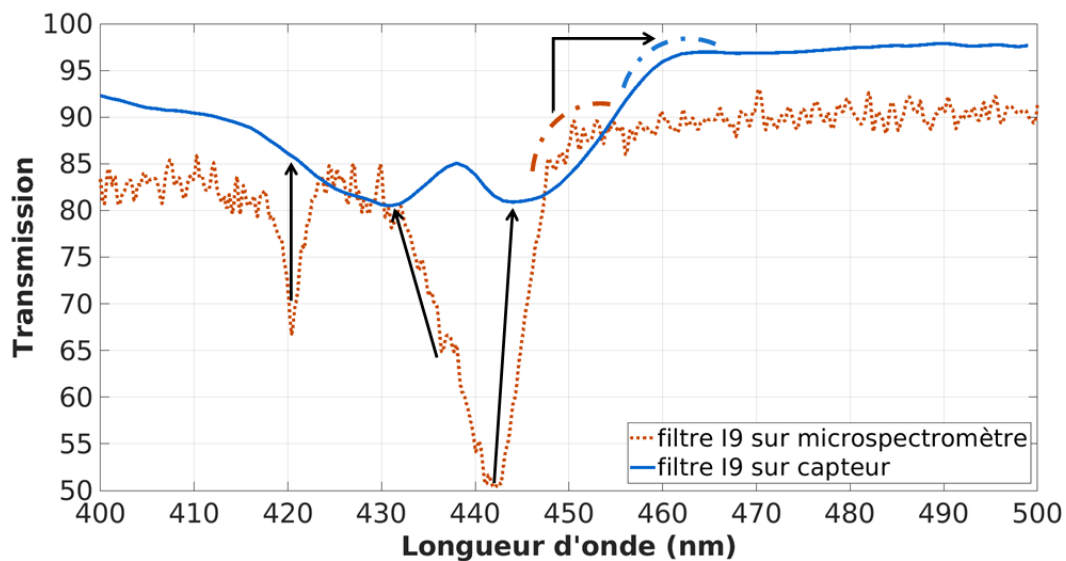


FIGURE V.3 – Comparaison de deux transmissions d'un même filtre, le filtre I9 du Mask1, obtenu par deux moyens différents. L'échantillonnage de la courbe bleue, réalisé au monochromateur, est de 1 nm (pour une largeur de 2,625 nm), alors que celui de la courbe orange, réalisé au microspectromètre, est de $\sim 0,25$ nm. Les flèches noires mettent en avant les évolutions de la forme de la résonance entre la mesure sur le microspectromètre et celle sur capteur.

En comparant cette dernière avec une courbe de transmission du même filtre (I9 en l'occurrence) mesurée avec le microspectromètre (en orange sur la figure), on remarque plusieurs choses :

- à la résonance vers 440 nm, la courbe "capteur" présente un double creux, là où la courbe "microspectromètre" n'en présente qu'un seul ;

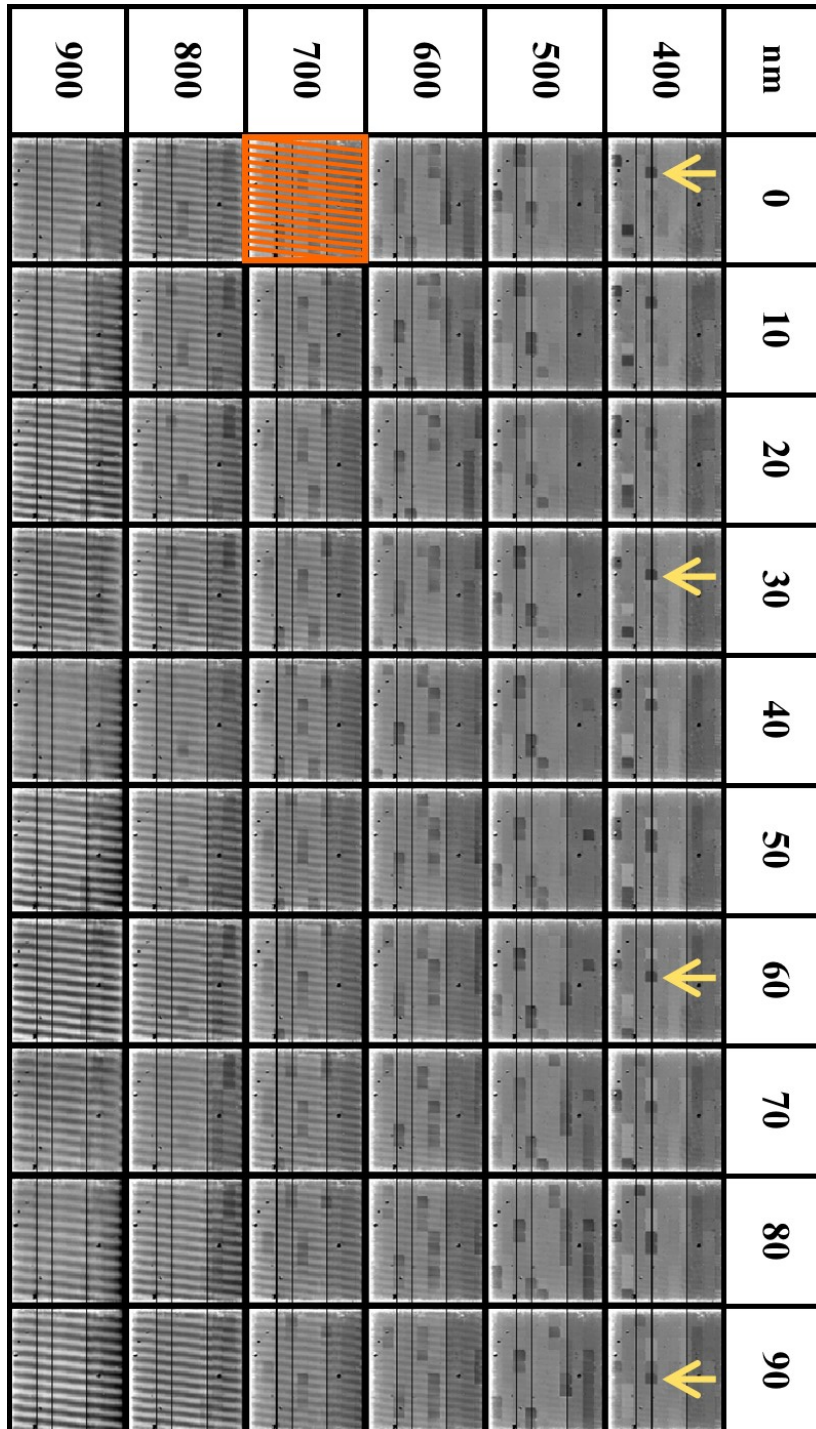


TABLE V.1 – Ensemble d'images de transmission de la matrice de filtre prises à différentes longueurs d'onde, sur une plage de 400-990 nm (pas de normalisation par un capteur de référence, d'où la différence sur les ROI notamment). Les pixels apparaissant plus foncés reçoivent moins de lumière que les autres, signifiant qu'à la longueur d'onde concernée le filtre correspondant résonne et ainsi bloque la lumière. Nous n'avons pas précisé d'échelle de gris car pour une meilleure lecture de la figure, nous avons uniformisé les contrastes entre les images, et de ce fait une même couleur ne représente pas la même valeur d'intensité reçue par un pixel entre deux images. Il est intéressant de noter le "déplacement" des carrés noirs avec la longueur d'onde, comme celui que nous avons pointé avec une flèche jaune. Cela illustre bien la dédicace de chaque filtre à une bande spectrale différente des autres. Les rayures oranges mettent en avant les raies d'interférences qui sont nettement marquées après 700 nm.

- malgré cette différence de forme, les résonances se placent dans la même gamme restreinte de longueur d'onde ;
- le deuxième creux résonant de la courbe "microspectromètre", plus fin et faible en amplitude, n'apparaît pas sur la courbe "capteur" ;
- en dehors des résonances, les transmissions de fond sont décalées d'une valeur quasi constante comprise entre 5% et 10% de transmission en faveur de la courbe "capteur", typiquement de 90% à 96% après 460 nm.

Ce dédoublement de la résonance principale s'explique par la forme du faisceau incident.

Comme nous l'avons vu dans le quatrième chapitre, les RWGs sont particulièrement sensibles à l'angle avec lequel la lumière incidente les éclaire. Pour un angle incident $\theta_{inc} \neq 0^\circ$, le spectre en transmission ne présente pas un mais deux creux de résonance, dont l'écart spectral augmente proportionnellement à $\sin(\theta_{inc})$. Sur le banc en incidence conique, les rayons qui éclairent la matrice de filtres arrivent avec un angle θ_{inc} compris entre 0° et $\theta_{max} = 2,86^\circ$. Par conséquent, au vu de la sensibilité de nos réseaux (cf. chapitre IV), des effets d'angle sont nécessairement présents. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur du décalage de la résonance principale causée par $2,86^\circ$, on reprend l'équation de couplage 1D vue dans le deuxième chapitre (puisque le comportement des résonances d'un réseau 1D et 2D similaires sont du même ordre de grandeur). Pour un angle θ_{inc} si faible, on suppose que la variation de n_{eff} est négligeable. On approche alors l'écart $\delta\lambda$ entre les deux résonances par la relation :

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \sim \frac{\sin(\theta)}{n_{eff}} \quad (\text{V.2})$$

où λ_0 est la position de la résonance à incidence normale. Pour $\theta = 2,86^\circ$, on s'attend ainsi à un décalage de résonance $\delta\lambda \approx 13$ nm.

La manière dont il faut prendre en compte les angles du faisceau en incidence conique a été discutée dans la thèse d'Axel Crocherie [112], qui cherchait à modéliser une source en cône diffus dans un logiciel de simulation basé sur la méthode numérique FDTD. D'après ses travaux, une source en cône diffus peut être décomposée en une somme d'ondes planes d'angle $\theta_i \in [0, \theta_{max}]$, suivant quatre valeurs de ϕ écartées de $\Delta\phi = \frac{\pi}{4}$ et les deux polarisations TE et TM. En se basant sur la décomposition en angle solide, on voit que l'aire d'un élément de surface évolue en $\sin(\theta)$ [113]. De ce fait, les contributions angulaires au faisceau conique ne sont pas équivalentes, ce qui mène au calcul d'un certain poids à donner à chaque onde plane en fonction de son angle d'incidence. Pour $\theta_i \in]0, \theta_{max}[$ dans l'approximation des petits angles, le poids attribué à chaque onde plane vaut $p_i \approx \frac{\theta_i \Delta\theta}{4\theta_{max}^2}$, où $\Delta\theta$ est le pas d'échantillonnage entre deux angles θ_i et θ_{i+1} . En choisissant $\Delta\theta$ constant, ce qui est cohérent pour une reconstruction à partir d'une somme d'angles, on voit que plus l'onde incidente est oblique et plus son poids dans la reconstruction du faisceau conique diffus est important.

Si l'on transpose ce principe de décomposition du faisceau conique au cas du capteur avec des filtres en réseau 2D, la contribution des ondes planes en bord de cône ($\theta_i \approx \theta_{max}$) est prépondérante sur celle des ondes planes arrivant quasi normales au capteur. De ce fait, en sommant toutes les contributions, on trouve globalement une forme de résonance en deux creux dus aux $\theta_{inc} \neq 0^\circ$, aplanis par la moyennisation sur

plusieurs angles, chacun donnant lieu à une position de résonance différente des autres.

Il s'agit donc bien de la même résonance que l'on observe sur la fig. V.3 entre les courbes bleues et orange, simplement leur forme diffère à cause des conditions d'éclairage elles aussi différentes. On remarque d'ailleurs que l'écart de la position du bord de résonance entre les courbes bleue et orange est de l'ordre de $\delta\lambda$ que nous avons calculé précédemment.

Le moyennage résultant de la source, ajouté à l'échantillonnage moins précis réalisé lors de la mesure sur capteur, tendent à expliquer la quasi absence de creux à 420 nm sur la courbe bleue de la mesure sur capteur.

Le dernier point relevé est l'écart de transmission de fond entre les deux types de mesure.

Cet écart peut s'expliquer par le nombre et la qualité des interfaces traversées par la lumière dans chaque configuration. Dans le cas du banc avec capteur, l'échantillon est collé coté SiN sur le capteur à l'aide d'une résine d'indice $\sim 1,4$. Comme cette résine possède un indice de réfraction plus élevé que l'air, et par ailleurs moins élevé que le SiN à l'interface de collage des filtres, le coefficient de réflexion à l'interface SiN/résine est plus faible qu'à l'interface SiN/air que l'on ne peut éviter lors d'une mesure au microspectromètre avec le montage actuel. Il en va de même à l'interface résine/capteur, dont la surface est très probablement passivée par du SiO₂. Ainsi, grâce aux réflexions amoindries, la transmission de fond du filtre sur capteur s'en trouverait améliorée, par rapport à la mesure du coupon seul sur le microspectromètre.

3) Comparaison avec les résultats obtenus sur le banc à incidence collimatée

Les deux différences majeures entre les deux bancs, illustrées fig. V.2, sont la forme du faisceau incident qui éclaire le capteur bien entendu, mais également la manière dont on sélectionne les longueurs d'onde qui composent le faisceau.

Sur le banc à incidence collimatée, comme tous les rayons arrivent parallèles entre eux et normaux à la surface des filtres, il n'est plus question de prendre en compte des effets d'incidence oblique comme sur le banc à incidence conique. On se retrouve alors dans un cas de fonctionnement des filtres proche de ceux étudiés dans les chapitres précédents, où chaque filtre présente une résonance principale à la longueur d'onde de conception. A une longueur d'onde donnée d'éclairage, on devrait ainsi voir s'obscurcir un petit nombre de filtres seulement, plus faible que sur le banc à incidence conique, avec des contrastes plus marqués car il n'est plus question de moyenner des réponses spectrales.

De plus, comme nous n'avons pas inclus initialement de système discriminant les longueurs d'onde en entrée du banc à incidence collimatée, il suffit de placer un élément ayant une signature spectrale particulière sur le chemin optique pour l'imager en quelque sorte sur le capteur avec filtres. La seule contrainte sur cet objet étant qu'il doit transmettre suffisamment de lumière pour être détecté par le capteur. Si l'on souhaitait par exemple reproduire un échantillonnage spectral similaire à celui pratiqué

par le monochromateur sur le banc à incidence conique, on pourrait utiliser une roue à filtres (dont les filtres auraient une FWHM ≈ 10 nm et dont le recouvrement entre deux filtres consécutifs permettrait une certaine continuité du spectre), que l'on placerait au niveau de l'élément à analyser spectralement sur le schéma fig. V.2. C'est de cette manière, en n'utilisant qu'un seul filtre, que l'on a réalisé la figure V.4 - (a).

Comme les conditions d'incidence conique et collimatée sont deux situations que l'on peut retrouver dans des conditions d'utilisation classiques de capteur, nous souhaitons visualiser les différences de performance qu'il pourrait y avoir entre les deux cas. Pour réaliser cette comparaison, nous avons ajouté sur le banc à incidence collimatée un filtre passe-bande (PB) centré sur 560 nm et large de 10 nm. Avec ce montage nous avons pris une image des filtres fig. V.4 - (a), que nous avons comparée avec une image prise sur le banc à incidence conique à 560 nm avec une largeur de bande similaire fig. V.4 - (b).

Sur la figure V.4 - (a), trois zones se démarquent particulièrement bien des autres. Aucune ne correspond exactement à 560 nm, parce qu'aucune ne résonne exactement à $\lambda_R = 560$ nm, mais néanmoins le recouvrement entre ces filtres et le filtre PB est notable. Par exemple, en prenant les spécifications constructeur du filtre PB [114] ainsi que les valeurs de transmission mesurées au microspectromètre des filtres G8 (sombre) et G7 (clair, à gauche de G8), toutes tracées fig. V.5 - (a), on voit que la transmission à travers le filtre PB combiné au RWG G8 (fig. V.5 - (b)) est bien plus faible que celle à travers le filtre PB seul ou encore à travers ce dernier combiné au RWG G7 qui apparaît "clair" sur l'image capteur.

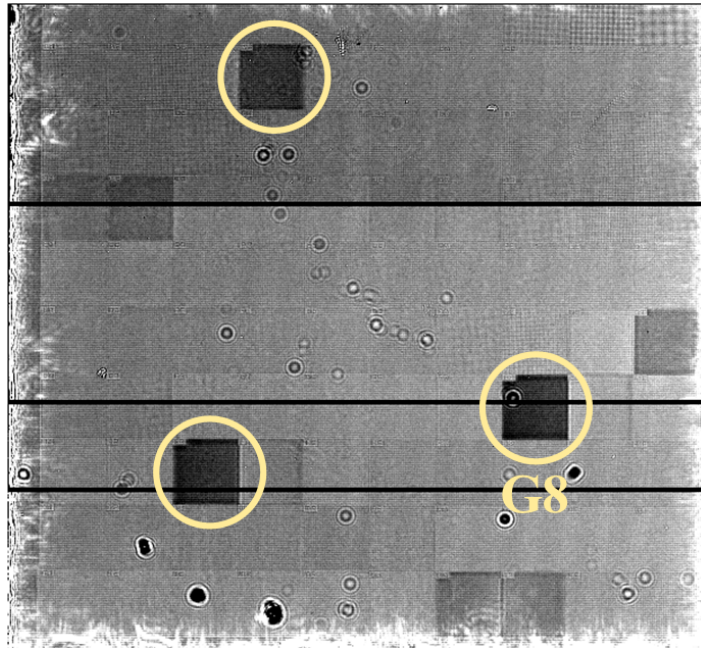
Sur la figure V.4 - (b) en revanche, de nombreuses zones sont plus ou moins foncées, et celles censées correspondre à la bande spectrale autour de 560 nm ne ressortent pas particulièrement du lot.

Le cadre expérimental donné par le banc en incidence collimatée se rapproche de l'utilisation que l'on souhaite faire des filtres embarqués sur capteur pour de l'analyse spectrale. En effet, pour retrouver le spectre de l'élément à analyser, par exemple le filtre PB autour de 560nm, il suffit de prendre une image de la matrice de filtres RWG éclairée par ce spectre et d'évaluer l'intensité reçue par chacun des filtres. On pourrait ainsi en déduire les composantes spectrales du signal reçu avec les intensités associées. Ce qui pose la question du montage global, puisqu'il faudrait alors inclure un système avec collimateur, généralement encombrant et de ce fait s'opposant à une intégration compacte dans un smartphone.

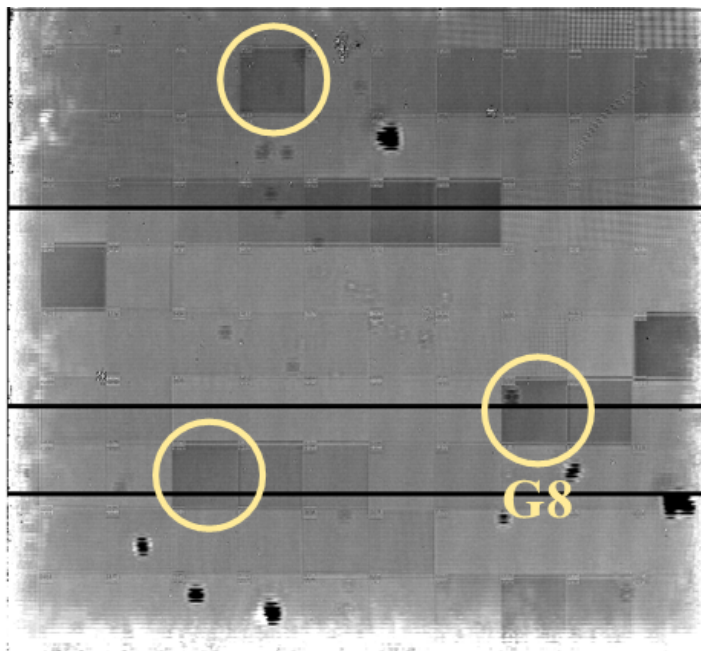
A priori il est possible de réaliser le même travail avec une source conique, puisque les réponses spectrales des filtres ne sont pas aléatoires. Il faudrait alors anticiper une déconvolution plus importante, puisque plus bruitée. Le système à mettre en place serait plus complexe, tant au niveau du dispositif qu'au niveau du traitement des données, mais cela donnerait possiblement accès à une quantité plus importante d'informations.

4) Inconvénients du collage sur la qualité d'image

Bien que le collage des filtres sur capteur nous ait donné un aperçu des capacités d'une réelle intégration des filtres directement sur les photodiodes, nous relevons deux

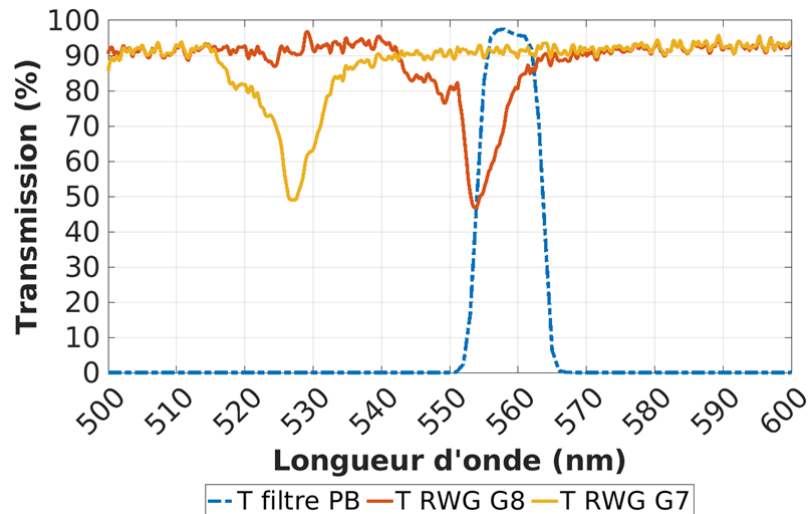


(a) Illumination collimatée ($\theta_{inc} \approx 0^\circ$) à travers un filtre passe-bande centré sur 560 nm ayant une largeur spectrale de ~ 10 nm.

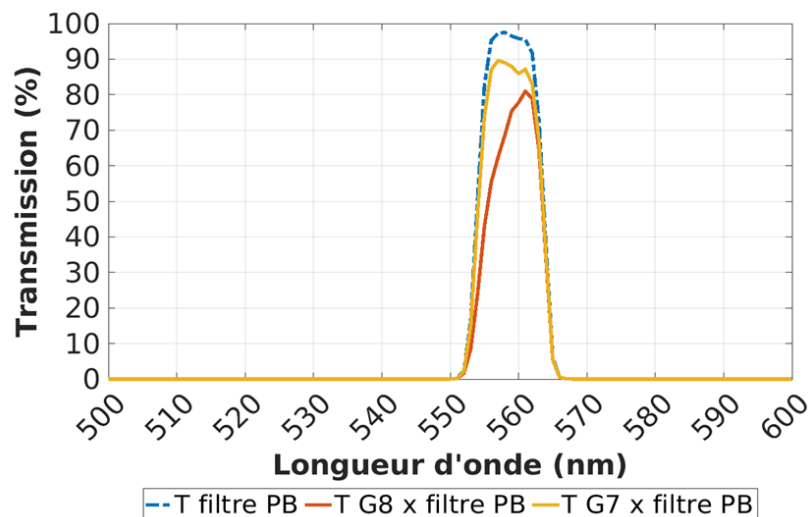


(b) Illumination conique avec un demi angle $\theta_{cone} = 2,86^\circ$, centrée sur 560 nm avec une largeur spectrale $\Delta\lambda_{source} = 10,5$ nm. On a encerclé les zones qui apparaissent très foncées dans la figure (a). Ces zones apparaissent également foncées dans cette figure, mais avec moins de contraste, et d'autres zones présentent un niveau d'intensité similaire.

FIGURE V.4 – Images prises à partir du capteur CMOS sur lequel on a collé la matrice de filtres du Mask1, sous deux illuminations différentes. Les contrastes sont adaptés pour une meilleure visibilité des zones de plus faible transmission. Le même script de correction d'image a été appliqué sur les deux images.



(a) Spectres en transmission du filtre PB ainsi que des filtres G7 et G8 du Mask1.



(b) Produit des transmissions des filtres RWG avec le filtre PB, donnant une transmission proche de celle que le capteur reçoit sur le banc à incidence collimatée.

FIGURE V.5 – Spectres en transmission de filtres donnant lieu à différentes intensités lumineuses sur le capteur CMOS illuminé par le spectre du filtre PB à 560 nm. Les spectres des filtres G7 et 8 ont été mesuré au microspectromètre par nos soins. Le spectre du PB est celui fourni par le vendeur, par conséquent le spectre réel du composant peut légèrement différer.

inconvenients majeurs à l'utilisation de cette méthode.

Le premier problème, qui devient progressivement marqué jusqu'à être nettement visible dès 700 nm sur la figure V.1, est l'apparition de franges d'interférences. Ces franges rectilignes d'égale épaisseur dont l'interfrange augmente avec la longueur d'onde sont caractéristiques d'interférences dites "en coin d'air". En l'occurrence il s'agirait

d'un "coin de polymère", causé par la couche de colle résineuse. Les franges apparaissent lorsque l'éclairage est quasi monochrome ($\text{FWHM} \leq 10 \text{ nm}$ dans notre cas) et deviennent de plus en plus marquées aux grandes longueurs d'onde, jusqu'à brouiller complètement les motifs de filtrage. Ces interférences compliquent le traitement des images, même lorsque les motifs de filtrage sont encore bien visibles, car elles faussent l'estimation de l'intensité reçue par le capteur au sein d'un patch.

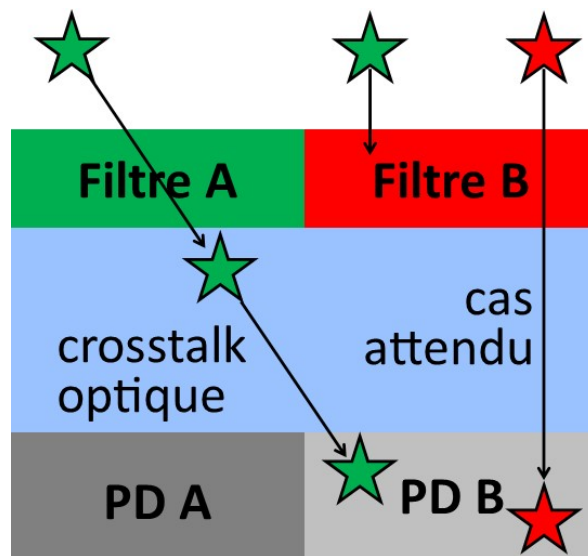


FIGURE V.6 – Schéma simpliste du crosstalk optique entre deux photodiodes (notées PD). Une étoile symbolise un photon incident. Le crosstalk optique n'étant qu'un type de crosstalk, voir la partie "Diaphotie" de la thèse de C. Mornet [18] en complément sur le sujet.

Le second problème que nous souhaitons mentionner est le crosstalk optique, dû à l'épaisseur de colle de plusieurs dizaines de microns entre les filtres et les photodiodes. Ce phénomène, schématisé figure V.6 décrit le fait qu'un photon portant l'information A, qui devrait se faire absorber par la photodiode A et ainsi participer à la communication de l'information A, se fait finalement absorber par la photodiode B voisine et participe à la communication de l'information B. Cette communication est alors erronée.

Dans notre cas, il s'agirait d'un crosstalk entre macropixels plutôt qu'entre simples pixels du fait du large recouvrement spatial de chaque filtre, mais ayant un impact se limitant aux premiers pixels en bord du macropixel. Il en résulte une perte de résolution spatiale, visible notamment aux frontières entre deux filtres.

Le crosstalk optique que nous avons observé est engendré par les rayons incidents obliques du cône diffus, ce qui explique notamment que l'image (b) de la fig. V.4 soit plus floue que la (a). La simple optique géométrique indique qu'un rayon arrivant avec un angle $\theta_{max} = 2,86^\circ$ en entrée de la couche de résine de $140 \mu\text{m}$ ressort à une équivalence de 3 pixels plus loin. Évidemment, ce décalage est d'autant plus prononcé que l'épaisseur à traverser est grande.

II) Reconstruction de spectre à l'aide des filtres RWG

Dans cette partie nous nous intéressons à la manière dont on pourrait récupérer le spectre d'un élément à analyser, à l'aide d'une matrice de filtres RWG.

En pratique, en reprenant le montage simplifié d'un spectromètre portatif où la matrice de filtre est solidaire au capteur, les seules informations auxquelles nous avons accès sont les transmissions des filtres sans, et avec, l'élément dont on veut retrouver le spectre transmis. Nous regroupons ces informations au sein de trois matrices F , S et S_f décrites ci-dessous :

$$F = \begin{pmatrix} F_1(\lambda_1) & \cdots & F_1(\lambda_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_N(\lambda_1) & \cdots & F_N(\lambda_N) \end{pmatrix} \quad S = \begin{pmatrix} S(\lambda_1) \\ \vdots \\ S(\lambda_N) \end{pmatrix} \quad S_f = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^N F_1(\lambda_k) \cdot S(\lambda_k) \\ \vdots \\ \sum_{k=1}^N F_N(\lambda_k) \cdot S(\lambda_k) \end{pmatrix}$$

Elles contiennent respectivement les transmissions spectrales de chaque filtre (F), celle du signal à extraire (S) et le produit de chaque filtre avec ce signal (S_f). Avec le montage de spectromètre évoqué nous ne pouvons mesurer que les matrices F et S_f . A partir de ces deux matrices nous souhaitons extraire le signal S de l'élément dont on souhaite récupérer le spectre. A condition que la matrice F soit inversible, on obtient S en faisant le calcul suivant :

$$S = F^{-1} \cdot S_f \quad (\text{V.3})$$

Pour que F soit inversible et en même temps que l'on exploite au mieux les réjections des filtres, nous utilisons autant de longueurs d'onde d'échantillonnage qu'il n'y a de filtres, et nous les fixons aux λ_R de ces derniers (sans soucis de la convolution exacte à faire, pour simplifier cette présentation). Ainsi la matrice F est carrée, et pour des filtres qui rejettent 100% de la lumière reçue, F serait constituée d'une diagonale de 0.

Nous avons réalisé ce processus expérimentalement sur le banc du microspectromètre, pour une meilleure précision des mesures spectrales, et pour obtenir le spectre de notre échantillon à des fins de vérification. L'échantillon en question est un grand morceau de plexiglas orange transparent épais de quelques millimètres, dont le spectre que nous avons mesuré est reporté figure V.7 - (a). Les variations spectrales intéressantes se situent entre 450 nm et 600 nm, nous avons donc cherché à reconstituer le spectre sur la gamme 400 – 700 nm. En conséquence, nous avons choisi d'utiliser 11 filtres du Mask1 (avec $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm), allant du I8 au H8 en remontant la matrice. Les résonances de ces derniers sont régulièrement réparties sur l'ensemble de la gamme spectrale visée, comme l'illustre le graphe V.7 - (b). Nous avons relevé les λ_R de chacune de ces résonances pour construire les matrices F et S_f . La figure V.7 - (c) est un ensemble de mesures des mêmes filtres devant lesquelles on a placé le morceau de plexiglas. En échantillonnant et sommant chacun de ces spectres sur les 11

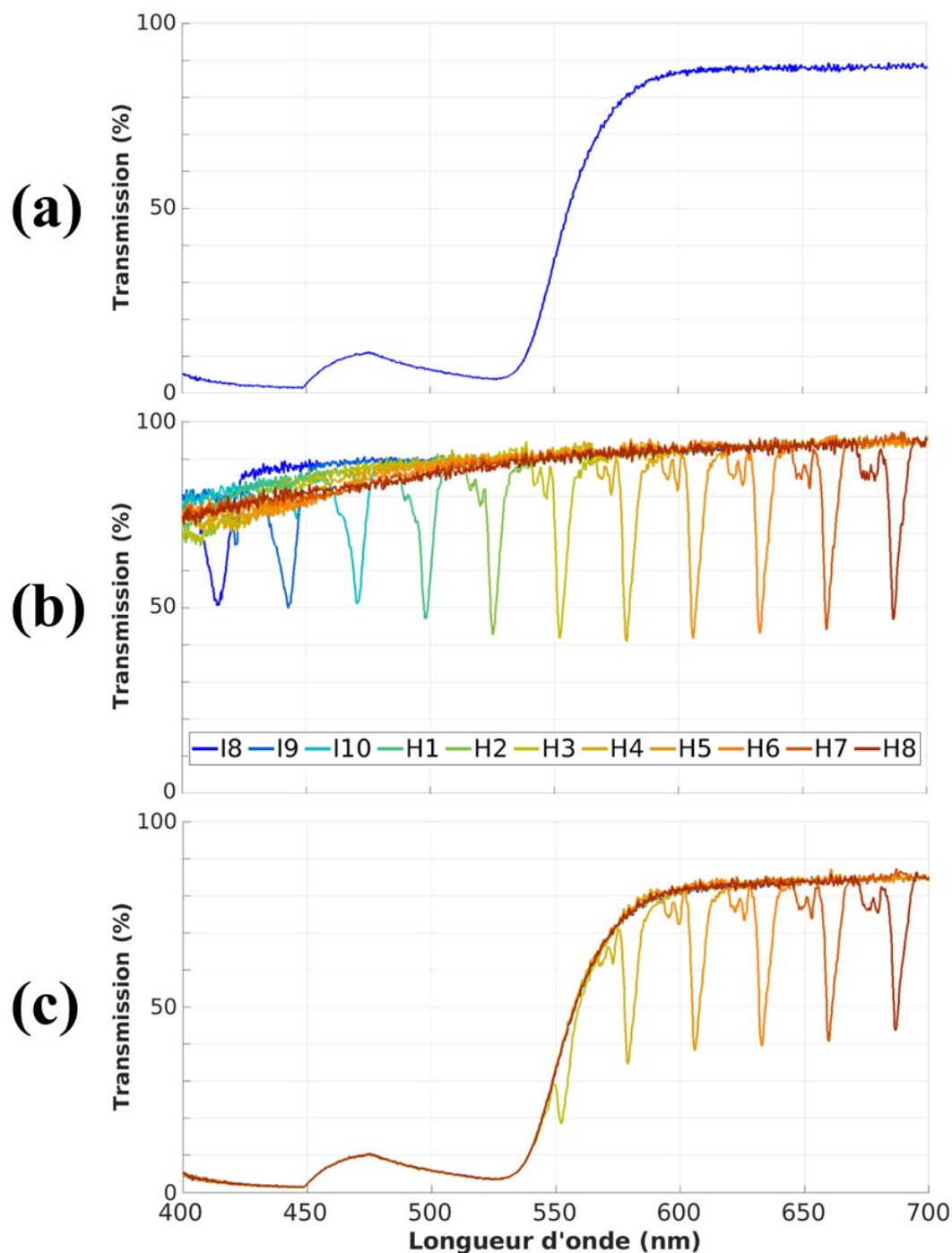


FIGURE V.7 – Différentes mesures de spectres en transmission entrant en compte dans le processus d'extraction des données spectrales d'un morceau de plexiglas orange. Les mesures ont été réalisées avec le microspectromètre. (a) Spectre du plexiglas orange seul. (b) Set de filtres choisi pour ces derniers balayent de manière régulière le domaine spectral de 400 nm à 700 nm. (c) Combinaison des transmissions du plexiglas et de chacun des filtres du set. Pour réaliser ces mesures, l'échantillon de plexiglas est placé en amont des filtres, après la source, entre les diaphragmes de champ et d'ouverture.

longueurs d'onde définies on obtient la matrice S_f .

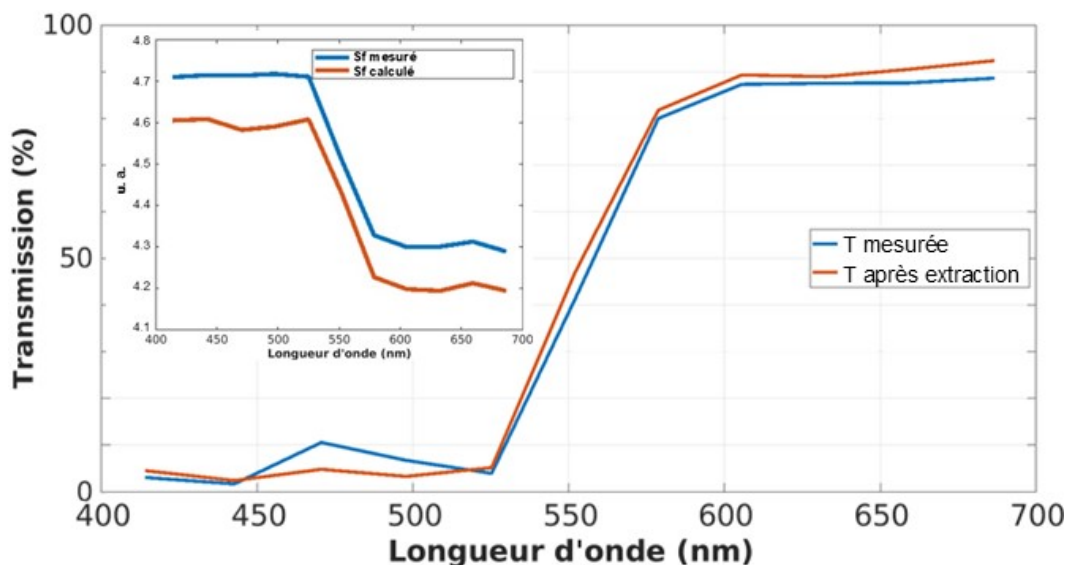


FIGURE V.8 – Extraction du spectre du plexiglas orange à l'aide du set de filtres RWG et comparaison avec le spectre directement mesuré au microspectromètre. Les deux spectres sont échantillonnés de la même manière sur 11 points. L'encart est un tracé de la matrice S_f obtenue de deux manières différentes : l'une, en bleue, est issue de mesures directes ; l'autre, en orange, est issue du produit de F mesurée et S mesurée.

En injectant les matrices F et S_f obtenues dans l'équation (V.3) on trouve un spectre S , que l'on a représenté en orange dans la figure V.8. Ce spectre après extraction est proche de celui du plexiglas mesuré seul (courbe bleue). La pente entre 525 nm et 600 nm est particulièrement bien rendue. Celle de plus faible amplitude entre 450 nm et 500 nm l'est moins.

A partir des mesures du spectre du plexiglas seul et des filtres seuls (fig. V.7 - (a) et (b)) nous avons également calculé une matrice du spectre filtré S_f , que nous avons comparé à celle mesurée (voir l'encart de la fig. V.8). Étonnamment, les valeurs de S_f ne sont pas les mêmes, alors que les deux sont issues de mesures, simplement dans l'un des cas le produit $F.S$ est réalisé par la superposition du plexiglas et des filtres sur le banc optique (" S_f mesuré") alors que dans l'autre cas le produit est réalisé numériquement (" S_f calculé"). Nous n'avons pas cherché à expliquer ces différences. Il se peut que la méthode que nous avons employée soit un peu trop simpliste, au regard des questions de convolution évoquées ci-dessus.

Néanmoins, elle a été suffisante pour montrer que les filtres que nous avons fabriqués sont prometteurs pour être utilisés à des fins d'analyse spectrale.

Bien entendu, une meilleure conception des filtres, dans le choix de leur nombre, des λ_R et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, aurait très probablement donné de meilleurs résultats. Par exemple, on aurait pu faire en sorte de garantir un certain niveau de recouvrement des raies entre deux filtres spectralement voisins, pour assurer un filtrage continu. Les filtres que nous

avons utilisés n'ont pas été optimisés en ce sens.

Il reste encore à réaliser cette étude sur capteur plutôt que sur coupon de filtres seulement, et à estimer à quel point les caractéristiques de la source contribuent à dégrader cette reconstruction de spectre. Nous avons entrepris une étude en ce sens dans la publication [82], où l'on compare le rendu spectral d'une scène prise avec des filtres RWGs et des filtres h-FPC qui sont plus tolérants à l'angle. La scène n'est pas uniforme, et l'élément à analyser est réparti suivant des angles zénithaux et azimutaux aléatoires, plus ou moins éloignés de la normale en fonction de l'ouverture d'un diaphragme hypothétique. Dans le cas présenté dans la publication, une telle répartition angulaire engendre trop de bruit dans les résonances des RWGs, notamment lorsque le diaphragme est complètement ouvert, les rendant insignifiantes.

III) Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons montré une version très préliminaire de ce que seraient les performances d'un spectromètre embarqué utilisant des filtres RWG dans deux cas d'éclairage proche des conditions réelles d'utilisation. Nous avons notamment vu la différence de performances dès que la source n'est plus collimatée, et ce même pour un faible angle d'ouverture. Ceci confirme la forte problématique autour de la sensibilité à l'angle des RWGs standards.

Nous avons réalisé cette intégration en faisant coller une matrice de filtre sur un capteur ayant des petits pixels, de l'ordre du micromètre. Sous certaines conditions d'illumination, ce collage apporte des artéfacts lors des mesures, à savoir principalement des franges d'interférences et du crosstalk optique. A priori ces effets ne seront pas présents, ou bien dans une moindre mesure, dans le cas où les filtres seraient intégrés aux capteurs lors de la fabrication de ces derniers. Néanmoins, la réflexion de ces filtres étant forte, il faudra probablement adapter la conception autour de ces derniers pour limiter les effets de cavités qui mènent à des interférences (par exemple en ajoutant des couches antireflet adaptées). Concernant le crosstalk optique, pour des grands filtres comme ceux que nous venons d'étudier, la meilleure solution serait de minimiser la distance du filtre à la photodiode, et éventuellement d'insérer des caches entre pixels voisins là où la lumière pourrait passer.

Nous avons également montré un exemple d'utilisation des filtres pour extraire le spectre d'un élément donné ayant une signature spectrale particulière, dans notre cas un morceau de plexiglas orange. Cet exemple est prometteur, mais reste encore assez éloigné des réelles conditions d'utilisation. La matrice F n'en reste pas moins "pleine", du fait de la forme de spectre des RWGs, et néanmoins l'extraction du signal n'en a pas été grandement complexifiée.

Toute cette partie de reconstruction spectrale est à approfondir, en prenant en compte notamment les effets d'angle qui sont très marqués mais anticipables si l'on maîtrise la forme du faisceau qui éclaire la matrice de filtres.

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, nous avons cherché à développer des structures filtrantes en technologie CMOS intégrables sur CIS pour des applications d'analyse spectrale.

Avant de se lancer dans le cœur du sujet, il faut d'abord savoir ce qu'est un CIS, connaître ses composantes et ses caractéristiques de fonctionnement, pour avoir une idée de comment l'intégrer à un dispositif d'analyse spectrale et de quelles performances en attendre.

Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre I, un CIS est constitué d'un ensemble de pixels, en architecture BSI dans notre cas, chacun relié à un circuit électronique de lecture. Chaque pixel est composé d'une photodiode en silicium, surplombée d'un antireflet, d'un filtre suivant les besoins, et d'une microlentille. La photodiode, qui est un convertisseur de photons en électrons, fonctionne sur une bande spectrale s'étendant en théorie de ~ 380 nm à 1100 nm. De ce fait, sans convertisseur supplémentaire, un CIS ne peut être utilisé que pour des applications dans le domaine spectral s'étendant du visible au proche infrarouge. L'antireflet et la microlentille servent à maximiser la transmission de la lumière incidente jusque dans la zone photosensible de la photodiode. Le filtre quant à lui sert à la discrimination spectrale de la lumière, en ne laissant passer que certaines longueurs d'onde. C'est lui qui attribue sa couleur de rouge, vert ou bleu à un pixel d'imageur RGB. La caractéristique spectrale de ces filtres et leur nombre participe à déterminer la fonction du CIS, avec entre autres la taille des pixels. Ils ont de plus une dépendance angulaire, plus ou moins forte en fonction des technologies de filtre utilisées.

Pour réaliser un spectromètre à partir d'un CIS, il faut donc ajouter sur une matrice de photodiodes un ensemble de filtres à canaux spectraux relativement étroits, de manière à couvrir une large bande spectrale incluse dans le VIS-NIR.

Les spectromètres portatifs que l'on trouve sur le marché nous donnent un aperçu des caractéristiques de ce type de dispositif. Ils ont en moyenne une taille centimétrique, et possèdent plusieurs dizaines de canaux spectraux d'une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ de l'ordre de 10 nm. Les structures filtrantes intégrables sur CIS sont multiples : on compte parmi elles les filtres en résine (généralement colorée), les filtres interférentiels avec le cas particulier des cavités Fabry-Perot, les cristaux liquides, les réseaux résonants et de façon générique les métasurfaces obtenues par optimisation numérique. Les filtres interférentiels et les réseaux résonants conviendraient particulièrement du point de vue photonique car ils donnent lieu, avec un design approprié, à de fines résonances accordables en modifiant certains de leurs paramètres optogéométriques. Toutefois, les contraintes de fabrication impliquées par la condition de compatibilité CMOS forcent l'utilisation de certains matériaux et de certaines techniques. Faire varier une épaisseur de couche en une centaine de valeurs sur un espace réduit au sein d'une même plaque,

pour accorder une FPC par exemple, n'est pas encore envisageable et nécessiterait un développement technologique dédié. Nous privilégions ainsi l'utilisation des matériaux Si (y compris amorphe : aSi), Si_3N_4 et SiO_2 , ainsi que les techniques de dépôt de couches minces et de leur façonnage en formes plus complexes par la photolithographie, donc par des formes choisies dans un plan. De ce fait, la structure filtrante présentant a priori le meilleur compromis performances / fabrication est le réseau à résonance de modes guidés en matériaux diélectriques.

Ainsi, nous avons choisi dans cette thèse d'explorer la solution de filtrage par réseaux résonants, à intégrer sur capteur CMOS, pour réaliser un spectromètre portatif faible coût fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge. Le type de surface visée, de l'ordre du mm^2 pour une centaine de filtre, s'oriente vers une portabilité maximale.

Pour orienter nos choix dans la conception de ces filtres RWG, il est nécessaire d'en comprendre le fonctionnement, ce à quoi s'est attelé le chapitre II.

Avant tout, deux combinaisons de matériaux sont possibles pour nos RWGs : une partie réseau soit en SiN avec des trous en SiO_2 , soit en SiO_2 avec des nanodisques en aSi. Les deux versions ont un socle en SiN, et le milieu environnant est de l'oxyde. Vu que le aSi absorbe la lumière visible jusqu'à ~ 700 nm, nous avons choisi de dédier les réseaux en SiN au filtrage dans le VIS, et ceux en aSi au filtrage dans le NIR.

Ensuite, partant d'une expression phénoménologique de la réflexion aux abords d'une résonance de RWG proposée par [57], nous faisons le lien entre les composantes physiques de cette expression (β , α et r_0), les caractéristiques optogéométriques d'un RWG 1D (étendu au 2D suivant les points abordés), et la forme de la résonance.

La position de la résonance λ_R est relative à la constante de propagation du mode guidé dans le RWG lorsque ce dernier entre en résonance, β , ainsi qu'aux conditions d'incidence portées surtout par le vecteur d'onde \vec{k} . Etant caractéristique d'un mode guidé, β , et λ_R par la même occasion, dépendent des indices des matériaux constitutifs et environnants, des épaisseurs de la structure guidante (hauteur du réseau h_R et épaisseur du socle h_S) et du facteur du remplissage f du réseau. Mais surtout, comme la résonance a lieu dans un faible voisinage de l'accord de phase entre le mode guidé et l'onde incidente, et que cet accord de phase est induit par la périodicité du réseau, λ_R dépend de la période Λ . Les valeurs de λ_R et Λ sont du même ordre de grandeur, et pour des matériaux à faible dispersion, la relation entre λ_R et Λ est quasi linéaire, ce qui fait de Λ le paramètre principal à ajuster pour définir λ_R d'un RWG.

La largeur de la résonance $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est induite par le coefficient de radiation α (ainsi dénommé dans [57]). Plus le RWG perd d'énergie par rayonnement et plus la résonance est large. Le rayonnement d'un RWG, et donc $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, est impacté par f , h_R , h_S (d'une manière différente de h_R), le contraste d'indice entre la partie réseau et le milieu incident, et la dimension finie du RWG.

Voici quelques-unes des conclusions utiles à la conception des RWGs :

- $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est maximale pour une valeur de $f \sim 50\%$, garantissant ainsi une meilleure stabilité de variation process autour de cette valeur.
- Pour $h_R \leq 100$ nm, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ varie en h_R^2 .
- $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ augmente avec le contraste d'indice, menant à des résonances plus larges pour des réseaux en Si plutôt qu'en SiN.
- Plus les dimensions latérales du RWG sont faibles, moins il compte de périodes,

et plus sa résonance est large et aplaniée. Pour un nombre de périodes $N \geq N_\infty \approx 100$ dans notre cas, la forme de la résonance est quasiment celle d'une résonance de réseau s'étendant infiniment. Nous recommandons ainsi de choisir pour l'ensemble des filtres une taille unique $L_{RWG} = N_\infty \times \Lambda_{max}$ où Λ_{max} correspond à la période du filtre au λ_R le plus élevé. Bien entendu, cela peut être modulé pour diverses raisons (sensibilité en basse lumière, équilibrage photométrique...).

La réflexion de fond r_0 est la réflexion du RWG lorsqu'il ne résonne pas. Elle est à considérer pour les performances du filtre sur l'ensemble de la bande spectrale de fonctionnement, et elle dépend davantage des milieux et empilements en dehors du RWG que du RWG lui-même. Il y a donc un intérêt à optimiser avec un certain soin l'empilement complet du filtre (principalement pour minimiser et uniformiser r_0).

Sans considérer les effets d'angle et de polarisation, la différence entre des RWGs 1D et 2D se fait ressentir essentiellement sur le nombre de résonances ayant lieu sur un large domaine spectral (davantage de résonances pour un RWG 2D) et sur la valeur de f donnant lieu à $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ maximale. Autrement, la conception d'un réseau 2D reste pour l'essentiel similaire à celle d'un réseau 1D, malgré quelques nuances marquées que l'on a explicitées dans des encarts dédiés.

Un fois ces mécanismes connus, nous avons abordé la conception, la fabrication et l'expérimentation de ces filtres dans le chapitre III.

La première étape de la conception des RWGs est de fixer les épaisseurs h_R et h_S qui sont communes à l'ensemble des filtres d'une même matrice. Pour des raisons de fabrication, ce choix est relativement restreint. Ainsi, parmi les épaisseurs accessibles, nous avons choisi pour chacun des types de RWG (SiN ou aSi) des épaisseurs donnant lieu à une résonance marquée dans le domaine spectral ciblé.

La deuxième étape consiste à choisir les dimensions Λ , f et la taille totale des réseaux de chacun des filtres, afin de dessiner le masque de photolithographie qui servira à transposer les dessins de réseaux dans les matériaux. Pour des raisons de praticité, comme les motifs des réseaux sont des disques, donnant lieu à des cylindres une fois gravés, nous utilisons davantage la notion de diamètre D que celle de facteur de remplissage. Nous avons ainsi dessiné deux masques, Mask1 pour les réseaux en SiN, et Mask2 pour les réseaux en aSi. Pour Mask1, composé d'une matrice carrée de 100 filtres de $100 \mu\text{m}$ de côté (1 mm^2 au total), nous avons défini grâce à une extrapolation de simulations un ensemble de couples (Λ, D) donnant des résonances réparties sur l'ensemble du spectre VIS, jusqu'au NIR. Pour Mask2, nous avons essayé d'explorer d'autres aspects, comme faire varier la taille totale des réseaux, utiliser une maille hexagonale plutôt que carrée, et élaborer des RWGs pour le VIS malgré l'absorption du aSi. Un premier masque avait été conçu précédemment, comportant des réseaux étendus de 1 mm^2 chacun à Λ constante et D variable, nous l'avons nommé Mask0.

Vient ensuite la fabrication des réseaux, encadrée et réalisée par des ingénieurs et techniciens de ST Crolles (salle blanche, plateforme 300 mm) et de ST Grenoble. Celle-ci se résume en une succession de dépôt de couches minces et de gravure, avec une première étape clé qui est celle qui donne forme aux réseaux : l'étape de photolithographie. Cette étape consiste à transposer les formes des réseaux dessinés sur un masque en chrome dans la future couche du réseau, par le biais de résines photosensibles. Malgré quelques contraintes sur les dimensions et l'absence de correction optique de proximité

(OPC), nous avons pu faire réaliser des diamètres allant de ~ 70 nm à ~ 870 nm, pour des périodes allant de la centaine au millier de nanomètres. La deuxième étape clé est le report du RWG d'un wafer en silicium, sur lequel ont lieu toutes les étapes de fabrication, vers un wafer de verre aminci, afin d'avoir un dispositif transparent. Pour les différentes étapes nous donnons une estimation des variations process et de leur impact sur les performances des filtres (notamment l'impact sur λ_R).

Nous avons ensuite mesuré la transmission des différents filtres fabriqués via un banc combinant un microscope et un spectromètre. Le microscope est doté d'un support à échantillon mobile d'une précision spatiale de l'ordre du micromètre, nécessaire pour bien viser nos filtres pour la mesure. Le spectromètre balaye tout le spectre VIS-NIR, soit la gamme spectrale qui nous intéresse, avec une précision au dixième de nanomètre. Nous avons ainsi pu montrer le bon fonctionnement des filtres que nous avons élaborés, avec des comportements attendus reflétant les points abordés dans le chapitre précédent, même si les conditions expérimentales n'ont pas permis d'atteindre les mêmes amplitudes de résonances que celles simulées pour les RWGs en SiN (pour des raisons qui ont été partiellement évoquées).

Dans le chapitre IV nous nous sommes intéressés aux inconvénients des RWGs, qui sont :

- leur forte sensibilité à l'angle et à la polarisation,
- leur filtrage par réjection plutôt que par transmission,
- la présence de plusieurs résonances sur un large domaine spectral plutôt qu'une seule,
- le fort élargissement de la résonance lorsque l'on réduit drastiquement leur taille.

La sensibilité à l'angle se traduit par l'apparition de deux résonances au lieu d'une lorsque le faisceau incident est oblique, dont les λ_R s'écartent quand l'angle augmente. Or dans des conditions classiques d'utilisation de CIS (dans des smartphones ou caméra), le dispositif n'est généralement pas sous incidence normale collimatée, qui est la seule condition d'illumination pour laquelle les RWGs classiques donnent une unique résonance. La sensibilité à la polarisation se manifeste également par l'apparition de plusieurs résonances. Il existe néanmoins un type de configuration où le RWG est non polarisé, il s'agit des RWGs 2D à maille et motif symétriques éclairés en incidence normale. Ainsi, les réseaux à maille carrée ou hexagonale et à motif circulaire ne sont pas sensibles à la polarisation sous incidence normale.

A partir de nos observations sur les RWGs et de structures évoquées dans la littérature, nous proposons d'apporter quelques modifications aux RWGs, en y ajoutant soit des éléments internes au RWG soit des éléments externes, dans le but d'améliorer certains de leurs aspects négatifs. Nous examinons ainsi trois structures hybrides : un RWG additionné d'un miroir multicouche, un RWG en sandwich dans une cavité Fabry-Perot, et un RWG que l'on limite artificiellement à une seule période avec l'ajout de miroirs latéraux comme un artefact de la périodicité réelle. Avec la structure RWG + miroir, l'enjeu est d'augmenter drastiquement la réflexion de fond r_0 autour de λ_R d'un RWG, de sorte que la résonance provoque un pic en transmission (inversant ainsi la tendance classique de nos RWGs). Nous avons fait déposer des miroirs de Bragg en SiN/SiO₂ et en aSi/SiO₂, centrés sur quelques longueurs d'onde du VIS et NIR. Les miroirs fonctionnent, mais les résonances, bien qu'existantes, ont une amplitude trop faible, et

bien peu sont en transmission. Les enjeux de la cavité Fabry-Perot hybride, étudiée en collaboration avec la post-doctorante F. Omeis, sont plus nombreux, puisque l'on vise à la fois une résonance en transmission, une amélioration de la tolérance angulaire, et une diminution de la surface de la structure filtrante. L'intérêt de cette structure est d'utiliser la FPC pour obtenir une résonance en transmission, et le RWG au sein de la cavité pour modifier λ_R en fonction de son coefficient de remplissage. L'interaction RWG – FPC améliore la tolérance angulaire par rapport à un RWG seul, et la forme de la résonance est beaucoup moins impactée par la diminution du nombre de périodes dans le réseau. Le désavantage principal que nous voyons vis-à-vis d'un RWG est la largeur limitée de la gamme spectrale que ce dispositif peut couvrir sans avoir besoin de changer l'épaisseur de la cavité. Enfin, le troisième dispositif, celui ayant des miroirs dans le plan, s'apparente à une structure dénommée CRIGF dans les publications des équipes du LAAS [96], [83], [115], qui est une structure filtrante composée d'un RWG limité à quelques périodes, encadré latéralement par deux miroirs de Bragg. Dans les dispositifs que j'ai proposés, le "RWG" se limite à une période, soit un résonateur, et les miroirs sont des couches d'argent (pour des facilités de conception car l'argent fait un bon miroir, mais il n'est pas compatible CMOS). La réponse en transmission est proche de celle d'un RWG, et elle a la même dépendance vis-à-vis des paramètres optogéométriques. En revanche, sa tolérance angulaire est bien plus grande, et sa taille totale est bien plus faible (de l'ordre du micromètre dans le VIS).

Nous avons également étudié un peu plus en détail les apports potentiels de la maille hexagonale plutôt que carrée, qui est prédominante dans l'ensemble de nos RWGs. Mais le seul avantage apporté par une telle structure est sa compacité, donnant une plus grande amplitude de variation de f , dans des proportions modérées qui plus est (gain de 12% sur f_{max}).

Ainsi, nous retiendrons que les deux structures candidates pour du filtrage multispectral compatibles CMOS et présentant de forts avantages sur les RWGs sont la cavité Fabry-Perot hybride et le RWG intégrant un résonateur à cavité tel que nous l'avons défini, ouvrant des perspectives de développement.

Enfin, dans le chapitre V, nous avons ouvert sur des perspectives d'utilisation des filtres RWG, en réalisant d'une part un démonstrateur de spectromètre miniature embarqué en collant nos filtres SiN sur capteur, et d'autre part en reconstruisant un spectre à partir de mesures réalisées avec des filtres RWG sur le microspectromètre.

Le collage a quelques inconvénients, puisque l'épaisseur de colle (qui ne devrait pas être présente dans une intégration réelle) engendre des franges d'interférences et du crosstalk optique qui dégradent l'image en intensité reflétant la transmission des filtres sur le capteur. Néanmoins, le résultat est proche de ce à quoi l'on pourrait s'attendre dans le cadre d'une vraie intégration, où chacun des filtres apparaît sur l'image en un carré qui passe de clair à foncé en fonction de la longueur d'onde du faisceau incident qui illumine l'ensemble de la matrice. Par ailleurs, les effets d'angle sont bien visibles sur les mesures réalisées, car pour une même bande spectrale d'illumination, le nombre et l'intensité des carrés sont différents suivant si le faisceau normal est collimaté ou focalisé sur le capteur.

Pour la reconstruction de spectre, nous avons choisi un échantillon présentant un spectre avec une pente prononcée autour de 550 nm. Nous avons ensuite mesuré les

spectres en transmission d'un ensemble de 11 filtres RWG en nitrure éclairé par un faisceau lumineux passant à travers l'échantillon. A partir de ces mesures, et ayant précédemment caractérisé ces mêmes filtres seuls, nous avons retrouvé le spectre en transmission de notre échantillon. Comme nous n'avons utilisé que 11 filtres, le spectre est échantillonné sur 11 longueurs d'onde, ce qui est évidemment faible pour couvrir l'ensemble du VIS, mais qui a tout de même permis de rendre de manière assez fidèle la pente prononcée du spectre de l'échantillon.

Ces premiers résultats sont encourageants car ils sont les témoins de la faisabilité d'intégrer et d'utiliser des filtres RWG pour réaliser un spectromètre sur CIS. Ils donnent des perspectives de travail sur l'utilisation de ces filtres, en prenant en compte la sensibilité spectrale de ces filtres pour l'outrepasser, voire pour l'utiliser et en déduire des propriétés sur la source. Du point de vue mathématiques, la matrice à inverser pour obtenir la reconstruction d'un spectre à partir des signaux dépend étroitement des paramètres des filtres. Ainsi, via les qualités de cette matrice, chaque partie de notre étude préalable est susceptible d'affecter la performance globale.

Pour conclure et résumer, nous avons étudié le fonctionnement des filtres à résonance de modes guidés, en mettant l'accent sur les paramètres utiles à la conception de filtres pour des applications multispectrales, tout en gardant à l'esprit l'aspect d'intégration sur capteur CMOS. Puis nous avons détaillé la conception de ces filtres, leur fabrication, et nous avons montré des résultats expérimentaux encourageants et en accord avec la théorie. Puis nous nous sommes penchés sur les inconvénients des RWGs, et nous avons proposé quelques structures proches des RWGs qui pallient certains de ces inconvénients. Enfin, nous avons réalisé une première mise en application de ces filtres en deux étapes, la première sous forme de pseudo-intégration à un CIS, la seconde en reconstruisant le spectre d'un échantillon à l'aide des filtres sur microspectromètre.

Les perspectives de travaux ouvertes à la suite de cette thèse sont multiples.

A son issue, la manière de concevoir les filtres à RWG est suffisamment maîtrisée pour envisager la co-conception avec la partie traitement du signal, afin de réaliser des filtres adaptés sur-mesure aux besoins du traitement du signal et d'employer différents traitements pour utiliser la multitude d'informations que peuvent donner ces filtres, reliant ainsi les aspects plus physiques et les aspects plus mathématiques.

A défaut de mettre davantage d'efforts sur le post-traitement, un autre axe de recherche est le développement des cavités Fabry-Perot hybrides, déjà au stade de démonstrateur à ST, ainsi que l'étude et le développement des RWGs intégrant un résonateur à cavité de la taille d'une période en explorant notamment les structures miroirs compatibles CMOS pour remplacer l'argent tout en gardant des performances équivalentes (voire meilleures).

Bibliographie

- [1] E. S. McLamore and et al., “FEAST of biosensors : Food, environmental and agricultural sensing technologies (FEAST) in North America,” *Biosensors and Bioelectronics*, 2021.
- [2] A. Sharma, M. Badea, S. Tiwari, and J. L. Marty, “Wearable Biosensors : An Alternative and Practical Approach in Healthcare and Disease Monitoring,” *Molecules*, vol. 76, no. 748, 2021.
- [3] M. Bonnel, *Nouvelle génération de capteurs chimiques optiques : étude d’une architecture microstructurée fluorescente guide d’onde canal / réseaux de diffraction élaborée par voie sol-gel*. Génie chimique, Université Grenoble-Alpes, 2019.
- [4] F. Domengie, Z. Bouhamri, A. Chalak, A. Clouet, R. Mermet-Lyaudoz, and J. Mouly, “Status of the CMOS Image Sensor Industry 2023 - Market and Technology Report,” Tech. Rep. YINTR23350, Yole Intelligence, 2023.
- [5] S. Dutta, “Point of care sensing and biosensing using ambient light sensor of smartphone : Critical review,” *Trends in Analytical Chemistry*, 2019.
- [6] F. Laricchia, “Global smartphone penetration rate as share of population from 2016 to 2022,” *Statista*, 2023.
- [7] S. Legleye, A. Nougaret, and L. Viard-Guillot, “94% des 15-29 ans ont un smartphone en 2021,” *Insee Focus*, no. 259, 2022.
- [8] M. H. Tran and B. Fei, “Compact and ultracompact spectral imagers : technology and applications in biomedical imaging,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 28, 2023.
- [9] www.aquaportail.com, “Lentille d’eau : définition.”
- [10] A. Boidron, “<https://www.quatreminoieux.be/2017/06/faut-il-se-debarrasser-des-lentilles-deau.html>.”
- [11] R. Girard-Desprolet, *Plasmon-based spectral filtering with metallic nanostructures for CMOS image sensors*. Optics / Photonic, Université Grenoble-Alpes, Grenoble, 2015.
- [12] J. Vaillant, “L’optique pour les pixels des capteurs d’images CMOS (HDR).” 2017.
- [13] A. Tournier, F. Leverd, L. Favennec, C. Perrot, L. Pinzelli, M. Gatefait, N. Cherrault, D. Jeanjean, J.-P. Carrere, F. Hirigoyen, L. Grant, and F. Roy, “Pixel-to-pixel isolation by deep trench technology : application to CMOS image sensor,” in *Proc. Int. Image Sensor Workshop*, 2011.
- [14] B. E. Bayer, “Color imaging array,” July 1976.
- [15] S. Iwabuchi, Y. Maruyama, Y. Ohgishi, M. Muramatsu, N. Karasawa, and T. Hirayama, “A Back-Illuminated High-Sensitivity Small-Pixel Color CMOS Image Sensor with Flexible Layout of Metal Wiring,” in *International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, 2006.

- [16] F. Roy, B. Mamdy, N. Ahmed, A. Tournier, and G.-N. Lu, "Development of small-sized pixel structures for high-resolution CMOS image sensors," in *2nd International Conference on Image, Vision and Computing*, 2017.
- [17] S. Sze and K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, 3rd edition ed., 2007.
- [18] C. Mornet, *Reconstruction couleur sous faible éclairnement pour des capteurs d'images en technologie CMOS*. Autre, Université de Grenoble, 2011.
- [19] H. Sumi, "Low-noise Imaging System with CMOS Sensor for High-Quality Imaging," in *International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2008.
- [20] J. Engelberg and U. Levy, "The advantages of metalenses over diffractive lenses," *Nature Communication*.
- [21] N. Li, Z. Xu, Y. Dong, T. Hu, Q. Zhong, Y. H. Fu, S. Zhu, and N. Singh, "Large-area metasurface on CMOS-compatible fabrication platform : driving flat optics from lab to fab," *Nanophotonics (De Gruyter)*, 2020.
- [22] STMicroelectronics, "Datasheet - Automotive 1.3 megapixel high-dynamic range image sensor - VG6640, VD6640," 2018.
- [23] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters - 4th Edition*. taylor & francis ed., 2010.
- [24] OMNIVISION, "Color CMOS 60-Megapixel (9152 x 6592) Image Sensor with PureCel®Plus-S Technology (<https://www.ovt.com/products/ov60a/>)," 2021.
- [25] Samsung, "[CES 2023 Innovation Award Honoree] ISOCELL HP3, 200MP Image Sensor for Epic Details (<https://semiconductor.samsung.com/news-events/tech-blog/isocell-hp3-200mp-image-sensor-for-epic-details/>)," 2022.
- [26] R. Turchetta, K. R. Spring, and M. W. Davidson, "Digital Imaging in Optical Microscopy - Introduction to CMOS Image Sensors (Olympus LS)," 2023.
- [27] STMicroelectronics, "Datasheet - Hybrid filter multispectral sensor with light flicker engine - VD6283TX," May 2021.
- [28] R. C. Lyon, D. S. Lester, E. N. Lewis, E. Lee, L. X. Yu, E. H. Jefferson, and A. S. Hussain, "Near-Infrared Spectral Imaging for Quality Assurance of Pharmaceutical Products : Analysis of Tablets to Assess Powder Blend Homogeneity," in *AAPS PharmSciTech*, 2002.
- [29] P. etc, "Datasheet - HyperCube™ Hyperspectral filter," 2023.
- [30] Chromation, "Chromation Spec (<https://www.chromation.com/>)," 2023.
- [31] Horiba, "MicroHR Series (<https://www.horiba.com/fra/scientific/products/detail/action/show/Pseries-1591/>)," 2023.
- [32] Andor, "Shamrock 500i Spectrograph (<https://andor.oxinst.com/products/kymera-and-shamrock-spectrographs/shamrock-500i/>)," 2023.
- [33] Thorlabs, "Compact CCD Spectrometers (https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3482)," 2023.
- [34] Avantes, "AvaSpec-Mini2048CL (<https://www.avantes.com/products/spectrometers/compactline/spectrometer-mini-2048cl/>)," 2023.

- [35] StellarNet, “BLUE-Wave Miniature Spectrometer (<https://www.stellarnet.us/spectrometers/blue-wave-miniature-spectrometers/>),” 2023.
- [36] Horiba, “MiniVS70 (<https://www.horiba.com/fra/scientific/products/detail/action/show/Prod1991/>),” 2023.
- [37] Hamamatsu, “Mini-spectrometer C12880MA (<https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optics/sensors/spectrometers/mini-spectrometer/C12880MA.html>),” 2023.
- [38] S. Guerber, *Intégration d'un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de SiN au-dessus du SOI traditionnel*. Optique/photonique., Université Paris Saclay, 2019.
- [39] C. Lafforgue, S. Guerber, J. M. Ramirez, G. Marcaud, C. Alonso-Ramos, X. L. Roux, D. Marris-Morini, E. Cassan, C. Baudot, F. Boeuf, S. Cremer, S. Monfray, and L. Vivien, “Broadband supercontinuum generation in nitrogen-rich silicon nitride waveguides using a 300 mm industrial platform,” *Photonics Research*, vol. 8, no. 3, 2020.
- [40] E. Kempf, P. R. Romeo, A. Gassenq, A. Taute, P. Chantraine, J. John, A. Belarouci, S. Monfray, F. Boeuf, P. Charette, and R. Orobtcchouk, “SiN half-etch horizontal slot waveguides for integrated photonics : numerical modeling, fabrication, and characterization of passive components,” *Optics Express*, vol. 30, no. 3, 2022.
- [41] M. Polyanskiy, “RefractiveIndex.INFO website (<https://refractiveindex.info/>),” 2008.
- [42] Fujifilm, “RGB - Primary color filters for image sensor (IS) applications (<https://www.fujifilm.com/fr/en/business/semiconductor-materials/wave-control-mosaic/rgb/applications>),” 2023.
- [43] Fujifilm, “Black - Light shielding and black matrix resists for image sensor (IS) and wafer level lens (WLL) applications (<https://www.fujifilm.com/fr/en/business/semiconductor-materials/wave-control-mosaic/black/applications>),” 2023.
- [44] V. Kochergin, *Omnidirectional Optical Filters*. Springer Science+Business Media, 2003.
- [45] L.-K. Lee, C.-C. Chang, Y.-K. Hsiao, K. Hashimoto, C.-H. Tseng, and W.-C. Chiang, “A Study on “On Chip Hybrid IRC Technology” to Provide a Thinner Solution for CIS,” in *International Image Sensor Workshop (IISW)*, 2017.
- [46] A. Lambrechts, P. Gonzalez, B. Geelen, P. Soussan, K. Tack, and M. Jayapala, “A CMOS-compatible, integrated approach to hyper- and multispectral imaging,” in *International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2014.
- [47] R. Hahn, F.-E. Hämmerling, T. Haist, D. Fleischle, O. Schwanke, O. Hauler, K. Rebner, M. Brecht, and W. Osten, “Detailed characterization of a mosaic based hyperspectral snapshot imager,” *Optical Engineering*, vol. 59, 2020.
- [48] B. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics - 2nd Edition*. John Wiley & Sons ed., 2007.

- [49] Thorlabs, “Kurios® liquid Crystal Tunable Bandpass Filters (https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3488&pn=KURIOS-VB1#8808),” 2023.
- [50] Meadowlark_optics, “Datasheet - Liquid Crystal Polarization Gratings (LCPGs),” 2023.
- [51] J. J. Cadusch, J. Meng, B. J. Craig, V. R. Shrestha, and K. B. Crozier, “Visible to long-wave infrared chip-scale spectrometers based on photodetectors with tailored responsivities and multispectral tilters,” *De Gruyter*, no. 20200114, 2020.
- [52] G. Quaranta, G. Basset, O. J. F. Martin, and B. Gallinet, “Recent Advances in Resonant Waveguide Gratings,” *Laser Photonics Rev.*, 2018.
- [53] E. Sakat, G. Vincent, P. Ghenuche, C. Dupuis, S. Collin, F. Pardo, and J.-L. Pelouard, “Free-standing guided-mode resonance band-pass tilters : from 1D to 2D structures,” *Optics Express*, vol. 20, no. 12, 2012.
- [54] M. Niraula, J. W. Yoon, and R. Magnusson, “Single-layer optical bandpass filter technology,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 21, 2015.
- [55] S. Yun, S. Roh, S. Lee, H. Park, M. Lim, S. Ahn, and H. Choo, “Highly Efficient Color Separation and Focusing in the Sub-micron CMOS Image Sensor,” in *International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2021.
- [56] X. Zou, Y. Zhang, R. Lin, G. Gong, S. Wang, S. Zhu, and Z. Wang, “Pixel-level Bayer-type colour router based on metasurfaces,” *Nature Communication*, vol. 13, no. 3288, 2022.
- [57] D. Pietroy, A. V. Tishchenko, M. Flury, and O. Parriaux, “Bridging pole and coupled wave formalisms for grating waveguide resonance analysis and design synthesis,” *Optics Express*, vol. 15, no. 15, 2007.
- [58] A.-L. Fehrembach, *Réseaux résonnants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le D.W.D.M.* Physique, Université de droit, d’économie et des sciences - Aix-Marseille III, 2003.
- [59] D. A. Bykov and L. L. Doskolovich, “Spatiotemporal coupled-mode theory of guided-mode resonant gratings,” *Optics Express*, vol. 23, no. 15, 2015.
- [60] H. Benisty, J.-J. Greffet, and P. Lalanne, *Introduction to Nanophotonics*. Oxford University Press, 2022.
- [61] D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, and V. A. Soifer, “Coupled-mode theory and Fano resonances in guided-mode resonant gratings : the conical diffraction mounting,” *Optics Express*, vol. 25, no. 2, 2017.
- [62] J. H. Barton, R. C. Rumpf, R. W. Smith, C. Kozikowski, and P. Zellner, “All-dielectric frequency selective surfaces with few number of periods,” *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 41, 2012.
- [63] R. Bouffaron, *Modélisation et Réalisation de Réseaux Sub-Longueur d’Onde : Application au Contrôle de la Réflectivité Large Bande, Large Incidence*. Physique Atomique, Université Paul Cézanne - Aix-Marseille III, 2008.
- [64] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. John Wiley & Sons, 1982.

- [65] R. Kazarinov and C. Henry, "Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 2, pp. 144–150, 1985.
- [66] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*. Springer, second edition ed., 2005.
- [67] J.-P. Hugonin and P. Lalanne, "Reticolo software for grating analysis," 2005.
- [68] M. Besbes, "SimPhotonicsFMM," 2023.
- [69] K. A. Braham, *Diffusion des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses aléatoires naturelles Méthode exacte en coordonnées curvilignes et Principe du faible couplage*. Physique mathématiques, Université de Versailles - St Quentin en Yvelines, 2007.
- [70] E. Sakat, *Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge*. Optique / photonique, Ecole Polytechnique X, 2013.
- [71] A. David, *High-efficiency GaN-based light-emitting diodes : light extraction by photonic crystals and microcavities*. Physique, Ecole Polytechnique X, 2006.
- [72] L. C. Estrada, O. E. Martinez, M. Brunstein, S. Bouchoule, L. Le-Gratiet, A. Talneau, I. Sagnes, P. Monnier, J. A. Levenson, and A. M. Yacomotti, "Small volume excitation and enhancement of dye fluorescence on a 2D photonic crystal surface," *Optics Express*, vol. 18, no. 4, 2010.
- [73] F. Gambino, M. Giaquinto, A. Ricciardi, and A. Cusano, "(INVITED)A review on dielectric resonant gratings : Mitigation of finite size and Gaussian beam size effects," *Elsevier B.V*, 2022.
- [74] J. V. Saarinen, E. Noponen, and J. P. Turunen, "Guided-mode resonance filters of finite aperture," *Optical Engineering*, vol. 34, pp. 2560–2566, Sept. 1995.
- [75] N. Cocheteau, A. M. Pantel, F. Lebon, I. Rosu, S. A. Zaid, I. Savin, and D. Larclause, "Mechanical characterisation of direct bonding," in *21ème congrès Français de Mécanique*, (Bordeaux), 2013.
- [76] S. Audran, *Etude des propriétés et des mécanismes de mise en forme des résines photolithographiques pour une application capteurs d'images CMOS avancés*. Sciences de l'Ingénieur / Chimie des matériaux, Université Louis Pasteur (Strasbourg), 2007.
- [77] A. Revaux, G. Dantelle, D. Decanini, F. Guillemot, A.-M. Haghiri-Gosnet, C. Weisbuch, J.-P. Boilot, T. Gacoin, and H. Benisty, "Photonic crystal patterning of luminescent sol-gel films for light extraction," *Nanotechnology*, vol. 22, 2011.
- [78] L. Devys, G. Dantelle, A. Revaux, V. Kubytzkyi, D. Paget, H. Benisty, and T. Gacoin, "Extraction Length Determination in Patterned Luminescent SolGel Films," *Advanced Optical Materials*, 2013.
- [79] S. Villenave, S. Monfray, H. Benisty, Q. Abadie, S. Guillaumet, B. Vianne, D. Ristoiu, F. Leverd, E. Sungauer, and P. Chevalier, "Advanced Optical Filtering Based on Si Nanodisk Integration on 300 mm Glass Wafer," in *International Conference on Solid State Devices and materials (SSDM)*, 2021.

- [80] S. Villenäve, S. Monfray, Q. Abadie, S. Audran, S. Guillaumet, D. Ristoiu, and H. Benisty, “Highly Selective Optical Filtering Technology on 300 mm Glass Wafer for Advanced Spectroscopy Applications,” in *2022 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pp. 1–2, 2022.
- [81] F. Lemarchand, A. Sentenac, and H. Giovannini, “Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures,” *Optics Letters*, vol. 23, no. 15, 1998.
- [82] F. Omeis, S. Villenave, M. Besbes, C. Sauvan, and H. Benisty, “Resonant waveguide vs Fabry-Perot cavity : A comparative study for CMOS spectral sensor technology,” *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 53, 2023.
- [83] L. Macé, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, and H. Camon, “Design of angularly tolerant zero-contrast grating filters for pixelated filtering in the mid-IR range,” *Journal of Optical Society of America A*, vol. 34, no. 4, 2017.
- [84] R. Magnusson and Y. Ding, “Resonant leaky-mode photonic elements and methods for spectral and polarization control,” May 2014.
- [85] J. H. Lake, S. D. Cambron, K. M. Walsh, and S. McNamara, “Maskless Grayscale Lithography Using a Positive-Tone Photodefinable Polyimide for MEMS Applications,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 20, no. 6, 2011.
- [86] C. Williams, G. Gordon, T. Wilkinson, and S. Bohndiek, “A single step lithography colour filter,” Apr. 2021.
- [87] R. Magnusson and S. S. Wang, “Transmission bandpass guided-mode resonance filters,” *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 35, pp. 8106–8109, 1995. Publisher : Optica Publishing Group.
- [88] S. Tibuleac and R. Magnusson, “Reflection and transmission guided-mode resonance filters,” *Journal of Optical Society of America A*, vol. 14, no. 7, 1997.
- [89] S.-G. Lee, S.-Y. Jung, H.-S. Kim, S. Lee, and J.-M. Park, “Electromagnetically induced transparency based on guided-mode resonances,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 18, pp. 4241–4244, 2015. Publisher : Optica Publishing Group.
- [90] S.-G. Lee, T.-T. Kim, K.-J. Kim, and C.-S. Kee, “Polarization-independent electromagnetically induced transparency-like transmission in coupled guided-mode resonance structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 110, p. 111106, Mar. 2017.
- [91] D. Leroise, E. K. S. Hei, B. C. Ching, M. Sterger, L. C. Yaw, F. M. Schulze, F. Schmidt, A. Schmidt, and K. Bach, “CMOS-integrated geometrically tunable optical filters,” 2013.
- [92] Y. Horie, A. Arbabi, E. Arbabi, S. M. Kamali, and A. Faraon, “Dielectric metasurface narrowband filter array,” in *2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pp. 1–2, 2016.
- [93] J. Lee, Y. Park, H. Kim, Y.-Z. Yoon, W. Ko, K. Bae, J.-Y. Lee, H. Choo, and Y.-G. Roh, “Compact meta-spectral image sensor for mobile applications,” *Nanophotonics (De Gruyter)*, 2022.
- [94] T. Goossens, “Pixel-integrated thin-film filter simulation and scaling trade-offs,” *arXiv :2106.01147v1*, 2021.

- [95] K. Kintaka, T. Majima, J. Inoue, K. Hatanaka, J. Nishii, and S. Ura, "Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization," *Optics Express*, vol. 20, no. 2, 2012.
- [96] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye, "High angular tolerance and relectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance tilter," *Optics Express*, vol. 20, no. 8, 2012.
- [97] N. Rassem, A.-L. Fehrembach, and E. Popov, "Waveguide mode in the box with an extraordinary flat dispersion curve," *Journal of Optical Society of America*, vol. 32, no. 3, 2015.
- [98] 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)," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 32, pp. 1973–1981, Nov. 2015. Publisher : Optica Publishing Group.
- [99] L. Macé, *Nouveaux concepts de nano-filtres infrarouges à l'échelle du pixel*. Optique, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018.
- [100] R. Fontaine, "4-Part Blog Series : The state of the art of smartphone imagers (www.techinsights.com)," 2019.
- [101] G. Park, A. C.-W. Hsuing, K. Mabuchi, J. Yao, Z. Lin, V. C. Venezia, T. Yu, Y.-S. Yang, T. Dai, and L. A. Grant, "A 2.2um Stacked Back Side Illuminated Voltage Domain Global Shutter CMOS Image Sensor," in *International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2019.
- [102] "Nyxel®Technology Gen 2. Available online : <https://www.ovt.com/technologies/nyxel-technology-generation-2/> (accessed on Oct. 2023)."
- [103] V. C. Venezia, A. C.-W. Hsiung, W. Yang, Y. Zhang, C. Zhao, Z. Lin, and L. A. Grant, "Second Generation Small Pixel Technology Using Hybrid Bond Stacking," *Sensors*, vol. 18, no. 667, 2018.
- [104] D. U. Yildirim, A. Ghobadi, M. C. Soydan, M. Gokbayrak, A. Toprak, B. Butun, and E. Ozbay, "Colorimetric and Near-Absolute Polarization-Insensitive Refractive-Index Sensing in All-Dielectric Guided-Mode Resonance Based Metasurface," *J. Phys. Chem. C*, vol. 123, 2019.
- [105] A. Sentenac and A.-L. Fehrembach, "Angular tolerant resonant grating tilters under oblique incidence," *Journal of Optical Society of America A*, vol. 22, no. 3, 2005.
- [106] A.-L. Fehrembach, K. C. S. Yu, A. Monmayrant, P. Arguel, A. Sentenac, and O. Gauthier-Lafaye, "Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 1662–1664, May 2011. Publisher : Optica Publishing Group.
- [107] K. C. S. Yu, *Etude d'un filtre à double réseau résonnant pour spectroscopie embarquée*. Electromagnétisme, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012.
- [108] L. Dilhan, J. Vaillant, A. Ostrovsky, L. Masarotto, C. Pichard, and R. Paquet, "Planar microlenses for near infrared CMOS image sensors," in *IS and T International Symposium on Electronic Imaging Science and Technology*, 2020.

- [109] J. Vaillant, L. Dilhan, A. Ostrovsky, Q. Abadie, L. Masarotto, R. Paquet, M. Cavelier, and C. Bellegarde, “Metasurface-based planar microlenses for SPAD pixels,” in *International Image Sensor Workshop (IISW)*, 2023.
- [110] C. Riasse, *Structurations sub-longueur d’onde pour l’imagerie thermique*. Physique, Université Paris Saclay, 2023.
- [111] R. Mulin, F. Deneuve, O. Jeannin, M. Boffety, and J. Vaillant, “Bloch mode analysis of subwavelength polarizing planar optics,” in *SPIE OPTO*, 2023.
- [112] A. Crocherie, *Modélisation de la diffraction dans les pixels de capteurs d’images CMOS*. Electronique, Electrotechnique, Automatique, et Traitement du Signal, Institut Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [113] Wikipédia, “Angle solide,” 2023.
- [114] Thorlabs, “Datasheet - Bandpass Filter FBH560-10,” 2023.
- [115] S. Augé, A. Monmayrant, S. Pelloquin, and J. B. Doucet, “Tunable graded cavity resonator integrated grating filters,” *Optics Express*, vol. 25, no. 11, 2017.

Table des figures

1	Illustration applicative de l'utilisation d'un analyseur spectral embarqué dans un smartphone. Pour identifier si l'eau de la marre est verte à cause des lentilles d'eau ou des cyanobactéries, il suffirait d'utiliser son smartphone. Ce dernier, en analysant le spectre transmis par la scène de l'eau verte, pourrait identifier la présence de chlorophylle, indiquant ainsi qu'il s'agit de lentilles d'eau, ne présentant ainsi aucun danger pour son chien qui veut aller patauger dans la mare. Références des figures : [9], [10].	3
I.1	Vue en coupe de deux architectures de pixel : FSI à gauche et BSI à droite	6
I.2	Photocourant généré dans une jonction PN en fonction de sa profondeur de silicium. Plus la longueur d'onde est élevée, plus l'épaisseur de silicium doit être élevée pour absorber un maximum de photons et générer des électrons.	8
I.3	Rôle de la microlentille sur un pixel. Avec la microlentille, davantage de rayons incidents atteint la zone photosensible du pixel ciblé et participent au signal.	9
I.4	QE de pixels rouge, vert et bleu de l'imageur VG6640 de STMicroelectronics, en fonction de la longueur d'onde [22]. Le QE des photodiodes sous-jacentes qui transparait dans ce graphe altère le rendu des filtres en termes d'amplitude, mais les largeurs spectrales sont fidèles à celles des filtres.	10
I.5	Photographie d'un CIS complet avec mise en évidence des pixels organisés en matrices de Bayer (zoom) [26]. Une matrice de Bayer est un carré de quatre pixels, deux verts sur une diagonale, un rouge et un bleu sur l'autre [14].	11
I.6	L'ALS VD6283TX de ST [27].	12
I.7	Principe de fonctionnement d'un imageur hyperspectral. Le capteur prend une image 2D d'une scène à chacune des longueurs d'onde accessibles (de λ_1 à λ_7 dans l'exemple). Chaque image est donnée en nuances de gris et reflète la répartition spatiale de l'intensité de la longueur d'onde concernée. Ensuite, toutes les images sont recombinaées ensemble pour donner une seule image reflétant l'intensité de chacune des longueurs d'onde d'échantillonnage.	13

I.8	Différents cas d'incidence lumineuse où des rayons arrivent obliques à la surface du capteur. On distingue les cas du faisceau collimaté, aillant tous ses rayons parallèles entre eux, et du faisceau conique, caractérisé par son demi-angle d'ouverture $\theta_{c\acute{o}ne}$. En termes de décomposition angulaire, le faisceau collimaté n'est décrit que par un seul angle, $\theta_{faisceau}$, rendant l'étude de ses effets plus simple qu'un faisceau conique qui présente toujours une palette d'angles entre 0° et $\theta_{c\acute{o}ne}$, modulo la direction principale du faisceau $\theta_{faisceau}$	15
I.9	Canaux spectraux du spectromètre de Chromation [30], dont les spécifications indiquent une FWHM médiane de 17 nm.	18
I.10	Spectromètres de différentes tailles, du moins au plus portatif.	18
I.11	Indices (n,k) des différents matériaux dédié à la fabrication des filtres. Ces données sont issues de la banque de données RefractiveIndex.INFO [41]. Suivant les méthodes de dépôt, la stœchiométrie des matériaux et leurs épaisseurs, ces indices sont susceptibles de varier autour des valeurs représentées ici.	20
I.12	Etapes de réalisation d'une structuration par photolithographie. (a) Dépôt de la résine sur la couche à structurer. (b) Insolation de la résine à travers le masque en chrome. (c) Développement de la résine. (d) Gravure de la résine et de la couche.	22
I.13	Transmissions de filtres en résine de chez Fujifilm (Color Mosaic) ayant des fonctions spectrales dans le VIS.	23
I.14	Illustration d'un filtre interférentiel large bande dit "IR-cut" (bloque l'IR tout en transmettant le VIS) [45]. Il est généralement utilisé en complément des filtres RGB en résine, qui présentent une composante spectrale dans l'IR dégradant la qualité de l'image.	24
I.15	Illustration d'une matrice de filtres interférentiels à bande étroite (structures FPC). Les images sont issues de [47], d'après les filtres présentés dans [46].	25
I.16	Structures de RWGs de différents types de matériaux, avec leurs réponses spectrales.	27
I.17	Exemples de filtres plasmoniques étudiés dans la thèse de R. Girard-Desprolet [11].	28
I.18	Exemple d'un ZCG, dont la réponse spectrale est comparable à celle d'un filtre interférentiel passe-bande à bande étroite [54].	29
I.19	Exemple d'un routeur couleur RGB en métasurfaces obtenu par un algorithme d'optimisation [56]. (a) Schéma d'un système traditionnel d'imagerie avec des filtres colorés Bayer, des microlens et le CIS ; (b) Schéma d'un système d'imagerie avec un routeur couleur de type Bayer à base de métasurface et un CIS. D'une certaine manière la métasurface fait office de microlentille et de filtre, gagnant ainsi en compacité, de même qu'en performance puisque la lumière est en théorie intégralement redirigée vers l'un des trois canaux, sans perte.	29
II.1	Schéma d'un RWG 1D, de période Λ , d'indice $n_2 > n_1$, de hauteur gravée h_R et non gravée h_S . k_{inc} représente l'onde incidente qui éclaire le RWG, de longueur d'onde λ et arrivant avec un angle θ_{inc} : $k_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin(\theta_{inc})$. 34	34

II.2	Schémas de RWGs avec et sans socle.	35
II.3	Schéma de la diffraction par un réseau périodique.	36
II.4	Schématisation de l'homogénéisation d'un réseau de RWG, avec le système multicouche équivalent. Vu que $f^{(1)} > f^{(2)}$ et $n_2 > n_1$, $n_{moy}^{(1)} > n_{moy}^{(2)}$	38
II.5	Evolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'épaisseur du RWG. Les coupes de champ dans la structure mettent en évidence le lien entre l'apparition d'une résonance et la capacité du guide à contenir un mode supplémentaire. (a - b) Cas du RWG avec un socle épais dont l'épaisseur varie et un réseau fin d'une hauteur fixée à 10 nm; (c - d) Cas du RWG sans socle composé d'un réseau épais avec des tranchées étroites (facteur de remplissage de 0.9).	41
II.6	Schémas de diagrammes de bande : 1) d'un guide d'onde; 2) d'un guide d'onde avec ajout de conditions périodiques ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$), menant à un repliement dans la première zone de Brillouin; 3) d'un mode de Bloch guidé, avec créations de gaps là il devrait y avoir dégénérescence (i.e. un couple (k, ω) donnant lieu à deux solutions); 4) ajout d'un cône de lumière en jaune, les modes de Bloch deviennent à fuite dans cette zone, on visualise les conditions (k, ω) de couplage. Nous avons mis en évidence le deuxième gap, qui correspond aux résonances de RWG que nous étudions, autour de l'incidence normale.	42
II.7	Exemple d'un diagramme de bande de RWG 1D obtenu par simulation, au niveau du deuxième gap.	43
II.8	Schéma de la réémission lumineuse d'un RWG après excitation.	43
II.9	Expansion du champ E du mode résonant dans le RWG en fonction du facteur de remplissage, pour trois valeurs représentatives.	45
II.10	Indices effectifs de modes guidés dans trois guides plans qui diffèrent par leur indice de coeur ou leur épaisseur.	49
II.11	Spectres en transmission d'un RWG en nitrure pour différentes périodes. Le réseau est d'une hauteur de 100 nm et présente un facteur de remplissage de 30 %.	51
II.12	Réponse d'un RWD 2D à maille rectangulaire ($\Lambda_1 \neq \Lambda_2$) en fonction de la polarisation de l'onde plane incidente, en incidence normale. Le RWG est en SiN (partie bleu foncé) et SiO ₂ (partie bleu clair), sans socle, avec les dimensions suivantes : $h_R = 100$ nm, $D = 250$ nm, $\Lambda_1 = 380$ nm et $\Lambda_2 = 343$ nm.	52
II.13	Comparaison du comportement de réseaux 1D vs 2D à maille carrée vis-à-vis de la période Λ . Les lettres a, b et c regroupent les résonances qui ont des caractéristiques similaires.	53
II.14	Variations de λ_R en fonction de f , pour deux RWGs en nitrure, l'un avec socle et l'autre sans. $h_R = 100$ nm et $h_S = 50$ nm.	54
II.15	Variations de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ en fonction de f pour trois RWGs, avec ou sans socle et pour différentes hauteurs de réseau.	55
II.16	Evolution de λ_R (gauche) et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ (droite) en fonction de f dans le cas 2D, en faisant le parallèle avec le cas 1D.	56

II.17	Evolution de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ d'un RWG sans socle en fonction de h_R , pour deux coefficients de remplissage différents. Les courbes en marron sont des fonctions polynomiales d'ordre 2, montrant que pour des épaisseurs de quelques dizaines de nanomètres, $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \propto h_R^2$. Certaines valeurs de h_R n'ont pas de correspondance avec un $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ car dans leur cas la résonance était trop peu prononcée pour relever sa largeur.	58
II.18	Variations de λ_R et de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ de réseaux 2D en nitrure, en fonction de la hauteur du réseau h_R (a,b) ou de l'épaisseur du socle h_S (c,d). Dans (a,b), $h_S = 0$ nm. Dans (c,d), $h_R = 100$ nm. Pour l'ensemble de ces simulations, $\Lambda = 360$ nm et $f = 40\%$	59
II.19	Impact du choix du matériau composant le réseau du RWG sur la réponse optique, pour des structures aux dimensions similaires. La structure de base est un RWG avec un socle en SiN de 55 nm, et la structure est plongée dans un milieu infini d'oxyde. Le réseau, de $\Lambda = 450$ nm et $h_R = 30$ nm, présente deux configurations avec un facteur de remplissage de 0,3 ou de 0,7, et le changement de matériau s'opère au niveau de ce dernier uniquement. Les indices utilisés sont les vrais indices, réels pour le SiN et complexes pour le Si et le aSi. Nous observons d'une part qu'à période égale, la bande spectrale ciblée n'est pas la même suivant les matériaux, avec une différence d'environ 100 nm entre le SiN et les Si. De plus, nous voyons qu'un changement du facteur de remplissage ne modifie quasiment pas la réponse du réseau en SiN, alors que le décalage dû à ce changement pour les réseaux en Si est de l'ordre de la vingtaine de nanomètres. Ainsi, la structure en SiN se trouve moins impactée par un changement de dimensions du motif, et donc d'une certaine manière présente une meilleure stabilité en regard de l'erreur de fabrication sur la dimension du motif. Par contre, les réseaux en Si ou aSi ont une possibilité d'ajustement de $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ plus étendue que ceux en SiN.	61
II.20	Simulations d'un réseau 1D avec différents nombres de périodes. La période vaut $\Lambda_{1D} = 467$ nm et le diamètre du créneau vaut $D_{1D} = 227$ nm, résultant à $f_{1D} = 0,49$	63
II.21	Evolution de la largeur de la résonance en fonction du nombre de périodes que présente un réseau 2D de taille finie.	64
II.22	Impact de changements structurels autour du RWG sur la transmission de fond. Structure 1 : RWG avec socle en nitrure dans un milieu infini d'oxyde. Structure 2 : même RWG dans un milieu d'oxyde fini, prise en compte de la réflexion aux interfaces avec l'air. Structure 3 : ajout d'un empilement antireflet à l'une des interfaces avec l'air. Structure 4 : ajout à la structure 3 d'une couche de SiN à l'autre interface avec l'air, de sorte à refléter un cas que l'on retrouve en fabrication.	66
II.23	Altérations de la transmission de fond par le RWG.	67
III.1	Schémas en 3D et en coupe des deux types de RWGs fabriqués au cours de la thèse, Mask1 à gauche, Mask2 à droite.	74
III.2	Organisation du masque Mask2.	77

III.3 Photographie au microscope de l'agencement des filtres de différentes tailles	78
III.4 Schéma récapitulant les principales étapes de fabrication des filtres RWG.	79
III.5 Impact d'une variation de fabrication de l'épaisseur du socle h_S de RWGs en nitrure sur la résonance. La position de la résonance λ_R est donnée en ordonnée, et la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est rendue par la taille des croix. Dans les deux cas cette largeur varie peu avec h_S	81
III.6 Impact d'une variation de fabrication de la hauteur du réseau h_R de RWGs avec réseau en SiN ou en aSi sur la résonance. La position de la résonance λ_R est donnée en ordonnée, et la largeur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est rendue approximativement par la taille des croix. Dans les deux cas cette largeur varie peu avec h_R	82
III.7 Coupes TEM de deux RWGs issus du Mask0. (a) le réseau est en aSi ; (b) le réseau est en poly-Si, on voit l'aspect cristallin sur l'image TEM.	82
III.8 Coupes TEM de trois RWGs du Mask1 en SiN. (a) $h_S = 0$ nm, $\Lambda = 320$ nm et $D_{consigne} = 220$ nm ; (b) $h_S = 55$ nm, $\Lambda = 320$ nm et $D_{consigne} = 240$ nm ; (c) $h_S = 100$ nm, $\Lambda = 440$ nm et $D_{consigne} = 320$ nm. On aperçoit sur la fig. (a) des résidus après gravure, probablement du SiN, formant une fine ligne sur le réseau.	83
III.9 Images SEM de structures du Mask2 vue du dessus. (a) $D = 70$ nm, $\Lambda = 300$ nm ; (b) $D = 317$ nm, $\Lambda = 432$ nm ; (c) $D = 868$ nm, $\Lambda = 1374$ nm.	83
III.10 Photographies de wafers et coupons comportant des RWGs en aSi et en SiN.	84
III.11 Schéma représentant les différentes étapes de photolithographie et gravure aboutissant à un réseau de trous. (a) Dépôt d'une couche homogène de résine photosensible. (b) Insolation de la résine à travers un masque en chrome. La longueur d'onde utilisée est du domaine de l'UV, pour limiter le phénomène de diffraction qui cause des artéfacts. (c) Développement de la résine, on retire les morceaux de résine insolés pour faire apparaître le motif du masque dans la résine. (d) Gravure simultanée de la résine et du matériau à structurer, pour transférer le relief de la résine à la couche sous-jacente.	85
III.12 Graphe représentant les diamètres de trous après gravure vs les diamètres consigne de Mask2, pour trois doses d'exposition différentes de la résine, le focus ayant été préalablement ajusté. Les points en jaune orangé portant la légende "meilleure dose" correspondent aux meilleures conditions focus/dose trouvées pour certains motifs de référence. Généralement ces conditions sont ensuite appliquées à l'ensemble de la plaque.	86
III.13 Exemples de gravures ratées suite à des doses d'exposition trop faibles ou trop élevées lors de l'étape de photolithographie. (a) Trous non débouchés lors du développement et de la gravure, suite à une application de dose d'exposition trop faible. (b) Trous trop élargis, créant des ponts entre deux trous, suite à une application de dose d'exposition trop forte.	87
III.14 Banc du microspectromètre. La matrice de filtres est intégralement illuminée, mais seulement un spot de $5 \mu\text{m}$ est analysé par le spectromètre (dans le cas d'un grossissement $\times 20$).	89

III.15	Spectres en transmission de différents réseaux en aSi ayant une période identique de 470 nm et un diamètre variable, exprimé en ratio f_{aSi} d'après des estimations obtenues à partir de coupes TEM. $h_R = 30$ nm et $h_S = 55$ nm.	91
III.16	Mesures des spectres en transmission de 4 empilements de RWG différents, en fonction de f_{aSi} . (a) $h_S = 55$ nm et $h_R = 30$ nm ; b) $h_S = 20$ nm et $h_R = 30$ nm ; c) $h_S = 55$ nm et $h_R = 70$ nm ; d) $h_S = 55$ nm et $h_R = 30$ nm avec du poly-Si à la place du aSi.	92
III.17	Rendus imagé et spectral de la matrice de filtres RWGs en nitrure obtenue à partir de Mask1, avec $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm.	93
III.18	Mesures de réseaux ayant une même période de 360 nm et un diamètre variable. Les diamètres indiqués dans la légende par D_C sont ceux du dessin du masque, il n'a pas été possible de vérifier les dimensions après fabrication. Ces mesures sont associées à un ensemble de simulations prenant en entrée la même structure avec la même période, et dont le diamètre D varie dans les mêmes ordres de grandeur que ceux des structures mesurées. Lorsque D (ou D_C) augmente, f_{SiN} diminue et λ_R avec, ce qui explique le déplacement de la résonance vers la gauche ainsi qu'un élargissement de la résonance, vérifié à la fois en simulation et expérimentalement.	94
III.19	Spectres en transmission de deux ensembles de RWGs avec et sans socle ayant les mêmes réseaux du Mask1.	95
III.20	Filtre de référence (A10). Composé de trous d'oxyde comme les autres réseau, il ne présente néanmoins pas de résonance dans le spectre VIS-NIR. Il se superpose assez bien à la transmission de fond d'un autre filte avec résonance (le D5 ici, dont le f est proche de celui de A10), mais pas parfaitement, se qui risque d'être une source de bruit supplémentaire. . .	96
III.21	Schéma en coupe de la structure des RWGs du Mask2 dont on présente les résultats.	97
III.22	Impact de la taille d'un filtre sur sa réponse spectrale. Les différents graphes représentent le spectre en transmission d'un RWG en fonction de la longueur d'onde (nm), pour 8 dimensions de filtre différentes. $(\Lambda, D) = (508\text{ nm}, 314\text{ nm})$. Le fait que certaines valeurs de transmission soient supérieures à 100% est certainement dû aux imprécisions sur les prises de spectres (référence et à travers le filtre) rendues plus difficiles par la diminution de la taille du spot ($2\ \mu\text{m}$ pour les zones de $5\ \mu\text{m}$ à $15\ \mu\text{m}$, $5\ \mu\text{m}$ pour les zones de $20\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$).	98
III.23	Spectre en transmission d'un réseau avec maille hexagonale, avec $\Lambda = 470$ nm et $D_C = 270$ nm. La période Λ correspond à la distance centre à centre entre les plus proches voisins. Encart : Image SEM vue du dessus d'un réseau à maille hexagonale similaire à celui mesuré.	99

- III.24 Spectres en transmission de deux filtres ciblant le VIS, ayant subi chacun trois conditions d'exposition différentes, dont on a mesuré les diamètres après gravure. $h_R = 30$ nm et $h_S = 55$ nm. Dimensions du filtre V4 : $\Lambda = 303$ nm et $D_C = 152$ nm, avec un diamètre réel qui prend les valeurs suivantes : $D_{faible} = 160$ nm, $D_{moyen} = 179$ nm et $D_{fort} = 189$ nm. Dimensions du filtre V6 : $\Lambda = 418$ nm et $D_C = 108$ nm, avec un diamètre réel qui prend les valeurs suivantes : $D_{faible} = 108$ nm, $D_{moyen} = 126$ nm et $D_{fort} = 135$ nm. Ils correspondent à une zone de la courbe III.12 où les CD restent assez proches de la valeur attendue. 99
- IV.1 Schémas de RWG 1D (a) et 2D (b) comme étudiés et fabriqués. La partie réseau a une période Λ et une hauteur h_R ; la partie socle est d'épaisseur h_S . En 1D, $f = \frac{D}{\Lambda}$; en 2D, $f = \frac{\pi D^2}{4\Lambda^2}$, du fait de la forme carrée de la maille ainsi que de la forme cylindrique des motifs. 104
- IV.2 Réponse d'un RWG 1D sous différents angles d'incidence. Dans chacun des cas, la source est une onde plane polarisée TE arrivant avec un angle θ variant de 0° (incidence normale) à 10° (incidence oblique). Le RWG est un réseau sans socle en SiN avec $\Lambda = 450$ nm, $h_R = 200$ nm et $f = 0,5$. (a) Pseudo diagramme de bande d'un RWG 1D. Les courbes bleues de faible transmission correspondent aux résonances. Comme les résonances surviennent lorsqu'il y a couplage avec un mode propre de la structure guidante, cette carte de transmission représente essentiellement le diagramme de dispersion d'un RWG. Les lignes correspondent aux lignes de lumière incidente pour différents angles. (b) Spectres en transmission en fonction de différents angles d'incidence. Il s'agit de l'équivalence en représentation spectrale des raies du graphe (a) qui se couplent au RWG. (c) Evolution de λ_R en $\sin(\theta)$ à proximité du gap. 105
- IV.3 Effets de la polarisation sur la résonance d'un réseau 1D. Les RWGs ont un socle en SiN d'épaisseur $h_S = 55$ nm et un réseau en aSi de hauteur $h_R = 30$ nm. (a) Schéma du design de la matrice de réseaux, avec les indications de période P et de diamètre D . Les réseaux 1D sont identifiés par un long rectangle représentant un créneau, qui donne l'orientation du réseau. (b - c) Photographies des RWGs prises en réflexion (i.e. vue du dessus, sous illumination du dessus) pour deux polarisations orthogonales de la source. (d) Spectres en transmission des filtres entourés en fonction de la polarisation de la source. 106
- IV.4 Diagramme de bande d'un RWG 2D suivant trois orientations φ de 0° , $22,5^\circ$ et 45° , ce dernier correspondant à un axe de symétrie du réseau à maille carrée. Figures similaires à celles de la publication [82]. La couleur bleue indique une faible transmission, relative aux creux causés par la résonance dans la transmission d'un RWG. La ligne rouge est la ligne de lumière pour un angle de 20° 108
- IV.5 Diagrammes (k_x, k_y) à longueur d'onde fixe, en fonction de la polarisation, d'un RWG à maille carrée. Ces diagrammes sont centrés sur un λ_R à incidence normale. L'aspect pointillé volontairement non lissé est dû à un échantillonnage grossier des angles. 109

- IV.6 Image d'un faisceau lumineux présentant une bande spectrale réduite à traversant la matrice de filtres du Mask1. L'image est formée par un capteur CMOS, sur lequel a été collée la matrice de filtres. La lumière incidente est issue d'une source blanche collimatée puis filtrée à 560 ± 5 nm. Sur l'échelle de gris (en positif), on en déduit qu'un carré foncé reçoit moins de lumière que les autres plus clairs parce qu'une partie est réfléchie par le filtre en surplomb. Pour plus de détails, voir chapitre V. 110
- IV.7 Multiples résonances apparaissant dans un RWG à maille carrée. (a) Schéma d'un réseau d'atomes à maille carrée de période Λ et de son réseau réciproque, avec les normes des vecteurs propres du réseau $K_1 = \frac{2\pi}{\Lambda}$ et $K_2 = K_1\sqrt{2}$. (b) Spectres en transmission sur toute la bande d'absorption du Si de deux RWGs de périodes $\Lambda = 450$ nm et $\Lambda = 600$ nm. En reprenant l'orientation (x,y) du schéma (a), les résonances (1) correspondent à un mode d'ordre $(\pm 1, 0)$, les résonances (2) à $(\pm 1, \pm 1)$ et la résonance (3) à $(\pm 2, 0)$. Ainsi, à une période donnée, $\lambda_{R,2}$ est plus petite que $\lambda_{R,1}$ d'un facteur $\frac{K_2}{K_1} = \sqrt{2}$ et $\lambda_{R,3}$ est plus petite que $\lambda_{R,1}$ d'un facteur $\frac{2K_1}{K_1} = 2$, modulo la dispersion de n_{eff} 112
- IV.8 Focus sur les filtres à base de cavités Fabry-Perot - l'exemple de la caméra Ximea avec des filtres élaborés par l'IMEC [47]. 116
- IV.9 Un exemple de ZCG 1D présentant une réponse en transmission, développé dans le contexte des télécommunications [54]. Le ZCG représenté sur le schéma (a) est comparé à un filtre multicouche Fabry-Perot classique schématisé en (b). La figure (c) montre que les deux résonances sont identiques, donnant un filtrage passe-bande très étroit à $\lambda_R = 1303$ nm avec une amplitude de transmission proche de 100% à incidence normale. 118
- IV.10 Spectres en transmission d'un ZCG 1D pour voir l'impact de certaines variations de géométrie ou d'angle incident. Les courbes sont obtenues par simulation. (a) Variations de la période Λ (haut) et du facteur de remplissage f (bas). On voit une augmentation de λ_R avec Λ comme dans un RWG classique, mais la forme de la résonance et la transmission de fond s'en trouvent grandement modifiées, notamment lorsqu'il s'agit de faire varier f . (b) Variations de l'angle d'incidence θ . Dès que $\theta \neq 0^\circ$ plusieurs pics de résonance apparaissent, dont deux autour de la résonance de l'incidence normale. Mais contrairement au RWG classique, ces deux pics ne se déploient pas symétriquement, ils semblent conserver la distance qui les sépare tout en se décalant vers ses longueurs d'ondes plus faibles. 119
- IV.11 Simulation d'une structure combinant RWG en SiN et miroir multicouche en aSi. Le RWG choisi pour cette simulation est issu de Mask1, avec $h_R = 70$ nm et $h_S = 100$ nm, $\Lambda = 550$ nm et $f = 50\%$ 121
- IV.12 Empilements des quatre miroirs multicouches réalisés dans le but d'obtenir des résonances en transmission. (a) Miroir centré sur 450 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 0$ nm. (b) Miroir centré sur 650 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm. (c) et (d) Miroirs centrés autour de 800 nm. $h_R = 70$ nm et $h_S = 100$ nm. 122

IV.13	Photographies des deux miroirs multicouches en nitrure déposés sur des wafers contenant déjà des RWGs. Le miroir de gauche est centré sur 450 nm, celui de droite est centré sur 650 nm. On aperçoit le reflet du plafond dans ces miroirs, notamment les bouches d'aération de forme circulaire.	122
IV.14	Mesures de résonances de structures hybrides combinant un RWG en nitrure avec divers miroirs multicouches.	123
IV.15	Photographie des structures Fabry-Pérot en transmission, suivant le dessin du Mask2. Dans la moitié de gauche, l'arrête d'une zone carrée mesure 200 μm . Les couleurs de la caméra ont été calibrées pour refléter la vision depuis les oculaires du microscope.	125
IV.16	Spectres en transmission de 12 h-FPC de période $\Lambda = 275$ nm, dont le facteur de remplissage de conception f_{design} varie entre 8% et 39%. Après fabrication, les diamètres des trous sont plus grands que ceux dessinés sur le masque, comme nous l'avons vu dans la partie procédé du chapitre III, donc les $f_{fabrication}$ devraient également être plus grand, mais nous n'avons pas estimé ces dernières valeurs.	125
IV.17	Spectres de h-FPC avec des réseaux de différentes périodes.	127
IV.18	Diagramme de bande d'une structure h-FPC en fonction de la polarisation, pour trois orientations φ de 0° , 22.5° et 45° . Ce dernier angle correspond à un axe de symétrie du réseau à maille carrée. Figures similaires à celles de la publication [82]. La couleur bleue indique une faible transmission, relative aux creux causés par la résonance dans la transmission d'un RWG. La ligne rouge est la ligne de lumière pour un angle de 20°	128
IV.19	Exemple de spectres de h-FPC avec un nombre fini assez faible de périodes $N = 11$. Ici, $\Lambda = 160$ nm, donc le réseau a une taille latérale de 1,76 μm	129
IV.20	Schéma d'un CRIGF issu de [99] d'après [98] montrant les différentes parties qui composent cette structure. Sont représentés : en bleu le réseau de couplage (GC), en vert la partie d'adaptation de phase (PS) et en rouge les miroirs de Bragg (DBR).	129

IV.21	CRIGF comparé avec un RWG équivalent résonant à la même longueur d'onde ($\lambda_R = 533$ nm). Les simulations ont été réalisées avec FDTD. (a) Schémas en coupe des structures 1D simulées. Dans le cas du CRIGF, les miroirs en Ag d'une épaisseur de 150 nm sont séparés de 510 nm ; dans le cas du RWG classique, la période est de 342,5 nm. Dans les deux cas, le plot de SiN fait 250 nm de large pour 100 nm de haut. Les indices utilisés dans les simulations sont les indices des matériaux (complexes). (b) Champ électrique à la résonance. Pour simuler la structure d'une période entre les deux miroirs, nous avons utilisé les conditions de bord PMLs dans toutes les directions. Pour simuler le RWG, nous avons utilisé des conditions de bord latérales de Bloch, et des PMLs en haut et en bas. Nous observons que les champs dans chacune des structures ont des formes assez similaires. (c) Spectres en transmission du CRIGF et du RWG équivalent, sous incidence normale. Les formes des résonances sont proches, un peu plus large et de plus faible amplitude pour le CRIGF.	131
IV.22	Réponse d'un CRIGF sous incidence normale ($\theta = 0^\circ$) et oblique ($\theta = 15^\circ$). Nous avons simulé deux filtres différents côte à côte pour observer un potentiel crosstalk entre eux. Comme le taux de transmission est calculée sur la base de la source d'origine, qui illumine toute la structure schématisée, et que nous récupérons le signal que sous l'un des deux filtres, le partage d'intensité fait que nous ne pouvons pas atteindre une valeur de transmission supérieure à 50%. Sur le spectre en transmission, d'une part nous n'observons pas de crosstalk, et d'autre part nous n'observons pas, ou peu, de variations de λ_R , contrairement à ce que l'on observerait pour un RWG classique. Le principal changement introduit l'incidence oblique est le niveau de la transmission de fond et l'amplitude de la résonance (impactant de ce fait $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$).	132
IV.23	Image SEM d'un réseau avec des motifs cylindriques de trois diamètres différents côte-à-côte. $\Lambda = 470$ nm (centre à centre de motif).	134
IV.24	Schéma de l'organisation des atomes d'un réseau à maille hexagonale et spectre en transmission d'un RWG à maille hexagonale en incidence normale sur une large bande. Dans la simulation, le RWG est en SiN sans socle, $\Lambda = 700$ nm et $h_R = 100$ nm, dans du SiO ₂ .	135
IV.25	Spectres en transmission d'un RWG à maille hexagonale sous différentes incidences obliques non polarisées, obtenus par la simulation. De plus, nous avons réalisé ces simulations dans deux directions, pour avoir un aperçu d'une potentielle variation avec l'angle φ .	136
V.1	Photographie du capteur après collage de la matrice de filtre. Cette dernière s'étend sur 1 cm de côté. On distingue le ménisque de colle sur le pourtour du coupon collé. Les rectangles colorés sous le coupon font partie du capteur et proviennent d'un autre projet de thèse.	140
V.2	Schémas des deux bancs ayant servi à faire des images de filtres sur capteur.	142

- V.3 Comparaison de deux transmissions d'un même filtre, le filtre I9 du Mask1, obtenu par deux moyens différents. L'échantillonnage de la courbe bleue, réalisé au monochromateur, est de 1 nm (pour une largeur de 2,625 nm), alors que celui de la courbe orange, réalisé au microspectromètre, est de $\sim 0,25$ nm. Les flèches noires mettent en avant les évolutions de la forme de la résonance entre la mesure sur le microspectromètre et celle sur capteur. 143
- V.4 Images prises à partir du capteur CMOS sur lequel on a collé la matrice de filtres du Mask1, sous deux illuminations différentes. Les contrastes sont adaptés pour une meilleure visibilité des zones de plus faible transmission. Le même script de correction d'image a été appliqué sur les deux images. 148
- V.5 Spectres en transmission de filtres donnant lieu à différentes intensités lumineuses sur le capteur CMOS illuminé par le spectre du filtre PB à 560 nm. Les spectres des filtres G7 et 8 ont été mesuré au microspectromètre par nos soins. Le spectre du PB est celui fourni par le vendeur, par conséquent le spectre réel du composant peut légèrement différer. 149
- V.6 Schéma simpliste du crosstalk optique entre deux photodiodes (notées PD). Une étoile symbolise un photon incident. Le crosstalk optique n'étant qu'un type de crosstalk, voir la partie "Diaphotie" de la thèse de C. Mornet [18] en complément sur le sujet. 150
- V.7 Différentes mesures de spectres en transmission entrant en compte dans le processus d'extraction des données spectrales d'un morceau de plexiglas orange. Les mesures ont été réalisées avec le microspectromètre. (a) Spectre du plexiglas orange seul. (b) Set de filtres choisi pour que ces derniers balayent de manière régulière le domaine spectral de 400 nm à 700 nm. (c) Combinaison des transmissions du plexiglas et de chacun des filtres du set. Pour réaliser ces mesures, l'échantillon de plexiglas est placé en amont des filtres, après la source, entre les diaphragmes de champ et d'ouverture. 152
- V.8 Extraction du spectre du plexiglas orange à l'aide du set de filtres RWG et comparaison avec le spectre directement mesuré au microspectromètre. Les deux spectres sont échantillonnés de la même manière sur 11 points. L'encart est un tracé de la matrice S_f obtenue de deux manières différentes : l'une, en bleue, est issue de mesures directes ; l'autre, en orange, est issue du produit de F mesurée et S mesurée. 153

Liste des tableaux

- II.1 Tableau résumant les choix de Λ pour chacune des trois structures de sorte à obtenir une résonance à 400 nm ou 1000 nm, en utilisant l'extrapolation linéaire (Λ hypothétique) ou la simulation (Λ à 400 nm ou 1000 nm). Exemple de lecture, 1ère ligne : Pour un réseau en SiN de 100 nm, la période permettant d'avoir une résonance à 400 nm est $\Lambda = 234,9$ nm, et de ce fait $n_{eff} = 1,7029$ (obtenu par simulation). En supposant que $\forall \lambda, n_{eff} = constant$, on déduit de cette valeur de n_{eff} que la période pour avoir une résonance à 1000 nm vaut $\Lambda = 587,2$ nm. Mais lorsque l'on simule un RWG avec une telle période, on obtient une résonance à $\lambda_R = 906,25$ nm au lieu de 1000 nm, faisant une erreur de 9% sur λ_R . Par la simulation, on trouve que la période pour avoir une résonance à 1000 nm vaut $\Lambda = 653,6$ nm, pour un $n_{eff} = 1,5300$. L'erreur sur la valeur de la période entre correcte et hypothétique est ainsi de 10%. 50
- III.1 Organisation du masque de lithographie pour réaliser la matrice de filtres en nitrure. Les coordonnées alphanumériques situe la localisation des différents filtres sur la matrice. Les données Λ , D et λ_R ont été choisies dans le tableau 2 en annexe, exceptées celles des filtres de référence. 75
- IV.1 Coupes des champs $|E_x|^2$ et $|E_y|^2$ aux λ_R du RWG de période $\Lambda = 600$ nm de la fig. IV.7 - (a) en polarisation TE. Ces coupes sont réalisées pour $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$, afin d'identifier l'orientation du vecteur de réseau réciproque à l'origine de la résonance. Aux trois résonances, l'énergie est principalement concentrée dans la composante E_y à 0° , alors qu'à 45° l'énergie est répartie équitablement entre les deux composantes E_x et E_y , ce qui est attendu en polarisation TE. 111
- IV.2 Tableau comparatif des caractéristiques spectrales propres à chaque type de maille de réseau 2D. *car les résonateurs sont également symétriques (puisque cylindriques). Cela n'aurait pas été le cas avec des résonateurs non symétriques. 137

- V.1 Ensemble d'images de transmission de la matrice de filtre prises à différentes longueurs d'onde, sur une plage de 400-990 nm (pas de normalisation par un capteur de référence, d'où la différence sur les ROI notamment). Les pixels apparaissant plus foncés reçoivent moins de lumière que les autres, signifiant qu'à la longueur d'onde concernée le filtre correspondant résonne et ainsi bloque la lumière. Nous n'avons pas précisé d'échelle de gris car pour une meilleure lecture de la figure, nous avons uniformisé les contrastes entre les images, et de ce fait une même couleur ne représente pas la même valeur d'intensité reçue par un pixel entre deux images. Il est intéressant de noter le "déplacement" des carrés noirs avec la longueur d'onde, comme celui que nous avons pointé avec une flèche jaune. Cela illustre bien la dédicace de chaque filtre à une bande spectrale différente des autres. Les rayures oranges mettent en avant les raies d'interférences qui sont nettement marquées après 700 nm. 144
- 2 Tableau récapitulant les λ_R en fonction de la période, notée P ici, et du diamètre D des trous de SiO₂, pour un RWG en SiN et SiO₂ ayant $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm. Les valeurs en noir sont celles qui respectent les deux conditions suivantes : $D \leq P - 80$ nm, c'est-à-dire deux trous doivent être espacés de minimum 80 nm, pour des raisons de process, et $D \geq P - 240$ nm qui évite ainsi d'avoir deux combinaisons (D,P) pour un même λ_R (d'après observation du tableau). Ces données sont issues d'une extrapolation réalisée à partir d'une trentaine de simulations. . . 183

Annexe

Diamètre (nm)	Période (nm)																					
	240	245	250	255	260	265	270	275	280	285	290	295	300	305	310	315	320	325	330	335	340	
220	381	380	378	376	374	372	370	368	367	365	364	362	360	358	356	354	352	350	348	347	345	342
230	396	395	393	391	389	388	386	385	384	382	381	380	378	376	375	372	370	368	367	365	363	362
240	411	410	408	406	404	403	401	400	398	396	395	393	391	389	388	386	385	383	381	380	378	378
250	426	424	423	421	419	418	416	415	413	411	410	408	406	405	403	401	400	398	396	395	393	393
260	441	439	438	436	434	433	431	429	428	426	424	422	420	418	416	415	413	411	410	408	406	405
280	456	454	453	451	449	448	446	444	442	440	438	436	434	432	430	428	426	424	422	420	418	416
300	471	469	467	466	464	463	461	459	457	455	453	451	449	447	445	443	441	439	437	435	433	431
320	486	484	482	481	479	477	475	473	471	469	467	465	463	461	459	457	455	453	451	449	447	445
340	501	499	497	496	494	492	491	489	487	485	483	481	479	477	475	473	471	469	467	465	463	461
360	515	514	512	510	509	507	506	504	502	501	499	497	495	493	491	489	487	485	483	481	479	475
380	530	529	527	525	524	522	520	519	517	515	514	512	511	509	507	506	504	502	501	499	497	495
400	545	544	542	540	539	537	535	534	532	530	529	527	525	523	521	520	518	516	514	512	510	508
420	559	558	557	555	554	552	550	549	547	545	544	542	540	538	536	534	532	530	528	526	524	522
440	573	572	570	569	567	565	564	562	560	558	557	555	553	551	549	547	545	543	541	539	537	535
460	588	587	585	583	582	580	578	577	575	573	572	570	568	566	564	562	560	558	556	554	552	550
480	602	602	600	598	597	595	592	590	588	587	585	583	581	579	577	575	573	571	569	567	565	562
500	618	616	615	613	611	610	608	607	605	603	602	600	598	597	595	593	592	590	588	587	585	582
520	633	631	630	628	626	625	623	621	620	618	616	615	613	612	610	608	607	605	603	602	600	598
540	648	646	645	643	641	640	638	636	635	633	631	630	628	626	625	623	621	620	618	616	615	613
560	663	661	660	658	656	655	653	651	650	648	646	645	643	641	640	638	636	635	633	631	630	628
580	678	676	675	673	671	670	668	666	665	663	661	660	658	656	655	653	651	650	648	646	645	643
600	694	692	691	689	687	686	684	682	681	679	678	676	674	672	671	669	668	666	665	663	661	660
620	709	707	706	704	702	701	699	698	696	694	693	691	689	688	686	684	683	681	680	678	676	675
640	724	722	721	719	717	716	714	712	711	709	707	706	704	703	701	699	698	696	694	693	691	689
660	739	737	736	734	732	731	729	727	726	724	722	721	719	717	716	714	713	711	709	708	706	704
680	754	752	751	749	747	746	744	742	741	739	737	736	734	732	731	729	727	726	724	722	721	719
700	769	767	766	764	762	761	759	757	756	754	752	751	749	747	746	744	743	741	739	737	736	734
720	784	782	781	779	777	776	774	772	771	769	767	766	764	762	761	759	757	756	754	752	751	749
740	799	797	796	794	792	791	789	787	786	784	782	781	779	777	776	774	772	771	769	767	766	764
760	814	812	811	809	807	806	804	802	801	799	797	796	794	792	791	789	787	786	784	782	781	779
780	828	827	825	823	822	820	818	817	815	813	812	810	808	807	805	804	802	801	799	797	796	794
800	843	841	840	838	837	835	833	831	829	827	825	824	822	820	818	817	815	813	811	809	807	806
820	858	856	855	853	851	850	848	846	845	843	842	840	838	837	835	833	832	830	828	827	825	824
840	873	871	870	868	866	865	863	861	859	857	856	854	852	850	848	847	845	843	841	839	837	836
860	888	886	885	883	881	880	878	876	874	873	871	870	868	866	865	863	861	859	857	856	854	852
880	903	901	900	898	896	895	893	891	889	888	886	885	883	881	880	878	876	874	873	871	869	867
900	918	916	914	913	911	909	908	906	904	903	901	900	898	896	895	893	891	890	888	886	885	883
920	933	931	929	928	926	924	923	921	919	918	916	914	913	911	910	908	906	905	903	901	900	898
940	947	946	944	942	941	939	938	936	934	933	931	930	928	926	924	923	921	920	918	916	915	913
960	962	961	959	957	956	954	953	951	949	947	946	944	943	941	940	938	936	934	933	931	929	928
980	977	976	974	972	971	969	968	966	964	963	961	960	958	956	954	953	951	950	948	946	945	943
1000	992	991	989	987	986	984	983	981	979	978	976	975	973	971	970	968	966	964	963	961	959	957
1020	1007	1006	1004	1002	1001	1000	998	996	994	993	991	990	988	986	984	983	981	979	977	976	974	972
1040	1022	1021	1019	1017	1016	1014	1012	1011	1009	1008	1006	1004	1003	1001	1000	998	996	994	993	991	989	987
1060	1037	1036	1034	1032	1031	1029	1027	1026	1024	1023	1021	1020	1018	1016	1015	1013	1011	1010	1008	1006	1004	1002
1080	1052	1051	1049	1047	1046	1044	1042	1041	1039	1038	1036	1034	1033	1031	1030	1028	1026	1024	1023	1021	1019	1017
1100	1067	1066	1064	1062	1061	1059	1057	1056	1054	1053	1051	1049	1048	1046	1044	1043	1041	1039	1037	1036	1034	1032

TABLE 2 – Tableau récapitulant les λ_R en fonction de la période, notée P ici, et du diamètre D des trous de SiO_2 , pour un RWG en SiN et SiO_2 ayant $h_R = 70$ nm et $h_S = 55$ nm. Les valeurs en noir sont celles qui respectent les deux conditions suivantes : $D \leq P - 80$ nm, c'est-à-dire deux trous doivent être espacés de minimum 80 nm, pour des raisons de process, et $D \geq P - 240$ nm qui évite ainsi d'avoir deux combinaisons (D, P) pour un même λ_R (d'après observation du tableau). Ces données sont issues d'une extrapolation réalisée à partir d'une trentaine de simulations.