



HAL
open science

Etude des propriétés spectrales et spatiales de réflecteurs et coupleurs résonants

Romain Laberdesque

► **To cite this version:**

Romain Laberdesque. Etude des propriétés spectrales et spatiales de réflecteurs et coupleurs résonants. Optique / photonique. INSA de Toulouse, 2016. Français. NNT : 2016ISAT0047 . tel-02003527

HAL Id: tel-02003527

<https://theses.hal.science/tel-02003527>

Submitted on 1 Feb 2019

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA de Toulouse)*

Présentée et soutenue le *13 octobre 2016* par :

ROMAIN LABERDESQUE

Etude des propriétés spectrales et spatiales de réflecteurs et coupleurs résonants

JURY

EMMANUEL CENTENO	Professeur des Universités	Rapporteur
YVES JOURLIN	Professeur des Universités	Rapporteur
PATRICE FERON	Professeur des Universités	Examineur
THIERRY GACOIN	Directeur de recherche	Examineur
AUDE BOUCHIER	Docteur Ingénieur de Recherche	Examineur
DANIELA DRAGOMIRESCU	Professeur des Universités	Examineur
HENRI CAMON	Directeur de recherche	Directeur de thèse
ANTOINE MONMAYRANT	Chargé de recherche	Co-directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS)

Directeur(s) de Thèse :

Henri CAMON et Antoine MONMAYRANT

Rapporteurs :

Emmanuel CENTENO et Yves JOURLIN

nani gigantum humeris insidentes

Bernard de Chartres

A mes parents,
à Carla,

Remerciements

Cette thèse, l'aboutissement de près de 4 ans de travail, a été permise grâce aux actions, aux contributions de nombreuses personnes que je tiens à remercier ici.

Ces travaux n'auraient pu avoir lieu sans ESSILOR, l'ANRT et le LAAS-CNRS qui ont permis le démarrage et le soutien de ce sujet de recherche, dans le cadre du laboratoire commun Opera.

Je remercie toutes les personnes du LAAS-CNRS qui m'ont accompagnées dans mes travaux. Je tiens à remercier en premier mes directeurs Henri Camon et Antoine Monmayrant qui ont été plus que des encadrants pour moi. Ils m'ont soutenu très tôt et permis de travailler sur ce sujet. Je les considère comme des véritables mentors, bien évidemment en physique et tout particulièrement en photonique. Ils sont tous deux une source d'inspiration professionnelle, culturelle et éthique. Leur exigence, leur patience, leur pédagogie et leur franchise m'ont également été précieuses. Mes remerciements vont ensuite aux membres permanents du groupe PHOTO, qui ont toujours su se montrer disponibles et pédagogues, parfois avec l'humour acide ainsi que des jeux de mots à deux balles, caractéristiques du groupe que j'apprécie tant (moins en temps de rédaction tout de même). Notamment Olivier Gauthier-Lafaye, à la fois chef d'équipe exigeant mais aussi collègue chaleureux en particulier aux Houches, à Paris, à Dijon et à Munich. Merci aussi à Chantal qui m'a accueilli dans son bureau, subissant parfois des discussions houleuses ou des réunions impromptues. Merci encore à Stéphane, Guilhem, Philippe et Françoise pour leurs écoutes et leurs conseils. Il vient maintenant le tour des nombreux doctorants que j'ai pu croisé : Brice, Gaël, Ksenia, Giovanni, Sylvain, Anatole, Ludovic, Kevin, Clément, Léopold, Hejer, Farès, Xavier et ainsi que les postdoctorants (ou apparentés) Sylvain, Scott, Alexandre, Benjamin, Jonathan, Inès. Merci à tous, pour votre aide, pour vos conseils, pour votre soutien, pour les discussions sur tout et surtout n'importe quoi, et aussi pour les soirées autour de bonne(s) bière(s). Je remercie aussi les membres du groupe TEAM, qui ont pu me guider et me conseiller sur mes travaux en salle blanche : Laurent, Adrian, Veronique, Rémy, Franck, Benjamin, Jean-Baptiste.

Je remercie également toutes les personnes d'ESSILOR avec lesquelles j'ai pu collaborées. Tout d'abord Aude Bouchier, mon référente à Labège, pour sa patience, son écoute, ses conseils. Elle fut, à l'instar de mes directeurs de thèse, une véritable guide dans plusieurs domaines où j'étais encore novice. Je remercie Jean Paul Cano de cette opportunité de travailler, contribuer aux activités innovantes d'un grand groupe, dans une ambiance fablab, sur des thématiques amonts avec des impératifs très concrets. Merci encore, autant pour ses apports, observations, discussions spécifiques au sujet que celles de culture scientifique et générale. Je tiens également à remercier Claudine, Stéphane, Jérôme, Samuel, David, Fabien, Sylvie, Willy pour les discussions scientifiques et culturelles pour l'apport de leurs expériences. Merci aussi à Marjorie, qui a su me guider dans les limbes administratives.

Un merci particulier pour Robert Carles qui a soutenu ma candidature pour cette thèse.

Enfin, comme je l'ai noté sur les pages précédentes, je souhaite remercier mes parents, qui m'ont toujours poussé à donner le meilleur de moi-même, toujours soutenus dans mes choix d'orientations, toujours présents en cas de coup dur. Je remercie aussi Carla, qui a su me supporter et me motiver dans les moments de doute, en particulier durant la rédaction interminable de ce manuscrit.

Résumé

L'étude porte sur les propriétés spectrales et spatiales de structures à réseaux résonants. Les réseaux résonants en cavité sont identifiés comme des structures permettant la réalisation de réflecteurs et de coupleurs efficaces sur de petites dimensions. Un modèle basé sur la théorie des modes couplés a été développé permettant la modélisation et la conception rapide de ce type de structures. La modélisation a contribué à la compréhension des propriétés spectrales et spatiales de réseaux résonants en cavité. Elle permet notamment de faire le lien entre les propriétés spectrales et spatiales des modes pouvant interagir efficacement avec les structures utilisées comme réflecteurs ou coupleurs. La conception de structures couplantes à fort facteur de qualité et aux profils spatiaux contrôlés sur des surfaces de l'ordre du cm a été étudiée. Deux axes de recherches sont présentés : des structures composées de plusieurs cavités et des structures possédant une seule grande cavité. Ce dernier axe permet une plus grande maîtrise des propriétés spatiales en intensité et en phase. Il est démontré que ces structures ont un fort potentiel en holographie. La conception de telles structures avec des matériaux de bas indice est également abordée, en particulier la conception et la réalisation de guides d'onde en polymères qui sont la base de ces structures. Les dimensionnements déterminés par la modélisation sont compatibles avec des matériaux présentant de faibles sauts d'indice.

Mots clés : optique, réseaux résonants, coupleur, réflecteur, infrarouge, modes couplés

Summary

The study is focused on the spectral and spatial properties of resonant grating structures. Resonant gratings in cavity are identified as structures allowing the fabrication of small-area and efficient reflectors and couplers. A model based on coupled mode theory has been developed, enabling fast modeling and design of this kind of structures. Thanks to this model we improved our understanding of the spectral and spatial properties of resonant gratings in cavity. In particular, we have established the relationship between the structure's geometry and the spectral and spatial properties of the modes which efficiently interact with the structures when used as reflectors or as couplers. The design of coupling structures with high-quality factor and controlled spatial profiles on cm-sized surfaces has been studied. Two axis of research are presented : structures composed of several cavities and structures composed by one large cavity. The later ones allow a better control of the spatial properties both in intensity and phase. We demonstrate that these structures have a high potential for holography. Design of such structures with low contrast index is also considered, particularly the design and fabrication of polymer-based waveguiding structures.

Keywords : optic, resonant gratings, coupler, infrared, coupled modes

Abréviation et acronymes

LAAS-CNRS : Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des systèmes
LCD : Liquid Cristal Display
OLED : Organic Light-Emitting Diode
TN : Twisted Nematic
TFT : Transistor Film Thin
CL : Cristal Liquid
ITO : Indium Tin Oxyde
TCO : Transparent Conductive Oxyde
OAR : Optical Aperture Rate
DPI : Dotch Per Inch
HD : High Definition
FHD : Full High Definition
QHD : Quad High Definition
UHD : Ultra High Definition
PVD : Plasma Vapor Deposition
PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
MMI : MultiMode Interference
GMRF : Guided Mode Resonance Filter
RCWA : Rigorous Coupled-Wave Analysis
FDTD : Finite Difference Time Domain
DBR : Distributed Bragg Reflector
GC : Grating Coupleur
PS : Phase Shift
FP : Fabry-Pérot
CRIGF : Cavity Resonant Integrated Guided-mode resonance Filters
PWM : Pulse Width Modulation
 α : coefficient de couplage entre modes guidés et ondes rayonnées
 β : constante de propagation
 γ : racine d'un système d'équations différentielles
 Γ : profil du champ
 K : vecteur d'onde du réseau
 κ : coefficient de couplage contrapropagatif entre modes guidés et ondes rayonnées
 λ : longueur d'onde
 λ_r : longueur d'onde de résonance
 Λ : période de réseau
 n_i : indice optique du milieu i
 ρ : coefficient de couplage élémentaire
 Ψ : Champs
 P_R : Puissance réfléchie
 P_T : Puissance transmise
 P_O : Puissance découplée
 ϕ : angle de découplage ou phase
 θ : angle de découplage ou terme de phase dans les coefficients de couplage complexes
 χ : coefficient de couplage contrapropagatif entre modes guidés

Sommaire

Introduction générale	17
1 Etat de l'art	23
1.1 Objectif thèse : adressage optique transparent	24
1.2 Éléments transparents de matrice active	32
1.3 Adressage optique	33
1.4 Conclusion	41
2 Le CRIGF	45
2.1 Les réseaux résonants	46
2.1.1 Principe et propriétés	46
2.1.2 Ajustement des propriétés du GMRF	47
2.1.2.1 Obtention d'émission monodirectionnelle	48
2.1.2.2 Contrôle du profil rayonné	49
2.1.2.3 Compromis efficacité, tolérance et taille	49
2.1.3 Bilan	50
2.2 Le CRIGF : présentation générale	50
2.2.1 Structure	50
2.2.2 Principe	51
2.2.3 Paramétrage	53
2.2.4 Modélisation : Méthodes existantes	53
2.2.4.1 RCWA ou méthode modale de Fourier	54
2.2.4.2 FDTD	54
2.3 Le CRIGF : modèle de Modes Couplés	54
2.3.1 Présentation Générale	55
2.3.2 Calcul du mode guidé non perturbé	58
2.3.3 Calcul des coefficients de couplage	59
2.3.4 Résolution des systèmes à coefficients réels	62
2.3.5 Cas général : coefficients de couplage complexes	72
2.3.6 Matrice CRIGF à coefficients de couplage complexes	77
2.3.6.1 Reconstitution des champs guidés Ψ_a et Ψ_b	79
2.3.6.2 Reconstruction du champ rayonné Ψ_c	81
2.4 Validation du modèle des modes couplés	81
2.4.1 Matrice DBR	81
2.4.2 Matrice GC	86
2.4.3 CRIGF complet : propriétés spectrales	88
2.4.3.1 Impact de la longueur de Phase Shift	89
2.4.4 CRIGF complet : propriétés spatiales	93
2.4.5 Influence des conditions d'excitation	102
2.5 Extension du modèle de mode couplé et perspectives	105
2.6 Conclusion	108

3	Modélisation d'un dispositif d'affichage	113
3.1	Structure CRIGF pour l'adressage	114
3.2	N CRIGFs pour N pixels	115
3.2.1	CRIGFs non couplés	115
3.2.1.1	CRIGF seul	116
3.2.1.2	Chaînes de CRIGFs	120
3.2.2	CRIGFs couplés	125
3.2.2.1	Deux CRIGFs couplés	125
3.2.2.2	3, 4 et 5 CRIGFs couplés	128
3.2.2.3	Systèmes à N CRIGFs couplés	130
3.2.3	Bilan	132
3.3	Un seul long CRIGF pour N pixels	132
3.3.1	Dimensionnement du CRIGF avec un long GC	132
3.3.2	Excitation d'un seul mode	133
3.3.2.1	Profil spatial constant	134
3.3.2.2	Profil spatial périodique	135
3.3.2.3	Evolution de la zone utile	136
3.3.2.4	Symétrisation du profil	137
3.3.2.5	Intégration dans un système d'adressage	139
3.3.3	Excitation multimode	141
3.3.4	Bilan	144
3.4	CRIGF façonné	144
3.4.1	GC façonné	145
3.4.1.1	Génération de profil complexe 1D	145
3.4.1.2	Généralisation aux profils 2D : Aspect matriciel	149
3.4.1.2.1	Impacts du façonnage du GC sur l'émission	150
3.4.2	Affichage 2D en surface du CRIGF	151
3.4.3	Affichage 2D holographique	155
3.5	Conclusion	158
4	Mise en oeuvre technologique	163
4.1	Structures CRIGFs préexistantes en nitrure sur verre	164
4.1.1	Rappels des études effectuées	165
4.2	Structures CRIGFs dédiées en nitrure sur verre	166
4.2.1	Elaboration	166
4.2.2	Etude	167
4.2.2.1	Evolution de la résonance selon L_{PS}	169
4.2.2.2	Evolution de la résonance selon le facteur de remplissage f du GC	170
4.3	Vers des structures CRIGF polymères sur verre	172
4.3.1	Calcul indice effectif et dimensionnement des guides polymères	173
4.3.1.1	Dimensionnement de guides rubans	173
4.3.1.2	Dimensionnement de guides planaires	174
4.3.2	Calcul de coefficient de couplage χ_{DBR} et dimensionnement de réseaux sur les guides polymères	175
4.3.2.1	Dimensionnement des réseaux sur guides rubans	175
4.3.2.2	Dimensionnement de réseaux sur des guides planaires	176
4.4	Mise en place de brique de base pour des guides rubans	177
4.4.1	Elaboration de l'empilement	177
4.4.2	Dilase	178
4.4.3	Stepper	182

4.5 Conclusion	187
Conclusion générale	191
A Définition de réseaux	199
B Scripts Scilab	201
Bibliographie	215

Introduction générale

Dans le domaine de l’affichage, dès les années 1970 le développement de la technologie à base de cristaux liquides (ou LCD pour Liquid Cristal Display) a permis l’essor et la diffusion des écrans tant dans la vie professionnelle que dans la vie de tous les jours.

Cette révolution a abouti grâce à de nombreux développements technologiques. La combinaison des cristaux liquides nématiques et du Thin Film Transistor (TFT) a notamment permis l’élaboration de matrices actives. Ce circuit électronique autorise la mise en place d’un système d’adressage électronique performant et peu consommateur en énergie. Cet élément, couplé à une réduction des coûts de fabrication a permis à la technologie LCD de supplanter celle du tube cathodique. Les LCDs, et donc les matrices actives, ont été développés en cherchant à améliorer différentes propriétés. La définition, la résolution spatiale, le temps de réponse, le contraste et la luminosité, la gamme de couleur, les angles de vision continuent encore aujourd’hui d’être améliorés. La technologie Organic Light Emitting Diode (OLED) qui tend à remplacer les LCDs, s’appuie également sur une matrice active. Ainsi, ce composant restera essentiel dans le domaine de l’affichage dans les années à venir.

Depuis ces dix dernières années, les progrès des LCDs et ceux des traitements d’images informatiques ont ouvert la possibilité de fonctions plenoptiques telles que la stéréo ou automulti-scopie. Les technologies d’affichage en 3 dimensions fleurissent alors. Dès lors, superposer des images virtuelles à la réalité (réalité augmentée) devient une fonction attrayante tant pour le monde professionnel que pour le grand public. Ceci nécessite de pouvoir afficher des images sur un support transparent (lunettes, pare-brise, vitres) pour percevoir aussi bien le réel que le virtuel. Cependant la matrice active qui permet l’adressage et donc l’affichage possède une transparence inadaptée aux applications ophtalmiques. La cause en est la présence d’éléments métalliques nécessaires à l’alimentation et à la commande électrique des pixels de la matrice active. Des projets de recherche s’attachent alors à développer des matrices actives de plus en plus transparentes. Une première voie est celle du développement de matériaux et des technologies associées en remplacement des pistes métalliques : par l’ITO (Indium Tin Oxyde) pour le plus répandu mais plus largement les oxydes métalliques conducteurs (TCOs), voire des polymères conducteurs. On reste ici dans la continuité de l’existant par le simple remplacement d’un matériau par un autre sans pour autant modifier le concept de base. Une deuxième voie, plus ambitieuse, se propose de changer en profondeur le medium même d’adressage : le remplacement de la commande électrique par une commande optique. Cette dernière approche est en nette rupture avec l’existant.

Ces travaux de thèse sont une première contribution au projet de réalisation de matrice active photonique. Ce projet collaboratif entre la cellule R&D d’ESSILOR à Labège et le groupe Photonique du LAAS-CNRS à Toulouse propose de remplacer le circuit électronique de la matrice active par un circuit photonique. Dans ce cadre, l’objectif de mes travaux de doctorat était de rechercher, concevoir, fabriquer et tester les propriétés spectrales et spatiales de coupleurs photoniques résonants passifs. Ces coupleurs doivent constituer la ligne photonique qui remplacera à terme la ligne de commande électronique dans une matrice active mixte où les colonnes d’alimentation restent des pistes électriques (voir Figure 1). Les coupleurs étudiés sont des structures à base de réseaux résonants. En effet, ces réseaux sub-longueur d’onde permettent de guider puis d’extraire la lumière sans déformer le front d’onde de la vision au travers de tout le système. Ce nouveau composant devant distribuer une même intensité de lumière pour chaque pixel, des structures et agencements innovants devront être testés pour sa conception.

Ce mémoire comprend quatre grandes parties. Un premier chapitre présente le contexte et désigne les fonctions à réaliser ainsi que les critères visés pour ce composant. L’état de l’art montre des solutions et des architectures en matière d’adressage optique : la

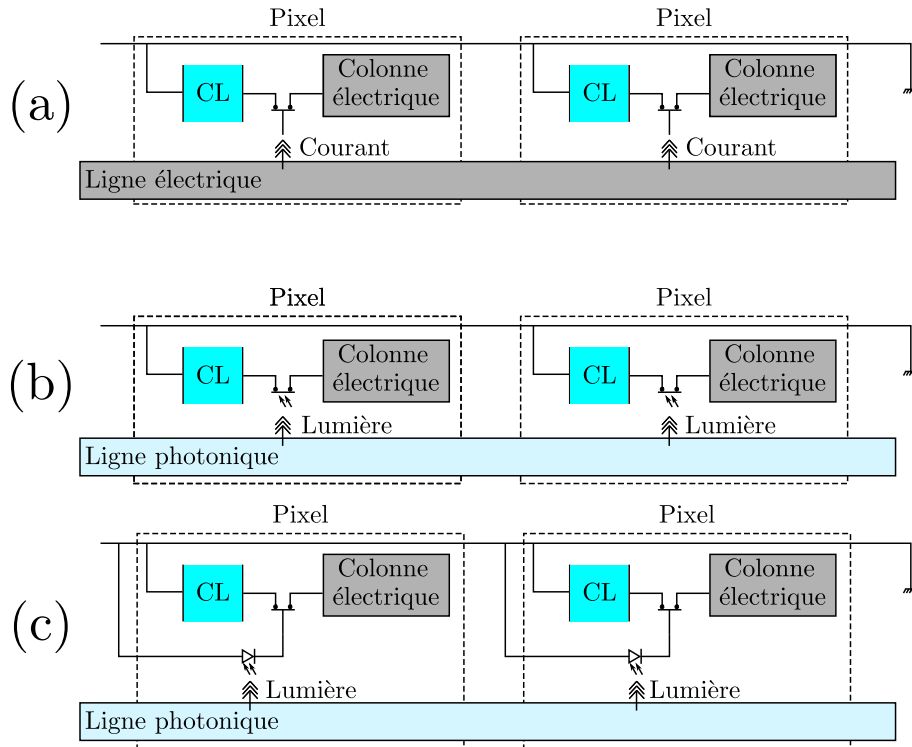


FIGURE 1 – Remplacement de la ligne commande dans la matrice active ; (a) schéma d’une matrice active classique ; (b) schéma d’une matrice active avec une ligne photonique et un phototransistor ; schéma d’une matrice active avec une ligne photonique et une photodiode. (note : CL mis pour Cristaux Liquides)

transparence de ces systèmes est très peu, voire pas explorée. Les réseaux résonants, et plus particulièrement les nouveaux objets que sont les réseaux résonants en cavité, présentent quant à eux les fonctionnalités recherchées.

Le deuxième chapitre détaille les travaux théoriques de modélisation des réseaux résonants en cavité. Contrairement aux réseaux résonants qui sont très bien compris et modélisés, les réseaux résonants en cavité sont encore mal connus et posent des défis de modélisation. La conception d’un composant comprenant plusieurs de ces structures nécessite de pouvoir modéliser finement et rapidement leurs propriétés afin d’ajuster leurs performances. La modélisation d’un seul réseau résonant en cavité étant complexe, j’ai développé un modèle de modes couplés à deux modes, simple et rapide autorisant la conception de réseaux résonants en cavité ou de structures similaires. Ce modèle a notamment permis de rendre compte des propriétés spectrales et spatiales de modes d’ordre supérieur dans les réseaux résonants en cavité.

Le troisième chapitre présente la modélisation de plusieurs géométries à base de réseaux résonants en cavité pour satisfaire les spécifications du composant. Pour l’adressage, deux approches sont étudiées : utiliser un réseau résonant pour chaque pixel ou un grand réseau résonant pour plusieurs pixels disposés le long d’une même ligne. En outre, des dispositifs d’affichage en surface puis holographiques à base de réseaux résonants sont modélisés.

Le quatrième chapitre présente les procédés technologiques pour la fabrication de réseaux résonants, la comparaison de résultats expérimentaux et de modélisations de structures en silice et nitrure de silicium, ainsi que les premières étapes de conception de réseaux résonants en cavité en polymère.

Chapitre 1

Etat de l'art

Les travaux qui vont être présentés s'inscrivent dans un projet à long terme dont le but est d'intégrer un imageur ou afficheur tête haute dans des lunettes ophtalmiques. Pour allier la fonction d'affichage de grande qualité (pixellisation fine due à la proximité du dispositif avec l'œil) et une transparence d'un niveau ophtalmique, de nouveaux écrans transparents doivent être développés.

L'objectif de cette thèse est d'étudier le développement de tels écrans, en explorant la possibilité de rendre les composants de l'écran transparents et par là-même, la conception de lignes d'adressage optique transparentes au sein d'une matrice active de type LCD (Liquid Crystal Display).

Dans les sections suivantes, nous présenterons d'abord ce qu'est l'adressage et comment cela est réalisé dans les écrans LCDs. Nous parlerons aussi brièvement des écrans émissifs de type OLED, où les mêmes caractéristiques nous intéressent. Toutes les technologies possibles d'écrans ne se résument bien sûr pas à ces deux exemples, mais le but n'est pas de faire un état de l'art exhaustif de ces technologies. De ces caractéristiques, nous verrons quels sont les principaux verrous pour la réalisation d'un écran transparent. Le taux d'ouverture du pixel et la transparence de la matrice active seront ainsi identifiés comme points à améliorer. Nous verrons que cet objectif peut être poursuivi avec l'utilisation de matériaux transparents notamment dans la fabrication d'électrodes et de transistors transparents. Le choix de réaliser un adressage optique nous poussera à confronter l'état de l'art avec des critères précis pour l'application recherchée. Il sera déterminé que les structures à réseaux sub-longueurs d'onde présentent des caractéristiques susceptibles de remplir ces critères.

1.1 Objectif thèse : adressage optique transparent

a) Principe de l'adressage dans les écrans

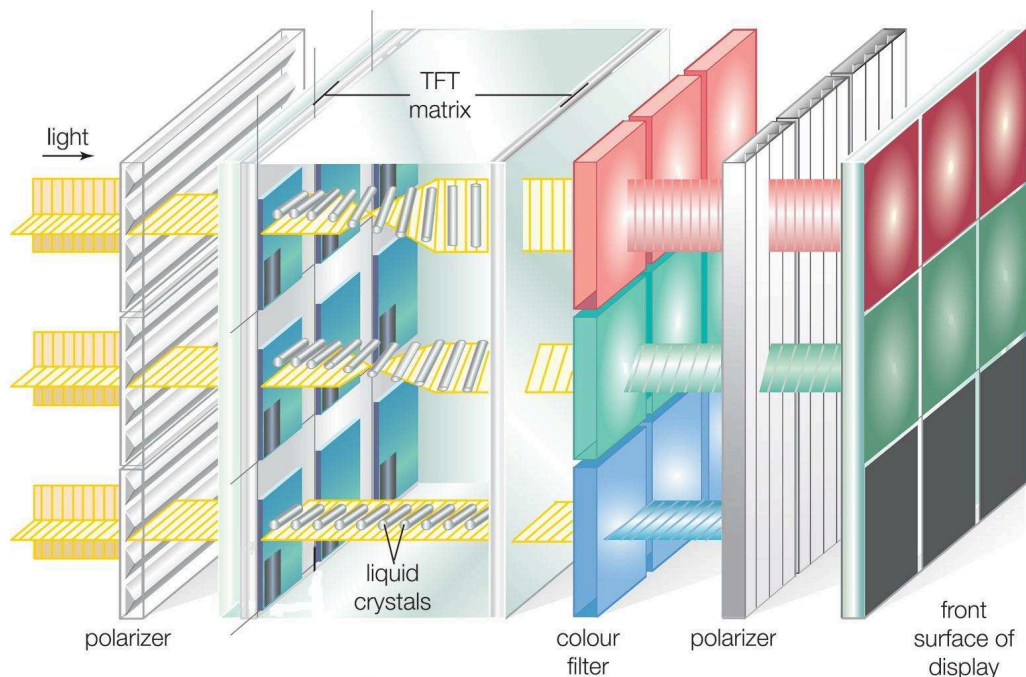
Un écran permettant d'afficher une image est constitué de plusieurs zones élémentaires appelées pixels. Un pixel est capable d'émettre de la lumière ou de la transmettre, selon son état, soit "allumé" (émissif ou passant), soit "éteint" ("noir" ou bloqué). En assemblant plusieurs pixels de sorte à former une matrice et en contrôlant leur état individuellement, une émission de profils d'intensité 2D complexes peut être générée. Cela permet de produire des images.

Chaque pixel, par son émission / transmission ou non de lumière selon son état, participe donc à la formation d'images. L'état de chaque pixel est alors contrôlé indépendamment grâce à un système d'adressage que je présenterai ultérieurement.

Dans les écrans OLEDs (Organic Light-Emitting Diode), le pixel est émissif. Il est transmissif dans les LCDs. Dans le cas des LCDs, la lumière est projetée grâce à un système de rétroéclairage (direct-lit, back-lit, edge-lit) puis filtrée spatialement par les pixels pour former une image (cf. Figure 1.1). Ils fonctionnent alors comme des interrupteurs. Le pixel est en fait une cellule électrochimique formée de deux plaques transparentes (des électrodes) contenant des cristaux liquides (Twisted Nematic (TN) typiquement). Cette cellule est entourée de polariseurs croisés ("naturally black") ou parallèles ("naturally white"). Les cristaux liquides contenus permettront de tourner ou pas la polarisation durant sa traversée. Ceci est obtenu par l'application d'une tension entre les électrodes permettant de contrôler leur orientation.

Dans le cas "naturally black", en l'absence de commande, la lumière n'est pas transmise car les polariseurs sont croisés ce qui définit un état "éteint". Par l'application d'une commande, l'orientation des cristaux liquides est changée, on passe à l'état "allumé" pour lequel la lumière est transmise. Dans le cas "naturally white", les polariseurs sont paral-

lèles. Le principe de fonctionnement est le même. L'effet de la tension de polarisation des cristaux liquides est inversé (pixels transmissifs en l'absence de tension si l'éclairage est allumé). Dans les deux cas, des niveaux de gris peuvent être obtenus suivant le niveau de la tension appliquée.



© 2010 Encyclopædia Britannica, Inc.

FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement des écrans LCDs. La lumière est polarisée puis elle traverse les cellules à cristaux liquides (ou pixels) qui modifient sa polarisation. Selon l'orientation des cristaux liquides, la lumière traversera le second polariseur ou non, et le pixel sera allumé ou éteint. L'état du pixel est donc contrôlé par la tension aux bornes de la cellule qui pilote l'orientation des cristaux liquides (Source : [1]).

Il faut donc gérer l'état de chaque pixel (c'est à dire la tension appliquée sur chaque cellule de cristaux liquides) pour définir une image. Chaque pixel a une adresse à laquelle on applique cette tension. L'adressage peut alors être défini comme l'envoi d'une information à un point précis de l'espace, ici de la matrice. Ce point possède des coordonnées (spatiales) spécifiques qui constituent son adresse. Adresser ce point revient à envoyer une information à l'adresse du point.

Adresser un pixel dans un écran LCD, c'est donc lui communiquer une certaine tension. Cette tension est amenée par des pistes conductrices, généralement métalliques. Ces pistes sont perpendiculaires entre elles et forment un maillage de lignes et de colonnes. L'adresse d'un pixel est donc un couple ligne / colonne.

Dans le cas des écrans OLEDs, la principale différence est que le pixel est émissif (cf. Figure 1.2). Pour un écran monochrome, à un pixel correspond une anode et une cathode. Si l'écran est polychrome, chaque pixel est découpé en trois sous-pixels, un pour le rouge, un pour le vert et un pour le bleu. La cathode est commune aux sous-pixels, mais l'anode est indépendante pour chacun. Le système d'adressage est similaire à celui d'un écran LCD. La tension appliquée sur chaque sous-pixel contrôle son émission.

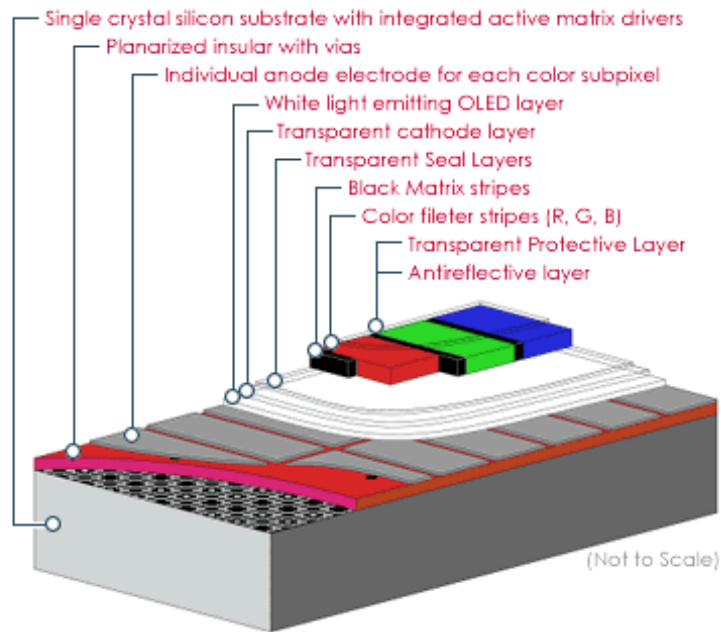


FIGURE 1.2 – Principe d'un écran OLED polychrome. Chaque pixel est découpé en trois sous-pixels, émettant ici de la lumière blanche, couverts par un filtre rouge, vert ou bleu. (Source : [2])

Ces lignes et colonnes conductrices forment une matrice dite passive. Une matrice passive ne permet pas un adressage individuel efficace des pixels. Pour pouvoir le faire, il faut compléter cette matrice par un circuit électronique sous chaque pixel. La matrice devient alors une matrice active.

b) Matrice active d'un écran

Une matrice active est composée de la matrice passive précédemment décrite et de transistors situés au croisement d'une ligne et d'une colonne.

Ce transistor est un Thin Film Transistor (TFT : transistor à effet de champ formé par dépôts de couches minces de quelques centaines de nm). La colonne apportant l'énergie est connectée à la source du transistor, la ligne de commande à sa grille et le drain à l'une des électrodes de la cellule de cristaux liquides. Ainsi, il permet la mise sous tension de la cellule en fonction du signal de commande.

La matrice active permet alors d'adresser indépendamment tous les pixels. En mettant sous tension une ligne, tous les pixels de cette ligne sont adressables individuellement par l'activation via une colonne, comme cela est illustré sur les planches de la Figure 1.3.

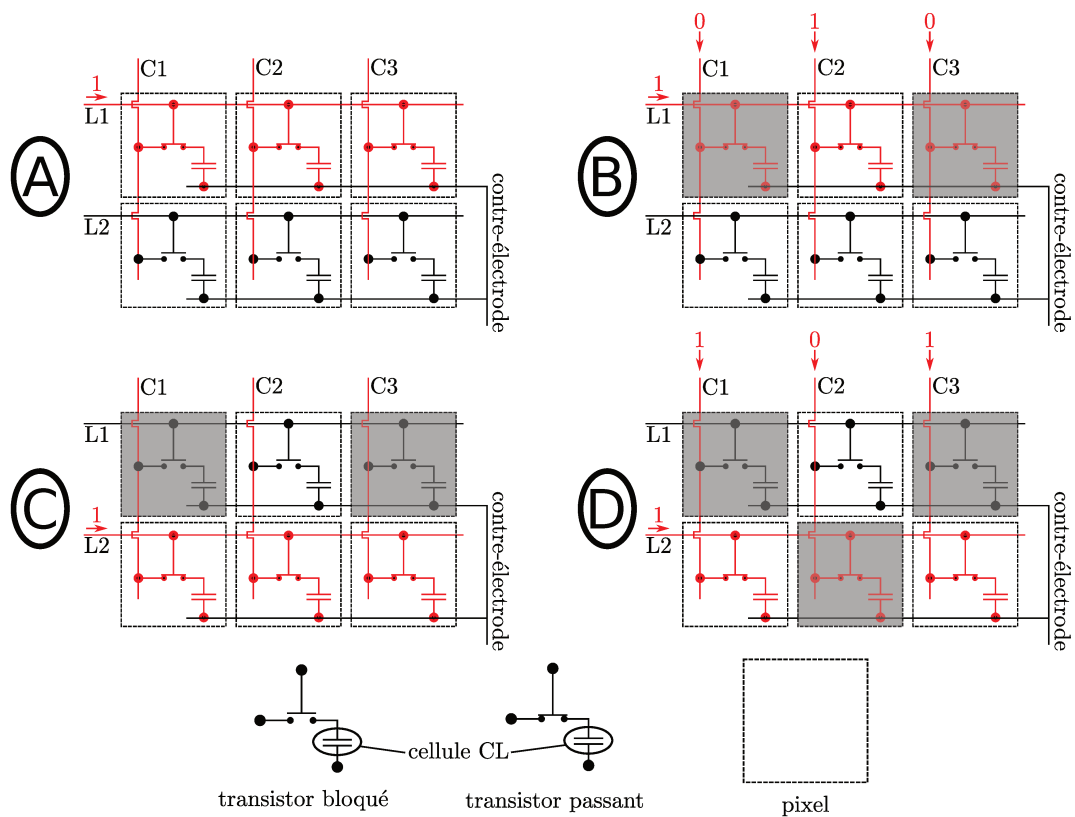


FIGURE 1.3 – Adressage progressif avec une matrice active : exemple avec une matrice 2×3 ; A, sélection de la ligne 1, tous les transistors de cette ligne sont passants; B, N colonnes adressent alors les N pixels de la ligne 1 en apportant l'information "éteint" (0) ou "allumé" (1); C, sélection de la ligne 2, tous les transistors de cette ligne sont passants, ceux de la ligne 1 sont bloqués; D, N colonnes adressent alors les N pixels de la ligne 2, sans changer les états des N pixels de la ligne 1. Avec M lignes, $M \times N$ pixels sont ainsi adressés pour former une image. Grâce à la capacité des cellules de Cristaux Liquides (CL) et aux transistors bloqués, les états des pixels sont maintenus le temps d'adresser tous les pixels, d'afficher l'image complète jusqu'à commencer l'adressage pour la prochaine image à afficher.

Vis-à-vis des spécifications d'un système transparent de qualité ophtalmique, la présence des pistes métalliques et du transistor impactent fortement la transmission de la lumière au travers du pixel.

c) Taux d'ouverture du pixel

La réalisation d'un écran transparent passe par l'amélioration de la transparence de la matrice active. Nous avons pu constater sur la Figure 1.1 que les écrans LCDs s'appuient sur un système transparent. Cette transparence est en fait très faible, comme le montre l'exemple de bilan de transmission optique en Table 1.1, et peut diminuer lorsque la DPI (Dot Per Inch, soit le nombre de pixels sur un pouce) augmente (cf. Figure 1.4).

Composant	Transmission (%)
polariseur	43
filtre coloré	25
Taux d'ouverture (OAR)	80
cristaux liquides	95
analyseur	80
Total (LCD couleur)	5

TABLE 1.1 – Transmissions typiques des composants d'un écran LCD (Source : [3]).

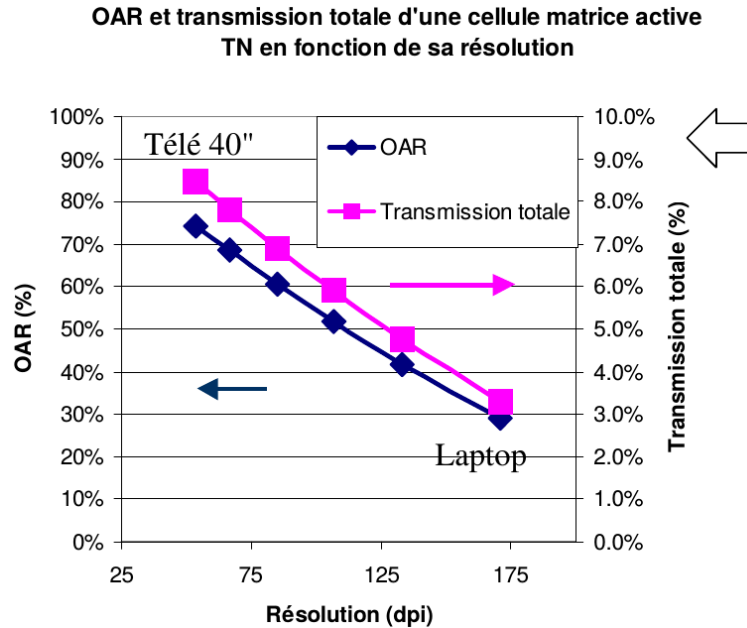


FIGURE 1.4 – Taux d'ouverture de pixel (ou OAR pour Open Aperture Rate) et transmission totale d'une cellule de matrice active (sur silicium amorphe avec des cristaux liquides Twisted Nematic) en fonction de la DPI dans le cas d'un LCD (source : Hugues LEBRUN, Formation Display SID France 2013 [4]).

En effet, pour une même taille d'écran, l'augmentation de la DPI fait diminuer la taille du pixel. Les pistes métalliques (dont la largeur reste supérieure à $2 \mu\text{m}$) et le TFT de la matrice active prennent alors une place de plus en plus importante dans chaque pixel. Le taux d'ouverture du pixel (plus simplement la surface émissive ou transmissive voire surface libre du pixel ou OAR pour Open Aperture Rate) et donc la transmission de la matrice active diminuent.

Pour des applications de type Near-Eye Display, l'écran doit être relativement petit, mais sa résolution doit être importante, sinon l'utilisateur peut être dérangé par la pixelisation de l'information qu'il voit. Les écrans qui nous intéressent sont petits avec une DPI très importante, donc naturellement un OAR faible. Le Tableau 1.2 présente les DPI pour des écrans de différentes tailles (de 1 à 5 cm de hauteur) et de différentes résolutions d'images (du HD au UHD). Nous pouvons vérifier que la DPI est très importante pour des petits écrans à fortes résolutions. Le Tableau 1.3 donne quant à lui les tailles correspondantes des pixels pour ces mêmes écrans et le tableau 1.4 une estimation de leurs OAR si on suppose que la largeur des pistes est de $2 \mu\text{m}$ et que le TFT ne rajoute pas d'ombrage.

		Taille de l'écran (cm)				
		1	2	3	4	5
Résolution	720p (HD)	1829	914	610	457	366
	1080p (FHD)	2743	1372	914	686	549
	1440p (QHD)	3658	1829	1219	914	732
	2160p (UHD)	5486	2743	1829	1372	1097

TABLE 1.2 – DPI pour des écrans de différentes tailles et de différentes résolutions d'images.

		Taille de l'écran (cm)				
		1	2	3	4	5
Résolution	720p (HD)	13,9	27,7	41,7	55,6	69,4
	1080p (FHD)	9,3	18,5	27,8	37,0	46,3
	1440p (QHD)	6,9	13,9	20,8	27,8	34,7
	2160p (UHD)	4,6	9,3	13,9	18,5	23,1

TABLE 1.3 – Tailles de pixels en μm pour des écrans de différentes tailles et de différentes résolutions d'images.

		Taille de l'écran (cm)				
		1	2	3	4	5
Résolution	720p (HD)	79	89	93	94	95
	1080p (FHD)	69	84	89	92	93
	1440p (QHD)	59	79	85	89	91
	2160p (UHD)	43	69	79	84	87

TABLE 1.4 – Facteurs de recouvrement (OAR) pour les écrans des Tables 1.2 et 1.3 en supposant des pistes de largeur $2\ \mu\text{m}$ et des transistors sans impact sur le taux d'ouverture.

Au cours de cette thèse, des prototypes d'écrans OLEDs possédants des transmissions de l'ordre de 50 % ont été présentés par LG [5], Samsung [6], Planar systems [7] ou plus récemment Panasonic [8]. Ces transmissions sont encore trop faibles pour offrir une vision de qualité ophtalmique.

De plus, malgré le peu d'informations concernant ces objets, compte tenu des tailles des écrans et des résolutions modestes affichées, nous pouvons estimer que ces prototypes atteignent ces transmissions en profitant notamment de DPI relativement faibles, de pixels relativement grands et donc de taux d'ouverture de pixel importants. Les solutions qu'ils utilisent ne sont donc pas celles qui nous intéressent. Le financement de [9] par LG et de [10, 11] par Samsung semble indiquer tout de même leur intérêt pour les transistors transparents.

Pour réaliser un petit écran transparent avec une grande résolution, le taux d'ouverture du pixel est le point critique à améliorer. Cela passe par l'obtention de matrices

actives transparentes : une première étape est donc de remplacer les pistes métalliques par des matériaux transparents permettant l'adressage. De façon ultime, il faudrait aussi avoir une électronique transparente, mais nous n'adresserons pas ce point.

d) Objectif et critères

Dans une stratégie visant à développer des technologies innovantes, le projet d'Essilor propose d'utiliser des matériaux diélectriques pour réaliser un adressage optique. Un circuit opto-électronique ou photonique jouerait le même rôle que le circuit électronique dans la matrice active. Le travail de cette thèse constitue une étape vers ce circuit photonique : il s'agit de développer des lignes de commandes photoniques, permettant de sélectionner les lignes de pixels à adresser. La ligne de commande classique des écrans permet d'amener de l'énergie vers les transistors des pixels pour contrôler leur état (bloqué ou passant) (Figure 1.1). Par analogie, de la lumière sera donc délivrée à chaque pixel. Dans chacun d'eux, une photodiode permettra de convertir la lumière en énergie électrique avant le transistor pour conserver le même principe de changement d'état du pixel. Comme chaque ligne réalise la même action, la conception d'une telle ligne permettra de construire une matrice active électro-optique. Il faudra veiller aux problèmes éventuels de diaphotie.

Pour remplir cet objectif, nous établissons deux types de critères, d'une part les critères essentiels pour remplir la fonction de ligne de commande et d'autre part les critères inhérents à la réalisation d'un afficheur tête haute.

La ligne de commande permet la sélection des pixels à allumer ou éteindre en leur apportant un signal électrique (Figure 1.3). Nous allons présenter les critères concernant la ligne de commande optique par analogie avec la ligne de commande électrique. Ils sont au nombre de trois :

- **Injection, propagation dans le plan et illumination hors plan**

La ligne de commande apporte un signal électrique en véhiculant des électrons vers l'électronique des pixels. L'analogie optique directe est l'utilisation du guidage optique, guide planaire ou guide d'onde par exemple. La lumière doit être injectée puis dirigée et guidée dans un plan parallèle à l'écran vers les pixels. Lors de cette propagation, la lumière ne doit pas interagir avec les ondes lumineuses à l'extérieur du plan (ondes transmises par exemple). En plus de cette propagation isolée, la lumière doit pouvoir être délivrée aux pixels en sortant à la normale du plan de propagation. La lumière doit donc alors effectuer un changement de direction de propagation d'un angle de 90° .

Le composant doit ainsi permettre une propagation isolée dans le plan et doit émettre hors de ce plan en plusieurs points.

- **Illumination de même intensité pour chaque pixel**

Dans le cas d'une matrice active électronique, l'une des difficultés couramment rencontrée est la baisse de la tension de commande au fur et à mesure de sa propagation dans la ligne, à cause des pertes liées à la présence des pixels et de leur électronique. Il existe donc des stratégies de compensation dans l'électronique des écrans. Dans le cas des guides d'onde optiques, il existe aussi des pertes par propagation qui peuvent être importantes. On extrait aussi de la lumière ponctuellement sur chaque pixel, ce qui diminue naturellement la quantité de photons disponibles sur la ligne. Mais il sera préférable que l'énergie lumineuse reçue par chaque pixel soit la même : le circuit électronique (photodiode, transistor, capacité de la cellule électrochimique) de chaque pixel fonctionnera avec le même seuil d'intensité ou de tension.

Le composant doit permettre une illumination d'une même intensité le long d'une ligne, pour un grand nombre de pixels (1280 à 3840 pixels, de la qualité HD à UHD).

- **Haute résolution**

Grâce à leur grande taille, les écrans de téléviseur récemment commercialisés atteignent de hautes résolutions d'affichage et des qualités d'images UHD. En réduisant la taille des écrans, il est difficile de retrouver une telle qualité d'image car il faut réduire la taille des pixels et atteindre des densités de pixels importantes (DPI). Malgré de petits écrans, une centaine de téléphones possèdent une haute qualité d'image équivalente au QHD. Dans ce contexte, le composant à réaliser doit permettre un adressage d'une grande densité. Les deux points les plus proches pouvant être adressés par la ligne de commande définissent la taille du pixel et donc la résolution de l'écran. Pour atteindre des images de grande qualité pour des écrans sur des verres de lunettes, la DPI devient très importante et la taille des pixels correspondante est très petite. Si on se fixe une taille de pixels de $10\ \mu\text{m}$, la longueur d'un verre peut contenir environ 5000 pixels et le composant doit permettre des émissions séparées spatialement d'environ $10\ \mu\text{m}$.

Il faut ajouter à cela deux autres critères pour l'application spécifique d'écran transparent pour imageur à tête haute :

- **Transparence et sélectivité en longueur d'onde**

Le composant doit bien évidemment ne pas perturber pour le porteur la vision au travers de l'écran. Il doit donc être transparent dans le visible et apporter peu ou pas de déformations, donc être peu aberrant. Plus précisément le front d'onde de la vision ne doit pas être modifié. Pour cela, le composant ne doit pas réfléchir, diffuser ou diffracter dans le visible. Les structures de celui-ci reposeront donc sur des dimensionnements anti-reflet et seront constituées de matériaux bas indices. Tout en étant transparent dans le visible, le composant doit interagir avec de la lumière pour assurer sa propagation, sa redirection et l'adressage des pixels. Il faut donc travailler avec des structures sélectives spectralement pour adresser avec une gamme de longueurs d'onde hors de celle du visible. Il a été choisi de travailler dans le proche infrarouge, à 850 nm, compte tenu des nombreuses sources et détecteurs existants à cette longueur d'onde. Du fait de la proximité spectrale avec le visible, la sélectivité du composant devra être très importante.

- **Intégration, compacité et efficacité**

Pour l'application visée, il faut aussi considérer que le composant fera partie d'un système embarqué. Cela suppose que le composant et son fonctionnement permettront une bonne intégration afin d'obtenir un système complet compact. La ou les sources de lumière compatibles avec le fonctionnement du composant et de l'écran devront pouvoir être intégrées sans encombre. L'autre point crucial pour un système embarqué est son autonomie énergétique. Si les capacités des batteries portables augmentent, elles n'en restent pas moins finies et les écrans sont très consommateurs en énergie. Pour une consommation modérée de l'écran et maximiser ainsi l'autonomie du système, l'efficacité du composant devra être optimisée.

Ces critères identifiés et établis, nous pourrons les confronter avec les technologies et les solutions présentes dans la bibliographie et ainsi déterminer la ou les structures à étudier et à développer.

Nous verrons d'abord dans la section suivante que, dans l'optique d'obtenir des écrans

transparents, des alternatives à l'adressage photonique, avec des composants électriques transparents, sont possibles.

1.2 Éléments transparents de matrice active

Augmenter l'émission des écrans et la transparence des matrices actives peuvent être recherchés grâce à l'électronique transparente.

Allier une forte conductivité et une forte transparence optique est un problème complexe à résoudre. Pour être transparent, un matériau doit transmettre la lumière visible et donc posséder une bande interdite supérieure à 3,1 eV [12]. Ceci écarte les matériaux métalliques. Avec une telle bande interdite, les porteurs (les électrons et les trous) sont difficilement thermiquement excités de la bande de valence vers la bande de conduction. La conductivité du matériau transparent est alors extrêmement faible.

Dans une approche matériau, une forte conductivité et une forte transparence optique sont recherchées avec les TCOs (Transparent Conductive Oxyde). Typiquement, ce sont des métaux oxydés pouvant supporter un très fort dopage pour déplacer le niveau de Fermi de la bande interdite à la bande de conduction. Celle-ci est alors peuplée par des électrons qui peuvent assurer la conduction. Mais la présence et la concentration de porteurs ne garantissent pas une forte conduction : leur capacité à être accéléré, leur mobilité doit être tout autant importante.

Les TCOs sont connus depuis plus de 100 ans, mais les recherches les concernant se sont développées dans les années 50 puis ont explosé dans les années 70 avec l'arrivée des écrans LCDs plats. L'ITO (oxyde d'indium dopé à l'étain) est le TCO le plus largement utilisé dans l'industrie, majoritairement dans les écrans LCDs (constituant des électrodes transparentes, pour orienter les cristaux liquides par le champ électrique). A ce jour, l'ITO est le meilleur TCO [13] grâce à sa transparence en couches minces, à sa faible résistance, à sa stabilité ainsi qu'à sa réalisation à bas coût avec des techniques de production de masse (PVD) [14, 15].

Avec l'essor des écrans plats, l'indium devient rare ce qui augmente le coût de l'ITO. De nouveaux TCOs [16] sont recherchés et élaborés, afin qu'ils puissent être aussi non toxiques et flexibles [17]. Mais l'amélioration de la mobilité des électrons reste cruciale, pour obtenir des conductivités comparables voire meilleures que celle de l'ITO [12]. Des transistors transparents en oxydes métalliques ZnO et InGaZnO [17] ont ainsi été développés et intégrés dans des prototypes d'écrans e-papers [18], LCDs [19] et OLEDs [9, 10, 11, 20, 21]. D'autres matériaux peuvent être envisageables, comme le graphène ou les nano-fils d'argent (Figure 1.5), mais ils sont beaucoup plus difficiles de mise en œuvre [22, 12].

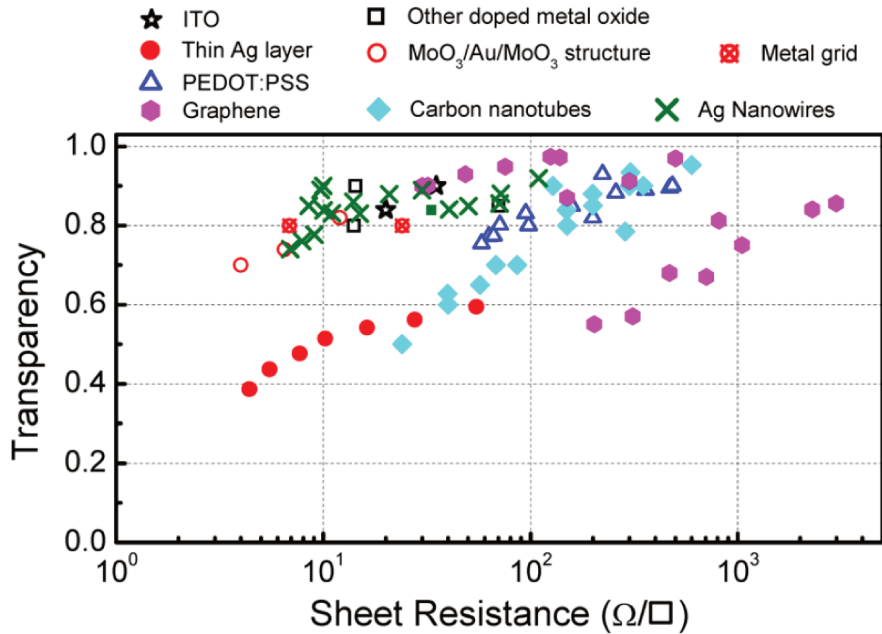


FIGURE 1.5 – Valeurs de transparence dans le visible en fonction de la résistance du film pour différents matériaux conducteurs transparents : ITO, d’autres oxydes métalliques dopés, couches minces métalliques, multicouches diélectrique / métal / diélectrique, poly(3,4-ethylene dioxythiophene) : polystyrene sulfonic acid layers, graphène, nano-tubes de carbone ou nano-fils d’argent. (source : [22])

Obtenir des composants transparents peut-être recherché avec une autre approche, en les structurant pour éviter la moindre réflexion. [23] propose d’effectuer une adaptation d’impédance optique parfaite de tout objet. La méthode développée permet de dimensionner une très fine couche ($\lambda/25$ d’épaisseur pour l’exemple présenté) de méta matériaux pour supprimer la réflexion sur une large bande spectrale. En réalisant une telle couche devant puis derrière un objet, une haute transmission peut être alors atteinte [24]. De manière similaire, des multicouches de TCOs [25] sont réalisées de sorte à obtenir des électrodes dont la transmission approche l’unité, grâce aux interférences entre les couches.

1.3 Adressage optique

Pour adresser une ligne de pixel, il faut délivrer la lumière le long d’une ligne sans interagir avec d’autres ondes lumineuses. Cette propagation isolée peut se faire à l’aide d’un guide d’onde. Le confinement d’un guide d’onde permet d’isoler la lumière guidée et de garder une certaine intensité en limitant les pertes.

La matrice active à concevoir étant constituée de lignes photoniques indépendantes, le circuit photonique à étudier peut être réduit à une ligne. Nous recherchons donc un système réalisant du démultiplexage entre un guide et N points de l’espace. Mais plusieurs guides ou composants peuvent permettre la distribution et la répartition effective de lumière dans un plan. Les ramifications et les croisements de guides dans de tels circuits photoniques sont largement étudiés. Voici quelques exemples de techniques exploitant le couplage évanescent et/ou des interférences pour optimiser ceux-ci.

Dans [26], le couplage évanescent entre guides en silicium est utilisé pour distribuer l’énergie et exciter également des nano-antennes optiques réparties dans un plan. Une

distribution égale est obtenue par le contrôle de la force du couplage en changeant la longueur de la zone de couplage.

La répartition de l'intensité lumineuse peut être aussi réalisée avec plusieurs guides, comme pour l'injection dans des fibres optiques multimodes. Pour augmenter le débit d'informations, les fibres optiques multimodes sont utilisées dans les réseaux de télécommunications. Afin que les informations de chaque mode ne se parasitent pas, les profils spatiaux de ces modes sont différents. L'injection de lumière dans ces fibres doit alors se faire avec différents profils d'intensité grâce à un réseau de guides [27]. Cette technique de multiplexage par répartition dans l'espace semble néanmoins incompatible avec les critères de compacité et de résolution.

L'utilisation d'une matrice faite de plusieurs guides est aussi envisagée. Aux intersections de guides, le confinement latéral n'est plus assuré. [28] utilise un coupleur MMI (multimode interférence) qui crée des interférences pour minimiser le bruit généré par la diffraction d'un guide à l'autre (Figure 1.6).

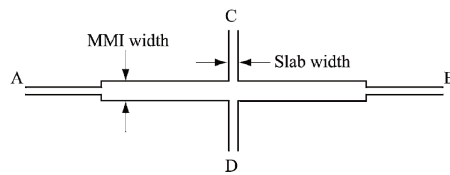


FIGURE 1.6 – Croisement de guides avec coupleur MMI. (source : [28])

[29] utilise aussi le couplage évanescent avec plusieurs résonateurs circulaires identiques pour maîtriser le guidage et les changements de direction. [30] propose de combiner ces résonateurs circulaires avec un réseau de guides ; L'adressage se fait en activant ou pas le couplage par évanescence pour le résonateur visé. Cela est réalisé grâce à des MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) qui changent la distance entre le résonateur et son guide d'accès (Figure 1.7).

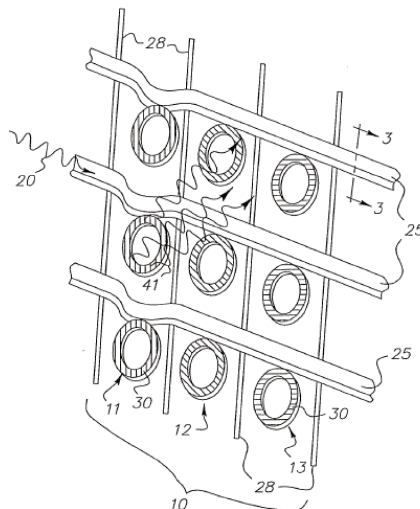


FIGURE 1.7 – Réseau de résonateurs circulaires activables par MEMS. (source : [30])

Ces résonateurs circulaires permettent aussi d'aiguiller des signaux dans une matrice en multiplexant en longueur d'onde. Pour cela, chaque résonateur possède une longueur

d'onde de résonance propre permettant de filtrer, rediriger ou localiser précisément le bon signal [31, 32].

Dans [33], ce sont deux impulsions lasers qui sont utilisées pour localiser le signal au bon endroit du circuit. Le délai entre les deux impulsions est contrôlé afin qu'elles interfèrent à la position du détecteur visé.

Ces techniques permettent certes un adressage dans un plan, mais il faut intégrer un moyen pour illuminer les pixels au plan supérieur.

L'illumination vers les pixels nécessite l'extraction de la lumière, dans une direction normale au plan du guide. Ceci peut être réalisé en exploitant différents phénomènes physiques :

- la diffusion : un objet ponctuel placé à proximité du guide peut perturber le confinement de la lumière et permettre son extraction et son rayonnement dans toutes les directions (Figure 1.8).

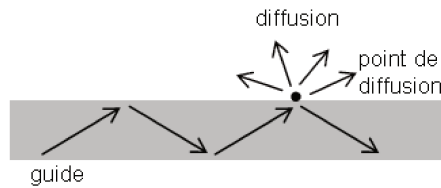


FIGURE 1.8 – Effet d'un point diffusant sur un guide d'onde optique.

- la réflexion : un miroir peut rediriger la lumière vers les pixels. Plus directionnelle que la diffusion, la réflexion serait donc plus efficace (Figure 1.9).

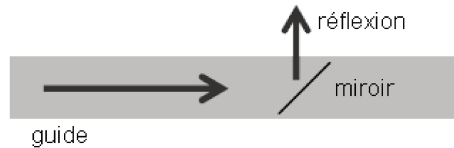


FIGURE 1.9 – Effet d'un miroir dans un guide d'onde optique.

- la diffraction : en organisant de manière périodique des objets diffusants à la proximité du guide, la lumière diffusée en plusieurs points peut interagir constructivement avec elle-même dans une direction. La diffraction à l'aide d'un réseau (Figure 1.10) est donc elle aussi plus efficace que la diffusion mais moins localisée (plusieurs objets contre un seul).

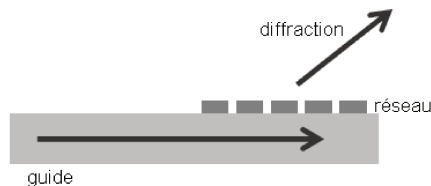


FIGURE 1.10 – Effet d'un réseau en surface d'un guide d'onde optique.

Nous allons maintenant présenter au moins une technique ou une technologie pour chacun de ces trois phénomènes.

a) Diffusion

Guider, répartir la lumière de manière uniforme et la rediriger sont des fonctions déjà réalisées dans les écrans LCDs. Les back-lit rétro-projettent la lumière vers la matrice active et les pixels qui réalisent le filtrage spatial de la lumière pour former une image. Dans sa forme la plus simple, une back-lit est une plaque de verre dans laquelle la lumière est guidée. Celle-ci est injectée soit par une, deux, voire quatre de ses tranches par des lignes de diodes électroluminescentes ou lasers. Des éléments diffusants, des plots, des triangles, des sphères sont gravés dans la plaque de sorte à diffuser de la lumière et illuminer les pixels. Pour que les pixels reçoivent une même intensité de lumière, la disposition de ces éléments est cruciale [34]. En s'éloignant des tranches et donc des sources de lumière, la densité de ces éléments augmente [35]. Recourir à cette technologie ne permet pas de laisser un front de phase intact pour une vision ophtalmique en transmission. De plus, diffuser de la lumière est peu efficace dans une direction unique. Dans notre cas, la diffusion peut amener le signal lumineux à parasiter les lignes ou pixels voisins (diaphotie). Enfin ceci est très peu sélectif en longueur d'onde.

Dans une approche similaire, l'utilisation d'antennes plasmoniques (ou plus généralement les méta-matériaux) est un moyen de rayonner la lumière avec des éléments plus petits que la longueur d'onde. Ceci permet d'obtenir une diffusion plus sélective grâce aux résonances plasmoniques avec des objets imperceptibles (car plus petits que les longueurs d'onde du visible). Néanmoins, étant donné que l'objectif est de supprimer les éléments absorbants de la matrice active, que les résonances plasmoniques sont très peu piquées en longueur d'onde, ceci ne semble pas convenir à notre étude.

b) Réflexion

Rediriger la lumière vers les pixels peut se faire d'une manière plus classique en utilisant la réflexion. Au-dessous du pixel, le guide amenant la lumière peut être ouvert de sorte à présenter une ou plusieurs surfaces inclinées (à 45° par exemple). La lumière guidée est ainsi réfléchiée dans la direction voulue.

La fabrication d'un tel miroir est présentée dans [36] : dans un empilement guidant de GeO_2 : SiO_2 et SiO_2 , une tranchée de $8 \times 8 \mu\text{m}$ est gravée. Une résine positive remplissant la tranchée est ensuite insolée à 45° . La surface inclinée est ensuite métallisée avec de l'or.

Pour réaliser plusieurs connexions optiques indépendantes, [37] présente un dispositif 2D avec deux guides superposés. Dans chaque guide, un trou dont les flans sont obliques est créé par ablation laser. En métallisant les flancs avec de l'or, la lumière guidée va se réfléchir sur les deux surfaces réalisées et passer ainsi d'un guide à l'autre (Figure 1.11).

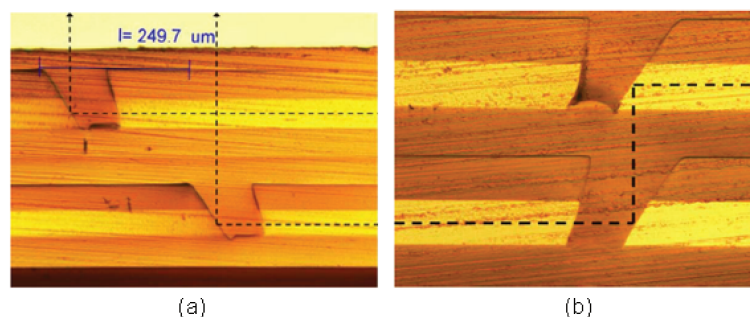


FIGURE 1.11 – Utilisation d'un miroir dans le guide pour extraire la lumière des guides (a) ou la transférer d'un guide à l'autre (b). (source : [37])

Utiliser plusieurs couches et plusieurs guides pour une ligne de commande n'est pas compatible avec la compacité du système et la résolution visée de l'écran. De plus, ces

micro-miroirs sont d'une part métalliques et donc absorbants, d'autre part de relativement grandes tailles : ils ne permettent pas un adressage transparent. Cette structure est de surcroît figée et ne peut servir à faire de l'adressage de pixels pour un afficheur actif.

[38] propose un système optofluidique pour propager et adresser verticalement grâce à des miroirs inclinés. Ces miroirs sont activés par le contrôle de la position d'une bulle d'air ou d'un liquide d'indice en contact avec la surface du miroir (Figure 1.12). La réflexion peut ainsi être activée ou non pour rediriger la lumière verticalement.

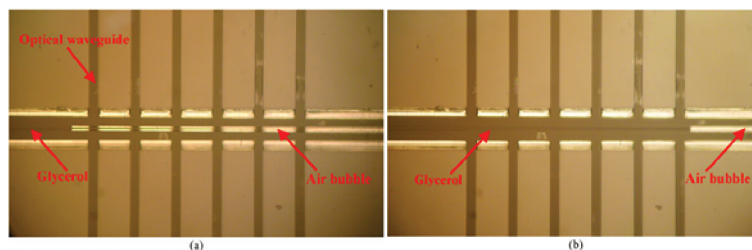


FIGURE 1.12 – Coupleur optique contrôlé par fluide : le miroir est activé par la présence de la bulle d'air (a) et désactivé en présence du glycérol (b). (source : [38])

Une solution active avait été proposée par Essilor ([39]) au travers d'une matrice de miroirs (MEMS par exemple) (Figure 1.13), mais présente potentiellement les mêmes inconvénients que les solutions précédentes.

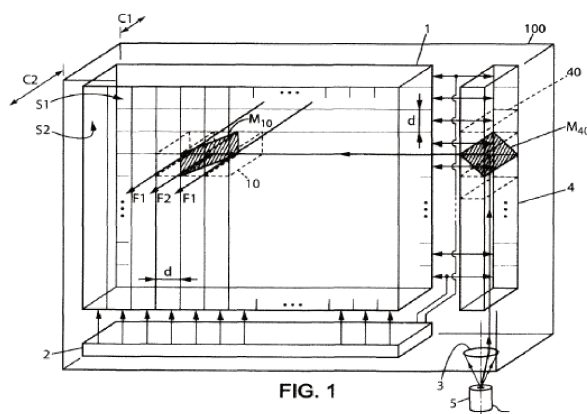


FIGURE 1.13 – Matrice de MEMS contrôlables. (source : [39])

Le problème inhérent à ces micro-miroirs, c'est que ces structures ne sont pas sélectives en longueur d'onde. Elles réfléchiront donc dans le visible et perturberont la vision.

c) Diffraction

Un réseau de diffraction est une structure modifiant la direction de propagation d'un faisceau de lumière selon la longueur d'onde et l'angle d'incidence. La modulation d'indice optique créée par un réseau peut être non décelable si la période de celui-ci est inférieure aux longueurs d'onde du visible. Ce sont alors des réseaux sub-longueur d'onde qui ne provoquent pas de diffraction dans l'air. Des diffractions sont toutefois permises lorsque l'une des ondes rayonnées peut se propager dans un milieu de haut indice. Un guide d'onde peut remplir ce rôle.

La combinaison d'un guide et d'un réseau sub-longueur d'onde permet d'obtenir un nouveau composant : un réseau résonant. Alors que le guide seul isole la lumière qu'il

contient, à la longueur d'onde de résonance, le réseau résonant permet simultanément de coupler de l'espace libre vers le guide et de découpler du guide vers l'espace libre. Le réseau perturbe légèrement le mode guidé et permet un couplage très résonant : ce phénomène est en effet intense et très piqué en longueur d'onde. Ce composant permet donc une extraction efficace, sélective et dirigée de lumière hors du guide. De plus la transparence pourra être obtenue, d'une part grâce à la périodicité sub-longueur d'onde du réseau et d'autre part la réalisation de ces réseaux dans des matériaux présentant de faibles écarts d'indice optique (nous aurons l'occasion de revenir en détail sur le fonctionnement de ces structures).

Cette combinaison permet de réaliser de multiples fonctions (dispersion, conversion, modulation, filtrage et contrôle de fronts de phase guidés [40, 41]). Nous allons répertorier celles qui se rapprochent le plus de la fonction à réaliser.

De nombreuses études de réseaux résonants pour extraire de la lumière hors d'un guide se focalisent notamment sur la problématique des connexions entre une fibre optique et un guide optique intégré. Le confinement des guides optiques intégrés est plus fort (cœur des guides de l'ordre de quelques centaines de nm) que celui des fibres optiques. De plus, l'extraction de la lumière hors du guide par un réseau donne une onde avec un profil d'intensité très asymétrique [42] (intense sur les premières périodes, puis exponentiellement décroissant).

Cette grande différence d'extension spatiale entre les modes des fibres et ceux découplés par les réseaux résonants complique la connexion. Plusieurs moyens ont été présentés pour optimiser le couplage et donc la connexion, en modifiant soit le pas [43], soit le facteur de remplissage [44] ou encore la profondeur des réseaux [45, 46, 47].

Ces travaux nous indiquent que les réseaux résonants peuvent effectuer des émissions efficaces de lumière sur quelques μm , en exploitant finement le jeu de paramètres de ces composants.

L'émission de lumière en plusieurs points spatiaux par des réseaux résonants a fait l'objet de plusieurs publications.

Dans [48, 49, 50], un réseau sub-longueur d'onde avec un guide très épais a été utilisé pour générer un réseau de points lumineux (exemple en Figure 1.14). La lumière se propage en réflexion totale interne dans un guide (qui peut être un simple substrat de verre) dont l'une des surfaces est recouverte par un réseau sub-longueur d'onde. Le pas de ce réseau est fixé en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau (celui de la réflexion totale interne) et l'angle de sortie souhaité. En se réfléchissant sur le réseau, une part de la lumière est découplée et forme un point lumineux. L'angle de réflexion totale interne définit alors l'espacement entre les différents points lumineux. A chacun de ses points, l'intensité de la lumière guidée diminue. Logiquement les intensités des points lumineux diminuent également [48]. Dans [49], 20 points lumineux espacés de 1,1 mm sont obtenus avec un substrat de 0,55 mm (Figure 1.14(a)). Ils sont d'intensités similaires (variation de $\sim 10\%$) grâce à l'augmentation de l'efficacité du réseau le long de la distance de propagation (Figure 1.14(b)).

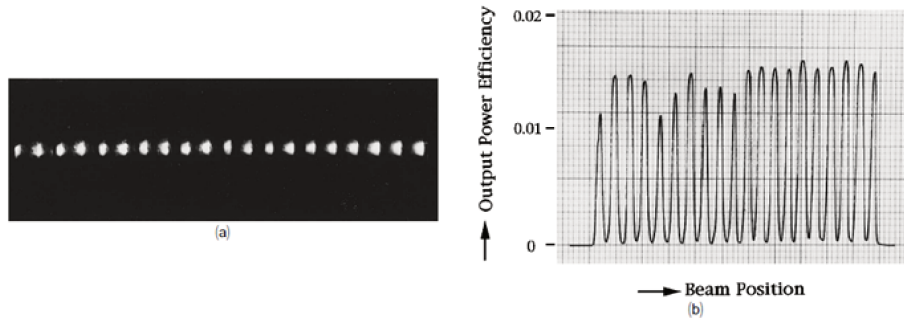


FIGURE 1.14 – Ligne d'extraction de points obtenus avec des réseaux sub-longueur d'onde dans un guide épais (a) et distribution d'intensité le long de la ligne (b). (source : [49])

Cet objet présente l'inconvénient d'autoriser, par l'épaisseur du guide, la diffraction par le réseau d'ordres supérieurs parasites. Avec une approche similaire de guide large, [51] optimise l'efficacité de l'ordre de diffraction utilisé avec des réseaux blazés. Cependant le nombre de points générés (élargissement du faisceau lors des multiples réflexions dans le guide) et la résolution restent limités [48].

L'élargissement du faisceau peut être contourné avec des réseaux résonants pouvant focaliser [52, 53] (cf. analogie avec les lentilles plates [54]), mais cela pénalise la résolution : selon la même analyse que pour les back-lit [35], la taille des réseaux focalisants devient rapidement très grande.

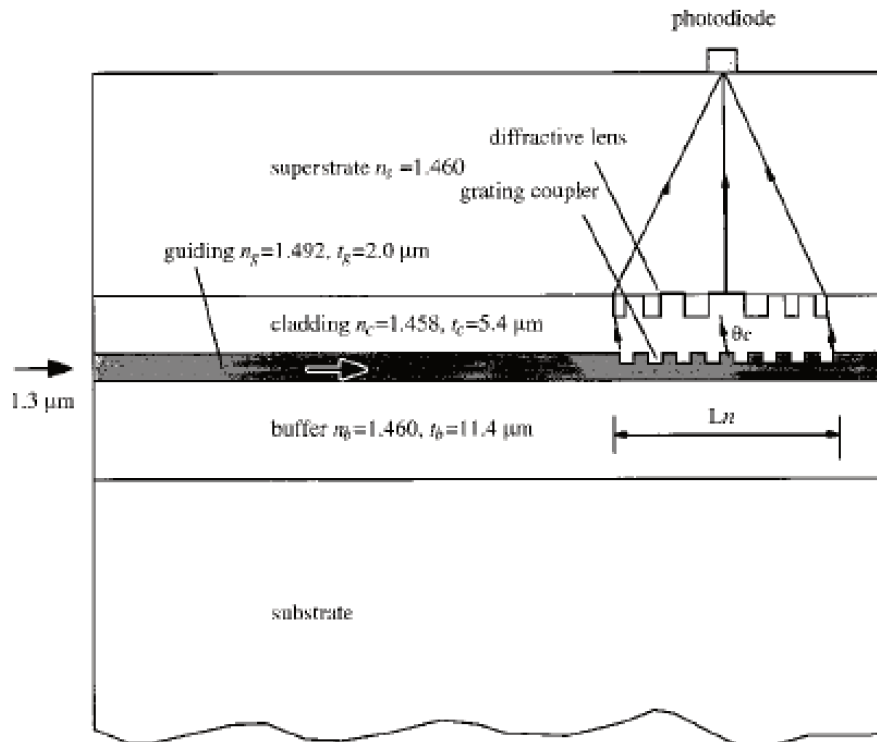


FIGURE 1.15 – Doublet de réseaux de découplage permettant l'extraction focalisée de la lumière confinée dans le guide d'onde. (source : [53])

Déjà mentionné, [26] réalise un imageur 3D avec une approche telle que N nano-antennes adressent N pixels, avec une même longueur d'onde. Pour cela, un circuit pho-

tonique complexe est créé pour adresser dans le plan avec une même énergie des nano-antennes. Ces nano-antennes qui sont en réalité des réseaux résonants permettent l'émission hors du plan du circuit (Figure 1.16). Malgré leur très faible longueur ($3\ \mu\text{m}$), ces réseaux sont tout de même efficaces grâce au grand écart d'indice des matériaux les composant (silicium et air).

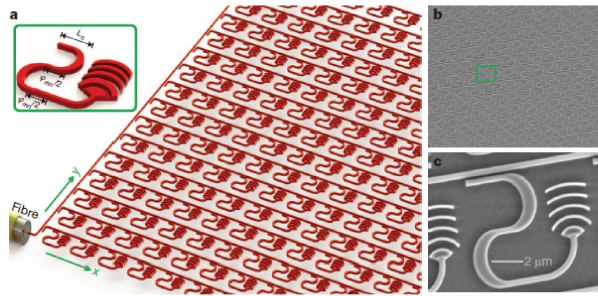


FIGURE 1.16 – Réseau d'antennes : (a) illustration schématique du réseau et zoom sur un "pixel", (b) image SEM de la matrice et zoom sur un pixel de $9 \times 9\ \mu\text{m}$ (c). (source : [26])

Les matériaux utilisés et le dimensionnement effectué par [26] permettent d'atteindre des pixels de $9\ \mu\text{m}$. En revanche la sélectivité n'est pas assurée (réseaux trop courts), la taille des pixels ne peut être conservée en transposant ce système avec des matériaux transparents (indices optiques plus faibles que le silicium) et la complexité du circuit photonique nécessite des technologies très précises, notamment pour les couplages par évanescente.

En effet, pour des raisons théoriques qui seront explicitées ultérieurement, les matériaux faibles indices ne permettent pas d'obtenir des réseaux résonants à la fois courts et efficaces en émission ainsi qu'en filtrage.

Dans une même approche (N petits émetteurs pour N pixels), il faut mentionner aussi [55] qui présente un résonateur circulaire sous forme d'anneau de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre, possédant deux réseaux sub-longueur d'onde (à l'intérieur et à l'extérieur)(Figure 1.17). Le résonateur assure une sélectivité spectrale pour la lumière et les réseaux permettent le couplage et l'émission verticale. Cet élément peut être judicieusement utilisé dans les matrices présentées dans [31, 32]. Mais là encore, le matériau utilisé est le silicium. Avec un matériau bas indice, l'efficacité et la sélectivité ne pourraient pas satisfaire nos critères.

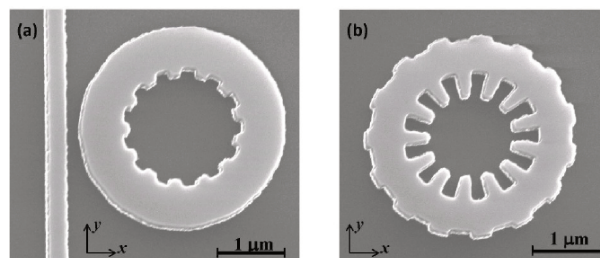


FIGURE 1.17 – Micro-anneau résonant de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre présentant un réseau interne et un réseau externe : (a) réseau interne de $100\ \text{nm}$ de profondeur de dents et externe de $10\ \text{nm}$, (b) réseau interne de $400\ \text{nm}$ et externe de $80\ \text{nm}$. (source : [55])

[56] expose un système pour multiplexer en longueur d'onde plusieurs fibres optiques par une même surface. Pour une plus forte émission des réseaux courts réalisés avec des matériaux bas indices, ces réseaux (1D ou 2D) sont placés aux intersections de plusieurs

guides (Figure 1.18). L'énergie apportée aux réseaux est ainsi plus importante qu'avec un guide. Le système est alors fonctionnel mais reste peu efficace. La sélectivité n'est pas non plus améliorée. De plus, utiliser plusieurs guides reste problématique pour la compacité du composant et la résolution de l'écran.

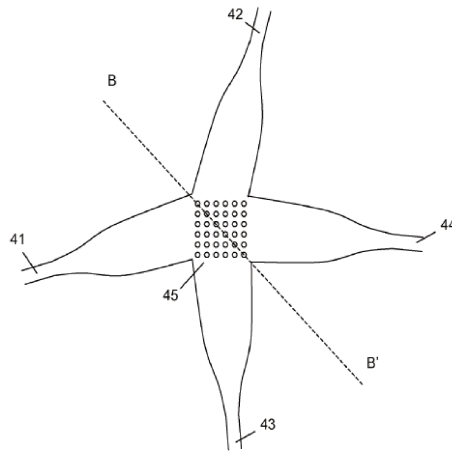


FIGURE 1.18 – Coupleur à réseau 2D entre guides d'ondes. (source : [56])

[57, 58] proposent d'utiliser une nouvelle génération de réseaux résonants : le CRIGF (Cavity Resonator Integrated Guided-mode Filter). Un réseau résonant est placé dans une cavité FP (Fabry-Pérot), constituée de deux réseaux réflecteurs de Bragg. Cette cavité filtre et piège la lumière sous le réseau résonant. La sélectivité et l'exaltation du champ dans la cavité autorisent une réduction de la taille du réseau résonant tout en conservant une émission spectralement fine et efficace. [57] réalise un circuit multiplexeur-démultiplexeur pour deux longueurs d'onde, avec deux CRIGFs possédant de petits réseaux résonants (longueurs inférieures à $10 \mu\text{m}$). En outre, certains ajustements dans le dimensionnement et certaines fonctions des réseaux résonants semblent pouvoir être retrouvés avec le CRIGF [59, 60].

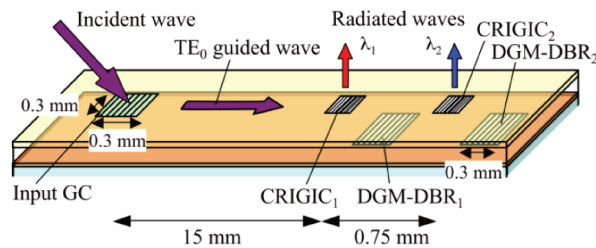


FIGURE 1.19 – Circuit multiplexeur-démultiplexeur pour deux longueurs d'onde. (source : [57])

1.4 Conclusion

Le but de cette thèse est d'étudier la faisabilité et le développement d'un écran transparent à placer sur des lunettes. Nous avons vu que cet écran est relativement petit, avec des pixels de faible taille et une DPI importante. Avec la technologie actuelle des écrans LCD, cet écran a une très faible transmission. Le point faible de cette technologie est l'utilisation d'une matrice active (pistes conductrices métalliques et électronique de commande sous chaque pixels) qui limite considérablement l'ouverture (OAR) de chaque pixel. Nous

avons donc choisi de travailler sur la transparence des pistes conductrices en étudiant une nouvelle voie d'adressage des pixels (optique au lieu d'électrique). Le guide d'onde optique répond à cette problématique. Il faut donc développer le composant permettant d'extraire la lumière du guide là où on le souhaite (pour éclairer la future électronique de commande, opto-électronique cette fois) et avec une intensité similaire pour chaque pixel. Le tout doit se faire sans perturber la vision au travers du composant et sans être perturbé par la lumière ambiante, ce qui pose des contraintes de dimensionnement et de longueur d'onde de travail. Plusieurs voies sont possibles pour cette extraction, chacune liée à un phénomène physique. Utiliser la diffusion ne semble pas le plus pertinent à cause de son absence de directivité et de sélectivité spectrale. L'utilisation de la réflexion est une voie possible, mais ne permet probablement pas de garantir la meilleure compacité et transparence. Nous avons donc choisi de nous tourner vers la diffraction, et dans ce domaine, vers les réseaux résonants.

Les structures à réseaux résonants sont des composants pouvant remplir la fonction que nous recherchons : émission efficace, directionnelle et sélective en longueur d'onde. La combinaison obligatoire des réseaux avec un guide d'onde facilite l'intégration et permet d'obtenir un composant compact. Pour ce qui est de la transparence, elle est d'une part assurée par la périodicité sub-longueur d'onde des réseaux et d'autre part, par l'utilisation des matériaux bas indices. Pour atteindre les résolutions visées avec de faibles modulations d'indices, l'étude et l'élaboration de structures CRIGFs seront nécessaires. Différents schémas devront être explorés : paramètres du CRIGF, simple coupleur, réseaux de coupleurs, avec une ou plusieurs longueurs d'onde.

Chapitre 2

Le CRIGF

Le contexte de l'étude nous impose de travailler sur des substrats transparents avec des faibles contrastes d'indice pour effectuer de l'extraction de lumière. Cela revient à réaliser sur ces substrats de l'optique guidée couplée à de l'optique propagative. Les structures à réseaux résonants ou GMRF (Guided Mode Resonant Filters) correspondent parfaitement à l'ensemble de ces critères.

2.1 Les réseaux résonants

2.1.1 Principe et propriétés

Les réseaux résonants sont la combinaison d'un guide d'onde diélectrique et d'un réseau de Bragg. Dans son ensemble, la structure supporte des modes guidés et possède deux régimes de fonctionnement. Hors résonance, tout se passe comme si le réseau était remplacé par une couche d'indice équivalent et forme avec le guide un empilement équivalent. Les ondes guidées et rayonnées n'interagissent pas. Les ondes dans le guide sont parfaitement guidées, subissant seulement les pertes intrinsèques à la qualité du guide (absorption). Les ondes dans l'espace libre sont réfléchies et transmises par l'empilement équivalent dont on peut déterminer les propriétés par les méthodes habituelles des empilements multi-couches (matrices d'Abeles).

A la résonance, chaque période du réseau de Bragg provoque des pertes au mode guidé résonant de même façon qu'un élément diffusif. Grâce à la périodicité de ses éléments diffusifs, ces pertes seront en phase et vont interférer de manière constructive (diffraction). L'énergie du mode guidé résonant est alors découplée du guide vers un ou plusieurs modes rayonnés. L'interférence entre cette contribution résonante et la réponse moyenne de l'empilement équivalent donne naissance à un pic de réflexion atteignant les 100 %. Ce pic est très fin à la fois angulairement et spectralement.

Il suit la loi de Bragg (2.2) qui lie angle d'incidence et longueur d'onde de résonance :

$$\beta_i - K = \beta_{air} \quad (2.1)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_r} n_{\text{eff}} - \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_r} n_{\text{air}} \sin(\theta) \quad (2.2)$$

avec β_i la constante de propagation du mode guidé, $K_{\text{réseau}}$ le vecteur d'onde du réseau et β_{air} le projeté sur le réseau de la constante de propagation du mode rayonné dans l'air. En explicitant les valeurs de ces constantes, on fait apparaître une relation liant la longueur d'onde de résonance λ_r , la période du réseau Λ , l'angle d'incidence θ et les indices des modes guidé (n_{eff}) et libre (n_{air}). Avec cette formule apparaît l'accordabilité des réseaux résonants : la longueur d'onde de résonance pouvant s'ajuster en fonction de l'angle d'incidence. Sous une incidence normale ($\theta = 0$), la relation (2.2) se simplifie en :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\lambda_r}{\Lambda} \quad (2.3)$$

Cette configuration est tout à fait pertinente comme réflecteur spectral [41] : il est transparent pour toutes les longueurs d'onde à l'exception d'un pic très étroit autour de λ_r . Cette configuration est pourtant à proscrire comme coupleur (où l'excitation de la structure se fait par le mode guidé), car le découplage vers l'espace libre est inefficace. En effet, lorsque l'angle de découplage θ est nul, le mode guidé est efficacement réfléchi sur lui-même. Cet effet contrapropagatif va dominer l'effet de découplage [42]. Cela est illustré sur la Figure 2.1. Hors incidence normale les modes guidés propagatif et contrapropagatif sont chacun couplés à des ondes planes rayonnées obliques différentes (Figure 2.1 à gauche). Ils ne sont pas couplés. A incidence normale, les deux modes guidés se couplent à la

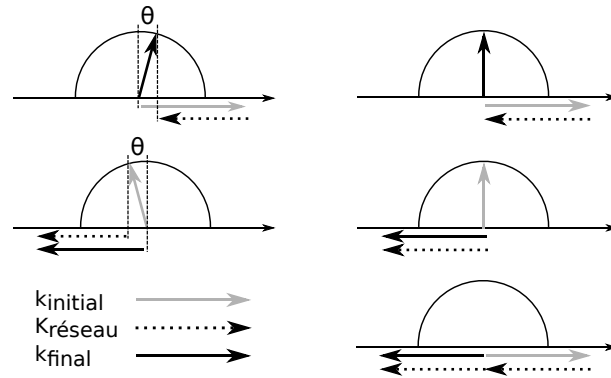


FIGURE 2.1 – Schéma de couplages dans un réseau résonant hors incidence normale (gauche) et à incidence normale (droite). A incidence normale un couplage indirect entre modes guidés propagatif et contre propagatif apparaît (en bas à droite).

même onde plane rayonnée (normale au réseau). Cela crée un couplage indirect entre ces deux modes (Figure 2.1 à droite). Pour un coupleur, en pratique, le réseau est légèrement désaccordé, rendant l'émission oblique.

Le principal attrait de ces objets compacts (quelques couches de matériaux), est la possibilité d'avoir une résonance très forte en intensité et très piquée en longueur d'onde. C'est le réseau, qui module l'indice effectif du mode guidé et qui contrôle les propriétés de cette résonance [61].

Pour un réseau donnant une forte perturbation, c'est à dire une forte modulation de l'indice effectif, le taux de couplage α entre le mode guidé et les modes rayonnés est élevé. Utilisé en réflecteur spectral, cela donnera un pic de réflexion large spectralement. Utilisé comme un coupleur, le mode guidé sera rapidement découplé sur une distance de l'ordre de α^{-1} : l'intensité du mode guidé s'atténue d'une façon exponentielle avec la distance, comme pour le mode rayonné. On obtient ainsi un mode découplé localisé spatialement sur une distance typique de α^{-1} (cf. Figure 2.2, à gauche).

Pour un réseau donnant une faible perturbation (faible modulation de l'indice effectif), α sera faible. Utilisé en réflecteur spectral, cela donnera un pic de réflexion spectralement étroit. Utilisé comme coupleur, la longueur typique de découplage α^{-1} va augmenter. Le profil de découplage devient très asymétrique avec un flanc abrupt suivi d'une décroissance exponentielle très lente (cf. Figure 2.2, à droite).

L'ampleur de la modulation d'indice a donc des conséquences sur les caractéristiques spectrales et spatiales des réseaux résonants. Dans le cas qui nous intéresse, avec une faible modulation d'indice, nous aurons plutôt des étendues spatiales importantes et des résonances spectrales fines.

2.1.2 Ajustement des propriétés du GMRF

Les réseaux résonants peuvent être obtenus grâce à de nombreuses formes de modulation d'indice. Wang et Magnusson les ont clairement identifiées [62] et ont exposé les principales applications en matière de filtre pour l'optique [41, 63] et de capteurs [64]. Ces réseaux diffractants ont été étudiés très tôt (1965 - [65]) car ils ont été rapidement perçus comme des éléments majeurs pour la construction de systèmes optiques intégrés. En effet, ils peuvent servir pour se coupler et se découpler d'un guide : selon le principe inverse de la lumière, une onde plane - un faisceau collimaté en pratique - se propageant dans l'espace libre, arrivant à l'incidence et à la longueur d'onde de résonance, sera diffractée par le réseau et se couplera dans le guide.

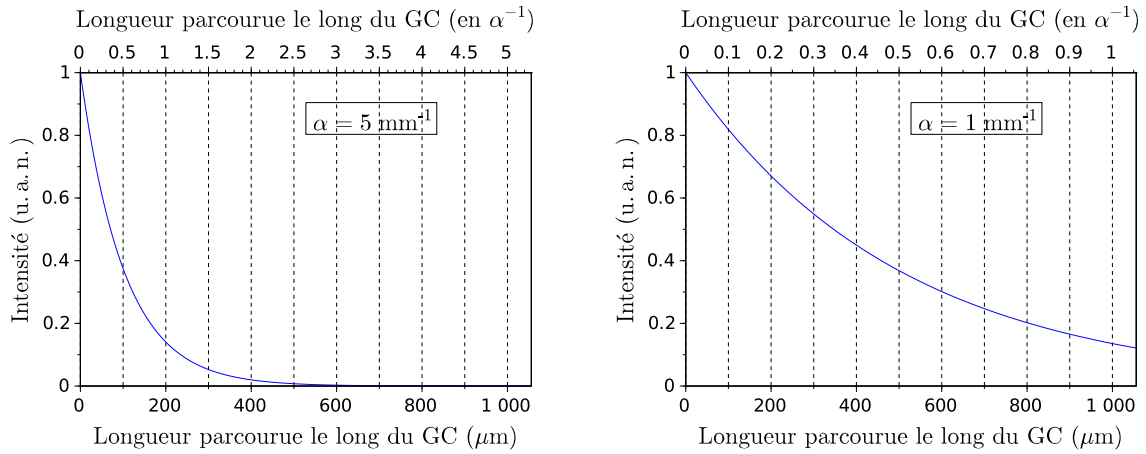


FIGURE 2.2 – Profil d’intensité de l’onde découplée pour une forte modulation d’indice ($\alpha = 5 \text{ mm}^{-1}$, gauche) et une faible modulation d’indice ($\alpha = 1 \text{ mm}^{-1}$, droite). Ces courbes sont obtenues avec le modèle de modes couplés qui sera présenté par la suite.

Les réseaux résonants peuvent ainsi servir de coupleurs, c’est à dire de connexions compactes entre guide et espace libre. Pour contourner certaines limitations des réseaux résonants, des solutions ont été proposées dans ce domaine. En particulier, le couplage d’un guide planaire vers une fibre manque d’efficacité à cause de l’émission bidirectionnelle (vers l’air et le substrat) et du profil en intensité de l’onde rayonnée (asymétrique). En outre, un compromis est nécessaire entre efficacité, taille et acceptation angulaire du réseau.

2.1.2.1 Obtention d’émission monodirectionnelle

Le réseau induit un couplage à la fois vers le superstrat et le substrat : l’émission est bidirectionnelle. Le plus souvent, seule une des deux directions est souhaitée. La façon la plus simple de lutter contre l’émission bidirectionnelle consiste à placer des couches réfléchives de sorte à réfléchir la lumière en phase avec l’autre émission, vers la direction choisie. Les différentes solutions couramment employées sont difficilement compatibles avec un système transparent et compact :

- les miroirs métalliques sont absorbants ;
- les miroirs interférentiels multicouches sont encombrants.

Autre solution, dans le cas d’un empilement asymétrique (où les indices du superstrat n_1 et du substrat n_2 sont différents), il est possible de choisir la période du GMRF Λ de sorte à annuler l’émission dans une des deux directions. L’émission que l’on conservera sera celle dirigée vers le milieu de plus haut indice. Avec un guide tricouche d’indice effectif n_{eff} , avec $n_2 > n_1$, l’émission unidirectionnelle oblique est possible en respectant cette condition [66] :

$$\beta_2 > \beta_i - K > \beta_1 \quad (2.4)$$

soit :

$$k_0 n_2 > k_0 n_{\text{eff}} - K > k_0 n_1 \quad (2.5)$$

Ce qui donne pour Λ :

$$\frac{\lambda}{(n_{\text{eff}} - n_2)} > \Lambda > \frac{\lambda}{(n_{\text{eff}} - n_1)} \quad (2.6)$$

Pour extraire cette émission hors du substrat vers l’espace libre, il est nécessaire d’ajouter un prisme, ce qui n’est pas compatible avec le système ciblé.

Enfin, une forme asymétrique pour les dents du réseaux permet aussi d'améliorer la directionnalité de l'émission (blazing effect : [67, 68]). De manière générale, tout ce qui tend à donner une asymétrie dans le profil vertical du réseau favorise une direction d'émission [69, 26]. En revanche la mise en œuvre technologique de réseaux aux profils asymétriques est nettement plus complexe que celle d'un réseau standard.

2.1.2.2 Contrôle du profil rayonné

En modifiant le coefficient de couplage α le long du réseau il est possible de contrôler le profil en intensité de l'onde découplée. Pour se coupler efficacement dans une fibre, le profil d'intensité de l'onde découplée doit approcher celui d'une gaussienne. Pour cela, [45] propose d'augmenter linéairement la modulation d'indice et donc α , le long du réseau. Malgré la difficulté technique, [46] présente un réseau avec des tranchées de plus en plus profondes dans un empilement $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$, celles-ci étant réalisées à l'aide de faisceaux d'ions et d'un masque mobile. Dans [47] des réseaux similaires en PMMA, de 2 mm de long, ont été réalisés par lithographie électronique en faisant varier la dose d'insolation. Technologiquement, il est cependant plus simple de garder une profondeur constante. Avec cette contrainte, l'approche de [44] peut être exploitée : faire varier α en changeant la période ou le facteur de remplissage du réseau. Cela a été réalisé notamment par [70], qui souligne que ces modifications font évoluer le long du réseau non seulement α mais aussi la phase du découplé. De fait, le faisceau rayonné se déformera au cours de sa propagation.

On comprend ainsi que ces méthodes permettent de maîtriser à la fois le profil d'intensité et de phase de l'onde découplée. En les exploitant, des fonctions optiques supplémentaires sont accessibles, comme la focalisation (à l'aide de lentilles de Fresnel [71, 54]), ou le façonnage du faisceau. Bien que très riches, ces méthodes sont nettement plus difficiles à mettre en œuvre sur de grandes surfaces que de simples réseaux à pas constant. C'est pour cette raison que nous les avons écartées dans cette étude.

2.1.2.3 Compromis efficacité, tolérance et taille

Le compromis entre l'efficacité, la tolérance angulaire, la taille du GMRF et de l'onde incidente est particulièrement visible dans les applications du GMRF au filtrage spectral. Des réflecteurs sélectifs à base de GMRF ont été largement étudiés [72, 73, 74, 75, 76] et plus récemment appliqués à la stabilisation spectrale de diode laser en cavité étendue [77].

Ce qui est recherché dans ces applications c'est une forte sélectivité spectrale, ce qui impose de travailler avec de faibles perturbations. Des réseaux de grandes surfaces et des faisceaux de grandes tailles sont aussi nécessaires pour obtenir une grande efficacité. Suivant l'équation (2.2), ces filtres sont accordables spectralement par l'angle d'incidence. Dès lors l'acceptance angulaire est directement liée à la largeur spectrale : plus le pic est fin spectralement moins le filtre est tolérant angulairement [74, 78].

Dans notre cas où nous devons aussi utiliser des structures à faible contraste d'indice, nous aurons à gérer ce compromis.

Pour le système ciblé, on voit apparaître un problème de dimension si on cherche à exploiter des GMRFs. Ces derniers doivent être étendus pour avoir une certaine efficacité alors que nous allons chercher à obtenir des pixels de petite taille. Dans leur état, les GMRFs ne sont pas directement exploitables pour notre système.

2.1.3 Bilan

Les réseaux résonants sont des objets simples, compacts, qui offrent un filtrage de fort facteur de qualité en exploitant le couplage de modes guidés dans un plan et d'ondes rayonnées hors de ce plan. Les différents paramètres du réseau (forme, longueur, hauteur de la corrugation, facteur de remplissage) permettent de modifier l'efficacité du découplage, le profil de l'onde découplée en intensité et en phase.

Ils peuvent être compatibles avec notre critère de transparence : d'une part le guide peut être réalisé sur un empilement transparent, d'autre part le réseau de couplage étant sub-longueur d'onde il ne perturbe pas la vision hors résonance. De plus, ils permettent un contrôle de la longueur d'onde de résonance et de la direction de découplage.

Cependant, par certains aspects ils ne sont pas compatibles avec un dispositif d'adressage :

- Pour assurer la transparence, la modulation d'indice doit être faible. L'émission ne sera donc efficace qu'avec un réseau d'une certaine taille potentiellement supérieure à celle d'un pixel. Il n'est donc pas possible d'utiliser un GMRF pour adresser chaque pixel d'adressage.
- A l'inverse, il n'est pas non plus envisageable d'utiliser un seul grand GMRF pour adresser simultanément l'ensemble des pixels d'une ligne. Avec un réseau à pas constant, le profil d'intensité est décroissant le long de la ligne. Avec des réseaux à pas variables la réalisation technologique des gradients est complexe sur de grandes distances (cm).

Les réseaux résonants (GMRF) ne peuvent donc pas être utilisés pour adresser un pixel, ou toute une ligne, ou encore une matrice de pixels.

2.2 Le CRIGF : présentation générale

Le principal handicap des GMRF est leur étendue. Pour la réalisation de coupleur optique, cet handicap a été surmonté [79] en les plaçant dans une cavité résonante. Comme nous le verrons, cela permet de conserver leurs principaux avantages (sélectivité spectrale, transparence,...) tout en offrant des tailles extrêmement réduites et des profils découplés symétriques et localisés. Dans ce qui suit, nous allons présenter les principales caractéristiques de ces réseaux résonants en cavité. Nous verrons en particulier qu'ils posent de véritables défis de modélisation. Pour le besoin d'études de conception, nous avons été amenés à développer notre propre modèle. Cela a permis de prévoir et d'expliquer des propriétés modales non explicitées dans la littérature (voir section 2.4.4, page 93).

2.2.1 Structure

Les réseaux résonants en cavité ou CRIGFs (Cavity Resonator Integrated Guided-mode resonance Filters) sont une nouvelle génération de réseaux résonants introduite en 2012 [80]. Ce composant (schématisé Figure 2.3) combine différents réseaux de Bragg sur un guide pour réduire la taille d'un réseau GMRF tout en augmentant sa tolérance angulaire. Pour cela, un GMRF, rebaptisé GC pour Grating Coupler, dont la taille a été réduite à quelques périodes est placé dans une cavité Fabry-Pérot, formée par deux DBRs (Distributed Bragg Reflector). Une zone d'ajustement de phase ou Phase Shift (PS) s'intercale entre les sections du DBR et du GC. Les trois types de sections présentées ont des natures différentes :

- Le GC est un petit GMRF générant un couplage α des modes guidés vers les ondes rayonnées.

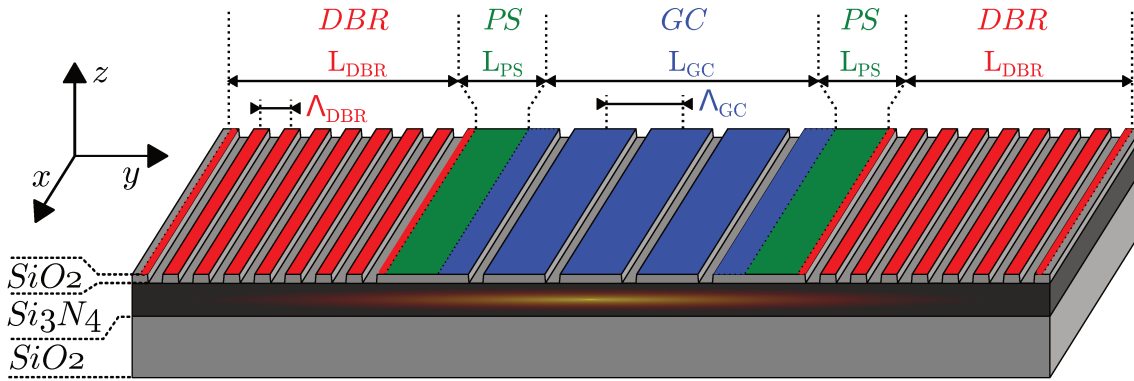


FIGURE 2.3 – Schéma d'un CRIGF sur un guide tricouche $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4\text{-SiO}_2$ avec ses différentes sections : au centre le GC (petit GMRF), avec de part et d'autre les zones de phases PS et les réflecteurs DBRs.

- Les PS, localisées entre les DBRs et le GC, sont des sections de guide sans réseau, où l'onde guidée ne subit ni couplage ni perturbation.
- Les DBRs comme les GMRFs sont des réseaux de Bragg perturbant les modes guidés. Leur période est deux fois plus petite que celle des GMRFs et ils agissent donc comme réflecteur pour les modes guidés.

Le CRIGF a été utilisé de deux façons différentes : comme réflecteur et comme coupleur. En tant que réflecteur, le CRIGF est excité par une onde propagative en incidence normale et focalisée sur le GC. La structure est symétrique avec des DBRs de même taille et de forte réflectivité. Il permet d'obtenir une réflectivité sélective en longueur d'onde avec un fort facteur de qualité. Contrairement aux GMRFs, cela est obtenu conjointement avec une grande acceptation angulaire [[80], [81]]. En tant que coupleur, le CRIGF est excité par une onde guidée au travers d'un des deux DBRs. La structure est alors asymétrique avec le DBR d'entrée partiellement réfléchissant et le deuxième DBR à forte réflectivité[79].

Notre intérêt sera évidemment porté sur l'utilisation en tant que coupleur. Néanmoins, les principes physiques sous-jacents sont les mêmes quelle que soit l'utilisation. Afin de clarifier les explications, nous pourrions prendre la liberté de changer le point de vue descriptif pour une meilleure adaptation à la situation.

2.2.2 Principe

Une onde incidente, de longueur d'onde λ_r , se propageant dans l'espace libre vers le CRIGF, sera couplée par le GC vers les modes du guide. Ceux-ci sont piégés entre les deux DBRs qui forment une cavité Fabry Péro. Les modes guidés effectuent des aller-retours dans la cavité et à chaque passage sous le GC, ils sont découplés vers l'espace libre. Ces allers-retours donnent un effet cumulatif qui permet d'obtenir une grande interaction entre le GC et les modes guidés et par conséquent une réflectivité efficace et étroite spectralement.

De plus, l'effet de cavité augmente la tolérance angulaire du GC seul [77, 81]. Cela tient au fait que l'onde incidente se couple dans le guide à des modes guidés stationnaires et non pas à des modes guidés propagatifs.

Pour illustrer cette différence nous réalisons l'expérience de pensée schématisée sur la

Figure 2.4. Pour faire varier l'ouverture angulaire de l'onde incidente et de l'onde réfléchi, nous considérons une onde plane passant par un diaphragme de diamètre variable : plus le diamètre sera petit, plus l'ouverture angulaire sera grande.

Pour le GMRF[82], l'onde incidente est couplée vers les modes guidés qui se propagent sur une longueur typique α^{-1} , avant d'être finalement découplée. On distingue alors trois situations selon le diamètre du diaphragme : avec un diamètre bien supérieur à α^{-1} , le découplé est toujours contenu dans le diamètre du diaphragme et donc dans l'ouverture angulaire du faisceau réfléchi. Le GMRF est au maximum de son efficacité. Si le diamètre est de l'ordre de α^{-1} , une part de l'énergie est découplée hors du diaphragme, elle n'est pas récupérée dans l'ouverture angulaire du faisceau réfléchi. La réflexion du GMRF est moins efficace. Avec un diamètre inférieur à α^{-1} , une part importante de la lumière découplée est hors du faisceau incident, la réflexion par le GMRF devient donc très faible. En conclusion, pour un GMRF, la taille typique de l'onde incidente pour une réflexion efficace est de l'ordre de α^{-1} . De manière équivalente l'ouverture angulaire va être proportionnelle à α , tout comme la largeur spectrale. Ces deux grandeurs évolueront conjointement.

Avec le CRIGF, ces deux grandeurs ne sont plus directement liées. Comme précédemment la largeur spectrale reste proportionnelle à α . En revanche le maximum d'efficacité est obtenu lorsque le diamètre du diaphragme correspond à la taille de la cavité.

On distingue toujours trois situations selon le diamètre du diaphragme : avec un diamètre bien supérieur à la longueur de cavité $L_{\text{cavité}}$, seule la partie centrale recouvrant le GC sera couplée et réémise vers le faisceau réfléchi. La part du faisceau incident hors du GC sera perdue car non couplée. L'efficacité du CRIGF en sera réduite d'autant. Si le diamètre est de l'ordre de $L_{\text{cavité}}$, l'énergie incidente est couplée de manière optimale et réémise à l'intérieur du diaphragme. Toute la lumière réémise est contenue dans l'ouverture angulaire du faisceau réfléchi. Cette situation correspond donc à l'efficacité maximum.

Avec un diamètre inférieur à $L_{\text{cavité}}$, l'onde incidente ne se couple qu'à une partie du GC, ce qui est moins efficace que précédemment. De plus, l'onde est réémise sur toute la longueur de la cavité et seulement une partie se retrouve dans le diamètre du diaphragme. L'efficacité du CRIGF est à nouveau réduite. En conclusion, pour le CRIGF, la taille typique de l'onde incidente est fixée par la longueur de la cavité $L_{\text{cavité}}$. L'ouverture angulaire est donc proportionnelle à $1/L_{\text{cavité}}$.

Classiquement on choisit $L_{\text{cavité}}$ nettement plus petit que α^{-1} ce qui permet d'obtenir une ouverture angulaire nettement plus grande pour le CRIGF que pour le GMRF équivalent de même finesse spectrale. De façon équivalente, pour les mêmes performances spectrales il est possible de réaliser des CRIGFs plus petits que les GMRFs.

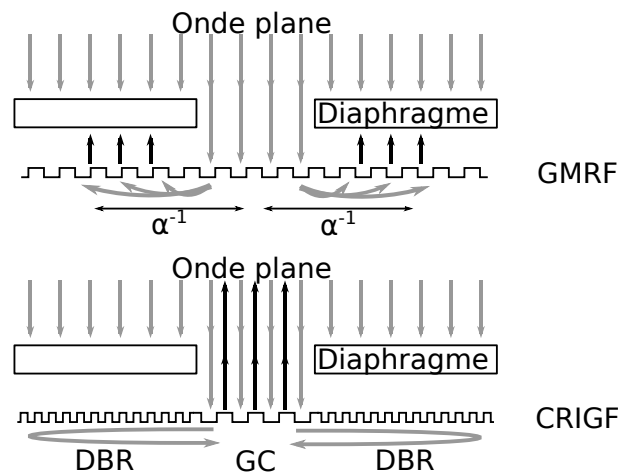


FIGURE 2.4 – Réflexion d'une onde plane diaphragmée, sur un GMRF et sur un CRIGF.

2.2.3 Paramétrage

Nous présentons ici les paramètres constitutifs du CRIGF que nous détaillerons selon les trois types de zones à considérer.

Le réseau central n'a rien de différent des réseaux résonants décrits précédemment. L'avantage est de réduire sa taille à quelques périodes tout en gardant son efficacité de découplage et de filtrage. Dans l'absolu, le GC peut être constitué d'une seule période, et si sa taille est de l'ordre de α^{-1} , l'intérêt du CRIGF est perdu car on se retrouve avec les performances et limitations d'un réseau résonant. Sa longueur est notée L_{GC} . Le GC possède donc les propriétés décrites dans la partie 2.1. Dans le cas présent, une émission verticale à λ_r est recherchée, la période Λ_{GC} est donc choisie telle que :

$$\Lambda_{GC} = \frac{\lambda_r}{n_{\text{eff}}} \quad (2.7)$$

Le profil du réseau est une répétition périodique d'une perturbation élémentaire : un trou rectangulaire. Le facteur de remplissage f est défini ici comme le rapport entre la taille de cette perturbation et la période Λ_{GC} . Lorsque le facteur de remplissage est différent de 0,5, un couplage de second ordre apparaît au sein du GC donnant un effet DBR parasite.

Les DBRs doivent agir comme des réflecteurs pour localiser les modes guidés sous le réseau central GC. Pour cela, on choisit leur période Λ_{DBR} telle que :

$$\Lambda_{DBR} = \frac{\lambda_r}{2n_{\text{eff}}} = \frac{\Lambda_{GC}}{2} \quad (2.8)$$

Un réseau de cette période crée un couplage direct entre les modes propagatifs a et les modes contrapropagatifs b , par le biais de l'ordre -1 du réseau. Cela correspond à la loi de Bragg suivante :

$$\beta_a - K_{DBR} = \beta_b \quad (2.9)$$

et comme $|\beta_b| = -|\beta_a|$ (modes dégénérés contrapropagatifs) :

$$2|\beta_a| = K_{DBR} \quad (2.10)$$

soit, étant donné que $\beta_a = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda_r$:

$$2 \times \frac{2\pi}{\lambda_r} n_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\Lambda_{DBR}} \quad (2.11)$$

D'où :

$$\Lambda_{DBR} = \frac{\lambda_r}{2n_{\text{eff}}} \quad (2.12)$$

La réflectivité des DBRs croît avec sa force de couplage (proportionnelle à la modulation d'indice) et avec la longueur du réseau L_{DBR} .

Les PS sont utilisés pour mettre tout le système en résonance. Ils permettent d'ajuster une résonance de la cavité Fabry-Pérot formée par les DBR, avec la résonance du GC.

Le CRIGF est ainsi constitué de trois structures résonantes couplées entre elles (GC + 2 DBRs). La conception d'un CRIGF ou d'un système composé de plusieurs CRIGFs couplés nécessitera une méthode de modélisation rapide et efficace.

2.2.4 Modélisation : Méthodes existantes

Il existe un grand nombre de méthodes dédiées à l'étude de systèmes photoniques. Nous présenterons succinctement les deux méthodes les plus adaptées à notre problème en soulignant leurs limitations. Face à ces limitations, nous avons développé un modèle ad hoc afin de mener nos études paramétriques.

2.2.4.1 RCWA ou méthode modale de Fourier

La Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA) ou méthode modale de Fourier est une méthode fréquentielle de résolution des équations de Maxwell [83, 84]. Elle se fonde sur une décomposition en série de Fourier de la constante diélectrique ϵ , de la susceptibilité magnétique μ et des champs électro-magnétiques (\vec{E} et \vec{H}). C'est une méthode rigoureuse car elle permet la résolution stricte des équations de Maxwell sur la base des harmoniques de la structure étudiée. En pratique, il faut cependant effectuer une troncature harmonique pour restreindre le système d'équations à une taille finie.

Modéliser le CRIGF pose cependant des problèmes avec cette méthode : cette structure comporte plusieurs réseaux de tailles bien finies ayant chacune des périodes différentes. La décomposition en série de Fourier du CRIGF va donc nécessiter un grand nombre d'harmoniques et va augmenter grandement les temps de calculs. De plus cette méthode ne peut modéliser qu'une chaîne infinie de CRIGFs couplés et non pas un CRIGF isolé. Cela est réhhibitoire pour notre étude paramétrique d'un CRIGF voire d'un système de plusieurs CRIGFs.

Des progrès notables ont cependant été effectués pour la modélisation de structure isolée à l'aide de la méthode développée par [81] courant 2015. Cependant, la mise en œuvre de ces améliorations est lourde et consommatrice en temps de calcul. Cette nouvelle méthode limite l'étude aux structures dont la taille est typiquement de l'ordre d'une centaine de microns.

2.2.4.2 FDTD

La Finite Difference Time Domain (FDTD) [85] est une méthode de résolution temporelle des équations de Maxwell discrétisées dans l'espace et le temps. Il est possible de modéliser des sources et des structures arbitraires (par exemple avec un réseau à façon en Figure 2.5,[70]) éventuellement isolées. Elle est particulièrement adaptée à l'étude de petits objets complexes (cavités nano-photoniques). Cependant, elle nécessite l'emploi d'un maillage dédié (maille de Yee [86]) présentant des échantillonnages spatial et temporel très fins et réguliers. Cela est nécessaire afin que les solutions de ces équations discrétisées convergent vers les solutions physiques des équations de Maxwell continues. En général, le pas est choisi nettement inférieur à la plus petite structure pertinente dans la cellule de calcul (une dent des réseaux dans le cas des CRIGFs). Le nombre de pas de discrétisation dans une dimension évolue ainsi comme le ratio entre la taille totale du système et la plus petite structure. Le volume et le temps de calcul évoluent comme ce ratio à la puissance 4 pour une simulation 3D. Le cas des CRIGFs est particulièrement défavorable car ce ratio entre la plus petite structure (100 nm environs) et la taille totale du système (de plusieurs centaines de microns jusqu'au millimètre) est très élevé. Il rend les simulations 3D inaccessibles, et nous impose de nous limiter à des simulations 2D.

Néanmoins ces simulations 2D présentent encore des temps de calcul trop importants pour des études paramétriques rapides.

2.3 Le CRIGF : modèle de Modes Couplés

Compte tenu des limitations des méthodes existantes au début de notre étude, nous avons développé un modèle dédié. Ce modèle est simple, rapide et retranscrit fidèlement les propriétés spatiales et spectrales des CRIGFs étudiés. Il est bien adapté aux structures

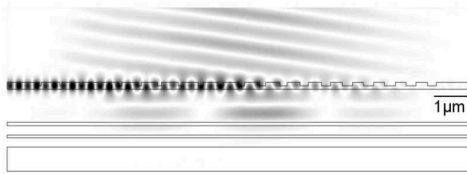


FIGURE 2.5 – Image de modélisation FDTD affichant le champ électrique découplé par un réseau non périodique (tirée de [70]).

utilisées comme coupleur (c'est à dire excitées par les modes du guide). Néanmoins il faut prendre certaines précautions (cf. page 102) pour l'étude des structures utilisées en tant que réflecteurs (c'est à dire excitées par les ondes rayonnées).

2.3.1 Présentation Générale

Sur la base du modèle décrit dans [79], nous avons développé une méthode de modes couplés très simple (elle ne comprend que deux modes) qui permet de rendre compte de beaucoup des propriétés du CRIGF. Celle-ci sera bien adaptée à des études systématiques nécessaires à la conception. C'est une méthode harmonique : elle permet de décrire le comportement du CRIGF en régime permanent pour une longueur d'onde donnée. Les propriétés spectrales sont obtenues en répétant le calcul longueur d'onde par longueur d'onde.

Par rapport à l'état de l'art, elle permet de décrire l'impact du positionnement précis des différents réseaux, les uns par rapport aux autres, et par rapport aux modes guidés stationnaires excités dans la structure. Elle permet de plus de décrire les propriétés spatiales des modes rayonnés ou réfléchis par le CRIGF. Le principe de la méthode est de résoudre les équations de modes couplés dans chaque section du CRIGF. Cela permet de déterminer pour la section sa matrice de transfert (ou de façon équivalente de diffusion) décrivant la propagation des modes guidés au travers de cette section. Un produit matriciel permet ensuite d'obtenir la matrice de transfert du CRIGF complet. Dans une dernière étape, cette matrice de transfert est convertie en une matrice de diffusion, plus adaptées aux conditions aux limites rencontrées en pratique.

Comme cela est schématisé sur la Figure 2.6, nous considérons deux modes guidés contrapropagatifs, a et b , qui se propagent respectivement selon $+y$ et $-y$ sur une distance L au sein d'une section donnée du CRIGF. Les ondes optiques ψ_a et ψ_b , contenant l'amplitude complexe (respectivement $a(y)$ et $b(y)$) et la porteuse ($e^{-j\beta_a y} e^{j\omega t}$ et $e^{-j\beta_b y} e^{j\omega t}$) des modes considérés sont exprimées de la façon suivante :

$$\begin{cases} \psi_a(x, y, z, t) = a(y)\Gamma_a(x, z)e^{-j\beta_a y} e^{j\omega t} \\ \psi_b(x, y, z, t) = b(y)\Gamma_b(x, z)e^{-j\beta_b y} e^{j\omega t} \end{cases} \quad (2.13)$$

où $\Gamma_a(x, z)$ et $\Gamma_b(x, z)$ sont les profils transverses du champ, β_a et β_b les constantes de propagation et ω la fréquence angulaire. Notons également que dans notre cas, $\Gamma_a(x, z)$ et $\Gamma_b(x, z)$ sont identiques et $\beta_b = -\beta_a$.

Dans la suite, nous nous intéressons seulement à la dépendance en y et nous laissons de côté l'évolution temporelle et les profils transverses. Seules les parties variables selon y sont prises en compte. Nous obtenons ainsi pour les modes a et b les expressions de leur amplitude respective $a(y)$ et $b(y)$, qui sont lentement variables le long de l'axe de propagation y :

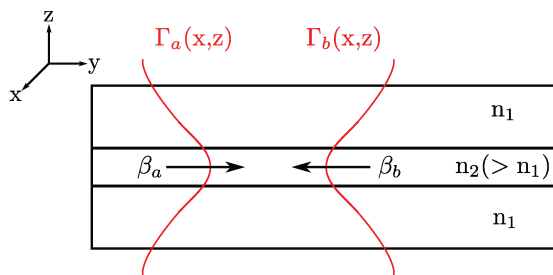


FIGURE 2.6 – Schéma présentant la base de notre modèle avec deux modes guidés dégénérés a et b , se propageant en $\pm y$, avec leurs constantes de propagation β_a et β_b , leurs profils transverses $\Gamma_a(x, z)$ et $\Gamma_b(x, z)$.

$$\begin{cases} \Psi_a(y) = a(y)e^{-j\beta_a y} \\ \Psi_b(y) = b(y)e^{-j\beta_b y} \end{cases} \quad (2.14)$$

Dans notre modèle, les champs sortant V_{out} seront exprimés en fonction des champs entrant V_{in} :

$$V_{out} = S \times V_{in} \quad (2.15)$$

avec

$$V_{out} = \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}, \quad V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

où S est une matrice de diffusion 2×2 (ou scattering en anglais) qui décrit l'action des différents couplages sur la propagation des modes guidés (selon les conventions de [87]). De manière équivalente les champs à gauche sont calculés en fonction des champs à droite par le biais d'une matrice de transfert T :

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix} = T \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

La Figure 2.7 résume graphiquement la démarche suivie pour obtenir la matrice S_{CRIGF} du système entier à partir des matrices de chaque section.

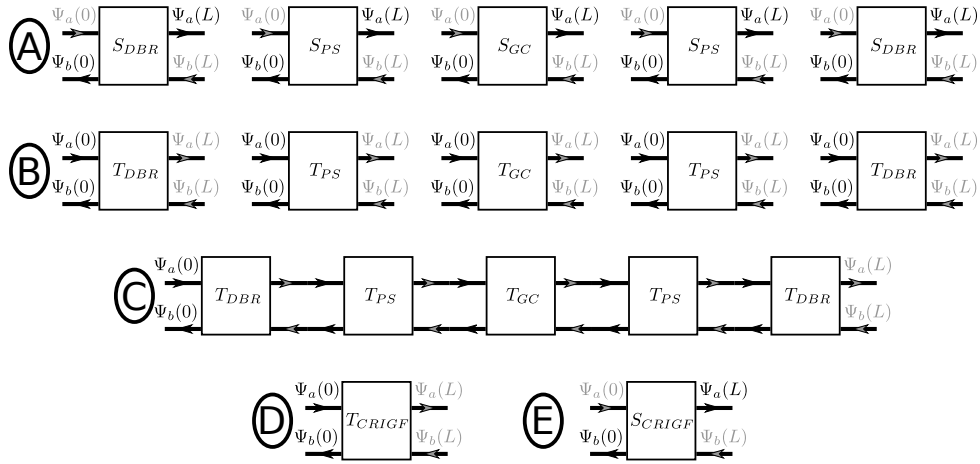


FIGURE 2.7 – Méthode pour obtenir la matrice S_{CRIGF} : A, écriture indépendante des matrices de diffusion pour chacune des sections ; B, Conversion en matrices de transmission ; C, multiplication des matrices de transmission pour obtenir D, la matrice de transmission du CRIGF ; E, conversion en matrice de diffusion. En gris, champs entrant, en noir, champs sortant.

Nous nous limiterons à trois types de couplages pour chaque section (cf. Figure 2.8) :

- χ , le couplage contrapropagatif direct, entre les deux modes guidés ;
- α , le découplage des modes guidés vers tous les modes radiatifs possibles ;
- κ , le couplage contrapropagatif indirect, par le biais de couplages avec les modes radiatifs ;

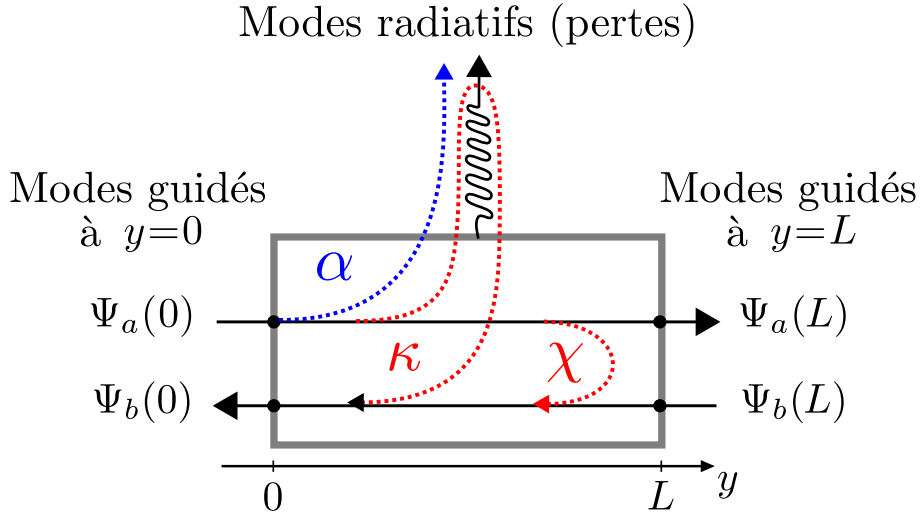


FIGURE 2.8 – Schéma des couplages pris en compte dans le modèle : les deux modes contrapropagatifs a et b (avec les champs respectifs Ψ_a , Ψ_b) sont découplés vers les modes radiatifs (flèche bleu, coefficient α) et couplés l'un à l'autre directement (flèches rouges, coefficient χ) et indirectement via une interaction avec les modes radiatifs (flèches rouges, coefficient κ).

Dans la section de phase (PS) le système correspond au système non perturbé, il n'y a aucun couplage ($\chi = 0$, $\kappa = 0$, $\alpha = 0$). Dans la section des réflecteurs (DBR) seul le couplage contrapropagatif est présent ($\chi \neq 0$, $\kappa = 0$, $\alpha = 0$). Dans la section de réseau de couplage (GC) tous les couplages peuvent être présents ($\chi \neq 0$, $\kappa \neq 0$, $\alpha \neq 0$).

Notre méthode reposant sur une approche perturbative, la première étape consiste à résoudre le système non perturbé. Dans notre cas, il s'agit de déterminer pour une longueur d'onde fixée les vecteurs propres et valeurs propres du guide de départ, c'est à dire le profil des deux modes guidés dégénérés propagatif (Γ_a) et contrapropagatif (Γ_b), ainsi que leur constante de propagation (β_a et β_b).

La deuxième étape consiste à déterminer la valeur des coefficients des couplages induits par les différents réseaux de la structure.

La troisième et dernière étape consiste à résoudre pour chaque section le système d'équations couplées obtenu.

Dans la littérature, les coefficients de couplages sont le plus souvent considérés réels [88, 89, 79]. Cependant cela ne permet pas de décrire précisément notre structure. Nous devons considérer pour cela des coefficients complexes. Ces coefficients complexes peuvent se calculer à partir des coefficients réels. De même les solutions des équations couplées avec ces coefficients complexes se déduisent des solutions obtenues des mêmes équations avec des coefficients réels.

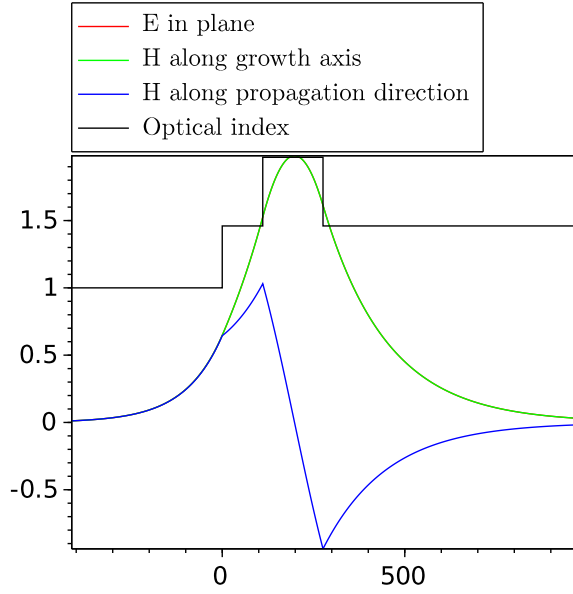
Nous présenterons donc d'abord le calcul des coefficients réels et la résolution des équations avec ces coefficients. Puis les coefficients complexes seront calculés et nous résoudrons les systèmes d'équations à coefficients complexes.

2.3.2 Calcul du mode guidé non perturbé

L'empilement de couches constituant la structure non perturbée doit former un anti-reflet (pour améliorer la transmission des ondes hors résonance) et comprendre un guide monomode. Le mode guidé et sa constante de propagation β ou son indice effectif n_{eff} ($\beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_{\text{eff}}$) sont déterminés par un solveur de modes¹ développé dans l'équipe (Olivier Gauthier-Lafaye) sous Scilab [90].

La Figure 2.9 présente les résultats de la recherche de mode guidé en polarisation TE à $\lambda_r = 850$ nm pour l'empilement de [77]. Le profil d'indice de l'empilement est représenté en noir (échelle verticale, à gauche) et les profils des champs non nuls en couleur. La part d'énergie dans chacune des couches est donnée en pourcentage dans le Tableau en bas à droite. L'indice effectif de ce mode guidé est de $n_{\text{eff}} = 1,650$.

1. Toolbox Scilab "Electromagnetics"



$pol.TE, n_{eff} = 1.650$

<i>layer</i>	<i>overlap</i> (%)
1	2.29
2	13.79
3	59.65
4	24.27

FIGURE 2.9 – Profil d’indice (en noir) de l’empilement [77] et profils du champ guidé à 850 nm (SiO_2 , épaisseur 111 nm, Si_3N_4 , épaisseur 165 nm sur un substrat de SiO_2 , avec les indices suivants $n_{\text{SiO}_2} = 1,46$, $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1,97$).

Cet indice effectif correspond à l’indice de réfraction des modes se propageant dans le guide non perturbé. Dans le modèle, les ondes vont donc se propager dans un milieu 1D avec un indice de réfraction n_{eff} .

2.3.3 Calcul des coefficients de couplage

Les calculs des coefficients de couplage α , κ d’une part et χ d’autre part sont différents. Nous distinguons en effet ces couplages à l’aide de la notion de couplage élémentaire, liant directement un seul mode à un seul autre.

Le calcul des couplages α et κ est délicat car ces derniers font intervenir les ondes rayonnées dans l’air et le substrat. La méthode de résolution que nous utilisons élimine ces ondes pour ne garder que les deux modes guidés [79]. Les coefficients α et κ apparaissant lors de cette résolution rassemblent ainsi plusieurs couplages élémentaires entre les modes guidés et les différentes ondes rayonnées.

Le calcul du couplage χ ne pose pas de difficulté notable : c’est un couplage élémentaire entre le mode guidé propagatif et le mode guidé contrapropagatif.

Nous allons donc dans un premier temps établir l’expression générale des coefficients de couplage élémentaires ρ . Puis dans le cas bien précis des coefficients de couplage réels, nous fournirons une expression plus complète.

Nous détaillerons ensuite le cas du couplage contrapropagatif χ . En ce qui concerne α et κ , leur expression exacte en fonction des différents couplages élémentaires apparaîtra plus tard lors de la résolution des équations de couplage du GC (équations (2.56) et (2.57), page 70).

a) Terme de couplage élémentaire $\rho_{\mu,\nu}$

Le terme de couplage élémentaire $\rho_{\mu,\nu}$ induit par un réseau de vecteur d'onde K entre les modes propres du système non-perturbé ν et μ prend la forme :

$$\rho_{\nu,\mu} = \rho_{\nu,\mu}^{(m)} \times e^{-jmKy} \quad (2.18)$$

où $\rho_{\nu,\mu}^{(m)}$ est le coefficient de couplage qui traduit l'efficacité du couplage et e^{-jmKy} la porteuse spatiale qui traduit la conservation de l'impulsion lors du couplage. Nous considérons ici que seul l'ordre m est résonant parmi tous les ordres de couplage du réseau. Nous présentons ici le calcul général du coefficient de couplage $\rho_{\mu,\nu}^{(m)}$.

En analyse de modes couplés, ce coefficient de couplage quantifie l'échange d'énergie entre les modes ν et μ . Il est lié à l'intégrale de recouvrement entre le mode ν , le mode μ et la perturbation $\Delta\epsilon(x, y, z)$ (modulation de la permittivité absolue). Cette dernière étant un réseau périodique selon y , nous pouvons décomposer $\Delta\epsilon(x, y, z)$ en série de Fourier :

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \epsilon_m(x, z) e^{-jmKy} \quad (2.19)$$

où $\epsilon_m(x, z)$ est le $m^{\text{ième}}$ terme de la série, m l'ordre de couplage, e^{-jmKy} le terme de phase associé et K le vecteur d'onde du réseau. Dans l'hypothèse du couplage résonant, c'est à dire à proximité de la condition de Bragg ($\beta_\nu + mK = \beta_\mu$), nous considérons seulement le couplage à l'ordre m entre les deux modes propres μ et ν . Avec l'approximation de l'amplitude lentement variable, le coefficient de couplage s'écrit [89] :

$$\rho_{\mu,\nu}^{(m)} = \frac{\omega}{4} \int E_\mu^*(x, z) \epsilon_m(x, z) E_\nu(x, z) dx dz \quad (2.20)$$

où μ et ν sont les deux modes couplés, $E_\mu^*(x, z)$ et $E_\nu(x, z)$ leurs champs électriques respectifs et $\epsilon_m(x, z)$ le $m^{\text{ième}}$ coefficient dans la décomposition en série de Fourier de la perturbation. Notons que le terme de phase de la série de Fourier ne rentre pas dans la définition du coefficient de couplage. Notons également que :

$$\rho_{\mu,\nu}^{(+m)} = \left(\rho_{\nu,\mu}^{(-m)} \right)^* \quad (2.21)$$

Dans la littérature [88, 79, 89], seul le cas particulier des coefficients $\rho_{\mu,\nu}^{(m)}$ réels est traité. Par souci de clarté et de comparaison avec la littérature, nous commencerons donc par étudier un réseau ayant des coefficients réels. Nous verrons que cela correspond à un placement particulier des perturbations du réseau par rapport aux interfaces des sections. Dans notre étude, nous devons traiter le cas plus général de positionnements arbitraires ce qui correspond à des coefficients complexes. Ce degré de liberté s'avèrera crucial pour la conception du CRIGF.

Dans le cas de coefficient réel, (2.21) devient :

$$\rho_{\mu,\nu}^{(+m)} = \rho_{\nu,\mu}^{(-m)} \quad (2.22)$$

Le milieu effectif modélise dans chaque section un réseau de longueur L avec N mêmes périodes. Pour obtenir des coefficients ϵ_m réels dans sa décomposition en série de Fourier, le réseau doit être une fonction paire de y , comme cela est représenté sur la Figure 2.10 : le centre d'une perturbation (ici, un creux) doit être placé en $y = 0$.

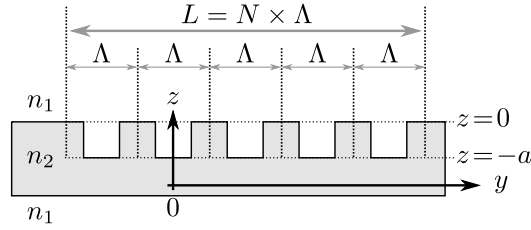


FIGURE 2.10 – Exemple de réseau de couplage à coefficients réels.

Avec cet exemple la perturbation $\Delta\epsilon(x, y, z)$ s'écrit :

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \begin{cases} 0 & z \notin [-a, 0] \\ \epsilon_0(n_1^2 - n_2^2) \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m e^{-jmKy} & z \in [-a, 0] \end{cases} \quad (2.23)$$

où ϵ_0 est la permittivité dans le vide, n_2 l'indice de réfraction du matériau gravé, n_1 l'indice de réfraction du matériau remplissant les creux gravés et C_m le $m^{\text{ième}}$ terme dans la décomposition en série de Fourier du profil périodique de la perturbation en y . Avec un tel réseau, $\rho_{\mu,\nu}^{(m)}$ s'écrit

$$\rho_{\mu,\nu}^{(m)} = \frac{\omega}{4} \epsilon_0 (n_1^2 - n_2^2) C_m \int_{-a}^0 E_{\mu}^*(z) E_{\nu}(z) dz \quad (2.24)$$

Nous pouvons simplifier cette dernière expression en utilisant la relation d'orthogonalité des modes propres du système non perturbé [89] qui nous donne les constantes de normalisation² :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\mu}^*(z) E_{\nu}(z) dz = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_{\nu}} \delta_{\mu,\nu} \quad (2.25)$$

où $\delta_{\mu,\nu}$ peut prendre les valeurs suivantes :

$$\delta_{\mu,\nu} = \begin{cases} 1 & \text{si } \beta_{\mu} = \pm\beta_{\nu} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.26)$$

En effet dans [89], les modes propres possédant la même constante de propagation mais des directions opposées ne sont pas distingués. En introduisant $\Gamma_{\mu,\nu}$, le recouvrement des profils normalisés des modes μ et ν dans la couche perturbée ($z \in [-a, 0]$) :

$$\Gamma_{\mu,\nu} = \frac{\int_{-a}^0 E_{\mu}^*(z) E_{\nu}(z) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\mu}^*(z) E_{\nu}(z) dz} \quad (2.27)$$

on peut écrire :

$$\int_{-a}^0 E_{\mu}^*(z) E_{\nu}(z) dz = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_{\nu}} \Gamma_{\mu,\nu} \quad (2.28)$$

2. La normalisation du profil des modes peut poser des problèmes notamment pour les ondes rayonnées. Elle ne pose cependant pas de problème pour les modes guidés.

Nous pouvons alors écrire :

$$\rho_{\mu,\nu}^{(+m)} = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0}{2\beta_\nu} (n_1^2 - n_2^2) C_m \Gamma_{\mu,\nu} \quad (2.29)$$

Avec les égalités suivantes $\frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0}{\beta_\nu} = \frac{\omega^2}{\beta_\nu c^2} = \frac{\beta_0^2}{\beta_\nu} = \frac{\beta_0}{n_{\text{eff}}} = \frac{\beta_\nu}{n_{\text{eff}}^2}$ nous obtenons finalement l'expression simplifiée suivante :

$$\rho_{\mu,\nu}^{(+m)} = \rho_{\nu,\mu}^{(-m)} = \beta_\nu \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{2n_{\text{eff}}^2} \Gamma_{\mu,\nu} \times C_m \quad (2.30)$$

Ce terme de couplage est ainsi proportionnel à la constante de propagation commune aux deux modes μ et ν , à la perturbation de la permittivité dans le réseau, au recouvrement des profils des modes avec le réseau et au terme de la série de Fourier considéré.

b) Calcul des coefficients de couplage contrapropagatif χ

Par définition, les couplages contrapropagatifs $\chi_{a,b}$ et $\chi_{b,a}$ correspondent à des couplages élémentaires. Nous exprimons donc les termes de couplage de la façon suivante :

$$\chi_{a,b} = \chi_{a,b}^{(+m)} e^{-jmKy} \quad (2.31)$$

$$\chi_{b,a} = \chi_{b,a}^{(-m)} e^{+jmKy} \quad (2.32)$$

Il est alors possible de donner les expressions de coefficients χ réels pour les couplages contrapropagatifs à partir de (2.30), en remplaçant ρ par χ . Les coefficients $\chi_{a,b}^{(+m)}$, pour le couplage du mode b au mode a et $\chi_{b,a}^{(-m)}$, pour le couplage du mode a au mode b s'écrivent alors :

$$\chi_{a,b}^{(+m)} = \chi_{b,a}^{(-m)} = \frac{\beta_a}{2n_{\text{eff}}^2} (n_1^2 - n_2^2) \Gamma_{a,b} \times C_m \quad (2.33)$$

En utilisant d'une part que $\beta_a + mK = \beta_b$ (résonance de Bragg) et d'autre part que $\beta_a = -\beta_b > 0$ (couplage entre les modes propagatifs et contrapropagatifs), nous obtenons finalement :

$$\chi_{a,b}^{(+m)} = \chi_{b,a}^{(-m)} = \frac{mK}{4n_{\text{eff}}^2} (n_1^2 - n_2^2) \Gamma_{a,b} \times C_m \quad (2.34)$$

Ces expressions sont utilisées pour calculer numériquement les coefficients de couplage contrapropagatif en fonction des propriétés géométriques des réseaux considérés. Comme précisé précédemment, le calcul des coefficients α et κ sera détaillé plus loin (voir section 2.3.4, page 70).

2.3.4 Résolution des systèmes à coefficients réels

Nous allons maintenant résoudre les systèmes d'équations couplées dans chaque section du CRIGF. Les solutions obtenues, décrivant la propagation des modes guidés, seront écrites sous forme matricielle pour chaque section.

a) Matrice de Section de Phase (PS) à coefficients réels

Dans la section PS, il n'y a pas de réseau et donc pas de couplage ($\alpha = 0$, $\kappa = 0$, $\chi = 0$). Le guide d'onde est non perturbé. Les modes guidés s'y propagent sans pertes :

leur amplitude est constante et leur phase croît linéairement. Pour le mode a , la phase accumulée s'écrit $e^{-j\phi} = e^{-j\beta_a y}$, β_a étant la constante de propagation de ce mode guidé. Un résultat similaire peut être trouvé pour le mode b , ce qui permet d'exprimer la matrice de diffusion pour une section PS de longueur L :

$$S_{PS}^{\Re} = \begin{pmatrix} 0 & e^{-j\beta_a L} \\ e^{-j\beta_a L} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Ce résultat bien connu [87] est utilisé par le modèle de [79]. La constante de propagation β_a est égale à $\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}$ où λ est la longueur d'onde considérée et n_{eff} l'indice effectif des modes guidés. Les modes a et b étant dégénérés ; notons que β_a et β_b sont égaux au signe près ($\beta_a = -\beta_b = |\beta_b|$).

b) Matrice de Distributed Bragg Reflector (DBR) à coefficients réels

Pour la section des DBRs, il n'y a aucune interaction avec les ondes rayonnées ($\alpha = 0$, $\kappa = 0$), seul subsiste un couplage contrapropagatif direct induit par le réseau ($\chi \neq 0$). Les équations de modes couplés dans un DBR et la matrice de diffusion associée sont bien connues. Elles ont notamment été développées ([87], [79], [91]) pour la modélisation de laser DFB (Distributed Feedback Laser). Nous allons toutefois réexpliquer ici le calcul de cette matrice de diffusion, car nous réutilisons la même méthode pour le calcul plus complexe de la matrice du GC.

Dans ce qui suit, nous allons d'abord résoudre le système d'équations différentielles couplées. Les solutions générales nous donneront les expressions de $\Psi_a(y)$ et $\Psi_b(y)$. Pour écrire ces solutions sous la forme de matrice de diffusion, elles seront exprimées une première fois avec $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$ puis une seconde fois avec $V_{out} = \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}$. Ces deux systèmes présentent les mêmes constantes non déterminées des solutions générales. Le premier système donnera ces constantes en fonction de V_{in} que nous injecterons dans le second système. Nous obtiendrons ainsi l'expression de V_{out} en fonction de V_{in} , ce qui permettra d'établir la matrice de diffusion.

Les équations différentielles de modes couplés sont ([88]) :

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j\chi_{a,b} b(y) e^{-j(\beta_b - \beta_a)y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j\chi_{b,a} a(y) e^{+j(\beta_b - \beta_a)y} \end{cases} \quad (2.36)$$

Il faut noter que ces équations différentielles portent seulement sur l'amplitude complexe des modes a et b . Dans le DBR, les termes de couplage sont liés aux ordres $+1$ et -1 (rappel : le vecteur d'onde du réseau K et sa période Λ sont choisis de façon à vérifier $K = \frac{2\pi}{\Lambda} = 2|\beta_a| = 2|\beta_b|$). Nous avons ainsi $\chi_{a,b} = \chi_{a,b}^{(+1)} e^{-jKy}$ et $\chi_{a,b}^* = \chi_{b,a} = \chi_{b,a}^{(-1)} e^{+jKy}$. Les coefficients étant réels : $\chi_{a,b}^{(+1)} = \chi_{b,a}^{(-1)}$. Pour simplifier, nous noterons $\chi = \chi_{a,b}^{(+1)} = \chi_{b,a}^{(-1)}$. En outre, nous avons toujours la relation $\beta_a = -\beta_b = |\beta_b|$ pour les constantes de propagations des modes a et b . Avec les notations ci-dessus, en accord avec [79] et [88], (2.36) se réécrit donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j\chi b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j\chi a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \end{cases} \quad (2.37)$$

Soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j\chi b(y)e^{-j2\Delta y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j\chi a(y)e^{+j2\Delta y} \end{cases} \quad (2.38)$$

où nous avons introduit $\Delta = 1/2(-|\beta_b| - \beta_a + K)$. Δ donne l'écart à la résonance de Bragg en nm^{-1} . Pour $\Delta = 0$, le terme de phase est nul et nous retrouvons la condition de Bragg pour laquelle le couplage est maximum.

Il est proposé dans [88] une base de solutions :

$$\begin{cases} a(y) = ae^{-\gamma_1 y}e^{-j\Delta y} \\ b(y) = be^{-\gamma_1 y}e^{+j\Delta y} \end{cases} \quad (2.39)$$

Après l'insertion de (2.39) dans (2.38) nous trouvons :

$$\begin{cases} \gamma_1 = \pm\sqrt{\chi^2 - \Delta^2} \\ b_{\pm}/a_{\pm} = \chi/(\Delta \mp j\sqrt{\chi^2 - \Delta^2}) \end{cases} \quad (2.40)$$

Et les solutions s'écrivent :

$$\begin{cases} a(y) = [a_+e^{\gamma_1 y} + a_-e^{-\gamma_1 y}]e^{-j\Delta y} \\ b(y) = [b_+e^{\gamma_1 y} + b_-e^{-\gamma_1 y}]e^{+j\Delta y} \end{cases} \quad (2.41)$$

En utilisant la relation (2.40) qui lie a_{\pm} et b_{\pm} , (2.41) peut alors s'écrire :

$$\begin{cases} a(y) = [a_+e^{\gamma_1 y} + a_-e^{-\gamma_1 y}]e^{-j\Delta y} \\ b(y) = \left[\frac{a_+\chi}{\Delta - j\gamma_1}e^{\gamma_1 y} + \frac{a_-\chi}{\Delta + j\gamma_1}e^{-\gamma_1 y} \right]e^{+j\Delta y} \end{cases} \quad (2.42)$$

Avec $\Psi_a(y) = a(y)e^{-\beta_a y}$ et $\Psi_b(y) = b(y)e^{-\beta_b y}$, les équations sur l'enveloppe (2.42) sont réécrites pour avoir l'expression du champ complexe :

$$\begin{cases} \Psi_a(y) = [a_+e^{\gamma_1 y} + a_-e^{-\gamma_1 y}]e^{-j(\beta_a + \Delta)y} \\ \Psi_b(y) = \left[\frac{a_+\chi}{\Delta - j\gamma_1}e^{\gamma_1 y} + \frac{a_-\chi}{\Delta + j\gamma_1}e^{-\gamma_1 y} \right]e^{-j(\beta_b - \Delta)y} \end{cases} \quad (2.43)$$

Afin de trouver la matrice de diffusion, nous allons exprimer (2.43) à la limite entrante $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$ et injecter les solutions trouvées pour a_+ et a_- dans l'équation (2.43) exprimée à la limite sortante $V_{out} = \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}$.

Nous obtiendrons ainsi des équations en fonction des champs aux limites permettant l'écriture de la matrice de diffusion.

Première étape, l'expression de (2.43) avec $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$:

$$\begin{cases} \Psi_a(0) = a_+ + a_- \\ \Psi_b(L) = \left[\frac{a_+\chi}{\Delta - j\gamma_1}e^{\gamma_1 L} + \frac{a_-\chi}{\Delta + j\gamma_1}e^{-\gamma_1 L} \right]e^{+j(\beta_a + \Delta)L} \end{cases} \quad (2.44)$$

Les constantes correspondants a_{\pm} s'expriment alors de la façon suivante :

$$a_+ = - \frac{[\Psi_a(0) \times (\Delta - j\gamma_1)\chi e^{j\Delta L} + \Psi_b(L) \times -(\Delta^2 + \gamma_1^2)e^{L\gamma_1}] e^{-j\Delta L}}{(\Delta + j\gamma_1)\chi e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)\chi} \quad (2.45)$$

$$a_- = \frac{[\Psi_a(0) \times (\Delta + j\gamma_1)\chi e^{j\Delta L + 2L\gamma_1} + \Psi_b(L) \times -(\Delta^2 + \gamma_1^2)e^{L\gamma_1}] e^{-j\Delta L}}{(\Delta + j\gamma_1)\chi e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)\chi} \quad (2.46)$$

Deuxième étape, l'expression de (2.43) avec $V_{out} = \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}$:

$$\begin{cases} \Psi_a(L) = [a_+ e^{\gamma_1 L} + a_- e^{-\gamma_1 L}] e^{-j(\Delta + \beta_a)L} \\ \Psi_b(0) = \frac{a_+ \chi}{\Delta - j\gamma_1} + \frac{a_- \chi}{\Delta + j\gamma_1} \end{cases} \quad (2.47)$$

Avec les expressions des constantes (2.45) et (2.46), le système (2.47) devient :

$$\begin{cases} \Psi_a(L) = \frac{[\Psi_a(0) \times j2\chi\gamma_1 e^{j(\Delta + \beta_a)L} + \Psi_b(L) \times (\Delta^2 + \gamma_1^2)(e^{2L\gamma_1} - 1)] e^{-j2(\Delta + \beta_a)L}}{\chi((\Delta + j\gamma_1)e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1))} \\ \Psi_b(0) = \frac{[\Psi_a(0) \times \chi e^{j(\Delta + \beta_a)L}(e^{2L\gamma_1} - 1) + \Psi_b(L) \times j2\gamma_1 e^{L\gamma_1}] e^{-j(\Delta + \beta_a)L}}{(\Delta + j\gamma_1)e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)} \end{cases} \quad (2.48)$$

La matrice S_{DBR}^{\Re} de diffusion s'écrit alors :

$$S_{DBR}^{\Re} = \frac{1}{(\Delta + j\gamma_1)e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)} \begin{pmatrix} j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} & \chi(e^{2L\gamma_1} - 1)e^{-j2(\Delta + \beta_a)L} \\ \chi(e^{2L\gamma_1} - 1) & j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Avec le formalisme de [87], (2.49) s'écrit finalement :

$$S_{DBR}^{\Re} = l_1 \begin{pmatrix} \chi(e^{2L\gamma_1} - 1) & j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} \\ j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} & \chi(e^{2L\gamma_1} - 1)e^{-j2(\Delta + \beta_a)L} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

$$\text{avec } l_1 = \frac{1}{(\Delta + j\gamma_1)e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)} \text{ et } \gamma_1 = \sqrt{\chi^2 - \Delta^2}$$

c) Matrice de réseau coupleur GC à coefficients réels

Dans la section du GC, les interactions entre modes guidés et ondes rayonnées sont permises ($\alpha \neq 0$, $\kappa \neq 0$). Dans le cadre de notre modèle nous considérons les modes guidés a et b ainsi que l'ensemble des ondes rayonnées notées $c_{\nu i}$. On notera $i = sub$ pour les ondes rayonnées dans le substrat et $i = air$ pour les ondes rayonnées dans l'air. $c_{\nu i}$ représente un continuum d'ondes planes qui se propagent dans l'espace libre.

Dans cette partie, nous résumerons d'abord les approches et hypothèses des travaux précédents qui décrivent un GC par la théorie des modes couplés.

Il sera ensuite précisé les apports de notre modèle avant d'établir le système de trois équations couplées pour les modes a , b et $c_{\nu i}$. Pour modéliser les interactions au sein du GC par les deux modes guidés a et b uniquement, nous utiliserons ensuite la méthode de [79] afin de se ramener à un système de deux équations différentielles couplées.

Ce système sera alors résolu en utilisant la même méthode de calcul que pour la section DBR : obtention des solutions générales du système, applications des conditions au bord entrant $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$, détermination des constantes du système, injection de ces dernières dans les équations au bord sortant $V_{out} = \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}$ puis expressions de V_{out} en fonction de V_{in} et enfin écriture de la matrice GC.

La modélisation du GC (ou GMRF ou réseau résonant) par la théorie des modes couplés a déjà fait l'objet de travaux antérieurs :

- Dans [88], l'étude porte sur le découplage d'un mode guidé. Le couplage d'un mode guidé vers un continuum d'ondes rayonnées $c_{\nu i}$ est étudié avec l'approximation d'une enveloppe lentement variable pour le mode guidé. Le découplage est alors exprimé comme une perte pour ce dernier. Ce modèle ne traite que des réseaux pairs (facteur de remplissage égal à 50 %) et ne prend donc pas en compte le couplage contrapropagatif direct χ .
- Dans [92], seul le cas d'un découplage hors résonance est pris en compte (l'onde est rayonnée hors de la direction normale au réseau). Le système d'équations se résout comme dans [88] avec l'approximation d'une amplitude lentement variable pour le mode guidé. Il est précisé que cette approximation reste valide même dans le cas où l'intensité du mode guidé varie de plus de 50 %. La largeur spectrale du couplage et la divergence angulaire de l'onde découplée sont accessibles par ce modèle. Les interactions entre modes guidés (couplages contrapropagatifs κ et χ) ne sont pas prises en compte.
- Dans [79], une structure très proche du CRIGF est étudiée en se basant directement sur [88]. Deux modes guidés dégénérés et leurs couplages, les ondes rayonnées et leurs couplages aux deux modes guidés sont explicitement décrits. Les mêmes approximations sont considérées : enveloppes des modes guidés lentement variables, réseaux à facteur de remplissage de 50 %. Comme pour [88], ce modèle ne prend pas en compte le couplage contrapropagatif direct χ .

Nous implémenterons deux extensions par rapport à cet état de l'art :

- Généralisation à tout type de réseaux, en particulier ceux ayant un facteur de remplissage différent de 50 %.
- Description des propriétés spatiales pour lesquelles il faudra tenir compte de la porteuse des modes guidés.

Nous allons dans un premier temps résoudre le système d'équation sans la porteuse (amplitude lentement variable seule) comme dans l'état de l'art ci-dessus. Dans un deuxième temps nous en déduirons les évolutions du champ complet (amplitude lentement variable et porteuse). Nous prenons comme point de départ les équations décrites dans [79] auxquelles nous rajoutons les termes de couplage contrapropagatif direct similaires à ceux calculés précédemment pour la section du DBR.

Nous obtenons ainsi le système de départ suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j \sum_i \int \rho_{a,\nu i}^{(+1)} c_{\nu i}(y) e^{-j\{\beta_\nu - (\beta_a - K)\}y} d\beta_\nu \quad (2.51a) \\ \quad - j\chi_{a,b}^{(+2)} b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \quad (2.51b) \\ \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j \sum_i \int \rho_{b,\nu i}^{(-1)} c_{\nu i}(y) e^{-j\{\beta_\nu - (\beta_b + K)\}y} d\beta_\nu \quad (2.51c) \\ \quad - j\chi_{b,a}^{(-2)} a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \quad (2.51d) \\ \\ \frac{\partial c_{\nu i}(y)}{\partial y} = -j\rho_{\nu i,a}^{(-1)} a(y) e^{j\{\beta_\nu - (\beta_a - K)\}y} \quad (2.51e) \\ \quad - j\rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) e^{j\{\beta_\nu - (\beta_b + K)\}y} \quad (2.51f) \end{array} \right.$$

Les termes (2.51a), (2.51c), (2.51e) et (2.51f) correspondent au système décrit dans [79] et les termes additionnels (2.51b) et (2.51d) décrivent le couplage contrapropagatif direct.

Décrivons chacun de ces termes :

- le terme (2.51a) (respectivement (2.51c)) décrit le couplage du continuum des ondes rayonnées $c_{\nu i}$, venant du substrat ($i = sub$) ou venant de l'air ($i = air$), vers le mode guidé a (respectivement b).
- le terme (2.51b) (respectivement (2.51d)) décrit le couplage contrapropagatif du mode guidé b (respectivement a) vers le mode guidé a (respectivement b).
- le terme (2.51e) (respectivement (2.51f)) décrit le découplage du mode guidé a (respectivement b) vers les ondes rayonnées $c_{\nu i}$.

Dans ce système d'équations (2.51), K est le vecteur d'onde du réseau GC ($K = 2\pi/\Lambda \simeq |\beta_a| = |\beta_b|$); $\rho_{\nu i,a}^{(-1)}$ et $\rho_{\nu i,b}^{(+1)}$ (i pour l'air ou le substrat) sont les coefficients élémentaires du couplage d'un mode guidé (a ou b) vers une onde rayonnée (ν) par le biais de l'ordre ∓ 1 du réseau; $\chi_{a,b}^{(+2)}$ et $\chi_{b,a}^{(-2)}$ sont les coefficients de couplage contrapropagatif direct entre les modes guidés (par le biais de l'ordre ± 2 du réseau); β_a , β_b et β_ν représentent respectivement les constantes de propagation du mode propagatif a , du mode contrapropagatif b et des ondes rayonnées ν .

Les termes (2.51b),(2.51d) sont semblables aux équations (2.37) décrivant le couplage dans la section DBR, à ceci près que c'est maintenant le deuxième ordre du réseau qui est responsable de ce couplage. En effet, (2.32) et $m = \pm 2$ donnent le terme de phase suivant : $e^{\mp j 2Ky}$, ce qui explique le terme en $2Ky$ en lieu et place de celui en Ky dans les équations du DBR. Les coefficients de couplage étant réels, (2.32) donne $\chi_{a,b}^{(+2)} = \chi_{b,a}^{(-2)}$. Ils seront noté χ dans ce qui suit pour alléger la notation.

Tous les couplages impliquant les modes guidés et les modes rayonnés dans l'air, à résonance, sont schématisés dans la Figure 2.11.

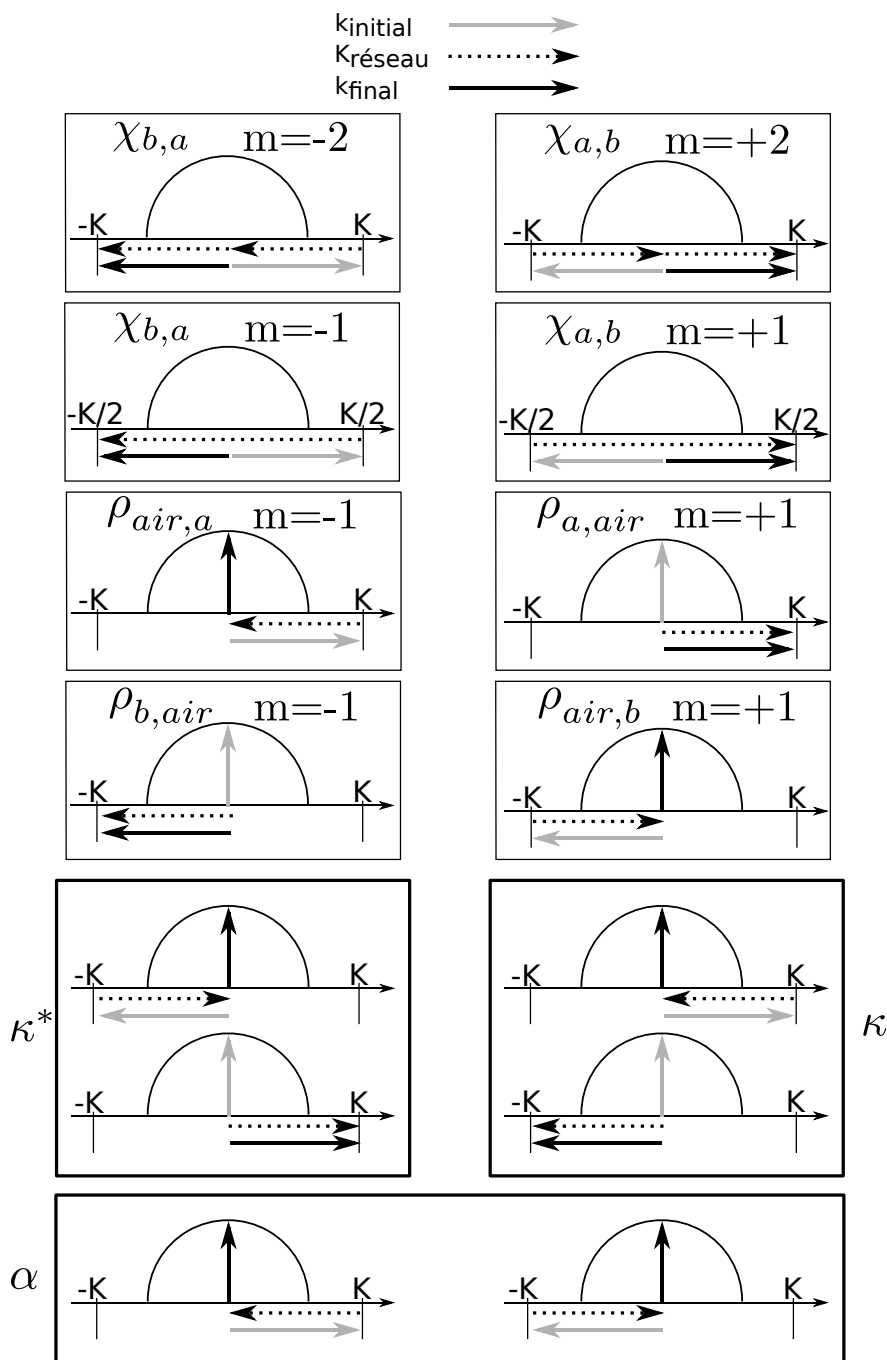


FIGURE 2.11 – Schéma des couplages décrits dans le modèle. Pour les ρ , seuls les ondes rayonnées vers l'air sont montrées ici, mais le diagramme pour le couplage vers les ondes rayonnées vers le substrat est le même (à l'indice près).

Nous résolvons ce système de manière analogue à [79], tout en utilisant l'approximation commune à [92, 88, 79] : à savoir que nous négligeons les variations de a et de b suivant y devant les autres termes (enveloppe lentement variable), ce qui permet d'intégrer sur y les équations (2.51e) et (2.51f) sans connaître l'expression de $a(y)$ et $b(y)$:

$$\begin{aligned}
\int_0^y \frac{\partial c_{\nu i}(y)}{\partial y} dy = c_{\nu i}(y) &= -j\rho_{\nu i,a}^{(-1)} a(y) \left[\frac{e^{j2\Delta_a y}}{j2\Delta_a} \right]_0^y - j\rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) \left[\frac{e^{j2\Delta_b y}}{j2\Delta_b} \right]_0^y \\
c_{\nu i}(y) &= -j\rho_{\nu i,a}^{(-1)} a(y) \frac{\sin(j\Delta_a y)}{j\Delta_a} e^{j\Delta_a y} - j\rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) \frac{\sin(j\Delta_b y)}{j\Delta_b} e^{j\Delta_b y}
\end{aligned} \tag{2.52}$$

avec $2\Delta_a = \beta_\nu - (\beta_a - K)$ et $2\Delta_b = \beta_\nu - (\beta_b + K)$.

L'expression de $c_{\nu i}(y)$ est injectée dans les équations (2.51a),(2.51b) et (2.51c),(2.51d). Il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{\partial a(y)}{\partial y} = - \sum_i |\rho_{\nu i,a}^{(-1)}|^2 a(y) \int \frac{\sin(j\Delta_a y)}{j\Delta_a} e^{-j\Delta_a y} d\beta_\nu \tag{2.53a} \\
- \sum_i \rho_{a,\nu i}^{(+1)} \rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) \int \frac{\sin(j\Delta_b y)}{j\Delta_b} e^{j(\Delta_b - 2\Delta_a)y} d\beta_\nu \tag{2.53b} \\
- j\chi b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \tag{2.53c} \\
- \frac{\partial b(y)}{\partial y} = - \sum_i |\rho_{\nu i,b}^{(+1)}|^2 b(y) \int \frac{\sin(j\Delta_b y)}{j\Delta_b} e^{-j\Delta_b y} d\beta_\nu \tag{2.53d} \\
- \sum_i \rho_{b,\nu i}^{(-1)} \rho_{\nu i,a}^{(-1)} a(y) \int \frac{\sin(j\Delta_a y)}{j\Delta_a} e^{j(\Delta_a - 2\Delta_b)y} d\beta_\nu \tag{2.53e} \\
- j\chi a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \tag{2.53f}
\end{array} \right.$$

Nous pouvons alors calculer les intégrales sur β_ν :

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(j\Delta_a y)}{j\Delta_a} e^{-j\Delta_a y} d\beta_\nu &= \pi \\
\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(j\Delta_b y)}{j\Delta_b} e^{j(\Delta_b - 2\Delta_a)y} d\beta_\nu &= \pi e^{-j2\Delta y} \\
\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(j\Delta_b y)}{j\Delta_b} e^{-j\Delta_b y} d\beta_\nu &= \pi \\
\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(j\Delta_a y)}{j\Delta_a} e^{j(\Delta_a - 2\Delta_b)y} d\beta_\nu &= \pi e^{+j2\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.54}$$

avec $\Delta = K - \beta_a = K + \beta_b$.

Nous obtenons ainsi le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = - \sum_i |\rho_{\nu i, a}^{(-1)}|^2 a(y) \pi \quad (2.55a) \\ - \sum_i \rho_{a, \nu i}^{(+1)} \rho_{\nu i, b}^{(+1)} b(y) \pi e^{-j2\Delta y} \quad (2.55b) \\ - j\chi b(y) e^{-j2\Delta y} \quad (2.55c) \\ - \frac{\partial b(y)}{\partial y} = - \sum_i |\rho_{\nu i, b}^{(+1)}|^2 b(y) \pi \quad (2.55d) \\ - \sum_i \rho_{b, \nu i}^{(-1)} \rho_{\nu i, a}^{(-1)} a(y) \pi e^{+j2\Delta y} \quad (2.55e) \\ - j\chi a(y) e^{+j2\Delta y} \quad (2.55f) \end{array} \right.$$

Par souci de simplification et identiquement à [79], nous posons les définitions suivantes :

$$\alpha = \pi \sum_i |\rho_{\nu i, a}^{(-1)}|^2 = \sum_i |\rho_{\nu i, b}^{(+1)}|^2 = \pi \left(|\rho_{\nu air, a}^{(-1)}|^2 + |\rho_{\nu sub, a}^{(-1)}|^2 \right) = \pi \left(|\rho_{\nu air, b}^{(+1)}|^2 + |\rho_{\nu sub, b}^{(+1)}|^2 \right) \quad (2.56)$$

$$\kappa = \pi \sum_i \rho_{b, \nu i}^{(-1)} \rho_{\nu i, a}^{(-1)} = \pi \left(\rho_{b, \nu air}^{(-1)} \rho_{\nu air, a}^{(-1)} + \rho_{b, \nu sub}^{(-1)} \rho_{\nu sub, a}^{(-1)} \right) \quad (2.57)$$

$$\kappa^* = \pi \sum_i \rho_{a, \nu i}^{(+1)} \rho_{\nu i, b}^{(+1)} = \pi \left(\rho_{\nu air, b}^{(+1)} \rho_{a, \nu air}^{(+1)} + \rho_{\nu sub, b}^{(+1)} \rho_{a, \nu sub}^{(+1)} \right) \quad (2.58)$$

Comme nous l'avons annoncé au début, nous voyons apparaître α et κ comme une combinaison de plusieurs couplages élémentaires. Ce qui nous permet d'obtenir le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = - \alpha a(y) - \kappa^* b(y) e^{-j2\Delta y} - j\chi b(y) e^{-j2\Delta y} \quad (2.59a) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial b(y)}{\partial y} = - \alpha b(y) - \kappa a(y) e^{+j2\Delta y} - j\chi a(y) e^{+j2\Delta y} \quad (2.59b) \end{array} \right.$$

Nous avons ainsi pu réduire le système à deux équations couplées ne faisant apparaître que les modes guidés. L'effet du couplage vers les ondes rayonnées se traduit par des termes de perte en α et des termes d'échange d'énergie entre a et b en κ et κ^* . Ces couplages α, κ sont schématisés sur la Figure 2.11. La technique de calcul de ces coefficients sera explicitée plus loin (voir la remarque page 71).

Comme nous étudions le cas des coefficients de couplage réel, nous avons $\kappa = \kappa^*$ soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -\alpha a(y) - [\kappa + j\chi] e^{-j2\Delta y} b(y) \\ - \frac{\partial b(y)}{\partial y} = -[\kappa + j\chi] e^{+j2\Delta y} a(y) - \alpha b(y) \end{array} \right. \quad (2.60)$$

Le coefficient α correspond bien à un terme de pertes (découplage vers les modes rayonnés), tandis que κ et χ correspondent à des termes de transfert d'énergie vers l'autre mode guidé.

Pour la résolution de ce système d'équations couplées, nous reprenons la méthode décrite dans [88] et procédons de la même façon que pour la matrice $S_{DBR}^{\mathfrak{R}}$. Nous cherchons ainsi des solutions sous la forme :

$$\begin{cases} a(y) &= a e^{\gamma_2 y} e^{-j\Delta y} \\ b(y) &= b e^{\gamma_2 y} e^{+j\Delta y} \end{cases} \quad (2.61)$$

En injectant (2.61) dans (2.60) nous obtenons les relations suivantes entre γ_2 et les constantes a_{\pm} et b_{\pm} :

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= \pm \sqrt{(\alpha - j\Delta)^2 - (\kappa + j\chi)^2} \\ b_{\pm}/a_{\pm} &= (-\alpha \mp \sqrt{(\alpha - j\Delta)^2 - (\kappa + j\chi)^2} + j\Delta)/(\kappa + j\chi) \end{aligned} \quad (2.62)$$

De même manière que pour le DBR, nous obtenons finalement l'expression suivante des champs complets (amplitude lentement variable et porteuse) :

$$\begin{cases} \Psi_a(y) &= [a_+ e^{\gamma_2 y} + a_- e^{-\gamma_2 y}] e^{-j(\beta_a + \Delta)y} \\ \Psi_b(y) &= \left[\frac{a_+(-\alpha - \gamma_2 + j\Delta)}{(\kappa + j\chi)} e^{\gamma_2 y} + \frac{a_-(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta)}{(\kappa + j\chi)} e^{-\gamma_2 y} \right] e^{-j(\beta_b - \Delta)y} \end{cases} \quad (2.63)$$

avec $\beta_a = -\beta_b$.

L'équation (2.63) est exprimée à la limite entrante (V_{in}) :

$$\begin{cases} \Psi_a(0) &= a_+ + a_- \\ \Psi_b(L) &= \left[\frac{a_+(-\alpha - \gamma_2 + j\Delta)}{(\kappa + j\chi)} e^{\gamma_2 L} + \frac{a_-(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta)}{(\kappa + j\chi)} e^{-\gamma_2 L} \right] e^{j(\beta_a + \Delta)L} \end{cases} \quad (2.64)$$

ce qui permet d'exprimer les constantes a_+ et a_- en fonction de de V_{in} :

$$a_+ = \frac{\Psi_a(0)[(j\Delta - \alpha + \gamma_2)e^{j(\Delta + \beta_a)L}] - \Psi_b(L)[(\kappa + j\chi)e^{\gamma_2 L}]}{(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta)e^{j(\Delta + \beta_a)L} + (\alpha + \gamma_2 - j\Delta)e^{j(\Delta + \beta_a)L}e^{2\gamma_2 L}} \quad (2.65)$$

$$a_- = \frac{\Psi_a(0)[(-j\Delta + \alpha + \gamma_2)e^{j(\Delta + \beta_a)L}e^{2\gamma_2 L}] + \Psi_b(L)[(\kappa + j\chi)e^{\gamma_2 L}]}{(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta)e^{j(\Delta + \beta_a)L} + (\alpha + \gamma_2 - j\Delta)e^{j(\Delta + \beta_a)L}e^{2\gamma_2 L}} \quad (2.66)$$

Il suffit ensuite d'écrire $\Psi_a(L)$ et $\Psi_b(0)$ en fonction de $\Psi_a(0)$ et $\Psi_b(L)$ en remarquant que $\gamma_2^2 - \alpha^2 + j\Delta 2\alpha + \Delta^2 = (\kappa + j\chi)^2$ et enfin construire la matrice S_{GC}^{\Re} :

$$S_{GC}^{\Re} = l_2 \begin{pmatrix} (\kappa + j\chi)(1 - e^{2\gamma_2 L}) & 2\gamma_2 e^{\gamma_2 L} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} \\ 2\gamma_2 e^{\gamma_2 L} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} & (\kappa + j\chi)(1 - e^{2\gamma_2 L}) e^{-2j(\Delta + \beta_a)L} \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } l_2 = \frac{1}{(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta) + (\alpha + \gamma_2 - j\Delta)e^{2\gamma_2 L}} \text{ et } \gamma_2 = \sqrt{(\alpha - j\Delta)^2 - (\kappa + j\chi)^2} \quad (2.67)$$

Remarque : Calcul de α et κ .

D'après les expressions (2.56) et (2.57), α et κ sont la somme de plusieurs produits de coefficients de couplages élémentaires. Ces derniers ne sont pas directement calculables à l'aide de l'équation (2.24) car ils concernent des ondes rayonnées qui sont ici des ondes planes, ce qui pose un problème de normalisation. Nous avons ainsi utilisé une méthode alternative[93] reposant sur un calcul de type RCWA. Elle repose sur la détermination des modes à fuite présents dans la structure de part et d'autre de la bande interdite ouverte par le réseau de couplage. Ces modes présentent des fréquences complexes : la différence

entre les fréquences de ces deux modes permet de déterminer les constantes que nous recherchons. En effet, la partie imaginaire de cette différence détermine le coefficient de perte vers l'air α tandis que la partie réelle donne accès au terme de couplage contrapropagatif global $\sqrt{\kappa^2 + \chi^2}$. Comme par ailleurs, nous pouvons calculer χ à partir de (2.30) (avec $m = \pm 2$ pour le réseau de couplage GC), nous avons bien accès à α et κ .

2.3.5 Cas général : coefficients de couplage complexes

Jusqu'ici, nous nous sommes limités au cas des coefficients de couplage élémentaires ρ réels. Physiquement, cela revient à imposer que l'interface d'entrée de la section considérée (en $y = 0$) coïncide avec le milieu d'une perturbation du réseau. En effet, d'après (2.30), imposer ρ réel revient à imposer que les coefficients C_m de la série de Fourier du profil du réseau $G(y)$ soient eux aussi réels. Par application des propriétés des séries de Fourier, cela revient à considérer un profil $G(y)$ pair ($G(y) = G(-y)$). Cette situation est décrite sur la Figure 2.12 dans le cas d'un réseau rectangulaire (la perturbation est une sur-épaisseur de hauteur V).

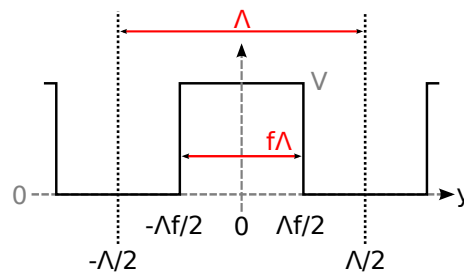


FIGURE 2.12 – Exemple de profil de réseau donnant lieu à des coefficients de couplage réels : réseau rectangulaire de période Λ , centré en $y = 0$, de hauteur V et de facteur de remplissage de f .

Selon le type de réseau envisagé (perturbation en sur-épaisseur ou perturbation gravée), différents signes peuvent être obtenus pour les coefficients de couplage, comme cela est résumé dans l'annexe A (page 199). Sans perte de généralité, nous pouvons nous restreindre ici à une perturbation positive.

Cependant, la position des réseaux au sein des différentes sections d'un CRIGF est un paramètre crucial pour décrire et contrôler finement ce dernier. Il nous faut donc pouvoir décrire la situation plus générale schématisée sur la Figure 2.13 où la perturbation du réseau est placée de façon arbitraire par rapport à l'interface d'entrée de la section considérée.

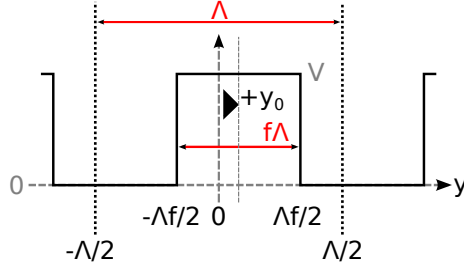


FIGURE 2.13 – Exemple de profil de réseau non centré : le centre de la perturbation est décalé de $+y_0$ par rapport à l'origine $y = 0$.

Dans ce cas plus général, les coefficients de couplage pourront prendre des valeurs complexes que l'on peut déterminer à partir des coefficients réels précédemment calculés. En effet, un profil plus général $G'(y)$ peut s'écrire à partir d'un profil pair $G(y)$ convenablement décalé :

$$G'(y) = G(y - y_0)$$

Ce décalage spatial y_0 permet de déplacer l'origine des y par rapport au centre de la dent du profil $G(y)$. De plus en écrivant les décompositions en série de Fourier de $G(y)$ et de $G'(y)$ sous la forme :

$$G(y) = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m e^{-jmKy} \quad (2.68)$$

$$G'(y) = \sum_{-\infty}^{+\infty} C'_m e^{-jmKy} \quad (2.69)$$

il vient naturellement par identification :

$$C'_m = C_m e^{+jmKy_0} = C_m e^{+jm\frac{2\pi}{\Lambda}y_0} \quad (2.70)$$

Ainsi, une translation du profil du réseau de y_0 fait apparaître le terme de phase $e^{+jm\frac{2\pi}{\Lambda}y_0}$: C'_m est donc complexe. Les coefficients de couplage complexes $\rho_{\nu,\mu}^C$ d'un mode μ à un mode ν par le réseau de profil $G'(y) = G(y - y_0)$ peuvent donc s'exprimer en fonction des coefficients de couplage réels $\rho_{\nu,\mu}$ obtenus pour un réseau de profil $G(y)$ (cf. équation (2.30)) :

$$\rho_{\mu,\nu}'^{(m)} = \rho_{\mu,\nu}^{(m)} e^{+jmKy_0} = \rho_{\mu,\nu}^{(m)} e^{+jm\theta} \quad (2.71)$$

$$\rho_{\nu,\mu}'^{(-m)} = \rho_{\nu,\mu}^{(-m)} e^{-jmKy_0} = \rho_{\nu,\mu}^{(-m)} e^{-jm\theta} \quad (2.72)$$

où nous avons posé $\theta = \frac{2\pi}{\Lambda}y_0 = Ky_0$. Contrairement au cas des couplages à coefficients réels, dans le cas général, les couplages de μ vers ν et ν vers μ ne sont plus identiques. En effet, ils diffèrent par un terme de phase :

$$\rho_{\nu,\mu}'^{(-m)} = \rho_{\mu,\nu}'^{(m)} e^{-2jmKy_0} = \rho_{\mu,\nu}'^{(m)} e^{-2jm\theta} \quad (2.73)$$

Section	Coefficient \mathbb{R}	Coefficient \mathbb{C}
PS	0	0
DBR ($K = K_{DBR}$)	$\chi_{a,b}^{(+1)} = \chi \in \mathbb{R}$ $\chi_{b,a}^{(-1)} = \chi \in \mathbb{R}$	$\chi_{a,b}'^{(+1)} = \chi_{a,b}^{(+1)} e^{-jKy_0} = \chi e^{-jKy_0} = \chi e^{-j\theta}$ $\chi_{b,a}'^{(-1)} = \chi_{b,a}^{(-1)} e^{+jKy_0} = \chi e^{+jKy_0} = \chi e^{+j\theta}$
GC ($K = K_{GC} = K_{DBR}/2$)	$\chi_{a,b}^{(+2)} = \chi \in \mathbb{R}$ $\chi_{b,a}^{(-2)} = \chi \in \mathbb{R}$ α (voir (2.56)) κ (voir (2.57))	$\chi_{a,b}'^{(+2)} = \chi_{a,b}^{(+2)} e^{-j2Ky_0} = \chi e^{-j2Ky_0} = \chi e^{-j2\theta}$ $\chi_{b,a}'^{(-2)} = \chi_{b,a}^{(-2)} e^{+j2Ky_0} = \chi e^{+j2Ky_0} = \chi e^{+j2\theta}$ $\alpha' = \alpha$ $\kappa' = \kappa e^{-j2Ky_0} = \kappa e^{-j2\theta}$ $\kappa'^* = \kappa^* e^{+j2Ky_0} = \kappa e^{+j2\theta}$

TABLE 2.1 – Règles de passage des coefficients réels aux coefficients complexes pour un décalage latéral du profil du réseau de $+y_0$.

Pour chacune des sections du CRIGF, les relations entre les coefficients réels et les coefficients complexes (dues à un décalage du profil du réseau de $+y_0$) sont résumées dans le Tableau 2.1.

Notons que la valeur de K et la définition de θ changent entre la section DBR et la section GC. Cela n'a pas de conséquence en pratique, chaque section étant résolue de façon indépendante. En ce qui concerne α' , qui traduit les pertes par découplage, il est inchangé et reste réel. Cela peut se comprendre en regardant son expression à partir des couplages élémentaires (voir (2.56)) où n'apparaissent que des termes réels. Physiquement, cela peut paraître surprenant, car le fait de translater le réseau par $+y_0$ déphase l'onde rayonnée. Mais celle-ci n'apparaît plus dans le système à deux modes couplés auquel nous nous sommes ramenés. Pour ces deux modes, le terme de découplage se traduit par une simple atténuation, sans effet de phase.

Nous allons maintenant exploiter ces relations pour calculer les nouvelles matrices à coefficients complexes en ajoutant les termes de phase des coefficients de couplages.

En réalité, au lieu de recalculer les matrices, des changements de variables judicieux permettront de déduire l'expression des matrices à coefficients de couplages complexes à partir de l'expression des matrices à coefficients de couplages réels.

a) Matrice de section de phase PS à coefficients de couplage complexes

Pour la matrice PS, dans laquelle il n'y a pas de couplage ($\alpha = 0$, $\kappa = 0$, $\chi = 0$), cela ne change donc rien à la matrice :

$$S_{PS} = S_{PS}^{\Re} = S_{PS}^{\mathbb{C}} = \begin{pmatrix} 0 & e^{-j\beta_a L} \\ e^{-j\beta_a L} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

b) Matrice de Distributed Bragg Reflector (DBR) à coefficients de couplage complexes

Dans le cas du DBR, nous reprenons (2.36) :

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j\chi'_{a,b} b(y) e^{-j(\beta_b - \beta_a)y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j\chi'_{b,a} a(y) e^{+j(\beta_b - \beta_a)y} \end{cases} \quad (2.75)$$

D'après le Tableau 2.1 nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j\chi e^{+j\theta} b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j\chi e^{-j\theta} a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \end{cases} \quad (2.76)$$

Afin d'effectuer un changement de variables, nous multiplions tout d'abord respectivement ces deux équations par $e^{-j\frac{\theta}{2}}$ et $e^{+j\frac{\theta}{2}}$:

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} e^{-j\frac{\theta}{2}} = -j\chi e^{+j\frac{\theta}{2}} b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} e^{+j\frac{\theta}{2}} = -j\chi e^{-j\frac{\theta}{2}} a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \end{cases} \quad (2.77)$$

Le changement de variables suivant $A(y) = a(y)e^{-j\frac{\theta}{2}}$ et $B(y) = b(y)e^{+j\frac{\theta}{2}}$ donne :

$$\begin{cases} \frac{\partial A(y)}{\partial y} = -j\chi B(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \\ -\frac{\partial B(y)}{\partial y} = -j\chi A(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + K)y} \end{cases} \quad (2.78)$$

Ce couple d'équations est identique à celles obtenues avec les coefficients réels ((2.37)). Nous obtenons donc les solutions dans le cas des coefficients complexes par simple changement de variables :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \Psi_B(0) \\ \Psi_A(L) \end{pmatrix} &= S_{DBR}^{\Re} \times \begin{pmatrix} \Psi_A(0) \\ \Psi_B(L) \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e^{+j\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix} &= S_{DBR}^{\Re} \times \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{+j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} \\ V_{out} &= \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{+j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix} \times S_{DBR}^{\Re} \times \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{+j\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix} \times V_{in} \end{aligned} \quad (2.79)$$

Ce qui donne finalement :

$$V_{out} = S_{DBR}^{\mathbb{C}} \times V_{in} \quad (2.80)$$

avec

$$S_{DBR}^C = l_1 \begin{pmatrix} \chi e^{-j\theta}(e^{2L\gamma_1} - 1) & j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta+\beta_a)L} \\ j2\gamma_1 e^{L\gamma_1} e^{-j(\Delta+\beta_a)L} & \chi e^{+j\theta}(e^{2L\gamma_1} - 1) e^{-j2(\Delta+\beta_a)L} \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

$$\text{avec } l_1 = \frac{1}{(\Delta + j\gamma_1)e^{2L\gamma_1} - (\Delta - j\gamma_1)} \text{ et } \gamma_1 = \sqrt{\chi^2 - \Delta^2}$$

Cette matrice permet donc de simuler un milieu effectif DBR, avec le champ total des modes à l'intérieur de la structure (enveloppe et amplitude), tout en prenant en compte un éventuel déphasage θ à l'interface de ce milieu (ou ce qui revient au même, un décalage y_0 entre l'interface et le centre de la première perturbation du réseau).

c) Matrice de Grating Coupler (GC) à coefficients de couplage complexes

Pour le calcul de la matrice S_{GC}^C , nous reprenons les équations (2.51) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -j \sum_i \int \rho_{a,\nu i}^{(+1)} c_{\nu i}(y) e^{-j\{\beta_\nu - (\beta_a - K)\}y} d\beta_\nu \\ \quad - j\chi_{a,b}^{(+2)} b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \end{array} \right. \quad (2.82a)$$

$$\quad \quad \quad - j\chi_{a,b}^{(+2)} b(y) e^{-j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \quad (2.82b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -j \sum_i \int \rho_{b,\nu i}^{(-1)} c_{\nu i}(y) e^{-j\{\beta_\nu - (\beta_b + K)\}y} d\beta_\nu \\ \quad - j\chi_{b,a}^{(-2)} a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \end{array} \right. \quad (2.82c)$$

$$\quad \quad \quad - j\chi_{b,a}^{(-2)} a(y) e^{+j(-|\beta_b| - \beta_a + 2K)y} \quad (2.82d)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial c_{\nu i}(y)}{\partial y} = -j\rho_{\nu i,a}^{(-1)} a(y) e^{j\{\beta_\nu - (\beta_a - K)\}y} \\ \quad - j\rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) e^{j\{\beta_\nu - (\beta_b + K)\}y} \end{array} \right. \quad (2.82e)$$

$$\quad \quad \quad - j\rho_{\nu i,b}^{(+1)} b(y) e^{j\{\beta_\nu - (\beta_b + K)\}y} \quad (2.82f)$$

A partir des équations (2.71) et (2.72), du Tableau 2.1 et par un calcul similaire à celui utilisé dans le cas des coefficients réels, nous obtenons le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -\alpha a(y) - \kappa e^{+j2\theta} b(y) e^{-j2\Delta y} - j\chi e^{+j2\theta} b(y) e^{-j2\Delta y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -\kappa e^{-j2\theta} a(y) e^{+j2\Delta y} - \alpha b(y) - j\chi e^{-j2\theta} b(y) e^{+j2\Delta y} \end{array} \right. \quad (2.83)$$

Il vient alors le système général :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial a(y)}{\partial y} = -\alpha a(y) - [\kappa + j\chi] e^{+j2\theta} b(y) e^{-j2\Delta y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} = -[\kappa + j\chi] e^{-j2\theta} a(y) e^{+j2\Delta y} - \alpha b(y) \end{array} \right. \quad (2.84)$$

Au terme de phase près ($e^{\pm j2\theta}$), on retrouve dans ces équations les coefficients de couplage réels d'un réseau non translaté. Leur méthode de calcul et leur valeur restent inchangées (χ est donnée par (2.34) ; α et κ sont calculés par la méthode décrite dans la remarque 2.3.4 page 71)

Pour résoudre ce système, nous allons rechercher les changements de variables adéquats pour retrouver le système GC à coefficient de couplage réels déjà résolu. Nous commençons

par multiplier les équations (2.84) par $e^{\mp j\theta}$:

$$\begin{cases} \frac{\partial a(y)}{\partial y} e^{-j\theta} &= -\alpha a(y) e^{-j\theta} - [\kappa + j\chi] e^{+j\theta} b(y) e^{-j2\Delta y} \\ -\frac{\partial b(y)}{\partial y} e^{+j\theta} &= -[\kappa + j\chi] e^{-j\theta} a(y) e^{+j2\Delta y} - \alpha b(y) e^{+j\theta} \end{cases} \quad (2.85)$$

puis en effectuant les changements de variables suivant : $A(y) = a(y) e^{-j\theta}$ et $B(y) = b(y) e^{+j\theta}$:

$$\begin{cases} \frac{\partial A(y)}{\partial y} &= -\alpha A(y) - [\kappa + j\chi] B(y) e^{-j2\Delta y} \\ -\frac{\partial B(y)}{\partial y} &= -[\kappa + j\chi] A(y) e^{+j2\Delta y} - \alpha B(y) \end{cases} \quad (2.86)$$

La résolution de ce couple d'équations est la même que pour (2.60). Après retour aux variables $a(y)$ et $b(y)$, cela donne la relation suivante entre la matrice du GC à coefficients réels $S_{GC}^{\mathbb{R}}$ et celle à coefficients complexes $S_{GC}^{\mathbb{C}}$:

$$S_{GC}^{\mathbb{C}} = \begin{pmatrix} e^{-j\theta} & 0 \\ 0 & e^{+j\theta} \end{pmatrix} \times S_{GC}^{\mathbb{R}} \times \begin{pmatrix} e^{-j\theta} & 0 \\ 0 & e^{+j\theta} \end{pmatrix} \quad (2.87)$$

Ce qui nous permet finalement d'obtenir une matrice $S_{GC}^{\mathbb{C}}$ qui diffère de $S_{GC}^{\mathbb{R}}$ par des termes de phase $e^{\mp j2\theta}$ sur les éléments diagonaux :

$$S_{GC}^{\mathbb{C}} = l_2 \begin{pmatrix} (\kappa + j\chi) e^{-j2\theta} (1 - e^{2\gamma_2 L}) & 2\gamma_2 e^{\gamma_2 L} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} \\ 2\gamma_2 e^{\gamma_2 L} e^{-j(\Delta + \beta_a)L} & (\kappa + j\chi) e^{+j2\theta} (1 - e^{2\gamma_2 L}) e^{-2j(\Delta + \beta_a)L} \end{pmatrix}$$

avec $l_2 = \frac{1}{(-\alpha + \gamma_2 + j\Delta) + (\alpha + \gamma_2 - j\Delta) e^{2\gamma_2 L}}$ et $\gamma_2 = \sqrt{(\alpha - j\Delta)^2 - (\kappa + j\chi)^2}$

(2.88)

2.3.6 Matrice CRIGF à coefficients de couplage complexes

Nous avons à présent les matrices modélisant chaque section du CRIGF. Nous allons combiner celles-ci afin de construire un modèle du CRIGF complet. Il faut pour cela convertir nos matrices de diffusion en matrices de transfert (comme cela est schématisé sur la Figure 2.7). Nous commencerons par rappeler sommairement des relations générales concernant ces matrices, notamment les formules de conversion. Ensuite nous verrons comment exploiter ces matrices de diffusion $S_{CRIGF}^{\mathbb{C}}$ et de transfert $T_{CRIGF}^{\mathbb{C}}$ pour caractériser les propriétés d'un CRIGF.

a) Matrices de diffusion et de transfert

Nous utilisons le formalisme matriciel décrit dans [87]. Je rappelle ici la structure de la matrice de diffusion S et celle la matrice de transfert T qui relie les entrées et sorties du milieu considéré, dans le cas d'un milieu comprenant deux ports (un port en $y = 0$ et un autre en $y = L$), deux entrées et deux sorties :



$$\text{Diffusion : } \begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} \quad (2.89)$$

$$\text{Transfert : } \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_a(L) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} \quad (2.90)$$

La différence entre les matrices S et T repose dans la définition des entrées et sorties. La matrice de diffusion permet d'exprimer les champs diffusés $\begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L) \end{pmatrix}$ à partir des champs incidents $\begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$. La matrice de transfert permet d'exprimer les champs à une extrémité du milieu (à gauche dans la convention retenue ici) $\begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix}$ à partir des champs à l'autre extrémité (à droite ici) $\begin{pmatrix} \Psi_a(L) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix}$. La matrice de diffusion présente l'avantage d'être plus stable numériquement que la matrice de transfert et est adaptée à l'étude de phénomènes de diffusion. La matrice de transfert permet quant à elle de modéliser un système de plusieurs milieux mis en cascade, par une simple multiplication des matrices de transfert de chacun des milieux.

Pour passer d'une matrice S de diffusion à une matrice T de transfert (ou transmission), ou inversement, on utilise les relations suivantes [87] :

$$S = \frac{1}{T_{11}} \begin{pmatrix} T_{21} & \det\{T\} \\ 1 & -T_{21} \end{pmatrix} \quad T = \frac{1}{S_{21}} \begin{pmatrix} 1 & -S_{22} \\ S_{11} & -\det\{S\} \end{pmatrix} \quad (2.91)$$

b) Obtention de la réponse spectrale d'un CRIGF coupleur, calcul de la matrice S_{CRIGF}^C

A partir des matrices de diffusion S_{PS}^C , S_{DBR}^C et S_{GC}^C , calculées précédemment et en appliquant la relation (2.91), nous obtenons les matrices de transfert T_{PS}^C , T_{DBR}^C et T_{GC}^C de chacune des sections du CRIGF. La matrice T_{CRIGF}^C est alors calculée de façon suivante :

$$T_{CRIGF}^C = T_{DBR}^C \times T_{PS}^C \times T_{GC}^C \times T_{PS}^C \times T_{DBR}^C \quad (2.92)$$

Ce calcul est effectué numériquement après avoir calculé analytiquement les matrices de chacune de ces sections.

Pour l'étude d'un CRIGF utilisé en tant que coupleur, nous excitons la structure latéralement par le mode guidé propagatif a en posant $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. La matrice T_{CRIGF}^C est alors convertie en matrice de diffusion S_{CRIGF}^C permettant de calculer V_{out} en fonction de V_{in} . Nous déterminons ensuite la puissance transmise normalisée P_T , la puissance réfléchie normalisée P_R , et la puissance émise, découplée normalisée P_O (pour "Outcoupled") de la façon suivante :

$$\begin{aligned} P_T &= |\Psi_a(L_{CRIGF})|^2 \\ P_R &= |\Psi_b(0)|^2 \\ P_O &= 1 - P_R - P_T \end{aligned} \quad (2.93)$$

En répétant ce calcul pour une gamme de valeurs de $\beta = \beta_a = -\beta_b$, nous pouvons déterminer la réponse spectrale du système complet.

Notons ici que le CRIGF possède plus de deux ports d'excitation. Il est notamment possible en pratique d'exciter la structure par une onde rayonnée incidente. Cependant, cette configuration ne peut pas être reproduite directement dans ce modèle qui repose sur

l'élimination des ondes rayonnées pour se ramener à un système à deux modes couplés avec pertes. Il sera aussi montré plus tard que l'excitation simultanée du CRIGF à l'aide des deux modes guidés modifie fortement la réponse du système (voir la partie 2.4.5, page 102).

c) Détermination des profils spatiaux d'intensités des ondes rayonnées

Outre la réponse spectrale des structures CRIGFs, notre modèle permet d'obtenir des informations concernant le profil spatial des modes excités dans le CRIGF, ainsi que celui des ondes découplées. Ces éléments ont été cruciaux pour bien comprendre le rôle de chaque section dans le fonctionnement du CRIGF et mettre à jour des propriétés nouvelles de ces structures. Nous allons ainsi tout d'abord reconstruire le profil des deux modes guidés en tout point du CRIGF et ensuite reconstruire les ondes rayonnées à partir de l'interaction des modes guidés avec le réseau de découplage du GC.

2.3.6.1 Reconstitution des champs guidés Ψ_a et Ψ_b

Pour reconstruire les champs $\Psi_a(y)$ et $\Psi_b(y)$ sur toute la longueur du CRIGF, nous procédons en trois étapes (cf. Figure 2.14).

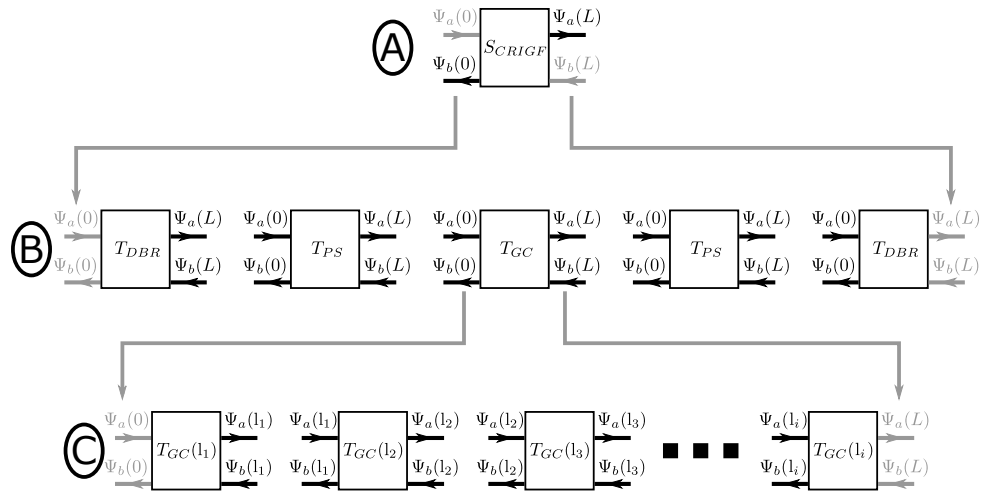


FIGURE 2.14 – Schéma présentant la méthode de reconstruction des champs $\Psi_a(y)$ et $\Psi_b(y)$ dans tout le CRIGF. A, calcul de V_{out} avec S_{CRIGF} et $V_{in} = \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix}$; B, calcul des champs aux interfaces des sections à l'aide des matrices de transfert $T(L)$; C, calcul des champs en tout point l_i à l'intérieur d'une section à l'aide des matrices de transfert $T(l_i)$.

Tout d'abord, nous déterminons tous les champs aux extrémités du CRIGF. A partir de S_{CRIGF}^C et des conditions d'excitation V_{in} , nous calculons les champs diffusés aux bords du CRIGF V_{out} .

La matrice S_{CRIGF}^C fournit ainsi le champ aux bornes $y = 0$ et $y = L_{CRIGF}$ du CRIGF avec une excitation par le mode guidé a telle que :

$$V_{out} = S_{CRIGF}^C \times V_{in} \quad (2.94)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} = S_{CRIGF}^C \times \begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.95)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_b(0) \\ \Psi_a(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} = S_{CRIGF}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.96)$$

Ce qui peut être ré-écrit avec la matrice $T_{CRIGF}^{\mathbb{C}}$:

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix} = T_{CRIGF}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.97)$$

Ensuite, nous utilisons les différentes matrices de transfert pour calculer les champs aux points d'interface entre les différentes sections. Conformément à (2.92), il est en effet possible d'écrire :

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(0) \\ \Psi_b(0) \end{pmatrix} = T_{DBR}^{\mathbb{C}} \times T_{PS}^{\mathbb{C}} \times T_{GC}^{\mathbb{C}} \times T_{PS}^{\mathbb{C}} \times T_{DBR}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.98)$$

Le champ aux interfaces de chaque section peut être alors calculé :

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}) \end{pmatrix} = T_{DBR}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.99)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \end{pmatrix} = T_{PS}^{\mathbb{C}} \times T_{DBR}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.100)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-L_{GC}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-L_{GC}) \end{pmatrix} = T_{GC}^{\mathbb{C}} \times T_{PS}^{\mathbb{C}} \times T_{DBR}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}) \end{pmatrix} \quad (2.101)$$

etc...

Notons qu'il est possible de reconstruire ces champs aux interfaces en propageant de gauche à droite ou de droite à gauche, en utilisant soit les matrices de transfert, soit leurs inverses. Les deux options donnant des résultats identiques.

Enfin, la dernière étape consiste à retrouver les champs à l'intérieur de chaque section.

En effet, connaissant les champs aux interfaces d'une section, le champ peut être calculé en tout point l de la section de longueur L à l'aide de la matrice de transfert de la section considérée $T(L=l)$ où l'on a remplacé la longueur totale L par la positions l du point considéré.

Par exemple dans le GC, nous pouvons calculer à partir de 2.101 les champs en tout point l :

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-L_{GC}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-L_{GC}) \end{pmatrix} = T_{GC}^{\mathbb{C}} \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \end{pmatrix} \quad (2.102)$$

Le calcul est effectué avec $T_{GC}^{\mathbb{C}}$ pour $L_{GC} = l$ que nous notons $T_{GC}^{\mathbb{C}}(l)$. Il vient :

$$\begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-l) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}-l) \end{pmatrix} = T_{GC}^{\mathbb{C}}(l) \times \begin{pmatrix} \Psi_a(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \\ \Psi_b(L_{CRIGF}-L_{DBR}-L_{PS}) \end{pmatrix} \quad (2.103)$$

En variant l , de sorte à parcourir la longueur du GC, l'évolution spatiale des champs Ψ_a et Ψ_b peut être reconstituée dans toute la section du GC.

La possibilité de décrire le champs dans toute la structure CRIGF est un atout : les ondes rayonnées proviennent en effet de l'interaction du champs dans la cavité avec le GC, ce que nous pouvons maintenant étudier.

2.3.6.2 Reconstruction du champ rayonné Ψ_c

Le champ rayonné Ψ_c est généré par l'action du GC de période Λ_{GC} et de fréquence spatiale $K = 2\pi/\Lambda_{GC}$ sur chacun des modes guidés Ψ_a et Ψ_b comme cela est schématisé sur la Figure 2.15. Les deux modes guidés contribuent tous deux au profil spatial Ψ_c qui peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Psi_c(y) = \Psi_a(y) \times |\rho_{vi,a}| e^{-j\theta} e^{+jKy} + \Psi_b(y) \times |\rho_{vi,b}| e^{+j\theta} e^{-jKy} \quad (2.104)$$

L'action du réseau est similaire pour le mode guidé a que pour le mode guidé b au terme de phase près. En effet, les modes a et b ayant les mêmes profils transverses $E_a(x, z) = E_b(x, z)$, la force du couplage du réseau est identique $|\rho_{vi,a}| = |\rho_{vi,b}|$ (voir équation (2.20)). En revanche, les deux modes guidés ayant des constantes de propagation de même valeur mais de signe opposé, les conditions d'accord de phase sont également opposées. Ils se découpent donc suivant deux directions symétriques par rapport à la normale au réseau. L'évolution des profils en y , du module et de la phase Ψ_c sont dès lors accessibles. L'amplitude du champ découpé est connue au facteur $|\rho_{vi,a}| = |\rho_{vi,b}|$ près.

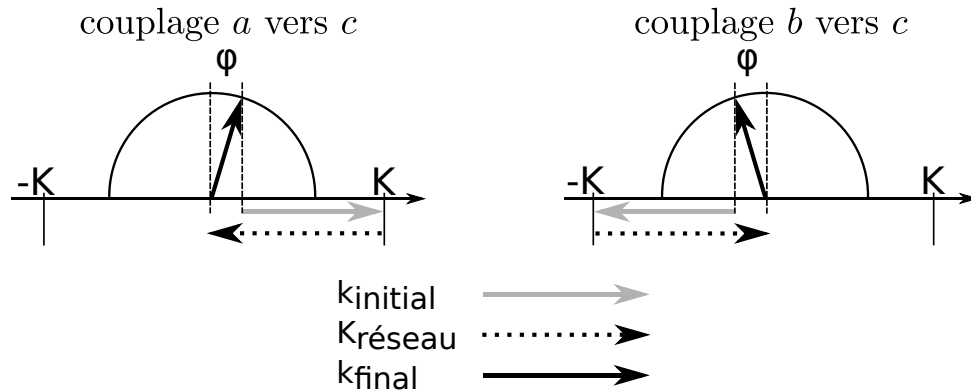


FIGURE 2.15 – Schémas de couplage du mode a vers les modes c , avec $-K_{GC}$ donnant un découplage selon un angle $+\phi$, et du mode b vers les modes c , avec $+K_{GC}$ donnant un découplage selon un angle $-\phi$.

2.4 Validation du modèle des modes couplés

Les équations présentées précédemment ont été implémentées à l'aide du logiciel Scilab [90]. Dans un premier temps, nous validerons indépendamment les matrices obtenues pour les sections DBR et GC. Ensuite nous chercherons à reproduire la réponse spectrale d'un CRIGF avec le modèle. Enfin, nous nous intéresserons aux profils spatiaux des modes qui interagissent dans le CRIGF.

2.4.1 Matrice DBR

En reprenant la structure modèle étudiée dans [79] (voir Figure 2.16), nous allons comparer notre matrice équivalente pour le DBR à une matrice de transfert calculée selon une méthode connue [87]. Cette dernière modélise un DBR en décrivant explicitement la propagation dans chacune des demi-périodes du DBR et chaque interface entre les demi-périodes par des matrices de transfert. Nous appellerons par la suite cette dernière méthode, la méthode "pas à pas".

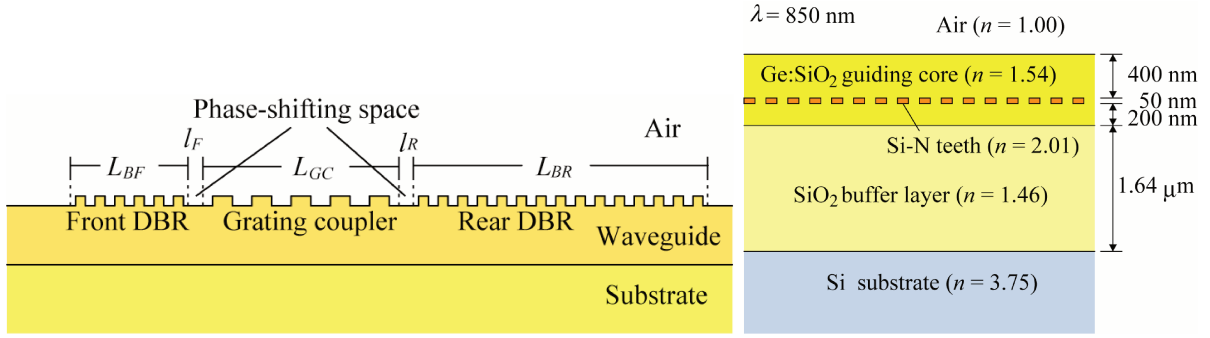


FIGURE 2.16 – [d’après [79]] à gauche, schéma du coupleur à faible ouverture (les différentes sections DBR-PS-GC-PS-DBR sont identiques à celles d’un CRIGF) ; à droite, le détail de l’empilement étudié.

Cette structure, schématisée sur la partie droite de la Figure 2.16, comprend 200 périodes de DBR, avec un facteur de remplissage de 0,5 et un périodicité de 280,4 nm. Ce DBR est réalisé dans une structure verticale comprenant un substrat de Si, 1,64 μm de SiO_2 et 0,65 μm de Ge:SiO₂, qui constitue un guide planaire d’indice effectif $n_{eff} = 1,516$ à une longueur d’onde de résonance de 850 nm. Le DBR proprement dit est obtenu grâce à des inclusions de fort indice (SiN) dans la couche guidante.

Cette structure a été modélisée indépendamment de deux façons, comme cela est schématisé sur la Figure 2.17.

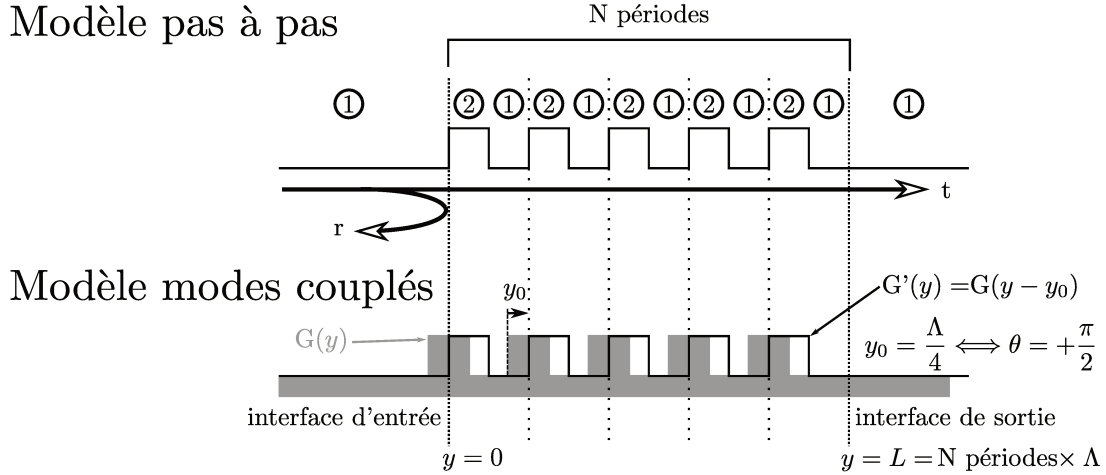


FIGURE 2.17 – Modélisation du DBR utilisé dans [79] : à l’aide des matrices de transfert pas à pas [87] (haut) et à l’aide de notre modèle. Afin de placer l’interface d’entrée au début de la première perturbation, nous utilisons dans notre modèle un décalage de $y_0 = \Lambda_{DBR}/4$.

Nous avons d’une part utilisé un modèle pas à pas (haut de la Figure 2.17). Nous avons choisi de placer l’interface d’entrée du DBR sur le flanc montant de la première perturbation et de prendre en compte un nombre entier de périodes, ce qui place l’interface de sortie un quart de période après la fin de la dernière perturbation. D’autre part, nous avons modélisé la même structure à l’aide de notre modèle (bas de la Figure 2.17). Afin de placer correctement l’interface d’entrée, nous avons utilisé pour décrire le DBR un coefficient de couplage complexe $\chi' = \chi e^{-j\theta}$ avec $\chi = 140 \text{ mm}^{-1}$ (valeur issue de [79]) et $\theta = +\pi/4$.

La Figure 2.18 représente les spectres de la réflexion ($|r|^2$), de la transmission ($|t|^2$) et les phases associées pour notre modèle (en noir, colonne de droite) et pour la méthode pas à pas (en gris, colonne de gauche), pour une excitation unitaire dans le sens propagatif.

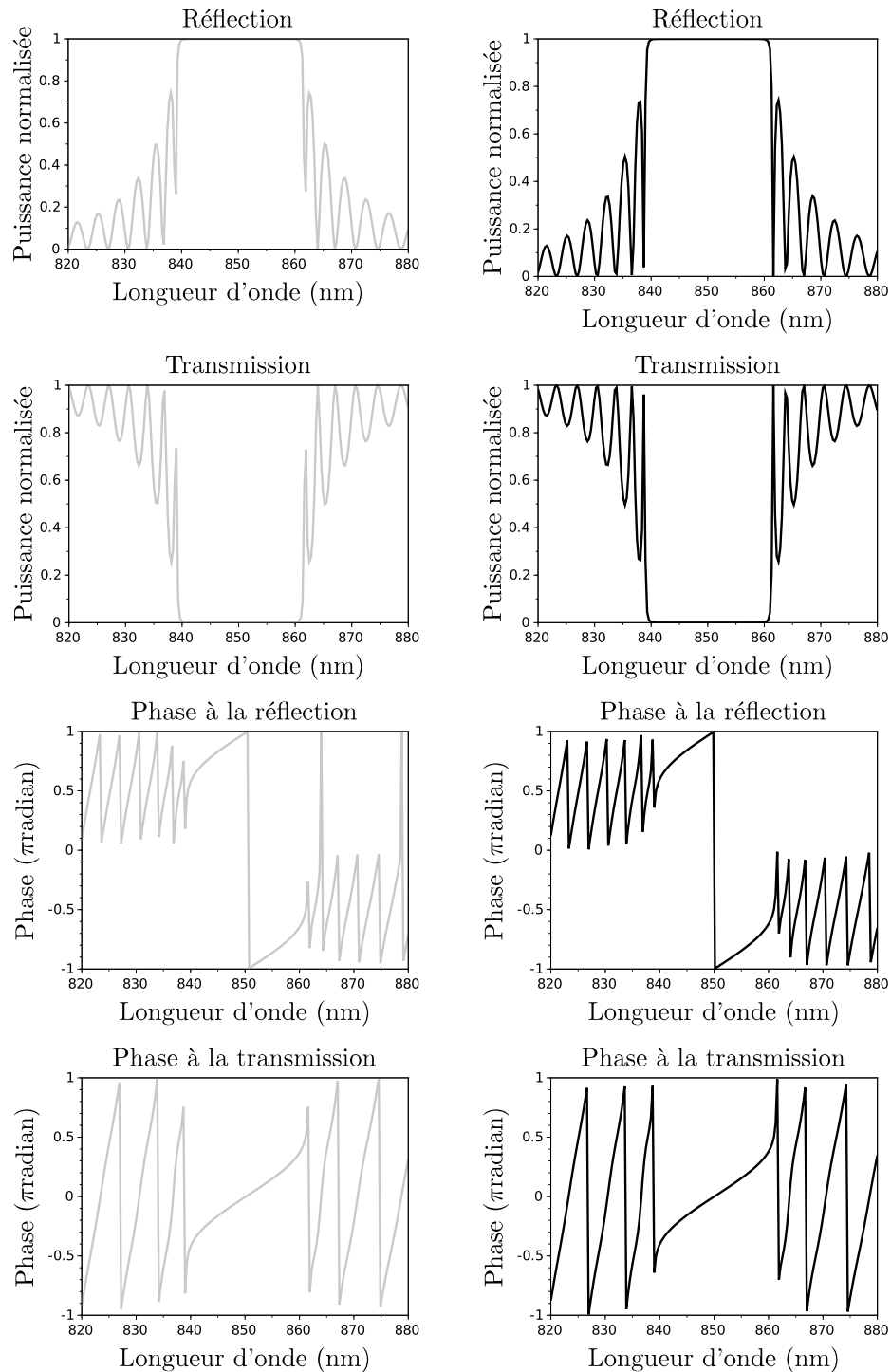


FIGURE 2.18 – Evolution spectrale de la réflexion, transmission et des phases associées pour la méthode pas à pas (gris, colonne de gauche) et la matrice DBR du modèle (noir, colonne de droite).

Cette figure nous permet de constater que les résultats sont quasi-identiques. Les spectres de transmission et de réflexion reproduisent bien le même plateau à résonance ainsi que les rebonds hors résonance. En ce qui concerne les phases, la phase du réfléchi

à la résonance est bien de π , en bon accord avec le changement de signe attendu lors de la réflexion sur un DBR dont la perturbation est de plus haut indice que le guide non-perturbé. Les seules différences entre les résultats des deux modélisations concernent des points où l'intensité du réfléchi est nulle et donc des points où la phase n'a pas de sens. Les phases à la transmission sont quant à elles identiques, avec ici une phase de 0 pour le transmis à résonance. Cela est dû au fait que nous avons utilisé un nombre pair de périodes du DBR, pour un nombre impair, nous aurions obtenu une phase de $-\pi$.

La Figure 2.19 représente les mêmes quantités, mais cette fois-ci en fonction du nombre de périodes du DBR et ce pour la longueur d'onde de résonance. Les évolutions de ces grandeurs sont là aussi tout à fait similaires, avec la même croissance de la réflexion et la même décroissance de la transmission à mesure que le nombre de périodes augmente.

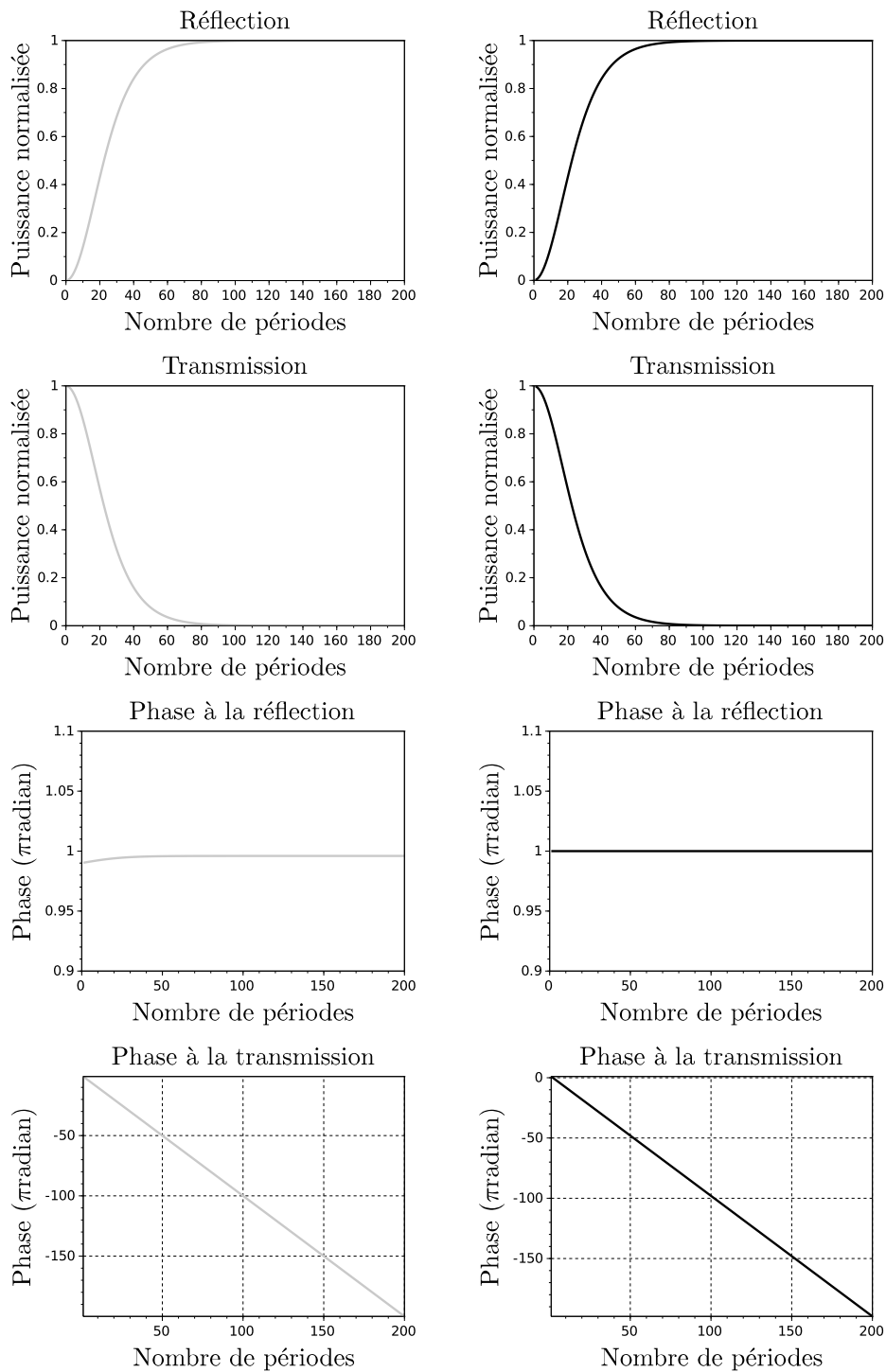


FIGURE 2.19 – Evolution spatiale de la réflexion, la transmission et des phases associées pour le DBR pas à pas (en gris) et la matrice DBR du modèle (en noir).

La phase du faisceau réfléchi prévue par notre modèle est en bon accord avec celle donnée par la méthode pas à pas, pour un grand nombre de périodes. On note une très légère différence pour un petit nombre de périodes où notre modèle ne reproduit pas la très légère variation de la phase observée avec le modèle pas à pas.

Concernant la phase du faisceau transmis, on retrouve bien une phase accumulée de $-\pi$ par période de DBR. Cela est en bon accord, d'une part avec le rapport des périodes du DBR et de l'onde guidée dans le guide et d'autre part avec la convention choisie pour le signe de la phase à la propagation.

Enfin, la Figure 2.20 présente plusieurs spectres de réflectivité pour plusieurs DBRs de longueur et de coefficient de couplage différents.

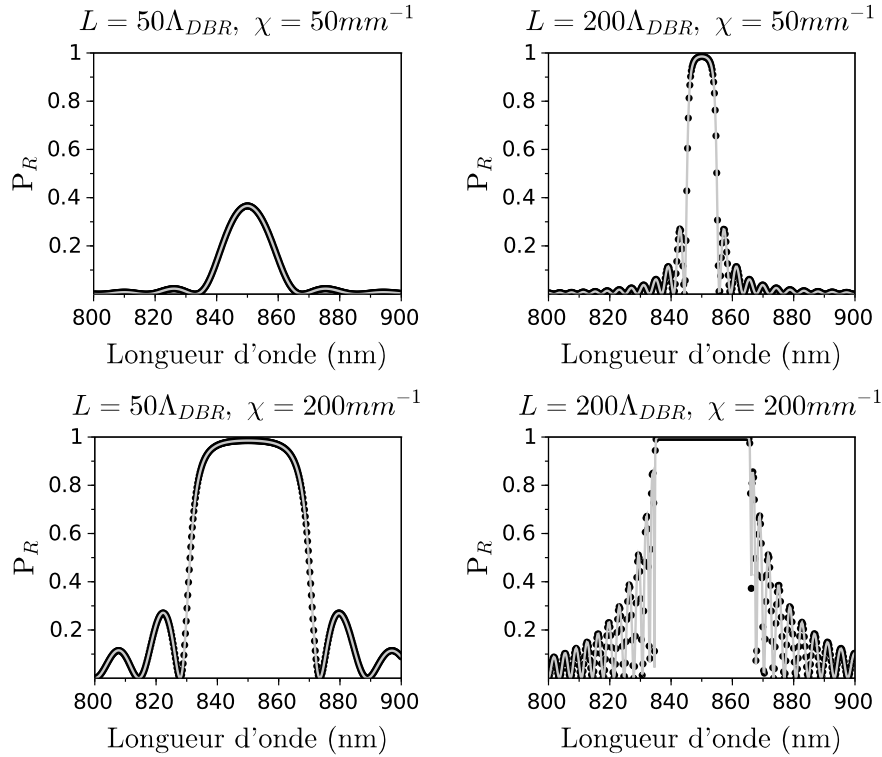


FIGURE 2.20 – Spectres de réflexion pour différents couples χ, L calculés avec la matrice DBR du modèle (en noir) et le modèle pas à pas de [87] (en gris)

Ceux tracés en points noirs sont calculés avec notre modèle de DBR équivalent, ceux tracés en traits gris sont calculés avec le modèle de DBR pas par pas. On note une correspondance parfaite, ce qui valide notre modèle et sa mise en œuvre numérique. On retrouve aussi les variations bien connues des plateaux de réflexion avec la longueur et la force du couplage : plus la force du couplage est élevée, plus le plateau est large ; à force de couplage fixée, plus la longueur augmente, plus le plateau est proche de 100% et à bords raides.

2.4.2 Matrice GC

Nous allons vérifier si la matrice GC permet de simuler un découplage par un GMRF. Il a été évoqué précédemment (voir 2.1.1) que l'émission verticale par un GMRF parfaitement à la résonance de Bragg s'accompagne d'un couplage contre-propagatif, donnant un pic de réflexion à résonance. Nous allons modéliser la réflexion, la transmission et le découplé pour différentes longueurs L_{GC} .

Quatre spectres pour différentes longueurs de GC sont présentés en Figure 2.21 avec les données dans [79], c'est à dire $n_{\text{eff}} = 1,516$, $\Lambda_{GC} = 560,7 \text{ nm}$ pour une résonance à $\lambda_r = 850 \text{ nm}$, $\alpha = \kappa = 8,7 \text{ mm}^{-1}$ et $\chi = 0$. Cela correspond à un réseau avec un profil carré et placé de façon à avoir des coefficients de couplage réels ($\theta = 0$).

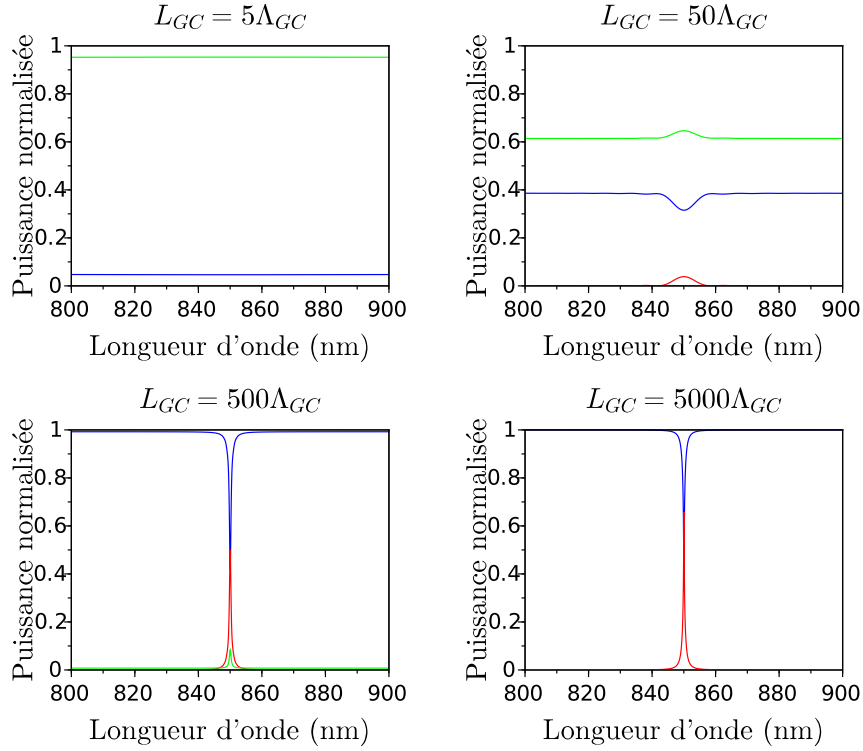


FIGURE 2.21 – Evolution des spectres des puissances réfléchi (rouge), transmise (vert), et découplée (bleu) en fonction de la longueur du GC, calculée avec la matrice GC du modèle.

Pour une courte longueur ($5 \times \Lambda_{GC} \sim 2,8 \mu\text{m}$), le découplage et la réflexion sont quasi-nuls et presque toute l'énergie est transmise : le réseau est trop court pour être efficace. A $50 \times \Lambda_{GC} \sim 28 \mu\text{m}$, des bandes peu intenses et larges apparaissent, mais c'est à $500 \times \Lambda_{GC} \sim 280,3 \mu\text{m} \sim \alpha^{-1} \sim 115 \mu\text{m}$ que des pics forts en intensité et fins spectralement apparaissent.

Nous notons que pour un GC suffisamment long, toutes les longueurs d'onde sont découplées avec la même efficacité, mis à part la longueur d'onde de résonance qui est fortement réfléchi. Nous retrouvons ainsi des résultats bien connus [42]. Cela peut se comprendre en considérant l'angle de découplage du mode propagatif excitant la structure (cf Figure 2.22). A résonance, ce découplage se fait selon la normale au réseau et un couplage indirect avec le mode contrapropagatif est alors possible, induisant une forte réflexion. Hors résonance, le découplage se fait selon une direction oblique dont le signe diffère selon le sens de propagation. Il n'y a donc pas de couplage contrapropagatif indirect possible.

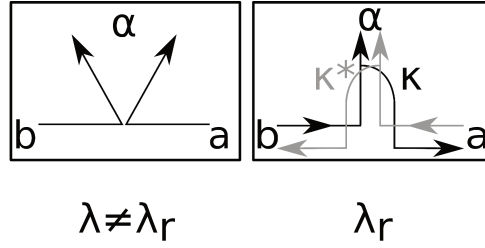


FIGURE 2.22 – Schéma des couplages décrits par le modèle dans le GC, hors et à résonance. A λ_r , les deux modes guidés se découplent vers la même onde rayonnée et un échange d'énergie entre les deux modes guidés est alors possible.

Notons que ce découplage hors résonance ne se produit que pour toutes les longueurs d'onde pour lesquelles l'angle du faisceau découplé par rapport à la normale est compris entre -90° et $+90^\circ$. Cela correspond donc à la gamme de longueurs d'onde :

$$(n_{eff} - n_{ray})\Lambda_{GC} \leq \lambda \leq (n_{eff} + n_{ray})\Lambda_{GC} \quad (2.105)$$

où n_{ray} est l'indice du milieu dans lequel l'onde est rayonnée. En dehors de cette gamme, le GC ne découple pas les modes guidés vers les ondes rayonnées.

2.4.3 CRIGF complet : propriétés spectrales

Dans un premier temps, nous allons étudier la structure CRIGF optimisée comme découpleur et proposée dans [79] (cf. Figure 2.16).

Notre modèle pouvant simuler chaque section du CRIGF indépendamment, nous allons détailler la construction de cette structure pour mieux comprendre le rôle de chaque section.

Sur la Figure 2.23, sont présentés les spectres des DBRs seuls et de la cavité en absence de réseau de couplage.

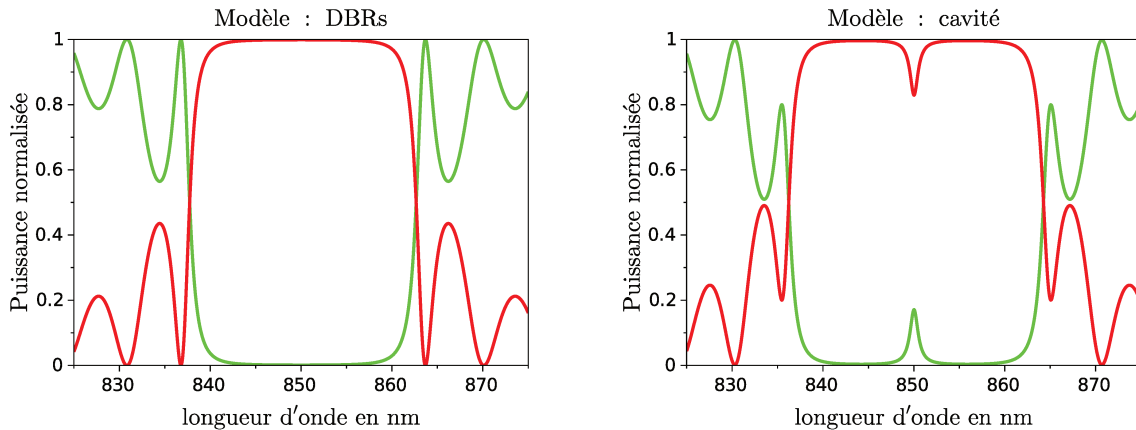


FIGURE 2.23 – Spectres des DBR, à gauche, et de la cavité, à droite, selon les données de [79], calculé avec notre modèle. La puissance transmise P_T est tracé en vert, la puissance réfléchie P_R en rouge.

La partie gauche correspond à une structure ne comprenant que les deux DBRs, directement accolés, sans section GC ni PS. La partie droite correspond à une structure comprenant les DBRs espacés par une grande zone de PS dont la longueur est la somme

des longueurs des sections PS droite et gauche et de la section GC de la structure complète décrite dans [79]

Les DBRs seuls définissent ainsi le plateau de réflexion qui servira de support spectral au dispositif.

Avec la cavité, un pic de transmission apparaît à la résonance. La taille de la cavité a donc été fixée pour accepter un mode Fabry-Pérot à $\lambda_r = 850$ nm afin que l'énergie puisse entrer et se retrouver piégée entre les deux DBRs.

La Figure 2.24 présente les réponses spectrales du CRIGF complet d'après [79] (gauche) et d'après notre modèle (droite).

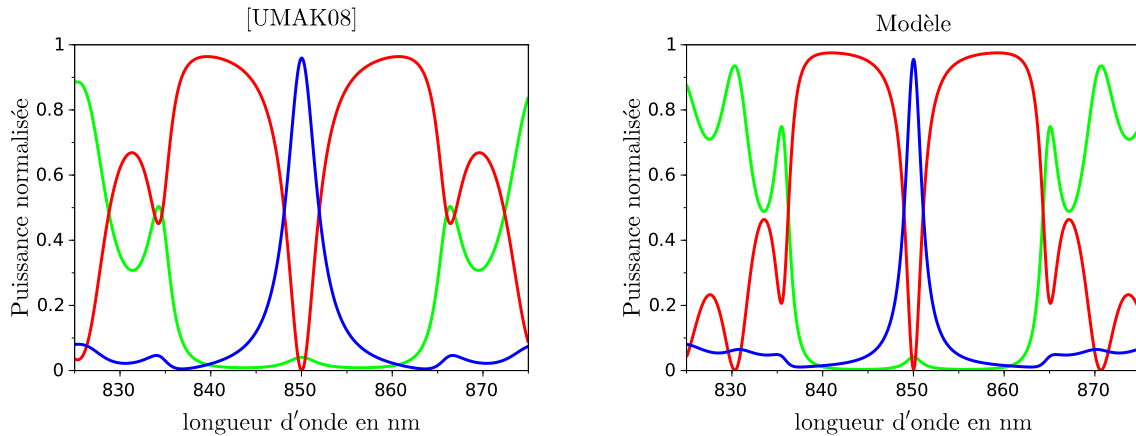


FIGURE 2.24 – Spectres du coupleur présenté en Figure 2.16, calculés avec les équations de [79] (à gauche) et notre modèle (à droite) : en vert, la puissance transmise P_T , en rouge, la puissance réfléchie P_R et en bleu, la puissance découplée P_O .

L'aspect général des deux graphes est similaire. On retrouve le plateau de réflexion des DBRs de 840 à 860 nm. A 850 nm, la réflexion chute et un fort pic de découplage apparaît. Il se situe à la longueur d'onde de résonance de la cavité seule (voir Figure 2.23). Notre modèle présente une différence notable : le pic à résonance est plus fin. La largeur spectrale à mi-hauteur est de 2,2 nm contre 3,8 nm dans [79]. Cette différence peut être due au fait que notre modèle utilise la description complète des champs des modes guidés (amplitude lentement variable et porteuse) alors que le modèle décrit dans [79] ne porte que sur les amplitudes lentement variables.

2.4.3.1 Impact de la longueur de Phase Shift

La Figure 2.25 présente la cartographie de la puissance découplée, en fonction de la longueur d'onde et des longueurs L_{PS} des zone PS : à gauche, d'après le modèle [79] et à droite, d'après notre modèle. Il s'agit de la même structure que précédemment dans laquelle nous faisons varier simultanément les deux sections PS. De fait, une variation de L_{PS} de $x\Lambda_{GC}$ induira une variation de la longueur de cavité de $2x\Lambda_{GC}$.

Les cartographies sont très similaires et l'analyse de celles-ci permet d'identifier l'action des différents couplages sur le comportement du CRIGF. Les pics de découplage se déplacent spectralement en fonction de L_{PS} en restant contenus dans le plateau de réflexion des DBRs.

On constate que des motifs de période $\Delta L_{PS} = 0,5\Lambda_{GC}$ apparaissent. On observe aussi une alternance entre des modes fortement découplés (rayures obliques jaunes) et des modes faiblement découplés (rayures rouges interrompues à la résonance).

Ces éléments sont présents sur les cartographies calculées selon [79] et notre modèle. Ces images diffèrent cependant sur l'évolution des pics du découplé. Notre modèle donne

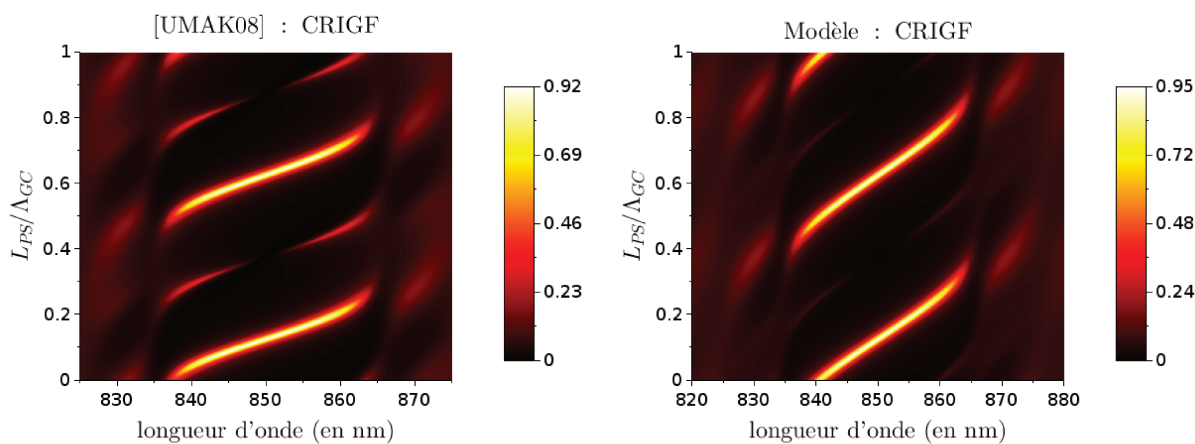


FIGURE 2.25 – Cartographies du spectre de découplage de la structure présentée en Figure 2.16, en fonction de la longueur des sections PS : à gauche, d’après [79] et à droite, d’après notre modèle.

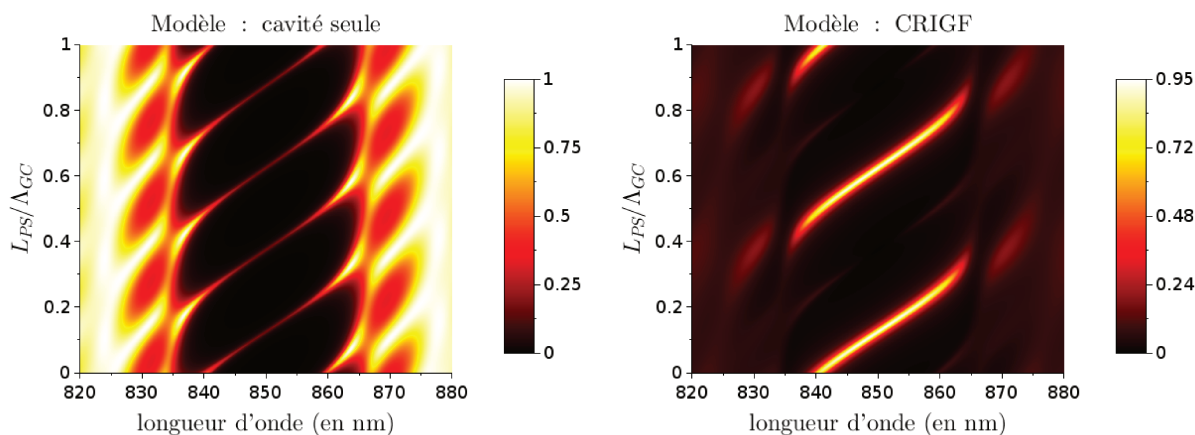


FIGURE 2.26 – Cartographies du spectre de transmission de la cavité Fabry-Pérot seule (à gauche), et du spectre découplé du CRIGF complet en fonction de la longueur des sections PS.

des inclinaisons plus prononcées : les pics balayent plus lentement le plateau de réflectivité du DBR.

La période de $\Delta L_{PS} = 0.5\Lambda_{GC}$, correspond à une modification de la longueur totale de la cavité Fabry-Pérot d’une période effective du mode guidé. En effet, sur une période, la cavité varie de $2\Delta L_{PS} = \Lambda_{GC} = \lambda_r/n_{eff}$. De même, entre un mode fortement découplé et un faiblement découplé, la cavité a varié d’une demi-longueur d’onde effective. Ceci correspond à l’écart entre deux modes résonants du Fabry-Pérot.

La Figure 2.26 permet de confirmer cette analyse. Elle illustre, dans sa partie gauche, la puissance transmise P_T par la cavité Fabry-Pérot seule et, dans sa partie droite, la puissance découplée P_O par le CRIGF correspondant. Ces deux cartographies sont paramétrées en fonction de la longueur d’onde et du rapport L_{PS}/λ_{GC} . En première observation, on remarquera que la puissance découplée par le CRIGF n’est non nulle (de manière intense ou faible) que lorsque des modes Fabry-Pérot existent. Autrement dit, la présence de mode Fabry-Pérot contingente le découplage de puissance par le CRIGF.

En deuxième observation, pour toutes les longueurs d’onde appartenant au plateau de réflectivité, on remarquera la présence d’une périodicité identique en fonction de L_{PS}/λ_{GC} pour les deux cartographies. Cependant, si la puissance transmise est identique dans le

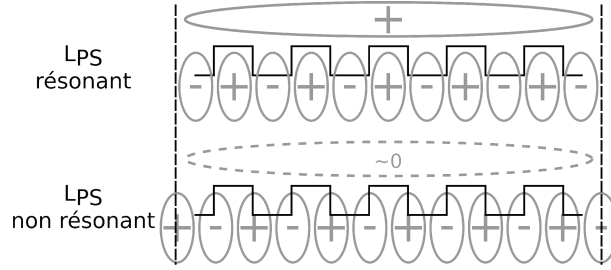


FIGURE 2.27 – Schéma illustrant la répartition spatiale du champ du mode Fabry-Pérot (en gris) et du réseau du GC (en noir) dans le cas du couplage optimum (partie haute) et du couplage minimum (partie basse).

cas des modes Fabry-Pérot, on notera une alternance de la puissance découplée pour le CRIGF : on passe d'un mode intense à un mode peu intense.

Pour simplifier les explications, nous restreindrons, dans un premier temps, l'analyse au seul cas de la longueur d'onde de résonance λ_r . Ainsi, comme dans [79], à $L_{PS} = 0, 125\Lambda_{GC}$, on observe un mode Fabry-Pérot pour la cavité et une puissance découplée intense pour le CRIGF. Dans ce cas le mode Fabry-Pérot et le réseau du GC sont spatialement bien alignés : l'intégrale de recouvrement est maximale et le découplage optimal comme l'illustre la Figure 2.27 dans sa partie haute.

En augmentant L_{PS} de $0, 5\Lambda_{GC}$, la cavité retrouve un mode Fabry-Pérot alors que la puissance découplée P_O est maintenant nulle à la longueur d'onde de résonance. Dans cette situation, le phasage spatial du mode Fabry-Pérot avec le réseau GC a changé : ils sont en quadrature de phase et l'intégrale de recouvrement s'annule ainsi que le découplage comme l'illustre la Figure 2.27 dans sa partie basse.

En conclusion, à résonance, la valeur de L_{PS} va positionner les modes Fabry-Pérot de la cavité relativement au réseau et moduler ainsi l'efficacité du découplage.

Hors de la longueur d'onde de résonance et sur la totalité du plateau de réflectivité, cette explication peut être maintenue. Deux cas de figure se présentent. Autour d'un mode résonant intense, on conserve un découplage efficace sur la quasi-totalité du plateau de réflexion. La longueur d'onde effectivement découplée est ainsi accordable sur tout le plateau en variant L_{PS} d'environ $0, 3\Lambda_{GC}$. Hors de la résonance, le mode Fabry-Pérot ne reste pas strictement en phase avec le réseau sur toute la longueur de la cavité vu que leurs périodes ne sont plus identiques. Pour autant, sur la majeure partie de la cavité, le déphasage reste modéré et l'intégrale de recouvrement diminue peu.

De part et d'autre d'un mode résonant peu intense, on voit apparaître des modes faiblement découplés. En effet, la longueur d'onde du mode Fabry-Pérot ayant changé, le réseau et le profil du mode ne sont plus parfaitement en quadrature et l'intégrale de recouvrement n'est plus strictement nulle. De plus, comme pour les modes intenses, on observe une accordabilité de la longueur d'onde découplée avec L_{PS} .

En résumé, ces deux cartographies permettent de mettre en évidence le rôle des modes résonants de la cavité Fabry-Pérot, du réseau de couplage du GC et de leur calage spatial relatif. La cavité permet de définir l'entrée et le confinement de l'énergie tandis que le réseau agit comme une passerelle vers les ondes rayonnées. Cette passerelle joue le rôle d'un filtre dont l'efficacité est contrôlable par son placement dans la cavité Fabry-Pérot.

Afin de renforcer la validité de notre modèle, nous l'avons comparé à des simulations ne reposant pas sur une méthode de modes couplés. Nous avons ainsi modélisé la même structure que précédemment par une méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD Finite Difference in Time Domain). La Figure 2.28 présente les résultats obtenus par la simulation FDTD (à gauche) et par notre modèle (à droite).

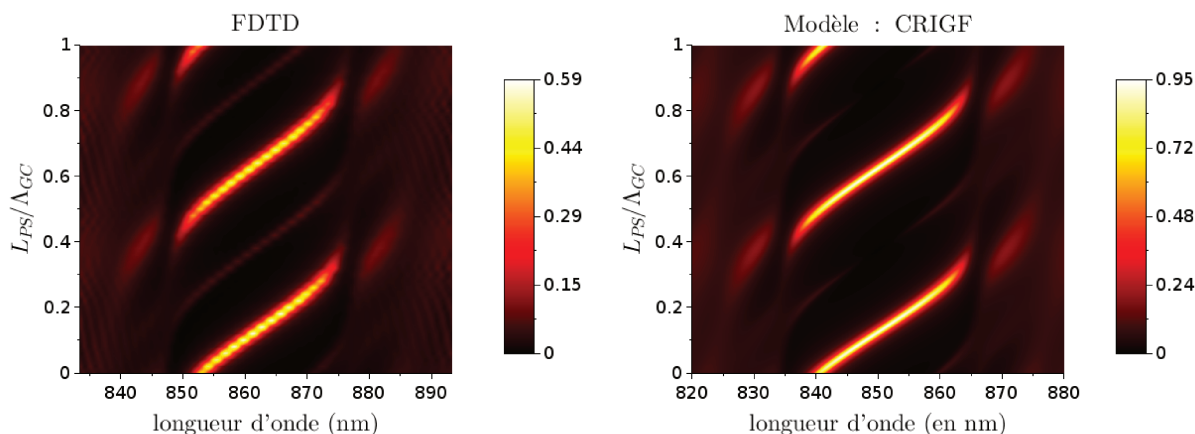


FIGURE 2.28 – Cartographies du spectre de découplage de la structure présentée en Figure 2.16, en fonction de la longueur des sections PS : à gauche, d’après un calcul FDTD et à droite, d’après notre modèle.

On remarque ainsi que les deux cartographies présentent les mêmes structures avec une différence notable : la gamme spectrale du plateau de réflexion est décalée dans les simulations FDTD. Ceci est un artefact connu de ce type de simulation. L’indice effectif à 850 nm observé en FDTD dépend directement du pas de discrétisation : il tend asymptotiquement vers la valeur réelle pour des pas infiniment petits et donc des temps de calculs infiniment longs.

Ceci est illustré sur la Figure 2.29 qui présente l’indice effectif obtenu par une simulation FDTD avec des pas de discrétisation de plus en plus petits (points, du bleu vers le rouge).

Elle présente aussi l’indice effectif obtenu par une méthode classique d’étude des guides multicouches [94] (trait rouge). On constate que pour le pas d’échantillonnage le plus grand (en bleu, celui utilisé dans les simulations FDTD de la Figure 2.28), l’indice effectif observé est de 1,522 au lieu de 1,516. Pour des pas plus petits, on observe bien la convergence des indices effectifs obtenus par FDTD vers les indices attendus (points rouges).

Cependant, il n’est pas envisageable d’utiliser de tels pas, les durées de calculs FDTD étant rédhibitoires : en diminuant le pas d’un facteur 10, le temps de calcul de la simulation FDTD 2D du CRIGF sera augmenté d’un facteur 1000. Nous avons donc préféré adapter l’indice effectif utilisé dans notre modèle pour qu’il corresponde à celui observé dans les simulations FDTDs présentées.

La Figure 2.30 présente les résultats obtenus par la simulation FDTD (à gauche) et par notre modèle avec un indice adapté (à droite).

Nous obtenons ainsi des cartographies tout à fait similaires, recalées sur la même bande spectrale. Les principales différences restantes sont les suivantes. Tout d’abord, les gammes d’intensité découplées sont différentes. Cela tient au fait que dans nos simulations FDTD, seul le découplé vers l’air est pris en compte. Ensuite, pour les modes faiblement découplés, la simulation FDTD ne présente pas d’extinction à la longueur d’onde de résonance. En effet, la discrétisation ne permet pas de reproduire exactement la condition de quadrature entre le réseau et le mode excité dans le CRIGF. Notons finalement que l’inclinaison des pics fortement découplés obtenue avec notre modèle est en bon accord avec celle obtenue par FDTD. Enfin, on notera également que la cartographie FDTD contient nettement moins de points que celle effectuée avec notre modèle (présence de pavés sur les modes fortement découplés). En effet, même avec un pas relativement grossier, la FDTD est de l’ordre de 10^6 fois plus lente que notre modèle. Ce dernier point souligne l’intérêt de notre modèle pour des études systématiques de conception.

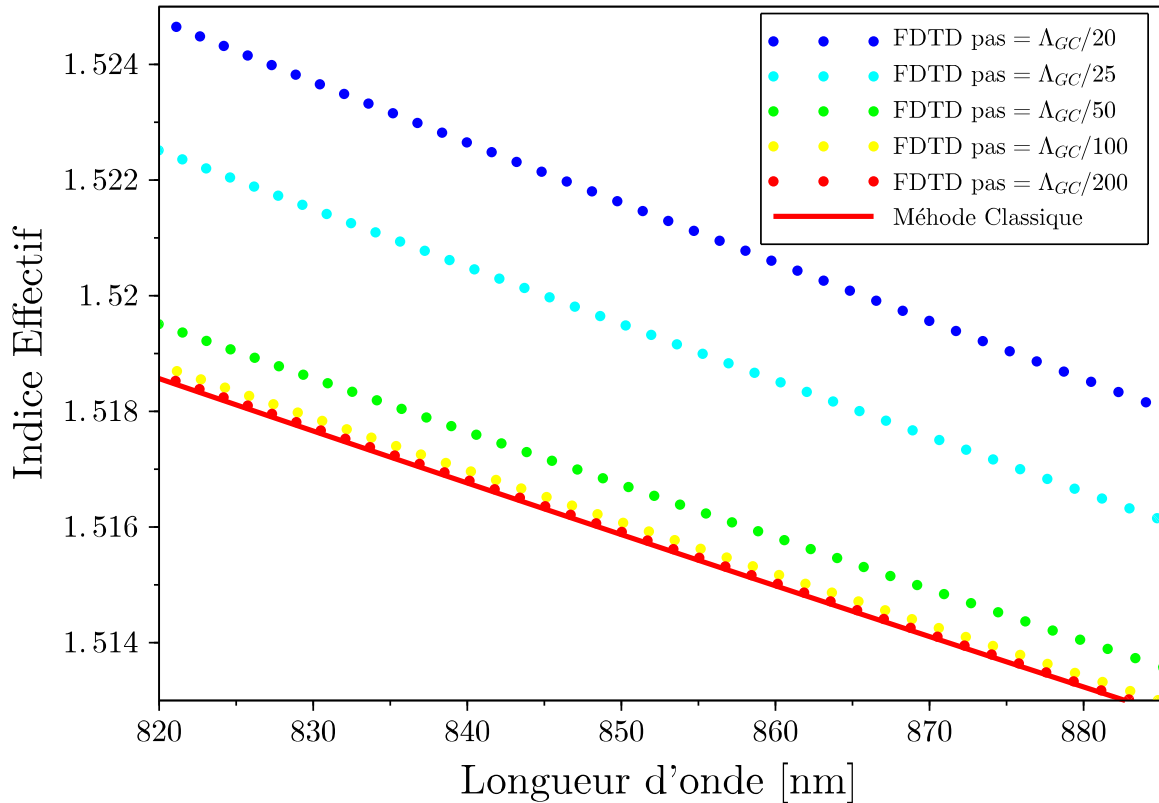


FIGURE 2.29 – Indice effectif de l’empilement vertical utilisé pour le CRIGF, obtenu par FDTD (points de couleur) et par une méthode classique (résolution directe).

2.4.4 CRIGF complet : propriétés spatiales

Nous allons voir maintenant que les modes Fabry-Pérot et leur phasage par rapport au réseau de découplage du GC jouent un rôle prépondérant dans les propriétés spatiales des modes découplés ou réfléchis par les CRIGFs.

Antérieurement à ces travaux, Xavier Buet a réalisé et caractérisé des CRIGFs dans le cadre de ses travaux de thèse [78] au sein de l’équipe PHOTO du LAAS. Au cours de ma thèse, ces structures CRIGFs ont été caractérisées par l’équipe Optique de Champs Proche du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne dans le cadre d’une collaboration. Cette étude et la modélisation par les modes couplés ont permis de révéler l’existence de modes CRIGFs d’ordre supérieur et d’expliquer leurs propriétés spatiales [95].

Ces CRIGFs ont été fabriqués sur un empilement tri-couche $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (cf. Figure 2.3 page 51). D’abord, sur un substrat de silice ($n_{\text{sub}} = 1,5$), une couche de Si_3N_4 ($n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1,97$) de 165 nm d’épaisseur a été déposée par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) suivie d’une couche de SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2} = 1,46$) de 111 nm d’épaisseur. La première couche de Si_3N_4 constitue le cœur du guide et la seconde de SiO_2 la gaine supérieure. Les épaisseurs de ces deux couches ont été fixées pour obtenir un empilement anti-réfléchissant autour de 850 nm à incidence normale.

Enfin, par une étape en lithographie électronique suivie d’une gravure par ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma Reactive Ion Etching) des tranchées de 100 nm de large et de 120 nm de profondeur sont réalisées dans la gaine supérieure. Ainsi les cinq différentes

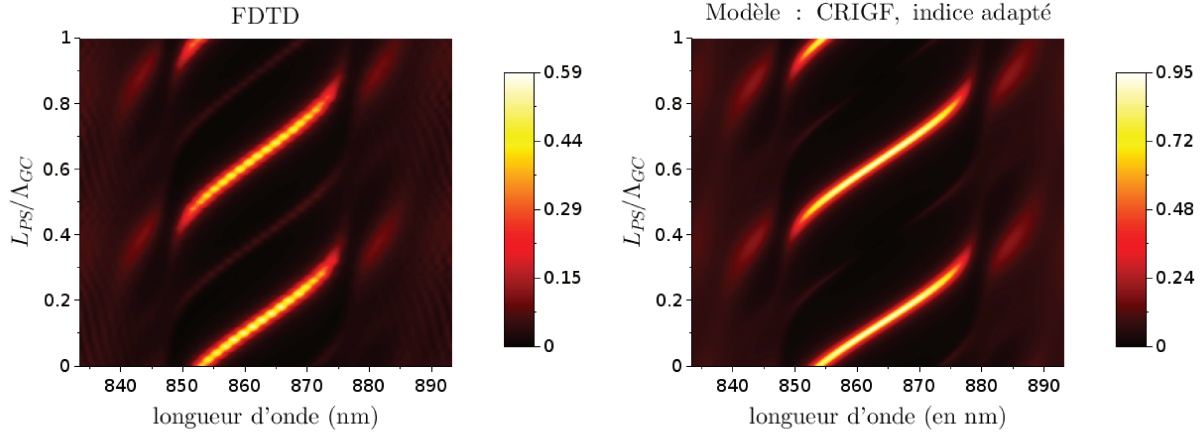


FIGURE 2.30 – Cartographies du spectre de découplage de la structure présentée en Figure 2.16, en fonction de la longueur des sections PS : à gauche, d’après un calcul FDTD et à droite, d’après notre modèle avec un indice effectif adapté.

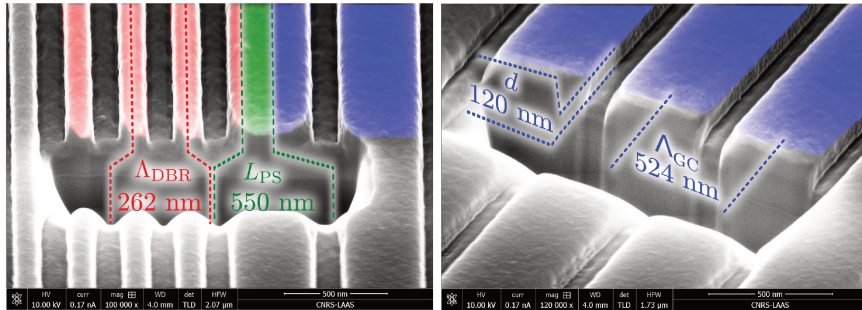


FIGURE 2.31 – Images FIBE d’un des CRIGFs fabriqués, avec les DBRs (en rouge), la PS (en vert), et le GC (en bleu).

sections du CRIGF sont obtenues en une seule étape technologique. Par cet enchaînement, plusieurs CRIGFs de différentes périodes ont été réalisés, tous respectant le canevas suivant :

- un GC de 101 périodes, $L_{GC} = 101\Lambda_{GC}$;
- deux DBRs de 200 périodes, $L_{DBR} = 200\Lambda_{DBR}$ avec $\Lambda_{DBR} = \Lambda_{GC}/2$;
- deux PS de longueur $L_{PS} = 0,3\Lambda_{GC}$.

La Figure 2.31 illustre deux images de sections transverses d’un CRIGF de période $\Lambda_{GC} = 524\text{ nm}$ obtenues par FIBE (Focused Ion Beam Etching).

Les réflectivités spectrale et spatiale ont été caractérisées par deux expériences. La première permet une analyse spectrale des faisceaux réfléchis obtenus pour des faisceaux incidents de taille variable. La deuxième permet d’obtenir des images résolues spectralement et spatialement des faisceaux réfléchis.

Le principe de la première caractérisation est donné par la Figure 2.32.

Le faisceau d’une source large bande est plus ou moins focalisé en incidence normale sur le CRIGF à l’aide de lentilles (F1) ayant différentes focales (ceci permet d’obtenir des tailles de faisceau différentes sur le CRIGF). Le faisceau réfléchi est renvoyé à l’aide d’une lame semi-transparente vers un monochromateur. Initialement, le faisceau est focalisé de manière à couvrir la totalité du GC. Ceci permet d’être dans la configuration optimale décrite dans [77] pour un CRIGF utilisé comme filtre spectral, à savoir : un seul pic réfléchi d’intensité maximale et une finesse spectrale maximale, dans notre cas inférieure à 2 nm à mi-hauteur.

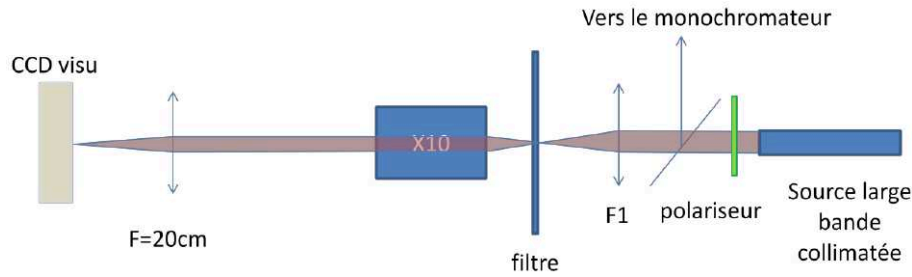


FIGURE 2.32 – Schéma du banc de caractérisation optique des réseaux résonants CRIGF. Une source large est focalisée sur le CRIGF, le réfléchi est spectralement résolu par un monochromateur.

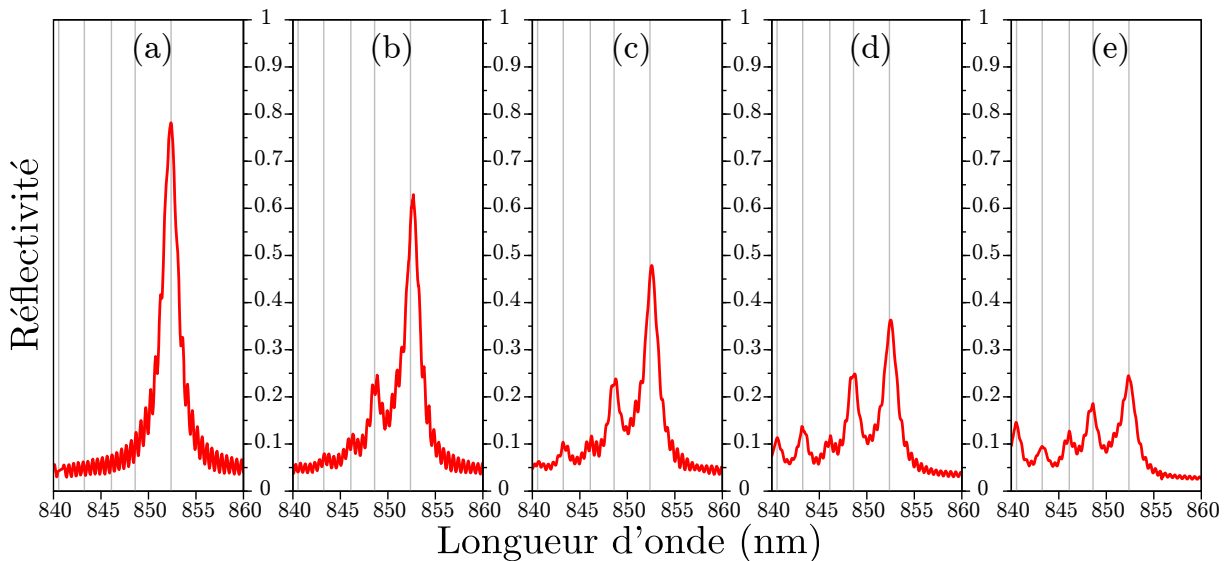


FIGURE 2.33 – Spectres de réflectivité d'un CRIGF ($\Lambda_{GC} = 532 \text{ nm}$) en fonction de la taille de faisceau incident : en partant de la taille optimale de faisceau (a), sa réduction (de (a) à (e)) révèle des pics de réflexion à des longueurs d'onde plus courtes que λ_r (des lignes grises verticales indiquent les positions de ces pics).

Dans cette configuration, le résultat obtenu est présenté dans la Figure 2.33 (a).

Les Figures 2.33 (b) à 2.33 (e) montrent l'évolution du spectre du réfléchi quand on opère une diminution progressive de la taille du faisceau incident (de $26,4$ à $3,6 \mu\text{m}$ en diamètre) sur le CRIGF. On observe alors une diminution de l'intensité du pic fondamental à λ_r et l'apparition progressive de plusieurs pics à des longueurs d'ondes bien déterminées, de plus en plus courtes et dont l'intensité croît. Dans ce qui suit, nous allons montrer que ces pics correspondent à l'excitation de différents modes Fabry-Pérot présents dans le CRIGFs.

La Figure 2.34 illustre le principe de la deuxième caractérisation qui a été menée pour étudier les profils spatiaux des modes réfléchis d'ordre supérieur par imagerie hyperspectrale.

Cela consiste à effectuer une mesure de la réflexion en fonction de la direction transverse X (le long des créneaux du réseau), de la position longitudinale Y (le long de la cavité ou perpendiculairement aux créneaux du réseau) et de la longueur d'onde incidente λ . Pour cela, une source supercontinuum (Fianium SC480) est fortement focalisée sur le GC d'un CRIGF (jusqu'à obtenir une taille de faisceau d'environ $1 \mu\text{m}$) par un objectif X50 (Zeiss epiplan x50 NA 0.5) qui est balayé suivant les axes X et Y . Le faisceau réfléchi

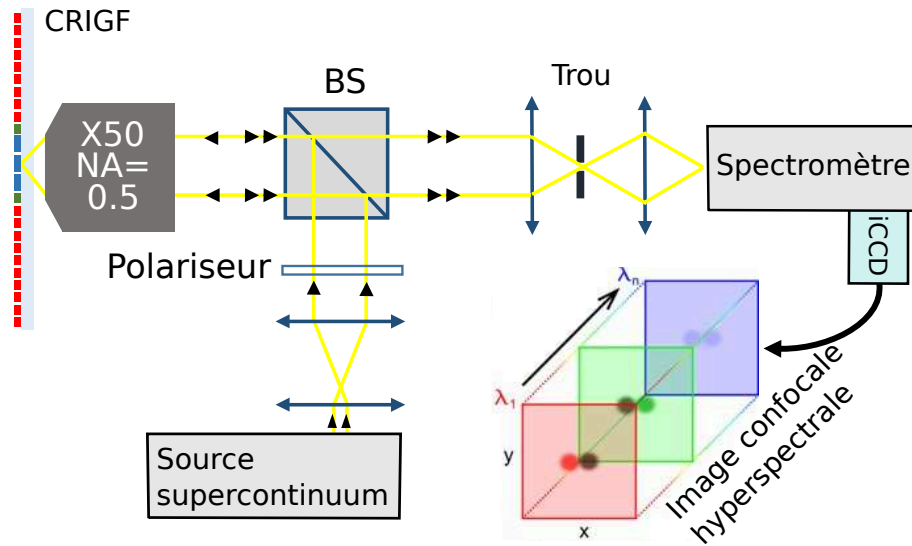


FIGURE 2.34 – Banc de caractérisation pour une mesure spatialement et spectralement résolue de la réflectivité.

est analysé par un spectromètre (Jobin Yvon iHR320 avec une caméra iCDD Andor).

La Figure 2.35 (a) illustre de telles cartographies pour sept différentes longueurs d’onde obtenues pour un CRIGF ayant une période $\Lambda_{GC} = 528 \text{ nm}$ et dont la résonance est à $839,5 \text{ nm}$.

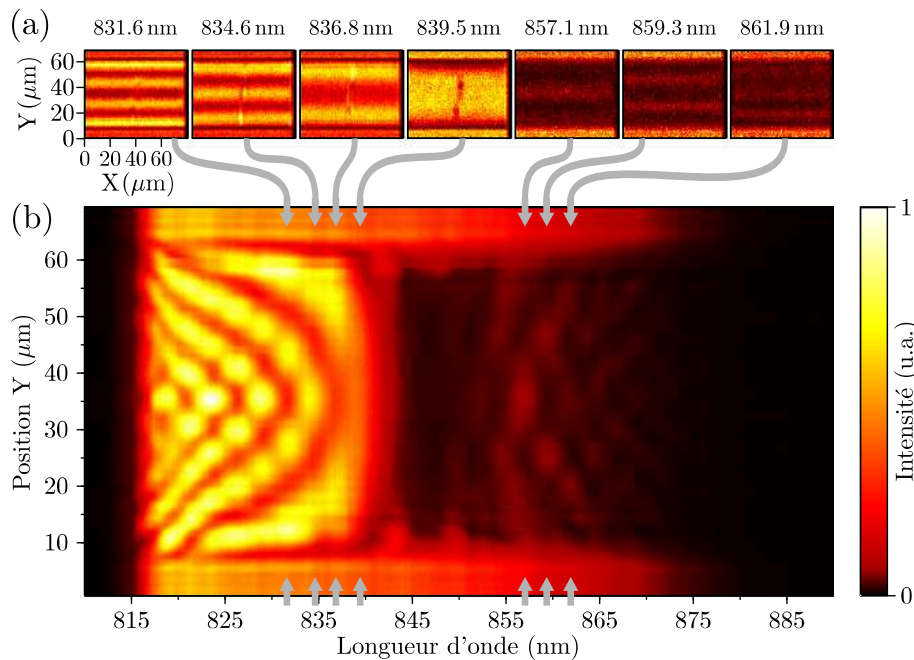


FIGURE 2.35 – Images résolues spectralement et spatialement de la réflectivité d’un CRIGF ($\Lambda_{GC} = 528 \text{ nm}$, $L_{GC} = 101\Lambda_{GC}$) : (a) Profils spatiaux de la réflectivité selon l’excitation par 7 longueurs d’onde différentes ; (b) Image de la réflectivité, intégrée selon la position transverse X , présentée selon une fonction de la position longitudinale Y et la longueur d’onde.

Comme il était prévisible à la vue de la géométrie du CRIGF, la réflectivité ne change pas suivant l’axe transverse X . Suivant l’axe Y , l’observation montre une situation plus

complexe. Si pour la longueur d'onde de résonance ($\lambda_r = 839,5 \text{ nm}$) on observe un seul lobe de forte réflectivité, le profil spatial présente un nombre croissant de lobes séparés par des plans nodaux pour des longueurs d'ondes plus courtes : 2 lobes intenses à $\lambda = 836,8 \text{ nm}$, 3 à $\lambda = 834,6 \text{ nm}$ et 4 à $\lambda = 831,6 \text{ nm}$.

Nous les désignerons dans la suite du document et par convention "les modes brillants". Symétriquement, pour des longueurs supérieures à celle de résonance, une observation similaire peut être faite mais en inversant les positions des lobes et des plans nodaux : 2 plans nodaux (bandes peu intenses) à $\lambda = 857,1 \text{ nm}$, 3 à $\lambda = 859,3 \text{ nm}$ et 4 à $\lambda = 861,9 \text{ nm}$. Nous désignerons ces modes par "les modes sombres".

Comme la réflexion reste inchangée suivant l'axe X , nous pouvons opérer une intégration suivant cet axe, augmenter ainsi le rapport signal sur bruit et obtenir la cartographie de la Figure 2.35 (b) où la réflexion est illustrée en fonction de la longueur d'onde et de la position Y dans la cavité centrale. Sur cette cartographie, le GC se situe entre $Y = 8 \mu\text{m}$ et $Y = 62 \mu\text{m}$ et la réponse spectrale est observable sur la totalité du plateau de réflexion du CRIGF, c'est-à-dire entre $\lambda = 815 \text{ nm}$ et $\lambda = 875 \text{ nm}$. Dans cet intervalle, trois zones caractéristiques sont observables.

Premièrement, dans la partie centrale comprise entre $\lambda = 840 \text{ nm}$ et $\lambda = 850 \text{ nm}$, l'intensité est quasi-nulle signalant une absence de mode réfléchi, c'est à dire une bande interdite.

Deuxièmement, dans la gamme des longueurs d'onde comprises entre $\lambda = 815 \text{ nm}$ et $\lambda = 840 \text{ nm}$, l'ensemble des modes brillants est visible. Ils forment un motif qui met en évidence l'augmentation des plans nodaux à mesure que la longueur d'onde diminue : pour chaque nouveau mode, un plan nodal est ajouté au profil spatial. Nous identifions ces modes comme étant ceux observés lors de la première expérience (Figure 2.33) dans laquelle les modes étaient plus ou moins excités par les différentes tailles de faisceau. Symétriquement à la partie centrale (bande interdite), nous retrouvons les modes sombres qui forment un motif similaire mais avec des intensités plus faibles.

Pour interpréter ces résultats expérimentaux, nous avons mis en place la modélisation d'une structure CRIGF.

Celle-ci correspond à la structure expérimentale, à trois détails près. Tout d'abord, l'excitation s'opérant par le côté, nous avons dû réduire le nombre de périodes du DBR de 200 à 30. En effet, avec 200 périodes, la transmission à travers le DBR est en théorie de l'ordre de 10^{-19} , ce qui est en dessous de la précision numérique de calcul. Avec 30 périodes, la transmission est de 0,5%, ce qui permet de mener les calculs tout en gardant une réflectivité suffisante pour ne pas fausser les résultats. Ensuite, la définition de la position des interfaces entre les différentes sections n'est pas la même que celle utilisée dans [95] et [77]. En effet, par commodité, les périodes de réseaux sont centrées sur la perturbation, ce qui modifie aussi la définition de la zone de PS par rapport celle utilisée dans [95] et [77], sans pour autant en modifier les résultats.

Avec cette définition des interfaces, les paramètres du modèle sont les suivants :

- un GC possédant une longueur de $L_{GC} = 102\Lambda_{GC}$ avec $\Lambda_{GC} = 528 \text{ nm}$, $\alpha = \kappa = 5,7 \text{ mm}^{-1}$, $\chi = -49,2 \text{ cm}^{-1}$;
- des DBRs de longueur $L_{DBR} = 30\Lambda_{DBR} = 15\Lambda_{GC}$, avec $\chi = -420,7 \text{ mm}^{-1}$;
- des PS de longueur $L_{PS} = 0,3\Lambda_{GC}$.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une série de simulations pour déterminer l'origine de la bande interdite centrale. Pour cela nous avons simulé la structure ci-dessus en modifiant le GC de façon à annuler le couplage vers l'air ($\alpha = 0$) et en faisant varier la force du couplage contrapropagatif direct χ . La Figure 2.36 présente les spectres de transmission (en vert) et de réflexion (en rouge) en échelle logarithmique obtenus pour un couplage contrapropagatif nul (Figure 2.36 (a) $\chi = 0 \text{ cm}^{-1}$), un couplage réduit d'environ

moitié par rapport à la structure fabriquée (Figure 2.36 (b) $\chi = -22,6 \text{ mm}^{-1}$) et un couplage égal à celui de la structure fabriquée (Figure 2.36 (c) $\chi = -49,2 \text{ mm}^{-1}$).

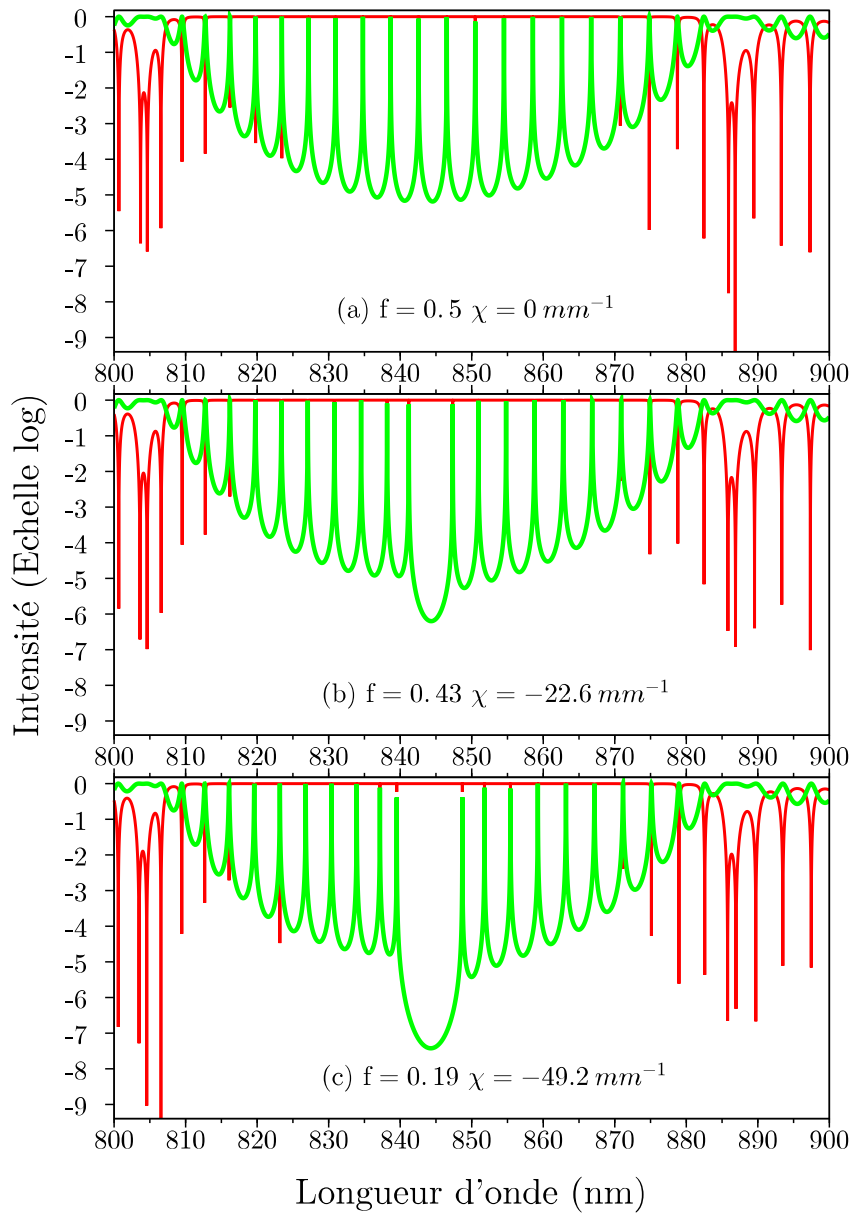


FIGURE 2.36 – Spectres de transmission et de réflexion des cavités CRIGF en l’absence de couplage vers l’air ($\alpha = 0$) et pour trois couplage contrapropagatifs dans le GC (a) $\chi = 0 \text{ mm}^{-1}$, (b) $\chi = -22,6 \text{ mm}^{-1}$ et (c) $\chi = -49,2 \text{ mm}^{-1}$. En échelle logarithmique, en vert la transmission, en rouge la réflexion.

On observe que la bande interdite est directement liée à la force du couplage contrapropagatif direct au sein du GC. Tout comme pour le plateau de réflectivité d’un réflecteur DBR, la bande de réflexion (ici la bande interdite) est d’autant plus large que la force de couplage est élevée. Les différents modes Fabry-Pérot présents dans la cavité du CRIGF sont ainsi repoussés hors d’une bande centrale, ce qui vient localement modifier l’intervalle spectral libre entre les modes.

Revenons maintenant à la structure complète, en tenant compte cette fois du couplage vers l’air dans le GC ($\alpha \neq 0$). La Figure 2.37 présente les spectres de transmission (en vert), de réflexion (en rouge) et de découplage (en bleu) obtenus pour différents facteurs de remplissage et donc plusieurs forces de couplage contrapropagatif.

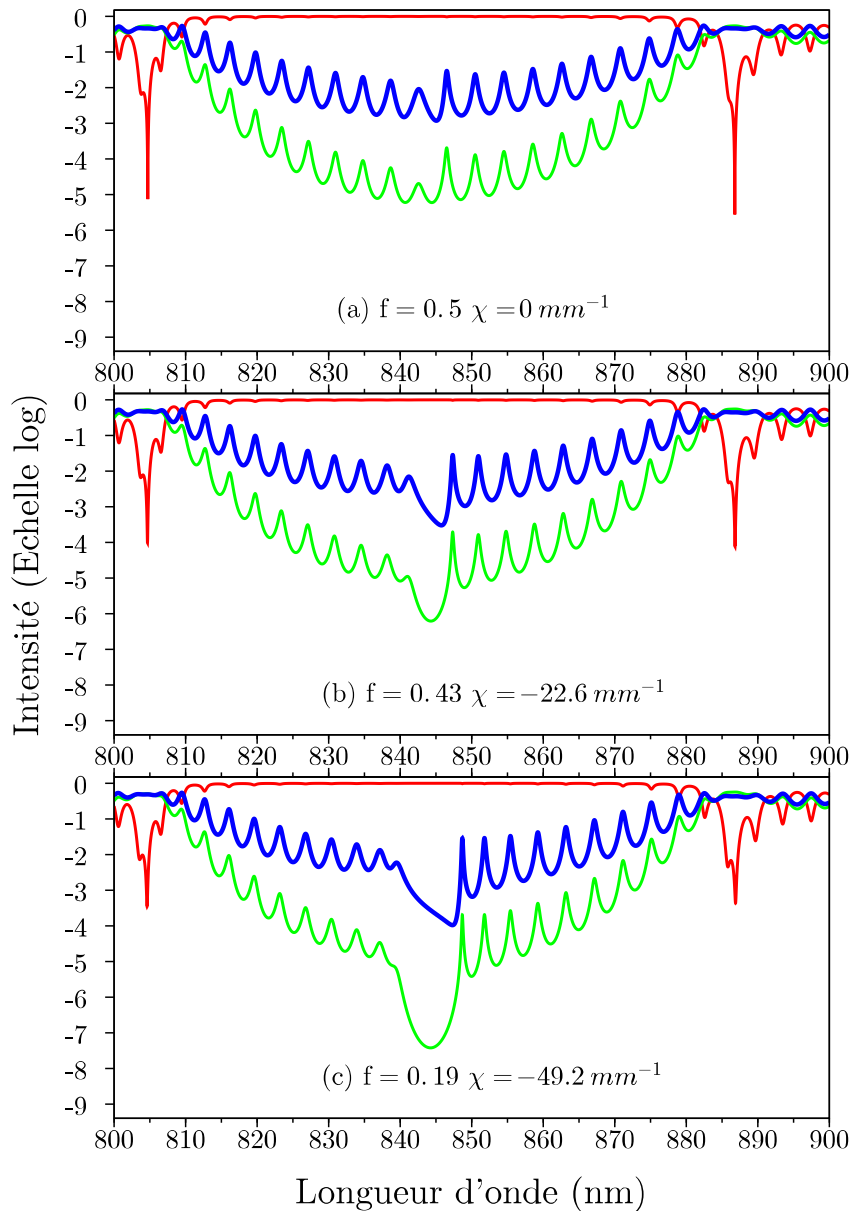


FIGURE 2.37 – Spectres de CRIGF, prenant en compte le couplage de second ordre χ dans GC. En échelle logarithmique, en vert la transmission, en rouge la réflexion et en bleu le découplé.

Outre l'ouverture progressive de la bande interdite déjà observée, on constate également l'apparition de différences entre les modes situés avant et ceux situés après la bande interdite. En effet, ceux situés avant la bande interdite (dans la gamme [810, 840] nm) sont moins piqués et moins intenses que ceux situés après (gamme [845, 880] nm). Ces modes présentent ainsi des facteurs de qualité moins importants que leurs symétriques par rapport à la bande interdite. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement (voir la Figure 2.35) : aux plus courtes longueurs d'onde, les modes de la structures sont efficacement couplés vers l'air (modes brillants), ce qui se traduit par des pertes relativement élevées et donc un facteur de qualité réduit. De l'autre côté de la bande interdite, les modes sombres sont eux moins bien couplés à l'air, ce qui correspond à des modes de plus forts facteurs de qualité. Notons de plus que cette différence entre modes sombres et modes brillants est d'autant plus marquée que la force de couplage contrapropagatif est élevée.

De plus, notre modèle permet de prévoir où se situeront les modes sombres et brillants par rapport à la bande interdite, comme cela est présenté sur la Figure 2.38.

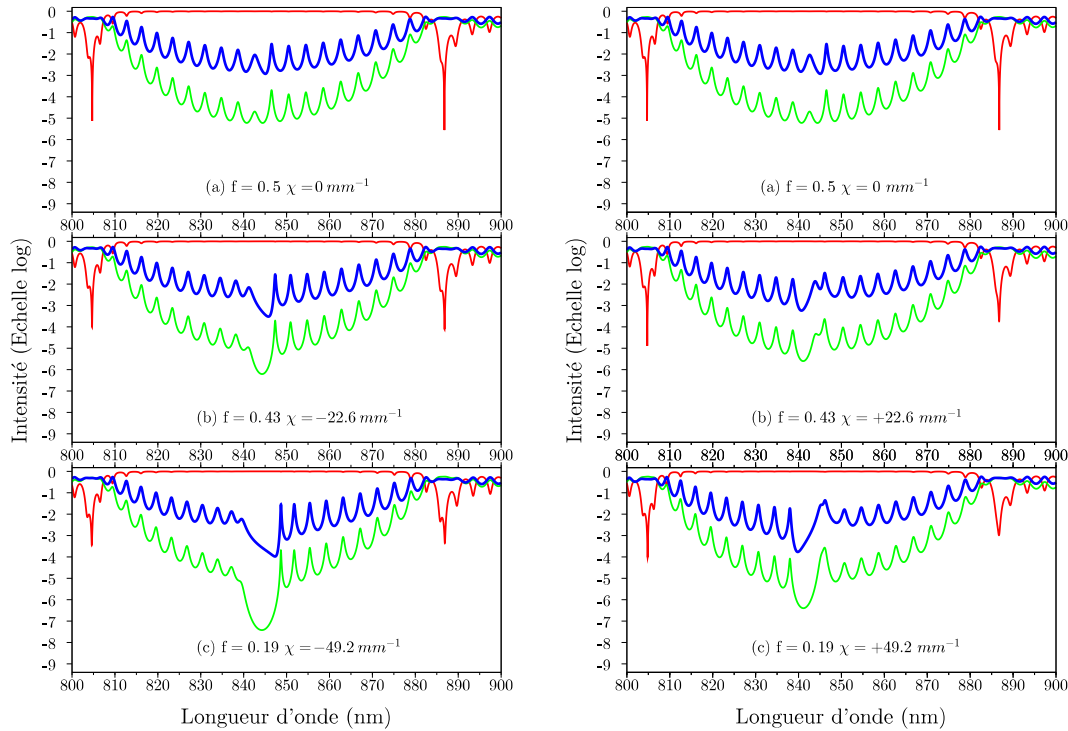


FIGURE 2.38 – Effet du signe du couplage de second ordre χ dans GC sur la position des modes sombres et brillants : à gauche $\chi < 0$ et à droite $\chi > 0$. En échelle logarithmique, en vert la transmission, en rouge la réflexion et en bleu le découplé.

En effet, le signe du coefficient χ de couplage contrapropagatif direct dans le GC détermine la position des modes sombres et brillants. Dans le cas de la structure étudiée expérimentalement, $\chi < 0$ et les modes brillants sont situés à plus basse longueur d'onde que la bande interdite (2.38 à gauche). Par contre, lorsque χ est positif (2.38 à droite), les modes brillants apparaissent aux plus grandes longueurs d'onde et les modes sombres aux plus courtes longueurs d'onde.

En pratique, ce changement de signe de χ peut être obtenu de deux façons différentes, comme cela est résumé dans l'annexe A. Nous pouvons ainsi considérer un réseau de GC constitué non pas de tranchées étroites (avec un facteur de remplissage $f < 0,5$) gravées dans la couche haut indice, mais de dents haut indice en sur-épaisseur dans l'air (géométries respectives G^0 et G^1 dans la Figure A.1), tout en conservant constant le facteur de remplissage en perturbation. Alternativement, nous pouvons continuer à considérer une perturbation constituée d'une tranchée gravée, mais cette fois-ci avec un facteur de remplissage au delà de 0,5 (géométries respectives G^0 et G^2 dans la Figure A.1). Dans le cadre de notre modèle ces deux géométries G^1 et G^2 sont en fait très proches car elles ne diffèrent en réalité que d'une translation de la perturbation du réseau GC par une demi-période.

Jusqu'ici, nous n'avons reproduit que les propriétés spectrales des modes présents dans le CRIGF. Pour expliquer les propriétés spatiales observées dans l'expérience (voir Figure 2.35), il nous faut tenir compte du calage entre les périodes respectives de l'onde stationnaire excitée et celles du réseau de couplage dans la section GC. Pour cela, deux méthodes sont utilisables.

La première revient à considérer le motif de moiré résultant du battement spatial entre

l'onde stationnaire excitée dans la cavité Fabry-Pérot du CRIGF et le réseau de couplage, comme cela est schématisé sur la Figure 2.39.

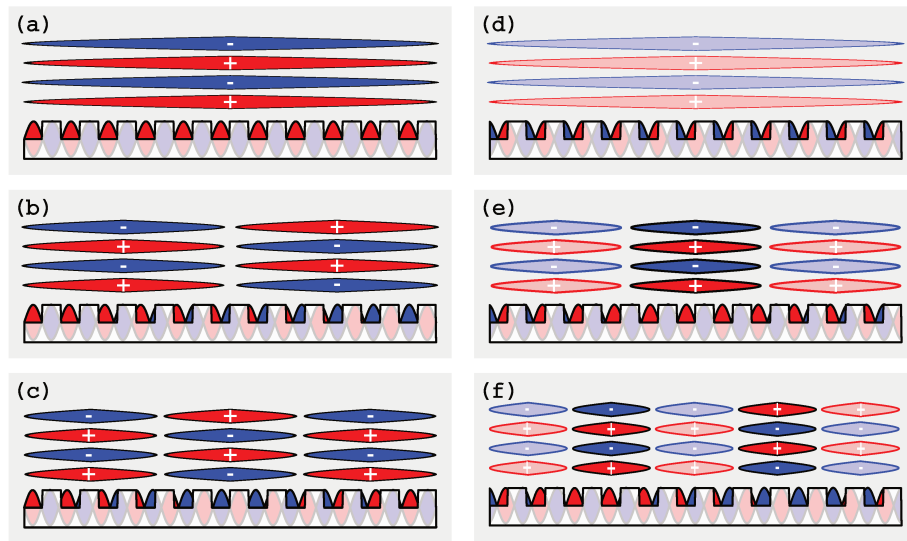


FIGURE 2.39 – Schéma des Figures de moiré entre l'onde stationnaire dans le CRIGF, correspondant au mode Fabry-Pérot excité, et le GC, donnant des profils multi-lobes aux modes radiatifs. (a) Premier mode brillant, avec la même périodicité que le GC ; (b) Deuxième mode brillant, avec un nœud, dû à la demi-période supplémentaire dans l'onde stationnaire. (c) Troisième mode brillant, avec deux nœuds, dus aux deux demi-périodes supplémentaires dans l'onde stationnaire. (d) Premier mode sombre, avec la même périodicité que le GC mais en quadrature avec celui-ci. (e) deuxième mode sombre et (f) troisième mode sombre.

Le premier mode brillant (ou mode fondamental) (Figure 2.39 (a)) correspond à l'excitation d'un mode stationnaire Fabry-Pérot ayant la même périodicité que le réseau de couplage et étant en phase avec ce dernier. Il se découple donc de façon optimale et uniforme sur toute la longueur du réseau GC. Le second mode brillant (Figure 2.39 (b)) correspond à un mode Fabry-Pérot ayant une demi-période de plus dans la cavité. Par effet de moiré avec le réseau de couplage, on obtient ainsi deux lobes découplés en opposition de phase, séparés par un plan nodal au centre de la cavité.

Le troisième mode brillant (Figure 2.39 (c)) correspond à l'excitation du mode Fabry-Pérot suivant ayant deux demi-périodes de plus dans la cavité que le mode fondamental et se découple ainsi sous la forme de trois lobes séparés par deux plans nodaux.

Le premier mode sombre (Figure 2.39 (d)) correspond à l'excitation d'un mode stationnaire Fabry-Pérot ayant la même périodicité que le réseau de couplage et étant en quadrature avec ce dernier. Ce mode est parfaitement sombre en ce sens qu'il ne se découple pas vers les ondes propagatives. Bien qu'il apparaisse sur les spectres reconstruits avec notre modèle, il n'est pas visible dans l'expérience.

Le second mode sombre (Figure 2.39 (e)) correspond à l'excitation d'un mode stationnaire Fabry-Pérot ayant une demi-période de moins dans la cavité. Celui-ci est donc en quadrature aux deux extrémités de la cavité et en phase au centre. Son profil découplé est donc le complémentaire de celui du premier mode brillant (Figure 2.39 (b)) avec aucun découplage sauf dans un plan brillant au centre de la cavité.

De même, le troisième mode sombre (Figure 2.39 (f)), ayant lui deux demi-périodes de plus dans la cavité que le premier mode sombre, présentera deux plans brillants là où le deuxième mode brillant présente deux plans nodaux.

Ce schéma se répète pour les modes brillants et sombres suivants avec un nombre croissant de plans nodaux (respectivement de plans brillants) et correspond bien aux observations expérimentales (voir Figure 2.35 (a)).

Dans un premier temps, nous avons utilisé cette approche pour reconstruire le champ rayonné à partir du champ excité dans la cavité Fabry-Pérot : l'onde rayonnée est obtenue par convolution du profil du réseau avec le champ électrique de l'onde stationnaire excitée. Une étape supplémentaire de lissage permet de supprimer les structures sub-longueur d'onde pouvant subsister. C'est cette méthode qui a été utilisée dans [95]. Elle permet de reconstruire le profil d'intensité et de phase de l'onde rayonnée à la surface du réseau GC, comme cela est présenté sur la Figure 2.40, qui présente l'intensité des ondes rayonnées (en haut) et leur phase (en bas).

Nous retrouvons sur cette figure les différents modes rayonnés identifiés précédemment. Ainsi, l'onde rayonnée par le mode brillant fondamental (b_0) apparaît autour de $\lambda = 840$ nm et possède un seul lobe qui s'étend sur presque toute la longueur de la cavité. Les modes brillants suivant b_1 et b_2 émettent vers les ondes rayonnées avec respectivement un plan nodal et deux plans nodaux. De même, le premier mode sombre s_0 ne donne aucune émission au centre de la cavité. L'émission par le deuxième mode sombre s_1 présentent un plan brillant et celle du troisième mode sombre s_2 , deux. Nous notons toutefois que la situation est légèrement plus complexe que celle décrite dans la Figure 2.39. En effet, le premier mode brillant b_0 n'émet pas sur toute la longueur de la cavité (l'émission diminue en bord de cavité) et de même, le premier mode sombre s_0 ne présente pas une émission rigoureusement nulle, celle-ci remontant en bord de cavité. Tout ceci est dû au choix particulier de la taille de la cavité (ou ce qui revient au même, au choix de L_{PS}) qui impose pour les premiers modes brillant et sombre une périodicité qui n'est pas exactement celle du réseau GC.

De plus, la cartographie de phase (bas de la Figure 2.40), confirme l'alternance de signe d'un lobe à l'autre tant pour les modes sombres que les modes brillants, en bon accord avec notre analyse initiale.

Nous avons par la suite reconstruit les ondes rayonnées avec la méthode plus rigoureuse décrite dans la section 2.3.6.2. Cette reconstruction est présentée sur la Figure 2.41.

Elle présente l'avantage de donner une nouvelle explication à l'apparition des différents plans nodaux et des lobes de signes opposés pour les modes d'ordre supérieurs : ceux-ci résultent de l'interférence entre deux ondes rayonnées dans des directions opposées, de part et d'autre de la normale au CRIGF. La première correspond au découplé du mode propagatif par le réseau GC et la deuxième au découplage du mode contrapropagatif par ce même réseau. La différence essentielle entre les modes sombres et les modes brillants est due à la phase relative entre les modes propagatif et contrapropagatif. Dans le cas des modes brillants cette phase induit un maximum de champ le long de la normale au CRIGF, alors dans le cas des modes sombres, elle induit un nœud de champ le long de cette même direction.

2.4.5 Influence des conditions d'excitation

Jusqu'ici, nous avons reproduit les propriétés spatiales et spectrales de la réponse du CRIGF en utilisant une excitation "par le côté". En effet, notre modèle ne s'applique en réalité qu'aux CRIGFs utilisés comme coupleurs et nous avons pour le moment excité notre structure par le mode propagatif ($\Psi_a(0) = 1$ et $\Psi_b(L) = 0$). Nous pouvons exploiter différentes symétries d'excitation pour sélectionner certains types de modes du CRIGF. La Figure 2.42 présente la cartographie d'intensité et de phase du champ émis par le CRIGF en fonction de la longueur d'onde et de la position dans la cavité pour deux conditions

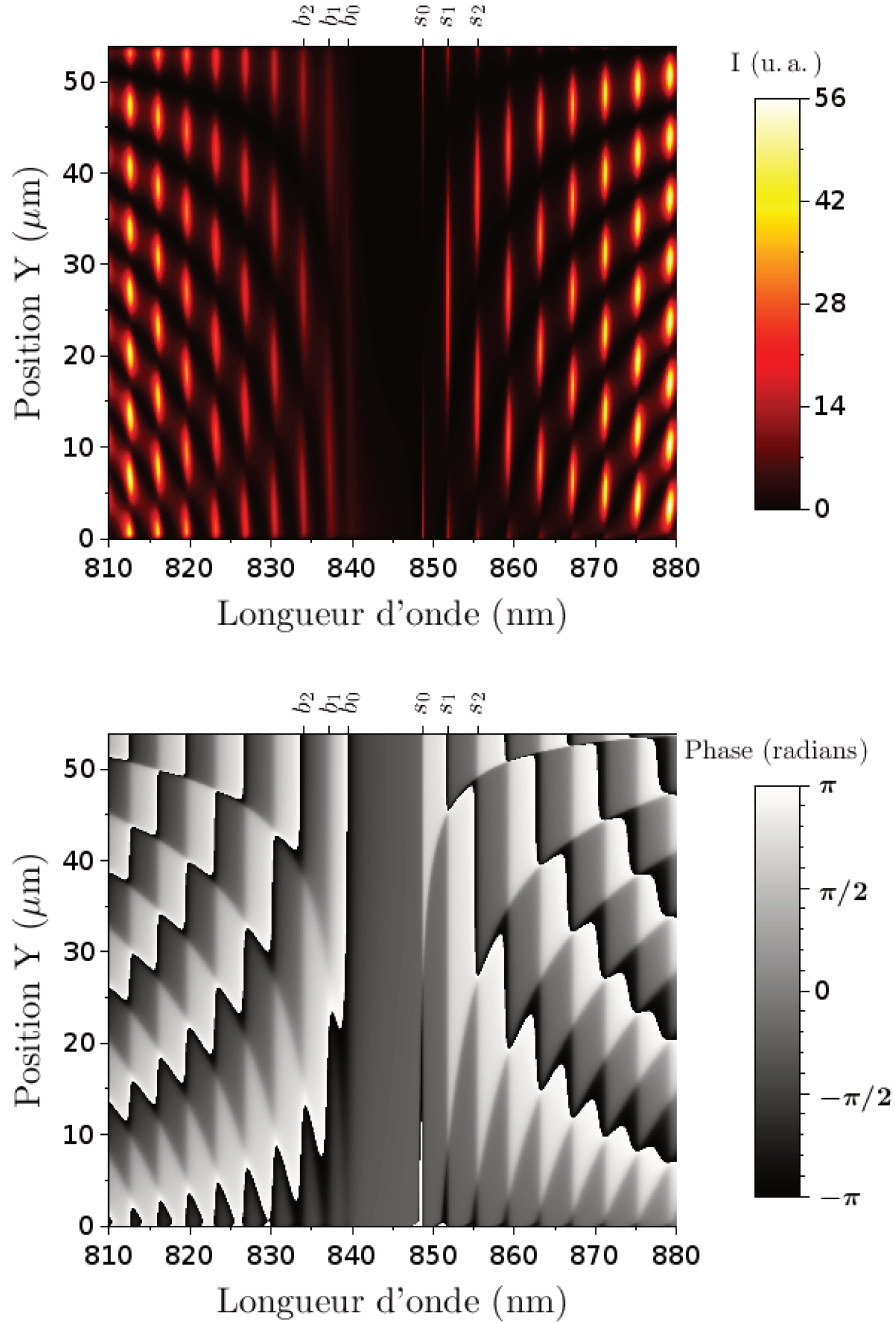


FIGURE 2.40 – Intensité (haut) et phase (bas) des ondes rayonnées par le CRIGF, en fonction de la longueur d’onde et de la position longitudinale Y dans la cavité, reconstruite par une méthode de moiré.

d’excitation : la partie haute correspond à une excitation symétrique ($\Psi_a(0) = +1$ et $\Psi_b(L) = +1$) et la partie basse à une excitation anti-symétrique ($\Psi_a(0) = +1$ et $\Psi_b(L) = -1$).

On constate, en comparant ces cartographies à celles simulées précédemment (voir Figure 2.41) que nous pouvons exciter sélectivement les modes en fonction de leur parité. Les premier et troisième modes brillants (b_0 et b_2) ainsi que le deuxième mode sombre (s_1) sont pairs et donc excités préférentiellement par une excitation symétrique.

A l’inverse, le deuxième mode brillant (b_1) et les premier et troisième modes sombres (s_0 et s_2) sont impairs et excités par une excitation anti-symétrique.

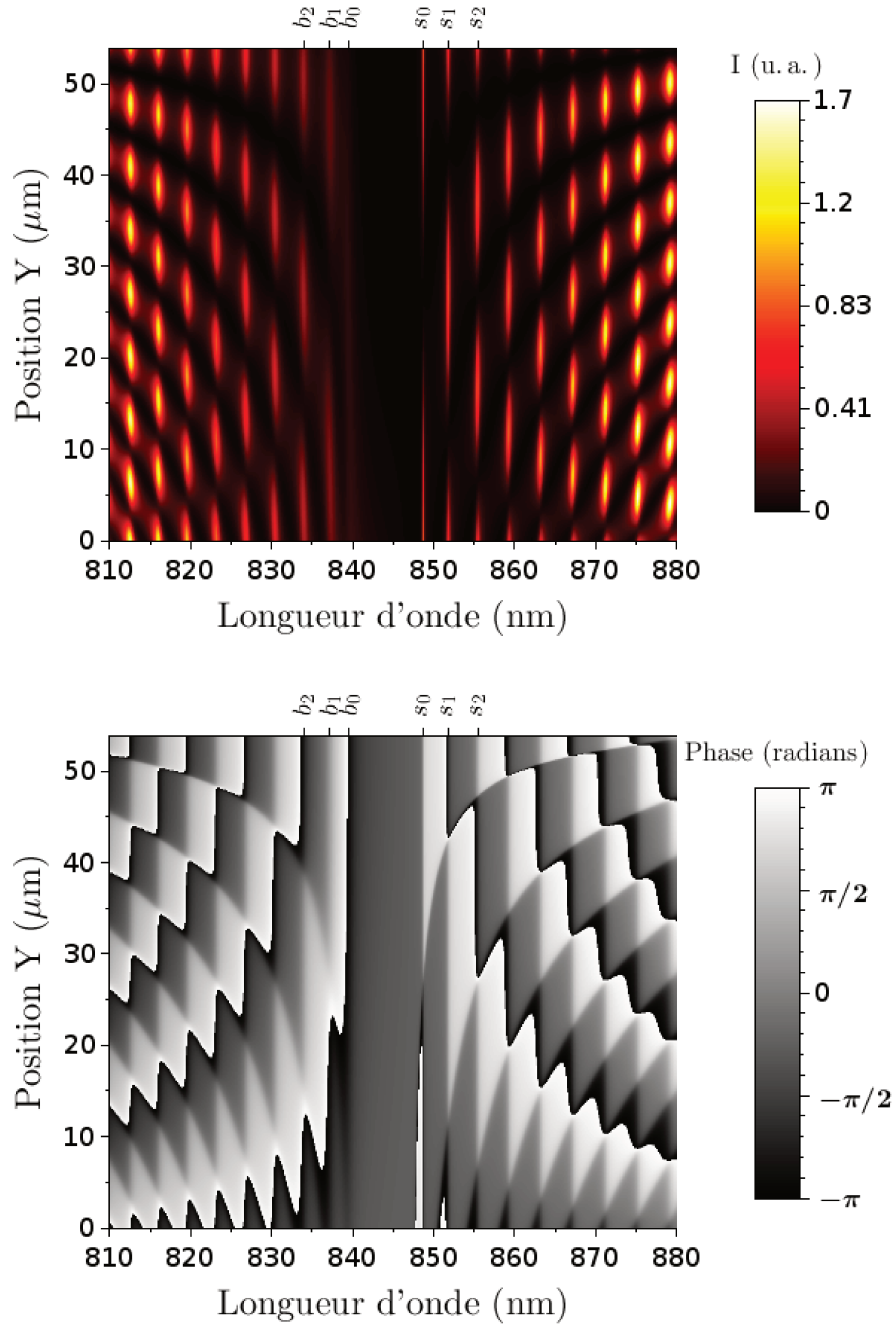


FIGURE 2.41 – Intensité (haut) et phase (bas) des modes rayonnés par le CRIGF en fonction de la longueur d’onde et de la position longitudinale Y dans la cavité : image hyperspectrale du CRIGF simulée à l’aide du modèle et de la méthode de reconstruction du champ rayonné décrite dans la section 2.3.6.2.

Expérimentalement, il pourrait ainsi être possible de découpler différents types de modes en contrôlant la phase relative entre les excitations propagative et contra-propagative.

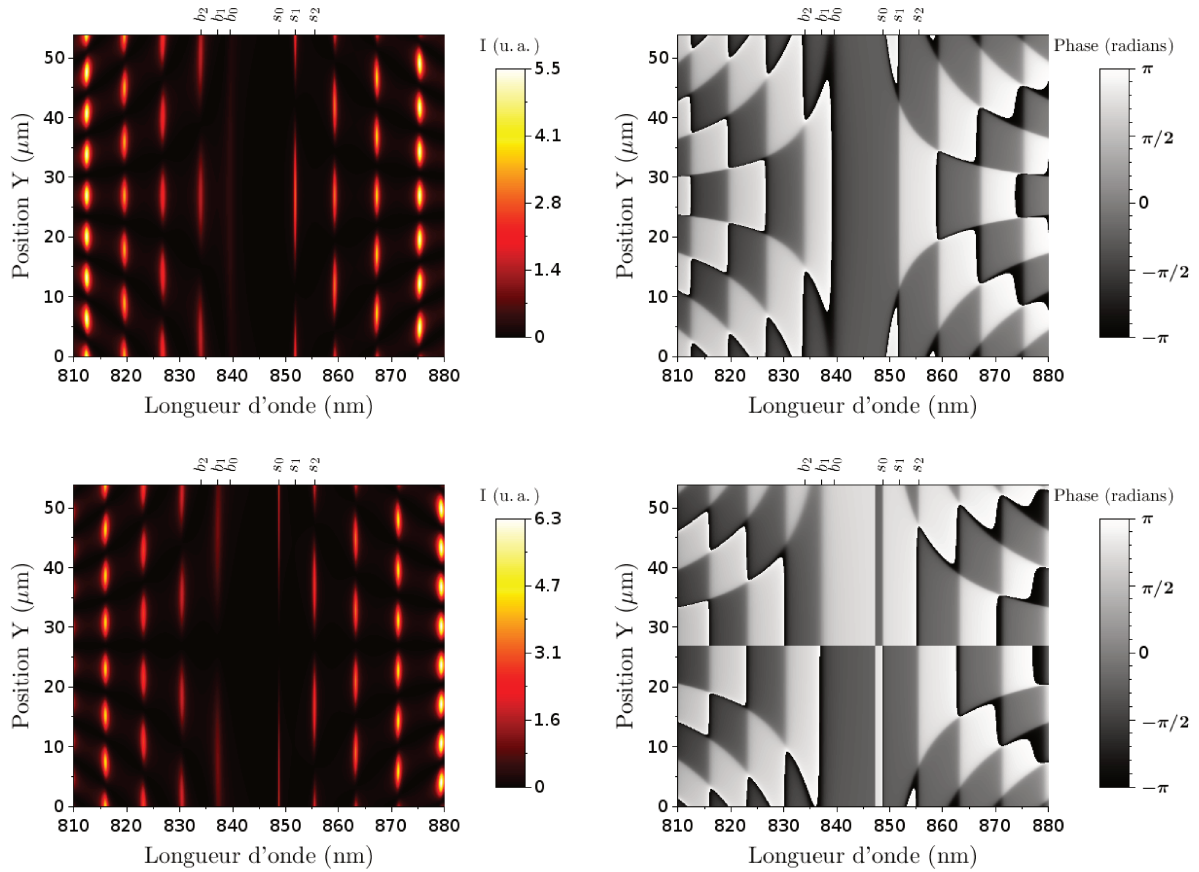


FIGURE 2.42 – Cartographie d’émission par un CRIGF en fonction de la longueur d’onde et de la position dans la cavité pour deux conditions d’excitation : symétrique ($\Psi_a(0) = 1 + \Psi_b(L)$) en haut, et anti-symétrique ($\Psi_a(0) = 1 - \Psi_b(L)$) en bas.

2.5 Extension du modèle de mode couplé et perspectives

Nous avons vu dans la partie précédente que le modèle que nous avons mis en place permet de reproduire fidèlement les propriétés spectrales et spatiales des modes réfléchis par les CRIGFs utilisés comme réflecteurs.

Nous présentons ici brièvement deux extensions de ce modèle.

Tout d’abord, ce modèle peut être utilisé pour reproduire les modes réfléchis dans des CRIGFs 2D, comme celui présenté sur la Figure 2.43. Cette structure est composée non pas de réseaux de traits, mais de réseaux de plots carrés. La zone centrale présente une grille carrée de plots et joue le rôle d’un réseau de couplage GC pour deux états de polarisation orthogonaux qui se couplent dans le guide planaire selon deux directions perpendiculaires. Cette zone centrale est bordée de deux paires de réseaux DBR 2D de plots carrés, chaque paire formant une cavité CRIGF pour un état de polarisation donné. Cette structure peut ainsi être simulée à l’aide de notre modèle en superposant les deux réponses aux deux polarisations incidentes orthogonales. En effet, comme le montre la Figure 2.44, ces deux cavités CRIGFs se comportent de manière indépendante, chacune réfléchissant une polarisation du champ. Les cavités étant perpendiculaires, les modes FP de celles-ci sont donc orthogonaux et ne peuvent interagir.

Le profil spatial des quatre premiers modes spectraux réfléchis par cette structure sont présentés sur la Figure 2.45.

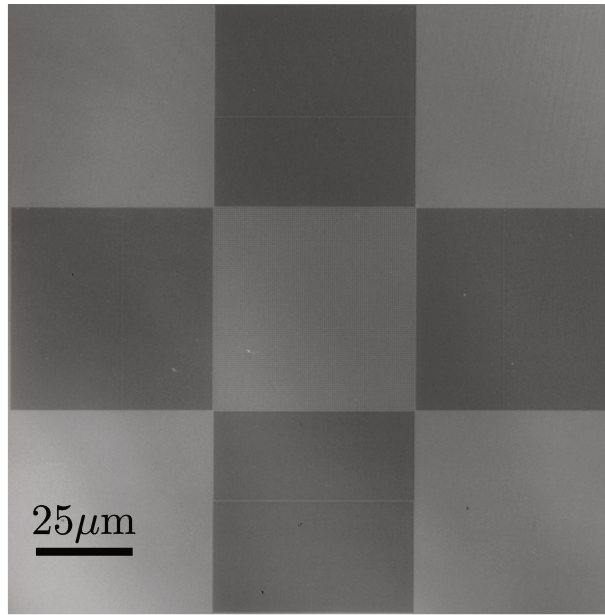


FIGURE 2.43 – Image faite au microscope confocal d'un CRIGF 2D ($\Lambda_{GC} = 520$ nm)

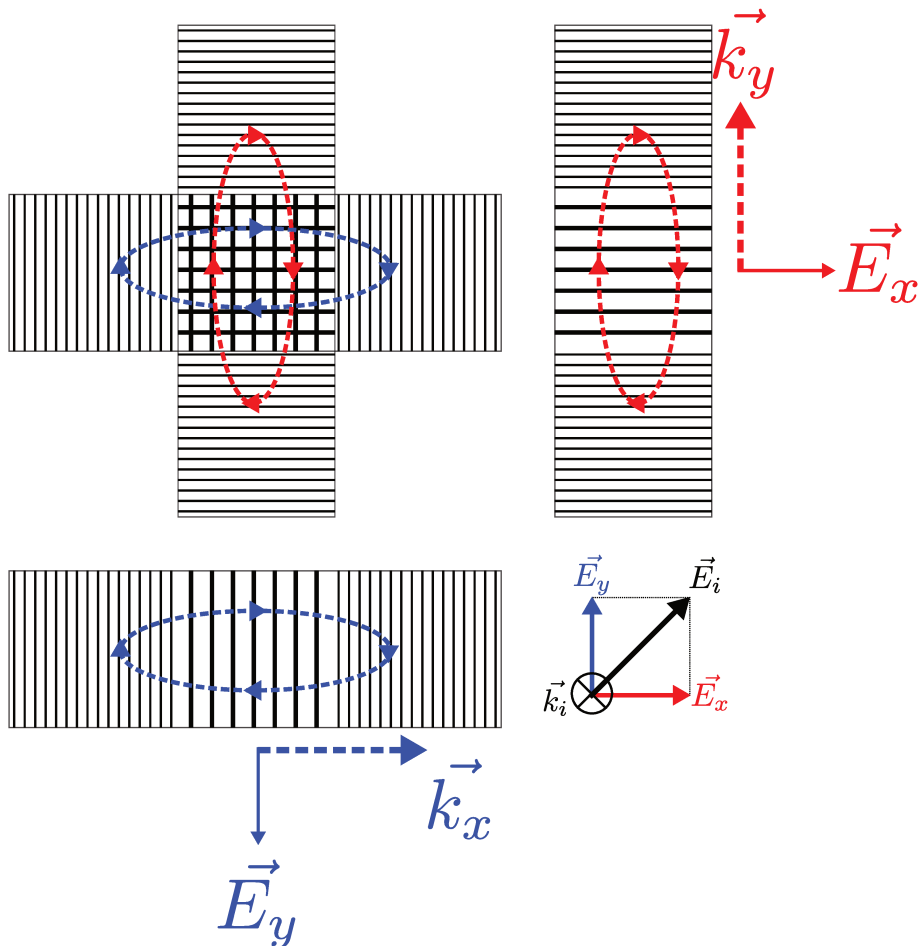


FIGURE 2.44 – Schéma du CRIGF 2D : chaque cavité interagit seulement avec une polarisation comme dans le cas 1D. Cet objet 2D peut être décrit et modélisé comme deux CRIGFs 1D.

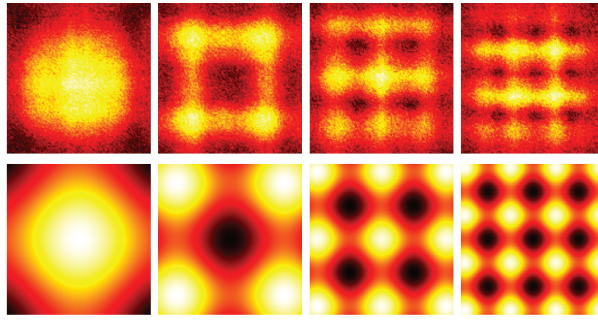


FIGURE 2.45 – Images expérimentales (haut) et simulées (bas) de l’intensité des quatre premiers modes brillants dans le CRIGF 2D.

La partie haute de cette figure présente les profils mesurés expérimentalement, tandis que la partie basse présente le résultat des simulations 2D obtenues avec notre modèle. Nous avons ainsi pu reproduire les profils observés. Nous pourrions ainsi à terme exploiter notre modèle pour concevoir des structures de coupleurs sélectifs en longueur d’onde (Figure 2.46). Pour cela, la structure étudiée précédemment (Figure 2.44) a été modifiée en réduisant un des deux DBRs pour chacune des cavités afin de permettre l’injection depuis un guide d’accès (similairement à ce qui est étudié dans le chapitre 3). Une onde incidente focalisée sur le GC sera couplée préférentiellement vers le guide du haut ou le guide de gauche en fonction de son état de polarisation. À l’inverse, utilisée comme découpleur, cette structure permettant d’émettre des modes aux profils variés, bien adaptés à ceux des modes guidés dans les fibres légèrement multimodes ([96]).

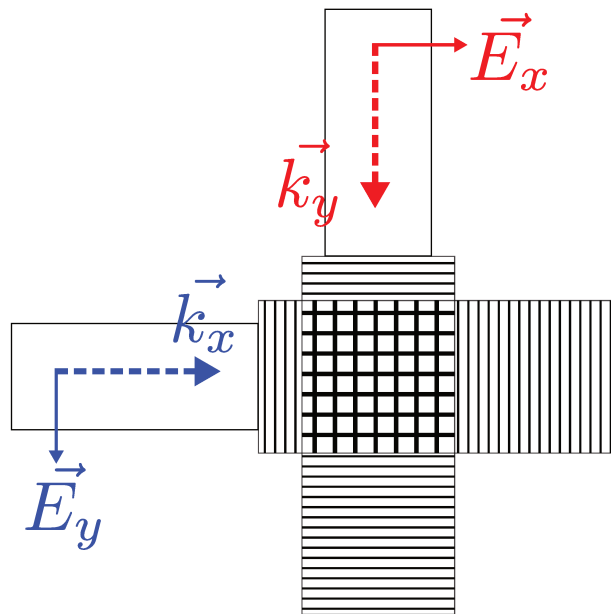


FIGURE 2.46 – Schéma d’un CRIGF coupleur 2D : ces deux coupleurs CRIGFs permettent de coupler ou découpler les deux polarisations du champ.

Ensuite, notre modèle peut aussi être étendu aux cas des longueurs d’ondes complexes. Cela permet par exemple de déterminer rapidement les pôles dans le plan complexe de la matrice de diffusion (cf. [97]) et d’identifier ainsi les modes présents ainsi que leur position spectrale et leur niveau de perte. Ceci est illustré dans la Figure 2.47 où le spectre de découplage par le CRIGF est superposé avec la position dans le plan complexe des pôles

de la matrice de diffusion du CRIGF.

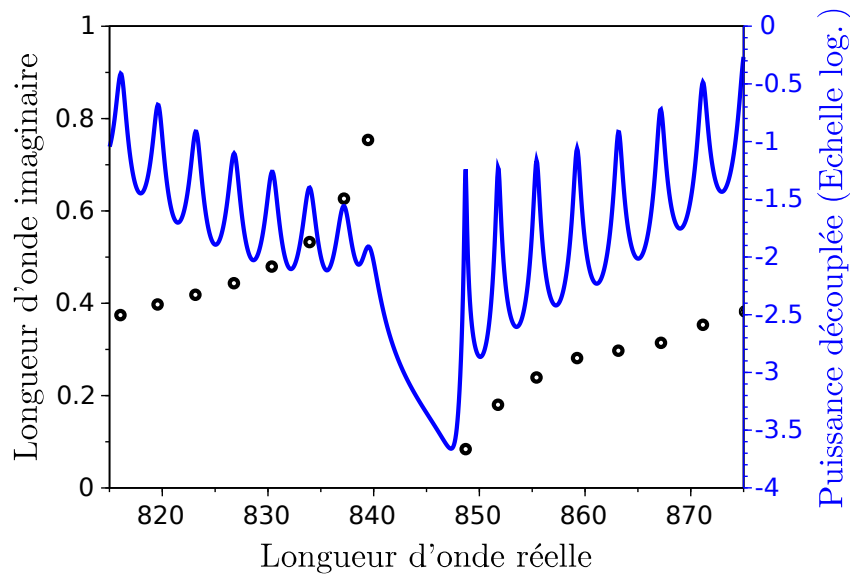


FIGURE 2.47 – Spectre de la puissance découplée du CRIGF étudié ($\Lambda_{GC} = 528$ nm) et positions des résonances dans le plan complexe.

Nous constatons sur cet exemple que ces positions permettent bien d’identifier tous les modes qui apparaissent sur le spectre, de situer la bande interdite centrale et de distinguer clairement les modes sombres des modes brillants, ces derniers étant associés à des composantes imaginaires plus élevées et donc à des niveaux de pertes plus importants.

Cette méthode nous permet aussi de suivre facilement l’évolution de la position spectrale et du niveau de perte des modes présents dans la structure en fonction des paramètres géométriques, comme cela est présenté sur la Figure 2.48.

Cette figure montre l’évolution dans le plan complexe des modes du CRIGF lorsque l’on fait varier la valeur du coefficient de couplage contrapropagatif direct χ dans le réseau central GC. Cela permet, par exemple de déterminer les propriétés des différents modes de la structure en fonction du facteur de remplissage du réseau GC, ce dernier contrôlant directement l’amplitude et le signe de χ . Nous pouvons ainsi observer à nouveau clairement l’inversion des positions spectrales des modes sombres et des modes brillants lorsque l’on change le signe de χ ainsi que l’accroissement des différences entre modes sombres et brillants lorsque l’amplitude de χ augmente.

2.6 Conclusion

La mise en place de ce modèle de modes couplés a pris plus d’ampleur que nous ne l’avions imaginé. Initialement, nous souhaitions nous approprier un modèle déjà établi et l’adapter à nos structures. Il s’est avéré nécessaire de remettre à plat l’intégralité du modèle. En effet, outre certaines zones d’ombre dans les modèles existants, la prise en compte du phasage spatial des réseaux par rapport aux interfaces a nécessité de rentrer dans le détail des calculs des coefficients de couplages complexes. Outre cet aspect technique, la mise en place de ce modèle a aussi permis de mettre à jour une caractéristique nouvelle du fonctionnement du CRIGF : leurs propriétés modales (spatiales et spectrales) sont directement liées à la présence de modes stationnaires dans la structure et à leur

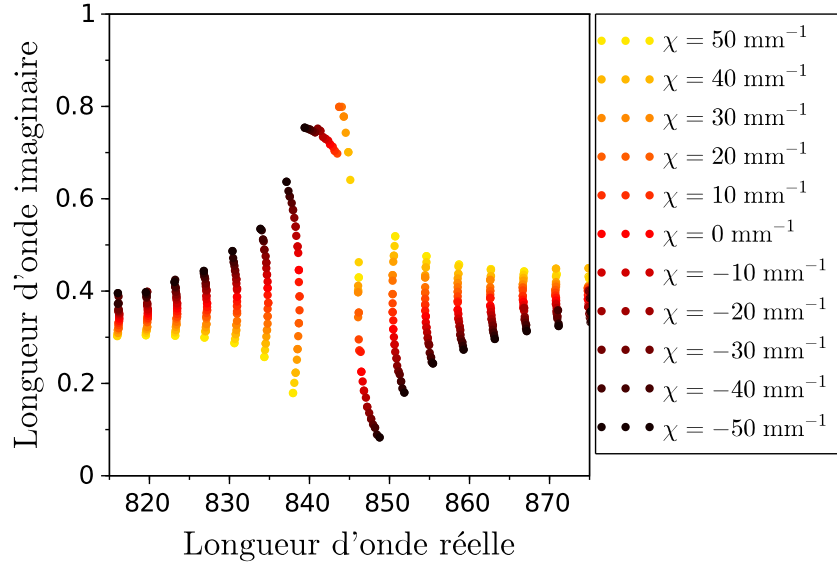


FIGURE 2.48 – Position dans le plan complexe des modes du CRIGF étudié ($\Lambda = 528$ nm, $L_{GC} = 101 \times \Lambda_{GC}$), selon la valeur du coefficient de couplage contrapropagatif direct dans le GC χ , contrôlé par le facteur de remplissage du GC.

positionnement par rapport au réseau de couplage du GC. En cela, les CRIGFs sont physiquement très différents des GMRFs et le travail effectué sur le modèle nous a permis d'en comprendre l'origine.

Ce modèle nous a permis de reproduire et d'analyser les différents modes réfléchis dans les CRIGFs, que ce soit dans des structures 1D ou 2D. Dans le chapitre suivant, nous le mettrons à profit pour la conception de structures complexes.

Chapitre 3

Modélisation d'un dispositif d'affichage

3.1 Structure CRIGF pour l'adressage

En prenant exemple sur les technologies LCD, il a été montré que pour obtenir un écran transparent, il est nécessaire d'augmenter le taux d'ouverture du pixel.

L'objectif premier de cette thèse est ainsi de remplacer les lignes ou colonnes de commande dans une matrice active. Lorsqu'une ligne est sélectionnée, elle applique une tension électrique au transistor de chaque pixel de la ligne. Cette tension doit être supérieure à la tension seuil du transistor afin de permettre son basculement dans chaque pixel de la ligne. Le transistor est ainsi rendu passant et peut charger l'état spécifique du pixel, délivré par la colonne. De manière analogue, le composant photonique à réaliser doit alors amener une intensité lumineuse similaire pour chaque pixel.

A chaque pixel, la lumière sera transformée en énergie électrique via une photodiode ou une mini-cellule photo-sensible pour activer les transistors.

Il a pu être constaté précédemment que les réseaux résonants sont des structures d'intérêt ; du point de vue de l'intégration et de l'efficacité d'abord, parce qu'elles allient les fonctions de guidage et d'émission directionnelle. Cette émission est en outre spectrale-ment fine grâce au filtrage passif du réseau (permettant l'utilisation d'une source large, non cohérente) ; du point de vue de la transparence ensuite, puisque les réseaux sont sub-longueurs d'onde et fonctionnent avec de faibles sauts d'indice.

Il a ensuite été identifié des propriétés incompatibles avec les fonctions souhaitées : le profil d'intensité de la lumière découplée par les réseaux résonants n'est pas constant. Ils nécessitent une certaine longueur pour émettre et filtrer efficacement, au-delà de laquelle l'intensité émise décroît exponentiellement.

L'étude des propriétés du CRIGF a souligné la possibilité d'un contrôle spectral et spatial du profil de lumière, en intensité et en phase, sur des courtes et longues distances. Il s'agit maintenant de déterminer les meilleures solutions d'agencement pour la constitution d'une ligne de commande.

La modélisation des CRIGFs par les modes couplés étant rapide, nous pouvons nous permettre d'étudier plusieurs agencements. Ces agencements seront confrontés aux contraintes de taille des pixels.

Dans ce qui va suivre, les structures modélisées seront similaires à celles étudiées précédemment (cf. 2.4, page 81). Sauf précision, les mêmes indices effectifs ($n_{eff} = 1,598$), périodes ($\Lambda_{GC} = 2\Lambda_{DBR} = 528$ nm) et coefficients de couplages ($\alpha = \kappa = 5,7$ mm⁻¹ et $\chi_{DBR} = 420,7$ mm⁻¹) seront utilisés. En outre, le facteur de remplissage sera de $f = 0,5$ pour éviter tout couplage contrapropagatif du GC ($\chi = 0$ mm⁻¹).

Trois approches seront ainsi détaillées : l'utilisation d'un CRIGF par pixel à adresser dans la ligne, l'utilisation d'un seul grand CRIGF pour adresser l'ensemble des pixels et enfin des CRIGFs façonnés pour réaliser des motifs d'adressage plus complexes.

L'utilisation d'un CRIGF par pixel permettra notamment la réalisation de systèmes allant au-delà du schéma classique d'adressage (adressage progressif). Une ligne d'adressage de pixel individuel pourra être réalisée grâce à un système d'adressage en longueur d'onde.

L'utilisation d'un seul grand CRIGF pour adresser plusieurs pixels reposera sur l'exploitation des modes d'ordre supérieurs. Ces modes possèdent des propriétés spatiales qui conviennent au schéma classique d'adressage progressif. Les profils d'intensité de ces modes présentent notamment des réseaux de points d'intensité comparable.

Des CRIGFs dont les GC sont façonnés permettront la production de profils 1D et 2D. Cette approche mettra en lumière la versatilité du CRIGF et sa capacité à produire

aussi bien des fonctions d'adressage complexes que des fonctions d'affichage.

3.2 N CRIGFs pour N pixels

Dans cette section, des structures de plusieurs CRIGFs, chacun adressant un pixel, seront étudiées. La taille totale d'un de ces CRIGFs devra être de $10\ \mu\text{m}$, une taille comparable à un pixel.

Nous nous intéresserons d'abord au dimensionnement de CRIGFs non couplés. Lorsqu'ils seront disposés pour former la ligne d'adressage, ils ne devront pas interagir et leurs propriétés ne devront pas être changées. Un coupleur CRIGF sera ainsi optimisé pour une efficacité de découplage maximale. Pour un agencement en ligne, les résonances spectrales de chaque CRIGF devront être séparées afin de minimiser les interactions. Cette géométrie permettra un adressage progressif multi longueur d'onde mais aussi un adressage individuel des pixels de la ligne, à l'aide de longueur d'onde spécifique à chacun des pixels (cf. Figure 3.1).

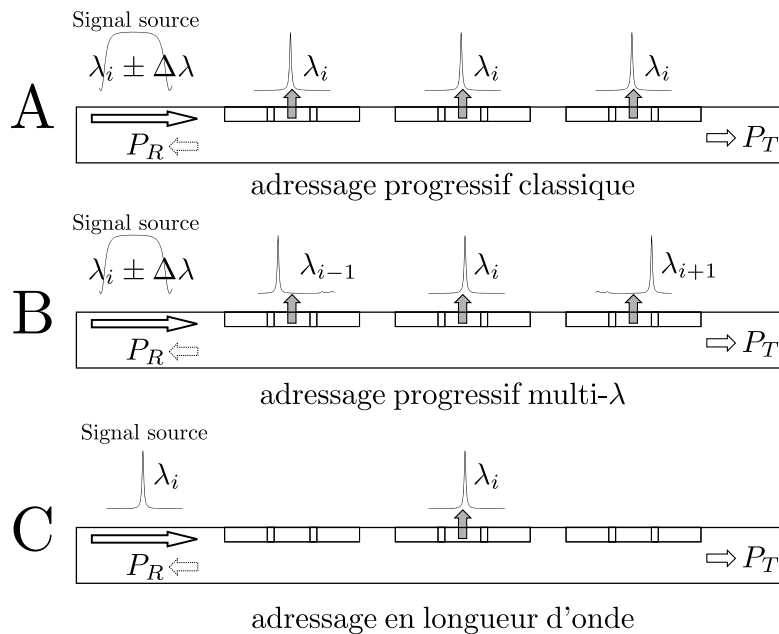


FIGURE 3.1 – Différents schémas pour une ligne d'adressage avec des chaînes de CRIGFs. La structure *A* est la structure idéale pour remplacer la ligne de commande électrique. Les structures *B* et *C* présentent la même architecture et peuvent donc réaliser un adressage multi- λ et un adressage individuel en longueur d'onde.

Nous verrons ensuite quels sont les effets rencontrés et ce qu'il est possible de faire avec des CRIGFs couplés.

3.2.1 CRIGFs non couplés

Dans un premier temps, nous allons considérer que les cavités CRIGFs sont isolées. Dans une approche simple, l'adressage peut être effectué grâce un CRIGF pour chaque pixel. Cela nécessite des CRIGFs avec une forte capacité à extraire, une grande finesse spectrale de l'émission (afin laisser libre une grande partie de la gamme spectrale) mais aussi avec des tailles de structures comparables à celle des pixels.

3.2.1.1 CRIGF seul

Nous commençons par dimensionner un seul CRIGF découplant le plus efficacement possible avec une petite ouverture.

Les tailles des deux DBRs de la cavité FP permettent d'optimiser le CRIGF coupleur. Par clarté, le DBR avant sera désigné $fDBR$ (pour *front* DBR) et le DBR arrière $rDBR$ (*rear* DBR) (cf. Figure 3.2).

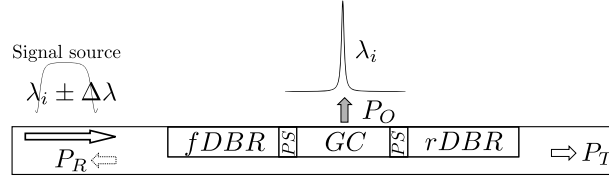


FIGURE 3.2 – Schéma d'un coupleur CRIGF

L'énergie sera injectée par le guide au travers du $fDBR$ du CRIGF. Nous visons alors une réflexion nulle du CRIGF à la longueur d'onde de résonance pour laisser entrer l'énergie dans la cavité. Afin que cette énergie soit découplée par le GC, une transmission nulle du CRIGF et donc du $rDBR$ est requise.

Nous reprenons la méthode décrite dans [79]. Le coefficient complexe de réflexion r du $rDBR$ est calculé à λ_r ($\Delta = 0$) :

$$r = \tanh(\chi L_{rDBR}) \quad (3.1)$$

La longueur du $fDBR$ est ensuite choisie de façon à minimiser la réflectivité totale du CRIGF :

$$L_{fDBR} = \frac{1}{\chi} \tanh^{-1} \left[\left(\frac{r - \kappa(1+r)L_{GC}}{1 + \kappa(1+r)L_{GC}} \right) \left(1 - \frac{X}{r - \kappa(1+r)L_{GC}} \right) \right] \quad (3.2)$$

Où X est la réflectivité visée du CRIGF à résonance. Avec $X = 0$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$, les équations précédentes donnent $r \simeq 99,97\%$ et $L_{fDBR} = 16\Lambda_{DBR}$. La Figure 3.3 montre les spectres d'un tel coupleur avec $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$. Le pic du découplé monte à plus de 99,4%, avec une largeur à mi-hauteur de 1,6 nm.

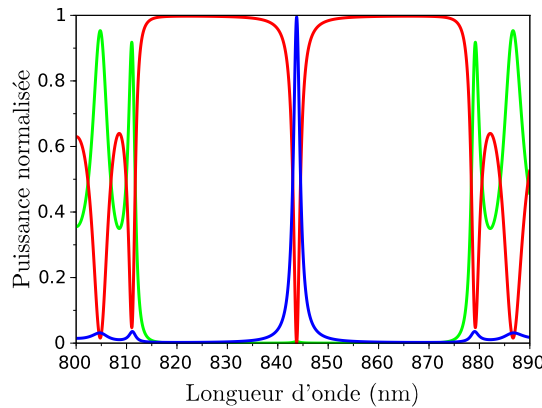


FIGURE 3.3 – Spectres d'un coupleur optimisé pour un découplage maximal : transmis en vert, réfléchi en rouge et découplé en bleu.

Pour une zone émettrice de $L_{GC} = 2,64 \mu\text{m}$, la taille totale de la structure est de $L_{CRIGF} = 17,8 \mu\text{m}$, taille nettement supérieure à la taille visée de $10 \mu\text{m}$.

Nous allons rechercher un compromis entre la taille du CRIGF, la sélectivité et l'efficacité de l'émission. Pour cela, les longueurs de chaque élément du CRIGF sont les cinq paramètres à optimiser. Comme les longueurs de PS résonantes ont été fixées et les longueurs des deux DBRs liées par l'équation (3.2), nous pouvons réaliser des cartographies 2D pour optimiser les deux paramètres restants, la longueur du GC et la longueur du r DBR. Sur la Figure 3.4, le maximum et la largeur à mi-hauteur du découplage sont affichés en fonction de L_{GC} et de L_{rDBR} . La taille totale limite de la structure est aussi renseignée par une ligne blanche.

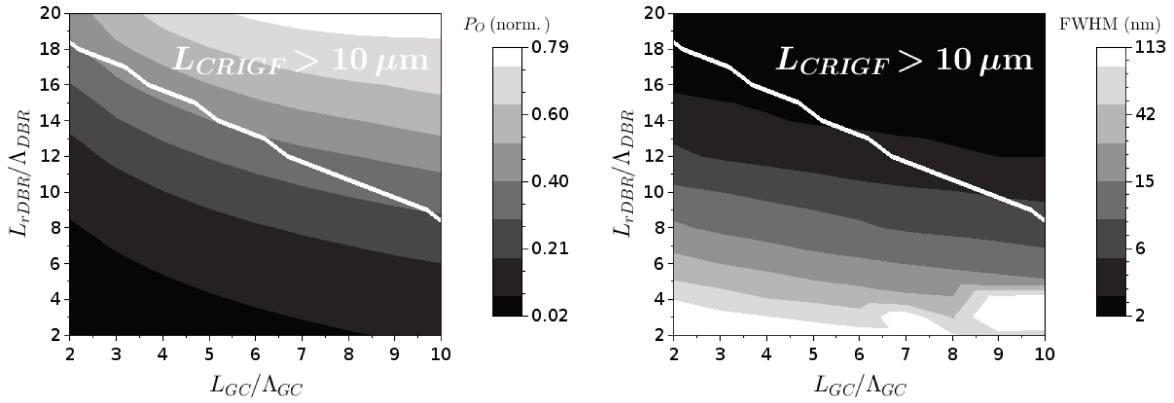


FIGURE 3.4 – Optimisation d'un coupleur CRIGF : Cartographies du maximum découplage $\text{Max}P_O$ (à gauche) et de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (à droite) de l'émission, en fonction de la longueur de GC et de la longueur du DBR arrière.

Nous cherchons à maximiser P_O , minimiser L_{CRIGF} et obtenir $\Delta\lambda < 5 \text{ nm}$. Nous constatons avec les cartographies de la Figure 3.4 que le critère de la taille totale et ceux du maximum et de la finesse spectrale du découplé s'opposent. Malgré cela, $L_{CRIGF} \sim 10 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda < 5 \text{ nm}$ sont compatibles. La P_O est néanmoins faible. Favoriser une petite longueur de GC et une grande longueur de DBR arrière semble le meilleur compromis (cf. Figure 3.5), qui ne permet cependant pas d'obtenir une puissance découplée importante (au moins $P_O > 0,5$).

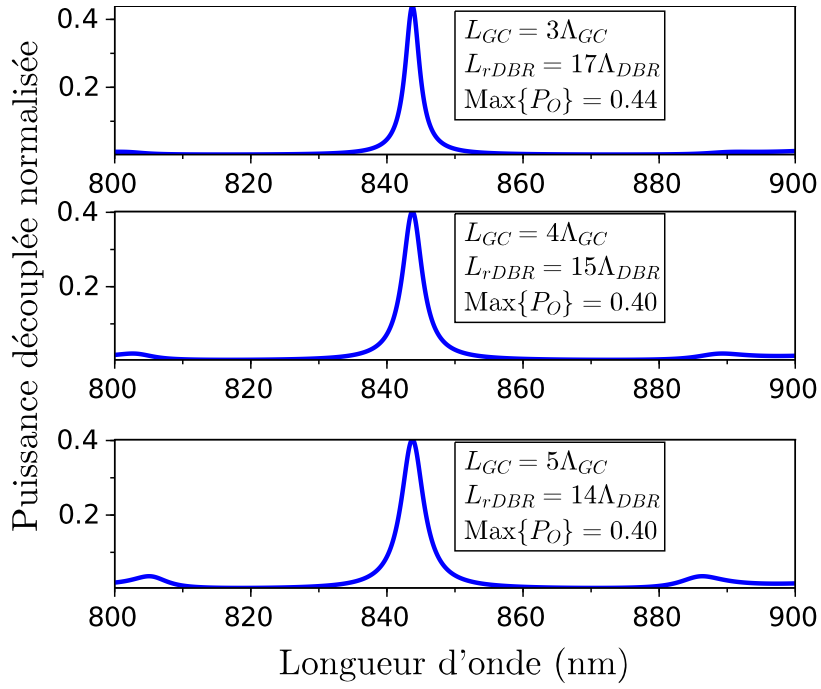


FIGURE 3.5 – Puissances découplées des configurations les plus efficaces possibles pour un coupleur CRIGF de moins de $10 \mu\text{m}$.

Nous allons alors utiliser une excitation symétrique pour gagner en efficacité de découplage et pour réduire la taille de la structure (cf. schéma sur la Figure 3.6).

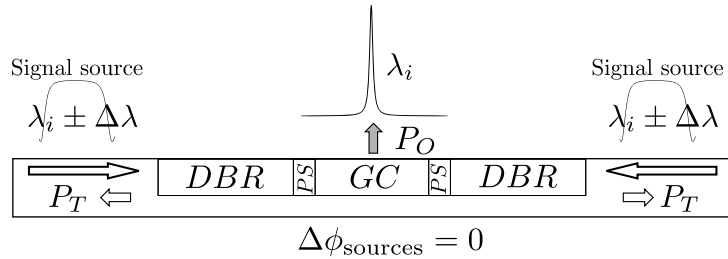


FIGURE 3.6 – Schéma d'un coupleur CRIGF avec une excitation symétrique.

Pour exciter efficacement le CRIGF de façon symétrique, l'énergie doit entrer dans le CRIGF avec un même phase ($\Delta\phi_{\text{sources}} = 0$) et les DBRs doivent posséder la même taille ($L_{f,DBR} = L_{r,DBR} = L_{DBR}$). Un optimum est trouvé avec $L_{DBR} = 19\Lambda_{DBR}$, donnant un maximum de puissance découplée supérieure à 0,99 avec une largeur à mi-hauteur de 1,58 nm (cf. les spectres sur la Figure 3.7). Pour une zone émettrice de $L_{GC} = 2,64 \mu\text{m}$, la taille totale de cette structure est de $L_{CRIGF} = 13,1 \mu\text{m}$.

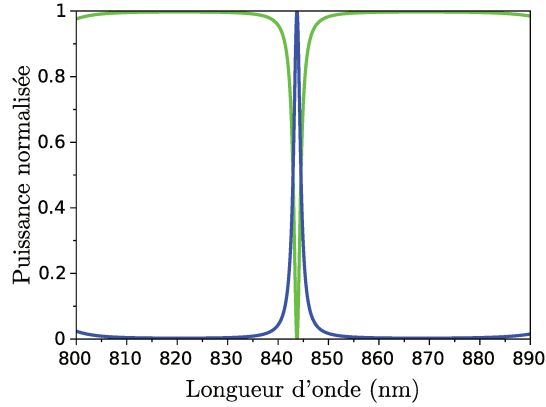


FIGURE 3.7 – Spectres d'un coupleur CRIGF optimisé pour une excitation des deux côtés et un découplage maximal

Pour diminuer la taille du CRIGF, nous allons chercher un compromis entre la taille du CRIGF, la sélectivité et l'efficacité de l'émission comme précédemment. Nous nous appuyons donc sur les cartographies de la Figure 3.8, donnant le maximum de découplage P_O et la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de l'émission en fonction de la longueur de GC L_{GC} et de la longueur des DBRs L_{DBR} . La longueur totale du CRIGF L_{CRIGF} est tracée pour $10\ \mu\text{m}$ (ligne blanche).

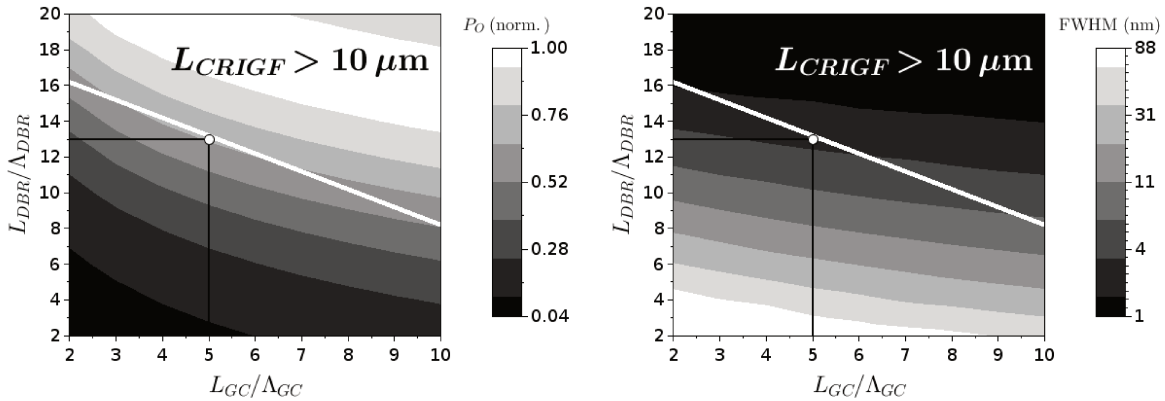


FIGURE 3.8 – Optimisation d'un coupleur CRIGF symétrique : Cartographies du maximum (à gauche) et de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (à droite) de la puissance découplée P_O , en fonction de la longueur de GC et de la longueur des DBRs. La ligne blanche délimite les tailles supérieures à $10\ \mu\text{m}$.

En prenant la longueur de GC à $5\Lambda_{GC} \simeq 2,64\ \mu\text{m}$ et les longueurs des DBRs à $13\Lambda_{DBR}$, nous pouvons obtenir $P_O > 0,5$ avec une taille totale inférieure à $10\ \mu\text{m}$ ($L_{CRIGF} = 9,9\ \mu\text{m}$).

Les spectres de cette structure sont présentées en Figure 3.9.

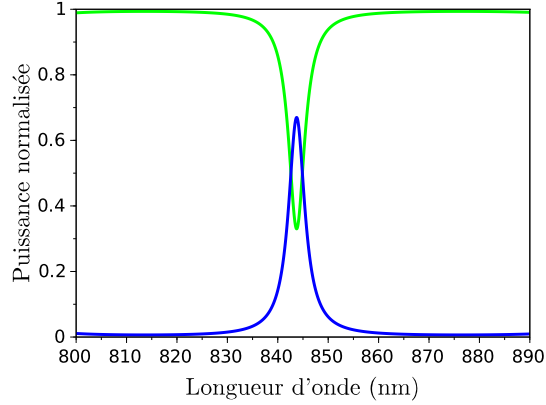


FIGURE 3.9 – Spectres du coupleur CRIGF avec une excitation symétrique présentant le meilleur compromis entre un découplage maximal, une taille totale réduite et une largeur spectrale à mi-hauteur faible

La puissance découplée atteint 0,67 et la largeur spectrale à mi-hauteur est de 3,9 nm. Malgré sa petite taille, ce CRIGF découple sélectivement et efficacement. Cependant nous allons voir dans la prochaine section que l'utilisation de plusieurs de ces CRIGFs le long d'une même ligne ne permet pas de satisfaire les contraintes de tailles et d'efficacité que nous nous sommes fixées.

3.2.1.2 Chaînes de CRIGFs

Dans cette section, la modélisation d'une ligne d'adressage à partir de N CRIGFs non couplés est présentée. Nous verrons que l'utilisation de CRIGFs non couplés nécessite une logique d'adressage à plusieurs longueurs d'onde. Cela mènera à un dispositif efficace pour du démultiplexage en longueur d'onde mais ne permettra pas de concilier les contraintes de tailles, sélectivité et efficacité des émissions.

Nous proposons ici une géométrie où les N CRIGFs sont placés les uns à la suite des autres. Nous avons pu modéliser précédemment un CRIGF court qui découple sélectivement et efficacement grâce à une excitation symétrique. En alignant plusieurs CRIGFs de ce type, les interactions entre CRIGFs perturberont les couplages et diminueront leur efficacité.

Pour éviter ces interactions, il faut séparer spectralement les différents CRIGFs. Les résonances de ces couplages sont déplacées en changeant la période de base des CRIGFs. Chaque CRIGF d'une ligne possèdera donc sa propre période (avec $\Lambda_{GC} = 2\Lambda_{DBR}$) et donc une longueur d'onde de résonance distincte.

La résonance de chaque CRIGF étant très étroite nous pourrions penser pouvoir utiliser un écart spectral très faible entre les CRIGFs successifs et ainsi réaliser de longue ligne. Malheureusement, le plateau de réflectivité des DBRs est nettement plus large (typiquement $\sim 70 \mu\text{m}$) et impose un écart spectral élevé.

En reprenant les dimensions du petit coupleur CRIGF de la section précédente [$L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 13\Lambda_{DBR}$] avec les coefficients de couplages invariants selon la longueur d'onde ($\alpha = \kappa = 5,7 \text{ mm}^{-1}$ et $\chi_{DBR} = 420,7 \text{ mm}^{-1}$) et avec le jeu de périodes suivant $\Lambda_{GC} = [677 - 605 - 532 - 459 - 387] \text{ nm}$, nous avons modélisé une chaîne de cinq CRIGFs (cf. schéma sur Figure 3.10).

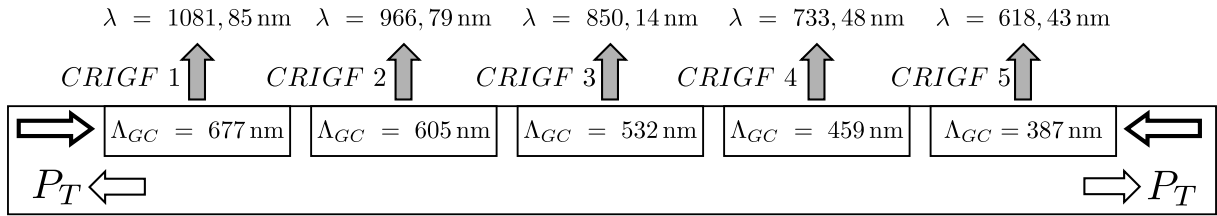


FIGURE 3.10 – Schéma de la géométrie modélisée : une chaîne de cinq CRIGFs ($L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 13\Lambda_{DBR}$) avec le jeu de périodes suivant $\Lambda_{GC} = [677 - 605 - 532 - 459 - 387]$ nm et une excitation symétrique.

Sous une excitation symétrique, les spectres de la structure totale et ceux des puissances découplées par chacun des CRIGFs sont présentés sur la Figure 3.11.

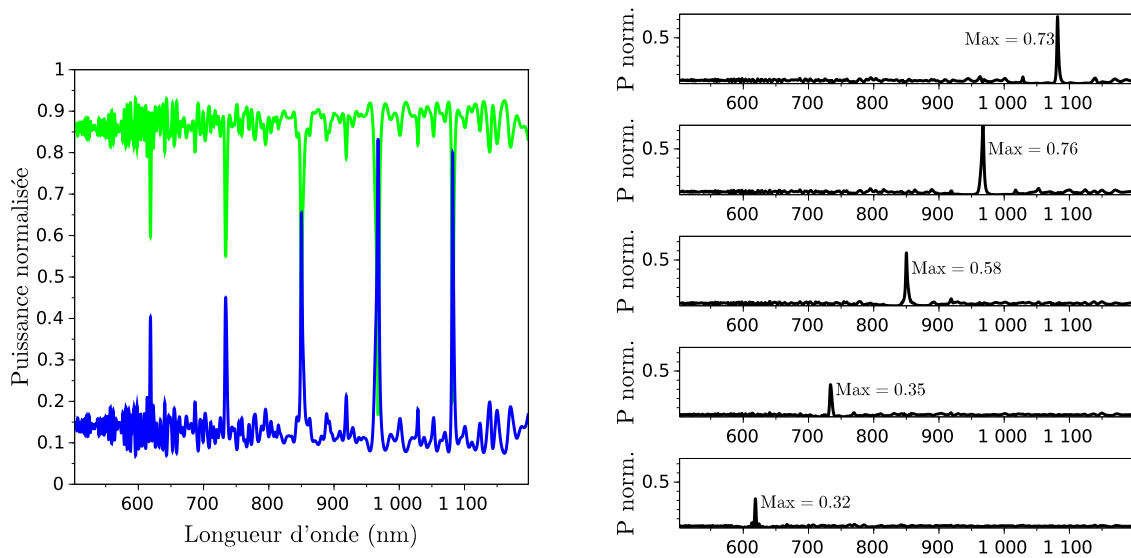


FIGURE 3.11 – A gauche, spectres d'une chaîne de cinq CRIGFs ($\Lambda_{GC} = 2\Lambda_{DBR} = [677 - 605 - 532 - 459 - 387]$ nm) avec une excitation symétrique. A droite, les spectres des puissances découplées par chacun des CRIGFs.

En considérant la structure totale, nous voyons que le spectre de la puissance découplée présente cinq pics bien distincts. Les spectres de puissance découplée par chaque CRIGF montrent que le découplage de chaque longueur d'onde de résonance ($\lambda_r = \Lambda_{GC} \times n_{eff} = [1081, 846 - 966, 79 - 850, 136 - 733, 482 - 618, 426]$ nm) est bien localisé sur un seul CRIGF. L'image hyperspectrale de la structure, présentée en Figure 3.12 montre que ces émissions ont le même profil spatial : une seule bande lumineuse qui traverse le GC.

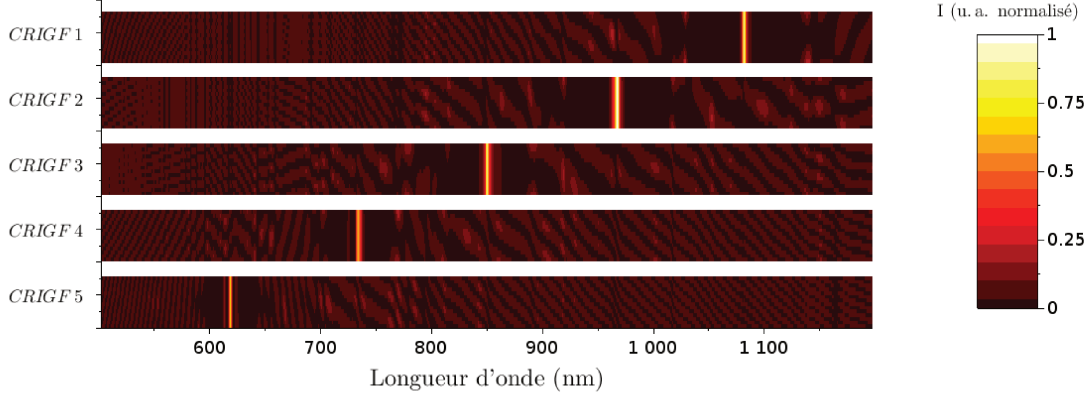


FIGURE 3.12 – Image hyperspectrale des GCs des cinq CRIGFs ($\Lambda_{GC} = [677 - 605 - 532 - 459 - 387]$ nm).

Malgré cela, les puissances découplées par chaque CRIGF ne sont pas égales. Isolé, un tel CRIGF découple au maximum $P_O = 0,67$. Ici aucun CRIGF n'a la même efficacité, certains la dépassent (pic maximum $P_O = 0,76$), d'autres sont bien en deçà (pic minimum $P_O = 0,32$). Le dimensionnement de chaque CRIGF (Différente période de base Λ_{GC} , et donc différentes longueurs totales), puis des effets collectifs peuvent expliquer ces différences.

Les CRIGFs ont des efficacités différentes : en changeant la période, la longueur du réseau est elle aussi changée. Malgré des coefficients de couplage constants, les couplages n'ont plus la même efficacité.

Pourtant le second CRIGF ($\Lambda_{GC} = 605$ nm) découple mieux que le premier ($\Lambda_{GC} = 677$ nm). Ceci est attribué aux DBRs trop courts et trop forts, ainsi qu'à l'excitation des deux côtés de la structure. En effet, avec un coefficient de couplage χ_{DBR} fort et une courte longueur de réseau, la puissance réfléchiée par les réseaux DBRs peut rester forte hors du plateau de réflectivité. Ces réflexions parasitent l'excitation de chaque CRIGF et donc leur émission.

De plus, avec un seul CRIGF, l'excitation était réellement symétrique alors qu'avec cette structure de cinq CRIGFs possédants différentes périodes, l'excitation ne peut être symétrique et est différente pour chaque CRIGF.

Sur la base de ces observations, nous proposons un nouvel agencement :

- La force de couplage des réseaux sera conservée selon les différentes périodes Λ_{GC} en ajustant la taille de ceux-ci. Mais cela ne pourra se faire que de façon discrète : des périodes seront ajoutées ou enlevées.
- La valeur du coefficient de couplage est abaissée à $\chi_{DBR} = 130 \text{ nm}^{-1}$ (coefficient calculé pour des CRIGFs réalisés en lithographie par nano-impresion sur des empilements de $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, voir section 4.2, page 166). Pour atteindre des réflexions élevées, les longueurs des DBRs devront être plus grandes. Cela nécessitera de relâcher la contrainte de taille.
- L'excitation se fera par un seul côté. La structure fonctionnera donc comme un multi-coupleur directionnel.

Avec $\chi_{DBR} = 130 \text{ nm}^{-1}$, la résonance des DBRs est moins large, ce qui permet d'avoir un écart spectral moins grand entre les résonances et de resserrer la gamme spectrale. Le jeu de périodes devient le suivant : $\Lambda_{GC} = [582 - 557 - 532 - 507 - 482]$ nm. En configuration coupleur, voici les dimensions fixées pour une période de $\Lambda_{GC} = 528$ nm : $L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$ $L_{fDBR} = 51\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 130\Lambda_{GC}$. La géométrie de la chaîne est schématisée en Figure

3.13.

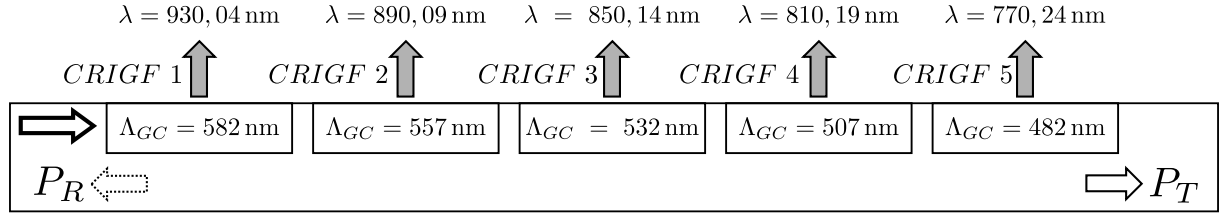


FIGURE 3.13 – Schéma de la nouvelle géométrie modélisée : une chaîne de cinq CRIGFs avec le jeu de périodes suivant $\Lambda_{GC} = [582 - 557 - 532 - 507 - 482]$ nm et une excitation par un côté seulement.

Le Tableau 3.1 ci-dessous résume les dimensions de la nouvelle structure.

Λ_{GC} (nm)	L_{CRIGF} (μm)	L_{fDBR} (Λ_{DBR})	L_{rDBR} (Λ_{DBR})	L_{GC} (Λ_{GC})
582	51,07	46	118	5
557	50,83	48	123	5
532	50,94	51	129	5
507	50,57	53	135	5
482	50,49	56	142	5

TABLE 3.1 – Périodes, longueurs totales et nombre de périodes pour chacun des cinq CRIGFs de l'alignement.

Si le nombre de période de GC reste le même, le nombre de périodes des DBRs augmente pour compenser la plus petite taille de la période. Malgré cela, la taille totale de chaque CRIGF reste dans le même ordre de grandeur.

La modélisation de cette structure donne les spectres présentés en Figure 3.14 (par clarté, seuls les spectres de découplé et réfléchi sont tracés) et l'image hyperspectrale présentée sur la Figure 3.15. Cette fois, les plateaux de réflectivité de chaque DBR sont visibles : ils sont bien séparés spectralement et n'interagissent que très peu. Une baisse progressive de la réflectivité est observée en allant vers des longueurs d'onde plus courtes. Le spectre de découplage de toute la structure présente des pics d'intensité similaire. La ligne de base de ce spectre montre une tendance opposée à la réflectivité : elle augmente progressivement en allant vers des longueurs d'onde plus courtes.

Sur les spectres de découplage de chaque CRIGF, nous pouvons noter que chaque pic de découplage est spatialement localisé. Les lignes de base de ces spectres présentent un niveau de découplé faible, qui est plus important aux longueurs d'onde plus courtes que celles de leur résonance ($P_O(\lambda > \lambda_r)$ de l'ordre de 0,05, et $P_O(\lambda < \lambda_r)$ de l'ordre de 0,1). Les pics semblent similaires en intensité. Cependant avec la propagation dans la structure, le pic du découplé diminue : le premier CRIGF découple jusqu'à 0,995 tandis que le dernier est à 0,86.

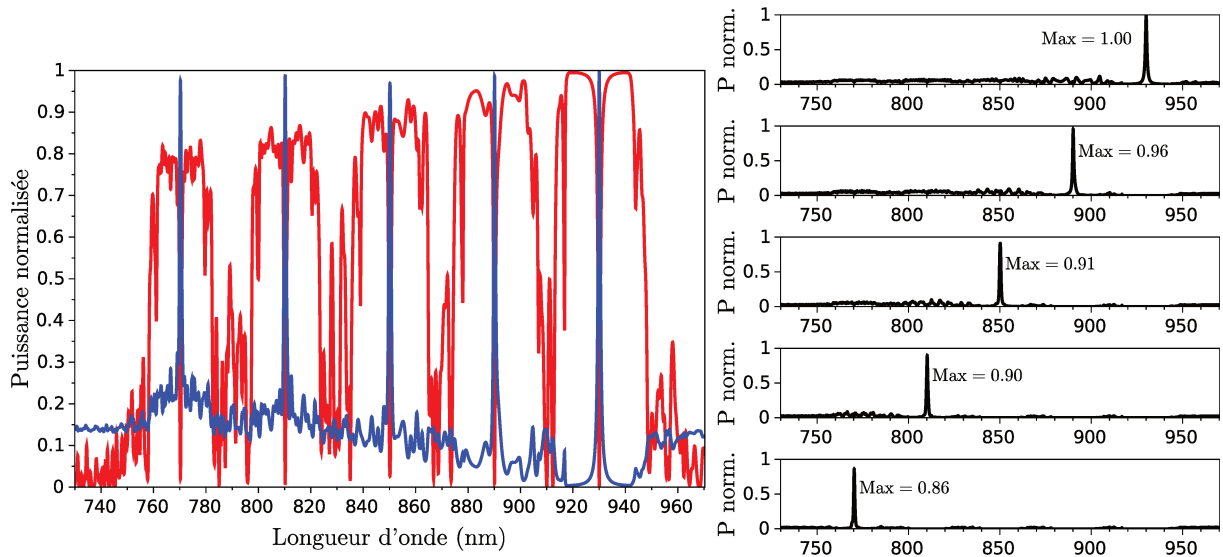


FIGURE 3.14 – A gauche, spectres du découplé et du réfléchi des cinq CRIGFs coupleurs alignés ($\Lambda_{GC} = 2\Lambda_{DBR} = [582 - 557 - 532 - 507 - 482]$ nm). A droite, les spectres des puissances découplés par chacun des CRIGFs coupleurs (note : le maximum à 1,00 est un arrondi de 0,995).

Cette diminution du découplé, les évolutions de la réflectivité et de la ligne de base sont liées. En se propageant jusqu'au CRIGF résonant, le mode guidé interagit faiblement avec les autres réseaux qu'il rencontre.

Les GCs sont modélisés avec un découplage constant en fonction de la longueur d'onde. Malgré l'absence de résonance avec les autres cavités FP et la courte longueur des GCs, le mode guidé subit tout de même des pertes à chaque GC rencontré, d'où la diminution du découplé aux résonances et l'augmentation progressive de la ligne de base du découplé. Ceci est d'ailleurs visible sur l'image hyperspectrale : les premiers GCs découpent faiblement aux résonances des GCs suivants. Cette énergie étant découplée, elle ne peut être réfléchiée par le CRIGF résonant, d'où la diminution progressive de la réflectivité.

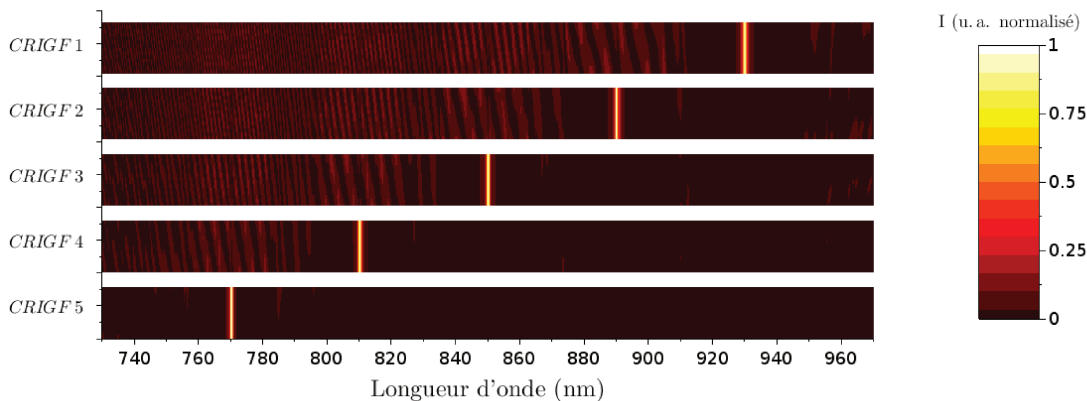


FIGURE 3.15 – Image hyperspectrale des GCs des cinq CRIGFs coupleurs ($\Lambda_{GC} = [582 - 557 - 532 - 507 - 482]$ nm)

Les performances de cette structure sont intéressantes pour du démultiplexage en longueurs d'onde. Mais cet agencement ne permet pas de réaliser une ligne d'adressage pour

un écran de grande résolution et de grande définition :

- un coupleur CRIGF occupe un grand intervalle spectral. Même sans prendre en compte la dispersion de l'indice et la variation des coefficients de couplage en fonction de la longueur d'onde, la gamme spectrale disponible sera rapidement saturée avant de pouvoir adresser un grand nombre de pixels.
- La puissance découplée n'est pas parfaitement égale pour chaque CRIGF.
- La taille des CRIGFs et donc des pixels est bien trop grande ($\sim 51 \mu\text{m}$ au lieu des $10 \mu\text{m}$ visés).

3.2.2 CRIGFs couplés

Dans cette section nous allons étudier la disposition la plus simple qui consiste à enchaîner des CRIGFs identiques le long du guide d'onde. Pour commencer, le cas de deux CRIGFs identiques est étudié. La méthode pour optimiser le découplage de chaque CRIGF sera déterminée. Nous verrons qu'une telle structure peut faire apparaître deux résonances. Nous poursuivrons l'observation de ces modes avec les structures à trois, quatre et cinq CRIGFs qui seront alors définies et modélisées puis des systèmes à N CRIGFs seront envisagés pour réaliser un adressage à l'aide d'émission sur une large gamme spectrale ($\sim 70 \text{ nm}$).

3.2.2.1 Deux CRIGFs couplés

Dans cette section nous étudions un coupleur directionnel composé de deux CRIGFs. Ces CRIGFs sont identiques au sens où ils sont basés sur les mêmes périodes et donc possèdent les mêmes longueurs d'onde de résonance. Un découplage efficace pour cette structure passe par un dimensionnement particulier des DBRs. Mais d'abord, afin de réduire la taille du système, le DBR arrière du *CRIGF* 1 et le DBR avant du *CRIGF* 2 sont réunis en un seul. Dans cette structure (schéma en Figure 3.16), le premier DBR est noté *fDBR* (*f* pour *front*), l'intermédiaire *mDBR*, et le dernier *rDBR* (*r* pour *rear*). Les PS et les GC des deux CRIGFs sont identiques.

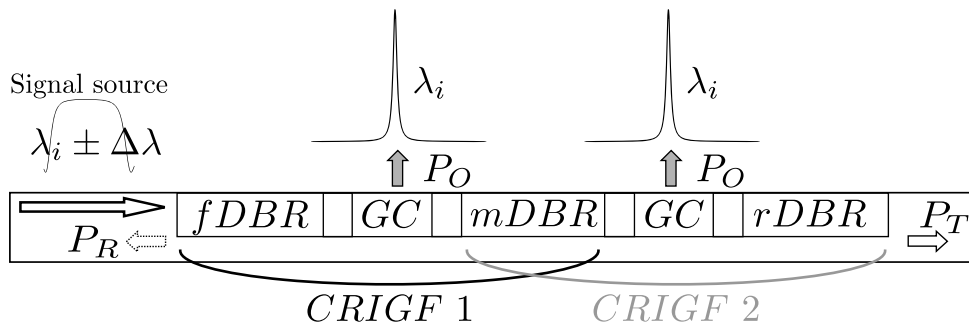


FIGURE 3.16 – Schéma d'un système à deux CRIGFs couplés.

Pour des émissions efficaces, les tailles de chaque DBR doivent être optimisées. Nous reprenons le calcul d'optimisation (3.2) en considérant que les N CRIGFs sont indépendants. Ce calcul est donc effectué N fois où N est le nombre de CRIGF et le $N^{\text{ième}}$ CRIGF est celui au bout de la ligne, à l'opposé de l'excitation (Dans le schéma 3.16, $N = 2$).

Pour le $(n - 1)$ ^{ième} $fDBR$, le calcul est le suivant :

$$L_{fDBR}^{(n-1)} = \frac{1}{\chi} \tanh^{-1} \left[\left(\frac{r(n) - \kappa(1 + r(n))L_{GC}}{1 + \kappa(1 + r(n))L_{GC}} \right) \left(1 - \frac{X}{r(n) - \kappa(1 + r(n))L_{GC}} \right) \right] \quad (3.3)$$

où $r(n)$ est calculée avec :

$$r(n) = \tanh(\chi L_{fDBR}^n) \quad (3.4)$$

Lorsque $n = N$, $r(N)$ est la réflectivité du $rDBR$.

En prenant $X = 0$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$, cela donne $L_{fDBR} = 13\Lambda_{DBR}$ et $L_{DBR} = 16\Lambda_{DBR}$. Pour ces dimensions ($[L_{fDBR} = 13\Lambda_{GC}$, $L_{mDBR} = 16\Lambda_{DBR}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{GC}$, $L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$ pour les deux GC et $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$ pour les quatre PS]), les spectres du système entier sont tracés sur la Figure 3.17.

Le spectre du transmis (en vert) est similaire à celui du coupleur seul (cf. Figure 3.3), mais il est observé deux pics de découplage ainsi que deux creux dans le spectre du réfléchi à $\lambda = 841,52$ nm et $\lambda = 845,98$ nm, dont les puissances maximales sont de plus de 0,99. Les spectres des découplages individuels de deux GCs sont donnés en Figure 3.18 (en noir pour le *CRIGF* 1, en bleu pour le *CRIGF* 2). Ils montrent que les deux émissions sont similaires : elles possèdent ces deux résonances et des intensités proches. L'encart permet de distinguer tout de même ces découplages, la première émission (*CRIGF* 1) émet plus intensément et est plus sélective spectralement.

$L_{fDBR} = 13\Lambda_{DBR}$ $L_{mDBR} = 16\Lambda_{DBR}$ $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$

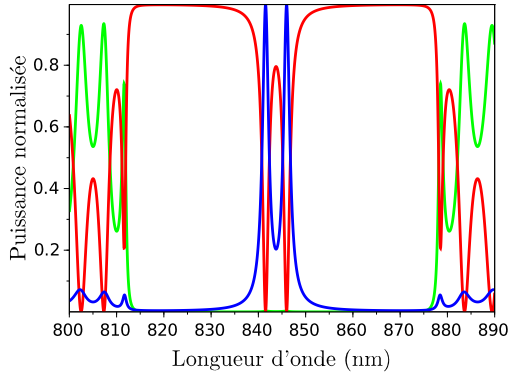


FIGURE 3.17 – Spectres d'un système à deux *CRIGFs* couplés : P_T en vert, P_R en rouge, P_O en bleu.

$L_{fDBR} = 13\Lambda_{DBR}$ $L_{mDBR} = 16\Lambda_{DBR}$ $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$

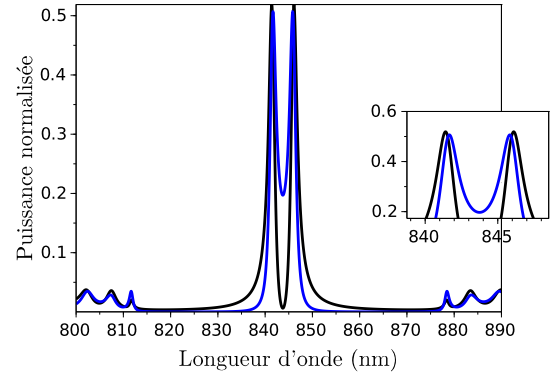


FIGURE 3.18 – Spectres du découplé de chacun des deux *CRIGFs* du système (*CRIGF* 1 en noir, *CRIGF* 2 en bleu).

Ces deux émissions correspondent à deux modes hybrides formés à partir des modes des deux *CRIGFs* isolés. Nous retrouvons ici un résultat connu lors du couplage de deux résonateurs identiques avec la formation d'un mode spatialement symétrique et anti-symétrique dans le système. La géométrie du système et l'injection de lumière par un seul côté font que ces deux modes sont excités différemment au sein des deux *CRIGFs*. Les spectres (Figure 3.18) et profils spatiaux (Figure 3.19) des découplés des deux *CRIGFs* sont ainsi différents.

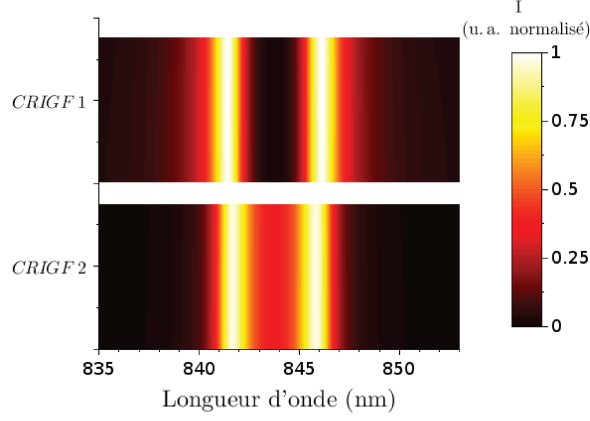


FIGURE 3.19 – Image hyperspectrale du système à deux CRIGFs couplés excité d'un seul côté.

Avec un système à deux CRIGFs parfaitement symétrique (seul $rDBR$ est changé tel que $L_{rDBR} = L_{fDBR} = 13\Lambda_{DBR}$), nous pouvons choisir d'exciter le mode symétrique par une excitation symétrique ou d'exciter le mode anti-symétrique par une excitation anti-symétrique (cf. Figure 3.20). Les deux CRIGFs découplent alors de manière identique.

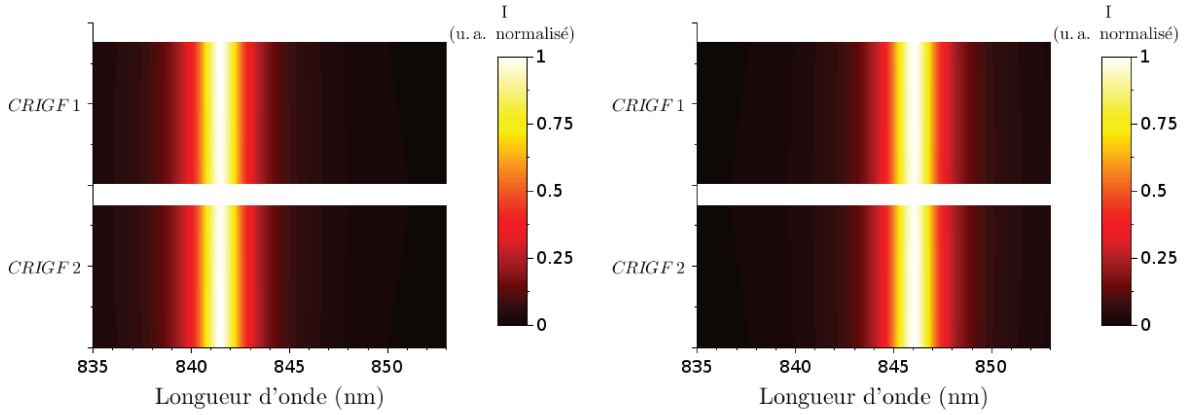


FIGURE 3.20 – Images hyperspectrales d'un système à deux CRIGFs couplés (avec $L_{rDBR} = L_{fDBR}$) sous excitation symétrique (à gauche) et sous excitation anti-symétrique (à droite).

Reprenons le système à deux CRIGFs pour une excitation par un seul côté ($[L_{fDBR} = 13\Lambda_{GC}, L_{mDBR} = 16\Lambda_{DBR}, L_{rDBR} = 40\Lambda_{GC}, L_{GC} = 5\Lambda_{GC}$ pour les deux GC et $L_{PS} = 0, 375\Lambda_{GC}$ pour les quatre PS]). Sur la Figure 3.21, la cartographie $P_O(\lambda, L_{mDBR})$ montre que le couplage de ces résonances est contrôlé par L_{mDBR} : à $L_{mDBR} = 0$, la levée de dégénérescence est maximale comme l'atteste l'écart spectral entre les résonances. Cet écart diminue lorsque L_{mDBR} augmente, jusqu'à que la réflectivité de $mDBR$ soit assez importante pour isoler les deux CRIGFs. La résonance à $\lambda = 843,74$ nm est alors retrouvée.

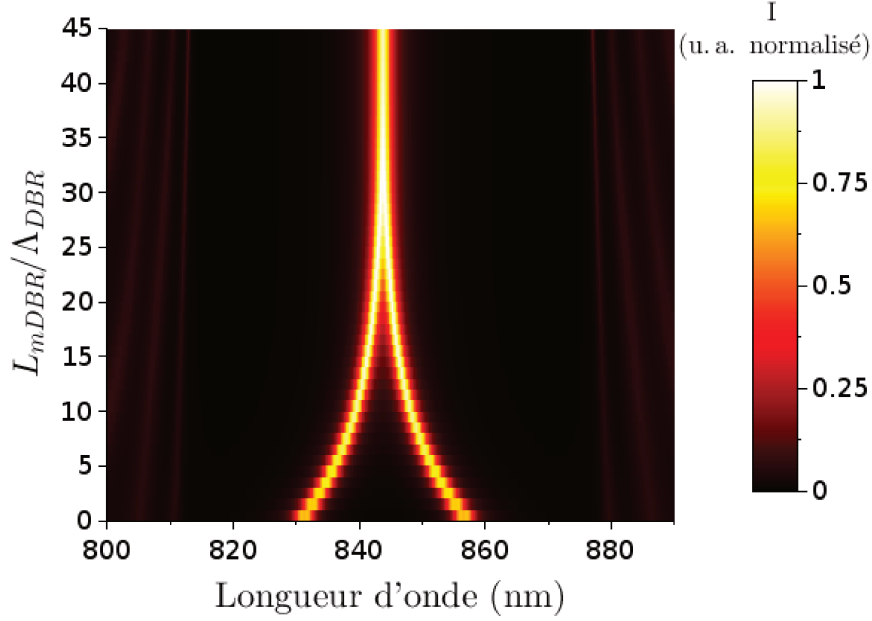


FIGURE 3.21 – Cartographie de la puissance découplée P_O par le système à deux CRIGFs en fonction de la longueur d’onde λ et de la taille du DBR intermédiaire L_{mDBR} .

Le calcul d’optimisation permet d’obtenir la combinaison ($L_{fDBR} = 13\Lambda_{DBR}$ et $L_{mDBR} = 16\Lambda_{DBR}$) qui maximise et équilibre la puissance découplée par les deux CRIGFs.

Les différences entre les découplés par les deux CRIGFs étant minimales (voir la Figure 3.18), cet agencement satisfait les contraintes de sélectivité spectrale et d’efficacité de l’émission. En considérant que le dernier DBR est hors du dernier pixel, en bout de ligne, la taille moyenne pour un pixel serait de $6,6\mu\text{m}$. Cette taille autorise ainsi des résolutions confortables.

3.2.2.2 3, 4 et 5 CRIGFs couplés

Lorsque la taille du système complet est étendue pour contenir 3, 4 et 5 pixels, d’autres résonances apparaissent (cf. Figures 3.22, 3.23 et 3.24). Pour chaque ajout d’un CRIGF, le système présente une nouvelle résonance. Si globalement ces résonances sont intenses et fines spectralement, leur profil spectral dans chaque CRIGF varie fortement. Il apparaît que la géométrie totale de la structure permet ou non la présence de certaines résonances : pour un nombre pair de CRIGFs, il n’y a pas de résonance à $\lambda_r = 843,74\text{ nm}$ tandis que pour un nombre impair de CRIGFs, celle-ci est présente dans l’émission d’un CRIGF sur deux.

De plus, le profil spatial de chacune de ces résonances est constant le long des GCs (cf. Figures 3.25, 3.26 et 3.27). L’absence de nœud ou de multiples lobes dans ces profils spatiaux est due aux différents positionnements des GCs, qui sont systématiquement en phase avec les modes FP résonants.

Il faut souligner le fait que les maximums de découplage de chacun des CRIGFs se trouvent à différentes longueurs d’onde : chaque cavité possède donc une signature spectrale et spatiale qui lui est propre.

Ce genre de système ne convient donc pas si on souhaite adresser individuellement chaque pixel en jouant sur le spectre de l’onde guidée excitatrice. En revanche, des émissions larges dans la plage spectrale des DBRs sont réalisables. De plus, les tailles moyennes

des CRIGFs/pixels restent autour de $5 \mu\text{m}$ ($4,9 \mu\text{m}$, $5,1 \mu\text{m}$, $5,2 \mu\text{m}$), ce qui est compatible avec les résolutions visées. Il faut néanmoins que chaque CRIGF émette une intensité semblable, dans la plage spectrale correspondant au plateau de réflectivité des DBRs.

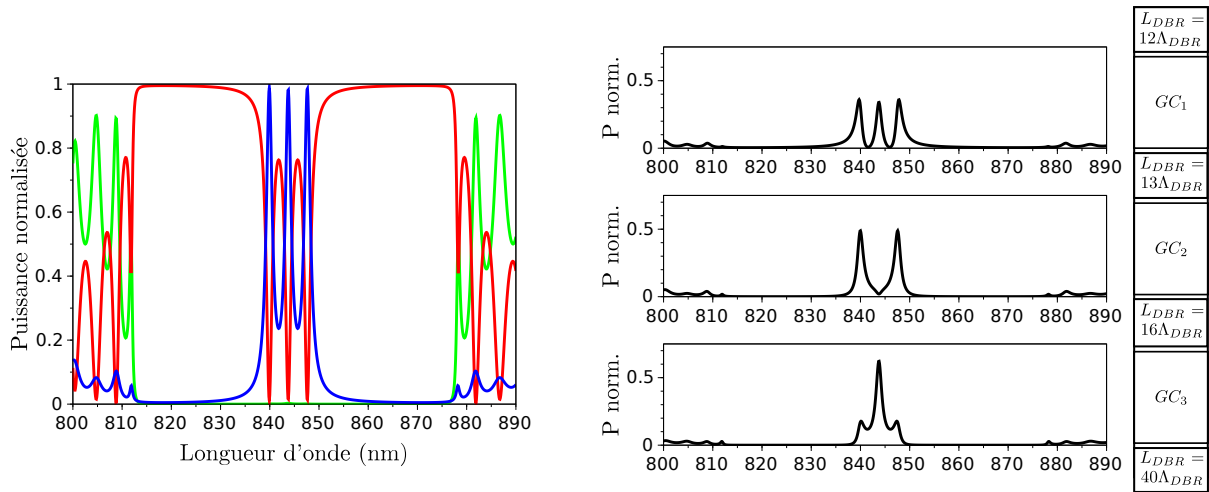


FIGURE 3.22 – Spectres d'un système à 3 CRIGFs couplés

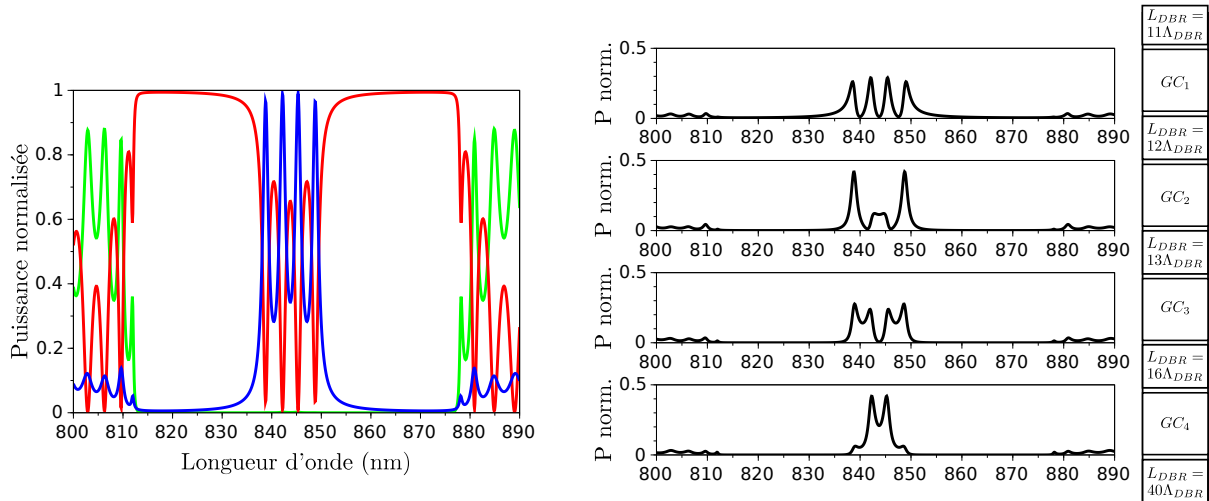


FIGURE 3.23 – Spectres d'un système à 4 CRIGFs couplés

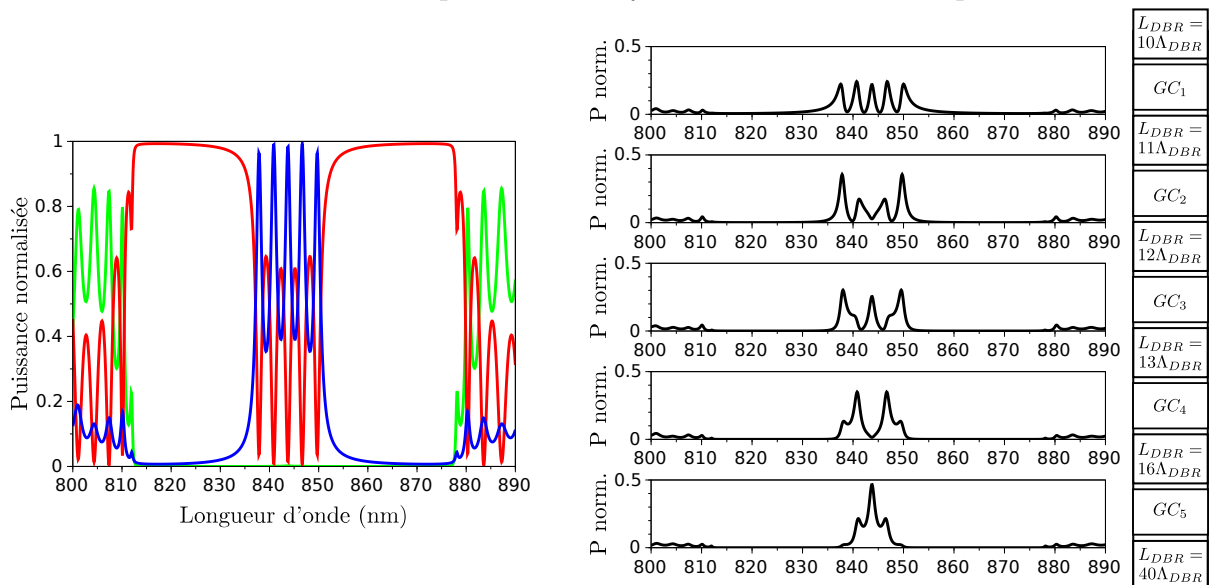


FIGURE 3.24 – Spectres d'un système à 5 CRIGFs couplés

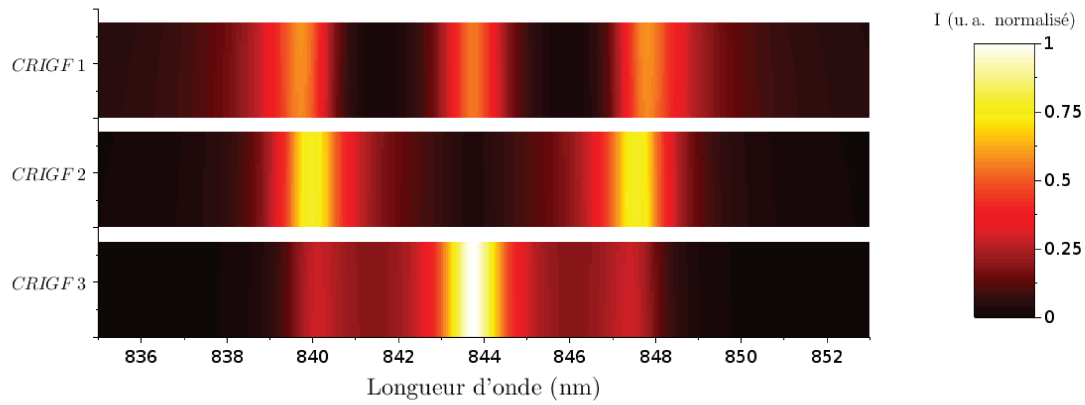


FIGURE 3.25 – Images Hyperspectrales des découplés dans un système à 3 CRIGFs couplés

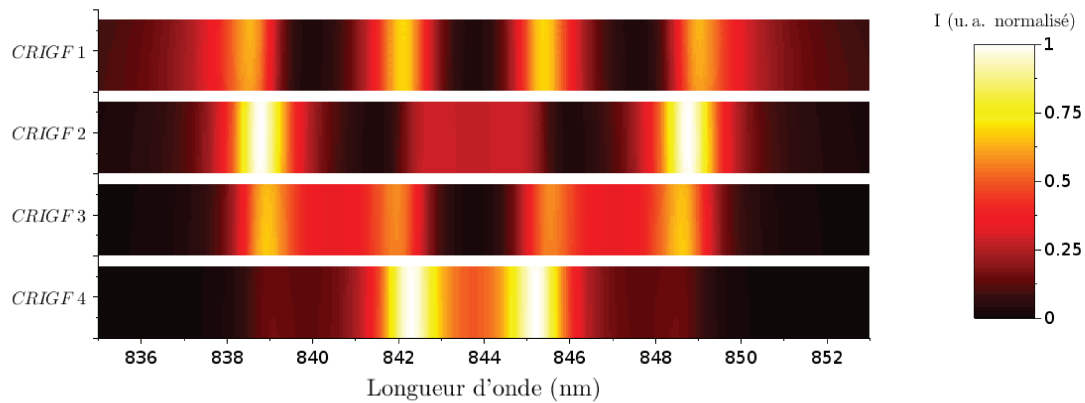


FIGURE 3.26 – Images Hyperspectrales des découplés d'un système à 4 CRIGFs couplés

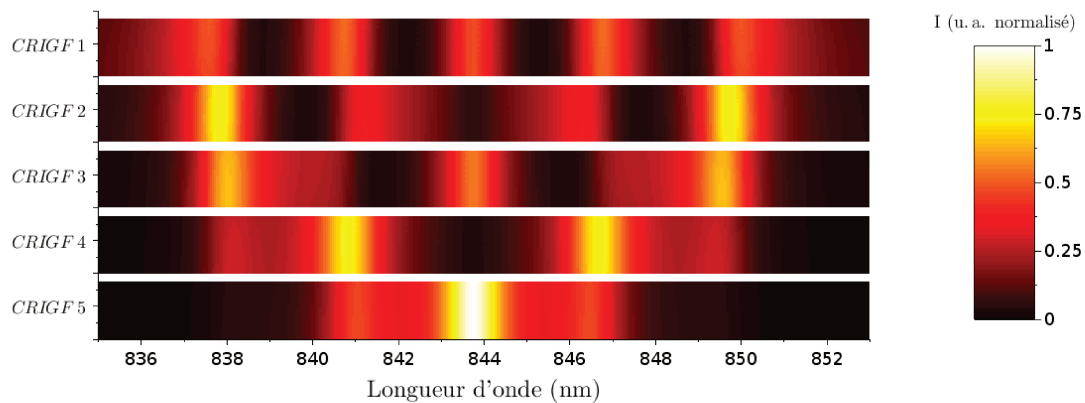


FIGURE 3.27 – Images Hyperspectrales des découplés d'un système à 5 CRIGFs couplés

3.2.2.3 Systèmes à N CRIGFs couplés

Nous avons vu précédemment que des systèmes de CRIGFs couplés permettent d'obtenir des émissions sur une ligne, avec de petites tailles. En considérant que la sélectivité spectrale est acceptable avec une émission correspondant au plateau de réflectivité des DBRs, nous cherchons à répartir spatialement et de manière égale l'intensité découplée. La Figure 3.28 donne des indications sur ce point : 5 structures de 10, 20, 30, 40 et 50

CRIGFs couplés sont simulés.

Nous considérons la réponse du système à une excitation par un mode guidé ayant un spectre "blanc", c'est à dire couvrant toute la bande spectrale correspondant au plateau des DBRs. Cette figure présente la fraction de la puissance incidente découplée (intégrée sur toute la gamme de longueur d'onde du plateau de réflectivité des DBRs) au niveau de chaque pixel. Idéalement, celle-ci devrait être constante et valoir $\frac{1}{N}$ pour chaque CRIGF (N étant le nombre total de CRIGFs).

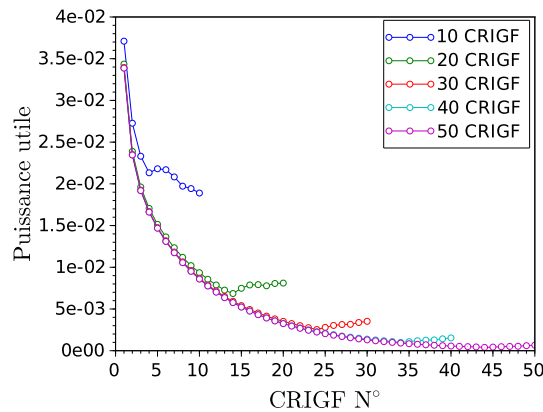


FIGURE 3.28 – Puissance utile émise de $\lambda = [815; 880]$ nm pour chacun des CRIGFs dans 5 systèmes constitués de 10, 20, 30, 40 et 50 CRIGFs alignés.

La puissance découplée diminue fortement à chaque nouveau CRIGF ; cette évolution n'est pas sans rappeler les problèmes de profil dans les GMRFs.

Des ajustements peuvent être effectués pour contrecarrer cette diminution : les premiers CRIGFs découplant trop, la taille de leur DBR arrière peut être diminuée pour augmenter la transmission vers les CRIGFs suivants. En fixant $X = 0,2$ (permettant une transmission de 20 % dans le calcul d'optimisation), cela donne la Figure 3.29. Si les pentes des courbes sont plus douces, la puissance découplée par chaque CRIGF continue de décroître.

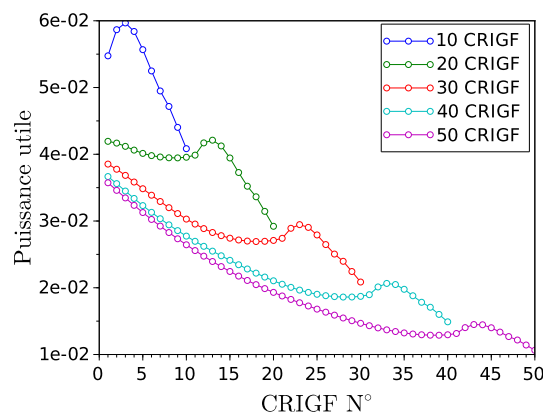


FIGURE 3.29 – Puissance utile émise de $\lambda = [815; 880]$ nm pour chacun des CRIGFs dans 5 systèmes constitués de 10, 20, 30, 40 et 50 CRIGFs alignés, optimisé avec $X = 0,2$.

Cette approche ne donne pas de résultats acceptables vu les objectifs visés. Nous pourrions envisager une optimisation plus poussée pour égaliser la puissance découplée en fonction de la position le long de la ligne.

3.2.3 Bilan

La stratégie d'utiliser N CRIGFs pour adresser N pixels pose notamment des problèmes de dimensionnement. Pour être efficaces ou pour maintenir une intensité découplée comparable d'un pixel à un autre, ces structures deviennent trop grandes par rapport à la taille de pixel visée.

Malgré un important jeu de paramètres pouvant être optimisés, ces problèmes n'ont pu être contournés.

3.3 Un seul long CRIGF pour N pixels

Dans cette section, la capacité d'un seul CRIGF à adresser plusieurs pixels sera étudiée.

La stratégie est d'utiliser les profils d'intensité et de phase des modes d'ordre supérieur d'un CRIGF tel que nous les avons identifiés dans la partie 2.4.4 (page 93).

Des profils constants seront obtenus en modélisant l'excitation simple ou symétrique d'un mode. L'excitation multimode sera aussi envisagée pour une émission spectralement large.

3.3.1 Dimensionnement du CRIGF avec un long GC

Pour adresser N pixels, un CRIGF peut comporter un long GC tel que $L_{GC} \sim NL_{\text{pixel}}$. Ce dimensionnement est une utilisation à contre-emploi du CRIGF, initialement conçu pour réduire la longueur du coupleur. Le risque est de revenir dans le régime de fonctionnement des GMRFs, avec un profil spatial de découplage non constant. Pour l'éviter, la taille du GC doit rester inférieure à α^{-1} soit $175 \mu\text{m}$ dans le cas présent. En plaçant comme limite une atténuation maximale du mode propagatif de 50 %, et en utilisant le fait que l'intensité du mode varie en $1 - \exp(-2\alpha L_{GC})$, nous en déduisons une taille maximale de GC de $\Lambda_{GC} = 115\Lambda_{GC} \sim 60,7 \mu\text{m}$.

L_{GC} étant fixée, nous pouvons déterminer la longueur du DBR avant L_{fDBR} du coupleur CRIGF. L'équation 3.2 donne une taille équivalente à $2\Lambda_{DBR}$. Cette taille donne une réflectivité à résonance de $R = |\tanh(\chi_{DBR} \times L_{fDBR})|^2 = 0,047$ très faible et donc une cavité Fabry-Pérot très déséquilibrée (réflectivité de 0,047 à l'avant, contre 0,999 à l'arrière). La Figure 3.30 présente les spectres d'un long CRIGF possédant ces DBRs (structure totale : $[L_{GC} = 115\Lambda_{GC}, L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}, L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}, L_{fDBR} = 2\Lambda_{DBR}]$). La puissance découplée est très importante ($P_O(\lambda_r) > 0,99$) mais la sélectivité spectrale est faible. En effet, la base du découplé est à plus de 0,5, on peut dès lors considérer que le découplage sera efficace sur toute la gamme spectrale équivalente à celle du plateau de réflectivité des DBRs.

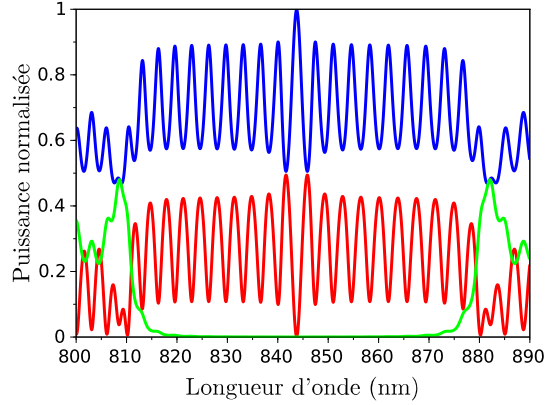


FIGURE 3.30 – Spectres de puissances réfléchie (en rouge), transmise (en vert) et dé-couplée (en bleu) pour un long CRIGF tel que $[L_{GC} = 115\Lambda_{GC}, L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}, L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}, L_{fDBR} = 2\Lambda_{DBR}]$.

Une meilleure sélectivité de l'émission par le GC peut être obtenue soit grâce l'utilisation d'une source très fine spectralement soit par un dimensionnement des réseaux DBRs améliorant la finesse de la cavité Fabry-Pérot.

Nous choisissons de diminuer L_{fDBR} afin de maintenir la base de la puissance découplée en dessous de 30% tout en conservant $P_O(\lambda_r) > 0,5$. En prenant $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$, ce nouveau dimensionnement permet au CRIGF d'avoir des pics de découplage plus fins ainsi qu'un plus grand contraste entre ces pics et la base du découplage (voir Figure 3.31).

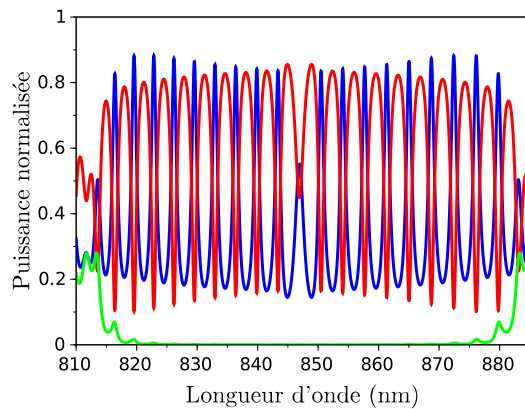


FIGURE 3.31 – Spectres de puissances réfléchie (en rouge), transmise (en vert) et dé-couplée (en bleu) pour un long CRIGF tel que $[L_{GC} = 115\Lambda_{GC}, L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}, L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}, L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}]$.

Néanmoins, si l'excitation d'un seul mode est désiré, la source devra tout de même posséder une bonne finesse spectrale.

3.3.2 Excitation d'un seul mode

Grâce au dimensionnement du CRIGF établi (voir schéma de la Figure 3.32) précédemment les modes possèdent des résonances piquées. Dans cette section, les profils spatiaux

obtenus par l'excitation d'un de ces modes sont étudiés. Nous verrons que le mode fondamental du CRIGF permet l'émission d'un profil d'intensité constant le long du CRIGF. Ensuite il sera démontré que les modes d'ordre supérieur permettent l'émission de profils spatiaux présentant un profil d'intensité périodique.

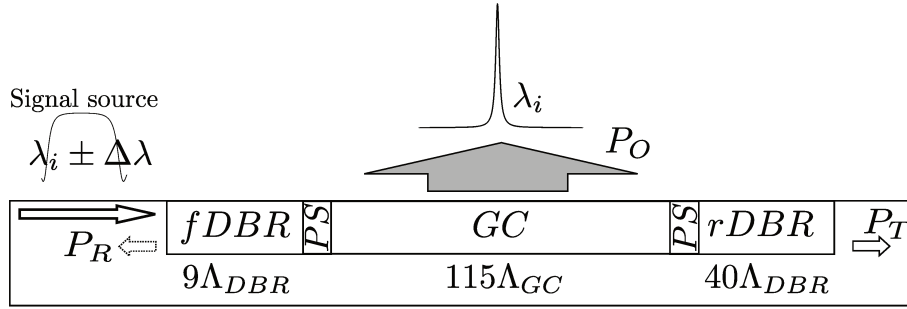


FIGURE 3.32 – Schéma d'un long CRIGF ayant pour dimensions $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$.

3.3.2.1 Profil spatial constant

Nous avons donc un CRIGF ayant les dimensions suivantes $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$. La Figure 3.33 présente les profils émis en fonction de la longueur d'onde. Le profil spatial du mode central semble constant, ce que nous recherchions.

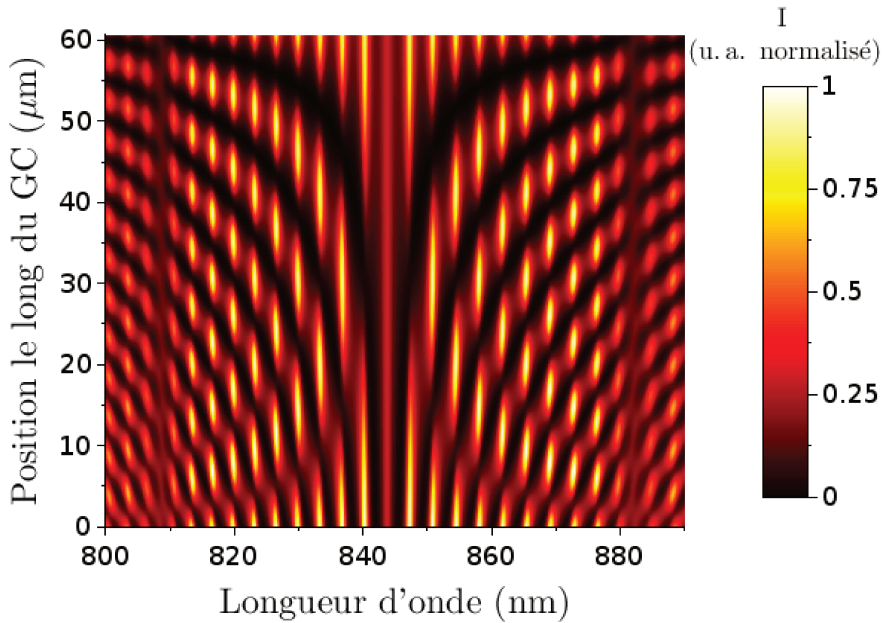


FIGURE 3.33 – Imagerie hyperspectrale simulée d'un CRIGF avec $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$.

En utilisant une excitation monochromatique autour de $\lambda_r = 843,74$ nm, nous obtenons un profil découplé constant en intensité et en phase le long de la cavité, comme cela est présenté sur la Figure 3.34.

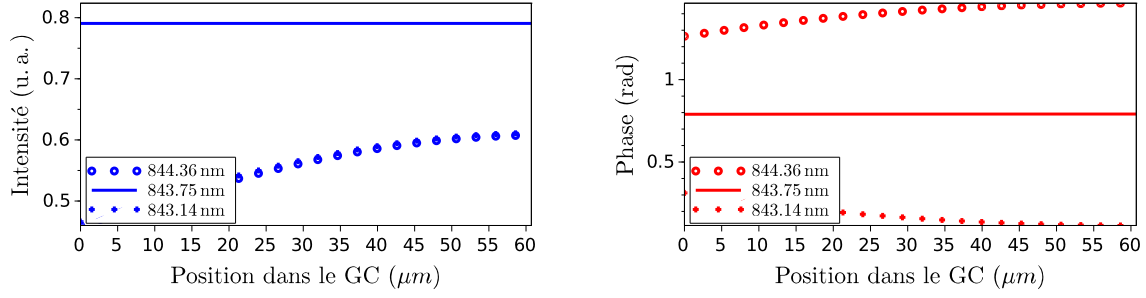


FIGURE 3.34 – Profils spatiaux en intensité et en phase du découplé du mode à $\lambda = 843,7$ nm dans le long CRIGF [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] Pour comparaison, les profils à $\lambda_r \pm 0,5$ nm sont aussi montrés.

Nous obtenons ainsi un profil quasi constant avec une variation de moins de 0,002% entre le début et la fin de la structure. Par comparaison, un simple GC de même taille aurait donné un profil présentant une variation de 50%.

3.3.2.2 Profil spatial périodique

La Figure 3.33 montre aussi que les modes CRIGFs d'ordre supérieur peuvent offrir des profils périodiques, avec des points de lumière espacés régulièrement. De tels profils peuvent aussi convenir pour illuminer chaque pixel de la ligne de manière similaire. Pour chaque mode d'ordre supérieur, le réseau GC découple en première approximation deux ondes planes séparées d'un angle de 2θ tel que présenté dans la Figure 3.35. L'onde guidée se propageant en $+y$ est découplée sous la forme d'une onde plane dans la direction $-\theta$ (sens directe) par rapport la normale au réseau GC, tandis que l'onde guidée se propageant en $-y$ est découplée sous la forme d'une onde plane dans la direction $+\theta$. Dans la zone où les deux ondes planes se rencontrent avec un angle $2|\theta|$, elles interfèrent et forment les profils d'intensité périodique des modes d'ordre supérieur. Au fur et à mesure de la propagation des ondes, la zone d'interférence se réduit. Pour une distance de propagation donnée, le profil spatial produit des interférences sur une zone utile de Δy .

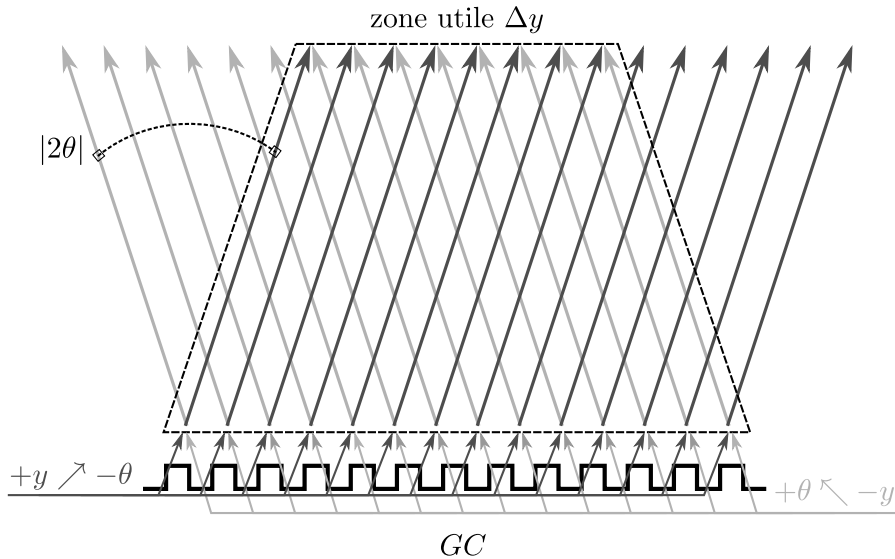


FIGURE 3.35 – Schéma de la formation du profil spatial d'un mode CRIGF.

Dans cette zone, la figure d'interférence donne un profil d'intensité périodique. Selon cette approximation, la périodicité p d'un profil d'intensité peut être calculée grâce à la formule de l'interfrange, pour deux ondes planes de longueur d'onde λ interférant avec un angle de 2θ :

$$p = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)} = \frac{\lambda}{2 \left(n_{\text{eff}} - \frac{\lambda}{\Lambda_{GC}} \right)} \quad (3.5)$$

Lorsque le désaccord entre la longueur d'onde et la période du réseau Λ_{GC} croît, l'angle de découplage θ devient plus important et la période du profil p devient petite. Pour obtenir la plus petite période λ avec le CRIGF étudié, il faut donc exciter le mode d'ordre supérieur le plus éloigné spectralement de $\lambda_r = 843,74 \text{ nm}$, dans la limite de la gamme spectrale du plateau de réflectivité des DBRs. Compte tenu des paramètres considérés, le plateau de réflectivité permet la présence d'un mode à $\lambda = 813,45 \text{ nm}$: cela donne un profil de points de lumière séparés de $p = 7 \mu\text{m}$ (cf. Figure 3.36).

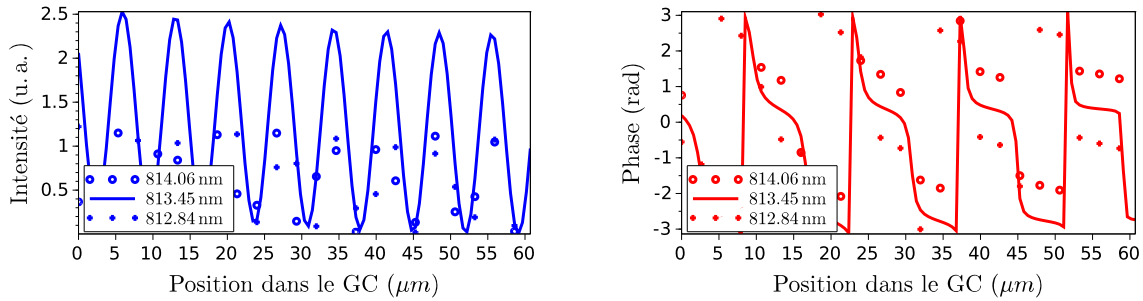


FIGURE 3.36 – Profils spatiaux en intensité et en phase du découplé du mode à $\lambda = 813,45 \text{ nm}$ dans le long CRIGF [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] Pour comparaison, les profils à $\lambda_r \pm 0,5 \text{ nm}$ sont aussi montrés.

Le profil n'est pas parfaitement périodique, il y a un écart en intensité de $\sim 10\%$ entre le premier et le dernier point brillant. Cette variation reste cependant compatible avec notre objectif d'adressage. Entre les maximums et les minimums du profil, le seuil peut être défini pour les récepteurs photosensibles : au delà du seuil, avec un maximum d'intensité du profil, cela provoque le basculement de transistor. Notons qu'un profil similaire peut-être obtenu à l'autre extrémité du plateau DBR pour $\lambda = 876,48 \text{ nm}$.

3.3.2.3 Evolution de la zone utile

Le profil d'intensité résulte de l'interférence de deux ondes se propageant dans des directions différentes : comme le montre la Figure 3.35, la zone utile présentant le profil périodique diminue ainsi avec la distance verticale entre le GC et les éléments photosensibles responsables de la commutation des pixels.

En considérant des longueurs inférieures à la zone de Rayleigh du CRIGF $\left(\frac{\pi L_{GC}^2}{\lambda} \right)$ et en gardant ainsi l'approximation de deux ondes planes qui se découplent, la largeur de la zone utile $\Delta y(z)$ à une altitude z au dessus du GC peut s'écrire :

$$\Delta y = L_{GC} \left(1 - \frac{z}{z_l} \right) \quad (3.6)$$

où la distance de propagation notée z_l , correspond à l'altitude limite où les ondes ne se croisent plus :

$$z_l = \frac{L_{GC}}{2 \tan \theta} \quad (3.7)$$

Selon cette formule, chaque mode aura une évolution en z de sa zone utile qui lui est propre. Ceci est illustré pour trois profils, possédant des périodicités différentes sur la Figure 3.37.

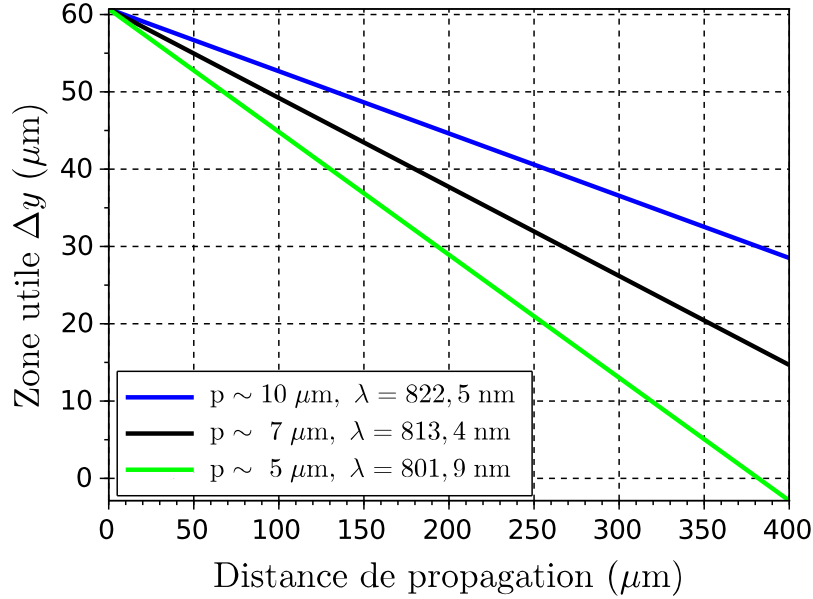


FIGURE 3.37 – Evolution de la zone utile de différents profils lors de leur propagation en z . Ces profils sont émis par un CRIGF, ayant un GC de longueur $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$ et de période $\Lambda_{GC} = 528 \text{ nm}$.

Cette réduction de la zone utile devra être prise en compte pour la conception d'un système complet dans laquelle il faudra chercher à réduire la distance entre le réseau GC et les photorécepteurs.

3.3.2.4 Symétrisation du profil

Le décroissance constatée sur la Figure 3.36 rend le profil découpé légèrement asymétrique. Même si cette décroissance ne semble pas significative, une solution pour améliorer la constance du profil consiste à exciter le CRIGF symétriquement. Pour cela, il faut injecter la lumière dans la cavité, avec la même phase par les deux DBRs. Ceux-ci doivent donc avoir la même taille (voir Figure 3.38). La structure totale est donc $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$ et $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$.

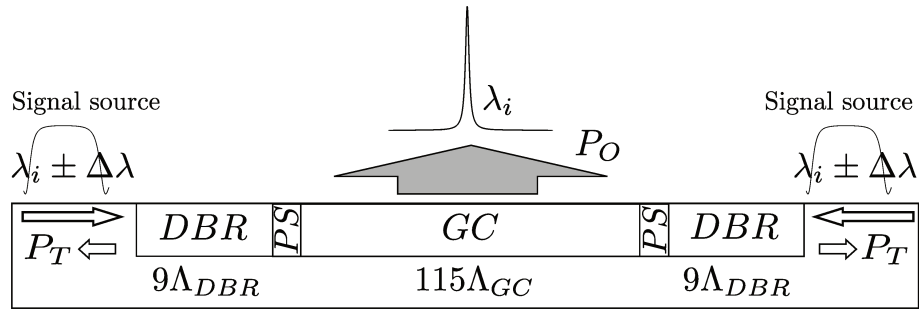


FIGURE 3.38 – Schéma d’un long CRIGF pour une excitation symétrique [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$ et $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$].

Il faut bien noter la différence entre ce CRIGF symétrique et le CRIGF retenu en 3.3.1 : il y a ici moins de pics et ils sont plus intenses. Cela correspond à ce qui a été observé en 2.4.5 (page 102), c’est à dire que cette configuration symétrique excite seulement les modes dit impairs. Ceci est d’ailleurs vérifié sur l’image hyperspectrale de ce CRIGF (voir la Figure 3.39).

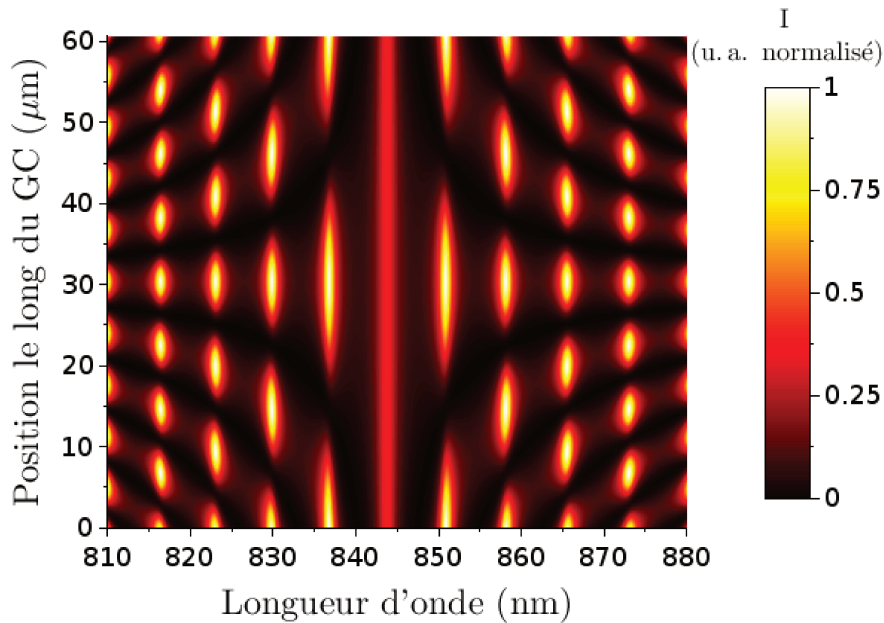


FIGURE 3.39 – Imagerie hyperspectrale simulée d’un CRIGF avec $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$.

Le mode à 813,45 nm n’étant plus excité, c’est le profil du mode à $\lambda = 816,37$ nm que nous allons inspecter. D’après la Figure 3.39 et l’équation (3.5), ce mode donne un profil de points séparés de $p = 7,6 \mu\text{m}$. La Figure 3.40 met en évidence un profil périodique symétrique, dont les maxima sont quasi constants (variations de l’ordre de 1%).

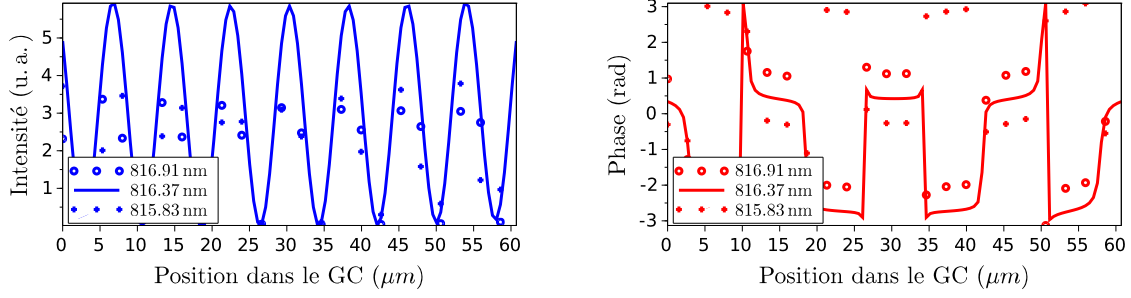


FIGURE 3.40 – Profils spatiaux en intensité et en phase du découplé du mode à $\lambda = 816,37$ nm dans le long CRIGF [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$] Pour comparaison, les profils à $\lambda_r \pm 0,5$ nm sont aussi montrés.

Cette géométrie d’excitation plus difficile à mettre en œuvre (il faut assurer la mise en phase et l’équilibrage des excitations) permet d’améliorer l’uniformité de l’adressage le long de la ligne.

3.3.2.5 Intégration dans un système d’adressage

Les solutions développées avec de grandes structures CRIGFs offrent, par l’excitation d’un mode, les profils d’intensité recherchés. Dans cette section, les points critiques pour utiliser cette solution avec de très grands CRIGFs dans un système d’adressage seront discutés, en particulier la taille et le coefficient de couplage du GC, et l’excitation précise du mode d’intérêt.

En reprenant le système d’adressage des matrices actives LCDs 1.1 (page 26), nous pouvons proposer un système similaire avec une matrice active d’adressage électro-optique : les lignes de commande constituées par des CRIGF similaires à celui présenté, viendront intercepter les colonnes, les pistes électriques apportant l’énergie. A chaque intersection, une photodiode reçoit la lumière par la ligne et la convertit en signal électrique afin de rendre passant un transistor. La colonne fournira alors l’énergie électrique pour le basculement d’état du pixel.

Pour l’adressage d’un écran de 5 cm, un GC de 95000 périodes est nécessaire. Le déroulé de cette section peut être suivi pour sa conception. Pour une bonne répartition énergétique, le GC ne doit pas découpler plus de 50% de l’énergie du mode guidé en un passage. Le coefficient du réseau GC α doit être alors tel que $\alpha = 1/(4L_{GC})$. Dans le cas d’un écran de 5 cm, il faudrait donc idéalement un α de l’ordre de 1 m^{-1} . Même avec une telle modulation, l’efficacité du découplage peut atteindre une forte valeur, comme le montre la Figure 3.41 suivante :

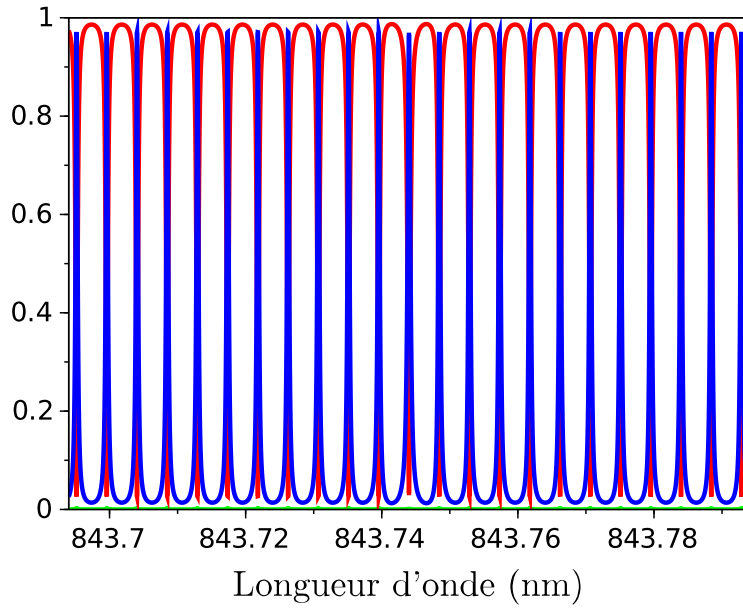


FIGURE 3.41 – Spectres pour un très long CRIGF [$L_{GC} = 95000\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{fDBR} = 12\Lambda_{DBR}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$]

Pour un meilleur contraste, une meilleure efficacité, un profil plus symétrique, un CRIGF symétrique peut être préféré (cf. Figure 3.42).

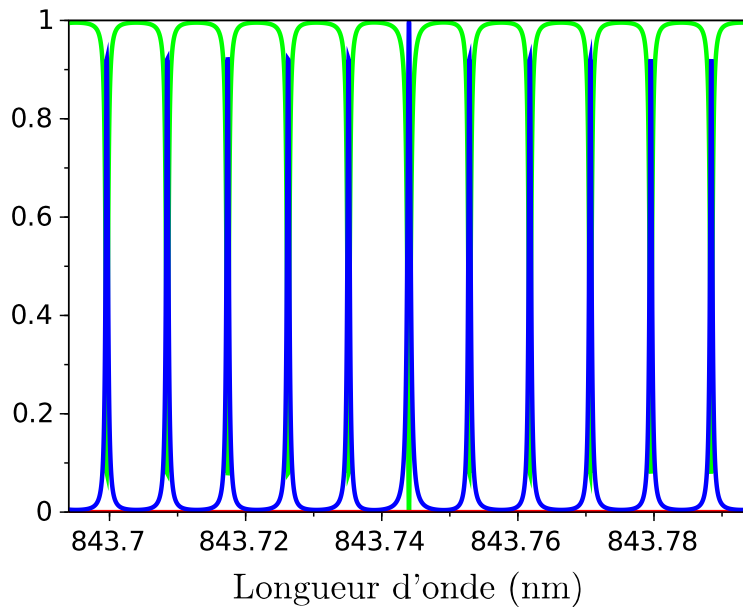


FIGURE 3.42 – Spectres pour un très long CRIGF symétrique [$L_{GC} = 95000\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 14\Lambda_{DBR}$]

Cependant, il semble difficile de réaliser un réseau présentant un couplage aussi faible. En effet, celui-ci sera négligeable devant les pertes intrinsèques du guide du CRIGF, non prises en compte ici. De plus, le profil spectral de ces CRIGFs présentant plusieurs modes,

une source extrêmement fine spectralement ou au préalable filtrée doit être utilisée, afin d’exciter seulement le mode d’intérêt. Pour le très grand CRIGF ($L_{GC} = 95000\Lambda_{GC}$), excité seulement par un côté, l’intervalle spectrale libre entre les modes est très petit, de l’ordre du picomètre. Des sources possédant cette finesse spectrale existent mais elles sont coûteuses et ne sont pas adaptées à une intégration sur un système embarqué. Filtrer une source classique comme une LED, peut être réalisé par un montage compact avec un CRIGF. En amont du CRIGF précédent, celui-ci, beaucoup plus petit mais très sélectif (grâce à des DBRs plus longs), permettrait alors de filtrer et d’injecter dans le guide efficacement la longueur d’onde qui excitera donc le mode du long CRIGF.

Ce filtrage très fin réduira considérablement la part utile dans l’énergie émise par la LED d’excitation, augmentant par là même la consommation totale du dispositif.

3.3.3 Excitation multimode

Dans un premier temps, nous cherchons à uniformiser le profil d’intensité formé par le découplage de plusieurs modes, de sorte à pouvoir utiliser une source large bande avec le CRIGF.

Nous pourrions nous baser sur des profils dont l’intensité est déjà bien répartie, comme avec le CRIGF étudié précédemment ($[L_{GC} = 115\Lambda_{GC}, L_{PS} = 0,375\Lambda_{GC}, L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}, L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}]$, voir l’image hyperspectrale 3.33). Cependant les profils émis par ce CRIGF présentent tous des maxima aux extrémités du GC. Comme cela peut être observé sur la Figure 3.43, une excitation simultanée de plusieurs modes entraîne donc une surintensité aux bords et donc un profil non constant.

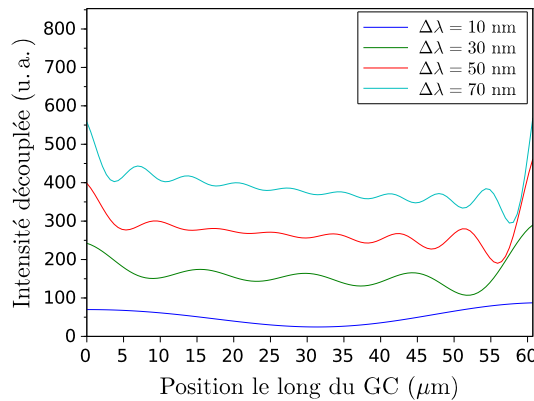


FIGURE 3.43 – Profils obtenus selon la largeur $\Delta\lambda$ de la source, centrée sur $\lambda_r = 843,74$ nm.

En changeant les L_{PS} de $\pm 0,25\Lambda_{GC}$, les positions des interférences constructives et destructives sont échangées, donnant des nouveaux profils spatialement complémentaires des profils précédents : ceci est montré sur la Figure 3.44.

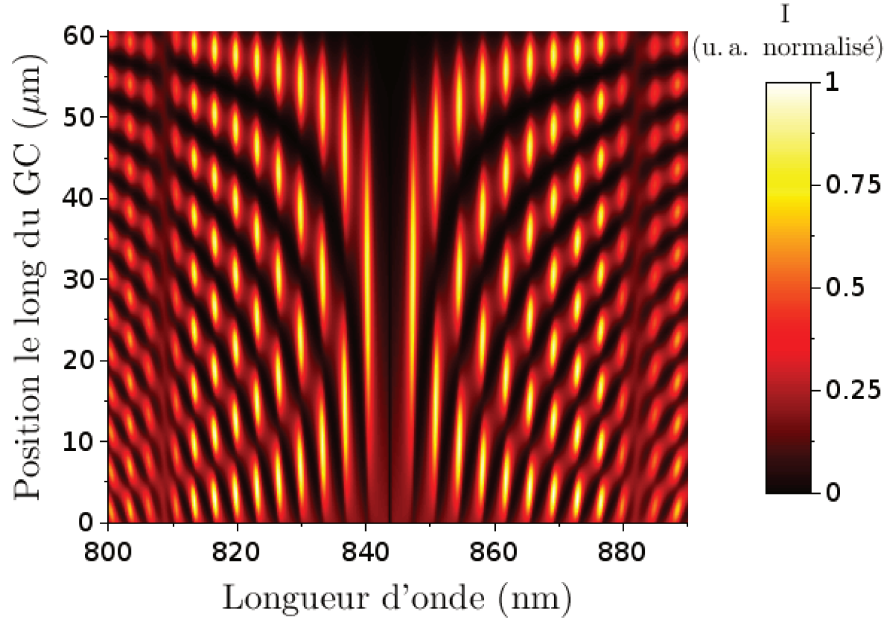


FIGURE 3.44 – Imagerie hyperspectrale simulée d'un CRIGF avec $L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0, 125\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$.

Ainsi, les profils des modes ne présentent plus de points brillants aux bords du GC (cf. Figure 3.45).

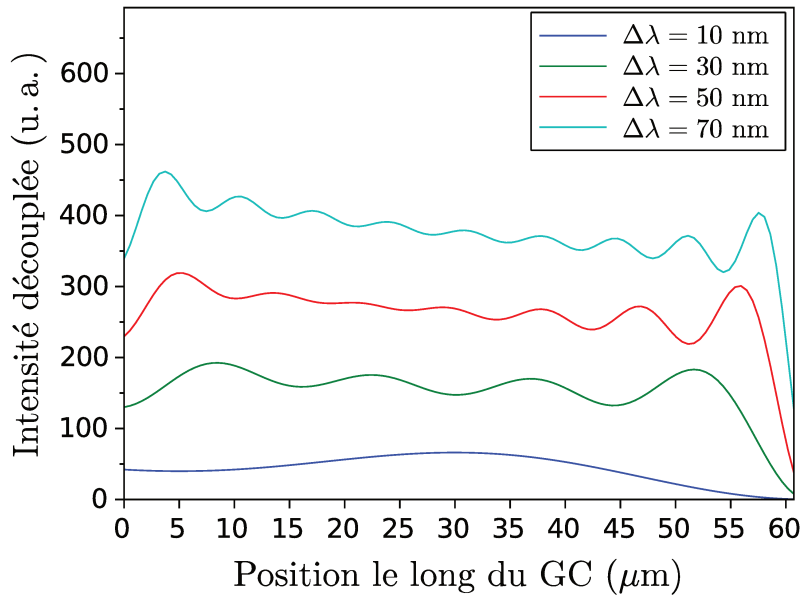


FIGURE 3.45 – Profils obtenus selon la largeur $\Delta\lambda$ de la source, centrée sur $\lambda_r = 843, 74 \text{ nm}$.

Avec le GC seul, l'intensité découplée présente une décroissance de 50% le long du GC. Ici, l'effet de cavité permet de réduire la variation relative de l'intensité le long du GC, qui décroît 17% avec la source la plus large.

Pour diminuer encore cette variation, une excitation symétrique du CRIGF peut être envisagée. La structure devient symétrique (même DBR de chaque côté), le contrôle et le choix du déphasage entre les deux injections sont alors critiques (cf. section 2.4.5, page 102). La structure symétrique étudiée précédemment dans 3.3.2.4 est reprise ici avec $L_{PS} = 0,125\Lambda_{GC}$ ce qui donne [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,125\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$].

La Figure 3.46 présente, pour des sources larges de $\Delta\lambda = 70$ nm, les profils obtenus selon le déphasage entre les deux injections.

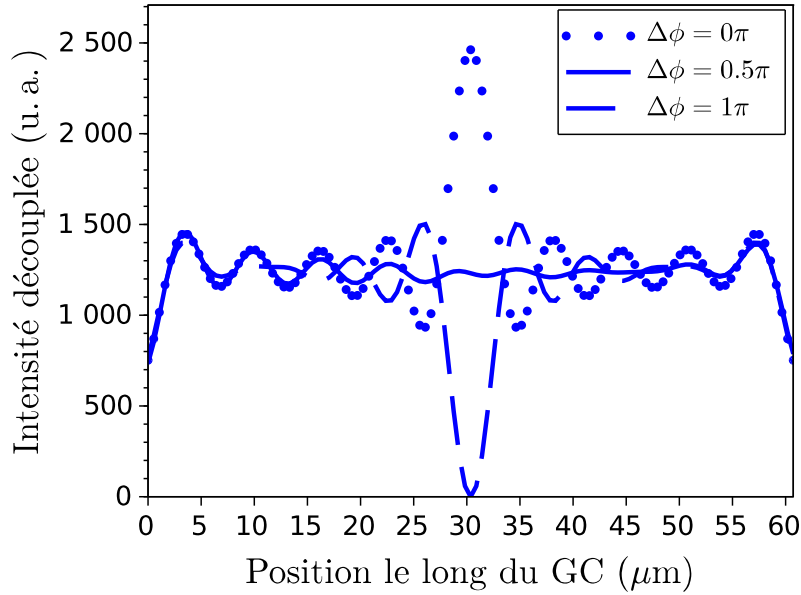


FIGURE 3.46 – Profils obtenus selon le déphasage $\Delta\phi$, avec des sources larges de $\Delta\lambda = 70$ nm, centrée sur $\lambda_r = 843,74$ nm, avec le CRIGF [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,125\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$]

Lorsque $\Delta\phi = 0$, seuls les modes impairs sont excités : l'accumulation de lobes brillants au milieu de la cavité donne une bande plus intense dans le profil global. Lorsque $\Delta\phi = \pi$, seuls les modes pairs sont excités : cette fois-ci, l'absence de lobes brillants au milieu de la cavité donne une bande moins intense dans le profil global. Lorsque $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$, les deux types de modes sont excités de manière équilibrée. De plus, ce déphasage provoque un déplacement spatial de tous les profils (cf. Figure 3.47). Selon la position spectrale des modes par rapport à λ_r , le déplacement des profils s'effectue dans des directions opposées. Ce déplacement permet d'obtenir de part et d'autre de la résonance des profils non symétriques qui sont plus complémentaires.

Le profil global obtenu présente une certaine constance (variations maximales de 25 % tout de même) le long du GC.

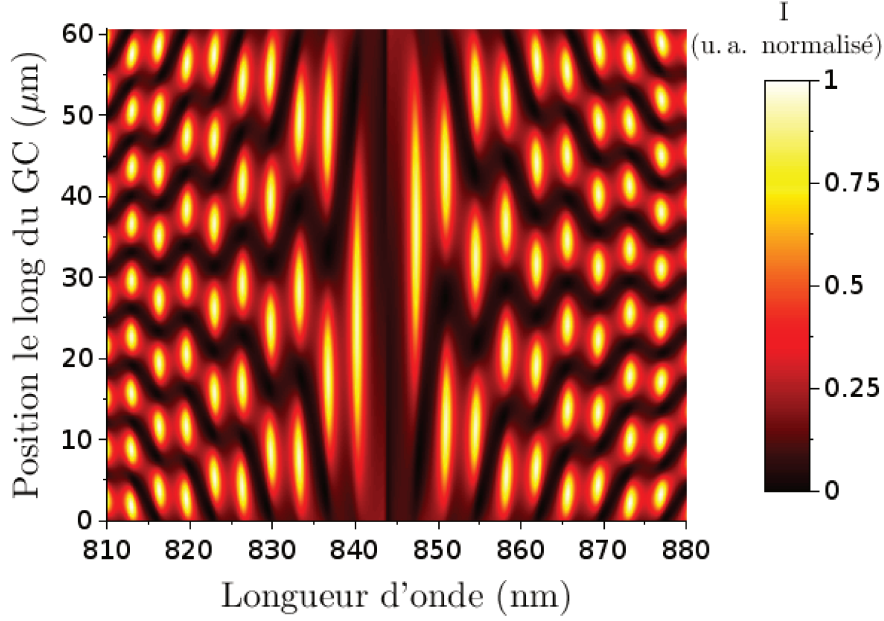


FIGURE 3.47 – Imagerie hyperspectrale simulée du CRIGF [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,125\Lambda_{GC}$, $L_{DBR} = 9\Lambda_{DBR}$] sous une excitation symétrique déphasée de $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$.

Ainsi un profil polychromatique relativement constant peut être obtenu, avec un CRIGF symétrique et une double excitation de $\Delta\lambda = 70$ nm de large.

3.3.4 Bilan

Il a été montré que le CRIGF peut offrir un profil découplé d'intensité uniforme ou périodique. Ceci est réalisé en respectant les contraintes de transparence, directionnalité, efficacité énergétique et finesse spectrale pour l'émission.

Dans l'optique d'un système complet de commande, une réduction de la zone utile est à prévoir pour les profils périodiques, lorsqu'on éloigne les photorécepteurs de la surface du CRIGF.

Avec de trop longs GCs, l'intensité peut décroître le long du GC et le profil redevenir asymétrique. Le contrôle du coefficient de couplage α est critique pour éviter cet effet. Le recours à une structure et une excitation symétriques permet de grandement améliorer la constance des profils et l'efficacité du découplé.

La génération de ces profils et l'excitation de modes particuliers nécessitent une source très précise et très fine spectralement, ou préalablement filtrée.

Une alternative consistant à utiliser une source à large spectre avec un CRIGF peut offrir un profil d'intensité polychromatique relativement constant.

3.4 CRIGF façonné

Dans cette partie, nous allons montrer que le CRIGF est capable de générer un profil d'intensité binaire, avec un réseau GC non uniforme. Le contrôle binaire de la phase découplée et la capacité à réaliser des hologrammes seront aussi démontrés. Il sera discuté des conséquences d'un réseau GC non uniforme sur le dimensionnement du CRIGF, la finesse spectrale et la dispersion angulaire des émissions.

Nous verrons ensuite comment exploiter ces réseaux de sortes à produire des images arbitraires en surface du CRIGF. Il sera alors détaillé la fonction d'imageur de Fourier utilisée pour un HMD, pour former des images à l'infini.

3.4.1 GC façonné

Dans cette section, nous allons montrer que l'utilisation du mode fondamental d'un CRIGF et d'un réseau GC préalablement façonné permet de générer un profil binaire arbitraire en intensité et en phase. Le cas 1D sera détaillé puis généralisé au cas 2D. L'impact du façonnage du GC sur le dimensionnement du CRIGF, la finesse spectrale et la dispersion angulaire de l'émission sera évoqué.

3.4.1.1 Génération de profil complexe 1D

Nous cherchons à façonner le GC de sorte à produire des profils d'intensité et de phase choisis. Jusqu'ici le profil d'intensité émis était déterminé par le désaccord de période entre les modes Fabry-Pérot et le réseau GC.

Pour un meilleur contrôle du profil d'intensité émis, une autre approche sera utilisée ici : seul le mode fondamental sera excité (le mode parfaitement en phase avec un réseau GC uniforme : $\lambda_r = n_{\text{eff}}\Lambda_{GC}$). Au lieu d'utiliser un réseau GC continu, un GC discontinu sera gravé dans la cavité. A l'intérieur de la cavité, les seules zones gravées découpleront de la lumière à λ_r . Pour chacune de ces zones, le découplage sera en incidence normale grâce aux périodes Λ_{GC} des GCs donnant un accord de phase parfait avec le mode fondamental. Il sera en outre efficace et fin spectralement grâce au recyclage dû à la cavité. La cavité permet aussi que les différentes sections GC émettent avec une même intensité.

Inversement, les zones non gravées dans la cavité ne découpleront pas de lumière. Ainsi en définissant un profil de gravure dans la cavité, le profil d'intensité binaire (allumé, éteint) émis peut-être défini.

Un profil arbitraire peut être alors formé. La Figure 3.48 présente un exemple d'un tel profil d'intensité, avec le profil de GC dans la cavité. Dans cet exemple, chaque pixel du profil découplé est constitué d'une zone de $5\Lambda_{GC}$ contenant soit le guide non corrugué (pixel éteint), soit 5 périodes de GC (pixel allumé).

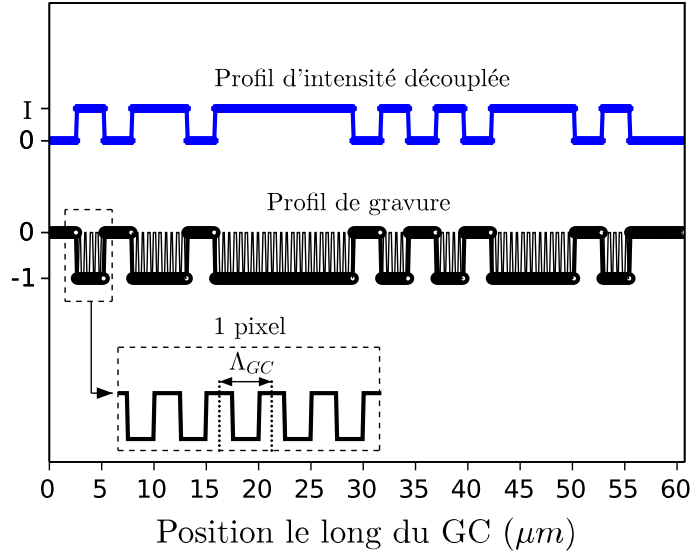


FIGURE 3.48 – Exemple de profil de gravure dans la cavité (en bas) et d'intensité découplée (en haut) à $\lambda = 843,74 \text{ nm}$ le long du réseau GC pour le CRIGF [$L_{\text{cavité}} = 115,75\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] avec des pixels constitués de $5\Lambda_{GC} = 2,64 \mu\text{m}$.

Il est aussi possible de réduire la taille de ces pixels en diminuant le nombre de période de GC qui les constitue. Ceci est présenté sur la Figure 3.49, sur la base du CRIGF pour adresser des pixels de $2\Lambda_{GC} \sim 1,06 \mu\text{m}$.

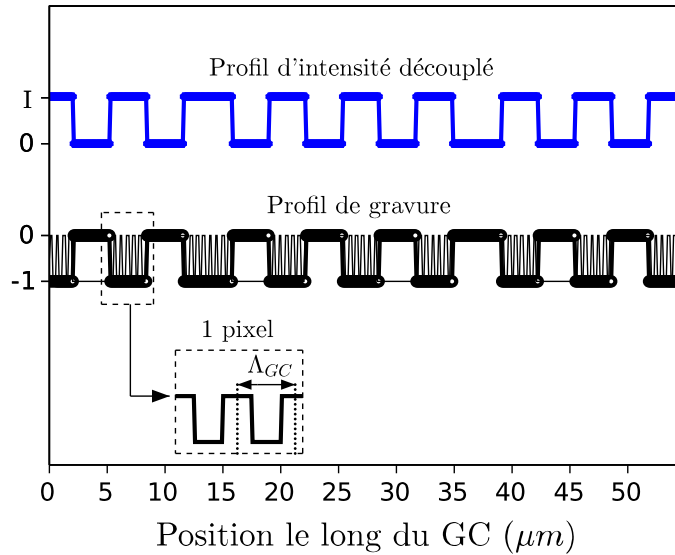


FIGURE 3.49 – Exemple de profil de gravure dans la cavité (en bas; -1 , GC gravé, 0 , pas de réseau) et d'intensité découplée (en haut) à $\lambda = 843,74 \text{ nm}$ le long du réseau GC pour le CRIGF [$L_{\text{cavité}} = 115,75\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] avec des pixels constitués de $2\Lambda_{GC} = 1,06 \mu\text{m}$.

Il faut noter que pour conserver l'accord de phase, les zones gravées ou non ont des

longueurs qui sont des multiples de Λ_{GC} . Dès lors, tous les champs découplés possèdent la même phase.

Un meilleur contrôle de l'émission peut être obtenu grâce à un contrôle de son profil de phase, comme cela est fait avec des réseaux chirpés [98].

Ici, nous pouvons choisir de déphaser de π l'émission au niveau d'un pixel du GC façonné soit en inversant localement les positions des dents et des creux du GC soit en échangeant un réseau gravé par un réseau en sur-épaisseur. Cela nous permet de réaliser des profils "trinaires" en amplitude : 0, +1 et -1 , comme cela est présenté sur les Figures 3.50 et 3.51 :

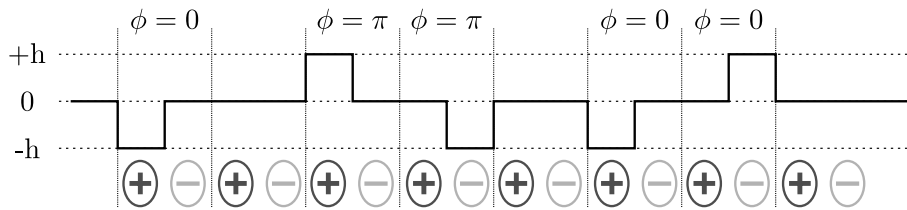


FIGURE 3.50 – Schéma présentant les déphasages obtenus dans le découplage par inversion de la position des dents et des creux du GC, ou en utilisant alternativement un réseau gravé ou un réseau en sur-épaisseur.

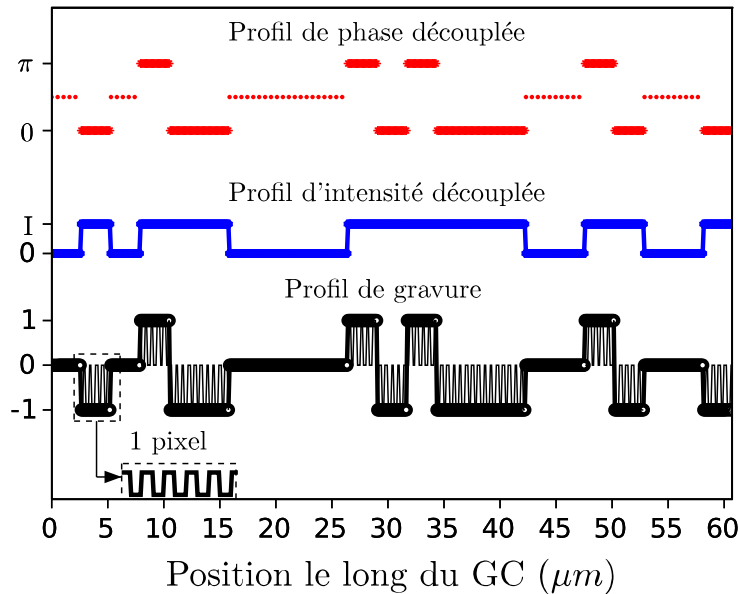


FIGURE 3.51 – Exemple de profil de gravure dans la cavité (en bas ; -1 , GC gravé, 0 , pas de réseau, 1 , GC en sur-épaisseur), d'intensité (au milieu) et de phase (en haut) découplées à $\lambda = 843,74$ nm le long du réseau GC pour le CRIGF [$L_{cavité} = 115,75\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] avec des pixels constitués de $5\Lambda_{GC} = 2,64$ μm .

Dans la pratique, il sera évidemment plus simple d'inverser localement les positions des dents et des creux que de réaliser deux réseaux, l'un en creux et l'autre en sur-épaisseur.

Le contrôle de la phase permet d'agir sur la propagation du champ découplé. Il est alors possible de former des profils d'intensité plus complexes à une certaine distance du

CRIGF, selon les principes de l'holographie.

Pour démontrer cela, nous avons reproduit par modélisation l'expérience des fentes de Young avec deux CRIGFs. Les résultats sont affichés sur la Figure 3.52.

En haut de la Figure 3.52, les profils de gravure dans les cavités de ces deux CRIGFs sont tracés. Pour chacun d'eux, deux zones de découplage correspondant aux fentes d'Young sont définies. Ils produisent deux champs différents : pour l'un (en bleu), les deux ouvertures découplent avec une même phase (comme pour l'expérience des fentes d'Young), pour l'autre, elles découplent avec une différence de phase de π .

Le bas de la Figure 3.52 montre le profil d'intensité à l'infini produit par les interférences des deux champs découplés. Nous avons simulé l'effet d'une lentille (transformée de Fourier) pour ramener cette intensité dans le plan focal ($z = f = 22$ mm) de la lentille.

Les intensités calculées présentent bien des franges d'interférences sous une enveloppe d'un sinus cardinal au carré (tracé en pointillés noirs). De plus, la figure d'interférence formée par les deux ouvertures déphasées (en rouge) est bien différente : le saut de phase a changé les franges sombres (interférences destructives) en franges intenses (interférences constructives).

Cet exemple très simple, valide les possibilités de faire de l'holographie en se servant du GC du CRIGF comme d'un hologramme. Cependant comme nous n'avons qu'un contrôle limité sur la phase et l'intensité découplée, nous serons limités dans les images holographiques que nous pouvons générer.

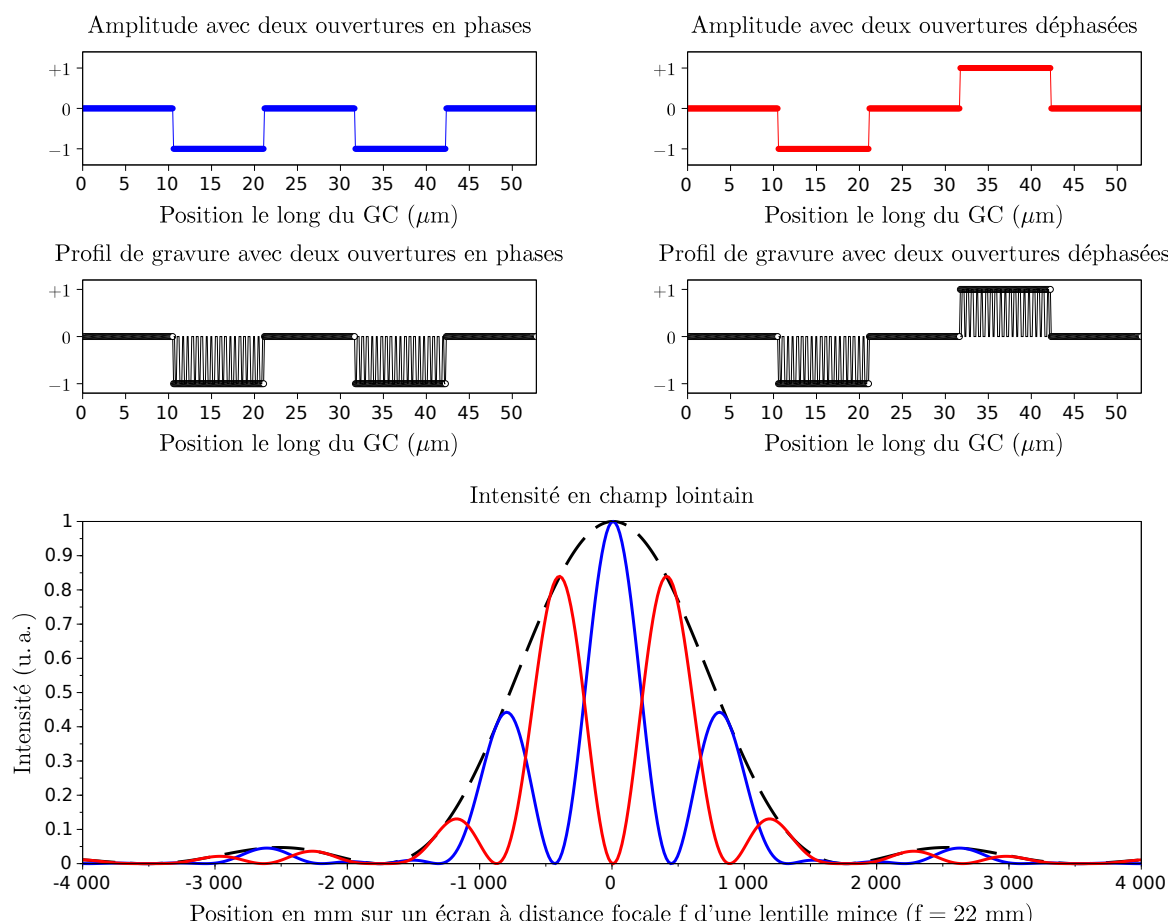


FIGURE 3.52 – En haut ; Profil de gravure dans la cavité (en noir : 1, GC gravé ; 0, pas de réseau ; -1, GC en sur-épaisseur), et du champ rayonné pour deux réseaux GC en phase (en bleu) et deux réseaux GC déphasés (en rouge) à $\lambda = 843,74$ nm le long du réseau GC pour le CRIGF [$L_{\text{cavité}} = 115,75\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] avec des pixels constitués de $20\Lambda_{GC} = 10,56 \mu\text{m}$. En bas ; Figures d'interférences (en bleu et en rouge) à l'infini produites par les deux profils de champs (en bleu et en rouge, présentés ci-dessus). Les traits noirs dessinent l'enveloppe en sinus cardinal au carré.

3.4.1.2 Généralisation aux profils 2D : Aspect matriciel

Cette approche peut être déclinée pour avoir un contrôle 2D sur un profil d'intensité. Un profil présentant une périodicité 2D permettra notamment d'adresser une matrice de pixels. La formation de profils 2D arbitraires ouvre surtout la possibilité d'utiliser le CRIGF pour la formation et la projection d'image.

Pour avoir ce contrôle 2D en prenant comme base le profil 1D produit par un CRIGF, deux schémas sont possibles :

- Le plus simple consiste à étendre les réseaux DBRs du CRIGF dans la direction transverse de la cavité. Le GC aura en revanche un profil 2D pour former le profil d'intensité voulu (Figure 3.53(a)).
- Une autre solution consiste à aligner parallèlement des CRIGFs 1D. Chaque GC aura un profil qui lui est propre de sorte à former N profils d'intensité 1D participant au profil d'intensité 2D (Figure 3.53(b)).

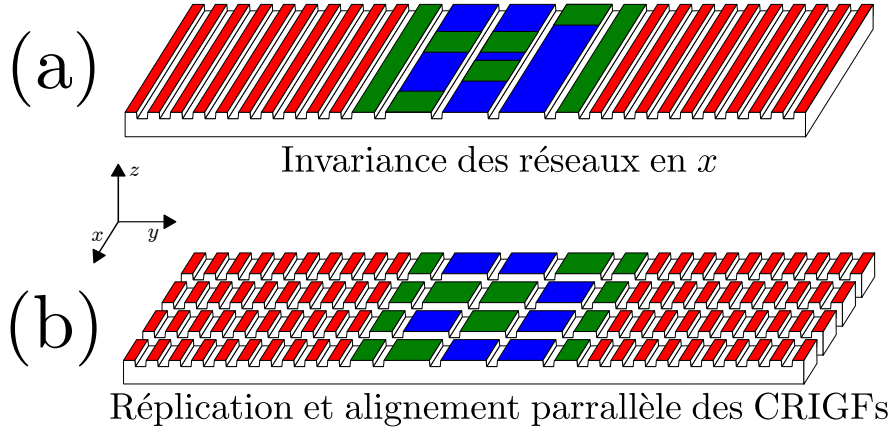


FIGURE 3.53 – Schéma de CRIGFs permettant la formation de profils d'intensité 2D.

Avant d'étudier la génération de profils complexes 2D, nous allons décrire quelles sont les conséquences d'un réseau GC non uniforme.

3.4.1.2.1 Impacts du façonnage du GC sur l'émission Modifier ainsi un réseau GC uniforme a des conséquences pour l'indice effectif dans la cavité, la finesse spectrale, l'efficacité de l'émission et la dispersion angulaire de l'énergie émise.

En effet, les réseaux GCs provoquent le découplage par la perturbation du mode guidé. L'indice effectif du mode guidé est modulé avec les périodes des GCs. Changer la taille et le profil du GC modifie l'indice effectif et donc la propagation du mode guidé : la longueur optique de la cavité est alors différent pour le mode et la longueur d'onde de résonance va être déplacée.

Pour conserver l'accord de phase et donc une même longueur d'onde de résonance, le changement d'indice effectif peut être compensé en modifiant la cavité afin de garder une longueur optique constante. La formule ci-dessous donne cette longueur compensatrice ΔL en fonction de la longueur L de GC remplacée par une zone non gravée (soit une zone de PS) et des indices respectifs de ces deux zones n_{GC} et n_{PS} :

$$\Delta L = -\frac{L(n_{PS} - n_{GC})}{n_{PS}} \quad (3.8)$$

Ces ajustements sont notamment important pour la fabrication. En effet pour la simulation, nous pouvons travailler à un indice effectif n_{eff} identique dans toutes les sections, sans pertes.

En gravant seulement certaines zones dans la cavité, les pertes du mode guidé sont réduites. La réduction des pertes donnent des résonances plus fines spectralement comme l'illustre la Figure 3.54. Plusieurs choses sont à noter : lorsque le GC passe de 5 à $115\Lambda_{GC}$, les pics sont plus larges et la base du découplé augmente en intensité. D'après les longueurs des DBRs et la formule (3.2), le mode central est découplé de façon optimale autour de 20 et $30\Lambda_{GC}$. Le GC étant toujours centré dans la cavité, il doit atteindre une certaine taille pour découpler constructivement les modes dits pairs.

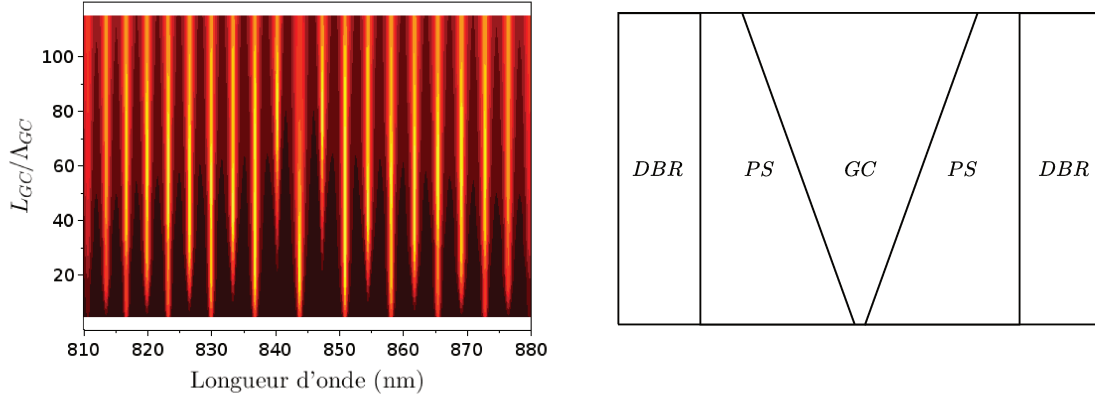


FIGURE 3.54 – A gauche; Changement dans le spectre du CRIGF [$L_{cavité=GC+2PS} = 115,75\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$ et $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] selon la longueur du GC, au centre de la cavité. A droite; schéma montrant l'évolution des zones du GC et des PS pour conserver la longueur de la cavité.

Cela ne représente pas un problème puisque cette finesse spectrale est recherchée. En revanche la variation de la puissance découplée doit être anticipée soit en modulant la puissance injectée dans la cavité, soit en adaptant la longueur du DBR avant.

Nous allons maintenant décrire comment former des profils 2D, des images avec un ou plusieurs CRIGFs.

3.4.2 Affichage 2D en surface du CRIGF

Dans cette section, l'affichage de profils 2D sera modélisé. Le CRIGF coupleur [$L_{GC} = 115\Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,125\Lambda_{GC}$, $L_{rDBR} = 40\Lambda_{DBR}$, $L_{fDBR} = 9\Lambda_{DBR}$] sera utilisé comme base 1D. La taille du GC sera cependant étendue ou réduite selon la taille de l'image à reproduire.

En premier exemple, nous allons montrer un profil 2D simple. La Figure 3.55 présente l'image originale d'un code barre et la simulation d'un profil d'intensité 2D reproduisant ce code barre.

L'image originale est une matrice de 210 lignes pour 460 colonnes. Le profil 2D modélisé est créé à partir des profils 1D produits par 210 CRIGFs possédant un GC long de $460\Lambda_{GC}$. Les CRIGFs correspondent aux lignes et les périodes, aux colonnes de l'image originale.

L'image reproduit les défauts de l'originale (barres crantées) ce qui témoigne de la fidélité de la reproduction.

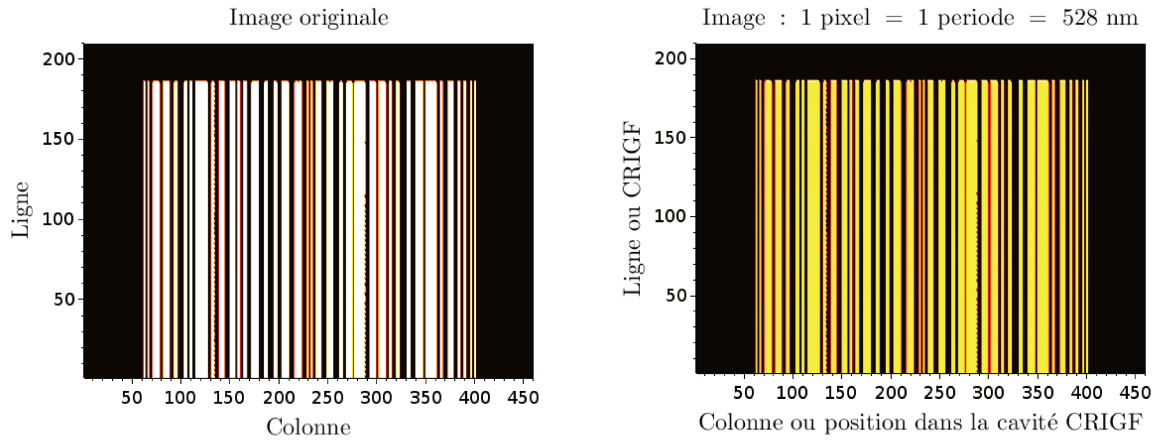


FIGURE 3.55 – Images d’un code barre et de la simulation de sa reproduction à l’aide de CRIGFs.

L’intensité découlée par chaque pixel est la même, comme l’atteste le profil d’intensité sur une ligne (cf. Figure 3.56) malgré la grande taille des cavités utilisées ($\sim 460\Lambda_{GC} \sim 240 \mu\text{m}$). La longueur cumulée des GCs reste inférieure à $\alpha^{-1} \sim 332\Lambda_{GC}$ puisque sur une ligne, seuls 203 pixels, ou $203\Lambda_{GC}$ au maximum sont allumés ou gravés.

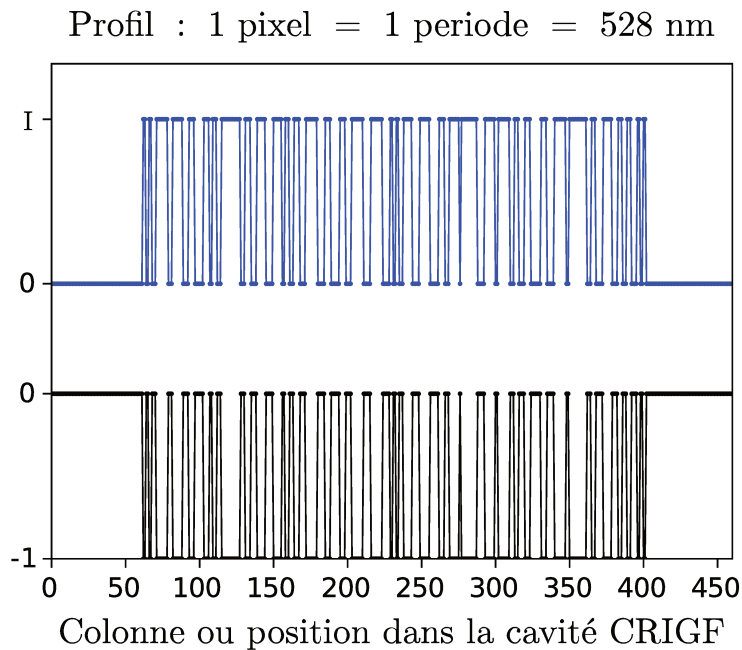


FIGURE 3.56 – Profils du GC et d’intensité sur une ligne de l’image modélisée 3.55. Le profil du réseau est tracé en bas, en noir et le profil d’intensité découlée est tracé en haut, en bleu.

Pour le deuxième exemple, nous allons montrer un profil 2D complexe, c’est à dire avec des lignes présentant de grandes différences dans leurs profils. La Figure 3.57 présente quatre images, dont trois correspondent au logo Opera avec une définition de 125×235 .

La première image (3.57(a)) est l’originale à reproduire. La deuxième image (3.57(b)) affiche l’intensité 2D simulée en échelle logarithmique. L’originale est fidèlement reproduite. La troisième image (3.57(c)) affiche l’intensité 2D simulée en échelle linéaire : celle-ci met en évidence de fortes différences d’intensité découlée entre les différentes lignes.

Lorsqu'une ligne comporte un grand nombre de pixels, le profil 1D de cette ligne est moins intense. Dans le cas inverse, une ligne avec un petit nombre de pixels, ceux-ci seront très intenses. Ces différences d'intensité sont dues au nombre de pixels allumés, c'est-à-dire aux différentes tailles équivalentes des GCs. Ceci peut être observé avec la quatrième image (3.57(d)) qui présente une cartographie des spectres de puissance découplée en fonction des différentes lignes. En outre, pour les lignes comportant de nombreux pixels allumés, les résonances s'élargissent et la base du découplé augmente.

Avec notre modèle, il n'est pas possible de déterminer si ces écarts en intensité sont significatifs ou non.

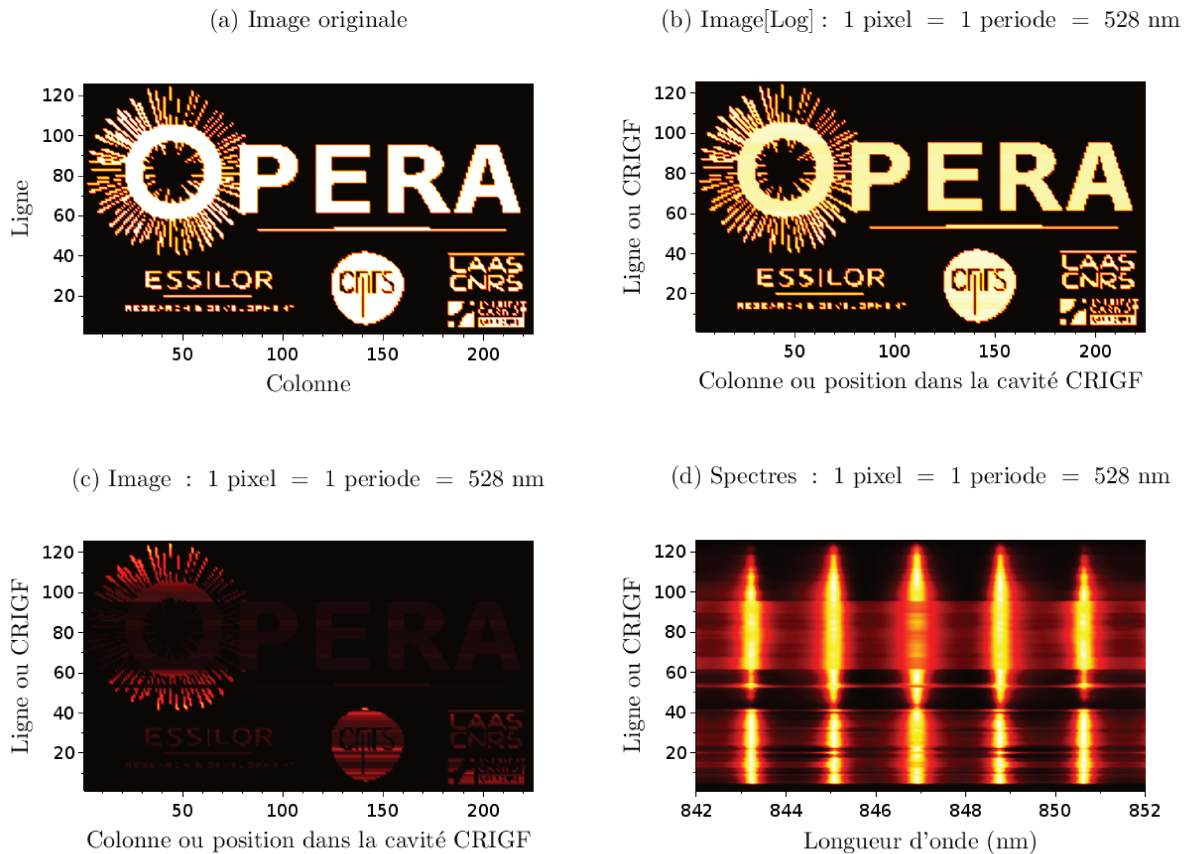


FIGURE 3.57 – De gauche à droite, image du logo Opera ; profil 2D simulé reproduisant le logo, en échelle logarithmique ; même profil 2D simulé en échelle linéaire ; cartographie des spectres des CRIGFs utilisés dans la formation du profil 2D.

Cela dépend aussi de l'application visée. En effet, la vision humaine étant quasiment logarithmique, ce système d'affichage peut convenir pour un humain qui observera un profil ressemblant à l'image 3.57(b). En revanche, pour une vision par caméra (vision industrielle notamment), la réponse est plutôt linéaire et les différences d'intensité poseront problème. Cela est illustré avec la Figure 3.58 qui présente un Qr code, exemple typique de profil destiné à de la vision par caméra. L'image originale et l'image en échelle logarithmique (Figures 3.58(a) et (b)) fonctionnent bien avec des applications de lecture de Qr code sur smartphone. Par contre, l'image 3.58(c), plus proche du profil tel qu'observé par une caméra CMOS n'arrive pas toujours à être interprétée comme un Qr code valide.

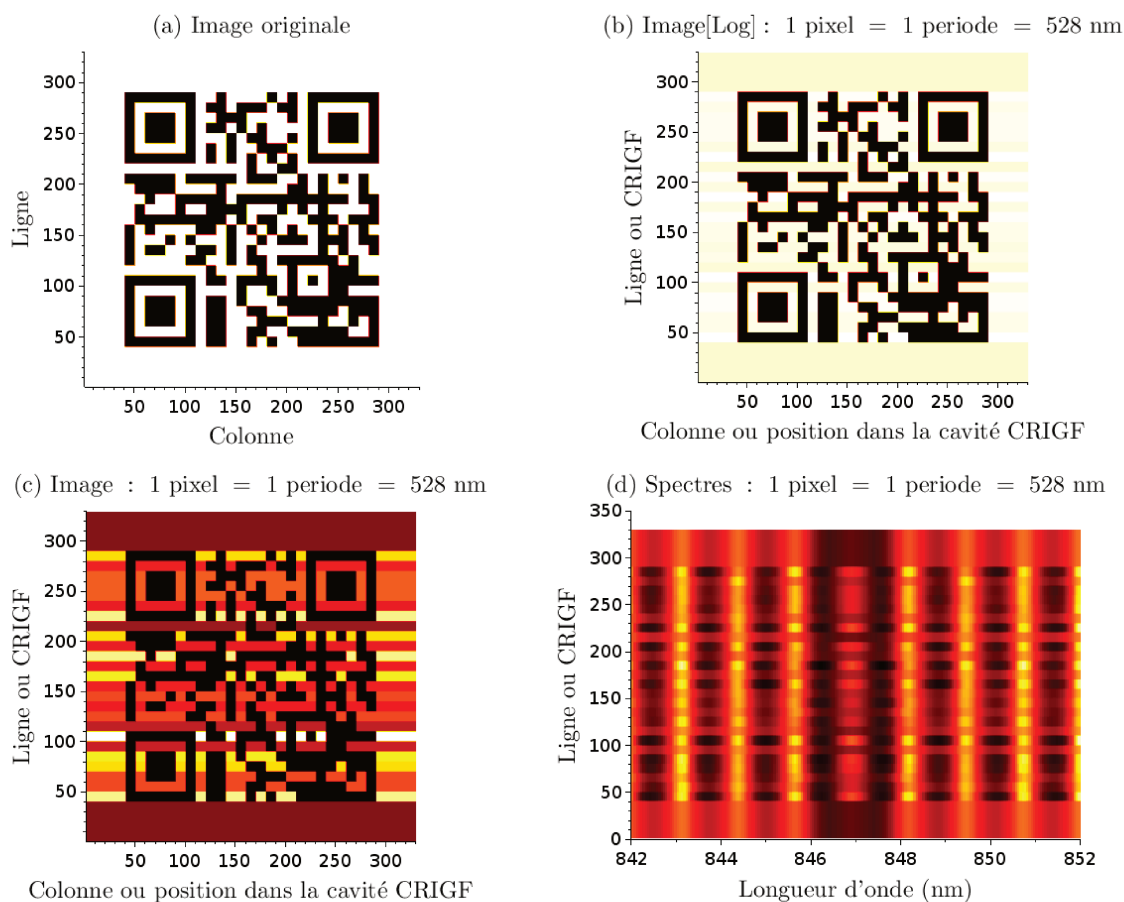


FIGURE 3.58 – De gauche à droite, image Qr code ; profil 2D simulé reproduisant le logo, en échelle logarithmique ; même profil 2D simulé en échelle linéaire ; cartographie des spectres des CRIGFs utilisés dans la formation du profil 2D.

Pour corriger ces non-uniformités, nous pourrions envisager soit de moduler l'intensité injectée dans chaque ligne ou bien de modifier légèrement le nombre de période du DBR avant en fonction du nombre de pixel allumés. Une autre approche plus simple à mettre en œuvre est d'exciter simultanément plusieurs modes des différents CRIGFs formant l'image, comme cela est décrit ci-dessous. Nous savons que l'excitation de mode d'ordre supérieur donne des profils d'intensité 1D non constants. Les profils d'intensité 2D produits par un mode d'ordre supérieur ne correspondent donc pas à l'image cible.

En revanche dans la section 3.3.3 (page 141), il a été démontré que l'excitation multimode pouvait produire un profil relativement constant. En répartissant l'émission sur plusieurs longueurs d'onde, les variations de la puissance découplée du mode fondamental en fonction des CRIGFs et donc des lignes s'atténuent. Les puissances découplées de tous les modes varient aussi, mais le profil obtenu avec une source large $\Delta\lambda = 70$ nm présente des écarts d'intensité moins importants, comme le montre la Figure 3.59 qui présente les profils d'intensité en échelle linéaire pour les deux exemples précédents.

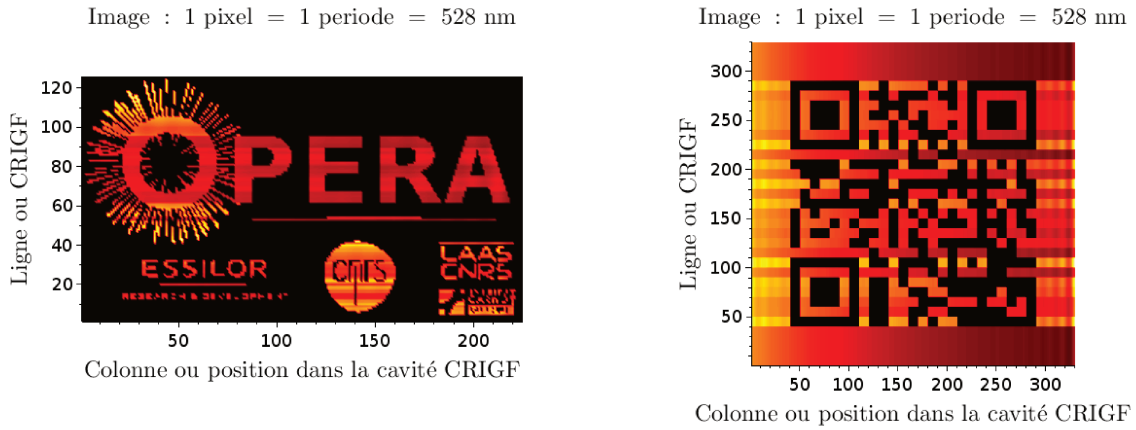


FIGURE 3.59 – Profils 2D d’intensité en échelle linéaire produits avec une source large spectralement ($\Delta\lambda \sim 70$ nm).

Dans la prochaine section, il sera question d’utiliser des structures CRIGFs pour un afficheur tête haute passif. Cela nécessite de réunir une forte résolution et une dispersion faible, contraintes a priori incompatibles.

3.4.3 Affichage 2D holographique

Dans cette section, il est proposé d’utiliser des structures CRIGFs pour un afficheur holographique tête haute passif.

Pour cela, il faut former une image sur la rétine de l’œil, plus précisément sur la macula. Cette petite zone ($\varnothing 5,5$ mm) est le siège de la vision centrale : même si le champ de vision maculaire couvre seulement 18° (sur environ 200°), 90% de l’information visuelle transmise au cerveau vient de cette région. C’est donc dans cette région particulière de la rétine que nous devons former une image.

La structure CRIGF sera placée sur des lunettes. En modélisant l’œil (voir Figure 3.60) par une lentille mince de focale $f = 22$ mm, la structure CRIGF est donc dans le plan focal objet de l’œil.

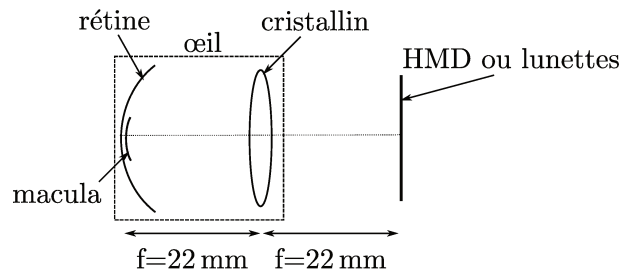


FIGURE 3.60 – Schéma de positionnement d’un afficheur tête haute et de l’œil. Le cristallin est modélisé simplement par une lentille mince, tandis que la rétine est représentée par un écran.

En optique de Fourier, il est montré que le profil 2D du champ (amplitude et phase) dans le plan focal image d’une lentille mince est la transformée du profil 2D du champ au plan focal objet. De la même manière, l’image formée sur la rétine de l’œil vient de la transformée de Fourier du profil du champ au plan objet de l’œil.

Ainsi en faisant apparaître un profil à l'aide d'une structure CRIGF sur des lunettes, la transformée de Fourier de ce profil sera affichée sur la rétine, comme si un objet était à l'infini.

Nous allons commencer par montrer comment on peut former des profils 1D sur la rétine, dans la zone de la macula.

Nous choisissons de travailler avec $\lambda_r = 640 \text{ nm}$ pour être dans le visible. En conservant les empilements précédents cela donne des périodes de GC d'environ $\Lambda_{GC} = 400 \text{ nm}$. Le cône d'acceptance de la zone visée forme un angle de $\theta_a = 18^\circ$. Dans une direction, ce cône donne la taille maximale sur la lunette qui sera dans le champ de vision de la macula. Ceci définit alors la taille maximale de la cavité CRIGF, qui participera à la formation de profils sur la rétine. Cela donne environ $7,1 \text{ mm}$ soit $17750\Lambda_{GC}$ (Une telle longueur nécessite $\alpha \sim 35 \text{ m}^{-1}$).

Les profils sur la rétine et sur le CRIGF sont liés par une transformée de Fourier. Dès lors, la résolution maximale sur la rétine est donnée par le support spatial du profil du CRIGF (cf. Figure 3.61) et inversement, le plus petit profil projeté par le CRIGF correspond à la zone maximale d'affichage sur la rétine (cf. Figure 3.62).

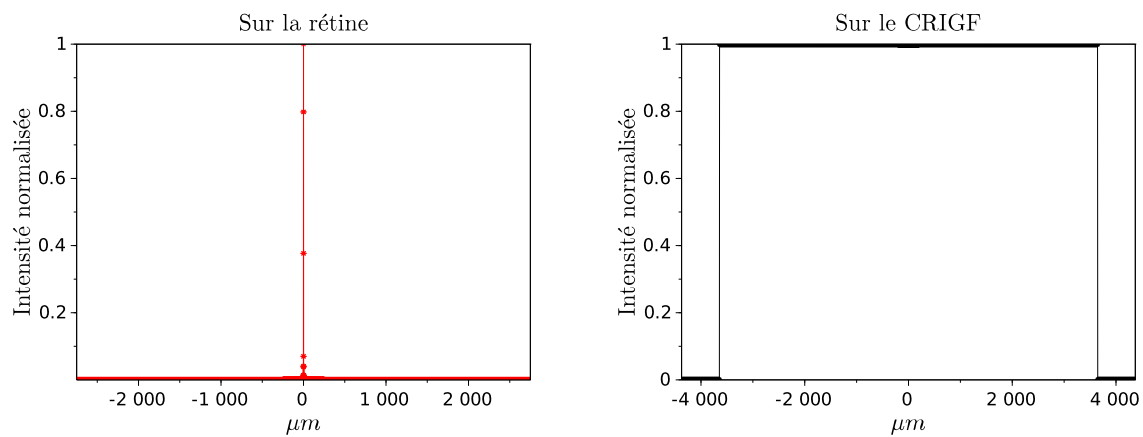


FIGURE 3.61 – A gauche, le profil d'intensité le plus fin affichable sur la rétine. Celui-ci est créé par le profil d'intensité du CRIGF, à droite. Le pic sur la rétine possède une largeur à mi-hauteur de $1,7 \mu\text{m}$.

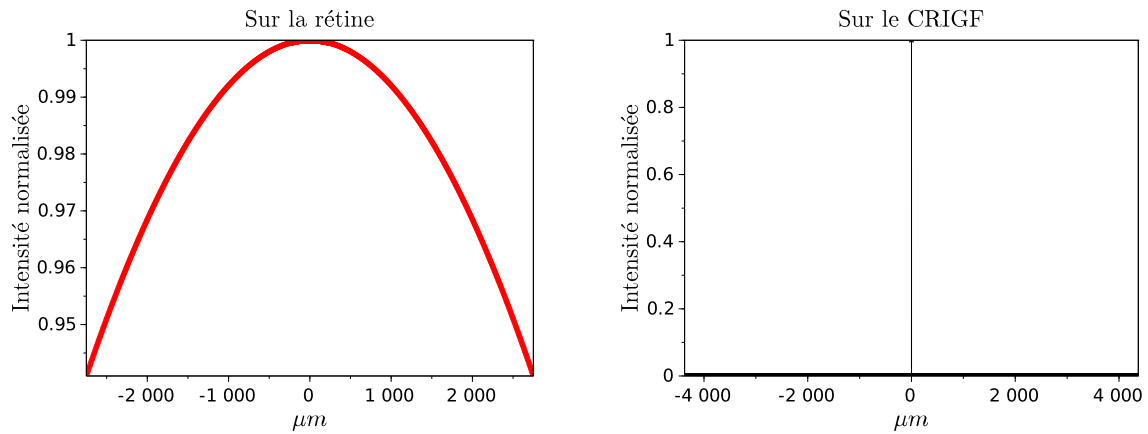


FIGURE 3.62 – A gauche, le profil d’intensité le plus large affichable sur la rétine. La macula peut-être donc complètement illuminée. Ce profil est créé par celui affiché sur le CRIGF, à droite. Le profil d’intensité sur le CRIGF présente un pic d’une largeur d’une période, c’est à dire 400 nm.

La complexité des profils affichables sur la rétine est limitée : en effet le CRIGF offre seulement des profils d’intensité de 0 ou 1 et de phase binaire de 0 ou π (profils trinaires). Malgré cela, des profils d’intensité et des images symétriques peuvent être produite sur la rétine.

Les profils générés par le CRIGF sont discrets. Pour un plus grand contrôle de l’affichage sur la rétine, nous allons recourir à de la modulation de largeur d’impulsion (PWM, Pulse Width Modulation) pour la formation de profils d’intensité continus sur le CRIGF.

Cette technique permet en effet de générer des signaux continus à partir de signaux discrets. Le principe est d’utiliser les différents états discrets du CRIGF pour obtenir en moyenne sur une certaine distance une valeur intermédiaire des états discrets.

La Figure 3.63 présente un exemple de cette technique, avec la génération d’un profil rectangulaire sur la rétine à l’aide d’un profil complexe discrétisé sur le CRIGF.

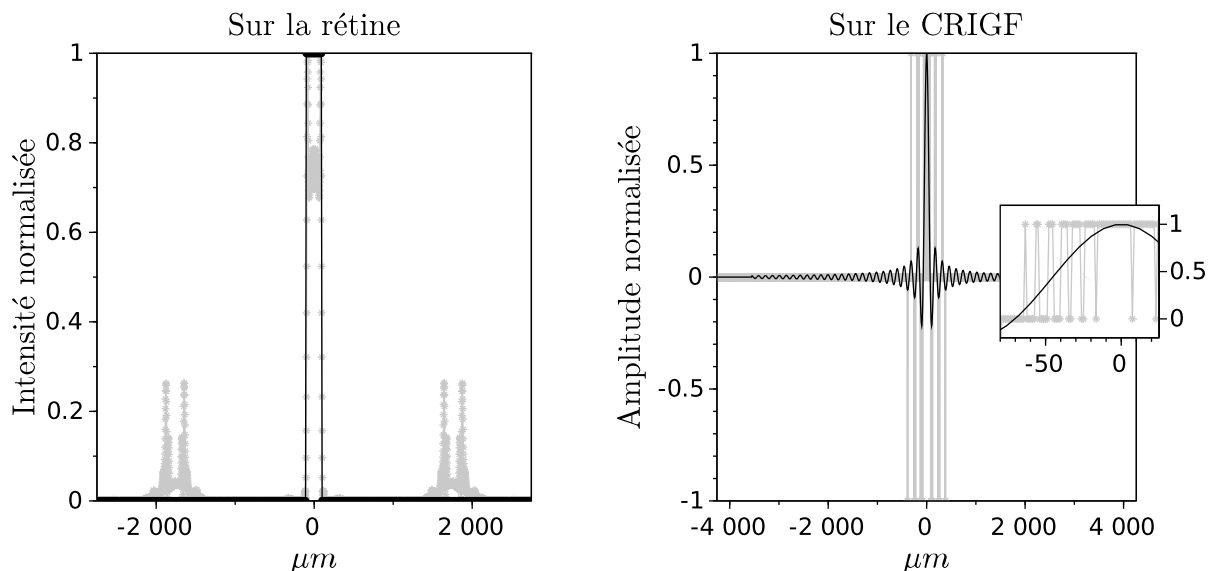


FIGURE 3.63 – Les profils en noir sont les profils visés et les profils en gris sont les profils réellement obtenus. A gauche, les profils d’intensités sur la rétine. Ces profils sont créés par ceux affichés sur le CRIGF, à droite.

Nous observons ainsi la formation d’un profil carré accompagné de deux répliques satellites. Ces répliques sont inhérentes à la pixelisation introduite par la PWM. Celles-ci peuvent être choisies de façon à être hors de la macula.

Cette modélisation est une première étape vers l’utilisation de CRIGFs pour un afficheur tête haute holographique passif. Compte tenu de la faible gamme en phase dans le profil du CRIGF, les images formées ne peuvent cependant qu’être symétriques.

Il faut souligner qu’il est possible passer de ce système passif à un système actif : en contrôlant l’indice périodiquement, avec des cristaux liquides par exemple, il est possible de choisir localement la valeur et le signe de la modulation d’indice. Ainsi, la génération du profil par le CRIGF devient active.

3.5 Conclusion

Nous avons ici étudié théoriquement l’utilisation d’un ou de plusieurs CRIGFs pour assurer l’adressage tout optique des lignes dans une matrice active encore à définir. Plusieurs architectures offrant des lignes qui découplent des profils d’intensité constante ou périodique ont été démontrées. En outre, en exploitant les réseaux de couplage façonnés, nous avons montré les possibilités d’afficher des images en surface du CRIGF, sur une structure qui reste parfaitement transparente. Enfin, une première piste pour l’utilisation de CRIGF façonnés pour la réalisation d’afficheur holographique a été proposée. Une limitation commune à toutes ces études est l’étendue maximale le long de la cavité CRIGF, directement liée à la force α de découplage par le GC. Toutes les structures doivent être d’étendue inférieure à α^{-1} , cette limite pouvant être repoussée dans le cas d’images formées par des CRIGFs dont les cavités sont peu gravées. Dans ce cas en effet, plus que la longueur totale de la cavité, c’est la longueur totale de GC gravé qui compte. Il n’en reste pas moins que α^{-1} représente une limite finie pour ce genre de dispositif. En effet, nous ne pouvons pas imaginer réduire indéfiniment α en réduisant par exemple la profondeur de gravure du GC. Il est ainsi illusoire de chercher des valeurs de α inférieures

aux pertes du guide servant de base au CRIGF. La fabrication de CRIGF de très grande taille nécessitera donc une attention particulière à la réduction des pertes. Pour adresser ou réaliser de l'affichage sur de grandes surfaces, combiner plusieurs long CRIGFs semble être une solution adaptée. Outre l'alignement de plusieurs CRIGFs, leur superposition avec différents guides est aussi possible grâce à la compacité du système. Cette dernière géométrie devrait notamment éviter les couplages entre CRIGFs identiques.

Chapitre 4

Mise en oeuvre technologique

Introduction

Dans ce chapitre, il sera fait état des études sur l'élaboration des structures CRIGFs et leur caractérisation.

Nous présenterons tout d'abord les structures CRIGFs préexistantes en nitrure sur verre puis les structures CRIGFs dédiées (toujours en nitrure sur verre) et enfin les premières étapes de conception et de fabrication pour des structures CRIGFs en polymère.

4.1 Structures CRIGFs préexistantes en nitrure sur verre

Des structures CRIGFs ont été réalisées par Xavier Buet [78]. Le procédé utilisé a été établi par Stéphane Hernandez [99]. Dans ce qui suit, le procédé de fabrication sera détaillé puis les caractérisations et études effectuées avec ces structures seront rappelées.

La conception et la réalisation des CRIGFs ont été faites sur la base de multicouches de silice (en tant que matériau bas indice) et de nitrure de silicium (en tant que matériau haut indice) déposés sur un substrat de verre. Le nitrure de silicium constituera le guide proprement dit. Le substrat de verre et la couche de silice constitueront la gaine supérieure. Les réseaux de perturbations seront réalisés par gravure de la gaine supérieure (dans la réalité, le guide a pu être partiellement touché). Les épaisseurs des couches, les périodes des réseaux et les profondeurs de gravure sont calculées pour obtenir à la fois un guide monomode et une structure anti-réflexive à la longueur d'onde de résonance du CRIGF.

Le dimensionnement est obtenu en utilisant d'un côté un solveur de mode pour la détermination des modes guidés et d'un autre côté des simulations FDTD pour le calcul de la réflexion [77].

Les étapes de réalisations à partir d'un substrat de verre sont les suivantes (Figure 4.1) :

- a) dépôt pleine plaque par Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) d'une couche de nitrure de silicium puis d'oxyde de silicium,
- b) enduction de résine (PMMA) et dépôt d'une fine couche d'aluminium (20-50 nm) par pulvérisation cathodique,
- c) insolation de la résine par lithographie électronique au travers de la couche métallique,
- d) dissolution sélective de la couche d'aluminium,
- e) développement de la résine insolée,
- f) gravure ICP de la gaine supérieure permettant la réalisation des creux et des dents du réseau,
- g) dissolution de la résine restante.

Le procédé utilise une couche d'aluminium afin d'éviter les effets de charge lors de l'insolation par faisceaux d'électrons ce qui permet d'obtenir des motifs sub-lambda plus aisément. Cette méthode reste cependant assez lourde à mettre en œuvre et sera remplacée comme nous le verrons pour les structures dédiées.

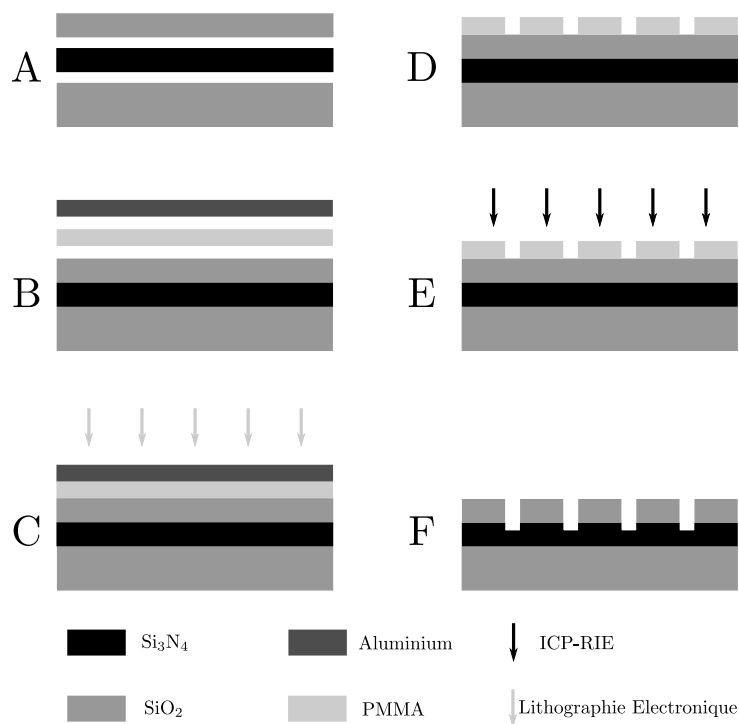


FIGURE 4.1 – Schéma de l’élaboration de structures CRIGFs réalisées par Xavier Buet. A, Dépôts de Si_3N_4 et SiO_2 par PECVD ; B, Dépôts de PMMA puis de la couche d’aluminium ; C, Inscripton des réseaux par lithographie électronique ; D, Dissolution de l’aluminium puis développement de la PMMA insolée ; E, Définition des réseaux par gravure ; F, Obtention des CRIGFs.

Selon ce procédé, plusieurs CRIGFs ont été réalisés sur ces empilements silice, nitrure de silicium et verre. Plusieurs tailles de GC ont été testées. Les premiers signes d’existence de modes supérieurs ont été observés grâce à ces échantillons.

4.1.1 Rappels des études effectuées

Parmi les structures CRIGFs réalisées par Xavier Buet, certaines possédaient des GC (et donc des cavités) de grandes tailles. La caractérisation de ces structures a permis de révéler l’existence de modes d’ordre supérieur. Ils se manifestaient par plusieurs pics de réflectivité, à différentes longueurs d’onde, observables selon la taille du faisceau excitateur. Cette dépendance à la taille du faisceau indiquait différentes extensions spatiales pour ces modes. En effet, les différents profils spatiaux de ces modes ont notamment été constatés expérimentalement dans la section 2.4.4 (page 93) sur une image hyperspectrale d’une grande cavité CRIGF. La modélisation de ces structures a permis l’étude de leurs modes et de comprendre leurs propriétés spatiales et spectrales[95]. Le CRIGF est identifié comme une cavité FP résonante avec un GMRF. Les modes CRIGFs sont des modes FP de la cavité qui sont découplés par le GMRF. Le GMRF isolé découple des ondes propagatives sans conditions de phase mais les modes FP étant des ondes stationnaires, le phasage spatial entre les profils des modes FP et du GMRF sont critiques pour le découplage. Les modes d’ordre supérieur n’étant pas à la même longueur d’onde, ils n’ont pas la même période spatiale et donc n’ont pas le même phasage spatial avec le GMRF. Ces différences sont retrouvées dans les profils spatiaux des modes découplés. En addition, il a été observé qu’un facteur de remplissage différent de 50% pour le GMRF crée un couplage contrapropagatif et l’ouverture d’une bande interdite à la longueur d’onde de résonance

du GMRF. Cette bande interdite modifie les positions spectrales des modes et les sépare en deux groupes : les modes subissant plus de pertes, parce qu'en phase spatialement avec le GMRF, et les modes subissant moins de pertes parce qu'en quadrature de phase spatiale avec le GMRF.

Ces études ont été détaillées dans la chapitre modélisation, section 2.4 (page 81).

4.2 Structures CRIGFs dédiées en nitrure sur verre

Dans le cadre d'une thèse parallèle, Sylvain Augé et l'équipe PHOTO ont établi un nouveau procédé pour réaliser des structures CRIGFs. Le but de ce nouveau procédé est de simplifier la réalisation de CRIGF et d'en permettre la duplication. Dans cette section, ce nouveau procédé ainsi que l'étude des caractérisations optiques et des modélisations seront présentés.

4.2.1 Elaboration

L'empilement final structurel ne change pas ici par rapport à celui présenté dans la section 4.1 : le guide d'onde est constitué d'un cœur guidant en nitrure de silicium et d'une gaine supérieur en SiO_2 . Cet empilement est anti-réfléchissant une onde en incidence normale à la longueur d'onde de conception.

L'utilisation de la lithographie par nano impression (NIL : Nano Imprint Lithography) concentre les changements pour ce nouveau procédé. Avec la machine NX2500 Nanonex, le masquage qui dessine les réseaux est réalisé par nano-impression. Le schéma de la Figure 4.2 présente tout le procédé.

L'inscription des réseaux se déroule selon trois étapes. D'abord, un moule dur des réseaux est réalisé sur un substrat de silicium. Le silicium étant conducteur, la lithographie électronique s'effectue plus facilement que sur verre. Les réseaux sont définis sur ce moule par gravure ICP-RIE. Tout comme pour l'insolation, la gravure ICP sur silicium est bien mieux maîtrisée et plus reproductible que celle sur verre. Ceci permet de définir un moule dur ou un moule mère qui peut servir à la réalisation de plusieurs échantillons CRIGFs.

A partir de ce moule dur, un moule souple en Zéonor est réalisé par nano impression thermique (T-NIL). En travaillant au-dessus de la température de transition vitreuse du Zéonor ($T=136^\circ\text{C}$), le moule souple devient ductile et s'adapte aux reliefs du moule dur en silicium. Cela permet de transférer les motifs des réseaux du moule dur dans ce moule souple. Le moule dur subit au préalable un traitement de surface par vapeur de FDTS (Perfluorodecyltrichlorosilane) afin que les deux moules puissent être séparés plus facilement. L'étape de nano impression est réalisée sous vide, les deux surfaces sont collées l'une contre l'autre avec une pression mécanique de 450 *PSI* et sous une température de 155°C pendant 4 minutes.

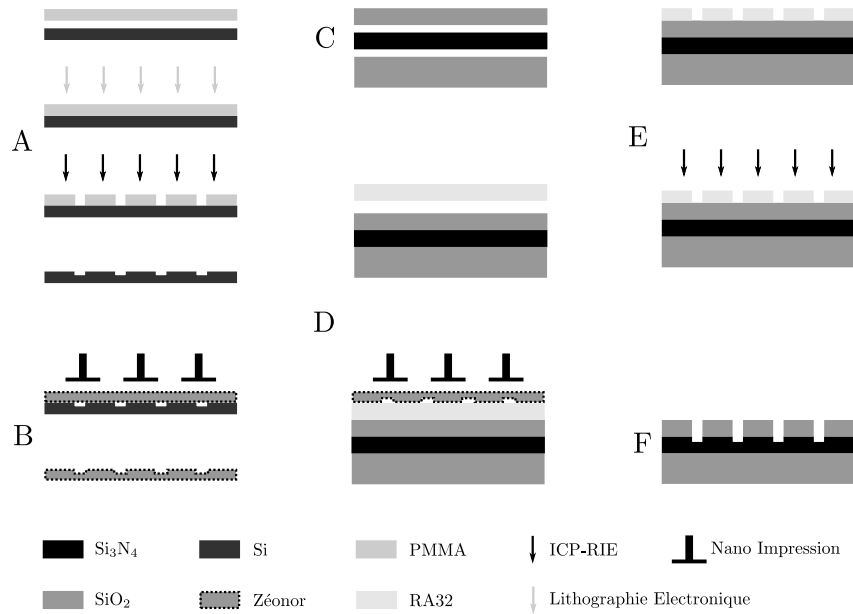


FIGURE 4.2 – Schéma de l’élaboration de structures CRIGFs réalisées par Sylvain Augé. A, Réalisation du moule dur en Si par lithographie électronique et ICP-RIE ; B, Réalisation du moule souple en Zéonor par nano impression (T-NIL) ; C, élaboration de l’empilement par dépôts PECVD ; D, Inscription des réseaux dans la RA32 à l’aide du moule souple en Zéonor par nano impression (UV-NIL) ; E, Définition des réseaux par ICP-RIE ; F, Délaiage de la RA-32 restante par une solution H_2O_2/H_2SO_4 et un plasma O_2 , obtention des CRIGFs.

Ce moule souple permet de limiter l’impact des impuretés pouvant se trouver à la surface de l’échantillon final. Le transfert des motifs est ensuite réalisé avec le moule souple dans une couche de résine RA32 déposée sur l’empilement de nitrure de silicium et de silice. Cette fois-ci, une lithographie par nano impression par UV (UV-NIL) est effectuée (sous vide, $T=20^\circ C$, une pression mécanique de 200 *PSI* et sous une illumination UV de 3 minutes). Les réseaux peuvent être alors gravés dans l’empilement par ICP-RIE.

Ce procédé présente l’avantage d’inscrire des motifs à haute résolution sur n’importe quel type de substrat et d’éviter des problèmes de charges lors de l’insolation par lithographie électronique sur des substrats isolants. De plus, le moule dur est réutilisable pour effectuer des répliques sans étape de lithographie électronique supplémentaire.

4.2.2 Etude

Plusieurs CRIGFs ont été réalisés par nano-impression avec différents longueurs de PS et différents facteurs de remplissage. Les réflectivités de ceux-ci ont été mesurées à l’aide du montage schématisé en Figure 4.3. Le faisceau émis par un laser accordable¹ est focalisé sur le GC du CRIGF. La lumière réfléchiée et transmise par le CRIGF sont mesurées à l’aide de deux photodiodes amplifiées². On mesure ainsi la réflexion et la transmission en fonction de la longueur d’onde de laser.

Nous pouvons comparer les spectres expérimentaux de réflectivité avec ceux calculés par le modèle. L’extrême précision de la source utilisée pour l’expérience permet d’obtenir la position spectrale des résonances à $\pm 0,05$ nm. La structure réalisée est la suivante :

1. BroadSweeper BS-840-1 - SUPERLUM

2. PDA100A - THORLABS

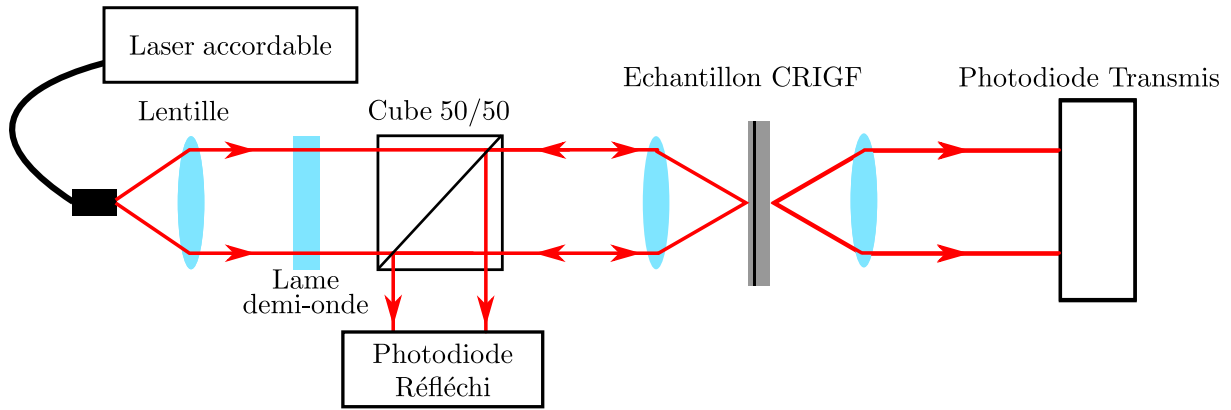


FIGURE 4.3 – Schéma du montage pour la mesure de la réflectivité des CRIGFs.

- un empilement est constitué d'un substrat de silice, d'une couche de Si_3N_4 de 170 nm et d'une couche de SiO_2 de 100 nm. Sur l'autre face du substrat, il est déposé 180 nm de Si_3N_4 et 25 nm de SiO_2 pour diminuer la réflectivité hors résonance de l'empilement. L'indice effectif de la modélisation est ajusté pour avoir les résonances dans la même gamme spectrale.
- Les réseaux ont été gravés avec une profondeur de 80 nm dans la couche de SiO_2 . Pour la modélisation, cela donne $\chi = 52,56 \text{ mm}^{-1}$ dans les DBRs et $\alpha = \kappa = 4,4 \text{ mm}^{-1}$ dans le GC. Les valeurs de $\chi_{GC}^{m=2}$ sont données en fonction du facteur de remplissage f dans le tableau 4.1.

f	0,46	0,43	0,39	0,36	0,33	0,30
$\chi_{GC}^{m=2} (\text{mm}^{-1})$	-7,84	-13,41	-20,13	-24,30	-27,64	-30,00

TABLE 4.1 – Valeurs du coefficient de couplage contrapropagatif $\chi_{GC}^{m=2}$ pour le GC à 850 nm selon différents facteur de forme f .

- Les GCs ont une longueur de $21 \Lambda_{GC}$ avec $\Lambda_{GC} = 524 \text{ nm}$ et les DBRs ont quant à eux une longueur de $300 \Lambda_{DBR}$ (avec $\Lambda_{DBR} = \Lambda_{GC}/2 = 262 \text{ nm}$). Pour la modélisation, la longueur de ces derniers est ramenée à $200 \Lambda_{DBR}$ (baisse de leur réflectivité de 1,5%).

Nous nous attendons à certains écarts entre la modélisation et l'expérience. D'abord au niveau de l'intensité du découplé : avec la modélisation, la difficulté d'exciter intensément les résonances au milieu du plateau de réflectivité des DBRs a été constatée au chapitre de Modélisation. Cela résulte d'une part de l'excitation par le guide qui rend difficile le couplage dans la cavité FP et d'autre part d'un couplage contrapropagatif indirect κ trop fort du GC. Il faut également noter que la modélisation calcule une puissance découplée et alors que l'expérience mesure une réflexion.

Ensuite au niveau de la position spectrale : l'indice de la modélisation ne prend pas en compte la dispersion en fonction de la longueur d'onde, ni les légers changements d'indice effectif entre chaque section. Cela a pour conséquence que l'intervalle spectrale libre entre les résonances de la cavité FP du CRIGF n'est pas exact et donc les positions spectrales des résonances du CRIGF seront déplacées dans la modélisation.

4.2.2.1 Evolution de la résonance selon L_{PS}

Pour comparer la modélisation à l'expérience, nous rappelons que la puissance découplée donnée par le modèle correspond à la réflexion.

La Figure 4.4 réunit les spectres expérimentaux de la réflectivité et ceux simulés de la puissance découplée pour ces mêmes CRIGFs. Ceux-ci possèdent différentes longueurs de PS pour un même facteur de remplissage $f = 0,43$.

Les intensités expérimentales et modélisées ne sont pas les mêmes. Cependant l'évolution de la position spectrale de la résonance selon L_{PS} est similaire (cf. Graphique 4.5).

Comme anticipé dans le chapitre Modélisation, il est observé sur les spectres expérimentaux que la résonance se déplace des courtes aux grandes longueurs d'onde lorsque L_{PS} augmente (avec $L_{PS} = 0,6 \Lambda_{GC}$, $L_{PS} = 0,7 \Lambda_{GC}$ et $L_{PS} = 0,8 \Lambda_{GC}$). Elle passe par un L_{PS} résonant (entre $L_{PS} = 0,6 \Lambda_{GC}$ et $L_{PS} = 0,7 \Lambda_{GC}$), avec des pics au centre du plateau de réflectivité DBR, et anti-résonant ($L_{PS} = 0,9 \Lambda_{GC}$) qui ne présente aucun pic. Le pic de résonance réapparaît à $L_{PS} = 1,0 \Lambda_{GC}$ du côté des courtes longueurs d'onde. Ce même déplacement est observé sur les spectres donnés par le modèle.

Nous notons que l'intervalle spectral moyen $\Delta\lambda_{moy}$ entre les résonances est très légèrement différent : $\Delta\lambda_{moy\ exp} = 1,8\text{ nm}$ contre $\Delta\lambda_{moy\ mod} = 2,5\text{ nm}$. Nous expliquons cet écart par le fait que l'indice de la structure CRIGF ne varie pas en fonction de la longueur d'onde dans la modélisation.

Cette étude montre que la modélisation permet d'anticiper le bon dimensionnement de L_{PS} et de placer la résonance au milieu du plateau de réflectivité des DBRs.

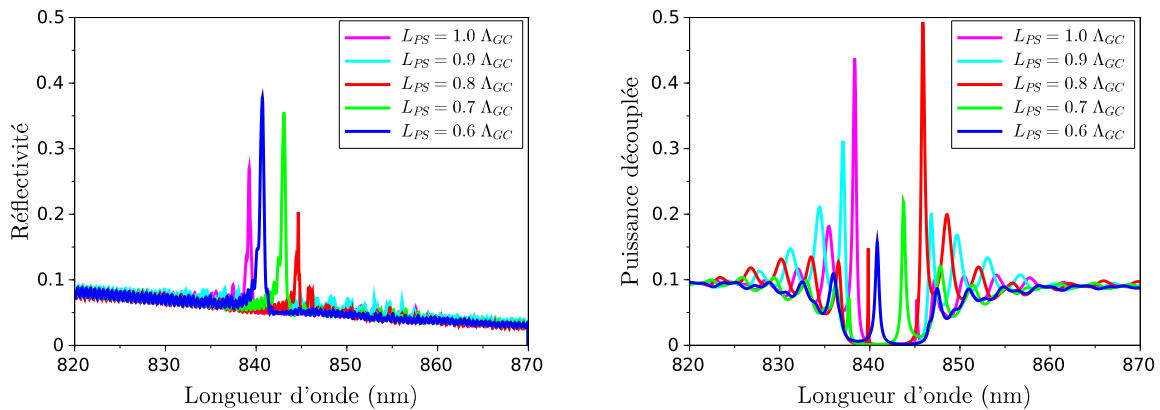


FIGURE 4.4 – A gauche, spectres expérimentaux de réflectivité de structures CRIGFs en nitrure sur verre avec différentes longueurs de PS ; A droite, spectres simulés correspondants, avec les puissances découplées calculées par le modèle.

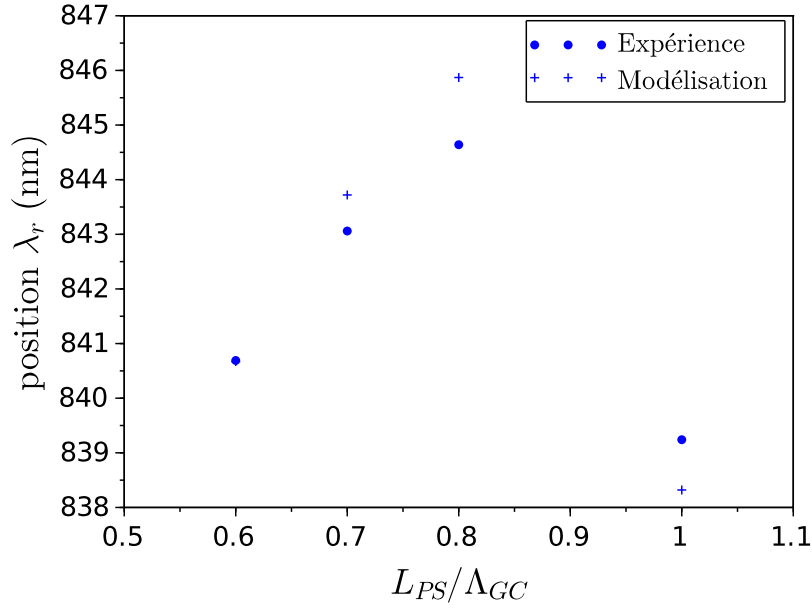


FIGURE 4.5 – Positions de la résonance λ_r en fonction de L_{PS} pour l'expérience (à $\pm 0,05$ pm près) et la modélisation.

4.2.2.2 Evolution de la résonance selon le facteur de remplissage f du GC

La Figure 4.6 réunit les spectres expérimentaux de la réflectivité et ceux simulés de la puissance découplée pour les mêmes CRIGFs. Ceux-ci possèdent différents facteurs de remplissage f pour le GC et la même longueur de PS $L_{PS} = 0,6\Lambda_{GC}$. La Figure 4.7 donne les positions expérimentales et modélisées des résonances.

Sur les spectres expérimentaux, en excluant les spectres pour $f = 0,39$ et $f = 0,30$, la longueur d'onde de résonance est déplacée légèrement vers les courtes longueurs d'onde à mesure que f diminue. Cette même évolution est aussi observée avec les spectres calculés par le modèle.

Cela a été vu précédemment : lorsque f s'écarte de 0,5, le couplage contrapropagatif de second ordre du GC devient plus important et ouvre une bande interdite entre les modes. Dans des CRIGFs monomodes, cette bande interdite n'est pas visible mais l'effet pousse la position spectrale des résonances du CRIGF.

Là encore les positions spectrales et les intensités ne sont pas les mêmes entre l'expérience et la modélisation : ceci peut être attribué au fait que l'indice effectif des structures réalisées n'est pas parfaitement connu et sa dispersion en longueur d'onde n'est pas décrite par le modèle.

Cependant le modèle vérifie qualitativement le déplacement de la résonance selon l'évolution du facteur de remplissage f du GC.

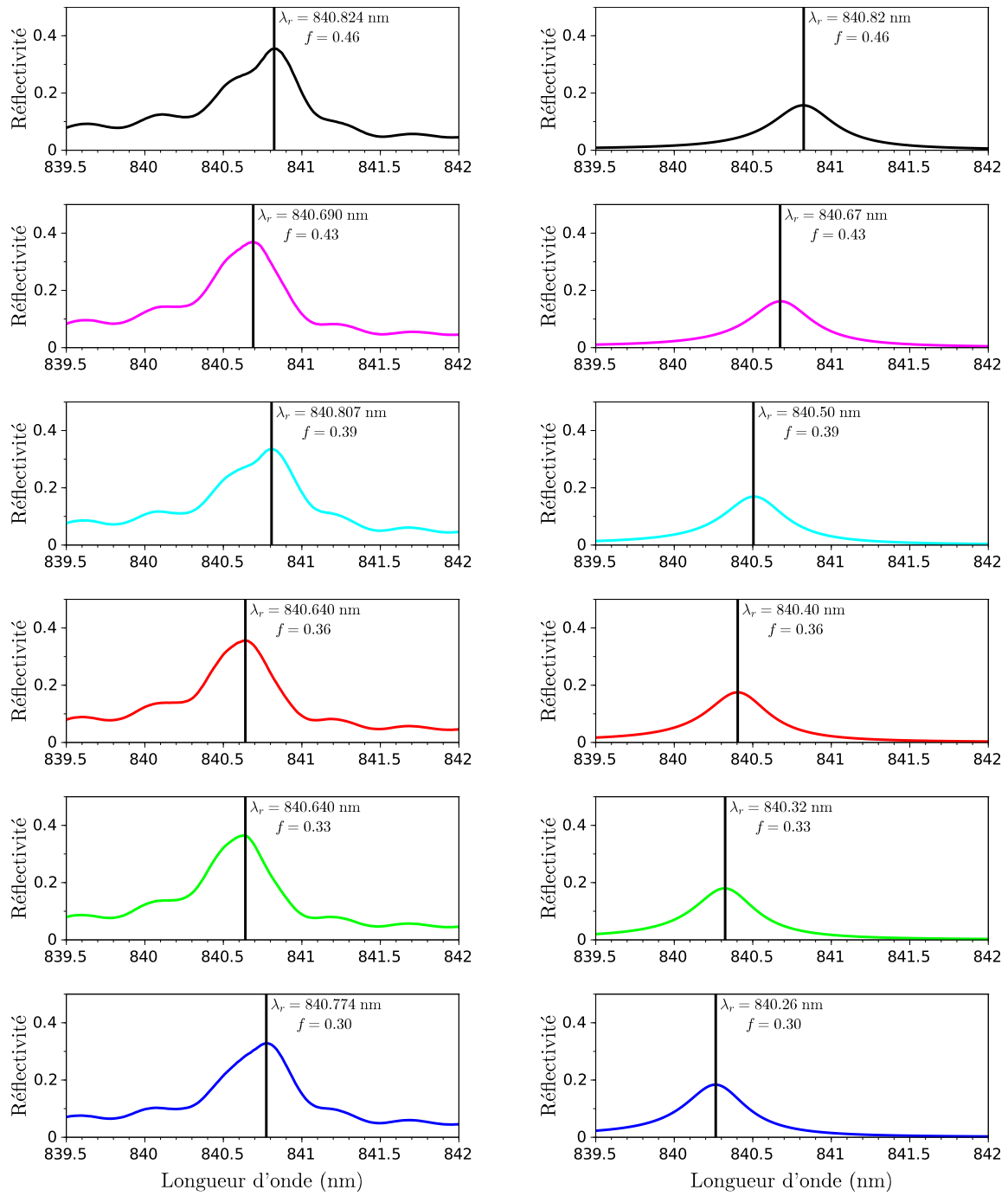


FIGURE 4.6 – A gauche, spectres expérimentaux de réflectivité de structures CRIGFs en nitrure sur verre avec différents facteurs de remplissage f du GC ; A droite, spectres simulés correspondants, avec les puissances découplées calculées par le modèle.

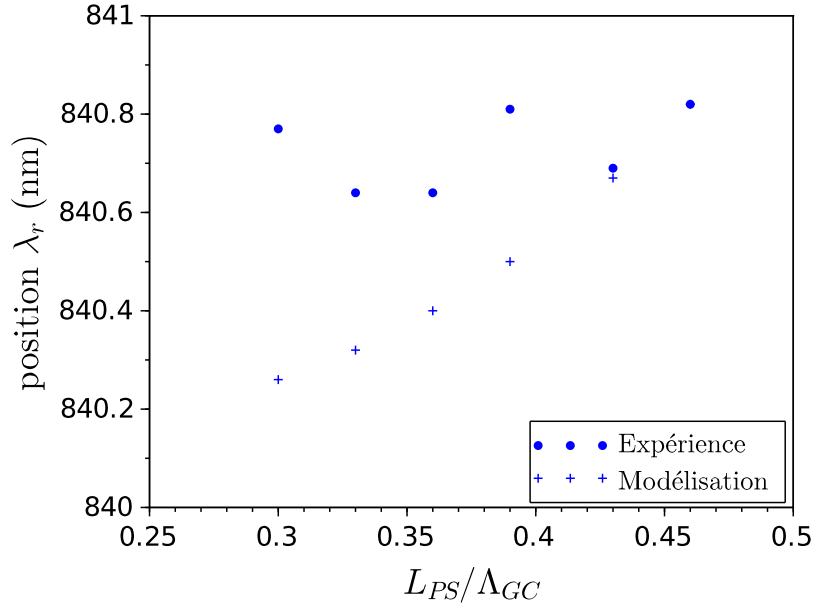


FIGURE 4.7 – Positions de la résonance λ_r en fonction de f pour l’expérience (à $\pm 0,05$ pm près) et la modélisation.

4.3 Vers des structures CRIGF polymères sur verre

L’objectif est de tester la réalisation de CRIGFs avec des empilements de polymères sur verre. L’intérêt de passer sur ces matériaux est d’augmenter la transparence de l’empilement dans le visible.

Cependant les polymères ne permettent que des sauts d’indice faibles : par comparaison, les indices de verres sont compris dans une fourchette de 1,28 à 1,95 tandis que les indices de polymères se situent plutôt entre 1,31 et 1,65 [100]. Le principe des couplages dans le CRIGF étant basé sur des faibles modulations d’indice, la réalisation de CRIGF à base de polymères peut-être réduite à un problème de dimensionnement.

L’efficacité des réseaux dépend effectivement des indices des matériaux, de leur forme, mais surtout de la répartition de l’énergie du mode guidé. C’est le guide d’onde qui contrôle cette répartition. La conception du guide d’onde monomode permettra donc d’optimiser le dimensionnement des réseaux.

Développer des guides rubans et donc des CRIGFs peu larges correspond à une logique d’adressage avec une matrice active. Les CRIGFs rempliront le rôle des lignes ou des colonnes dans celle-ci. La largeur de ces guides devra être adaptée à un quadrillage permettant une haute résolution.

Développer des guides planaires et des CRIGFs très larges (c’est à dire que les réseaux sont invariants dans une direction de guidage) correspond à une logique d’affichage. En gardant les réseaux DBRs invariants dans une direction et à façonnant le GC sur 2D, il est possible d’afficher une image.

Nous rechercherons alors les dimensionnements de guides rubans monomodes et planaires compatibles avec les technologies disponibles. Les travaux de réalisation de guide ruban monomode en polymères seront ensuite exposés.

4.3.1 Calcul indice effectif et dimensionnement des guides polymères

Dans cette section, nous allons calculer le nombre et les indices effectifs des modes guidés en configuration ruban ou planaire.

Nous avons choisi de travailler des matériaux connus et utilisés par le LAAS et ESSLOR :

- la gaine inférieure du guide sera en verre AF32 de SCHOTT d'indice 1,503 à 850 nm,
- le cœur du guide sera en résine polymère SU8 2000.5 développée par MicroChem d'indice 1,57 à 850 nm,
- la gaine supérieure du guide sera en résine polymère ULIS V2 développée par ESSLOR d'indice 1,508 à 850 nm.

Le cœur du guide sera déposé sur le substrat de verre puis recouvert par une couche de $8\mu\text{m}$ d'épaisseur en résine ULIS V2.

Dans les sections suivantes, le dimensionnement de guides rubans et planaires avec ces matériaux sera exposé. Puis le calcul des coefficients de couplage pour un réseau DBR nous permettra de déterminer les profondeurs de gravure nécessaires pour des réseaux efficaces.

4.3.1.1 Dimensionnement de guides rubans

Nous allons maintenant calculer le nombre de modes guidés ainsi que leur indice effectif en fonction de la largeur l et la hauteur h d'un cœur de guide ruban en SU8 (voir Figure 4.8).

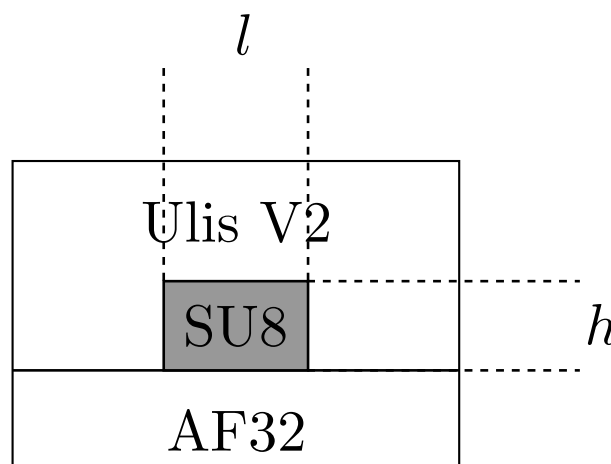


FIGURE 4.8 – Schéma du guide ruban avec le cœur en SU8 de largeur l et de hauteur h .

Nous utilisons le solveur de modes `svmode`³ sous Matlab⁴ pour déterminer l'indice effectif du mode guidé. La Figure 4.9 présente une cartographie indiquant le nombre de modes contenus dans le guide en fonction de l et h .

3. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/12734-waveguide-mode-solver/content/svmodes.m>

4. <http://fr.mathworks.com/>

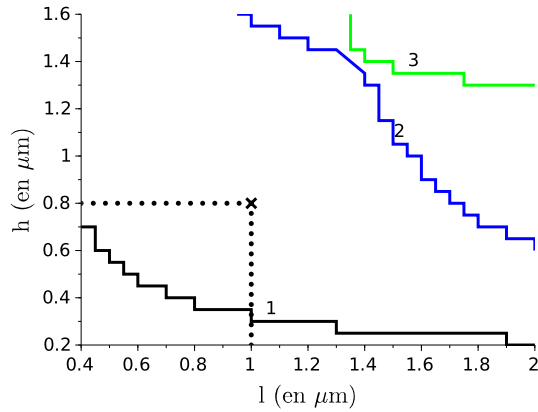


FIGURE 4.9 – Cartographie du nombre de modes guidés en fonction de la largeur l et la hauteur h du cœur en SU8.

Pour avoir des réseaux efficaces, nous privilégions un guide qui confine fortement le mode pour qu’une perturbation puisse donner de forts couplages.

Nous choisissons alors de fixer $l = 1 \mu\text{m}$ et $h = 0,8 \mu\text{m}$ pour être certains d’obtenir un guide contenant un seul mode, bien confiné.

4.3.1.2 Dimensionnement de guides planaires

Contrairement au guide précédent, un guide planaire monomode n’a pas de confinement latéral. En conservant l’épaisseur de $8 \mu\text{m}$ de UliV2, il n’est pas possible d’obtenir un seul mode guidé dans la SU8.

Nous choisissons alors de faire varier l’épaisseur de UliV2, tout en conservant l’épaisseur de SU8 de 800 nm fixée pour le guide ruban. Nous allons donc calculer le nombre et les indices effectifs de modes guidés en fonction de la hauteur de la gaine supérieure en UliV2.

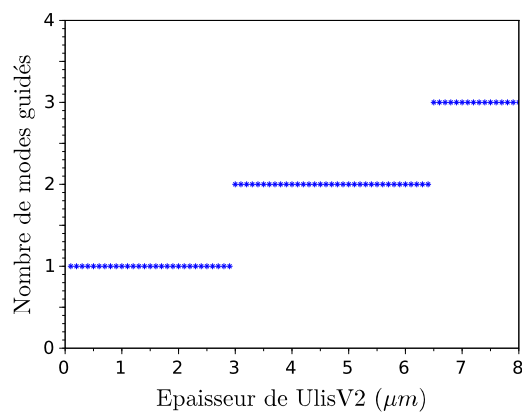


FIGURE 4.10 – Cartographie du nombre de modes guidés en fonction de l’épaisseur de UliV2.

L’épaisseur de cette couche doit être inférieure à $3 \mu\text{m}$ pour garder le guide monomode. La détermination précise de cette épaisseur sera effectuée en fonction de la valeur accessible du coefficient de couplage pour DBR.

4.3.2 Calcul de coefficient de couplage χ_{DBR} et dimensionnement de réseaux sur les guides polymères

Nous reprenons les dimensions des guides rubans et planaires déterminées précédemment, ainsi que les indices effectifs des modes guidés, pour estimer la force de couplage des réseaux gravés dans ces guides. Pour cela nous calculons le coefficient de couplage χ_{DBR} selon la profondeur de gravure de réseaux.

4.3.2.1 Dimensionnement des réseaux sur guides rubans

Pour un fort confinement, nous avons choisi de fixer les dimensions de cœur de guide ruban telles que $l = 1 \mu\text{m}$ et $h = 800 \text{ nm}$. Avec ces dimensions pour le cœur, le coefficient de couplage χ peut-être calculé et tracé selon la profondeur p des réseaux. Voici les valeurs de χ_{DBR} , lorsque le ruban est gravé selon une profondeur p :

p (nm)	200	400	600	800
χ_{DBR} (mm^{-1})	14,55	33,85	52,72	66,22

TABLE 4.2 – Valeurs du coefficient de couplage contrapropagatif χ_{DBR} pour un DBR à 850 nm pour différentes gravures dans le ruban en SU8.

Les valeurs accessibles sont de l'ordre de celles obtenues pour les structures en silice et nitrure de silicium réalisées par lithographie par nano impression ($\chi_{DBR}(\text{Si}_3\text{N}_4) = 52,6 \text{ mm}^{-1}$). Nous remarquons que malgré la grande amplitude de la gravure, les valeurs des coefficients varient peu : cela facilitera le contrôle de la force de couplage des réseaux fabriqués.

Pour mieux illustrer la différence entre ces gravures, ces coefficients et donc ces réseaux DBRs, la réflectivité d'un réseau DBR de 200 périodes est tracée sur les graphiques de la Figure 4.11.

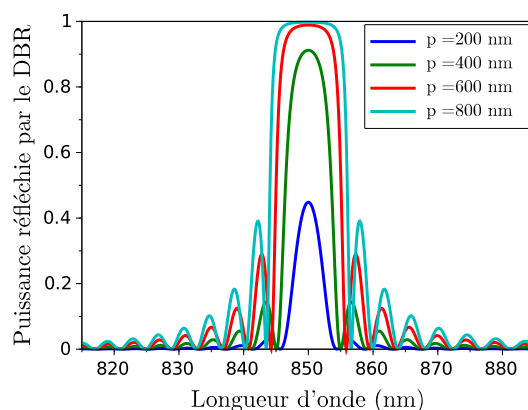


FIGURE 4.11 – Réflectivité de réseaux DBRs longs de 200 périodes selon la profondeur de gravure p dans le ruban de SU8.

Remarque : les réseaux peuvent être soit gravés dans le ruban de SU8 soit gravés dans le substrat de verre. Avec les dimensionnements établis, des CRIGFs efficaces sur des guides rubans en polymères semblent être réalisables.

4.3.2.2 Dimensionnement de réseaux sur des guides planaires

Pour s'assurer d'avoir des réseaux efficaces, nous n'avons pas encore fixé l'épaisseur d'UlisV2 pour des guides planaires. Nous rappelons que le cœur sera formé par une couche en SU8 de 800nm. La Figure 4.12 donne les valeurs de χ pour un DBR gravé dans la couche de SU8 et pour différentes épaisseurs de UlisV2 :

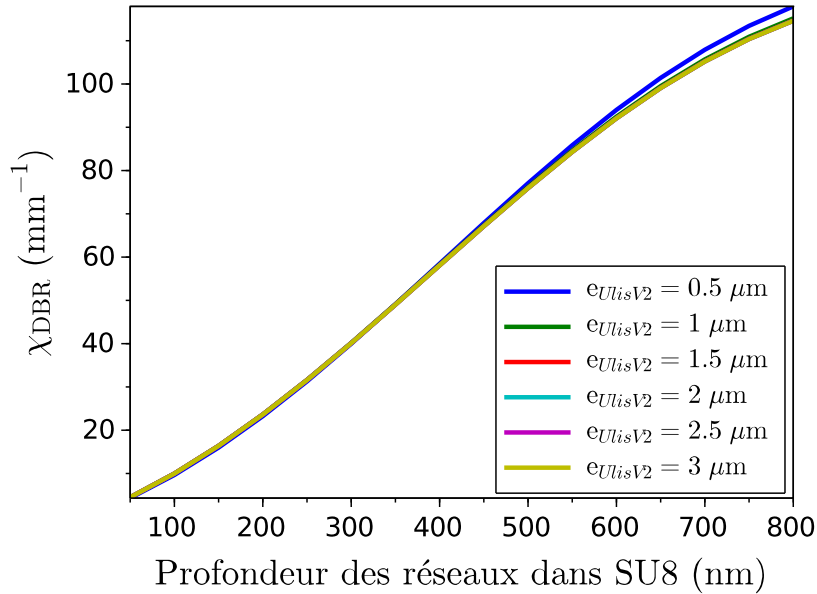


FIGURE 4.12 – Évolution de la valeur de χ_{DBR} en fonction de la profondeur p dans la SU8, pour différentes épaisseurs e_{UlisV2} de UlisV2.

Nous constatons que ces courbes sont quasi-superposées, l'épaisseur de la couche de Uliv2 n'est donc pas critique. Les valeurs de χ_{DBR} atteintes sont là aussi comparables à celles des structures en silice et nitrure de silicium ($\chi_{DBR}(\text{Si}_3\text{N}_4) = 52,6 \text{ mm}^{-1}$). La Figure 4.13 suivante présente les spectres de réflectivité attendus pour des réseaux DBRs avec de tels coefficients χ :

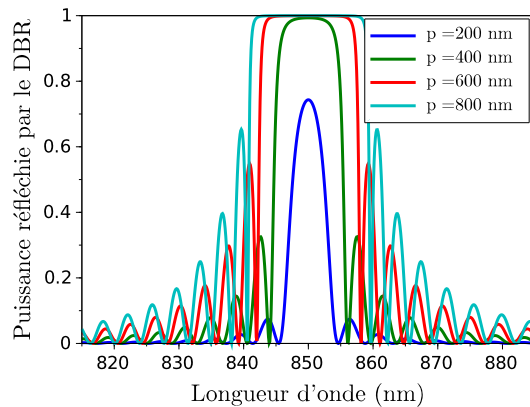


FIGURE 4.13 – Réflectivité de réseaux DBRs longs de 200 périodes selon la profondeur de gravure p dans la couche de SU8 avec un guide planaire.

Selon les calculs, des coefficients de couplage plus forts sont atteints plus facilement avec des guides planaires qu'avec les guides rubans. Cela s'explique par le fait que ces derniers confinent latéralement le mode guidé et, ce confinement n'étant pas parfait, il y a moins d'énergie du mode guidé localisée au niveau des réseaux.

Des CRIGFs efficaces sur guides planaires en polymères semblent réalisables.

4.4 Mise en place de brique de base pour des guides rubans

Dans cette section, nous allons exposer les travaux effectués pour la réalisation de guide monomode ruban. Nous commencerons par l'élaboration de l'empilement où les procédés de dépôt et de recuit de résines seront détaillés. Puis nous reviendrons sur l'insolation et la définition des rubans en SU8 par lithographie laser et par lithographie par projection.

4.4.1 Elaboration de l'empilement

Nous devons déposer 800 nm de résine négative SU8 sur le substrat de verre AF-32 d'un diamètre de 4 pouces. Cette étape de dépôt est adaptée d'un procédé de lithographie établi dans la salle blanche au LAAS. Le substrat est pré-découpé face arrière afin d'obtenir des échantillons carrés de 25 × 25 mm par clivage. Le procédé complet est résumé par la Figure 4.14.

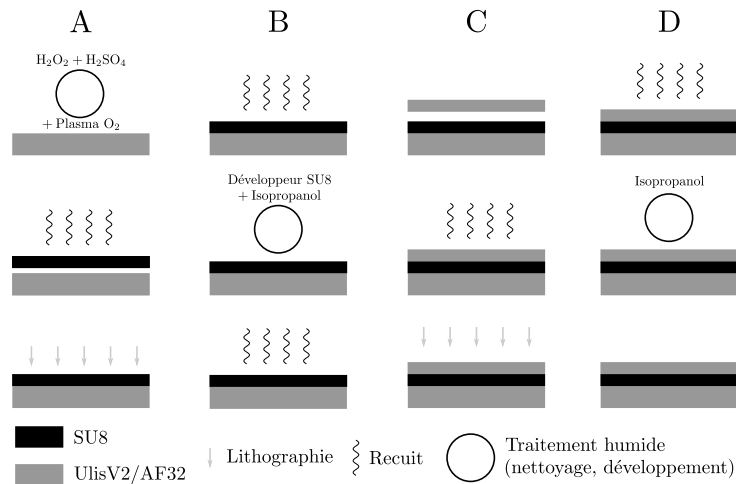


FIGURE 4.14 – Schéma de l'élaboration de l'empilement AF32-SU8-UlisV2. Description par colonne : A, nettoyage, dépôt SU8 et recuit, lithographie ; B, recuit, développement, recuit ; C, dépôt UlisV2, lithographie ; D, recuit, développement, obtention de l'empilement

Le substrat AF32 est plongé dans un mélange 50/50 de H_2O_2 (eau oxygénée) et de H_2SO_4 (acide sulfurique) pendant 2 min. Il est ensuite rincé abondamment à l'eau désionisée, par débordement dans un bac de rinçage, puis à l'aide d'une pissette. Il est séché sur un papier de salle blanche. Une fois sec, le substrat subit un traitement plasma O_2 (oxygène), sans cage, avec une puissance de 800 W, sous une pression de 1,4 mbar pendant 5 min. Ce plasma permet de brûler et d'évacuer les substances organiques résiduelles mais surtout bombarde ioniquement la surface et la déshydrate pour une meilleure adhérence de la SU8 sur le substrat (la SU8 non insolée est hydrophobe).

Ce substrat est enduit de 2 mL de SU8 et subit deux programmes de centrifugation pour étaler uniformément la résine. Les paramètres de ces programmes sont présentés dans le tableau suivant 4.3 :

	1° spin	2° spin
Vitesse (tours/minute)	500	1000
Accélération (tours/minute ²)	100	300
Temps (secondes)	10	30

TABLE 4.3 – Paramètres des tournettes (spin) pour le dépôt de 800 nm de SU8.

Un premier recuit (Soft Bake) est effectué à $T=105^{\circ}\text{C}$ sur plaque chauffante, pendant 1 minute 30 secondes.

Après insolation, la plaque subit un deuxième recuit (Post Bake) à $T=95^{\circ}\text{C}$ durant 1 minute cette fois-ci. La résine est développée avec le solvant adapté (Developer SU8) dans un cristalliseur en remuant légèrement, pendant au moins 1 minute (ce temps peut-être allongé car la SU8 ne peut être sur-développée). Le solvant est rincé ensuite à l’isopropanol et le tout est séché avec une soufflette sur papier salle blanche. Un dernier recuit (Hard Bake) est effectué, toujours sur plaque chauffante, à $T=125^{\circ}\text{C}$ pendant 2 minutes.

Après cela, nous pouvons déposer la résine UliV2 constituant la gaine supérieure du guide. Un volume de 5 mL est déposé sur l’empilement précédent (toujours sur le substrat de 4 pouces de diamètre). Deux programmes de tournette sont utilisés, dont les paramètres sont indiqués dans le tableau 4.4.

	1° spin	2° spin
Vitesse (tours/minute)	500	5000
Accélération (tours/minute ²)	100	1000
Temps (secondes)	10	30

TABLE 4.4 – Paramètres des tournettes (spin) pour le dépôt de $8\ \mu\text{m}$ de UliV2.

Un premier recuit est effectué à $T=50^{\circ}\text{C}$ sur plaque chauffante, pendant 14 minutes.

Cette couche est insolée en pleine plaque par photolithographie classique à l’aide de la machine MA6. La dose utilisée est de $180\ \text{mJ}/\text{cm}^2$, soit un temps d’insolation de 9 secondes. Un autre recuit est effectué à $T=70^{\circ}\text{C}$ pendant 7 minutes. Le développement est réalisé dans l’isopropanol pendant 2 minutes 30 secondes. L’échantillon est séché à la soufflette. Les petits carrés peuvent alors être séparés.

Nous allons maintenant revenir en détails sur les procédés d’insolations utilisés.

4.4.2 Dilase

La lithographie laser présente un intérêt industriel et collaboratif pour Essilor. Un partenariat avec la société Kloé a abouti à la conception de la Dilase, une machine de lithographie laser à forte profondeur de champ, permettant de travailler avec des résines épaisses. Dans le cadre de la thèse, il y a eu une volonté de développer les procédés pour réaliser des guides sur cette machine. En outre, cette machine est disponible car Essilor possède une Dilase 650 installée dans la salle blanche du LAAS.

Le principe de lithographie laser est d'insoler les résines photosensibles en focalisant un faisceau laser sur sa surface. Le point lumineux formé insole les résines et dessine des motifs selon son déplacement dans le plan de focalisation.

Le point lumineux formé par la Dilase possède un profil d'intensité spatial proche d'un rectangle, appelé Top Hat. Ce profil permet d'obtenir des motifs micrométriques avec de forts rapports de forme (théoriquement jusqu'à 1×40) et donc d'écrire dans des couches très épaisses. Pour avoir un tel profil d'intensité, le faisceau laser est diffracté par un trou et filtré spatialement de sorte à ne garder que la première tâche d'Airy.

Le faisceau est ensuite focalisé par un objectif de microscope. Celui-ci est monté sur un moteur pour contrôler la focalisation sur l'échantillon. L'épaisseur de chaque échantillon pouvant varier, la focalisation doit être maintenue en changeant la position en Z de l'objectif de microscope. Cela a fait l'objet de tests d'écriture et d'insolation pour chaque nouveau dépôt.

L'échantillon est placé sur une platine motorisée pouvant se déplacer selon X et Y afin de dessiner les motifs dans la résine.

Les éléments principaux sont visibles sur la photo présentée en Figure 4.15.

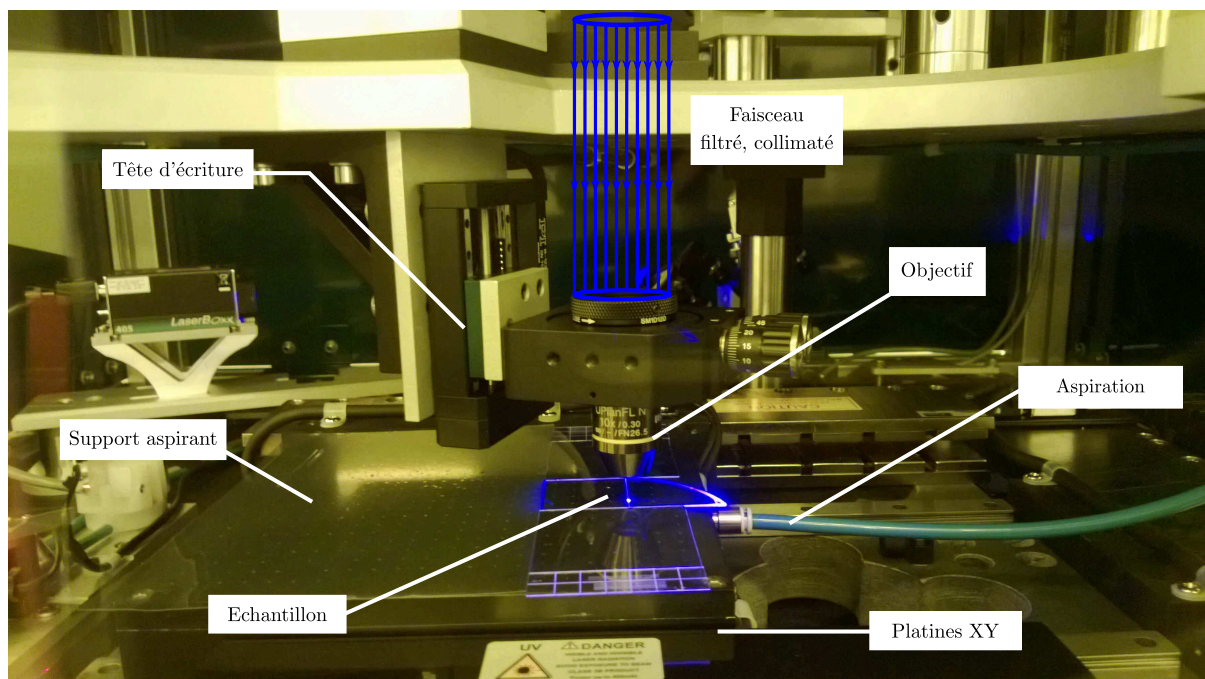


FIGURE 4.15 – Photographie des principaux éléments de la Dilase 650. La tête d'écriture permet de contrôler uniquement la position verticale de l'objectif de microscope. Les motifs sont dessinés grâce aux mouvements XY de la platine portant l'échantillon.

Les dimensions visées pour les rubans en SU8 n'ont pu être atteintes. Nous avons été confronté à deux problèmes qui peuvent l'expliquer :

- La Dilase 650 utilisée dispose de deux lignes d'écritures, correspondant à deux systèmes optiques qui permettent des résolutions d'écriture de $10 \mu\text{m}$ et de $2 \mu\text{m}$. Pour former des rubans en SU8 de $1 \mu\text{m}$, nous avons donc dû travailler hors des spécifications de cette machine.
- Nous avons utilisé des résines diluées, nécessaires pour la faible épaisseur recherchée, alors que la dilase a été spécifiquement conçue pour des résines épaisses.

De nombreux tests ont été effectués (changement de puissances, changement d'objectif de microscope, changement de la taille du faisceau collimaté, changement de résine) mais les

problèmes rencontrés ont persisté.

La Dilase ne possédant pas de système de focalisation automatisé, pour écrire de façon optimale, la position de l'objectif de microscope doit être ajustée pour que le point focal du laser soit en surface de l'échantillon. Pour tester la faisabilité à chaque insolation, des séries de rubans en SU8 sont donc réalisées, en traçant des traits de 10 mm de long, espacés de $100\ \mu\text{m}$, en changeant la position de l'objectif de microscope entre chaque trait. Les largeurs de ces rubans sont mesurées avec un microscope confocal et les hauteurs avec un profilomètre mécanique.

Après avoir effectué quelques tests, nous présentons les largeurs de rubans en Figure 4.16 s'approchant le plus de la valeur cible $l=1\ \mu\text{m}$. La puissance du faisceau laser a été fixée à 100 % et sa vitesse de déplacement à $v = 0,1\ \text{mm}^{-1}$. Sur ces tracés, nous constatons que la largeur varie selon des paraboles en fonction de la position de l'objectif de microscope. Cette variation s'interprète comme le rétrécissement progressif de la tâche laser lorsque l'objectif de microscope approche la distance focale puis une fois celle-ci dépassée, un agrandissement. Il est donc obtenu des largeurs inférieures à $2\ \mu\text{m}$ mais la largeur minimale atteignable reste supérieure à $1,4\ \mu\text{m}$. Nous constatons aussi sur le faisceau de courbes de la Figure 4.16 que la largeur obtenue pour une même position de l'objectif varie fortement, ce qui démontre un manque de répétabilité.

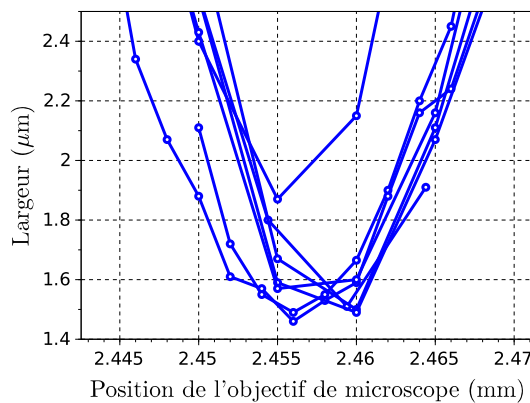


FIGURE 4.16 – Largeur et hauteur des rubans en SU8 insolés par la dilase en fonction de la position de l'objectif de microscope. L'épaisseur de la couche de SU8 insolée est de 800 nm

En baissant la dose de l'insolation, nous pouvons cependant réduire la largeur des rubans. Cela peut être réalisé en diminuant la puissance du faisceau laser ou en augmentant la vitesse d'écriture.

Sur la Figure 4.17, les mesures d'une série de rubans réalisés avec différentes puissances et différentes vitesses d'écritures sont reportées. La position de l'objectif du microscope a été fixée à 2,458 mm.

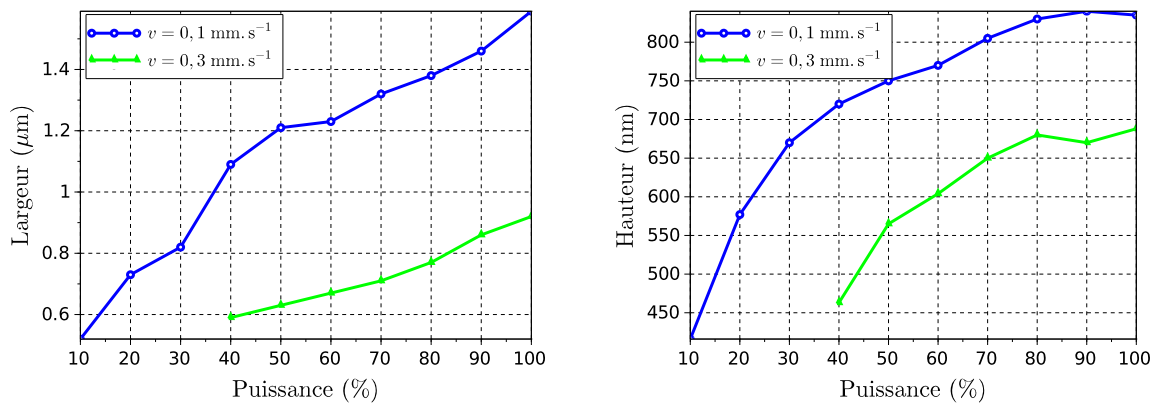


FIGURE 4.17 – Largeur et hauteur des rubans en SU8 insolés par la dilase en fonction de la puissance du laser.

Malgré l'utilisation de ces paramètres, la Figure 4.18 montre que concilier la largeur et la hauteur visées ne sera pas possible : en baissant la dose, la largeur est effectivement réduite mais la hauteur aussi.

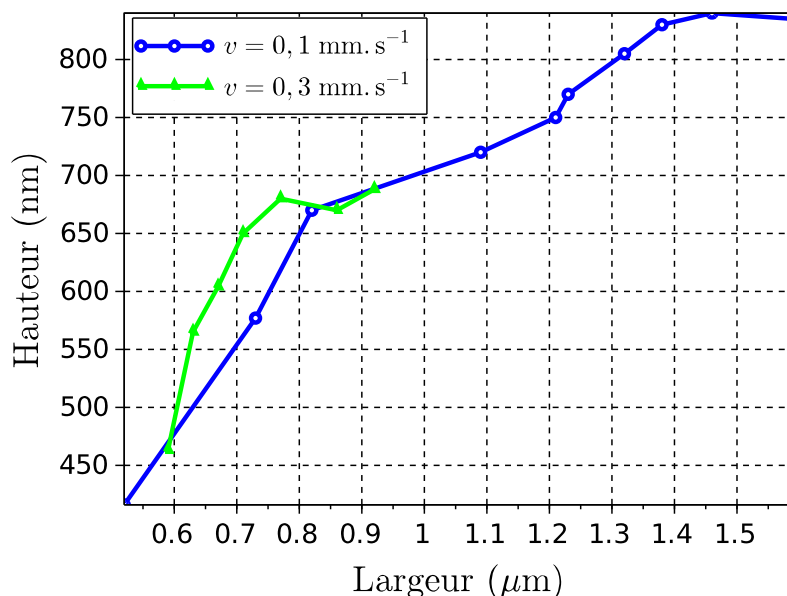


FIGURE 4.18 – Hauteur en fonction des largeurs des rubans en SU8 insolés par la dilase

Sur la Figure 4.17, la hauteur des rubans est stabilisée seulement en deux points : pour une vitesse de $v = 0,1 \text{ mm.s}^{-1}$, avec des puissances de 90 % et 100 %.

Ces points correspondent à la dose minimale nécessaire pour insoler toute l'épaisseur du dépôt et montrent que la résine est déjà en limite de dose.

Les conditions pour obtenir des rubans larges de $1 \mu\text{m}$ sur résine diluée nous forcent à sous-doser l'insolation.

Pour obtenir des forts facteurs de formes (> 1), des résines plus épaisses, moins diluées, sont utilisées. Pour celles-ci, la hauteur maximale est atteinte plus rapidement. Avec

des épaisseurs importantes, il est alors possible de sous-doser légèrement pour gagner en résolution latérale, en perdant relativement peu sur la hauteur des motifs insolés. Or selon les courbes de la hauteur en fonction de la puissance de la Figure 4.17, nous sommes déjà en situation de sous-dosage pour la SU8.

Pour réaliser des rubans d'une largeur de $1\ \mu\text{m}$ et d'une hauteur de 800 nm, correspondant à la combinaison d'une haute résolution et d'un petit facteur de forme (< 1), la Dilase 650 n'est pas adaptée. En effet, des objets à petit facteur de forme nécessitent l'utilisation de résines diluées pour obtenir de petites épaisseurs ce qui ne permet pas de travailler dans les spécifications de la ligne d'écriture $2\ \mu\text{m}$. Atteindre les $1\ \mu\text{m}$ de large nécessite de sous-doser légèrement, ce qui n'est pas possible avec cette résine.

L'utilisation d'une ligne d'écriture plus fine devrait cependant permettre de trouver un point de fonctionnement et d'atteindre les dimensions visées.

4.4.3 Stepper

Le Stepper Canon 3000i4 est une machine de lithographie optique par projection. Le principe de cette technique est simple : les motifs insolés sont définis par un masque, illuminés de manière similaire à la photolithographie classique, puis une lentille projette une image réduite des motifs sur la résine à insoler. La réduction de la taille des motifs permet ainsi d'atteindre des résolutions plus grandes que le masque utilisé. Ceci est résumé en Figure 4.19.

Le Stepper Canon 3000i4 disponible au LAAS possède un système de focalisation automatique. La lentille de projection est repositionnée à chaque champ d'insolation. Cette machine provoque une réduction des motifs du masque d'un facteur 5. Pour obtenir un ruban de SU8 d'une largeur de $1\ \mu\text{m}$, il faut donc un masque avec des fentes de $5\ \mu\text{m}$.

Ce masque est réalisé par la machine de lithographie laser Heidelberg, le dimensionnement des motifs ayant été tracé avec le logiciel CleWin⁵.

Sur ce masque, plusieurs fentes sont dessinées pour estimer la qualité des guides via leurs pertes.

Pour mesurer les pertes intrinsèques des guides rubans, nous allons procéder selon la méthode présentée dans [101]. Plusieurs guides de longueurs différentes seront alors réalisés. En traçant la différence d'intensité entre l'entrée et la sortie d'un guide en fonction de la longueur de chaque guide, ces pertes pourront être déterminées grâce à la pente de cette courbe.

Le masque comporte alors 3 groupes, possédant des fentes de 8 longueurs différentes. Pour une mesure répétable, une fente de chaque longueur est présente quatre fois dans chaque groupe.

Le masque représenté schématiquement en Figure 4.20.

5. <http://www.phoenixbv.com/product.php?prodid=50010105>

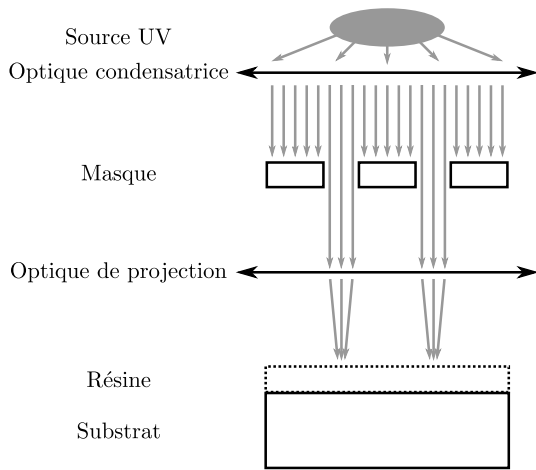


FIGURE 4.19 – Schéma de principe de la lithographie par projection

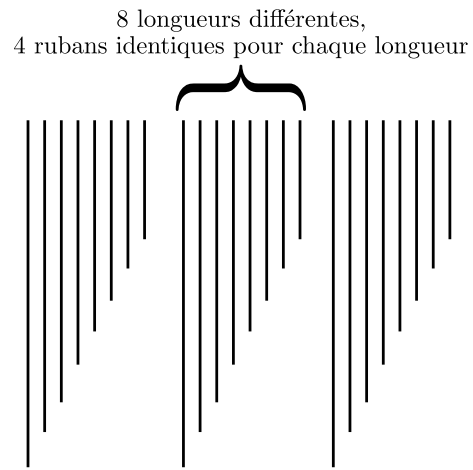


FIGURE 4.20 – Schéma du masque avec les différentes fentes pour obtenir les rubans de SU8. Chaque trait représente 4 fentes identiques, espacées de $100\ \mu\text{m}$.

Les guides de dimensions voulues ont été réalisés grâce au Stepper. Les largeurs des rubans en SU8 ont été vérifiées par microscopie électronique à balayage (MEB). Les Figures 4.21 et 4.22 présentent respectivement l'image MEB d'un guide de $1\ \mu\text{m}$ de large et l'image MEB d'un guide de $0,5\ \mu\text{m}$ de large. La qualité relative des images peut s'expliquer par le fait que les échantillons sont isolants (verre et polymère).

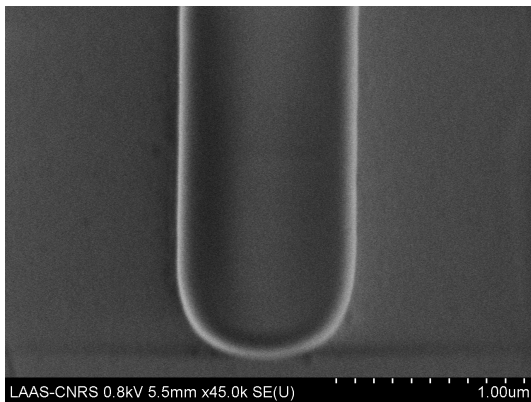


FIGURE 4.21 – Image de microscopie électronique d'un ruban de SU8 de $1\ \mu\text{m}$ de large.

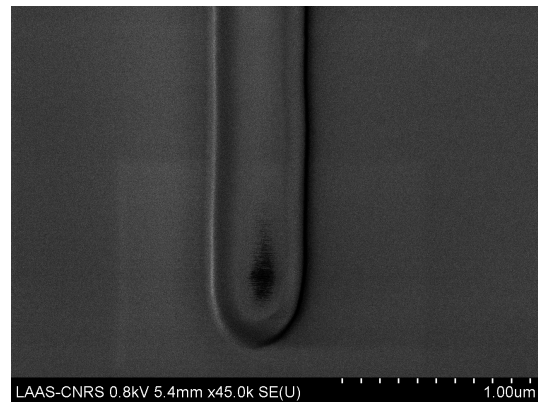


FIGURE 4.22 – Image de microscopie électronique d'un ruban de SU8 de $0,5\ \mu\text{m}$ de large.

La hauteur des guides a été vérifiée au profilomètre mécanique. La Figure 4.23 montre les hauteurs de quatre guides de $1\ \mu\text{m}$ de large. Ils font effectivement $\sim 800\ \text{nm}$ à quelques nm près.

Les hauteurs de quatre autres guides de $0,5\ \mu\text{m}$ de large sont aussi représentées. Celles-ci sont moins hautes. Nous avons rencontré ce problème avec la dilase : la résolution du Stepper ne permet pas la réalisation de guides de $0,5\ \mu\text{m}$ de large et de $800\ \text{nm}$ de hauteur.

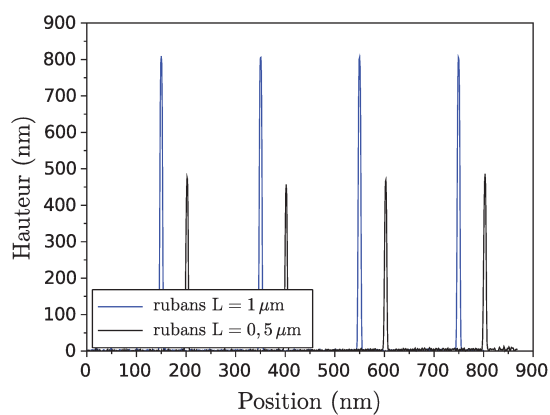


FIGURE 4.23 – Hauteurs obtenues au profilomètre mécanique, de quatre guides de $1\ \mu\text{m}$ de large et quatre autres guides de $0,5\ \mu\text{m}$ de large.

Des études plus abouties des guides auraient nécessité plus de temps. Dans ce qui suit nous présentons succinctement les premiers éléments de caractérisation des guides.

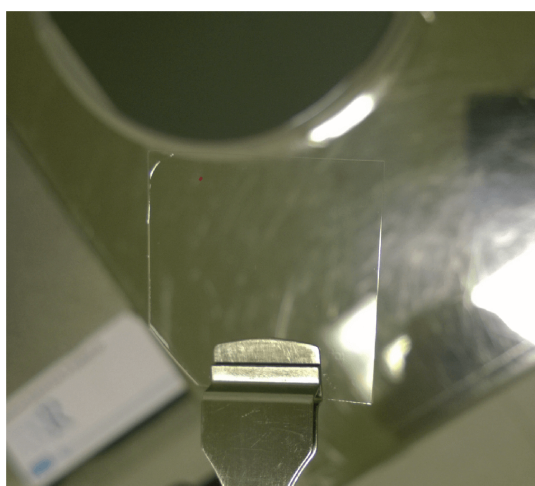


FIGURE 4.24 – Photo de l'empilement complet contenant les guides : cet échantillon est bien transparent et les guides ne sont pas visibles.

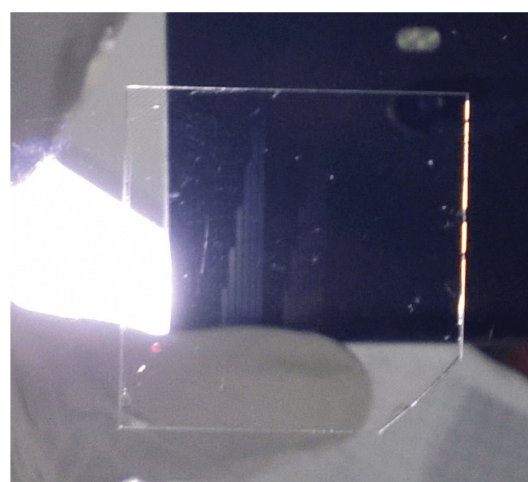


FIGURE 4.25 – Photo de l'empilement complet posé sur un substrat de silicium : Apparition discrète des guides de 2 et $1\ \mu\text{m}$ de large.

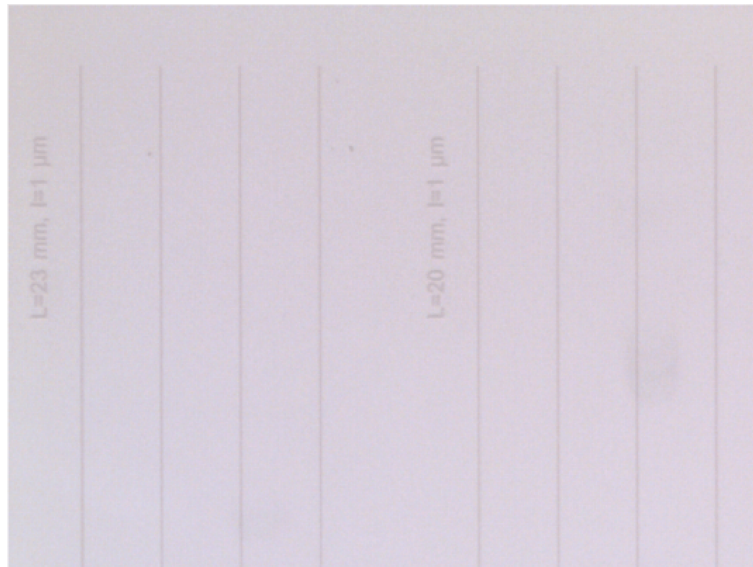


FIGURE 4.26 – Photo des guides observés au microscope. Dans chaque groupe, les guides sont séparés de $100\ \mu\text{m}$ et les légendes sont inscrites tous les $1\ \text{mm}$ le long des guides. Chaque groupe est séparé de $200\ \mu\text{m}$.

Dans les Figures suivantes (4.24 et 4.25), il est possible de constater la transparence de l'empilement. Les guides ne sont perceptibles à l'œil nu que lorsque l'empilement est placé sur un substrat de silicium.

La transparence de cet empilement est quantifiée par la transmission présentée en Figure 4.27 :

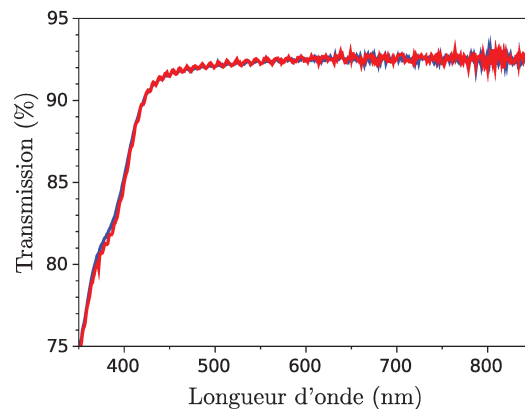


FIGURE 4.27 – Transmission de l'empilement en fonction de la longueur d'onde.

Nous constatons une transparence de plus de 93%. Ceci satisfait la contrainte de transparence spécifique à l'application visée.

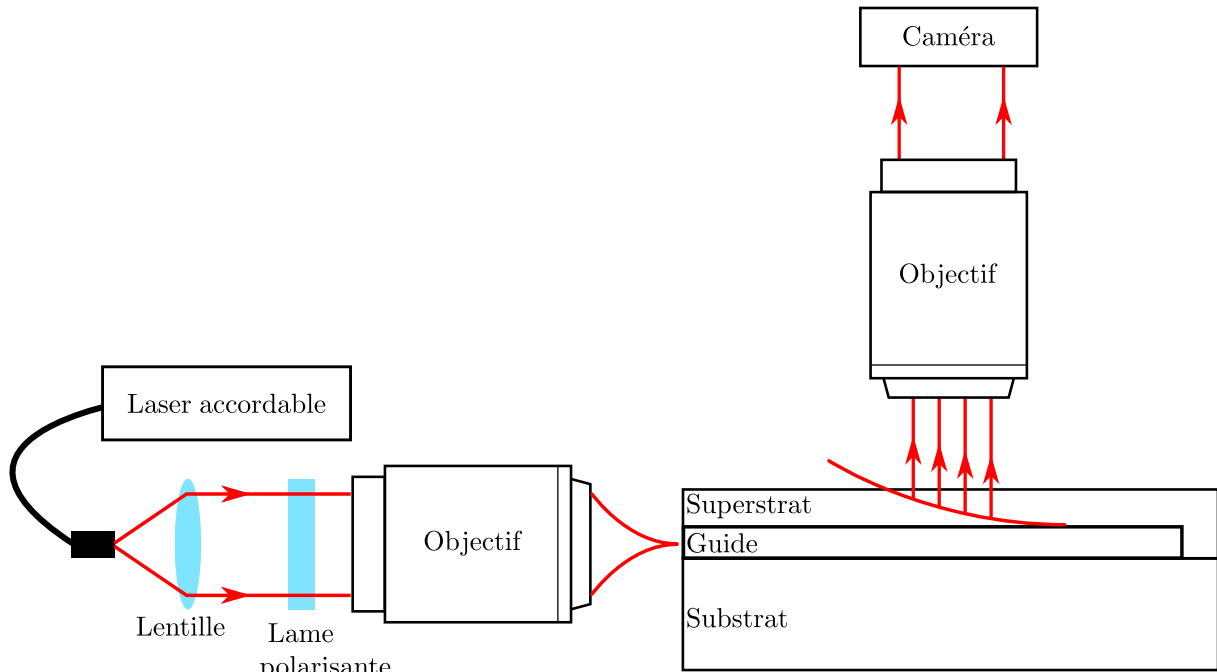
Pour caractériser les pertes de ces guides, le banc d'injection et de mesures présenté en Figure 4.28 a été réalisé. Grâce aux différentes longueurs des guides, les pertes devraient pouvoir être calculées. Ce banc possède quatre éléments majeurs montés sur des platines à trois axes. Chacun de ces éléments peut être ainsi aligné de manière indépendante.

L'élément d'injection doit focaliser le laser sur la facette d'entrée du guide. Le faisceau laser est d'abord amené par une fibre, collimaté par une lentille mince, filtré par un cube

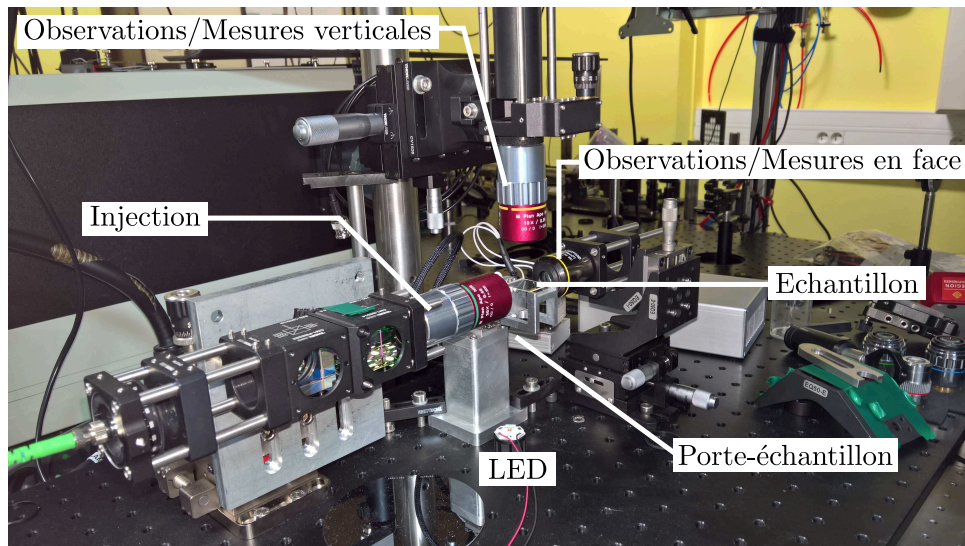
polarisant puis focalisé sur l'échantillon par un objectif X20.

L'échantillon est porté par une platine Smaract⁶ à trois axes motorisés avec un pas de 50 nm.

L'observation et les mesures verticales ou en face de l'injection utilisent des objectifs X10 pour récupérer la lumière et former une image avec une camera infrarouge à dynamique logarithmique (non visible sur la photo).



(a) Schéma de principe



(b) Photographie du banc

FIGURE 4.28 – Ce banc permettra d'injecter dans les guides et de mesurer la lumière effectivement guidée et émise le long et aux extrémités des guides.

Malgré cela, une injection correcte dans les guides n'a pu être obtenue. Ceci peut s'expliquer par le fait que la facette d'entrée du guide n'a pu être polie : en effet l'empilement étant constitué de polymères et du verre, la différence de dureté de ces matériaux rendent un polissage optique de la facette d'entrée très complexe.

6. <http://www.smaract.de/>

4.5 Conclusion

La réalisation de CRIGFs sur substrat transparent (en nitrure de silicium sur verre) a été démontrée. L'utilisation de la lithographie par nano-impression permettent d'atteindre les résolutions nécessaires pour obtenir les réseaux sub-longueurs d'onde sur de grandes surfaces. Cette technique est bien plus rapide que la lithographie électronique et autorise l'utilisation d'échantillons isolants. Un masque doit en revanche être réalisé au préalable avec une technique de lithographie d'une résolution suffisante pour les motifs voulus.

Les structures réalisées ont pu confirmer les prédictions du modèle des modes couplés. En amont de la fabrication ou pour l'assister, le modèle est un outil indispensable par sa rapidité et sa justesse. Cependant, le modèle ne permet pas de prédictions quantitatives en l'état. La prédiction de la position spectrale des résonances peut être améliorée en prenant compte de la dispersion l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde et ce dans chaque section du CRIGF.

Pour la réalisation de CRIGFs à partir de matériaux polymères, des travaux de conception des CRIGFs et de fabrication de guides ont été menés.

La conception a mis en avant la capacité de réaliser des réseaux efficaces sur polymères. Il faut noter cependant que les coefficients de couplage sont plus faibles qu'avec des empilements en nitrure de silicium sur verre. A noter également que ces réseaux peuvent nécessiter une gravure à forts rapports de forme (rapport de forme de ~ 8 pour des gravures de 800 nm de profondeur). L'avantage est de contrôler finement les efficacités des réseaux.

Des coefficients de couplage faibles sont utiles pour la réalisation de très grands CRIGFs (L_{GC} long, de l'ordre du mm ou du cm). Pour de petits CRIGFs (L_{GC} court) cela peut être une contrainte importante sur l'efficacité. Pour améliorer le couplage et l'efficacité, il faut augmenter les longueurs des réseaux.

La fabrication de guides a permis de démontrer la faisabilité de guides polymères de 800 nm par $1\mu\text{m}$ avec le Stepper, grâce à la lithographie par projection. Pour les obtenir avec la Dilase 650, l'installation d'une ligne d'écriture plus résolue (tube optique et objectifs de microscope) et qui puisse conserver une grande profondeur de champ semble nécessaire.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de rechercher, concevoir, fabriquer et tester les propriétés spectrales et spatiales de coupleurs photoniques résonants passifs afin d'obtenir un adressage optique transparent.

L'étude théorique et le développement du modèle de modes couplés ont permis de déterminer le rôle de chaque élément du CRIGF et d'analyser les performances de ce dernier. En particulier, le positionnement relatif des différents réseaux du CRIGF est apparu comme un point déterminant. La description précise du placement de chaque réseau dans la structure a nécessité d'étendre l'approche de modes couplés habituellement employée afin de décrire finement l'effet produit par des décalages spatiaux. Nous avons pour cela introduit des équations de couplage à coefficients complexes. Un résultat clef de la mise en place de ce modèle est que le CRIGF peut être interprété comme une cavité Fabry-Pérot dont les modes stationnaires peuvent être couplés aux ondes rayonnées en fonction de leur placement par rapport au réseau central (GC). En ce sens, ils diffèrent grandement des GMRFs dont ils sont dérivés, tant par leur propriétés spectrales que spatiales. Spectralement, les CRIGFs permettent, dans une grande mesure, de dissocier la taille du faisceau à découpler (ou à réfléchir) de la finesse spectrale du pic de résonance. Ceci n'est pas le cas pour les GMRFs où les deux propriétés sont directement liées. Du point de vue spatial, un comportement très riche a été mis à jour et expliqué. Lorsque la cavité Fabry-Pérot du CRIGF est multimode, chaque mode induit une réponse avec une signature spectrale et spatiale unique. Cela a permis de dévoiler le potentiel des CRIGFs comme filtres modaux, capables de discriminer des modes en fonction de leur profil spatial et de leur réponse spectrale. Nous avons par la suite exploité ce modèle pour l'étude de CRIGFs utilisés en tant que coupleurs ou en tant que réflecteurs. La rapidité et la souplesse du modèle mis en place nous ont permis d'étudier des structures plus complexes, possédant de nombreux réseaux différents couplés ou non.

De multiples améliorations peuvent être apportées à ce modèle. Tout d'abord, notre modèle est numériquement limité par l'utilisation de matrices de transfert ainsi que par les nombreux passages de matrices de diffusion vers des matrices de transfert et inversement. En effet, les matrices de transfert sont numériquement instables [102] et une première amélioration de notre modèle serait ainsi de mettre en œuvre les techniques déjà éprouvées pour le calcul itératif de matrices de diffusion sans s'appuyer sur les matrices de transfert [103]. Ensuite, nous avons explicitement cherché à simplifier au maximum notre modèle en ne prenant finalement en compte que deux modes : les deux modes guidés contrapropagatifs. Suite à la validation que nous avons effectuée au cours de cette étude, nous pourrions étendre notre modèle pour prendre en compte plus de modes. En effet, nous avons ici réduit l'étude au système le plus simple possible ne comprenant plus que les deux modes guidés. Ce faisant, nous avons simplifié l'interaction avec l'ensemble des ondes rayonnées à un simple terme de perte. Cette simplification impose certaines contraintes. La première est qu'il n'est pas possible de tenir compte des pertes de propagation (par absorption ou par diffusion) dans notre modèle, celles-ci étant indiscernables des pertes utiles, c'est à dire du couplage vers les ondes rayonnées. Une autre limitation de notre modèle est que nous ne pouvons pas directement simuler la réponse d'un CRIGF utilisé comme réflecteur lorsque celui-ci est excité par une onde incidente ayant un profil spatial donné. En effet, nous ne pouvons pas introduire de terme de source vu que nous avons fait disparaître les ondes rayonnées de notre modèle. Ainsi, nous pourrions suivre l'évolution des deux ondes rayonnées résonantes avec les deux modes guidés, passant ainsi d'un modèle 2×2 à un modèle 4×4 . En prenant explicitement en compte dans le modèle les ondes rayonnées à résonance, nous pourrions en principe étendre notre modèle à des guides présentant des pertes de propagation. Cela permettrait aussi de mieux décrire les interactions entre les modes guidés et les ondes rayonnées pour le CRIGF utilisé en réflecteur. Pour conclure

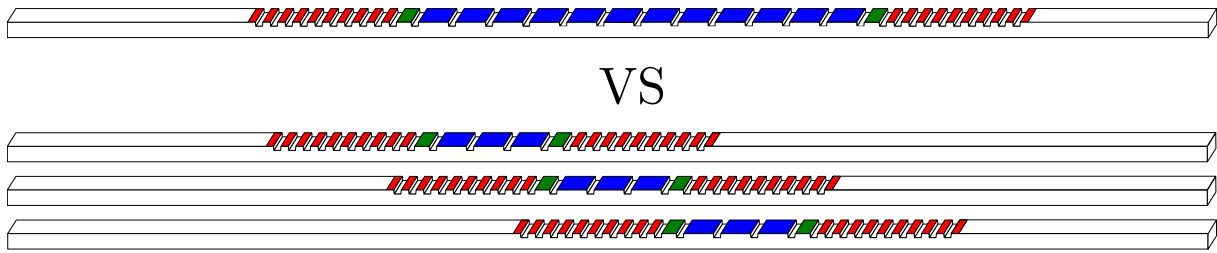


FIGURE 4.29 – Les différentes solutions à privilégier : un très long CRIGF (en haut) ou plusieurs CRIGFs (en bas).

sur la mise en place de cette modélisation par modes couplés, elle a permis de réaliser une étude paramétrique de structures complexes qui restent difficiles à modéliser par des méthodes plus génériques comme la FDTD, la RCWA ou les éléments finis. De plus, sa mise au point a permis de mieux comprendre le fonctionnement du CRIGF, et notamment l'importance des modes Fabry-Pérot présents dans la structure. Cette prise de conscience nous permet maintenant d'imaginer de nouveaux composants ou de nouvelles fonctions en s'appuyant simplement sur les propriétés bien connues des Fabry-Pérot. Il s'agit d'une aide non négligeable dans les premières étapes de conception.

Concernant l'adressage sur substrat transparent, l'étude de conception a permis d'explorer deux approches différentes pour une ligne d'adressage composée de CRIGFs. En utilisant un CRIGF par pixel, il apparaît qu'une chaîne de CRIGFs résonants ne permet pas l'extraction d'une même puissance sur tous les pixels. Ainsi, l'intensité décroît le long de la ligne et les résonances de chaque CRIGF possèdent des profils bien distincts, tant au niveau spectral que spatial. Dans cette même configuration avec un CRIGF par pixel, l'utilisation de CRIGFs non résonants (c'est à dire ayant des longueurs d'onde de résonance distinctes) a été envisagée. Elle permet d'adresser collectivement une ligne de pixels, mais leur nombre est limité par la gamme spectrale disponible. Elle permet aussi d'aller au-delà d'un adressage collectif en adressant individuellement chaque pixel en contrôlant la longueur injectée dans le guide, en multiplexant les pixels en longueur d'onde. Avec un long CRIGF pour plusieurs pixels, l'émission d'un signal à une même longueur d'onde pour plusieurs pixels est démontrée. Cela peut être réalisé avec le mode fondamental présentant un profil d'intensité constant le long de la ligne, ou avec un mode d'ordre supérieur présentant un profil d'intensité périodique adapté au pas des pixels. L'efficacité de l'émission et la symétrisation des profils peuvent être obtenues grâce à une excitation symétrique de la structure. Tout ceci nécessitant une source spectralement très fine, l'utilisation d'une source blanche sur une telle structure a aussi été étudiée. L'émission est bornée spectralement par le plateau de réflectivité des DBRs et est relativement constante spatialement. Cette disposition semble être aussi une solution crédible pour l'adressage.

En outre nous avons établi qu'en utilisant des GCs façonnés nous pouvions produire des profils d'intensité complexes arbitraires. Cette approche est compatible avec la réalisation d'un adressage mais permet aussi de concevoir directement un dispositif d'affichage passif transparent. Une étude préliminaire a aussi permis de montrer l'intérêt de cette structure pour la conception d'un afficheur holographique. A l'aide de matériaux dont l'indice peut être contrôlé, comme des cristaux liquides, il est envisageable d'obtenir un dispositif actif reposant sur le même principe. Néanmoins, pour toutes ces solutions, le contrôle des pertes du guide et du coefficient de couplage des réseaux GCs est crucial. En effet, ces paramètres limitent la taille totale du système, taille au-delà de laquelle la décroissance exponentielle des modes guidés devient rédhibitoire. A l'heure actuelle, il est difficile d'envisager des structures centimétriques comprenant un long CRIGF ou un grand nombre de CRIGFs.

Des agencements de plusieurs longs CRIGFs ou de plusieurs structures à base de CRIGFs peuvent être envisagés pour repousser cette limitation. Cependant, une étape nécessaire sera de réduire autant que possible les pertes dans les guides servant de base à ces structures.

Concernant la mise en œuvre technologique de ces solutions, des procédés établis précédemment ou parallèlement à la thèse, pour réaliser des CRIGFs sur silice et nitrure de silicium ont d'abord été présentés. S'ils impliquent des étapes de lithographie électronique ou de lithographie par nano impression, les résolutions nécessaires à la fabrication de réseaux sont compatibles avec les techniques de lithographie classique. Ceci assure une éventuelle compatibilité avec une fabrication à grande échelle en vue d'une industrialisation. Les CRIGFs fabriqués selon ces procédés ont été caractérisés optiquement. Leurs spectres expérimentaux ont été ainsi comparés avec les spectres modélisés afin de valider notre modèle et la compréhension des principes physiques régissant le fonctionnement des CRIGFs. Une étape vers la première réalisation de CRIGFs en polymères sur verre a été franchie avec les dimensionnements de guides ruban ou planaires et de réseaux DBRs. La réalisation complète de guides ruban par lithographie laser a été étudiée. Il ressort de cette étude que le système initialement choisi ne permet pas d'atteindre la résolution et le rapport de forme visés pour un guide monomode dans le proche infrarouge. Une alternative reposant sur de la lithographie par projection a été testée et des premiers résultats sont encourageants.

Annexe A

Définition de réseaux

Nous avons vu que la position et la définition exacte de la perturbation introduite dans chaque période du réseau avait une importance capitale dans la détermination précise des propriétés modales d'un CRIGF. Nous présentons ici les relations qui existent entre les coefficients de couplage α , κ et χ pour quatre profils de réseaux qui se distinguent deux à deux par le signe de la perturbation (dent ou creux) ou la définition du facteur de remplissage (fraction de la période du réseau occupée par la dent ou par le creux). La Figure A.1 résume ces différentes relations.





G^i 0 Λ	Signe perturbation $(n_1^2 - n_2^2)$	Série de Fourier	C_m^i $(C_{-m}^i = C_m^i)$	Coefficients GC $\alpha \propto C_1^i ^2$ $\kappa \propto (C_1^i)^2$ $\chi \propto C_2^i$	Coefficient DBR $\chi \propto C_1^i$	Coefficients champ rayonné $\rho_{vi,a} \propto C_{-1}^i$ $\rho_{vi,b} \propto C_1^i$
G^0 	$(n_1^2 - n_2^2) < 0$	$G^0(y) = \sum_m C_m^0 e^{-jmKy}$	$C_1^0 > 0$ $C_2^0 < 0$	$\alpha > 0$ $\kappa > 0$ $\chi < 0$	$\chi > 0$	$\rho_{vi,a} > 0$ $\rho_{vi,b} > 0$
G^1 	$(n_1^2 - n_2^2) > 0$	$G^1(y) = \sum_m C_m^1 e^{-jmKy}$	$C_1^1 < 0$ $C_2^1 > 0$	$\alpha > 0$ $\kappa > 0$ $\chi > 0$	$\chi < 0$	$\rho_{vi,a} < 0$ $\rho_{vi,b} < 0$
G^2 	$(n_1^2 - n_2^2) < 0$	$G^2(y) = \sum_m C_m^2 e^{-jmKy}$	$C_1^2 > 0$ $C_2^2 > 0$	$\alpha > 0$ $\kappa > 0$ $\chi > 0$	$\chi > 0$	$\rho_{vi,a} > 0$ $\rho_{vi,b} > 0$
G^3 	$(n_1^2 - n_2^2) > 0$	$G^3(y) = \sum_m C_m^3 e^{-jmKy}$	$C_1^3 < 0$ $C_2^3 < 0$	$\alpha > 0$ $\kappa > 0$ $\chi < 0$	$\chi < 0$	$\rho_{vi,a} < 0$ $\rho_{vi,b} < 0$

FIGURE A.1 – Valeurs de coefficients dans les différentes sections, selon différents profils de réseau.

Annexe B

Scripts Scilab

Nous listons ici quatre scripts pour reproduire les spectres et les image hyperspectrales du Chapitre 2. Script des fonctions du modèle :

```
//////////Fonctions du modèle des modes couplés 1
//////////
3
5
function [S]=TversS(T)//fonction pour convertir une matrice T donnée en 7
    matrice S
    S=1/T(1,1)*[T(2,1) det(T);1 -T(1,2)];
endfunction 9
function [T]=SversT(S)//fonction pour convertir une matrice S donnée en 11
    matrice T
    T=1/S(2,1)*[1 -S(2,2);S(1,1) -det(S)];
endfunction 13
function [GC]=matGC_field(Lgc,lam,Kgc,a,betA,Tgc) 15
//Descriptif de la fonction et ses arguments:
// calcule la matrice de Scattering (selon Coldren) 2x2 d'un Grating 17
// Coupler équivalent, agissant sur les modes guidés propagatif et contre
// propagatifs :
// - avec la taille du réseau Lgc en unité
// de longueur (ex: mm)
// - à la longueur d'onde lam en unité de 19
// longueur (ex: mm)
// - avec Kgc coefficient de couplage, en
// inverse de l'unité de longueur (ex: nm-1), correspondant à du couplage
// contre propagatif
// - avec a coefficient de découplage vers 21
// tous les modes rayonnés, en inverse de la longueur (ex: nm-1)
// - avec betA, la constante de propagation
// des modes guidés à la longueur d'onde lam en unité de longueur (ex: nm)
// - avec la taille de la période du GC Tgc 23
// en unité de longueur (ex: mm)
//Descriptif du fonctionnement 25
// [a2;b1]=matGC_field(Lgc,lam,Kgc,a,betA,Tgc)x[a1;b2]
// [a1;b2] vecteur constitué des valeurs des champs des modes 27
// guidés entrant dans le GC
// [a2;b1] vecteur constitué des valeurs des champs des modes
// guidés sortant du GC
// 29
```

```

//          a1->| GC(Lgc , lam , Kgc , a , betA , Tgc)|->b1
//          a2<-|-----|<-b2
//
//          delta=2*%pi/Tgc-betA;          //calcul de l'écart à la résonance; à ré
//          sonance , delta=0;
//          R=sqrt((a-%i*delta).^2-Kgc.^2); //valeur propre de la solution aux é
//          quations de couplage du GC
//
//          if delta==0 & R==0 then
//              GC=[-a*Lgc/(1+a*Lgc) exp(-%i*betA*Lgc)/(1+a*Lgc);exp(-%i*betA*Lgc)
//                  /(1+a*Lgc) -a*Lgc*exp(-%i*2*betA*Lgc)/(1+a*Lgc)];
//          else
//              //Ecriture de la matrice
//              GC=[-Kgc*(exp(2*Lgc*R)-1)/((-%i*delta+R+a)*exp(2*Lgc*R)+%i*delta+R-a)
//                  2*R*exp(-%i*(delta+betA)*Lgc+Lgc*R)/((-%i*delta+R+a)*exp(2*Lgc*R)+%i
//                  *delta+R-a);2*R*exp(-%i*(delta+betA)*Lgc+Lgc*R)/((-%i*delta+R+a)*exp
//                  (2*Lgc*R)+%i*delta+R-a) -Kgc*(exp(2*Lgc*R)-1)*exp(-%i*2*(delta+betA)
//                  *Lgc)/((-%i*delta+R+a)*exp(2*Lgc*R)+%i*delta+R-a)]
//          end
//          endfunction
//
//          function [DBR]=matDBR_field(Lbr , lam , Kba , betA , Tgc)
//          //Descriptif de la fonction et ses arguments:
//          //          calcule la matrice de scattering (au sens de Coldren) 2x2 d'un DBR é
//          //          quivalent , agissant sur les modes guidés propagatif et contre
//          //          propagatifs :
//          //          - avec la taille du réseau Lbr en unité
//          //          de longueur (ex: mm)
//          //          - à la longueur d'onde lam en unité de
//          //          longueur (ex: mm)
//          //          - avec Kba coefficient de couplage , en
//          //          inverse de l'unité de longueur (ex: mm-1), correspondant à du couplage
//          //          contre propagatif
//          //          - betA , constante de propagation des
//          //          modes guidés à la longueur d'onde lam en unité de longueur (ex: mm)
//          //          - avec la taille de la période du GC Tgc ,
//          //          soit deux fois la période du DBR en unité de longueur (ex: mm)
//          //Descriptif du fonctionnement
//          //          [a2 ; b1]=matDBR_field(Lbr , lam , Kgc , a , betA , Tgc)x[a1 ; b2]
//          //          [a1 ; b2] vecteur constitué des valeurs des champs des modes
//          //          guidés entrant dans le DBR
//          //          [a2 ; b1] vecteur constitué des valeurs des champs des modes
//          //          guidés sortant du DBR
//          //          a1->| DBR(Lbr , lam , Kba , betA , Tgc) |->b1
//          //          a2<-|-----|<-b2
//          //
//          delta=2*%pi/Tgc-betA;          //calcul de l'écart à la résonance; à ré
//          sonance , delta=0;
//          r=sqrt(Kba^2-delta^2); //valeur propre de la solution aux équations de
//          couplage du DBR
//          //Ecriture de la matrice
//          DBR=[(exp(2*Lbr*r)-1)*Kba/(delta*exp(2*Lbr*r)+%i*r*exp(2*Lbr*r)-delta+
//              %i*r) 2*%i*r*exp(-%i*(delta+betA)*Lbr+Lbr*r)/(delta*exp(2*Lbr*r)+%i*
//              r*exp(2*Lbr*r)-delta+%i*r);2*%i*r*exp(-%i*(delta+betA)*Lbr+Lbr*r)/((
//              delta+%i*r)*exp(2*Lbr*r)-delta+%i*r) Kba*(exp(2*Lbr*r)-1)*exp(-2*%i
//              *(delta+betA)*Lbr)/((delta+%i*r)*exp(2*Lbr*r)-delta+%i*r)];
//          endfunction

```

function PsiD=psi_PS(PsiG,L,betAo)//fonction calculant le champs sortant PsiD de la zone de PS à droite en fonction du champs entrant PsiG dans la zone de PS	69
T=inv([exp(%i*betAo*L) 0;0 exp(-%i*betAo*L)]); //calcul matrice transfert PS	71
PsiD(:)=T*PsiG(:); //champ entrant à gauche et sortant à droite endfunction	73
function PsiD=psi_DBR(PsiG,L,lamo,Kba,betAo,Tgc)//fonction calculant le champs Psi sortant PsiD d'un DBR à droite en fonction du champs entrant PsiG dans le DBR	75
T21=inv(SversT(matDBR_field(L,lamo,Kba,betAo,Tgc))); //calcul matrice transfert DBR	
PsiD(:)=T21*PsiG(:); //champ entrant à gauche et sortant à droite endfunction	77
	79
function PsiD=scan_psi_PS(PsiG,N,L,betAo)//fonction calculant le champs PsiD en N points dans la zone du PS de longueur L, en fonction du champs entrant à gauche PsiG	
L=linspace(0,L,N)	81
for i=1:length(L)	
T=inv([exp(%i*betAo*L(i)) 0;0 exp(-%i*betAo*L(i))]); //calcul matrice transfert PS	83
PsiD(:,i)=T*PsiG(:); //champ entrant à gauche et sortant à droite end	85
endfunction	87
function PsiD=scan_psi_GC(PsiG,N,L,lamo,Kgc,a,betAo,Tgc)//fonction calculant le champs PsiD en N points dans la zone du GC de longueur L, en fonction du champs entrant à gauche PsiG	
L=linspace(0,L,N)	89
for i=1:length(L)	
T=inv(SversT(matGC_field(L(i),lamo,Kgc,a,betAo,Tgc))); //calcul matrice transfert GC	91
PsiD(:,i)=T*PsiG(:); //champ entrant a gauche et sortant a droite end	93
endfunction	95
function PsiG=Ipsi_PS(PsiD,L,betAo)//fonction calculant le champs entrant PsiG de la zone de PS à gauche en fonction du champs sortant à droite PsiD dans la zone de PS	
T=[exp(%i*betAo*L) 0;0 exp(-%i*betAo*L)]; //calcul matrice transfert PS	97
PsiG(:)=T*PsiD(:); //champ sortant à gauche et entrant à droite endfunction	99
function PsiG=Ipsi_DBR(PsiD,L,lamo,Kba,betAo,Tgc)//fonction calculant le champs entrant PsiG de la zone de DBR à gauche en fonction du champs sortant à droite PsiD dans la zone de DBR	101
T21=SversT(matDBR_field(L,lamo,Kba,betAo,Tgc)); //calcul matrice transfert DBR	
PsiG(:)=T21*PsiD(:); endfunction	103
	105
function PsiG=Iscan_psi_GC(PsiD,N,L,lamo,Kgc,a,betAo,Tgc)//fonction calculant le champs PsiG en N points dans la zone du GC de longueur L, en fonction du champs entrant à droite PsiD	
L=linspace(0,L,N)	107
for i=1:length(L)	
T=SversT(matGC_field(L(i),lamo,Kgc,a,betAo,Tgc)); //calcul matrice	109

```

    transfert GC
    PsiG(:,i)=T*PsiD(:); //champ sortant à gauche et entrant à droite
end
endfunction

```

111

Script comparant les deux modélisations de DBR en modes couplés et en modèle période par période :

```

//////////Script comparant la modélisation d'un DBR par les modes
couplés et par un modèle période par période (Coldren)//////////
2

Tgc=560.7;//période de base du GC == 2x période DBR
lamo=850;//longueur d'onde de résonance
neffo=1.516;//indice effectif
betAo=2*%pi*neffo/lamo;//constante de propagation à la résonance
chi=[50 200]*1e-6;//chi coefficient de couplage contrapropagatif
Lbr=[50 200]*Tgc/2;//Longueur DBR
6
8
10
12

npts=400;//nombre de points pour interval spectral
lam=linspace(800,900,npts);
14

//////////Modèle modes couplés
//////////
exec("/usr/local/PARTAGE-PHOTO/Stages_Theses/Romain_Labordesque/
Manuscrit_07072016/Modelisation/PackModel.sce");//appel des fonctions du
modèle
18

for i=1:npts//boucle sur les longueurs d'onde
lami=lam(i);
betA=betAo*lamo/(lami); //Calcul de la constante de propagation
DBR1=matDBR_field(Lbr(1),lami,chi(1),betA,Tgc);
DBR2=matDBR_field(Lbr(2),lami,chi(1),betA,Tgc);
DBR3=matDBR_field(Lbr(1),lami,chi(2),betA,Tgc);
DBR4=matDBR_field(Lbr(2),lami,chi(2),betA,Tgc);
R1(i)=abs(DBR1(1,1)).^2;
R2(i)=abs(DBR2(1,1)).^2;
R3(i)=abs(DBR3(1,1)).^2;
R4(i)=abs(DBR4(1,1)).^2;
end
20
22
24
26
28
30

//////////Modèle Coldren ISBN
0-471-11875-3//////////
//période du DBR
L=Tgc/2;
32
34

//coefficient de couplage chi défini par la longueur d'onde de résonance
lamo
//et le saut d'indice Dn
Dn=chi*lamo/2;
n1=(2*neffo+Dn)/2;
n2=n1-Dn; //Coldren ISBN 0-471-11875-3 p93 chi=2*Dn/lamo
36
38
40

//initialisation pour DBR de 50 periodes
interface12=zeros(2,2,2);
interface21=zeros(2,2,2);
Tdbr=zeros(2,2,2);
42
44
46

```

```

//Boucle sur les deux chi coefficients de couplage
for j=1:length(n2)
    a=0.5 //rapport cyclique
    //interface1 ->2
    r=(n1(j)-n2(j))/(n1(j)+n2(j)); //coefficient complexe de reflexion de l'
        interface
    t=sqrt(1-(-r)^2); //coefficient complexe de transmission de l'interface
    interface12(:,:,j)=1/t*[1 -r;-r 1]; // matrice T de l'interface
    //interface2 ->1
    r=(-n1(j)+n2(j))/(n1(j)+n2(j));
    t=sqrt(1-(-r)^2);
    interface21(:,:,j)=1/t*[1 -r;-r 1];

    //Boucle sur les longueurs d'onde
    for i=1:npts
        lami=lam(i);
        ///constante de propagation dans milieu n1(j)
        b=n1(j)*2*pi/lami;
        propagation1=[exp(i*b*(1-a)*L) 0;0 exp(-i*b*(1-a)*L)]; // matrice T
            du milieu n1 à la longueur d onde lami
        ///constante de propagation dans milieu n2
        b=n2(j)*2*pi/lami;
        propagation2=[exp(i*b*a*L) 0;0 exp(-i*b*a*L)];
        ///Ecriture d'une période
        Tdbr(:,:,j)=propagation1*interface12(:,:,j)*propagation2*interface21
            (:,:,j);
        DBR(:,:,j)=Tdbr(:,:,j)^50; //50 périodes de DBR
        DBR(:,:,j)=TversS(DBR(:,:,j)); //passage en matrice S
        R(i,j)=abs(DBR(1,1,j)).^2; // Réflexion
    end
end
R5=R(:,1);
R7=R(:,2);

//initialisation pour DBR de 200 périodes
interface12=zeros(2,2,2);
interface21=zeros(2,2,2);
Tdbr=zeros(2,2,2);

//Boucle sur les deux chi coefficients de couplage
for j=1:length(n2)
    //Transmission Matrices
    a=0.5 //rapport cyclique
    //interface1 ->2
    r=(n1(j)-n2(j))/(n1(j)+n2(j));
    t=sqrt(1-(-r)^2);
    interface12(:,:,j)=1/t*[1 -r;-r 1];
    //interface2 ->1
    r=(-n1(j)+n2(j))/(n1(j)+n2(j));
    t=sqrt(1-(-r)^2);
    interface21(:,:,j)=1/t*[1 -r;-r 1];
    for i=1:npts
        lami=lam(i);
        ///propagation dans milieu n1(j)
        b=n1(j)*2*pi/lami;
        propagation1=[exp(i*b*(1-a)*L) 0;0 exp(-i*b*(1-a)*L)];
        ///propagation dans milieu n2
        b=n2(j)*2*pi/lami;
        propagation2=[exp(i*b*a*L) 0;0 exp(-i*b*a*L)];
        ///Ecriture d'une période
        Tdbr(:,:,j)=propagation1*interface12(:,:,j)*propagation2*interface21

```

```

        (:, :, j);
        DBR(:, :, j)=Tdbr(:, :, j)^200; //200 périodes de DBR
        DBR(:, :, j)=TversS(DBR(:, :, j)); //passage en matrice S
        R(i, j)=abs(DBR(1,1,j)).^2;//Réflexion
    end
end
end
R6=R(:,1);
R8=R(:,2);

//////////////////////////////////////// AFFICHAGE
////////////////////////////////////////
hd=gdf();
hd.children.font_size=4;
hd.children.title.font_size=5;
hd.children.x_label.font_size=5;
hd.children.y_label.font_size=5;
hd.axes_size=[600; 600];
//
h=scf();
h.axes_size = [762,645];
subplot(221)
plot(lam,R1,'r. ');
plot(lam,R5,'g- ');
h.children(1).children(1).children.thickness=2;
xlabel('$\text{Longueur d\'onde (mm)}$');
ylabel('$\text{P}_{\text{R}}$');
xtitle('$L=$'+string(Lbr(1)*2/Tgc)+'$\Lambda_{\text{DBR}}\text{, } \chi=$'+string(
    chi(1)*1e6)+'$mm^{-1}$');
subplot(222)
plot(lam,R2,'r. ');
plot(lam,R6,'g- ');
h.children(1).children(1).children.thickness=2;
xlabel('$\text{Longueur d\'onde (mm)}$');
ylabel('$\text{P}_{\text{R}}$');
xtitle('$L=$'+string(Lbr(2)*2/Tgc)+'$\Lambda_{\text{DBR}}\text{, } \chi=$'+string(
    chi(1)*1e6)+'$mm^{-1}$');
subplot(223)
plot(lam,R3,'r. ');
plot(lam,R7,'g- ');
h.children(1).children(1).children.thickness=2;
xlabel('$\text{Longueur d\'onde (mm)}$');
ylabel('$\text{P}_{\text{R}}$');
xtitle('$L=$'+string(Lbr(1)*2/Tgc)+'$\Lambda_{\text{DBR}}\text{, } \chi=$'+string(
    chi(2)*1e6)+'$mm^{-1}$');
subplot(224)
plot(lam,R4,'r. ');
plot(lam,R8,'g- ');
h.children(1).children(1).children.thickness=2;
xlabel('$\text{Longueur d\'onde (mm)}$');
ylabel('$\text{P}_{\text{R}}$');
xtitle('$L=$'+string(Lbr(2)*2/Tgc)+'$\Lambda_{\text{DBR}}\text{, } \chi=$'+string(
    chi(2)*1e6)+'$mm^{-1}$');

D=h.children(1).data_bounds;
h.children(2:4).data_bounds=D;

```

Script reproduisant le spectre (échelle linéaire) du CRIGF étudié en 2.4.4 :

1

```

exec (" /usr/local/PARTAGE-PHOTO/Stages_Theses/Romain_Laberdesque/
      Manuscrit_07072016/Modelisation/PackModel.sce "); //appel des fonctions du
      modèle
3

Tgc=528; //période du GC
5
//coefficients de couplages (en mm-1) à 850 nm
chi=-49.2*1e-6; //couplage contrepropagatif direct second ordre du GC
7
a=5.7*1e-6; //découplage premier ordre GC
Kgc=a+%i*chi; //couplage contrapropagatif indirect premier ordre GC
9
Kba=420.7*1e-6; //couplage contrapropagatif direct premier ordre du DBR
11

// longueurs en nm
13
Lbf=30*Tgc/2; //DBR avant
Lbr=30*Tgc/2; //DBR arrière
15
L1=(1.05-0.75)*Tgc; //Lps
Lgc=101*Tgc; //Lgc
17

//////////excitation asymétrique
19
In=[1;0]; //par le DBR de gauche
21

//////////excitation symétrique
23
//In=[1;1];
//////////excitation anti-symétrique
25
//In=[1;-1];
//In=[-1;1];
27

lam=linspace(880,810,3000); //vecteur longueurs d'onde
29
Nlam=length(lam);
neffo=1.598; //indice effectif
31

for j=1:Nlam //boucle sur les longueurs d'onde
33
    lamo=lam(j);
    if (lamo-floor(lamo))<=0.01
35
        disp(lamo)
        disp('progression ... '+string(j/Nlam*100)+'%')
37
    end
    betAo=2*%pi*neffo/lamo;
39
    ////////////Calcul systeme entier
    GC=matGC_field(Lgc,lamo,Kgc,a,betAo,Tgc);
41
    rDBR=matDBR_field(Lbr,lamo,Kba,betAo,Tgc);
43
    fDBR=matDBR_field(Lbf,lamo,Kba,betAo,Tgc);
    ////////////passage aux matrices T
45
    GC=SversT(GC);
    rDBR=SversT(rDBR);
47
    fDBR=SversT(fDBR);
    PS=[exp(%i*betAo*L1) 0;0 exp(-%i*betAo*L1)];
49
    CRIGF=fDBR*PS*GC*PS*rDBR;
    Out=TversS(CRIGF)*In; //calcul avec matrice S
51
    //In(1) (injection) ; In(2) (injection en sortie)
    //Out(1) (reflection) ; Out(2) (transmission)
53
    Pr(j)=(abs(Out(1)))^2;
    Pt(j)=(abs(Out(2)))^2;
55
    Pout(j)=(1-Pr(j)-Pt(j));
end
57

h=scf();
59
h.children.font_size=3;
h.children.x_label.font_size=4;
61

```



```

h.children.y_label.font_size=4;
h.children.title.font_size=5;
h.axes_size = [610,460];
h.children.tight_limits="on";
plot(lam,Pout);plot(lam,Pr,'r');plot(lam,Pt,'g');
xtitle('$\chi_{\text{DBR}}$'+string(real(Kba*1e6))+'$\text{mm}^{-1}$,\ \alpha
=\kappa$'+string(real(Kgc*1e6))+'$\text{mm}^{-1}$\ \chi_{\text{GC}}$'+
string(imag(Kgc*1e6))+'$\text{mm}^{-1}$')
xlabel('$n_{\text{eff}}$'+string(neffo)+'$,\ L_{\text{DBR}}$'+string(2*Lbr/Tgc)+'$
\Lambda_{\text{DBR}}$,\ L_{\text{GC}}$'+string(Lgc/Tgc)+'$\Lambda_{\text{GC}}$,\ L_{\text{PS}}$'+
string(L1/Tgc)+'$\Lambda_{\text{GC}}$')

```

Script reproduisant les images hyperspectrales de la Figure 2.41 :

```

////////////////////:Image hyperspectrale en intensité et en phase
//exec("/usr/local/PARTAGE-PHOTO/Stages_Theses/Romain_Laberdesque/
Manuscrit_07072016/Modelisation/PackModel.sce");//appel des fonctions du
modèle
OS=getos();
if OS=="Windows" then
    exec('D:\Documents\Documents\Thèse\Manuscrit_final\Modelisation\
PackModel.sce')
else
    exec('/usr/local/PARTAGE-PHOTO/Stages_Theses/Romain_Laberdesque/
Manuscrit/Modelisation/PackModel.sce')
end
Tgc=528;//période du GC
//coefficients de couplages (en mm-1) à 850 mm
chi=-49.2*1e-6;//couplage contrepropagatif direct second ordre du GC
a=5.7*1e-6;//découplage premier ordre GC
Kgc=a+%i*chi;//couplage contrapropagatif indirect premier ordre GC
Kba=420.7*1e-6;//couplage contrapropagatif direct premier ordre du DBR
// longueurs en mm
Lbf=20*Tgc/2;//DBR avant (20 périodes pour meilleur contraste)
Lbr=30*Tgc/2;//DBR arrière
L1=(1.05-0.75)*Tgc;//PS
Lgc=101*Tgc;//GC
N=5;//point par period
Nt=N*Lgc/Tgc;//Nombre total de points
psi_GC=zeros(2,Nt);
y=linspace(0,Lgc,Nt);
////////////////////excitation asymétrique
In=[1;0]; //par le DBR de gauche
//In=[0;1]; //par le DBR de droite
////////////////////excitation symétrique
//In=[1;1];
////////////////////excitation anti-symétrique
//In=[1;-1];
//In=[-1;1];
lam=linspace(880,810,1500);//vecteur longueurs d'onde
Nlam=length(lam);

```

```

//initialisation
PWa=zeros(Nlam,Nt);
PWb=zeros(Nlam,Nt);
Pt=zeros(Nlam,1);
Pr=zeros(Nlam,1);
Pout=zeros(Nlam,1);

neffo=1.598;
for j=1:Nlam
    lamo=lam(j);
    if (lamo-floor(lamo))<=0.01
        disp(lamo)
        disp('progression ... '+string(j/Nlam*100)+'%')
    end
    betAo=2*pi*neffo/lamo;

//////////Calcul systeme entier
GC=matGC_field(Lgc,lamo,Kgc,a,betAo,Tgc);
rDBR=matDBR_field(Lbr,lamo,Kba,betAo,Tgc);
fDBR=matDBR_field(Lbf,lamo,Kba,betAo,Tgc);
//////////passage en transmission
GC=SversT(GC);
rDBR=SversT(rDBR);
fDBR=SversT(fDBR);
PS=[exp(%i*betAo*L1) 0;0 exp(-%i*betAo*L1)];
CRIGF=fDBR*PS*GC*PS*rDBR;
Out=TversS(CRIGF)*In; //calcul en scattering !!! Mais var matrices
    toujours en transmission
//In(1) (injection); In(2) (injection en sortie)
//Out(1) (reflection); Out(2) (transmission)
Pr(j)=(abs(Out(1)))^2;
Pt(j)=(abs(Out(2)))^2;
Pout(j)=(1-Pr(j)-Pt(j));

//////////Reconstruction des champs rayonnés
psi(:,1)=[In(1);Out(1)]; //Champs au début, du côté de l'injection
psi(:,2)=psi_DBR(psi(:,1),Lbf,lamo,Kba,betAo,Tgc); //Champs après le
    premier DBR
psi(:,3)=psi_PS(psi(:,2),L1,betAo); //Champs après le PS
psi_GC=scan_psi_GC(psi(:,3),Lgc/Tgc*N,Lgc,lamo,Kgc,a,betAo,Tgc); //
    Champs dans le GC

//Filtrage spatial du GC pour les modes guidés propagatif et
    contraprogatif
PWa(j,:)=1*psi_GC(1,:).*exp(%i*2*pi*1/Tgc*y);
PWb(j,:)=1*psi_GC(2,:).*exp(-%i*2*pi*1/Tgc*y);
end

//////////Récupération des positions des pics
s=sign(diff([-9999999 Pout.' 9999999]));
idx=(s(2:$).*s(1:$-1))===-1;
look=lam(idx);
indlam=look;
for i=1:length(look)
    [Min,indlam(i)]=min(abs(lam-look(i)));
end
indlam=indlam(indlam~=1&indlam~=Nlam);
modes_lam=lam(indlam(Pout(indlam)>Pout(indlam+1)|Pout(indlam)>Pout(indlam
-1)));

```

```

//////////////////////////////////// Affichage 100
hd=gdf();
hd.children.font_size=4; 102
hd.children.x_label.font_size=5;
hd.children.y_label.font_size=5; 104
hd.children.title.font_size=5;
hd.axes_size = [610,460]; 106
//////////////////////////////////// Intensité
h=scf(); 108
h.color_map=hotcolormap(128);
colorbar(0,max(abs(PWa+PWb).^2)) 110
h.children(1).title.text='$\text{I (u.a.)}$';
h.children(1).title.font_size=4; 112
h.axes_size = [610,460];
h.children.tight_limits="on"; 114
Sgrayplot(lam,y./1000,abs(PWa+PWb).^2);
ylabel('$\text{Position Y (}\mu\text{m)}$'); 116
xlabel('$\text{Longueur d'onde (mm)}$');
[Min,ind]=min(abs(modes_lam-843.744)); 118
plotmodes_lam=modes_lam((ind-3):(ind+2));
a1=gca(); 120
a2=newaxes();;
a2.filled="off"; 122
a2.x_location="top";
a2.axes_visible(1)="on"; 124
a2.data_bounds=a1.data_bounds;
xt=a2.x_ticks; 126
xt.labels=["$\rotatebox{90}{s_2}$"; "$\rotatebox{90}{s_1}$"; "$\rotatebox
{90}{s_0}$"; "$\rotatebox{90}{b_0}$"; "$\rotatebox{90}{b_1}$"; "$\
rotatebox{90}{b_2}$"];
xt.locations=plotmodes_lam'; 128
a2.x_ticks=xt;
a2.sub_ticks=[0 0]; 130
a2.axes_bounds=a1.axes_bounds;
a2.margins=a1.margins; 132
//////////////////////////////////// Phase 134
h=scf();
h.axes_size = [610,460]; 136
h.children.tight_limits="on";
h.color_map=graycolormap(128); 138
colorbar(-1,1)
Sgrayplot(lam,y./1000,atan(imag(PWa+PWb),real(PWa+PWb))); 140
h.children(1).title.text='$\text{Phase (radians)}$';
ylabel('$\text{Position Y (}\mu\text{m)}$'); 142
xlabel('$\text{Longueur d'onde (mm)}$');
h.children(1).title.font_size=4; 144
h.children(1).y_ticks.labels=["$\bold{-\pi}$"; "$\bold{-\pi/2}$"; "0"; "$\
bold{\pi/2}$"; "$\bold{\pi}$"];
[Min,ind]=min(abs(modes_lam-843.744)); 146
plotmodes_lam=modes_lam((ind-3):(ind+2));
a1=gca(); 148
a2=newaxes();;
a2.filled="off"; 150
a2.x_location="top";
a2.axes_visible(1)="on"; 152
a2.data_bounds=a1.data_bounds;
xt=a2.x_ticks; 154
xt.labels=["$\rotatebox{90}{s_2}$"; "$\rotatebox{90}{s_1}$"; "$\rotatebox
{90}{s_0}$"; "$\rotatebox{90}{b_0}$"; "$\rotatebox{90}{b_1}$"; "$\
rotatebox{90}{b_2}$"];

```

<code>xt.locations=plotmodes_lam ';</code>	156
<code>a2.x_ticks=xt;</code>	
<code>a2.sub_ticks=[0 0];</code>	158
<code>a2.axes_bounds=a1.axes_bounds;</code>	
<code>a2.margins=a1.margins;</code>	160

Bibliographie

- [1] inc Encyclopaedia Britannica. *The New Encyclopaedia Britannica*. Britannica Book of the Year. Encyclopædia Britannica, 2010.
- [2] <http://www.emagin.com/oled-microdisplays/>.
- [3] Pochi Yeh and Claire Gu. *Optics of liquid crystal displays*, volume 67. John Wiley & Sons, 2010.
- [4] <http://www.sid.org/>.
- [5] <http://www.lgdisplay.com/eng/product/technology/flexibleDisplay/>.
- [6] <http://www.businesswire.com/news/home/20150609006775/en/Samsung-Display-Introduces-Mirror-Transparent-OLED-Display#.VXgXLlxVikq>.
- [7] <http://www.planar.com/news/2015/11/5/planar-demonstrates-market-leadership-and-innovation-with-breakthrough-planar-lookthru-oled-transparent-display>.
- [8] <http://www.tomsguide.com/us/panasonic-transparent-lcd-tv,news-22080.html>.
- [9] Ho-Nyun Lee, Jaewoo Kyung, Myeon-Chang Sung, Do Youl Kim, Sun Kil Kang, Seong-Joong Kim, Chang Nam Kim, Hong-Gyu Kim, and Sung-Tae Kim. Oxide tft with multilayer gate insulator for backplane of amoled device. *Journal of the Society for Information Display*, 16(2) :265–272, 2008.
- [10] Jae Kyeong Jeong, Jong Han Jeong, Hui Won Yang, Tae Kyung Ahn, Minkyu Kim, Kwang Suk Kim, Bon Seog Gu, Hyun-Joong Chung, Jin-Seong Park, Yeon-Gon Mo, Hye Dong Kim, and Ho Kyoong Chung. 12.1-in. wxga amoled display driven by ingazno thin-film transistors. *Journal of the Society for Information Display*, 17(2) :95–100, 2009.
- [11] Jin-Seong Park, Tae-Woong Kim, Denis Stryakhilev, Jae-Sup Lee, Sung-Guk An, Yong-Shin Pyo, Dong-Bum Lee, Yeon Gon Mo, Dong-Un Jin, and Ho Kyoong Chung. Flexible full color organic light-emitting diode display on polyimide plastic substrate driven by amorphous indium gallium zinc oxide thin-film transistors. *Applied Physics Letters*, 95(1), 2009.
- [12] Klaus Ellmer. Past achievements and future challenges in the development of optically transparent electrodes. *Nat Photon*, 6(12) :809–817, December 2012.
- [13] Tadatsugu Minami. Transparent conducting oxide semiconductors for transparent electrodes. *Semiconductor Science and Technology*, 20(4) :S35, 2005.
- [14] U. Betz, M. Kharrazi Olsson, J. Marthy, M.F. Escolá, and F. Atamny. Thin films engineering of indium tin oxide : Large area flat panel displays application. *Surface and Coatings Technology*, 200(20–21) :5751 – 5759, 2006.
- [15] M. Katayama. Tft-lcd technology. *Thin Solid Films*, 341(12) :140 – 147, 1999.
- [16] Akshay Kumar and Chongwu Zhou. The race to replace tin-doped indium oxide : Which material will win ? *ACS Nano*, 4(1) :11–14, 2010. PMID : 20099909.

- [17] Jae Kyeong Jeong. The status and perspectives of metal oxide thin-film transistors for active matrix flexible displays. *Semiconductor Science and Technology*, 26(3) :034008, 2011.
- [18] M. Ito, C. Miyazaki, M. Ishizaki, M. Kon, N. Ikeda, T. Okubo, R. Matsubara, K. Hatta, Y. Ugajin, and N. Sekine. Application of amorphous oxide {TFT} to electrophoretic display. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354(19–25) :2777 – 2782, 2008. Amorphous and Nanocrystalline Semiconductors Proceedings of the 22nd International Conference on Amorphous and Nanocrystalline Semiconductors - Science and Technology 22nd International Conference on Amorphous and Nanocrystalline Semiconductors - Science and Technology.
- [19] Je-hun Lee, Do-hyun Kim, Dong-ju Yang, Sun-young Hong, Kap-soo Yoon, Pil-soon Hong, Chang-oh Jeong, Hong-Sik Park, Shi Yul Kim, Soon Kwon Lim, Sang Soo Kim, Kyoung-seok Son, Tae-sang Kim, Jang-yeon Kwon, and Sang-yoon Lee. 42.2 : World’s largest (15-inch) xga amlcd panel using igzo oxide tft. *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 39(1) :625–628, 2008.
- [20] Han’guk-Chöngbo-Tösu-Mullei-Hakhoe and Society for Information Display. *Digest of Technical Papers of 7th IMID, Volume 7, Daegu, Korea, August 27 - 31, 2007*. Number livr. 2. Korean Information Display Society, 2007.
- [21] Sang-Hee K. Park, Chi-Sun Hwang, Minki Ryu, Shinhyuk Yang, Chunwon Byun, Jaeheon Shin, Jeong-Ik Lee, Kimoon Lee, Min Suk Oh, and Seongil Im. Transparent and photo-stable zno thin-film transistors to drive an active matrix organic-light-emitting-diode display panel. *Advanced Materials*, 21(6) :678–682, 2009.
- [22] Weiran Cao, Jian Li, Hongzheng Chen, and Jiangeng Xue. Transparent electrodes for organic optoelectronic devices : a review. *Journal of Photonics for Energy*, 4(1) :040990, 2014.
- [23] Kyoung-Ho Kim and Q-Han Park. Perfect anti-reflection from first principles. *Scientific Reports*, 3 :1062–, January 2013.
- [24] B. L. Good, S. P. Simmons, and M. S. Mirotznik. Design of antireflection grading using magneto-dielectric materials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63(11) :4811–4817, Nov 2015.
- [25] Han-Kyeol Lee, Jin-Young Na, Yoon-Jong Moon, Tae-Yeon Seong, and Sun-Kyung Kim. Design of near-unity transmittance dielectric/ag/ito electrodes for gan-based light-emitting diodes. *Current Applied Physics*, 15(7) :833 – 838, 2015.
- [26] Jie Sun, Erman Timurdogan, Ami Yaacobi, Ehsan Shah Hosseini, and Michael R. Watts. Large-scale nanophotonic phased array. *Nature*, 493(7431) :195–199, January 2013.
- [27] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson. Space-division multiplexing in optical fibres. *Nat Photon*, 7(5) :354–362, May 2013.
- [28] Heliang Liu, Hwayaw Tam, P.K.A. Wai, and Edwin Pun. Low-loss waveguide crossing using a multimode interference structure. *Optics Communications*, 241(1–3) :99 – 104, 2004.
- [29] Amnon Yariv, Yong Xu, Reginald K. Lee, and Axel Scherer. Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis. *Opt. Lett.*, 24(11) :711–713, Jun 1999.
- [30] J.P. Spoonhower and D.L. Patton. Placement of lumiphores within a light emitting resonator in a visual display with electro-optical addressing architecture, October 10 2006. US Patent 7,120,332.

- [31] S. Suzuki, Y. Hatakeyama, Y. Kokubun, and Sai Tak Chu. Precise control of wavelength channel spacing of microring resonator add-drop filter array. *Journal of Lightwave Technology*, 20(4) :745–750, Apr 2002.
- [32] Andrea Bianco, Davide Cuda, Miquel Garrich Alabarce, Roberto Gaudino, Guido A Gavilanes Castillo, and Fabio Neri. Microring-based wavelength routing matrix. In *European Conference and Exposition on Optical Communications*, pages We–8. Optical Society of America, 2011.
- [33] D. M. Chiarulli, R. M. Ditmore, S. P. Levitan, and R. G. Melhem. An all optical addressing circuit : experimental results and scalability analysis. *Journal of Lightwave Technology*, 9(12) :1717–1725, Dec 1991.
- [34] Jee-Gong Chang and Cheng-Tai Lee. Random-dot pattern design of a light guide in an edge-lit backlight : integration of optical design and dot generation scheme by the molecular-dynamics method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 24(3) :839–849, Mar 2007.
- [35] Mihai Kusko, Cristian Kusko, and Dana Cristea. Method of determination of light-scatterer distribution in edge-lit backlight units using an analytical approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(9) :2015–2020, Sep 2010.
- [36] Junichi Inoue, Tomonori Ogura, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, Yasuhiro Awatsuji, and Shogo Ura. Fabrication of embedded 45-degree micromirror using liquid-immersion exposure for single-mode optical waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 30(11) :1563–1568, Jun 2012.
- [37] Nina Hendrickx, Jürgen Van Erps, Geert Van Steenberge, Hugo Thienpont, and Peter Van Daele. Tolerance analysis for multilayer optical interconnections integrated on a printed circuit board. *J. Lightwave Technol.*, 25(9) :2395–2401, Sep 2007.
- [38] G. Jiang, S. Baig, and M. R. Wang. Tunable optofluidic couplers for dynamic card-to-backplane optical interconnect. *Journal of Lightwave Technology*, 31(24) :4135–4141, Dec 2013.
- [39] C. Bovet and J.P. Cano. Transparent component with switchable reflecting elements, and devices including such component, 2010.
- [40] J. H. Harris, R. K. Winn, and D. G. Dalgoutte. Theory and design of periodic couplers. *Appl. Opt.*, 11(10) :2234–2241, Oct 1972.
- [41] S. S. Wang and R. Magnusson. Theory and applications of guided-mode resonance filters. *Appl. Opt.*, 32(14) :2606–2613, May 1993.
- [42] Th Tamir and ST Peng. Analysis and design of grating couplers. *Applied physics*, 14(3) :235–254, 1977.
- [43] D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Bienstman, and R. Baets. Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(8A) :6071–6077, 2006.
- [44] Tahar Touam and S. Iraj Najafi. Symmetric profile beams from waveguides with asymmetric grating couplers. *Appl. Opt.*, 36(12) :2554–2558, Apr 1997.
- [45] Shigeki Miyayama and Toshimitsu Asakura. Intensity profile of outgoing beams from uniform and linearly tapered grating couplers. *Appl. Opt.*, 20(4) :688–695, Feb 1981.
- [46] Keith A. Bates, Lifeng Li, Ronald L. Roncone, and James J. Burke. Gaussian beams from variable groove depth grating couplers in planar waveguides. *Appl. Opt.*, 32(12) :2112–2116, Apr 1993.
- [47] Ralf Waldhäusl, Bernd Schnabel, Peter Dannberg, Ernst-Bernhard Kley, Andreas Bräuer, and Wolfgang Karthe. Efficient coupling into polymer waveguides by gratings. *Appl. Opt.*, 36(36) :9383–9390, Dec 1997.

- [48] Toshihiro Kubota and Mitsuo Takeda. Array illuminator using grating couplers. *Opt. Lett.*, 14(12) :651–652, Jun 1989.
- [49] Tetsuji Nakaya, Yasufumi Katoh, Toshihiro Kubota, and Mitsuo Takeda. Diffraction efficiency of a grating coupler for an array illuminator. *Appl. Opt.*, 35(20) :3891–3898, Jul 1996.
- [50] Mitsuo Takeda and Toshihiro Kubota. Integrated optic array illuminator : a design for efficient and uniform power distribution. *Appl. Opt.*, 30(9) :1090–1095, Mar 1991.
- [51] J. Michael Miller, Nicole de Beaucoudrey, Pierre Chavel, Jari Turunen, and Edmond Cambril. Design and fabrication of binary slanted surface-relief gratings for a planar optical interconnection. *Appl. Opt.*, 36(23) :5717–5727, Aug 1997.
- [52] Seok Ho Song and El Hang Lee. Focusing-grating-coupler arrays for uniform and efficient signal distribution in a backboard optical interconnect. *Appl. Opt.*, 34(26) :5913–5919, Sep 1995.
- [53] Tingdi Liao and Stephen Sheard. Integrated-optic array illuminator : a new design for guided-wave optical interconnections. *Appl. Opt.*, 37(13) :2729–2734, May 1998.
- [54] David Fattal, Jingjing Li, Zhen Peng, Marco Fiorentino, and Raymond G. Beausoleil. Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities. *Nature Photonics*, 4 :466, 2010.
- [55] Ciyuan Qiu and Qianfan Xu. Controlling normal incident optical waves with an integrated resonator. *Opt. Express*, 19(27) :26905–26910, Dec 2011.
- [56] G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, and G.N. Van Den Hoven. Method and system for multiplexer waveguide coupling, November 26 2013. US Patent 8,594,503.
- [57] Kenji Kintaka, Katsuya Shimizu, Yuki Kita, Satoshi Kawanami, Junichi Inoue, Shogo Ura, and Junji Nishii. Potential characterization of free-space-wave drop demultiplexer using cavity-resonator-integrated grating input/output coupler. *Opt. Express*, 18(24) :25108–25115, Nov 2010.
- [58] K. Kintaka, J. Nishii, S. Murata, and S. Ura. Eight-channel wdm intraboard optical interconnect device by integration of add/drop multiplexers in thin-film waveguide. *Journal of Lightwave Technology*, 28(9) :1398–1403, 2010.
- [59] S. Ura, J. Inoue, and K. Kintaka. Recent research progress on cavity-resonator-integrated guided-mode resonance devices. In *Transparent Optical Networks (IC-TON), 2014 16th International Conference on*, pages 1–4, July 2014.
- [60] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Polarization-independent guided-mode resonance filter with crossed integration of waveguide cavity resonators. In *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics*, page ITu3B.7. Optical Society of America, 2012.
- [61] Robert R. Boye and Raymond K. Kostuk. Investigation of the effect of finite grating size on the performance of guided-mode resonance filters. *Appl. Opt.*, 39(21) :3649–3653, Jul 2000.
- [62] S. S. Wang, M. G. Moharam, R. Magnusson, and J. S. Bagby. Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 7(8) :1470–1474, Aug 1990.
- [63] R. Magnusson and S. S. Wang. New principle for optical filters. *Applied Physics Letters*, 61(9) :1022–1024, 1992.
- [64] Y. Ding and R. Magnusson. Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications. *Opt. Express*, 12(23) :5661–5674, Nov 2004.

- [65] A. Hessel and A. A. Oliner. A new theory of wood's anomalies on optical gratings. *Appl. Opt.*, 4(10) :1275–1297, Oct 1965.
- [66] D.G. Dalgoutte. A high efficiency thin grating coupler for integrated optics. *Optics Communications*, 8(2) :124 – 127, 1973.
- [67] S.T. Peng and T. Tamir. Directional blazing of waves guided by asymmetrical dielectric gratings. *Optics Communications*, 11(4) :405 – 409, 1974.
- [68] Takashi Aoyagi, Yoshinobu Aoyagi, and Susumu Namba. High-efficiency blazed grating couplers. *Applied Physics Letters*, 29(5) :303–304, 1976.
- [69] Günther Roelkens, Dries Van Thourhout, and Roel Baets. High efficiency silicon-on-insulator grating coupler based on a poly-silicon overlay. *Opt. Express*, 14(24) :11622–11630, Nov 2006.
- [70] Dirk Taillaert, Peter Bienstman, and Roel Baets. Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides. *Opt. Lett.*, 29(23) :2749–2751, Dec 2004.
- [71] Lukas Chrostowski. Optical gratings : Nano-engineered lenses. *Nat Photon*, 4(7) :413–415, July 2010.
- [72] E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Optica Acta : International Journal of Optics*, 33(5) :607–619, 1986.
- [73] F. Lemarchand, A. Sentenac, and H. Giovannini. Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures. *Opt. Lett.*, 23(15) :1149–1151, Aug 1998.
- [74] Anne-Laure Fehrembach. *Réseaux résonnants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le D. W. D. M.* PhD thesis, 2003. Thèse de doctorat dirigée par Maystre, Daniel et Sentenac, Anne Optique Aix-Marseille 3 2003.
- [75] Anne-Laure Fehrembach, Anne Talneau, Olga Boyko, Fabien Lemarchand, and Anne Sentenac. Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter. *Opt. Lett.*, 32(15) :2269–2271, Aug 2007.
- [76] A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, S. Bonnefont, E. Daran, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, and A. Sentenac. Measurement and modeling of 2d hexagonal resonant-grating filter performance. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(7) :1535–1540, Jul 2010.
- [77] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye. High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter. *Opt. Express*, 20(8) :9322–9327, Apr 2012.
- [78] Xavier Buet. *Nouvelles architectures de réseaux résonnants pour la stabilisation de diodes laser.* Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, October 2012.
- [79] Shogo Ura, Shunsuke Murata, Yasuhiro Awatsuji, and Kenji Kintaka. Design of resonance grating coupler. *Opt. Express*, 16(16) :12207–12213, Aug 2008.
- [80] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization. *Opt. Express*, 20(2) :1444–1449, Jan 2012.
- [81] N. Rassem, A.-L. Fehrembach, and E. Popov. Waveguide mode in the box with an extraordinary flat dispersion curve. *J. Opt. Soc. Am. A*, 32(3) :420–430, Mar 2015.

- [82] Akio Mizutani, Hisao Kikuta, and Koichi Iwata. Wave localization of doubly periodic guided-mode resonant grating filters. *Optical Review*, 10(1) :13–18, 2003.
- [83] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Eric B. Grann, and Drew A. Pommet. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(5) :1068–1076, May 1995.
- [84] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Drew A. Pommet, and Eric B. Grann. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings : enhanced transmittance matrix approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(5) :1077–1086, May 1995.
- [85] Allen Taflove and Susan C Hagness. *Computational electrodynamics*. Artech house publishers, 2000.
- [86] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307, May 1966.
- [87] S. W. Corzine L. A. Coldren. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley-Interscience, 1995.
- [88] T. Suhara H. Nishihara, M. Haruna. *Optical Integrated Circuits*. McGraw-Hill, 1989.
- [89] A. Yariv and P. Yeh. *Photonics : Optical Electronics in Modern Communications*. The Oxford series in electrical and computer engineering. Oxford University Press, 2007.
- [90] Scilab. <http://www.scilab.org/>.
- [91] Philippe Arguel. *Conception et technologie de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant par la surface au moyen de réflecteurs de Bragg distribués*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, December 1995.
- [92] Scott M. Norton, Turan Erdogan, and G. Michael Morris. Coupled-mode theory of resonant-grating filters. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(3) :629–639, Mar 1997.
- [93] Y. Ding and R. Magnusson. Band gaps and leaky-wave effects in resonant photonic-crystal waveguides. *Opt. Express*, 15(2) :680–694, Jan 2007.
- [94] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2005.
- [95] 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*, 32(11) :1973–1981, Nov 2015.
- [96] Haoshuo Chen, Roy van Uden, Chigo Okonkwo, and Ton Koonen. Compact spatial multiplexers for mode division multiplexing. *Opt. Express*, 22(26) :31582–31594, Dec 2014.
- [97] D. A. Bykov and L. L. Doskolovich. Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory. *Journal of Lightwave Technology*, 31 :793–801, March 2013.
- [98] Kenji Kintaka, Koji Hatanaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for highly efficient coupling with gaussian beam. In *Advanced Photonics 2013*, page IT5A.5. Optical Society of America, 2013.
- [99] S. Hernandez, O. Bouchard, E. Scheid, E. Daran, L. Jalabert, P. Arguel, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, and F. Lozes-Dupuy. 850 nm wavelength range nanoscale resonant optical filter fabrication using standard microelectronics techniques. *Microelectronic Engineering*, 84(4) :673 – 677, 2007.

- [100] M.J. Weber. *Handbook of Optical Materials*. Laser & Optical Science & Technology. Taylor & Francis, 2002.
- [101] B Bêche, N Pelletier, E Gaviot, and J Zyss. Single-mode te₀₀-tm₀₀ optical waveguides on su-8 polymer. *Optics Communications*, 230(1 - 3) :91 – 94, 2004.
- [102] David Yuk Kei Ko and JC Inkson. Matrix method for tunneling in heterostructures : Resonant tunneling in multilayer systems. *Physical Review B*, 38(14) :9945, 1988.
- [103] S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and Teruya Ishihara. Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B*, 66 :045102, Jul 2002.
- [104] X. Buet, A Guelmami, A Monmayrant, S. Calvez, C. Tourte, F. Lozes-Dupuy, and O. Gauthier-Lafaye. Wavelength-stabilised external-cavity laser diode using cavity resonator integrated guided mode filter. *Electronics Letters*, 48(25) :1619–1621, December 2012.
- [105] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, and B. A. Scott. Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films. *Applied Physics Letters*, 16(12) :523–525, 1970.
- [106] Junichi Inoue, Tomohiro Kondo, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, and Shogo Ura. Determination of cavity length of cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter. *Opt. Express*, 23(3) :3020–3026, Feb 2015.
- [107] R. Kazarinov and C. Henry. Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(2) :144 – 150, February 1985.
- [108] Lifeng Li. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :1024–1035, May 1996.
- [109] Sagemath. <http://www.sagemath.org/fr/>.