



HAL
open science

Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à $0.85 \mu\text{m}$

Stéphan Hernandez

► **To cite this version:**

Stéphan Hernandez. Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à $0.85 \mu\text{m}$. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT: . tel-00339517

HAL Id: tel-00339517

<https://theses.hal.science/tel-00339517>

Submitted on 18 Nov 2008

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.

Année 2008

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER

T H E S E

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier

Discipline : Optoélectronique et Photonique

par

Stéphan HERNANDEZ

**Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques
nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à 0.85 μm .**

Soutenue le 9 juillet 2008 devant le jury composé de :

Olivier Parriaux Professeur U J. Monnet

Christian Seassal CR CNRS

Vincent Paillard Professeur UPS

Jacques Berthon Ingénieur CNES

Anne Sentenac CR CNRS

Françoise Lozes DR CNRS

Remerciements

Le besoin en nouveaux composants optiques pour les communications spatiales a conduit le CNES et EADS Astrium à proposer un projet de recherche sur de nouvelles générations de filtres optiques. Je suis très heureux d'avoir pu bénéficier d'un soutien du CNES et d'EADS Astrium pour participer à cette étude dans le cadre de ma thèse. Je remercie tout particulièrement Jacques Berthon (CNES) et Emmanuel Sein (EADS Astrium) de m'avoir accordé leur confiance et de m'avoir introduit dans le monde passionnant du spatial.

Cette thèse a été réalisée en co-tutelle au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse, au sein du groupe Photonique et à l'Institut Fresnel du CNRS à Marseille, au sein de l'équipe CLARTE. Je remercie les directeurs du LAAS et de l'Institut Fresnel, Malik Ghallab et Claude Anra, de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire et de m'avoir permis de réaliser mes travaux.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du Jury qui m'a fait l'honneur d'évaluer mes travaux : Olivier Parriaux, Professeur à l'Université J.Monnet à Saint-Etienne et Christian Seassal, chargé de recherche du CNRS au INL à l'Ecole Centrale de Lyon, de s'être consacrés à la tâche de rapporteurs de cette thèse ; Vincent Paillard, Professeur à l'Université Paul Sabatier, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse; et Jacques Berthon, Ingénieur au CNES, d'avoir été examinateur de mon travail.

Je remercie particulièrement mes deux directrices de thèse, Françoise Lozes-Dupuy (directrice de recherche au LAAS) et Anne Sentenac (chargée de recherche à l'Institut Fresnel) de m'avoir supporté pendant un peu plus de 3 ans ! J'ai été impressionné par toute l'énergie que Françoise consacre à la recherche et par ses connaissances encyclopédiques. Anne m'a également surpris par son dynamisme et son niveau scientifique incroyables. J'ai de plus fortement apprécié leurs qualités humaines.

Je tiens aussi à remercier Anne-Laure Fehrembach pour sa gentillesse, sa patience et pour avoir réussi à me faire comprendre une partie des recherches théoriques, réputées incompréhensibles. Je remercie tout autant Olivier Gauthier-Lafaye, pour ses compétences scientifiques et pour m'avoir guidé tout au long de mes travaux au LAAS.

Merci également à tous les permanents avec qui j'ai pu travailler ou passer de bons moments pendant les conférences : Sophie Bonnefont, Philippe Arguel, Antoine Montmayrant, Emmanuel Scheid, Daniel Maystre, Fabien Lemarchand, Olga Boyco ...

Je tiens à remercier le personnel du service TEAM qui assure le fonctionnement de la centrale technologique dans la bonne humeur. Je pense tout particulièrement à Pascal Dubreuil et Laurent Jalabert de la zone gravure, à Ludovic Salvagnac et Sébastien Pinaud de la zone métallisation, Laurent Bouscayrol et Bernard Rousset de la zone de dépôts diélectriques ou encore David Colin de la zone de montage... Ce fut toujours un plaisir de travailler avec eux, notamment pendant les pots du LAAS, les matchs de rugby et les 3ème mi-temps!

Un grand MERCI à tous les FANTAstiques doctorants/stagiaires avec qui j'ai pu partager d'inoubliables moments pendant et en dehors des heures de « travail ». Comment oublier le mythique D28 et ses occupants ? Il faudrait une thèse entière pour raconter les bons moments passés ensemble ! Merci Benito (Draak 3), BouBou (Gersoï Laponien), Mat (trop vieille...), Gamin (game partner), Samos (manip jokes), Kostas (too slow but soo bright), Alexou (Gaillard newbie in love), Souad (notre petite dernière)... Merci aussi à OlivierD, Mous et Isaac pour les parties de Jorky endiablées ayant remplacés les ping pong gorginettes.

謝謝您 Papa Kostas pour les deux mois à Taiwan et à Mathieu pour sa visite et son expertise des genoux.

Enfin, un grand merci à la règle numéro 10 et à Panda pour m'avoir soutenu toutes ces années !

Table des matières

Table des matières	1
Introduction	3
Chapitre 1 Théorie	7
I. Théorie du réseau résonnant 2D.....	8
I.1 Introduction heuristique sur le fonctionnement du filtre	8
I.2 Etude phénoménologique (pôles et zéros) d'un réseau résonnant 2D	13
I.2.1 Diffraction par un réseau 2D	13
I.2.2 Pôles et zéros de la matrice de diffraction.....	17
I.2.3 Propriétés des zéros liées aux symétries de la structure.....	18
I.2.4 Réflexion et transmission du réseau	19
I.3 Calcul perturbatif des pôles.....	20
I.3.1 1 mode	24
I.3.1.1 Calcul du pôle.....	24
I.3.1.2 Interprétation	26
I.3.2 Plusieurs modes.....	28
II. Application à la conception d'un filtre.....	30
II.1 Taux de réjection.....	30
II.2 Largeur spectrale.....	32
II.3 Tolérance angulaire.....	34
II.4 Indépendance à la polarisation.....	36
II.4.1 Condition nécessaire	36
II.4.2 Incidence normale	38
II.4.3 Incidence oblique	38
II.5 Méthodologie de conception.....	41
II.5.1 Détermination des paramètres de l'empilement.....	41
II.5.2 Détermination des paramètres du réseau.....	42
II.5.3 Ajustement des paramètres.....	44
III. Conclusion.....	45
Chapitre 2 Conception et fabrication	47
I. Introduction	48
II. Etat de l'art des réseaux résonnants	48
III. Choix d'une technologie issue de la microélectronique Si	50
IV. Conception de la structure.....	54

IV.1	Paramètres du filtre en incidence normale	55
IV.2	Paramètres du filtre en incidence oblique	57
IV.3	Influence des paramètres	61
V.	Fabrication.....	63
V.1	Dépôt des couches minces PECVD/LPCVD.....	63
V.2	Lithographie électronique	64
V.2.1	Préparation des échantillons.....	65
V.2.2	Insolation.....	67
V.2.2.1	Paramètres d'exposition.....	67
V.2.2.2	Raccords de champs	71
V.3	Gravure plasma	72
V.4	Caractérisation structurelle des 2 filtres fabriqués.....	81
VI.	Correction des imprécisions de fabrication.....	83
VII.	Conclusion.....	83
Chapitre 3 Analyse expérimentale des filtres réalisés		85
I.	Introduction	86
II.	Banc de caractérisation.....	86
III.	Incidence normale	88
III.1	Résultats expérimentaux	88
III.1.1	Conditions expérimentales	88
III.1.2	Réponse spectrale ($\theta=0^\circ$)	89
III.1.3	Tolérance angulaire et accordabilité	91
III.1.4	Polarisation.....	94
III.2	Analyse des résultats	96
III.2.1	Réponse spectrale.....	96
III.2.2	Tolérance angulaire et accordabilité	98
III.2.3	Polarisation.....	99
III.3	Origine des pertes.....	101
IV.	Incidence oblique	105
IV.1	Conditions expérimentales	105
IV.2	Résultats expérimentaux	105
IV.3	Analyse des résultats	109
V.	Conclusion.....	111
Conclusion.....		113
Annexe		117
Bibliographie.....		124

Introduction

Le développement des techniques d'holographie et de lithographie permet d'exploiter les propriétés des réseaux diffractants dans une grande variété de composants photoniques. Ils sont incorporés dans des diodes laser comme réflecteurs de Bragg distribués, dans différentes fonctions d'optique intégrée pour le multiplexage en longueur d'onde ou les interconnexions optiques, ou inscrits au sein même des fibres, conduisant à une grande variété de capteurs pour la détection d'éléments chimiques, la mesure des températures, des pressions, des accélérations etc... [Lee et al. 2007] [Pagnoux et al. 2005].

Parmi ces dispositifs, les réseaux résonnants suscitent un très vif intérêt car ils permettent d'obtenir des filtres ultra-sélectifs à partir d'une structure relativement simple. Cette structure est constituée par un guide diélectrique sur lequel est gravé un réseau sub-longueur d'onde de faible profondeur. Hors résonance, la structure réfléchit et transmet la lumière selon les propriétés de réflectivité et transmission très proches de celles du dioptre constitué par l'empilement de couches diélectriques. Ces propriétés subissent une très forte variation à la résonance, lorsque le mode propre du guide est excité, pour des conditions spécifiques d'incidence, de polarisation et de longueur d'onde : à la résonance, une structure anti-reflet se comporte comme un miroir, tandis qu'un miroir transmet alors la lumière.

Dans les années 1990, les filtres à réseaux résonnants 1D sont apparus comme une alternative aux filtres Fabry-Perot, pour une utilisation en espace libre. Ces filtres sont particulièrement avantageux pour un fonctionnement en réflexion, car la réalisation nécessite un faible nombre de couches pour assurer la transmission large bande hors résonance. Du point de vue de l'utilisateur, ils sont complémentaires des filtres Fabry-Perot, utilisés essentiellement en transmission, le fonctionnement en réflexion sous incidence oblique permettant un montage simplifié sans lame séparatrice. Cependant, l'utilisation pratique de ces filtres est limitée par une très forte sélectivité angulaire, d'autant plus contraignante pour les filtres ultra-sélectifs car la divergence du faisceau est plus grande que la tolérance angulaire du filtre, cette limitation devenant plus importante sous incidence oblique. La sensibilité de la réponse du filtre à la polarisation constitue une autre limitation.

Plus récemment, les réseaux résonnants 2D ont été proposés pour améliorer la tolérance angulaire et obtenir l'insensibilité à la polarisation des filtres sous incidence oblique [Fehrembach and Sentenac 2005 ; Mizutani et al 2001]. Ces premiers travaux démontrent des

potentialités théoriques intéressantes, qui restent cependant à confirmer expérimentalement en tenant compte des limitations actuelles des procédés de réalisation et des conditions pratiques d'utilisation.

L'objet de cette thèse est d'étudier et concevoir des filtres optiques ultra-sélectifs, en exploitant une structure de réseau résonnant 2D pour surpasser les performances des filtres actuels, en particulier dans le domaine de leurs caractéristiques spectrales et de leur sensibilité à la polarisation. Un enjeu de l'étude est de développer le procédé de fabrication associé, de dégager les limitations technologiques imposées par l'état de l'art, de proposer un procédé reproductible et si possible compatible avec un développement technologique collectif et à faible coût. L'analyse des performances expérimentales, confrontées aux prévisions théoriques et aux limitations technologiques, doit conduire à une estimation réaliste des potentialités des filtres proposés.

L'étude théorique a été effectuée dans le cadre d'une co-direction de thèse avec l'Institut Fresnel et s'est appuyée sur les récents travaux développés par A.L. Fehrembach [Fehrembach 2003]. Un filtre, répondant particulièrement à des besoins en instrumentation spatiale, a constitué le support de cette étude. Ce composant, doit pouvoir filtrer une longueur d'onde spécifique du bruit extérieur lors de communication inter satellites. Un cahier de charges ambitieux, non accessible par les filtres actuels, a été ainsi établi :

- Fonctionnement en espace libre
- Fonctionnement en réflexion sous incidence oblique
- Longueur d'onde centrée autour de 850nm.
- Largeur spectrale d'environ 0,3nm
- Taux de réjection supérieur à 100
- Tolérance angulaire de $0,1^\circ$
- Indépendance à la polarisation
- Possibilité d'accordabilité spectrale sur plusieurs nm.

Nous avons choisi de mettre en œuvre les techniques de fabrication de la microélectronique et de montrer que les conditions offertes par ces procédés de réalisation sont compatibles avec les exigences imposées par la conception de tels filtres. Cette technologie a été développée dans la Centrale Technologique du LAAS-CNRS.

Le mémoire s'articule selon trois grandes parties :

- dans le premier chapitre, nous présentons un modèle électromagnétique permettant d'exprimer les performances du filtre en fonction des paramètres géométriques de la structure. A partir de ce modèle, nous proposons une méthodologie de conception pour obtenir les performances visées, en particulier l'indépendance à la polarisation en incidence oblique.

- le second chapitre précise les matériaux et la structure du filtre, pour deux conditions d'incidence normale et oblique. Un procédé de réalisation sur substrat verre, issu des technologies de la microélectronique silicium, est ensuite mis en place, puis analysé de façon critique par rapport à la précision et la reproductibilité des différentes étapes de fabrication.

- le dernier chapitre est consacré à l'étude expérimentale des deux types de filtres réalisés. Les caractéristiques des filtres sont comparées avec les prévisions théoriques, en analysant l'impact des défauts de fabrication et des dimensions des échantillons, ainsi que les conditions pratiques d'utilisation du faisceau.

Chapitre 1

Théorie

I. Théorie du réseau résonnant 2D

I.1 Introduction heuristique sur le fonctionnement du filtre

Les résonances optiques suscitent beaucoup d'intérêt depuis de nombreuses années. Les phénomènes spectaculaires observés sont entre autres, l'absorption totale de lumière par des miroirs métalliques légèrement ondulés [Hutley et al. 1976], l'augmentation de la transmittivité des grilles métalliques [Ebbesen et al. 1998], la réflectivité totale de couches diélectriques structurées périodiquement [Popov et al. 1986]. Bien que ces phénomènes aient des origines physiques différentes, d'un point de vue électromagnétique ils appartiennent à la même famille.

Les résonances [Feynman 1984] interviennent dans de nombreux domaines de la physique. L'exemple le plus simple est le pendule en mécanique dont l'évolution est décrite par un seul paramètre au cours du temps. Ces systèmes peuvent être caractérisés par une fréquence propre et un mode propre. Lorsque le système est soumis à une force extérieure de fréquence proche de la fréquence propre, l'amplitude d'un paramètre du système croît brutalement. Ce phénomène de résonance existe en optique et peut être exploité pour modifier les propriétés radiatives des structures et réaliser des fonctions de filtrage. On considère des structures possédant des modes propres (plasmon de surface, mode de cavité, mode de particule, mode guidé à fuite). Ces derniers sont les solutions des équations de Maxwell sans source extérieure. Ils sont caractérisés par une longueur d'onde propre λ^p , et une pulsation spatiale \mathbf{k}^p . Lorsqu'on éclaire la structure avec une onde incidente plane présentant une longueur d'onde et une pulsation spatiale proche de ceux du mode : on observe un phénomène de résonance qui se traduit par une modification brutale des propriétés radiatives de la structure.

Dans la suite, nous étudierons le phénomène de résonance pour des structures diélectriques possédant des modes guidés à fuite. Ces structures apparaissent très prometteuses pour réaliser des opérations de filtrage optique. Les structures métalliques possédant des plasmons de surface [Enoch et al. 2002] étaient aussi envisageables, mais les pertes par absorption dans le métal réduisent l'efficacité du filtre.

Les réseaux résonnants considérés sont constitués d'un guide d'onde diélectrique possédant au moins un mode propre. Ce guide est surmonté par un réseau diélectrique sub-longueur d'onde de faible hauteur h devant la longueur d'onde λ . Afin de simplifier les explications, nous nous placerons dans le cas d'un réseau 1D, de période d (Figure 1-1). Nous supposons que la structure est éclairée dans le plan (Oxz) par une onde plane incidente de vecteur

incident \mathbf{K}_I de longueur d'onde λ . Nous noterons l'angle entre l'onde incidente et la normale θ et la projection du vecteur incident dans le plan (Oxy) κ .

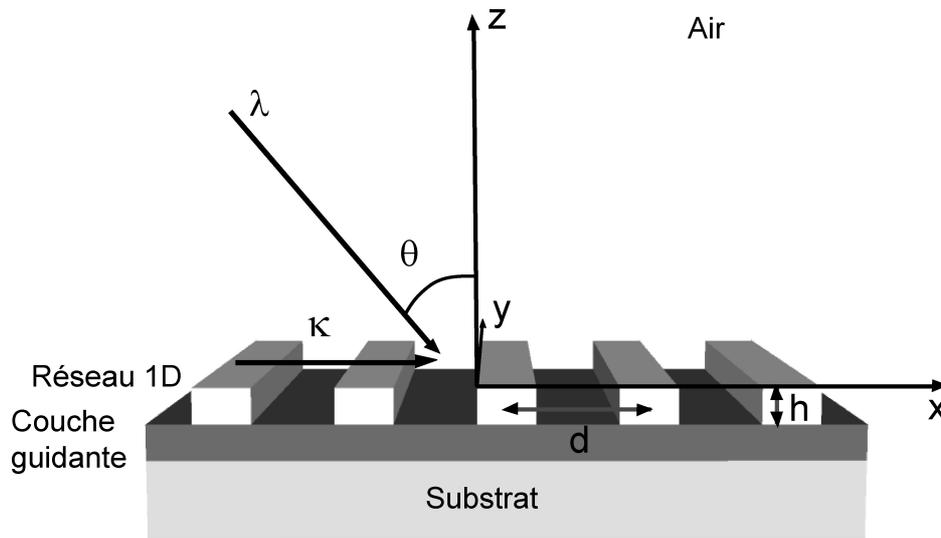


Figure 1-1 : Schéma d'un filtre avec réseau 1D

Avant de donner la condition de couplage du mode guidé et les conséquences sur la réflexion, il est intéressant de connaître la forme de la relation de dispersion d'un mode perturbé par le réseau. Dans le cas d'un guide d'onde plan, il est assez facile de tracer la relation de dispersion des modes propres [Petit 1993], le champ de ces modes est propagatif dans la couche guidante et évanescence ailleurs, ces modes sont appelés modes guidés et sont caractérisés par leur indice effectif n_f . La relation de dispersion de ces modes guidés est située à l'extérieur du cône de lumière. Le mode ne peut donc pas être excité par une onde propagative, incidente sur la structure. Nous appellerons structure équivalente, la structure guide d'onde plan, dans laquelle le réseau a été remplacé par une couche homogène d'indice égal à l'indice moyen du réseau. Nous notons $(\mathbf{k}^{\text{ref}}, \lambda^{\text{ref}})$ la longueur d'onde et la pulsation spatiale réelle d'un mode de ce guide d'onde plan. Le champ de ce mode peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{E}^{\text{ref}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}^{\text{ref}}(z) e^{i\mathbf{k}^{\text{ref}} \cdot \boldsymbol{\rho}} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda^{\text{ref}}} t} \quad \text{éq. 1-1}$$

où $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$.

Pour une faible hauteur h , la perturbation apportée par le réseau modifie la relation de dispersion du guide d'onde plan équivalent. En effet, le mode propre d'une structure périodique est forcément pseudo périodique de période K , où $K = \frac{2\pi}{d}$. En d'autres termes, si le mode propre présente une pulsation spatiale \mathbf{k}^P , il existe une pulsation spatiale $\mathbf{k}^P + n\mathbf{K}$ de ce mode. Le champ du mode propre peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{E}^p(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}^p \cdot \mathbf{r}} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda^p} t} \text{ et } \mathbf{E}^p(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^p(\mathbf{r} + n\mathbf{K}) \quad \text{éq. 1-2}$$

avec $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ périodique selon x de période d .

La structure étant symétrique par rapport à l'axe (Oz), nous pouvons finalement limiter le domaine d'étude des modes propres à l'intervalle $[0, \frac{K}{2}]$, appelé première zone de Brillouin réduite [Joannopoulos et al. 1995]. Dans cette zone, nous avons tracé une relation de dispersion des modes propres de la structure perturbée par le réseau, un mode de la structure de référence et le cône de lumière (Figure 1-2). L'ensemble de la courbe de dispersion du guide perturbé peut être obtenu par symétrie par rapport à la droite $\alpha = 0$ et par translation de $n\mathbf{K}$ selon α , les différentes bandes sont nommées bande(n).

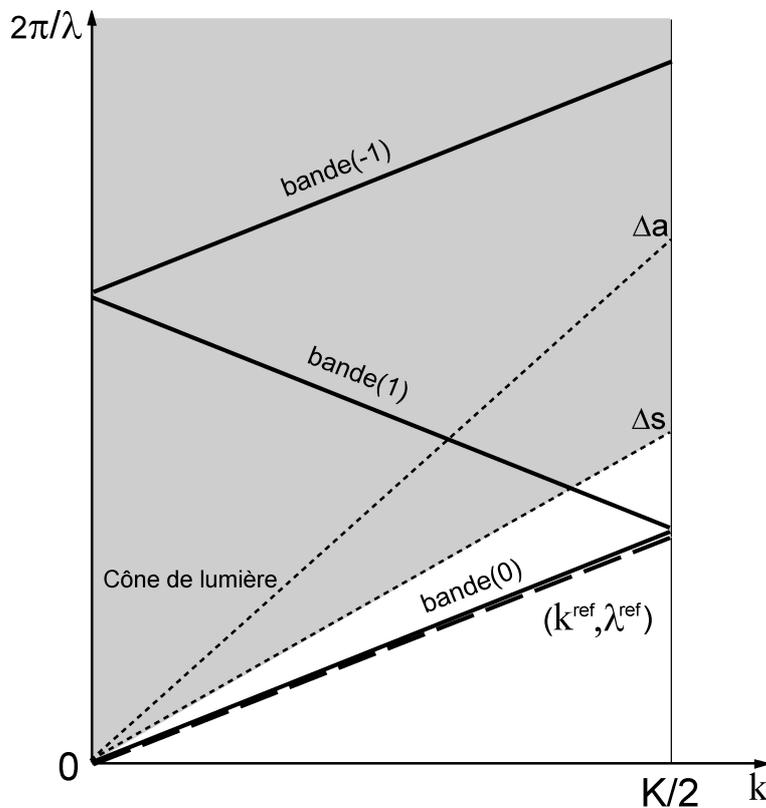


Figure 1-2 : Relation de dispersion de la structure perturbée pour h tendant vers 0 et de la structure équivalente dans la zone réduite de Brillouin.

Nous remarquons que la relation de dispersion du mode de la structure équivalente est en dehors du cône de lumière (mode guidé) alors qu'une partie de la relation de dispersion du réseau perturbé apparaît dans le cône de lumière. Le cône de lumière correspond à la partie au dessus de la droite Δs . Ces modes peuvent donc se propager dans le substrat voire dans l'air (partie au dessus de la droite Δa). Ce sont des modes à fuite caractérisés par la présence d'une partie imaginaire soit pour la pulsation propre soit pour la longueur d'onde propre. Les modes propres appartenant au cône de lumière peuvent alors être excités par une onde plane

propagative dans l'air, incidente sur la structure. La condition de couplage entre l'onde incidente $(\boldsymbol{\kappa}, \lambda)$ et le mode guidé $(\mathbf{k}^p, \lambda^p)$ est donnée par :

$$\lambda \cong \text{Re}(\lambda^p) \text{ et } \boldsymbol{\kappa} + q\mathbf{K} \cong \mathbf{k}^p \quad \text{éq. 1-3}$$

avec q entier relatif non nul et $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta)$.

Il existe de plus une condition sur la polarisation de l'onde incidente. Ainsi si le vecteur du champ incident est perpendiculaire à celui du mode, le couplage est nul. La polarisation de l'onde incidente peut se décomposer en deux polarisations rectilignes orthogonales entre elles, notées s et p . En polarisation s , le champ \mathbf{E} est perpendiculaire au plan d'incidence, et en polarisation p , il est contenu dans ce plan. Par exemple, si le mode propre de la structure est TE et l'onde incidente polarisée p , le couplage ne sera pas possible. Une représentation graphique de la condition de couplage est donnée dans la Figure 1-3.

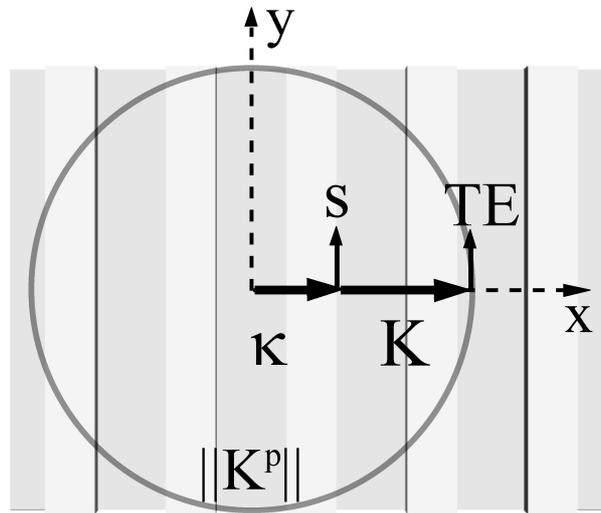


Figure 1-3 : Illustration graphique de couplage à l'ordre 1 ($q=1$) dans le cas d'un réseau 1D possédant un mode guidé TE éclairé par une onde polarisée s .

Intéressons nous maintenant aux conséquences du couplage sur la réflexion de la structure pour faire des opérations de filtrage. Nous considérons un réseau résonnant dont la période est suffisamment petite pour qu'il n'y ait qu'un seul ordre de réflexion transmis. La structure se comporte comme un multicouche classique. Il a été montré [Fehrembach et al. 2006] qu'à la résonance, la réflexion R de la structure peut s'écrire comme la somme de deux termes (Figure 1-4) :

$$R(\alpha, \lambda) = r(\alpha, \lambda) + \frac{X(\alpha, \lambda)}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{éq. 1-4}$$

r étant le coefficient de réflexion du multicouche équivalent et X le coefficient de couplage/découplage du mode. Le champ diffracté par la structure s'écrit comme la somme du champ réfléchi par la structure plane équivalente et le champ diffracté provenant du

couplage et découplage du mode guidé. Une expression équivalente peut être écrite pour la transmission. Les zéros de réflexion et transmission peuvent s'interpréter en terme d'interférence destructive entre les deux termes.

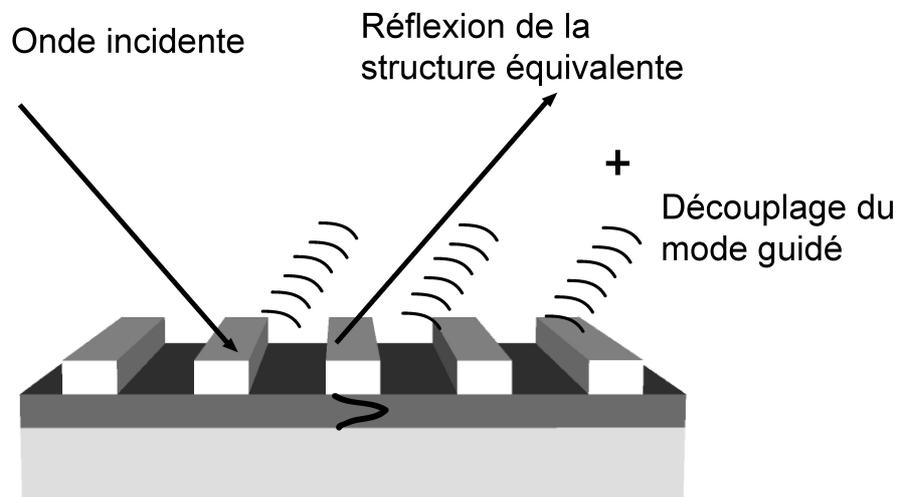


Figure 1-4 : Réflexion de la structure, somme de deux termes.

Il est possible d'exprimer le coefficient de réflexion en fonction du zéro de réflexion λ^{zr} , nous avons alors :

$$R(\alpha, \lambda) = r(\alpha, \lambda) \frac{\lambda - \lambda^{zr}}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{éq. 1-5}$$

Le coefficient de transmission peut s'exprimer de la même manière en fonction du zéro de transmission λ^{zt} :

$$T(\alpha, \lambda) = (1 - r(\alpha, \lambda)) \frac{\lambda - \lambda^{zt}}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{éq. 1-6}$$

Un spectre en réflexion est tracé (Figure 1-5) faisant intervenir le pôle et les zéros.

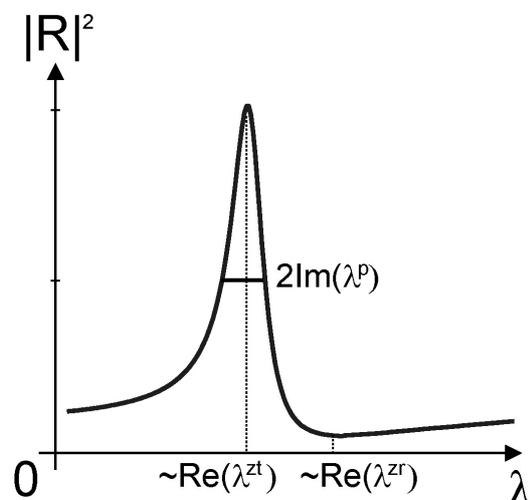


Figure 1-5 : Réflexion en fonction de la longueur d'onde

Le pic de résonance apparaît pour une longueur d'onde proche de $\text{Re}(\lambda^p)$, le maximum de réflexion est atteint pour une longueur d'onde proche de $\text{Re}(\lambda^{zt})$ et le minimum pour une longueur d'onde proche de $\text{Re}(\lambda^{zt})$. La largeur à mi-hauteur se calcule aisément, elle est égale à $2\text{Im}(\lambda^p)$. La réponse spectrale du filtre dépend des pôles et des zéros, il serait donc intéressant de pouvoir les exprimer en fonction des paramètres physiques de la structure. Il existe différentes études pour caractériser la réponse d'un réseau résonnant mais essentiellement en 1D, nous réaliserons l'étude dans un cas plus général, c'est-à-dire pour des réseaux 2D.

I.2 Etude phénoménologique (pôles et zéros) d'un réseau résonnant 2D

I.2.1 Diffraction par un réseau 2D

Un réseau 2D possède deux directions de périodicité selon les directions \mathbf{u}_x et \mathbf{u}_y , de période notées d_x et d_y . L'angle entre les deux directions est noté A' , par exemple pour $A' = 60^\circ$ une maille hexagonale régulière est obtenue. Les vecteurs de base du réseau réciproque sont notés \mathbf{K}_x et \mathbf{K}_y et sont définis par :

$$\|\mathbf{K}_x \cdot \mathbf{u}_x\| = \frac{2\pi}{d_x}, \|\mathbf{K}_y \cdot \mathbf{u}_y\| = \frac{2\pi}{d_y} \text{ et } \mathbf{K}_x \cdot \mathbf{u}_y = \mathbf{K}_y \cdot \mathbf{u}_x = 0 \quad \text{éq. 1-7}$$

Un vecteur du réseau réciproque noté $\mathbf{K}_{n,p}$ est une combinaison linéaire non nulle des vecteurs de base du réseau réciproque :

$$\mathbf{K}_{n,p} = n\mathbf{K}_x + p\mathbf{K}_y \quad \text{éq. 1-8}$$

A tout point M de l'espace correspond le vecteur \mathbf{OM} noté \mathbf{r} et on note \mathbf{p} la projection de \mathbf{r} dans le plan (Oxy). Les vecteurs unitaires correspondants sont notés \mathbf{u}_r et \mathbf{u}_p . Nous définissons \mathcal{D}^a le domaine situé au dessus de la structure et \mathcal{D}^b celui situé en dessous. Pour toute la suite de l'étude, la dépendance temporelle choisie est $e^{-i\omega t}$, nous omettrons ce terme afin d'éviter d'alourdir les expressions.

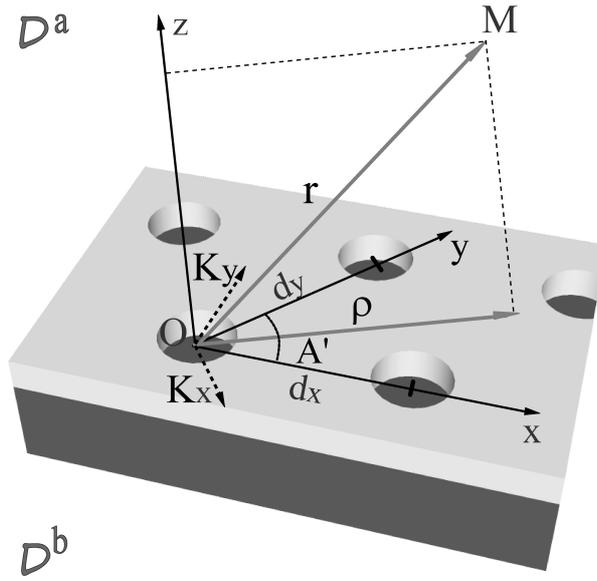


Figure 1-6 : Réseau 2D avec représentation des vecteurs du réseau réciproque et des vecteurs positions.

Les champs incidents et diffractés par la structure sont représentés par les vecteurs d'ondes incidents et diffractés notés \mathbf{K}_{I^m} et \mathbf{K}_{D^m} avec $m = a$, pour $z \in \mathcal{D}^a$ et $m = b$, pour $z \in \mathcal{D}^b$.

Nous considérons la structure éclairée par le superstrat et le substrat par deux ondes incidentes de longueur d'onde λ , de vecteur d'onde \mathbf{K}_{I^a} et \mathbf{K}_{I^b} , de même projeté $\boldsymbol{\kappa}$ dans le plan (Oxy) et d'amplitude \mathbf{i}^a et \mathbf{i}^b . Ces vecteurs d'onde incidents s'écrivent :

$$\mathbf{K}_{I^a} = \boldsymbol{\kappa} - \gamma^a \mathbf{u}_z \text{ et } \mathbf{K}_{I^b} = \boldsymbol{\kappa} + \gamma^b \mathbf{u}_z \quad \text{éq. 1-9}$$

Le vecteur $\boldsymbol{\kappa}$ est défini par $\boldsymbol{\kappa} = \alpha \mathbf{u}_x + \beta \mathbf{u}_y$ et γ^m est la composante du vecteur incident en z , elle s'exprime en fonction des autres composantes, $\gamma^m = \sqrt{\varepsilon^m k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2}$. $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ et nous supposons que $\alpha^2 + \beta^2 < \varepsilon^m k_0^2$.

L'expression du champ incident \mathbf{E}^{inc} est la suivante :

$$\mathbf{E}^{\text{inc}} = \mathbf{i}^m e^{i \cdot \mathbf{k}_{I^m} \cdot \mathbf{r}} \quad \text{éq. 1-10}$$

avec $m = a$, pour $z \in \mathcal{D}^a$ et $m = b$, pour $z \in \mathcal{D}^b$.

Nous cherchons à déterminer le champ diffracté par la structure lorsqu'elle est éclairée par le champ incident. La périodicité de la structure impose une propriété de pseudo-périodicité du champ. Le théorème de Bloch nous permet d'écrire le champ recherché sous la forme suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}(\mathbf{r}) e^{i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r} - \frac{2\pi}{\lambda} t)} \quad \text{éq. 1-11}$$

$\mathbf{e}(\mathbf{r})$ est une fonction périodique selon (Ox) et (Oy) de période d_x et d_y , $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ peut être décomposé en série de Fourier généralisée :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_n \sum_p \mathbf{e}_{n,p}(z) e^{i \cdot \boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho}} \quad \text{éq. 1-12}$$

avec $\boldsymbol{\kappa}_{n,p} = \boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{n,p}$

Le champ électrique doit aussi satisfaire l'équation au sens des distributions, tirée des équations de Maxwell :

$$\mathbf{rot rot E}(\mathbf{r}) - \varepsilon(\mathbf{r})k_0^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{éq. 1-13}$$

Dans le substrat et le superstrat l'équation éq. 1-13 peut se simplifier car $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon^a$ ou $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon^b$. Le champ diffracté s'écrit alors sous la forme d'un développement de Rayleigh :

$$\mathbf{E}^d(\boldsymbol{\rho}, z) = \begin{cases} \sum_n \sum_p \mathbf{d}_{n,p}^a e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho} + \gamma_{n,p}^a z)}, & z \in \mathcal{D}^a \\ \sum_n \sum_p \mathbf{d}_{n,p}^b e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho} - \gamma_{n,p}^b z)}, & z \in \mathcal{D}^b \end{cases} \quad \text{éq. 1-14}$$

avec $\gamma_{n,p}^m = \sqrt{\varepsilon^m k_0^2 - |\boldsymbol{\kappa}_{n,p}|^2}$ et $\text{Im}(\gamma_{n,p}^m) \geq 0$, $m = a$ pour $z \in \mathcal{D}^a$ et $m = b$ pour $z \in \mathcal{D}^b$.

Nous considérerons des structures telles que les seuls ordres diffractés dans le substrat et le superstrat sont les ordres 0 du développement de Rayleigh, d'amplitude $\mathbf{d}^m = \mathbf{d}_{0,0}^m$.

Pour prendre en compte l'état de polarisation des ondes incidentes et diffractées, nous introduisons les bases orthogonales directes $(\mathbf{u}_s^{\text{Im}}, \mathbf{u}_p^{\text{Im}}, \mathbf{k}_{\text{Im}})$ et $(\mathbf{u}_s^{\text{Dm}}, \mathbf{u}_p^{\text{Dm}}, \mathbf{k}_{\text{Dm}})$ où :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_s^{\text{Ia}} &= \frac{\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ia}}}{|\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ia}}|}, \mathbf{u}_p^{\text{Ia}} = -\frac{\mathbf{u}_s^{\text{Ia}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ia}}}{|\mathbf{u}_s^{\text{Ia}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ia}}|}, \mathbf{u}_s^{\text{Ib}} = -\frac{\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ib}}}{|\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ib}}|} \text{ et } \mathbf{u}_p^{\text{Ib}} = \frac{\mathbf{u}_s^{\text{Ib}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ib}}}{|\mathbf{u}_s^{\text{Ib}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Ib}}|} \\ \mathbf{u}_s^{\text{Da}} &= -\frac{\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Da}}}{|\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Da}}|}, \mathbf{u}_p^{\text{Da}} = \frac{\mathbf{u}_s^{\text{Da}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Da}}}{|\mathbf{u}_s^{\text{Da}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Da}}|}, \mathbf{u}_s^{\text{Db}} = \frac{\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Db}}}{|\mathbf{u}_z \Lambda \mathbf{k}_{\text{Db}}|} \text{ et } \mathbf{u}_p^{\text{Db}} = -\frac{\mathbf{u}_s^{\text{Db}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Db}}}{|\mathbf{u}_s^{\text{Db}} \Lambda \mathbf{k}_{\text{Db}}|} \end{aligned} \quad \text{éq. 1-15}$$

Les vecteurs \mathbf{u}_p^{Im} et \mathbf{u}_p^{Dm} sont dans le plan d'incidence tandis que \mathbf{u}_s^{Im} et \mathbf{u}_s^{Dm} sont perpendiculaires à ce plan.

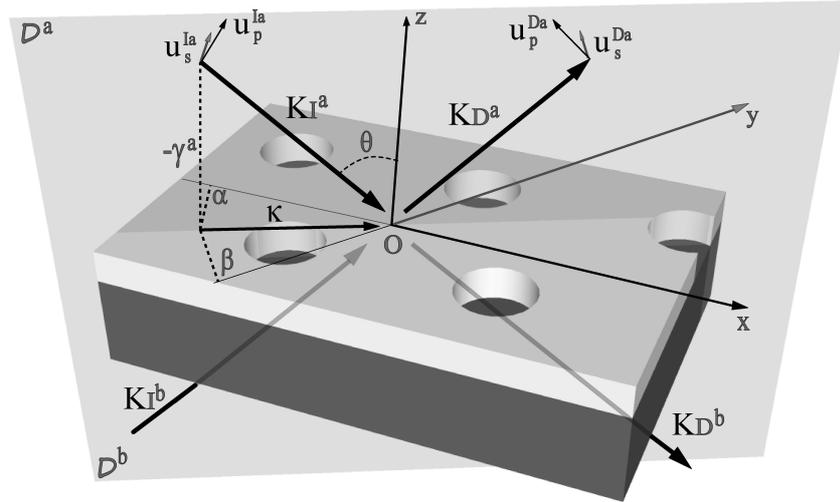


Figure 1-7 : Représentation des vecteurs incidents et diffractés et des bases de polarisation.

Les amplitudes des champs incidents sont projetées dans la base $(\mathbf{u}_s^{I^m}, \mathbf{u}_p^{I^m}, \mathbf{k}_{I^m})$. Les composantes de \mathbf{i}^m dans cette base sont $(i_s^s, i_p^p, 0)$. Les amplitudes des champs diffractés peuvent s'exprimer dans la base $(\mathbf{u}_s^{D^m}, \mathbf{u}_p^{D^m}, \mathbf{k}_{D^m})$. Les composantes de \mathbf{d}^m dans cette base sont $(d_s^s, d_p^p, 0)$.

Les vecteurs du champ incident \mathbf{I} et du champ diffracté \mathbf{D} s'écrivent :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} i_s^s \sqrt{\gamma^a} \\ i_p^p \sqrt{\gamma^a} \\ i_s^s \sqrt{\gamma^b} \\ i_p^p \sqrt{\gamma^b} \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_s^s \sqrt{\gamma^a} \\ d_p^p \sqrt{\gamma^a} \\ d_s^s \sqrt{\gamma^b} \\ d_p^p \sqrt{\gamma^b} \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-16}$$

La linéarité des équations de Maxwell permet de relier les ondes diffractées aux ondes incidentes à l'aide de la matrice de diffraction notée \mathbf{S} [Fehrembach et al. 2002]. Le problème de la diffraction par une structure peut alors s'écrire :

$$\mathbf{D} = \mathbf{S} \mathbf{I} \quad \text{éq. 1-17}$$

Les 3 éléments \mathbf{I}, \mathbf{D} et \mathbf{S} dépendent de la longueur d'onde λ et de la pulsation spatiale $\boldsymbol{\kappa}$.

Nous définissons la matrice de diffraction par :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} R_{ss}^a & R_{ps}^a & T_{ss}^b & T_{ps}^b \\ R_{sp}^a & R_{pp}^a & T_{sp}^b & T_{pp}^b \\ T_{ss}^a & T_{ps}^a & R_{ss}^b & R_{ps}^b \\ T_{sp}^a & T_{pp}^a & R_{sp}^b & R_{pp}^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{R}^a & \mathbf{T}^b \\ \mathbf{T}^a & \mathbf{R}^b \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-18}$$

où par exemple l'élément R_{sp}^a désigne le coefficient de réflexion dans la polarisation p lorsque l'onde incidente provenant du superstrat (\mathcal{D}^a) est polarisée s .

On appelle \mathbf{R}^m et \mathbf{T}^m les matrices de réflexion et transmission qui composent \mathbf{S} :

$$\mathbf{R}^m = \begin{pmatrix} R_{ss}^m & R_{ps}^m \\ R_{sp}^m & R_{pp}^m \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{T}^m = \begin{pmatrix} T_{ss}^m & T_{ps}^m \\ T_{sp}^m & T_{pp}^m \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-19}$$

avec $m = a$ ou $m = b$.

Notons que dans le cas d'une structure ne dépolarisant pas l'onde incidente (guide d'onde plan, réseau 1D éclairé dans le plan perpendiculaire aux traits du réseau...), les matrices \mathbf{R}^m et \mathbf{T}^m sont diagonales.

1.2.2 Pôles et zéros de la matrice de diffraction

La recherche des modes propres de la structure consiste à résoudre l'équation éq. 1-17 en absence de champ incident, nous devons donc trouver \mathbf{D} non nul tel que :

$$\mathbf{S}^{-1}\mathbf{D} = \mathbf{0} \quad \text{éq. 1-20}$$

Cette équation est la traduction mathématique d'un problème homogène [Nevière 1980]. Les modes propres du système sont les solutions non nulles, elles existent si le déterminant de \mathbf{S}^{-1} est nul. Nous chercherons à trouver \mathbf{k}^p et λ^p tel que :

$$\det \mathbf{S}^{-1} = 0 \quad \text{éq. 1-21}$$

Les couples $(\mathbf{k}^p, \lambda^p)$ solutions de l'équation éq. 1-21 correspondent aux fréquences spatiales et longueurs d'onde des modes propres de la structure. La relation entre la pulsation spatiale propre et la longueur d'onde propre est appelée la relation de dispersion. Pour la trouver, on peut par exemple fixer λ^p réel et chercher \mathbf{k}^p complexe. Résoudre l'équation éq. 1-21, revient à chercher les couples $(\mathbf{k}^p, \lambda^p)$ qui correspondent à des pôles de $\det \mathbf{S}$, soit, en d'autres termes, à un pôle d'une valeur propre L_s de \mathbf{S} .

La matrice \mathbf{S} étant constituée des matrices de réflexion \mathbf{R}^m et de transmission \mathbf{T}^m , il est probable qu'un pôle d'une valeur propre de \mathbf{S} corresponde à un pôle d'une valeur propre des matrices de réflexion et transmission. Nous noterons ces valeurs propres L_{R^m} et L_{T^m} et leurs vecteurs propres correspondants \mathbf{V}_{R^m} et \mathbf{V}_{T^m} .

En fixant la pulsation spatiale \mathbf{k} à une valeur réelle, pour λ au voisinage de λ^p , les valeurs propres des matrices de réflexion et transmission peuvent s'écrire sous la forme:

$$L_{R^m}(\lambda) = \frac{A_{R^m}(\lambda)}{\lambda - \lambda^p} \text{ et } L_{T^m}(\lambda) = \frac{A_{T^m}(\lambda)}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{éq. 1-22}$$

avec A_{R^m} et A_{T^m} fonctions non nulles en $\lambda = \lambda^p$.

Il est possible de montrer [Popov et al. 1986], en étudiant l'évolution de \mathbf{S} lorsque la hauteur du réseau tend vers 0, que ces valeurs propres possèdent un zéro et s'écrivent :

$$L_{R^m}(\lambda) = l_{R^m}^{\text{ref}}(\lambda) \frac{\lambda - \lambda^{\text{zr}}}{\lambda - \lambda^{\text{p}}} \text{ et } L_{T^m}(\lambda) = l_{T^m}^{\text{ref}}(\lambda) \frac{\lambda - \lambda^{\text{zt}}}{\lambda - \lambda^{\text{p}}} \quad \text{éq. 1-23}$$

où $l_{R^m}^{\text{ref}}$ et $l_{T^m}^{\text{ref}}$ sont les valeurs propres obtenues pour le guide d'onde plan et correspondant aux coefficients de réflexion du guide plan en polarisation s et p. Lorsque h tend vers 0, les zéros de réflexion et de transmission et les pôles tendent vers λ^{ref} de telle sorte que l'on retrouve les valeurs propres du guide d'onde plan.

Des résultats similaires auraient été obtenus en fixant la longueur d'onde et en cherchant \mathbf{k}^{p} .

1.2.3 Propriétés des zéros liées aux symétries de la structure

Soit Ω le domaine du plan complexe des λ excluant les singularités de \mathbf{S} . Il est possible de montrer que l'expression mathématique de la conservation de l'énergie dans le plan complexe des λ s'écrit lorsque $\lambda \in \Omega$:

$$\mathbf{S}^*(\boldsymbol{\kappa}, \bar{\lambda}) \mathbf{S}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) = \mathbf{1} \quad \text{éq. 1-24}$$

où $\mathbf{S}^* = \overline{{}^t \mathbf{S}}$.

A partir de l'équation éq. 1-24, nous pouvons alors écrire le système d'équation suivant :

$$(\mathbf{R}^m)^*(\boldsymbol{\kappa}, \bar{\lambda}) \mathbf{R}^m(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) + (\mathbf{T}^m)^*(\boldsymbol{\kappa}, \bar{\lambda}) \mathbf{T}^m(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) = \mathbf{1} \quad \text{éq. 1-25}$$

$$(\mathbf{R}^m)^*(\boldsymbol{\kappa}, \bar{\lambda}) \mathbf{T}^m(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) + (\mathbf{T}^m)^*(\boldsymbol{\kappa}, \bar{\lambda}) \mathbf{R}^m(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) = \mathbf{0} \quad \text{éq. 1-26}$$

L'expression mathématique du théorème de réciprocité est :

$$\mathbf{S}^*(-\boldsymbol{\kappa}, \lambda) = {}^t \mathbf{S}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) \quad \text{éq. 1-27}$$

Les démonstrations relatives à ce problème se trouvent dans les références [Popov et al. 1986; Petit 1993]. En combinant les propriétés de \mathbf{S} à celles provenant des symétries de la structure, on peut obtenir des informations importantes sur les propriétés relatives aux zéros λ^{zr} et λ^{zt} . Nous donnerons les résultats sans démonstration. Les détails se trouvent dans [Popov et al. 1986; Fehrembach et al. 2002].

Réseau possédant une symétrie par rapport à un axe vertical

Dans ce cas, le théorème de réciprocité permet de montrer que la matrice de diffraction est symétrique par rapport à sa première diagonale. A partir de cette propriété et des équations (éq. 1-25 et éq. 1-26), il est possible d'en déduire que λ^{zt} est réel et que :

$$\mathbf{R}^a(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{\text{zt}}) \mathbf{V}_{T^a} = \overline{\mathbf{V}_{T^a}} \quad \text{éq. 1-28}$$

A partir de cette équation (éq. 1-28) et de son complexe conjugué, nous obtenons :

$$\mathbf{R}^{a*}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{zt}) \mathbf{R}^a(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{zt}) \mathbf{V}_{T^a} = \mathbf{V}_{T^a} \quad \text{éq. 1-29}$$

Ainsi lorsque la longueur d'onde incidente est λ^{zt} , zéro de la valeur propre résonnante de la matrice de transmission, une valeur propre de $\mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a$ est égale à l'unité.

Structure symétrique par rapport à un point

Dans ce cas le théorème de réciprocité permet de montrer que matrice de diffraction est symétrique par rapport à sa deuxième diagonale. A partir de cette propriété et des équations (éq. 1-25 et éq. 1-26), il est possible d'en déduire que λ^{zt} est réel et que :

$$\mathbf{T}^a(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{zt}) \mathbf{V}_{R^a} = \overline{\mathbf{V}_{R^a}} \quad \text{éq. 1-30}$$

A partir de cette équation (éq. 1-31) et de son complexe conjugué, nous obtenons :

$$\mathbf{T}^{a*}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{zt}) \mathbf{T}^a(\boldsymbol{\kappa}, \lambda^{zt}) \mathbf{V}_{R^a} = \mathbf{V}_{R^a} \quad \text{éq. 1-31}$$

Ainsi lorsque la longueur d'onde incidente est λ^{zt} , zéro de la valeur propre résonnante de la matrice de réflexion, une valeur propre de $\mathbf{T}^{a*} \mathbf{T}^a$ est égale à l'unité.

Structure symétrique par rapport à un axe horizontal

Dans ce cas le théorème de réciprocité permet de montrer que matrice de diffraction est symétrique par rapport à sa première et deuxième diagonale. Nous avons alors les deux propriétés des symétries précédentes.

I.2.4 Réflexion et transmission du réseau

Nous notons les vecteurs incidents et diffractés, $\mathbf{I}^m = \mathbf{i}^m \sqrt{\gamma^m}$ et $\mathbf{D}^m = \mathbf{d}^m \sqrt{\gamma^m}$. L'équation du problème éq. 1-17 peut s'écrire :

$$\mathbf{D}^a = \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a + \mathbf{T}^b \mathbf{I}^b \quad \text{éq. 1-32}$$

$$\mathbf{D}^b = \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a + \mathbf{R}^b \mathbf{I}^b \quad \text{éq. 1-33}$$

Nous supposons que l'onde incidente \mathbf{I}^m , d'énergie unitaire $\langle \mathbf{I}^m | \mathbf{I}^m \rangle$, provient seulement du superstrat, \mathbf{I}^a est alors nul. L'opérateur $\langle | \rangle$ étant le produit scalaire hermitien. Le coefficient de réflexion en énergie de la structure $|R|^2$ correspond à l'énergie diffractée dans le superstrat en présence d'une onde incidente d'énergie unitaire. Le coefficient de transmission en énergie de la structure $|T|^2$ correspond à l'énergie diffractée dans le substrat en présence d'une onde incidente d'énergie unitaire. Nous avons alors les relations suivantes :

$$|R|^2 = \langle \mathbf{D}^a | \mathbf{D}^a \rangle = \langle \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a \rangle = \langle \mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{I}^a \rangle \quad \text{éq. 1-34}$$

$$|T|^2 = \langle \mathbf{D}^b | \mathbf{D}^b \rangle = \langle \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a \rangle = \langle \mathbf{T}^{a*} \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{I}^a \rangle \quad \text{éq. 1-35}$$

Les matrices $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$ et $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$ sont hermitiennes et leurs valeurs propres $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$, $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$ et $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1$, $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2$ sont réelles et positives. Leurs vecteurs propres $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$, $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$ sont orthogonaux, de même pour $\mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1$, $\mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2$. Le coefficient de réflexion et de transmission en énergie s'expriment alors en fonction des valeurs et vecteurs propres :

$$|R|^2 = L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 |\langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 \rangle|^2 + L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 |\langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 \rangle|^2 \quad \text{éq. 1-36}$$

$$|T|^2 = L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1 |\langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1 \rangle|^2 + L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2 |\langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2 \rangle|^2 \quad \text{éq. 1-37}$$

Ces équations montrent que si par exemple une onde incidente a la même polarisation que le vecteur propre $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$ alors la réflectivité est égale à la valeur propre correspondante $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$. Pour une polarisation incidente orthogonale, la réflectivité sera égale à la valeur propre $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$. Ces résultats combinés avec ceux du paragraphe précédent sur les symétries de la structure nous donnent de nouvelles propriétés en fonction des symétries. Si la structure possède une symétrie par rapport à un axe vertical, pour une longueur d'onde incidente égale à λ^{zt} la structure réfléchit 100% de l'énergie pour une polarisation particulière définie par un des vecteurs propres de $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$. Dans le cas d'une symétrie par rapport à un axe horizontal, nous avons les mêmes propriétés et de plus, pour une valeur égale à λ^{zf} , la structure transmet 100% de l'énergie pour une polarisation particulière correspondant à un des vecteurs propres de $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$.

I.3 Calcul perturbatif des pôles

Nous avons vu les propriétés générales des pôles et des zéros de la matrice de diffraction ainsi que leurs critères pour décrire le phénomène de résonance. Maintenant, nous allons présenter une étude perturbative permettant de donner la valeur des pôles en fonction des paramètres géométriques du réseau. La structure est composée d'un guide d'onde plan, constitué du substrat et d'une couche guidante, et du réseau de hauteur h . La permittivité de la structure $\varepsilon(x, z)$ est égale à la somme de la permittivité du guide d'onde plan et de la permittivité de la perturbation :

$$\varepsilon(x, z) = \varepsilon_{g0}(z) + \varepsilon_{per}(x, z) \quad \text{éq. 1-38}$$

$$\varepsilon_{per}(x, z) = 0 \text{ pour } z \notin \mathcal{D}^f \text{ et } \varepsilon_{g0}(z) = \begin{cases} \varepsilon^a, z > 0 \\ \varepsilon^c, z \in \mathcal{D}^c \\ \varepsilon^b, z \in \mathcal{D}^b \end{cases} \quad \text{éq. 1-39}$$

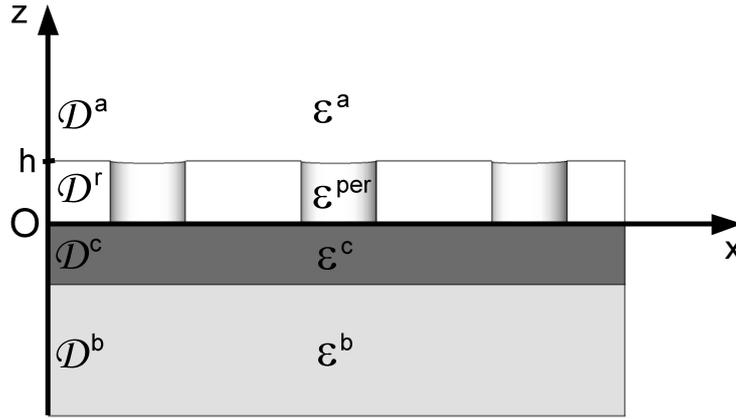


Figure 1-8 : Coupe verticale de la structure et permittivités des différents domaines

Les axes et les notations utilisés sont les mêmes que ceux du paragraphe précédent. Un vecteur du réseau réciproque s'exprime en fonction des vecteurs de base du réseau réciproque : $\mathbf{K}_{m,n} = m\mathbf{K}_x + n\mathbf{K}_y$ et la projection du vecteur incident dans le plan (Oxy) se note $\boldsymbol{\kappa}$. Nous introduirons le vecteur $\mathbf{k}_{m,n}$ correspondant à la propagation de l'onde diffractée par l'ordre (m,n) du réseau, définie par :

$$\mathbf{k}_{m,n} = \boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{m,n} \quad \text{éq. 1-40}$$

Nous appellerons $\Phi_{m,n}$ l'angle entre $\boldsymbol{\kappa}$ et $\mathbf{K}_{m,n}$. Enfin, nous introduisons la base orthogonale $\Gamma_{m,n} = (\mathbf{u}_{m,n}^s, \mathbf{u}_{m,n}^k, \mathbf{u}^z)$ associée à la direction de propagation de l'onde diffracté par l'ordre (m,n). Ces vecteurs sont représentés dans le plan (Oxy) dans la Figure 1-9.

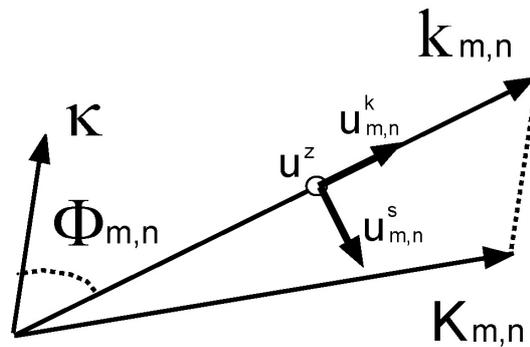


Figure 1-9 : Représentation graphique des différents vecteurs dans le plan (Oxy) pour une structure 2D éclairée dans une direction quelconque

Pour résoudre le problème homogène de manière perturbative, nous cherchons la longueur d'onde λ^p du mode propre sous la forme de développement limité en fonction de la hauteur h du réseau pour une pulsation spatiale fixée \mathbf{k}^p et ayant pour limite la longueur d'onde λ^{ref} du mode de référence :

$$\lambda^p(h) = \lambda^{\text{ref}} + h\lambda'(0) + h^2\ddot{\lambda}(0) + o(h^2) \quad \text{éq. 1-41}$$

Nous cherchons les composantes du champ des modes propres du guide d'onde perturbé sous la forme de développements limités en h ayant pour limite le champ $\mathbf{e}_{m,n}^{\text{ref}}$ du mode de référence à l'ordre 0.

$$\mathbf{e}_{m,n}(z, h) = \mathbf{e}_{m,n}^{\text{ref}} + h\dot{\mathbf{e}}_{m,n}(z, 0) + h^2\ddot{\mathbf{e}}_{m,n}(z, 0) + o(h^2) \quad \text{éq. 1-42}$$

On cherche un champ non nul sous la forme éq. 1-10 solution des équations de Maxwell éq. 1-13. Nous pouvons écrire cette équation en faisant intervenir les constantes diélectriques du guide d'onde plan et de la perturbation :

$$\mathbf{rot rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \varepsilon_{g0}(\mathbf{r})k_0^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{\text{per}}(\mathbf{r})k_0^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad \text{éq. 1-43}$$

Nous introduisons le tenseur de Green \mathbf{G} solution de l'équation suivante :

$$\mathbf{rot rot} \mathbf{G}(\rho - \rho', z, z) - \varepsilon_{g0}(z)k_0^2\mathbf{G}(\rho - \rho', z, z) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{1} \quad \text{éq. 1-44}$$

où $z \in \mathcal{D}^r$ et $\mathbf{1}$ désigne le tenseur unité.

Le champ solution de l'équation éq. 1-44 peut alors s'écrire en fonction du tenseur de Green :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \iiint_0^h \varepsilon_{\text{per}}(\mathbf{r}')\mathbf{G}(\rho - \rho', z, z')\mathbf{E}(\mathbf{r}') d\boldsymbol{\rho} dz \quad \text{éq. 1-45}$$

La constante diélectrique de perturbation ε_{per} peut être développée en série de Fourier :

$$\varepsilon_{\text{per}}(\mathbf{r}) = \sum_m \sum_n \varepsilon_{m,n}(z)e^{i\mathbf{K}_{m,n}\cdot\boldsymbol{\rho}} \quad \text{éq. 1-46}$$

En substituant \mathbf{E} et ε_{per} par leur développement de Fourier dans l'équation éq. 1-45, nous obtenons le système infini d'équations couplées suivant :

$$\mathbf{e}_{m,n}(z) = k_0^2 \sum_j \sum_1 \tilde{\varepsilon}_{m-j,n-1} \int_0^h \mathbf{g}_{m,n}(z, z')\mathbf{e}_{j,1}(z') dz \quad \text{éq. 1-47}$$

avec \mathbf{g} la transformée de Fourier du tenseur de Green, défini par :

$$\mathbf{g}_{m,n}(z, z') = \iint \mathbf{G}(\rho - \rho', z, z') e^{-i\mathbf{K}_{m,n}\cdot(\rho-\rho')} d\boldsymbol{\rho} \quad \text{éq. 1-48}$$

Le détail du calcul du tenseur de Green peut se trouver dans les articles [Tsang et al. 1985; Sentenac 1993]. Nous donnons directement l'expression de la transformée de Fourier du tenseur de Green \mathbf{G} dans la base $\Gamma_{m,n}$:

$$\mathbf{g}_{m,n}(z, z') = \begin{pmatrix} \mathbf{g}_{m,n}^s(z, z') & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{g}_{m,n}^k(z, z') & \mathbf{g}_{m,n}^{kz}(z, z') \\ 0 & \mathbf{g}_{m,n}^{zk}(z, z') & \mathbf{g}_{m,n}^z(z, z') \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-49}$$

où

$$\mathbf{g}_{m,n}^z(z, z') = \frac{i\pi\mathbf{K}_{m,n}^2}{\varepsilon^a k_0^2 \gamma_{m,n}^a} (e^{i\gamma_{m,n}^a |z-z'|} - r_{g0,p}(\mathbf{K}_{m,n})e^{i\gamma_{m,n}^a (z+z')}) + \frac{2i}{\varepsilon^a k_0^2} \delta(z - z') \quad \text{éq. 1-50}$$

$$\mathbf{g}_{m,n}^{zk}(z, z') = \frac{i\pi\boldsymbol{\kappa}_{m,n}}{\varepsilon^a k_0^2} (\text{signe}(z' - z)e^{i\gamma_{m,n}^a |z-z'|} - r_{g0,p}(\boldsymbol{\kappa}_{m,n})e^{i\gamma_{m,n}^a (z+z')})$$

$$\mathbf{g}_{m,n}^{kz}(z, z') = \frac{i\pi\boldsymbol{\kappa}_{m,n}}{\varepsilon^a k_0^2} (\text{signe}(z' - z)e^{i\gamma_{m,n}^a |z-z'|} + r_{g0,p}(\boldsymbol{\kappa}_{m,n})e^{i\gamma_{m,n}^a (z+z')})$$

$$\mathbf{g}_{m,n}^k(z, z') = \frac{i\pi\gamma_{m,n}^a}{\varepsilon^a k_0^2} (e^{i\gamma_{m,n}^a |z-z'|} + r_{g0,p}(\boldsymbol{\kappa}_{m,n})e^{i\gamma_{m,n}^a (z+z')})$$

$$\mathbf{g}_{m,n}^s(z, z') = \frac{i\pi}{\gamma_{m,n}^a} (e^{i\gamma_{m,n}^a |z-z'|} + r_{g0,s}(\boldsymbol{\kappa}_{m,n})e^{i\gamma_{m,n}^a (z+z')})$$

Ces termes dépendent des coefficients de réflexion de la structure plane en polarisation s et p ($r_{g0,s}$ et $r_{g0,p}$).

Pour résoudre l'équation éq. 1-47, le produit $\mathbf{g}_{m,n}(z, z')\mathbf{e}_{j,l}(z')$ doit être exprimé dans la base $\Gamma_{m,n}$. $\mathbf{e}_{j,l}(z') = (e_{j,l}^s, e_{j,l}^k, e_{j,l}^z)$ s'exprimant dans la base $\Gamma_{j,l} = (\mathbf{u}_{j,l}^s, \mathbf{u}_{j,l}^k, \mathbf{u}_{j,l}^z)$, nous introduirons la matrice de passage P de la base $\Gamma_{j,l}$ à la base $\Gamma_{m,n}$ définie par :

$$P = \begin{pmatrix} C_{m,n}^{j,l} & -S_{m,n}^{j,l} & 0 \\ S_{m,n}^{j,l} & C_{m,n}^{j,l} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-51}$$

avec $C_{m,n}^{j,l} = \cos(\Phi_{m,n} - \Phi_{j,l})$ et $S_{m,n}^{j,l} = \sin(\Phi_{m,n} - \Phi_{j,l})$

Nous pouvons alors projeter l'équation éq. 1-47 dans la base $\Gamma_{m,n}$:

$$\mathbf{e}_{m,n}(z) = k_0^2 \begin{pmatrix} \sum_j \sum_l \tilde{\xi}_{m-j,n-l} \int_0^h \mathbf{g}_{m,n}^s(z, z') (e_{j,l}^s(z') C_{m,n}^{j,l} - e_{j,l}^k(z') S_{m,n}^{j,l}) dz' \\ \sum_j \sum_l \tilde{\xi}_{m-j,n-l} \int_0^h (\mathbf{g}_{m,n}^k(z, z') (e_{j,l}^s(z') S_{m,n}^{j,l} + e_{j,l}^k(z') C_{m,n}^{j,l}) + e_{j,l}^z(z') \mathbf{g}_{m,n}^{kz}(z, z')) dz \\ \sum_j \sum_l \tilde{\xi}_{m-j,n-l} \int_0^h (\mathbf{g}_{m,n}^{kz}(z, z') (e_{j,l}^s(z') S_{m,n}^{j,l} + e_{j,l}^k(z') C_{m,n}^{j,l}) + e_{j,l}^z(z') \mathbf{g}_{m,n}^z(z, z')) dz \end{pmatrix} \quad \text{éq. 1-52}$$

L'équation éq. 1-47 peut s'exprimer en fonction de h à l'ordre 2 en développant l'intégrale à l'ordre 2 en h. Pour rappel, le développement limité à l'ordre 2 d'une l'intégrale de type :

$$J(f, g, h, z) = \int_0^h f(z, z')g(z') dz \quad \text{éq. 1-53}$$

s'écrit :

$$J(f, g, h) = f(z, 0)g(0)h + \frac{1}{2} \frac{d}{dz} [f(z, z')g(z')]_{z'=0} h^2 + o(h^2) \quad \text{éq. 1-54}$$

I.3.1 1 mode

I.3.1.1 Calcul du pôle

Nous supposons qu'il existe un mode TE dans la structure de référence dont la relation de dispersion, ensemble des couples $(\mathbf{k}^{\text{ref}}, \lambda^{\text{ref}})$, est connue. Nous fixons $\boldsymbol{\kappa}$ de tel sorte qu'il existe un unique couple (p,q) tel que :

$$\boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{p,q} \cong \mathbf{k}^{\text{ref}}(\lambda^{\text{ref}}) \quad \text{éq. 1-55}$$

Les composantes de $\mathbf{e}_{m,n}^{\text{ref}}$ dans la base $\Gamma_{m,n}$ sont notées $(e_{m,n}^{\text{ref},s}, e_{m,n}^{\text{ref},k}, e_{m,n}^{\text{ref},z})$. Les composantes de $\mathbf{e}_{m,n}^{\text{ref}}$ sont alors nulles pour $(m,n) \neq (p,q)$. Pour $(m,n) = (p,q)$, le mode propre étant TE, seul la composante $e_{p,q}^{\text{ref},s}$ est non nulle. La relation suivante est vérifiée :

$$e_{p,q}^s(z) = |\mathbf{e}^{\text{ref}}(z)| + o(h) \quad \text{éq. 1-56}$$

Le guide d'onde plan supportant un mode TE, $r_{g0,s}$ possède un pôle, et donc pour $(m,n) = (p,q)$ le coefficient $g_{p,q}^s$ a un comportement résonnant au voisinage du mode et peut s'écrire pour λ proche de λ^{ref} :

$$g_{p,q}^s(\boldsymbol{\kappa}, \lambda) = \frac{A_{p,q}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda)}{\lambda - \lambda^{\text{ref}}} \quad \text{éq. 1-57}$$

où $A_{p,q}(\boldsymbol{\kappa}, \lambda)$ est une fonction réelle.

Nous pouvons développer à l'ordre 1 en h l'équation éq. 1-47 pour les composantes de $\mathbf{e}_{m,n}$ non résonnantes, c'est-à-dire pour $(m,n) \neq (p,q)$. Dans la somme nous gardons seulement les termes prépondérants en h , $e_{p,q}^s$. Nous obtenons alors l'expression suivante :

$$\mathbf{e}_{m,n}(z) = hk_0^2 \tilde{\xi}_{m-p, n-q} \begin{pmatrix} g_{m,n}^s(z,0) e_{p,q}^s(0) C_{m,n}^{p,q} \\ g_{m,n}^k(z,0) e_{p,q}^s(0) S_{m,n}^{p,q} \\ g_{m,n}^{zk}(z,0) e_{p,q}^s(0) S_{m,n}^{p,q} \end{pmatrix} + o(h^2) \quad \text{éq. 1-58}$$

La composante $e_{m,n}^s$ est valable pour $(m,n) \neq (p,q)$ et les composantes $e_{m,n}^k$ et $e_{m,n}^z$ sont valables quels que soient (m,n) car nous avons vu précédemment que seul le terme $g_{p,q}^s$ était résonnant.

Développons maintenant à l'ordre 2 en h l'équation éq. 1-47, et exprimons la composante résonnante $e_{p,q}^s$. Dans ce calcul nous garderons les composantes prépondérantes jusqu'à l'ordre 2 car $g_{p,q}^s = o(\frac{1}{h})$, et nous utiliserons l'équation éq. 1-58 pour ne faire apparaître que $e_{p,q}^s$ dans l'expression.

L'expression de $e_{p,q}^s$ est la suivante :

$$\begin{aligned}
e_{p,q}^s(z) &= hk_0^2 \tilde{\epsilon}_{0,0} g_{p,q}^s(z, 0) e_{p,q}^s(0) \\
&+ h^2 k_0^4 g_{p,q}^s(z, 0) e_{p,q}^s(0) \sum_{j,l} \sum_{(j,l) \neq (p,q)} \tilde{\epsilon}_{p-j,q-l} \tilde{\epsilon}_{j-p,l-q} \left[(C_{p,q}^{j,l})^2 g_{j,l}^s(0,0) + (S_{p,q}^{j,l})^2 g_{j,l}^k(0,0) \right] \\
&+ \frac{h^2}{2} \tilde{\epsilon}_{0,0} \frac{d}{dz'} \left[g_{p,q}^s(z, z') g_{p,q}^s(z') \right]_{z'=0} + o(h^2)
\end{aligned} \tag{1-59}$$

Connaissant l'expression de la composante résonnante $e_{p,q}^s$ à l'ordre 2 en h , nous pouvons maintenant rechercher la valeur du pôle à l'ordre 2 en h sous la forme :

$$\lambda^p = \lambda^{\text{ref}} + h\dot{\lambda} + h^2\ddot{\lambda} + o(h^2) \tag{1-60}$$

Pour le calcul de $\dot{\lambda}$, nous utiliserons les équations éq. 1-59 et éq. 1-60 à l'ordre 1 en h . En multipliant l'équation éq. 1-60 par $\lambda - \lambda^{\text{ref}}$ et en utilisant l'expression du coefficient résonnant $g_{p,q}^s(z, z) = \frac{A_{p,q}(z, z')}{\lambda - \lambda^{\text{ref}}}$, nous obtenons l'expression suivante pour $z = 0$:

$$\dot{\lambda} = k_0^2 \tilde{\epsilon}_{0,0} A(0,0) \tag{1-61}$$

Pour $z \neq 0$, nous avons :

$$e_{p,q}^s(z) = \frac{A(z, 0)}{A(0,0)} e_{p,q}^s(0) \tag{1-62}$$

Pour le calcul de $\ddot{\lambda}$, nous procédons de la même façon mais cette fois-ci nous utilisons les équations éq. 1-59 et éq. 1-60 à l'ordre 2 en h . Pour le calcul de la dérivée nous utilisons l'équation éq. 1-62.

Pour une structure ne possédant pas d'absorption $\epsilon(x, z)$ est réel, la relation suivante entre les coefficients de Fourier est alors vérifiée :

$$\overline{\tilde{\epsilon}_{m,m}} = \tilde{\epsilon}_{-m,-n} \tag{1-63}$$

La valeur de $\ddot{\lambda}$ est alors :

$$\begin{aligned}
\ddot{\lambda} &= k_0^2 A(0,0) \sum_{j,l} \sum_{(j,l) \neq (p,q)} |\tilde{\epsilon}_{p-j,q-l}|^2 \left[(C_{p,q}^{j,l})^2 g_{j,l}^s(0,0) + (S_{p,q}^{j,l})^2 g_{j,l}^k(0,0) \right] \\
&+ \tilde{\epsilon}_{0,0} \frac{d}{dz} [A(0, z')]_{z'=0}
\end{aligned} \tag{1-64}$$

Nous pouvons maintenant exprimer le pôle en donnant sa partie réelle et imaginaire. Le pôle à l'ordre 1 en h est réel, sa partie réelle est donnée par :

$$\text{Re}(\lambda^p) = \lambda^{\text{ref}} + hk_0^2 \tilde{\epsilon}_{0,0} A(0,0) + o(h) \tag{1-65}$$

Seul les termes $g_{j,l}^s(0,0)$ et $g_{j,l}^k(0,0)$ sont complexes. La partie imaginaire du pôle est :

$$\text{Im}(\lambda^p) = h^2 k_0^2 A(0,0) |\tilde{\epsilon}_{p,q}|^2 \left[\cos^2(\Phi_{p,q}) \text{Im}(g_{0,0}^s(0,0)) + \sin^2(\Phi_{p,q}) \text{Im}(g_{0,0}^k(0,0)) \right] + o(h^2) \tag{1-66}$$

I.3.1.2 Interprétation

Montrons maintenant comment la connaissance de λ^p et du champ du mode propre permet de décrire en partie le comportement (réflexion) radiatif de la structure lorsqu'elle est éclairée par une onde incidente de vecteur incident \mathbf{K}_I et de longueur d'onde $\lambda \cong \lambda^p$.

On étudie \mathbf{D} tel que $\mathbf{D} = \mathbf{R}_a^* \mathbf{R}_a \mathbf{I}$. On rappelle que $\mathbf{R}_a^* \mathbf{R}_a$ a deux valeurs propres réelles associées aux vecteurs propres orthogonaux et une de ces valeurs propres s'écrit [Fehrembach et al. 2002]:

$$L^1 = \frac{(\lambda - \lambda^z)(\lambda - \bar{\lambda}^z)}{(\lambda - \lambda^p)(\lambda - \bar{\lambda}^p)} \quad \text{éq. 1-67}$$

Le vecteur propre associé à la valeur propre non résonnante L^2 correspond forcément à une polarisation du champ incident orthogonale au champ du mode propre.

Le champ du mode guidé est selon la composante $\mathbf{u}_{p,q}^s$ (voir Figure 1-9). Nous définissons le vecteur \mathbf{v} tel que:

$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_{p,q}^s \Lambda \mathbf{K}_I \quad \text{éq. 1-68}$$

Ainsi, si l'on éclaire la structure avec une polarisation selon \mathbf{v} , on obtient une réflectivité L^2 non résonnante. En revanche si l'on éclaire la structure selon $\mathbf{w} = \mathbf{e}_{p,q}^s \Lambda \mathbf{v}$ on aura une réflectivité résonnante :

$$L^1 = \left| \frac{(\lambda - \lambda^z)}{(\lambda - \lambda^p)} \right|^2 \quad \text{éq. 1-69}$$

Cette réflectivité présente un pic avec un maximum de 100% car λ^z est réel (symétrie verticale) et de largeur $\text{Im}(\lambda^p)$.

Pour illustrer ce raisonnement, supposons que \mathbf{k} et $\mathbf{K}_{p,q}$ sont tels que : $\Phi_{p,q} = 0$ ou $\Phi_{p,q} = \pi$ (Figure 1-10). Nous noterons les projetés des champs incidents polarisés s et p dans le plan (Oxy), \mathbf{E}^s et \mathbf{E}^p .

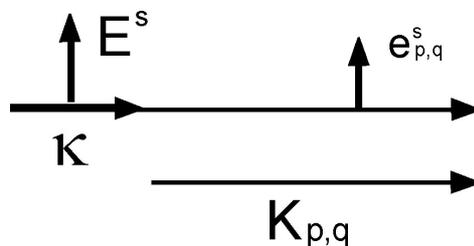


Figure 1-10 : Représentation des vecteurs dans le plan (Oxy) pour $\Phi_{p,q} = 0$.

Dans ce cas, la polarisation incidente correspondant à la valeur propre résonnante de $\mathbf{R}_a^* \mathbf{R}_a$ est $\mathbf{w} = \mathbf{K}_I \Lambda \mathbf{e}_{p,q}^s \Lambda \mathbf{K}_I$, c'est la polarisation s. On retrouve ici la condition sur la polarisation de l'onde incidente donnée dans chapitre 1 I.1.

Prenons maintenant le cas où $\Phi_{p,q} = \frac{\pi}{2}$ ou $\Phi_{p,q} = -\frac{\pi}{2}$ (Figure 1-11).

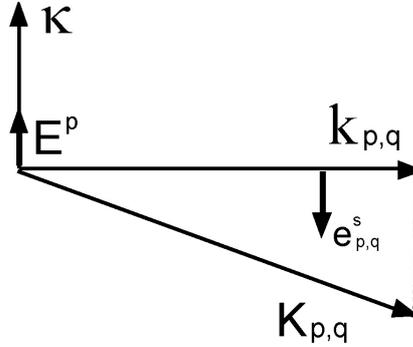


Figure 1-11 : Représentation des vecteurs dans le plan (Oxy) pour $\Phi_{p,q} = \frac{\pi}{2}$.

Dans ce cas, la polarisation incidente associée à la longueur d'onde résonnante de $\mathbf{R}_a^* \mathbf{R}_a$ est $\mathbf{w} = \mathbf{K}_I \Lambda \mathbf{e}_{p,q}^s \Lambda \mathbf{K}_I$ et correspond à la polarisation p.

Commentons maintenant l'équation éq. 1-66 qui exprime la largeur spectrale. Dans le cas où la structure est un anti-reflet, à partir de l'équation éq. 1-50 nous pouvons écrire que :

$$\frac{\text{Im}(g_{0,0}^k(0,0))}{\text{Im}(g_{0,0}^s(0,0))} = \cos^2(\theta) \quad \text{éq. 1-70}$$

En utilisant éq. 1-70, l'équation éq. 1-66 peut être simplifiée en :

$$\text{Im}(\lambda^p) = h^2 k_0^2 A(0,0) |\tilde{\epsilon}_{p,q}|^2 [\cos^2(\Phi_{p,q}) + \sin^2(\Phi_{p,q}) \cos^2(\theta)] \text{Im}(g_{0,0}^s) + o(h^2) \quad \text{éq. 1-71}$$

Il est intéressant d'observer que la largeur spectrale dépend de la direction d'éclairement et de l'angle d'incidence. Pour θ différent de 0, nous cherchons les extremums de :

$$P(\Phi_{p,q}) = \cos^2(\Phi_{p,q}) + \sin^2(\Phi_{p,q}) \cos^2(\theta) \quad \text{éq. 1-72}$$

Nous discernons deux cas pour la compréhension de l'équation éq. 1-71.

Dans le premier cas, $\Phi_{p,q} = \pi$ ou $\Phi_{p,q} = 0$, $P(\Phi_{p,q})$ est maximum et $P(0) = P(\pi) = 1$. Ceci signifie qu'en éclairant dans le même plan contenant la direction du mode guidé, la largeur spectrale est maximum (Figure 1-10). Nous observons que l'intégrale de recouvrement entre le champ incident polarisé s avec le mode couplé TE est maximale et ce, quelque soit l'angle d'incidence car le vecteur du champ incident n'est pas modifié.

Dans le deuxième cas, $\Phi_{p,q} = \frac{\pi}{2}$ ou $\Phi_{p,q} = -\frac{\pi}{2}$, $P(\Phi_{p,q})$ est minimum et $P(-\frac{\pi}{2}) = P(\frac{\pi}{2}) = \cos^2(\theta)$. En éclairant dans un plan perpendiculaire à la direction du mode guidé, la largeur spectrale sera minimum et dépendra de $\cos^2\theta$. Ceci est observable graphiquement (Figure

1-11). L'augmentation de l'angle d'incidence modifie la direction de \mathbf{K}_1 ; la composante du champ incident polarisée p, colinéaire au champ du mode guidé devient de plus en plus petite. L'intégrale de recouvrement entre le champ incident et le champ du mode guidé diminue alors lorsque l'angle d'incidence augmente.

Pour diminuer les largeurs spectrales des filtres éclairés avec une onde plane, on peut donc privilégier un fort angle d'incidence et un plan d'incidence orthogonal à la direction de propagation du mode guidé.

Nous ne donnerons pas l'expression des zéros mais leurs expressions peuvent être déterminées de manière perturbative en résolvant le problème de diffraction. Une méthode détaillée est donnée dans [Fehrembach 2003].

I.3.2 Plusieurs modes

La méthode perturbative décrite précédemment permet de traiter des problèmes plus complexes impliquant l'excitation de plusieurs modes de la structure de référence. On peut aussi considérer une configuration dans laquelle $\mathbf{\kappa}$ est fixé de telle sorte qu'il existe deux couples (p_1, q_1) et (p_2, q_2) tels que :

$$\mathbf{\kappa} + \mathbf{K}_{p_1, q_1} \cong \mathbf{k}_1^{\text{ref}}(\lambda^{\text{ref}}) \text{ et } \mathbf{\kappa} + \mathbf{K}_{p_2, q_2} \cong \mathbf{k}_2^{\text{ref}}(\lambda^{\text{ref}}) \quad \text{éq. 1-73}$$

L'équation éq. 1-73 peut être vérifiée en incidence normale avec $\mathbf{K}_{p_1, q_1} = -\mathbf{K}_{p_2, q_2}$ et $\mathbf{k}_1^{\text{ref}} = -\mathbf{k}_2^{\text{ref}}$. Dans ce cas, on excite deux modes contrapropagatifs. Lorsque la hauteur du réseau est non nulle, les deux modes se couplent et donnent deux nouveaux modes en créant une bande interdite dans la relation de dispersion (Figure 1-12), on parle de levée de dégénérescence aux points de croisement de la relation de dispersion du guide d'onde plan à période fictive.

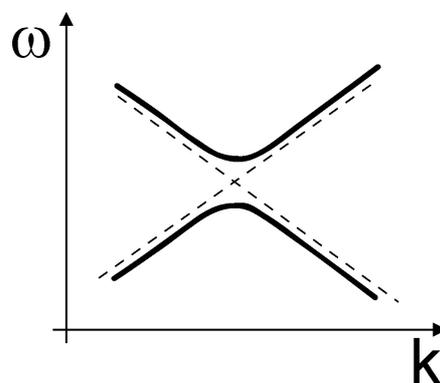


Figure 1-12 : Représentation du gap en ω , k est la projection du vecteur incident dans le plan. Trait plein : relation de dispersion des 2 modes de la structure. Pointillé : relation de dispersion des 2 modes de la structure plane équivalente.

Nous nommons cette bande interdite gap en ω ($\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$), ce gap dans la relation de dispersion est intéressant car pour un certain point de fonctionnement (bord de gap), la tolérance angulaire sera améliorée. L'expression des pôles en fonction des paramètres de la structure peut se trouver dans la référence [Lemarchand et al. 1998]. En agissant sur certains paramètres de la structure à la conception, il sera ainsi possible de modifier la forme du gap. Il est possible aussi d'obtenir ce gap en incidence oblique, dans le cas d'une structure supportant 2 modes guidés de même nature (TE par exemple) [Sentenac et al. 2005].

Considérons maintenant une structure symétrique par rapport à un plan horizontal et supportant un mode symétrique et un mode anti-symétrique par rapport à ce plan. Un phénomène intéressant se produit sur les zéros des deux modes, ils se couplent pour former un gap en k (Figure 1-13).

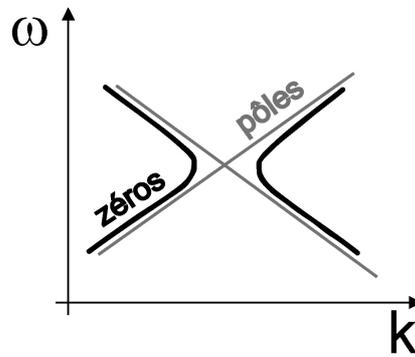


Figure 1-13 : Représentation du gap en k sur les zéros en réflexion ou en transmission.

Une étude détaillée du gap en k se trouve dans l'annexe 1.

On peut aussi vérifier l'équation éq. 1-73 avec une structure présentant un plan de symétrie dans une direction perpendiculaire aux plan des couches et en prenant comme mode de référence les modes symétrique et anti-symétrique par rapport à ce plan. En reprenant les mêmes notations que dans le cas d'un mode, nous donnerons l'expression des pôles, la démonstration complète se trouve dans la référence [Fehrembach et al. 2003]. Le réseau est symétrique par rapport au plan d'incidence et les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{K}_{m,n}$ et $\mathbf{K}_{n,m}$ sont symétriques par rapport à ce plan. Nous avons alors, $p_1 = q_2 = p$ et $q_1 = p_2 = q$. Les longueurs d'onde propres des deux modes, symétriques (λ^{p+}) et anti-symétrique (λ^{p-}), par rapport au plan d'incidence, sont réelles à l'ordre 1 en h pour la structure perturbée :

$$\text{Re}(\lambda^{p+}) = \lambda^{\text{ref}} + hk_0^2 A_{p,q} (\tilde{\epsilon}_{0,0} - \tilde{\epsilon}_{p-q,q-p} \cos(2\Phi_{p,q})) + o(h) \quad \text{éq. 1-74}$$

$$\text{Re}(\lambda^{p-}) = \lambda^{\text{ref}} + hk_0^2 A_{p,q} (\tilde{\epsilon}_{0,0} + \tilde{\epsilon}_{p-q,q-p} \cos(2\Phi_{p,q})) + o(h) \quad \text{éq. 1-75}$$

Les parties imaginaires sont à l'ordre 2 en h :

$$\text{Im}(\lambda^{p+}) = 2h^2 k_0^4 A_{p,q} |\tilde{\epsilon}_{p,q}|^2 g_{0,0}^k \sin^2(\Phi_{p,q}) + o(h^2) \quad \text{éq. 1-76}$$

$$\text{Im}(\lambda^{p-}) = 2h^2 k_0^4 A_{p,q} |\tilde{\epsilon}_{p,q}|^2 g_{0,0}^s \cos^2(\Phi_{p,q}) + o(h^2) \quad \text{éq. 1-77}$$

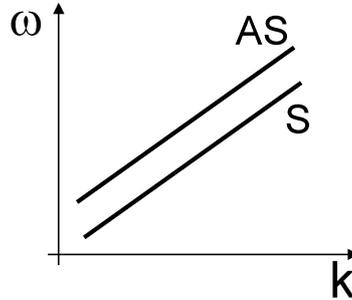


Figure 1-14 : Représentation des pôles pour le mode symétrique et anti-symétrique

Ces résultats, très importants, seront utilisés par la suite pour la conception d'un filtre indépendant à la polarisation en incidence oblique.

II. Application à la conception d'un filtre

Dans cette partie, nous utiliserons les résultats théoriques démontrés dans le paragraphe précédent sur la théorie des réseaux résonants 2D pour concevoir une structure possédant les propriétés de filtrage désirées.

II.1 Taux de réjection

Les réseaux résonants peuvent être conçus pour obtenir des filtres fonctionnant en réflexion ou en transmission. Un filtre en réflexion réfléchit plus fortement la longueur d'onde désirée que les autres longueurs d'onde. Un filtre en transmission transmet plus fortement la longueur d'onde désirée que les autres. Nous définissons le taux de réjection τ comme le rapport $\frac{R_{\text{res}}}{R_0}$ pour un filtre en réflexion et $\frac{1-R_{\text{res}}}{1-R_0}$ pour le filtre en transmission. R_{res} étant la réflexion du filtre à la résonance et R_0 en dehors de cette résonance. Nous chercherons à optimiser ce taux de réjection.

Filtre en réflexion

Dans le chapitre 1 I.2.3, nous avons montré que lorsque la structure possède une symétrie verticale, le zéro de transmission est réel. Il est possible d'obtenir 100% de l'énergie réfléchie

à la résonance pour une structure contenant des matériaux non absorbant. De plus, pour éviter de perdre de l'énergie dans les autres ordres diffractés par le réseau, nous choisirons une structure diffractant seulement un ordre. Pour minimiser la réflexion en dehors de la résonance, la structure équivalente doit alors être un bon anti-reflet. Pour résumer, les caractéristiques de la structure sont les suivantes :

- Symétrie par rapport à un axe vertical (Oz).
- Réseau sub-longueur d'onde.
- Matériaux sans absorption.
- Bon anti-reflet.

Les 3 premières caractéristiques permettent d'obtenir une réflexion R_{res} égale à 1 à la résonance. Le taux de réjection dépend donc seulement de la valeur de l'anti-reflet avec

$$\tau = \frac{1}{R_0}.$$

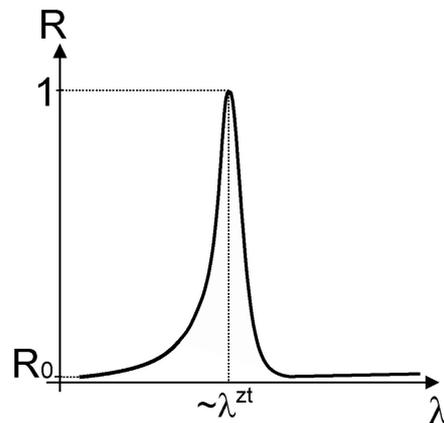


Figure 1-15 : Spectre en réflexion pour un filtre fonctionnant en réflexion, le zéro de transmission est réel.

Filtre en transmission

Pour obtenir un zéro de réflexion réel et une transmission de 100% de l'énergie à la résonance, la structure doit, dans ce cas, être symétrique par rapport à un axe horizontal (chapitre 1 I.2.3). La réflexion en dehors de la résonance doit être maximisée, nous utiliserons alors une structure se comportant comme un miroir.

Les caractéristiques de la structure sont les suivantes :

- Symétrie horizontale.
- Réseau sub-longueur d'onde.
- Matériaux sans absorption.
- Bon miroir.

Les 3 premières caractéristiques permettent d'obtenir une réflexion égale à 0 à la résonance. Le taux de réjection dépend alors seulement du coefficient de réflexion R_0 du miroir avec $\tau = \frac{1}{1-R_0}$. La symétrie horizontale implique des structures plus complexes qu'avec la symétrie verticale. Par contre, la symétrie horizontale n'est pas une condition nécessaire pour obtenir un zéro de réflexion réel, il est possible qu'il existe d'autres configurations permettant d'obtenir un zéro réel. Il est aussi envisageable de trouver des structures supportant des zéros de transmission complexes constitués d'une faible partie imaginaire. Nous avons tracé (Figure 1-16) l'allure des spectres en réflexion dans le cas d'une structure présentant un zéro en transmission réel et pour une structure dont le zéro en transmission est complexe. Dans ce cas, la longueur d'onde de résonance est décalée et le minimum de réflexion n'est plus égal à 0.

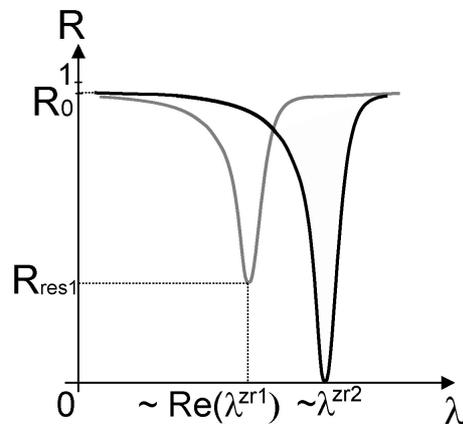


Figure 1-16 : Spectres en réflexion pour deux filtres fonctionnant en transmission, le zéro de réflexion est complexe pour l'un et réel pour l'autre.

Les propriétés énoncées dans les chapitres suivants sont valables autant pour les filtres fonctionnant en réflexion que pour ceux fonctionnant en transmission. Afin de respecter le cahier des charges, nous nous intéresserons par la suite aux filtres fonctionnant en réflexion.

II.2 Largeur spectrale

Une des principales propriétés de ces filtres est leur largeur spectrale $\Delta\lambda$. Nous avons vu dans le chapitre 1 I.1 que cette largeur était égale à $2\text{Im}(\lambda^p)$. L'expression de la partie imaginaire du pôle, dans le cas où un seul mode est excité, est donnée dans l'équation (éq. 1-66). Pour de faibles valeurs de h , $\Delta\lambda$ dépend principalement de la hauteur du réseau h et du coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{p,q}$. Nous avons calculé, dans le cas d'un réseau 1D, les spectres en réflexion en fonction de la hauteur du réseau. Les largeurs spectrales $\Delta\lambda$ de ces spectres en fonction de h pour cette exemple sont tracées (Figure 1-17).

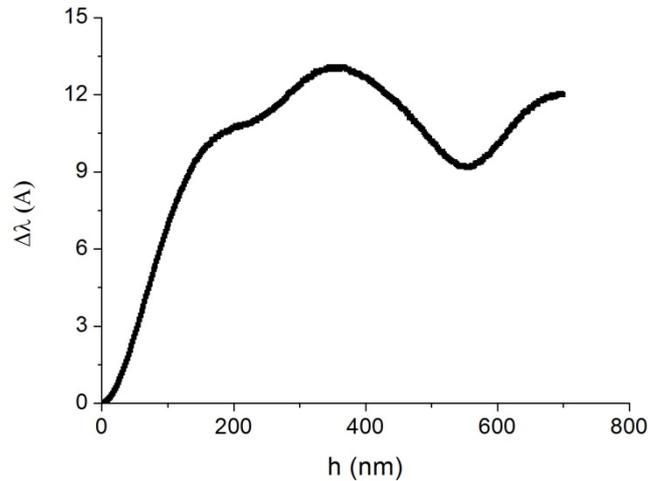


Figure 1-17 : Simulation de la variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de la hauteur h du réseau pour un réseau 1D.

Pour de faibles hauteurs de réseau, la courbe est quadratique en h comme attendu avec la méthode perturbative. Cette courbe illustre le fait, que plus h est petit, plus la largeur spectrale sera fine.

Pour obtenir un $\Delta\lambda$ petit, nous pouvons aussi chercher à réduire la valeur de $\tilde{\epsilon}_{p,q}$. Exprimons ce coefficient de Fourier en fonction du diamètre des trous D dans le cas d'une maille hexagonale de période d . Nous considérons que le mode est excité via les ordres (1,-1) du réseau et nous traçons $\tilde{\epsilon}_{1,0}$ en fonction du diamètre des trous (Figure 1-18).

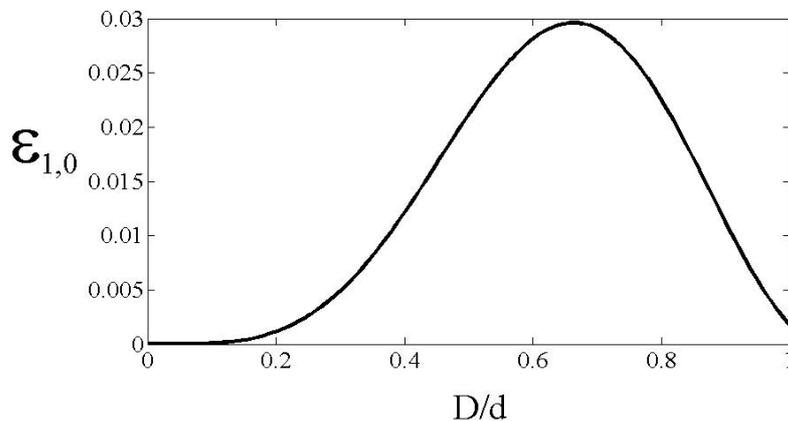


Figure 1-18 : Evolution du coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{1,0}$ en fonction du diamètre des trous pour une maille hexagonale.

Nous pouvons observer que les trous de petites tailles sont propices à une plus faible largeur spectrale. Intéressons nous maintenant à l'effet de ces deux paramètres que sont la hauteur du réseau et la taille des trous sur la tolérance angulaire du filtre.

II.3 Tolérance angulaire

La tolérance angulaire de ces filtres est un élément très important, en effet le faisceau incident n'est pas une onde plane. Pour un filtre, éclairé par une onde incidente possédant une ouverture angulaire plus grande que la tolérance du filtre, sa réponse spectrale sera alors fortement dégradée (Figure 1-19). Nous noterons $\Delta\theta$ la tolérance angulaire du filtre et θ_f la divergence angulaire du faisceau $\theta_f \cong \frac{\lambda}{d_w}$, d_w étant le waist du faisceau. Pour obtenir l'inégalité $\Delta\theta > \theta_f$ et ainsi ne pas dégrader la réponse spectrale, nous pouvons augmenter la taille du faisceau, mais la taille du filtre à réaliser devra être plus grande que la taille du faisceau. Lorsque l'inégalité est vérifiée, la faible tolérance angulaire de ces filtres devient intéressante pour obtenir des filtres accordables en fonction de l'angle d'incidence.

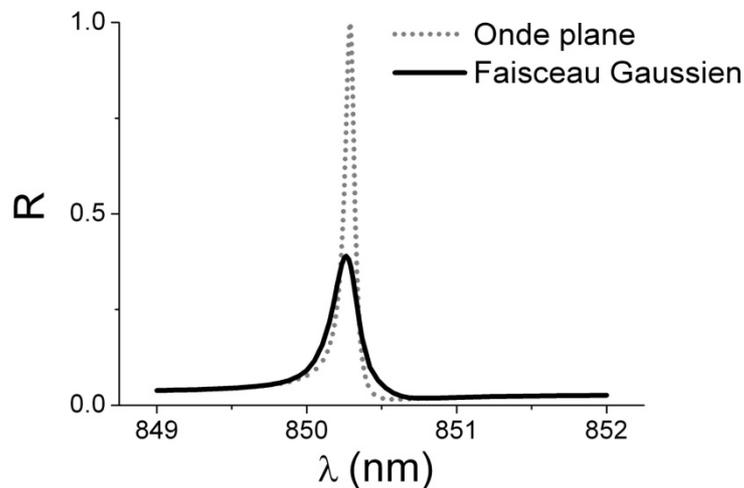


Figure 1-19 : Réponses spectrales d'un filtre éclairé par une onde incidente plane et par un faisceau Gaussien dans le cas $\theta_f \cong 1.5\Delta\theta$. Simulation réalisée avec un filtre à maille hexagonale en incidence oblique pour une polarisation p.

Pour de faibles valeurs de h , $\Delta\theta$ dépend principalement de la hauteur du réseau et du coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{p-q,q-p}$ (par analogie avec un réseau 1D [Fehrembach 2003]). Nous chercherons à maximiser le rapport $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$.

Des simulations, avec le même réseau 1D utilisé pour tracer $\Delta\lambda$ en fonction de h (Figure 1-17), ont permis de tracer $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ en fonction de h (Figure 1-20).

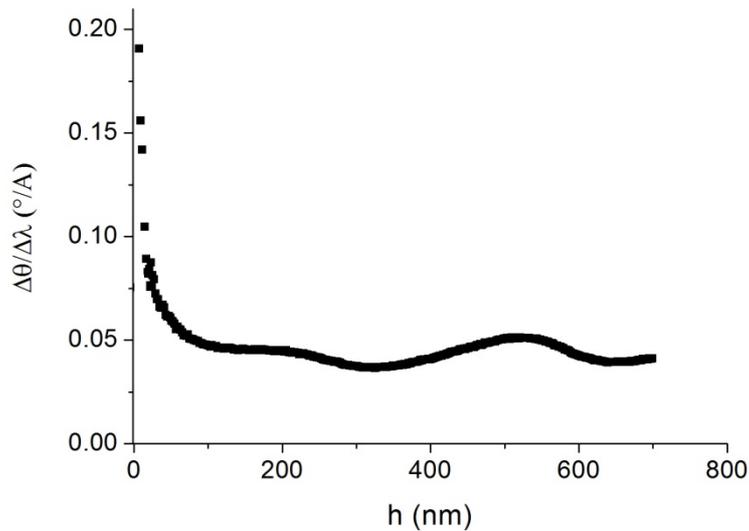


Figure 1-20 : Simulation de la variation du rapport $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ en fonction de la hauteur h du réseau pour un réseau 1D.

Nous observons que le rapport $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ est le plus grand pour de faibles valeurs de h .

Intéressons nous à la tolérance angulaire en fonction de la taille des trous. Nous considérons que le mode est excité via les ordres (1,-1) du réseau et nous traçons $\tilde{\epsilon}_{2,0}$ en fonction du diamètre des trous (Figure 1-21).

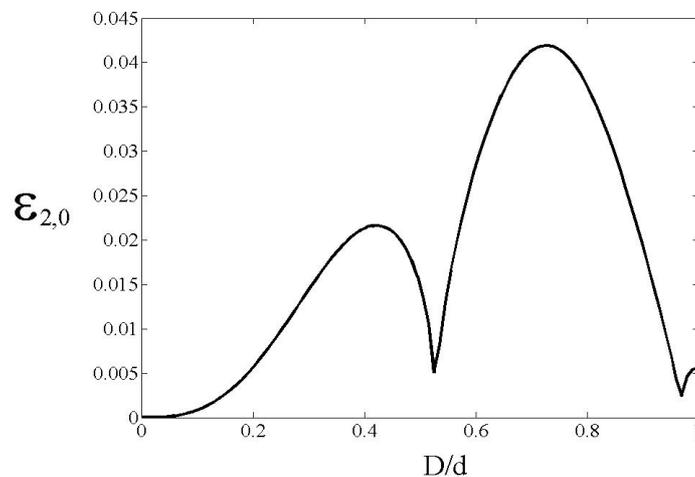


Figure 1-21 : Evolution du coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{2,0}$ en fonction du diamètre des trous pour une maille hexagonale.

Nous observons qu'une diminution du diamètre des trous entraîne une diminution de $\tilde{\epsilon}_{2,0}$ et donc de la largeur angulaire. Traçons $\frac{\tilde{\epsilon}_{2,0}}{\tilde{\epsilon}_{1,0}}$ en fonction du diamètre des trous pour avoir une indication sur $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ (Figure 1-22).

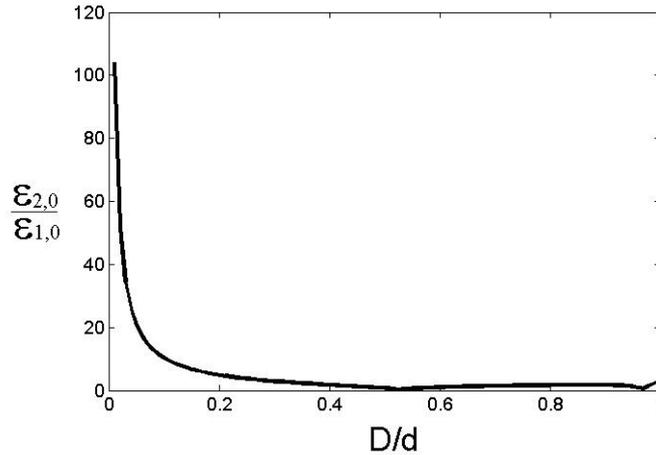


Figure 1-22 : Evolution des rapports des coefficients de Fourier $\frac{\tilde{\epsilon}_{2,0}}{\tilde{\epsilon}_{1,0}}$ en fonction du diamètre des trous pour une maille hexagonale.

Nous pouvons conclure qu'en incidence normale, les trous de petite taille dans le cas d'une maille hexagonale et une faible hauteur de réseau, donnent une largeur spectrale fine et un bon rapport $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$. La divergence du faisceau est le facteur limitant pour obtenir des filtres à bande spectrale la plus étroite possible.

II.4 Indépendance à la polarisation

Un filtre est indépendant à la polarisation lorsque sa réponse spectrale, dont l'efficacité est proche de l'unité, est la même quelque soit la polarisation de l'onde incidente. Intuitivement, nous pouvons imaginer des structures indépendantes à la polarisation en incidence normale. Par contre pour l'incidence oblique, voire fortement oblique, la conception de structures indépendantes à la polarisation sera beaucoup moins aisée. Nous donnerons d'abord une condition nécessaire pour obtenir l'indépendance à la polarisation puis nous nous intéresserons aux deux cas d'éclairement, en incidence normale puis en incidence oblique.

II.4.1 Condition nécessaire

Pour définir la polarisation du champ incident \mathbf{I}^a , nous utiliserons la base associée à l'onde incidente polarisée rectilignement ($\mathbf{u}_s^{Ia}, \mathbf{u}_p^{Ia}, \mathbf{u}_k^{Ia}$) et nous introduirons ψ , angle entre les deux vecteurs \mathbf{I}^a et \mathbf{u}_s^{Ia} (Figure 1-23).

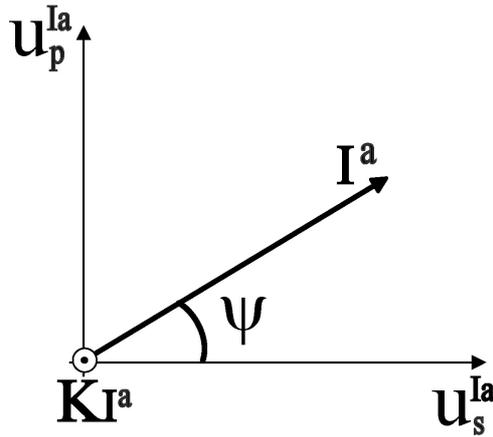


Figure 1-23 : Définition de l'angle de polarisation rectiligne ψ .

Nous considérerons une onde incidente polarisée rectilignement excitant un seul mode propre et une structure symétrique par rapport à l'axe (Oz). Dans ce cas, l'équation éq. 1-36 exprimant la réflexion en énergie d'une structure éclairée dans une polarisation quelconque peut être simplifiée (démonstration dans [Fehrembach et al. 2002]). La réflectivité de la structure peut alors s'exprimer en fonction de l'angle ψ , avec l'expression suivante :

$$R(\psi) = a \cdot \cos(2\psi - \psi_0) + b \quad \text{éq. 1-78}$$

où a, b et ψ_0 sont des constantes réelles.

Cette fonction, de période π est définie par les extremums suivants :

$$R_{\max}(\psi) = 1 \text{ et } R_{\min}(\psi) = R_0 \quad \text{éq. 1-79}$$

avec R_0 la réflectivité de la structure en dehors de la résonance.

Dans le cas d'une structure anti-reflet (R_0 faible), nous pouvons tracer (Figure 1-24) un exemple de réflectivité d'une structure en fonction de la polarisation incidente.

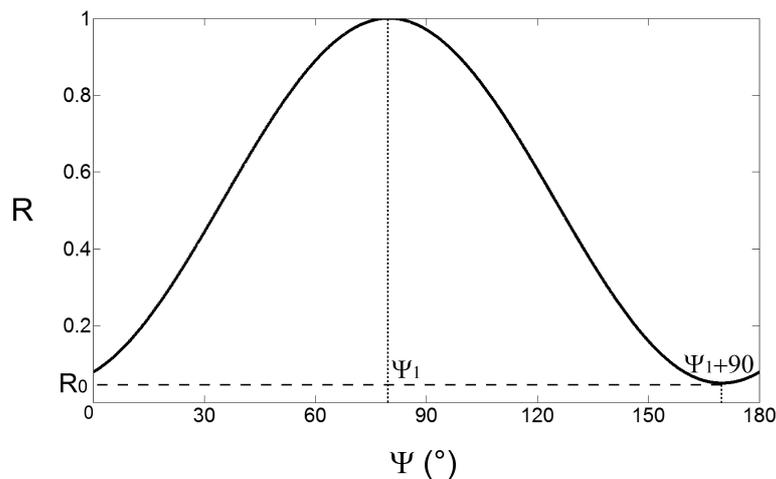


Figure 1-24 : Réflectivité en fonction de la polarisation incidente. $a=0.475$, $b=0.525$ et $\psi_0=160^\circ$.

La réflectivité oscille donc sinusoidalement en fonction de ψ entre R_0 et 1, il n'est donc pas possible d'obtenir l'indépendance à la polarisation, avec une efficacité proche de l'unité, en excitant seulement 1 mode propre.

Une condition nécessaire pour obtenir un filtre indépendant à la polarisation est d'exciter deux modes propres pour la même longueur d'onde et la même pulsation spatiale.

II.4.2 Incidence normale

En incidence normale, nous montrerons que les structures 2D dont le réseau est symétrique par une rotation de $\frac{\pi}{n}$ avec $n \geq 2$, sont indépendantes à la polarisation. Pour $n = 2$ nous avons une maille carrée et pour $n = 3$ une maille hexagonale. Ces structures vérifient la condition nécessaire d'indépendance à la polarisation, nous excitions bien $2n$ modes avec la même pulsation spatiale et même longueur d'onde dans $2n$ directions. Dans le cas d'une maille carrée, les modes sont excités selon 4 directions et dans le cas d'une maille hexagonale selon 6 directions. Cette condition n'étant pas suffisante pour l'indépendance à la polarisation, nous utilisons l'équation éq. 1-78 et la propriété de symétrie. Les propriétés de symétrie imposent que la réflectivité de la structure en fonction de la polarisation de l'onde incidente $R(\psi)$, soit la même dans toutes les directions $\psi + k\frac{\pi}{n}$, où $k = [1, 2, \dots, n]$. Nous avons alors la relation suivante :

$$R(\psi) = R\left(\psi + \frac{\pi}{n}\right) = R\left(\psi + 2\frac{\pi}{n}\right) = \dots = R(\psi + \pi) \quad \text{éq. 1-80}$$

La fonction $R(\psi)$ étant périodique de période π , l'égalité éq. 1-80 implique que la fonction $R(\psi)$ est constante, et par conséquent la structure est indépendante à la polarisation.

Toute structure 2D éclairée en incidence normale possédant une symétrie du réseau par rotation de $\frac{\pi}{n}$ avec $n \geq 2$ est indépendante à la polarisation.

II.4.3 Incidence oblique

Nous cherchons à obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence oblique. Nous avons vu qu'une condition nécessaire est d'exciter deux modes propres pour la même longueur d'onde et la même pulsation spatiale.

Cette condition peut être remplie en utilisant une structure 1D supportant 2 modes guidés, un mode TE et un mode TM [Lacour et al. 2001]. En choisissant convenablement la période du réseau, il est possible pour un angle d'incidence fixé, d'exciter le mode TE avec une onde

incidente polarisée s et le mode TM avec une incidente polarisée p, pour la même longueur d'onde. Nous avons illustré cette condition de couplage pour un filtre éclairé dans le plan perpendiculaire aux traits, les modes TE et TM sont excités via l'ordre (1) et (-1) du réseau (Figure 1-25).

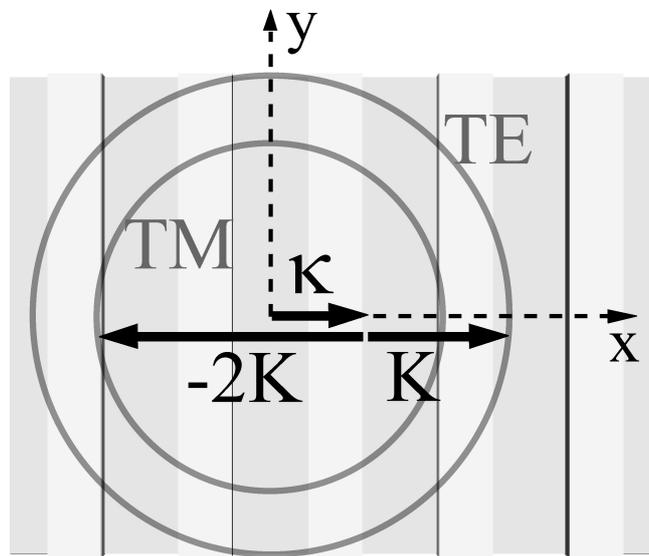


Figure 1-25 : Excitation des modes TE et TM d'une structure 1D pour la même longueur d'onde et même pulsation spatiale.

Cette solution pour obtenir l'indépendance à la polarisation présente néanmoins des inconvénients, suivant l'angle d'incidence de fonctionnement choisi il ne sera pas forcément possible de trouver une structure possédant un mode TE et TM à exciter pour la même longueur d'onde. De plus, avec ce type de configuration, il ne sera pas possible de conserver l'indépendance à la polarisation avec une accordabilité en θ . L'angle de fonctionnement est fixé par l'indice effectif des 2 modes guidés, il est unique et dépend de la structure. Enfin, les contraintes de fabrication seront plus élevées pour cette structure que pour une supportant un seul mode guidé.

Nous cherchons alors une autre configuration vérifiant la condition nécessaire d'indépendance à la polarisation et possédant un seul mode guidé. Pour une structure équivalente avec une hauteur de réseau nul (réseau virtuel), il serait possible d'exciter deux modes dégénérés pour une même longueur d'onde et pulsation spatiale si la structure était éclairée dans un plan de symétrie. Malheureusement, lorsque la hauteur du réseau est non nulle, les deux modes, symétrique et antisymétrique par rapport au plan d'incidence, ont des longueurs d'onde différentes. La méthode perturbative nous permet d'exprimer cette différence de longueur d'onde. Dans le paragraphe 1 (A.3.2) nous avons donné la valeur des pôles des modes

symétriques et anti-symétriques pour une structure éclairée dans un plan de symétrie. Les équations (éq. 1-74 et éq. 1-75) nous permettent d'écrire la différence entre les pôles :

$$\lambda^s - \lambda^p = 2hk_0^2 A_{p,q} \tilde{\epsilon}_{p-q,q-p} \cos(2\Phi_{p,q}) + o(h) \quad \text{éq. 1-81}$$

Les équations (éq. 1-76 et éq. 1-77) nous permettent d'exprimer le rapport entre les parties imaginaires des pôles à l'ordre 2 en h :

$$\frac{\Delta\lambda^s}{\Delta\lambda^p} = \frac{2\text{Im}(\lambda^s)}{2\text{Im}(\lambda^p)} \approx \frac{\text{Im}(g_{0,0}^k)}{\text{Im}(g_{0,0}^s)} \tan^2(\Phi_{p,q}) \quad \text{éq. 1-82}$$

où $\text{Im}(g_{0,0}^k)$ et $\text{Im}(g_{0,0}^s)$ sont les parties imaginaires de coefficients de Fourier du tenseur de Green défini dans les expressions (éq. 1-50). L'équation (éq. 1-81) donne la différence, en longueur d'onde, entre la résonance obtenue par l'excitation du mode symétrique par une onde polarisée s (λ^s) et la résonance obtenue par l'excitation du mode symétrique par une onde polarisée p (λ^p). L'équation (éq. 1-82) correspond au rapport des largeurs à mi-hauteur ($\Delta\lambda^s$ et $\Delta\lambda^p$) des deux spectres à la résonance (éq. 1-18).

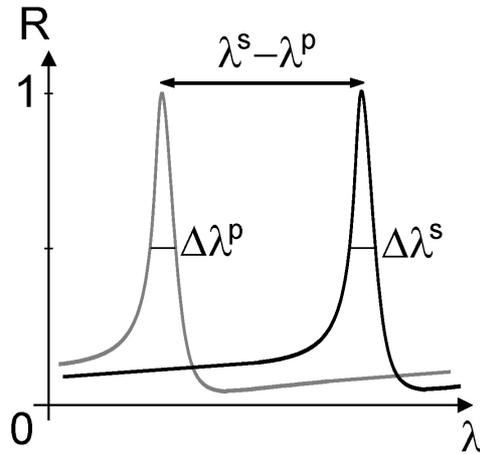


Figure 1-26 : Différence entre les spectres lorsque l'onde incidente est polarisée s ou p, pour une structure possédant un mode guidé éclairée dans un plan de symétrie.

Pour obtenir l'indépendance à la polarisation, nous cherchons à annuler la différence entre λ^s et λ^p . Cette différence (éq. 1-81) dépend du coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{p-q,q-p}$ associé à l'ordre de diffraction (p-q,q-p) responsable du couplage entre les deux modes et de l'angle $\Phi_{p,q}$ entre le projeté du vecteur d'onde incident dans le plan et le vecteur d'onde du mode excité par l'ordre (p,q) du réseau. Le vecteur d'onde incident appartenant à un plan de symétrie de la structure, $2\Phi_{p,q}$ est alors l'angle formé entre les deux vecteurs d'onde des deux modes excités dont la combinaison donne 1 mode excitable en polarisation s et l'autre en polarisation p.

Deux solutions sont donc possibles pour annuler l'expression (éq. 1-81), la première serait de concevoir une structure avec le coefficient de Fourier $\tilde{\epsilon}_{p-q,q-p}$ pratiquement nul. Ceci est

réalisable en jouant sur le facteur de remplissage du réseau [Lacour et al. 2001; Mizutani et al. 2001]. Dans ces configurations où l'indépendance à la polarisation dépend d'un coefficient de Fourier de la structure, la réponse du filtre est très sensible aux erreurs de fabrication. De plus, l'indépendance à la polarisation n'est pas conservée avec l'accordabilité.

L'autre possibilité d'annuler l'équation éq. 1-81 est de concevoir une structure avec $\Phi_{p,q}$ proche de $\frac{\pi}{4}$. Ceci est réalisable avec une maille carrée pour un faible angle d'incidence [Mizutani et al. 2001]. Cette condition est aussi réalisable pour des angles d'incidence plus élevés en utilisant une maille hexagonale éclairée selon un axe de symétrie. En modifiant l'angle A' de la maille hexagonale il est possible de choisir l'angle de fonctionnement du filtre. De plus, pour des forts angles d'incidence $\cos(2\Phi_{p,q})$ varie lentement en fonction de θ . nous pouvons alors conserver l'indépendance à la polarisation en fonction de l'accordabilité en θ [Mizutani et al. 2001]. L'inconvénient dans ce cas est que pour $\Phi_{p,q} = \frac{\pi}{4}$, le rapport des largeurs des deux pics en polarisation s et p (éq. 1-82) dépend de $\frac{\text{Im}(g_{0,0}^k)}{\text{Im}(g_{0,0}^s)}$. Or la différence entre ces deux termes augmente avec l'angle d'incidence et la différence entre la valeur de l'anti-reflet dans les deux polarisations.

Pour obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence oblique nous choisirons donc de concevoir une maille hexagonale quelconque éclairée selon un axe de symétrie. Dans cette configuration, le filtre conservera l'indépendance à la polarisation avec l'accordabilité selon θ et pourra fonctionner sous incidence oblique.

II.5 Méthodologie de conception

Nous nous intéressons dans cette partie à la méthodologie de conception d'un filtre en réflexion fonctionnant en incidence oblique et indépendant à la polarisation.

II.5.1 Détermination des paramètres de l'empilement

L'empilement doit être anti-reflet et supporter des modes guidés. Nous cherchons un empilement dont la réflectivité est très faible sur une large bande autour du point de fonctionnement prévu du filtre (angle d'incidence et longueur d'onde de résonance), pour toutes les polarisations. Des simulations de réflectivité d'empilement multicouches permettent d'obtenir les caractéristiques (épaisseur, indice) des couches. Pour la couche supérieure, qui

contiendra le réseau, nous prenons un indice équivalent, cette valeur est approchée car le taux de remplissage est encore sujet à modification au cours de la conception.

Nous cherchons ensuite les modes guidés de cet empilement, ils sont caractérisés par leur indice effectif n_f et par $A_{p,q}$, terme permettant de quantifier la capacité du mode à être excité par une onde incidente. En fonction des performances du filtre à obtenir, nous pouvons choisir le mode à exciter.

II.5.2 Détermination des paramètres du réseau

Nous choisissons ensuite les paramètres de la maille hexagonale afin d'obtenir la résonance à la longueur d'onde de fonctionnement du filtre et l'indépendance à la polarisation. Une maille hexagonale quelconque est un réseau 2D (défini dans le chapitre 1 I.2.1) déterminé par la relation suivante entre les paramètres de maille :

$$\cos(A) = \frac{d_x}{2d_y} \quad \text{éq. 1-83}$$

Une maille carrée correspond à $A' = 90^\circ$ et une maille hexagonale régulière à $A' = 60^\circ$. Pour faciliter les calculs, nous introduisons un repère orthonormé (O, X, Y) . Dans ce repère, les vecteurs de base du réseau réciproque s'expriment :

$$\mathbf{K}_x = \frac{2\pi}{d_x} \mathbf{X} - \frac{2\pi \cos(A)}{d_x \sin(A)} \mathbf{Y} \quad \text{et} \quad \mathbf{K}_y = \frac{2\pi}{d_y \sin(A)} \mathbf{Y} \quad \text{éq. 1-84}$$

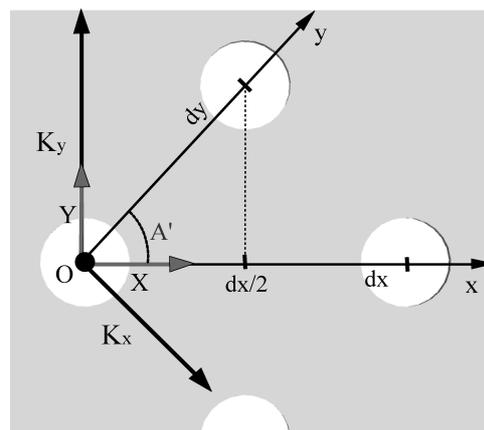


Figure 1-27 : Maille hexagonale quelconque et vecteurs du réseau réciproque

Nous avons vu dans le chapitre (II.4.3) que pour obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence oblique, la structure devait être éclairée dans un plan de symétrie. Une maille hexagonale quelconque possède deux plans de symétrie, un premier perpendiculaire au plan de la structure et contenant l'axe (OX) et un second perpendiculaire au plan de la structure et

contenant l'axe (OY). Nous distinguerons ces deux cas dans la suite. Nous avons aussi montré (II.4.3) que pour obtenir l'indépendance à la polarisation, l'angle 2Φ entre les deux directions de propagation des modes doit être égal à 90° . De plus, pour exciter le mode guidé de la structure l'onde incidente doit satisfaire l'équation de couplage. Nous pouvons alors exprimer ces conditions mathématiquement, la Figure 1-28 illustre ces conditions graphiquement.

Nous notons le vecteur $\boldsymbol{\kappa}$ le projeté du vecteur incident dans le plan (X,Y) et \mathbf{k} le vecteur d'onde du mode guidé de la structure. Leurs normes s'écrivent :

$$\|\boldsymbol{\kappa}\| = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \text{ et } \|\mathbf{k}\| = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \quad \text{éq. 1-85}$$

Eclairement dans le plan (OX) :

La condition de couplage est donnée par :

$$\|\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,0}\| = \|\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,1}\| = \|\mathbf{k}\| \quad \text{éq. 1-86}$$

La condition d'orthogonalité sur les deux directions de propagation du mode guidé s'exprime :

$$(\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,0}) \cdot (\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,1}) = 0 \quad \text{éq. 1-87}$$

Les équations éq. 1-86 et éq. 1-87 impliquent alors les relations suivantes :

$$d_x = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\sqrt{2} \sin(\theta) \pm n_{\text{eff}}} \text{ et } \tan(A) = \frac{\sqrt{2} \sin(\theta)}{n_{\text{eff}}} \pm 1 \quad \text{éq. 1-88}$$

Eclairement dans le plan (OY) :

La condition de couplage est donnée par :

$$\|\boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{1,0}\| = \|\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,1}\| = \|\mathbf{k}\| \quad \text{éq. 1-89}$$

La condition d'orthogonalité sur les deux directions de propagation du mode guidé s'exprime :

$$(\boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{1,0}) \cdot (\boldsymbol{\kappa} - \mathbf{K}_{1,1}) = 0 \quad \text{éq. 1-90}$$

Les équations éq. 1-89 et éq. 1-90 impliquent les relations suivantes :

$$d_x = \frac{\sqrt{2}\lambda}{n_{\text{eff}}} \text{ et } \tan(A) = \frac{1}{\frac{\sqrt{2} \sin(\theta)}{n_{\text{eff}}} \pm 1} \quad \text{éq. 1-91}$$

Ces relations simples (éq. 1-88 et éq. 1-91), expriment une approximation des caractéristiques de fonctionnement (longueur d'onde incidente, angle d'incidence) d'une structure indépendante à la polarisation en fonction des paramètres de la maille hexagonale. La principale différence entre ces deux formules est que la période d_x dans l'équation (éq. 1-91) ne dépend pas de l'angle d'incidence mais seulement de la longueur d'onde résonance.

Une analyse rapide des vecteurs de la Figure 1-28, illustre l'intérêt d'une maille hexagonale pour obtenir les deux directions de propagation du mode guidé orthogonales. Pour garder $\Phi = 90^\circ$, une variation de la valeur de κ (angle d'incidence) doit être compensée par un changement des vecteurs du réseau réciproque, c'est-à-dire une variation de l'angle A' de la maille. Nous voyons alors que ceci n'est plus possible lorsque la maille devient carrée ($A' = 90^\circ$), sauf pour $\kappa = 0$ (incidence normale).

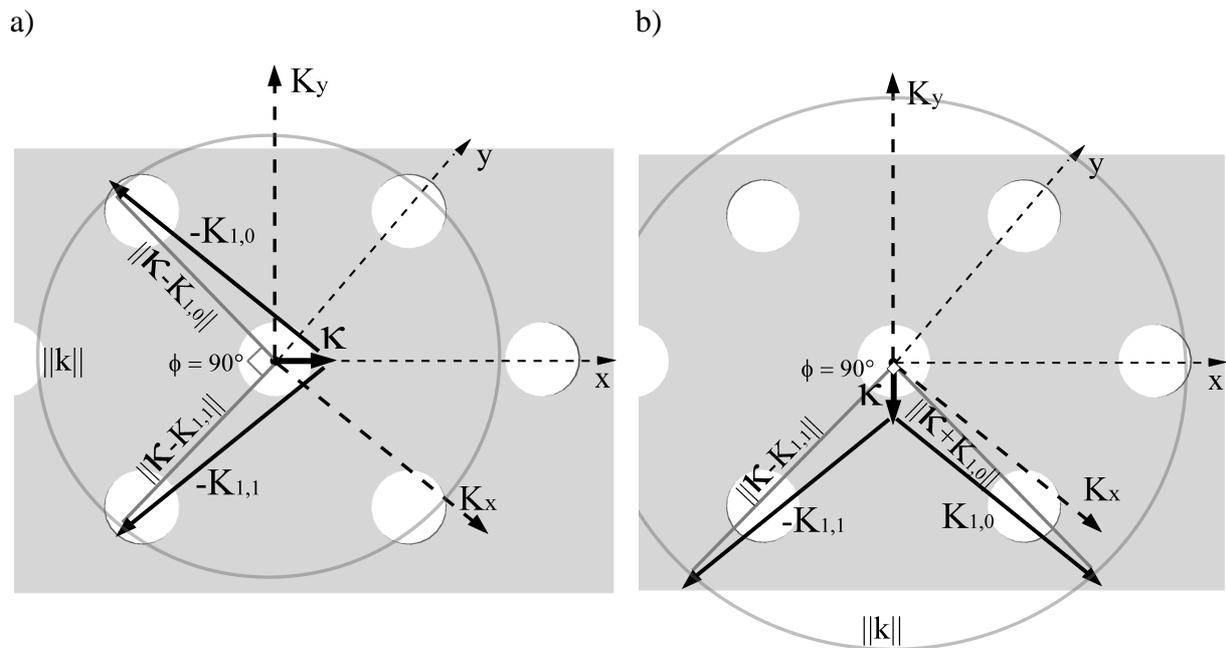


Figure 1-28 : Représentation vectorielle des conditions de couplage et d'orthogonalité. a) Eclairage dans le plan contenant (OX) b) Eclairage dans le plan contenant (OY)

Pour résumer, nous fixons le point de fonctionnement du filtre (longueur d'onde de résonance et angle d'incidence) puis nous utilisons les formules (éq. 1-88 et éq. 1-91) pour déterminer les paramètres de la maille (période et angle A').

II.5.3 Ajustement des paramètres

Nous utilisons un code informatique développé à l'Institut Fresnel pour simuler la réflexion de la structure avec les paramètres calculés précédemment. Les simulations que nous présenterons dans le manuscrit utilisent la méthode modale de Fourier (Fourier Modal Method) [Brauer et al. 1993; Li 1996] basée sur une méthode différentielle. Des précautions sur les calculs de produits de fonctions [Li 1997] permettent de résoudre les problèmes liés aux instabilités numériques. Le code utilisé permet de calculer la matrice de diffraction et ainsi en déduire les modes propres de la structure.

Certaines valeurs de paramètres étant approchées (indice de la couche équivalente, indice du mode guidé), les résultats de la simulation (longueur d'onde de résonance, indépendance à la polarisation) diffèrent un peu avec ceux désirés. Après chaque simulation, un ajustement des paramètres doit être réalisé. La largeur spectrale du filtre est obtenue en ajustant les paramètres fixés au début de la conception, c'est-à-dire en modifiant principalement la hauteur du réseau et le diamètre des trous. L'écart entre les résonances en s et p peut être aussi réduit en diminuant la taille des trous (éq. 1-81). La tolérance angulaire dépend également de la taille des trous et de la hauteur du réseau. Enfin, la longueur d'onde de résonance peut être ajustée en modifiant le pas du réseau. Tous ces paramètres étant liés, il est donc nécessaire de réaliser de nombreuses simulations pour converger vers une solution présentant les caractéristiques de filtrage recherchées.

III. Conclusion

Dans ce premier chapitre, une étude théorique des réseaux résonnants 2D est exposée. Nous expliquons comment ils peuvent être utilisés pour réaliser des applications de filtrage. Nous avons vu les propriétés générales des pôles et des zéros de la matrice de diffraction ainsi que leur rôle pour décrire le phénomène de résonance. Ensuite, nous avons présenté une étude perturbative permettant de donner la valeur des pôles en fonction des paramètres opto-géométriques du réseau. Cette étude nous a permis d'exprimer les différentes performances du filtre (largeur spectrale, tolérance angulaire, taux de réjection...), l'angle d'incidence et l'indépendance à la polarisation en fonction des paramètres de la structure.

Le modèle électromagnétique mis au point dans ce chapitre a permis d'étudier, plus particulièrement, des filtres très étroits et indépendants de la polarisation. La structure proposée pour la réalisation de ces filtres est un empilement anti-reflet surmonté par un réseau à maille hexagonale.

Chapitre 2

Conception et fabrication

I. Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'établir les conditions de réalisation de filtres optiques à réseaux résonnants, fonctionnant en réflexion à $0,85\mu\text{m}$, selon 2 cas d'incidence - l'incidence normale et l'incidence oblique. Pour ces 2 types de filtres, les caractéristiques visées sont :

- une faible largeur spectrale du pic de résonance (inférieure à $0,5\text{nm}$)
- un taux de réjection supérieur à 100.
- l'indépendance à la polarisation
- la possibilité d'accorder la longueur d'onde du pic de résonance de quelques nanomètres autour de $0,85\mu\text{m}$.

La conception de ces filtres s'appuie sur l'étude de modélisation effectuée au chapitre précédent, et sur les conditions technologiques qui seront présentées dans ce chapitre. En effet, il s'agit de choisir une filière technologique compatible avec la réalisation des types de structures proposées par l'étude théorique, de préciser les paramètres structuraux compte-tenu du choix des matériaux, d'étudier la faisabilité technologique à partir des limitations inhérentes aux procédés de réalisation.

Un rappel de l'état de l'art sera présenté dans la première partie de ce chapitre.

Dans une deuxième partie, nous justifierons le choix d'une technologie reposant sur les procédés conventionnels de la microélectronique silicium. Nous proposerons une structure à faible nombre de couches diélectriques déposées sur un substrat en verre. La caractérisation optique des diélectriques et les conditions d'élaboration nous permettront de concevoir la structure complète de l'empilement de couches.

La fin de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la réalisation de la nano-structuration de surface de l'empilement diélectrique. La maille photonique, de période sub-micronique et de dimensions nanométriques, impose la lithographie électronique et la gravure sèche dont les conditions de mise en œuvre seront détaillées.

II. Etat de l'art des réseaux résonnants

Dans les années 1990, les besoins du multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications ont conduit à exploiter les propriétés des réseaux résonnants pour réaliser un filtrage ultra-sélectif.

Les principales réalisations concernent des réseaux résonnants à une dimension. L'empilement type consiste en une couche guidante surmontée par une couche de plus faible

indice dans laquelle est gravée le réseau. Une troisième couche ajoute un degré de conception supplémentaire pour améliorer les caractéristiques anti-reflets du filtre ou pour ajuster une caractéristique particulière (réseau dans la couche de fort indice). Les substrats en verre sont les plus souvent utilisés. Différents matériaux sont utilisés pour le couple guide/réseau. On trouve les matériaux suivants Ta₂O₅/SiO₂ [Niederer et al. 2004; Niederer et al. 2005], HfO₂/polymère [Liu et al. 1998], polymère/polymère [Katchalski et al. 2004]... Des cristaux liquides ont été récemment utilisés [Chang et al. 2007] pour obtenir l'accordabilité spectrale dans un réseau résonnant.

De façon générale, les performances de ces filtres sont proches des prévisions théoriques pour au moins une caractéristique du filtre.

Dans le domaine des télécommunications optiques, les filtres à réseau résonnant 1D permettent d'obtenir une largeur spectrale de 0.15 nm pour une longueur d'onde de 1.5 μm [Katchalski et al. 2004]. Cependant, l'indépendance à la polarisation ou la forte réflectivité peuvent être obtenues au détriment de la largeur spectrale [Liu et al. 1998; Niederer et al. 2005]. Dans d'autres cas d'étude, les caractéristiques recherchées ont concerné un fonctionnement en incidence fortement oblique ($\theta = 50^\circ$) et accordables en θ sur une large plage de 40 nm [Niederer et al. 2004]. Certains fonctionnent en incidence oblique et sont indépendants à la polarisation [Niederer et al. 2005].

Il existe quelques réalisations à plus courte longueur d'onde, dans ce cas il est plus facile d'obtenir des filtres présentant des largeurs spectrales fines, ceci étant dû à la moindre divergence du faisceau. On trouve des filtres fonctionnant à 566 nm [Sharon et al. 1996] qui sont réalisés dans le but d'obtenir des largeurs spectrales les plus fines possibles, une largeur spectrale de 0.035 nm est obtenue dans ce cas. Au voisinage de 0.85μm, peu de filtres à réseaux résonnants ont été réalisés à notre connaissance. L'université du Texas a rapporté un filtre de largeur spectrale égale à 2.2 nm associée à un maximum de réflexion de 98% pour une longueur d'onde de résonance à 850 nm [Liu et al. 1998].

Ces réseaux 1D permettent d'obtenir de bonnes performances (largeurs spectrales étroites, indépendance à la polarisation, accordabilité, incidence oblique, forte réflectivité à la résonance...), mais il n'est pas possible de concevoir théoriquement un réseau 1D présentant toutes ces caractéristiques simultanément.

L'introduction de réseaux résonnants 2D apporte de nouveaux degrés de liberté dans la conception de la structure pour optimiser simultanément plusieurs caractéristiques du filtre. La principale amélioration concerne l'indépendance à la polarisation qui peut être cumulée à l'optimisation d'autres caractéristiques. Peu de réalisations pratiques ont permis cependant de

confirmer à ce jour les prévisions théoriques. Une des premières réalisations est un réseau 2D à maille carrée [Peng et al. 1996], les mesures spectrales en incidence quasi-normale donnent une résonance à 780 nm de largeur spectrale d'environ 1 nm et l'indépendance à la polarisation. L'indépendance à la polarisation à 1.5 μm est par la suite obtenue en incidence oblique ($\theta = 40^\circ$) avec une maille carrée [Clausnitzer et al. 2005], mais avec des largeurs spectrales plus larges ($\sim 4\text{nm}$). Très récemment, un filtre à 1.5 μm à maille carrée double période [Fehrembach et al. 2007] a permis d'obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence normale avec une bonne tolérance angulaire et une largeur spectrale de 0.5 nm. A notre connaissance, l'indépendance à la polarisation n'a pas été recherchée avec d'autre type de maille.

Soulignons enfin que l'introduction d'une structuration photonique 2D apporte une étape technologique particulière que l'holographie ne permet pas de résoudre de façon générale. Celle-ci peut être exploitée pour des mailles hexagonales régulières, alors que des mailles 2D quelconques nécessitent des procédés d'écriture tels que la lithographie électronique. La nano-impression pourrait permettre d'éviter cette étape systématique dans le cas où un moule a pu être déjà réalisé [Chang et al. 2007]. Une des limitations de la lithographie électronique concerne la taille insolée sur l'échantillon qui induit un long temps d'écriture et des raccords de champ mal contrôlés.

III. Choix d'une technologie issue de la microélectronique Si

La réalisation des filtres multicouches conventionnels repose sur des techniques de dépôt de diélectriques sur un substrat en verre, la limitation principale étant le nombre maximal de couches pouvant être empilées. Les choix technologiques posés par la réalisation de filtres à réseaux résonnants offrent l'opportunité d'exploiter les technologies collectives et à faible coût de la microélectronique. Celles-ci sont déjà largement utilisées dans le domaine de l'optoélectronique, principalement sur semi-conducteurs III-V, mais elles concernent une grande diversité de composants n'incorporant pas généralement de réseaux résonnants [Khalil et al. 2000]. On peut cependant noter que les réflecteurs de Bragg distribués dans les diodes laser font appel à des technologies similaires à celles utilisées pour les réseaux 1D citées dans l'état de l'art précédent : ils concernent les filières d'alliages Ga (Al, In) As et Ga (Al, In) P permettant de couvrir les gammes spectrales des diodes laser et ne peuvent exploiter tous les acquis de la microélectronique et des microsystèmes.

Dans la perspective de démontrer un procédé générique, nous avons fait le choix d'utiliser les technologies usuelles de la microélectronique silicium, afin d'obtenir un procédé de fabrication « compatible CMOS ». Ce choix résulte d'une double motivation :

- la maîtrise actuelle de ces technologies permet d'assurer des réalisations reproductibles et à grande échelle,
- les procédés d'élaboration de la microélectronique autorisent des procédés de réalisation complexes, faisant intervenir plusieurs étapes technologiques dans le procédé de fabrication, qui permettent ainsi la réalisation de dispositifs hautement fonctionnels. L'intégration sur la même puce de fonctions de filtrage, détection, traitement du signal, pourrait ainsi ouvrir la voie à des fonctions optiques intégrées avancées.

A notre connaissance, cette approche est originale, et un des premiers objectifs de cette thèse sera de proposer un procédé technologique spécifique, dont nous devons établir la faisabilité et l'adéquation pour atteindre les caractéristiques des filtres.

La modélisation permet de montrer que les performances spectrales des filtres sont dégradées lorsque les matériaux ont une partie imaginaire de l'indice k supérieure à 10^{-4} (réduction de la réflexion à la résonance, élargissement spectrale). Nous nous fixons comme objectif d'obtenir des matériaux avec un k inférieur à 10^{-4} . Pour la fabrication du filtre, nous avons choisi des matériaux de la microélectronique, susceptibles de ne pas absorber à 850 nm et pouvant être déposés dans la centrale technologique de LAAS. Les matériaux sélectionnés ont été le silicium amorphe (a-Si), le nitrure de silicium (Si_3N_4) et la silice (SiO_2). Les procédés de dépôt standard ont été optimisés dans le but de réduire l'absorption et d'améliorer la reproductibilité.

Pour établir le jeu de paramètres de conception de la structure, des structures de test ont été réalisées pour déterminer l'indice de réfraction de la silice, du nitrure et du silicium amorphe dans les conditions d'élaboration associées aux techniques LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) et PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Les différents dépôts ont été caractérisés avec un ellipsomètre Horiba. Sur chacun de ces matériaux, l'indice ($\tilde{n} = n - i.k$) du SiO_2 (Figure 1-1), Si_3N_4 (Figure 2-2) et a-Si (Figure 2-3) a été mesuré en fonction de la longueur d'onde.

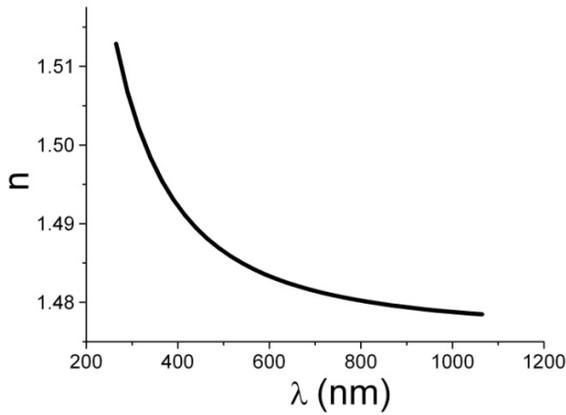


Figure 2-1 : Indice du SiO₂ déposé par PECVD

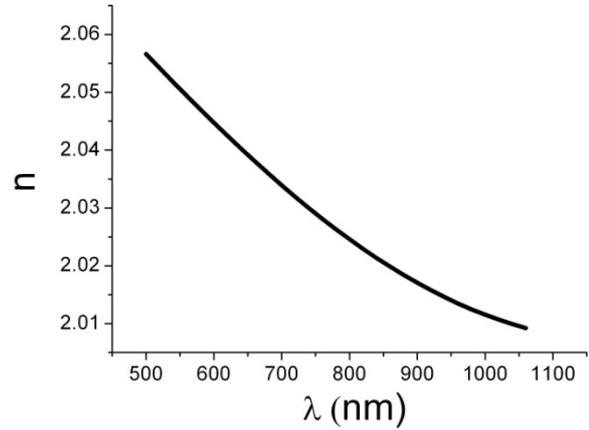


Figure 2-2 : Indice su Si₃N₄ déposé par LPCVD

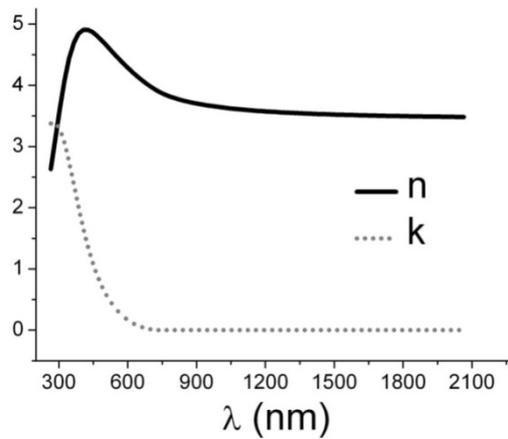


Figure 2-3 : Indice du a-Si déposé par PECVD

Les parties imaginaires k , pour $\lambda = 850$ nm, de ces trois matériaux sont à la limite de la précision de l'appareil qui est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$. Des mesures plus précises d'indice par spectroscopie de transmission ont été effectuées sur les mêmes couches à l'Institut Fresnel par Fabien Lemarchand. Les résultats concernant les parties réelles n de l'indice ont été confirmés, les parties imaginaires des deux diélectriques (SiO₂ et Si₃N₄) sont inférieures à 10^{-4} . Par contre la partie imaginaire de a-Si à 850 nm est égale à $5 \cdot 10^{-3}$, mais cette valeur s'avère trop élevée pour la fabrication des filtres envisagés. L'avantage du a-Si aurait été la valeur élevée de la partie réelle de son indice. Nous avons mesuré un n de 3.74 à 850 nm contre un n de 2.02 pour le nitrure. Ceci aurait permis de réduire le nombre de couches dans la réalisation d'un anti-reflet ou d'un miroir.

En conclusion, les diélectriques choisis pour la conception des filtres sont le SiO_2 déposé par PECVD et le Si_3N_4 par LPCVD : ces matériaux déposés sont extrêmement peu absorbants à 850 nm ($k < 10^{-4}$) et les indices sont les suivants :

$$n_{\text{SiO}_2}(850 \text{ nm}) = 1.48$$

$$n_{\text{Si}_3\text{N}_4}(850 \text{ nm}) = 2.02$$

Nous nous sommes assurés à l'aide de l'ellipsomètre que les dépôts de couches étaient reproductibles et parfaitement contrôlés en épaisseur et indice aux erreurs près des mesures d'ellipsométrie. Ces techniques de dépôt permettent alors d'obtenir :

- une précision sur l'épaisseur à ± 2 nm
- un indice n reproductible à 10^{-2} près

Ensuite, nous avons cherché un substrat possédant une excellente transmission dans l'infrarouge et supportant les conditions de dépôts à température élevée, car le dépôt de nitrure LPCVD est réalisé à une température de 800°C . Nous avons trouvé peu de substrats remplissant ces conditions, 2 substrats en verre (Suprasil et Corning) ont été testés. Compte tenu des craquelures observées pendant le vieillissement des couches déposées sur le substrat Suprasil, nous avons choisi le substrat Corning (référence 7980). Ce substrat est constitué de silice amorphe synthétique très pure fabriquée par hydrolyse à flamme. Ses principales propriétés sont une excellente transmission à 850 nm (supérieure à $98\% \text{ cm}^{-1}$), un point de pression et de ramollissement très élevé (893°C et 1585°C) et un indice optique $n_{\text{a-Si}}(850 \text{ nm}) = 1.45$.

Les matériaux et les techniques de dépôt choisis, nous nous intéressons à la faisabilité de l'empilement pour vérifier que l'empilement soit compatible avec un dépôt sur un substrat en verre et s'assurer que l'empilement multicouche n'engendre pas de contraintes et craquelures néfastes au bon fonctionnement optique. Des échantillons tests ont montré que certains empilements de 3 couches et plus présentaient des craquelures observables au microscope optique au bout de quelques mois. Le nitrure déposé étant contraint ($\sim 1 \text{ GPa}$), nous nous fixerons une limite de 200 nm sur l'épaisseur maximum de nitrure. De plus, nous nous limiterons à seulement 2 couches pour s'assurer d'obtenir des empilements avec d'excellentes propriétés optiques

Malgré les avantages de l'holographie pour la réalisation de motifs sur de grandes surfaces, nous avons du choisir la lithographie électronique qui nous donne la liberté de concevoir différentes formes complexes de motifs (maille hexagonale non régulière, motif double période 2D...). De plus, le procédé d'écriture est répétable avec une précision inférieure à 1

nm sur la période des motifs. Mais avec cette technique, les temps d'insolation sont longs, nous chercherons donc à concevoir des structures à faible taux de remplissage afin de diminuer le temps d'insolation et ainsi réduire les risques de dérive des réglages de la colonne électronique lors de l'insolation.

IV. Conception de la structure.

Nous allons maintenant déterminer les paramètres des 2 principales structures fabriquées: le filtre indépendant de la polarisation fonctionnant en incidence normale et le filtre fonctionnant en incidence fortement oblique et indépendant de la polarisation. Pour cette étape de conception, nous avons suivi la méthodologie de conception exposée dans le chapitre 1 et nous avons pris en compte les contraintes de fabrication de l'empilement (2 couches dans l'empilement et une épaisseur du nitrure inférieure à 200 nm). La structure d'étude est représentée sur la Figure 2-4. La couche de haut indice, contenant un mode guidé, est située entre le substrat et la couche supérieure en silice. Le réseau est gravé dans la couche supérieure de silice. Afin de diminuer la réflexion hors résonance de la structure, nous déposerons le même AR de part et d'autre du substrat en prenant en compte l'indice équivalent de la couche contenant le réseau.

Nous avons montré dans le chapitre 1 II.4.3 que la maille hexagonale était la plus appropriée pour obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence oblique et conserver cette indépendance avec une accordabilité en fonction de l'angle d'incidence. En incidence normale, nous avons montré que l'indépendance à la polarisation était obtenue si le réseau présentait une symétrie par rotation de π/n avec $n \geq 2$. Nous choisirons un motif à maille hexagonale régulière ($n = 3$) pour obtenir l'indépendance à la polarisation en incidence normale.

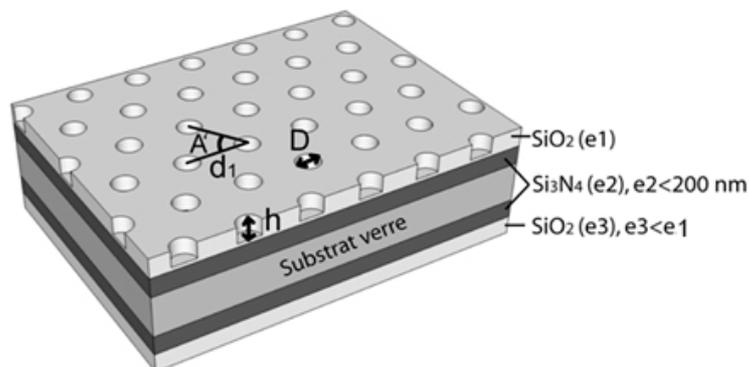


Figure 2-4 : Structure des filtres à réaliser avec les paramètres à déterminer.

IV.1 Paramètres du filtre en incidence normale

Nous cherchons maintenant à déterminer les paramètres de l'empilement (épaisseurs e_1 , e_2 et e_3), de la maille hexagonale (A' , d , D) et la hauteur du réseau h .

La première phase de la conception a pour but de déterminer les épaisseurs des couches (e_1 , e_2 et e_3), en tenant compte des limites technologiques, pour obtenir la réflexion la plus faible possible entre 835 nm et 865 nm. Le triplet optimum a été obtenu en simulant tous les jeux d'épaisseurs possibles dans les limites fixées (e_1 , e_2 et e_3 inférieures à 200 nm). Nous vérifions que la couche de haut indice sous le réseau possède un mode guidé TE d'indice effectif n_{eff} . Pour les calculs de réflectivité de la structure et de recherche de mode guidé, nous avons remplacé la couche supérieure supportant le réseau par une couche homogène d'indice équivalent. Nous obtenons une réflectivité inférieure à 1% sur une bande de plus de 60 nm centrée à 850 nm (Figure 2-5) et un mode guidé d'indice effectif $n_{\text{eff}} = 1.69$ pour les épaisseurs suivantes : $e_1 = 103$ nm, $e_2 = 171$ nm et $e_3 = 100$ nm.

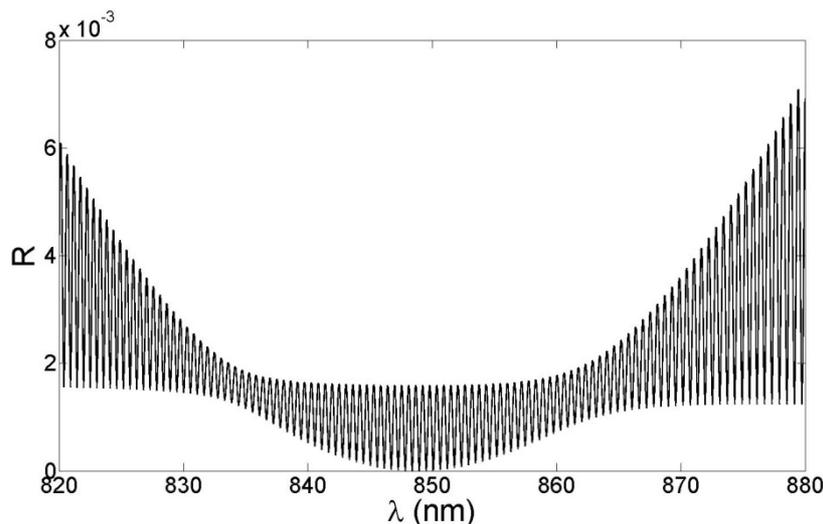


Figure 2-5 : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde, en incidence normale, de la structure équivalente.

La deuxième phase porte sur la détermination du pas d de la maille hexagonale régulière, de la hauteur h du réseau et de la taille des trous D . Nous suivons la méthode détaillée au chapitre 1 II.5.2 permettant d'obtenir une réponse spectrale avec les caractéristiques souhaitées. La Figure 2-6 représente la structure optimisée dont les paramètres structuraux sont les suivants : $e_1 = 103$ nm, $e_2 = 171$ nm, $e_3 = 100$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 583$ nm, $h = 104$ nm et $D = 130$ nm. Une fois que ces paramètres ont été déterminés, nous pouvons estimer les caractéristiques du fonctionnement à la résonance en considérant une onde plane incidente et un substrat semi infini. Les performances sont voisines de celles fixées par le cahier des charges (chapitre 2 I):

- Résonance pour $\lambda = 849.9$ nm.
- Réflexion égale à 1 à la résonance.
- Taux de réjection > 100 .
- Largeur spectrale $\Delta\lambda = 0.19$ nm.
- Tolérance angulaire $\Delta\theta = 0.10^\circ$.
- Indépendance à la polarisation.
- Accordabilité en fonction de θ en dehors de l'incidence normale 12 nm/ $^\circ$.

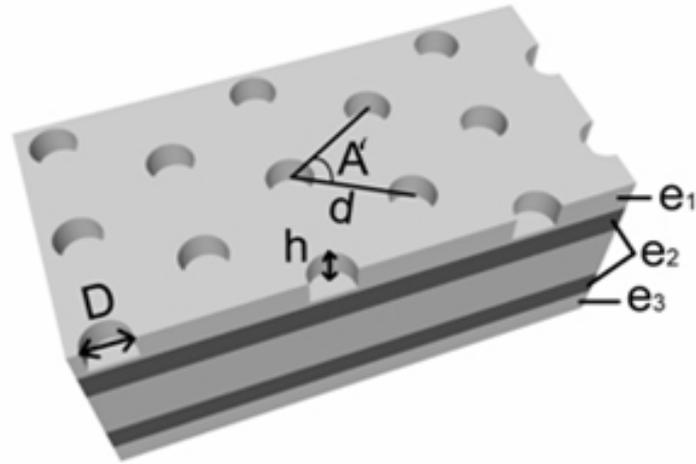


Figure 2-6 : Paramètres du filtre fonctionnant en incidence normale : $e_1 = 103$ nm, $e_2 = 171$ nm, $e_3 = 100$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 583$ nm, $h =$ et $D = 130$ nm.

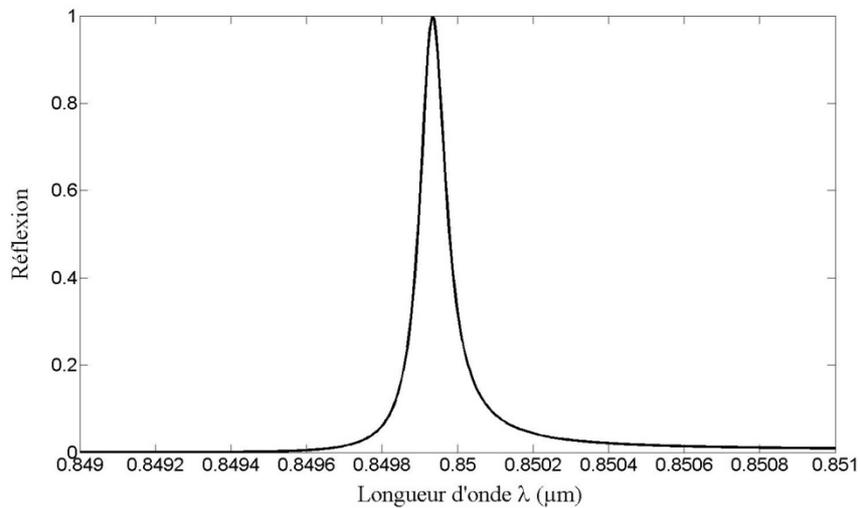


Figure 2-7 : Spectres en réflexion en polarisation s et p (courbes superposées) obtenus après simulation par une onde plane avec la structure conçue pour l'incidence normale.

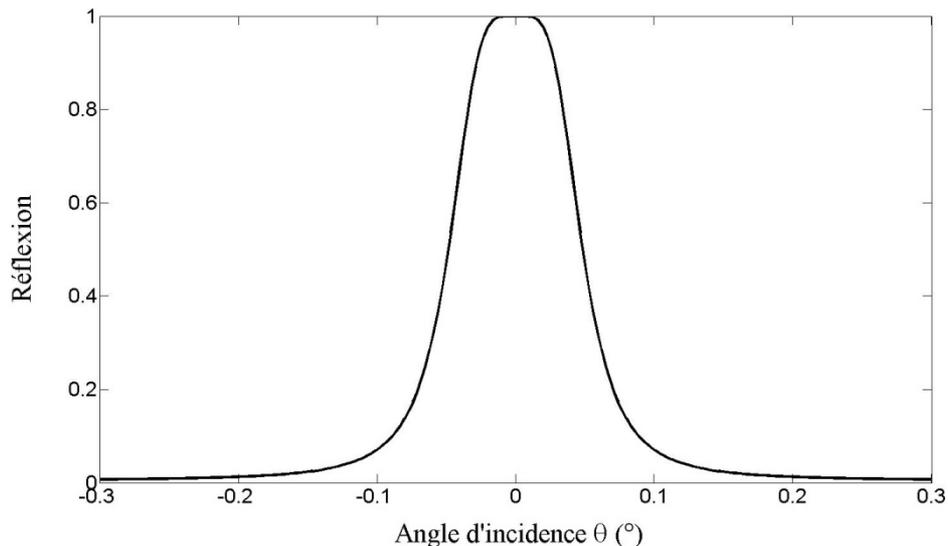


Figure 2-8 : Réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour une longueur d'onde fixée à 849.9 nm obtenu après simulation par une onde plane avec la structure conçue pour l'incidence normale.

Nous venons de concevoir une structure fonctionnant en incidence normale possédant les performances de filtrage ultimes demandées dans le cahier des charges.

IV.2 Paramètres du filtre en incidence oblique

Nous cherchons maintenant les paramètres de la structure pour obtenir les performances désirées en incidence fortement oblique ($\theta \cong 60^\circ$). Nous avons donné la méthodologie de conception pour ce cas dans le premier chapitre. Les équations satisfaisant la condition de couplage et d'indépendance à la polarisation permettent de déterminer les paramètres de la maille. Nous avons distingué deux cas d'incidence selon l'axe (Ox) (éq. 1-84) et selon l'axe (Oy) (éq. 1-91). Nous nous intéressons au premier cas car un seul ordre est diffracté par la structure, contrairement au second cas où à forte incidence ($\theta \cong 60^\circ$), une partie de l'énergie réfléchie est perdue dans d'autres ordres diffractés. Pour une structure possédant un mode guidé d'indice effectif $n_{\text{eff}} = 1.72$, nous utilisons l'équation éq. 1-88 pour tracer l'angle de la maille hexagonale A' en fonction de l'angle d'incidence θ (Figure 2-9).

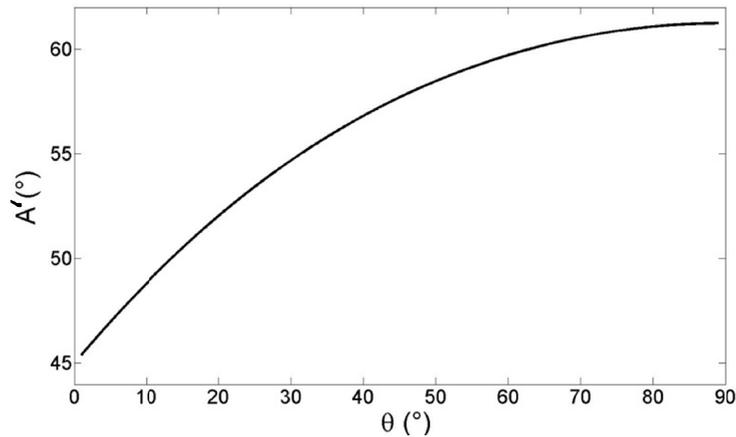


Figure 2-9 : Tracé du paramètre A' de la maille hexagonale en fonction de l'angle d'incidence θ pour une structure satisfaisant les conditions de couplage et d'indépendance à la polarisation.

Cette figure montre que la détermination du paramètre A' de la maille hexagonale permet de satisfaire aux conditions de couplage et d'indépendance à la polarisation, quelque soit l'incidence oblique considérée. L'objectif est d'obtenir un filtre fonctionnant sous incidence fortement oblique, n'ayant pas de valeur imposée pour l'angle de fonctionnement nous choisissons $\theta = 63^\circ$, car il a l'avantage de correspondre à une maille hexagonale régulière ($A' = 60^\circ$).

La difficulté ensuite est d'obtenir un bon anti-reflet pour un angle d'incidence de 63° , pour toutes les polarisations et dans les conditions technologiques imposées. Pour les épaisseurs suivantes : $e_1 = 127$ nm, $e_2 = 190$ nm et $e_3 = 123$ nm, nous obtenons une réflectivité pour un angle d'incidence de 63° , inférieure à 15%, en polarisation s (Figure 2-10) et en polarisation p (Figure 2-11). Pour cet empilement le mode guidé TE a pour indice effectif $n_{\text{eff}} = 1.72$.

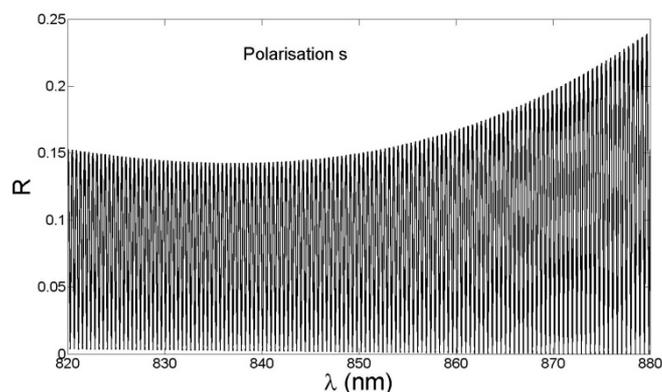


Figure 2-10 : Réflexion en fonction de la longueur d'onde de la structure équivalente, pour un angle d'incidence de 63° en polarisation s.

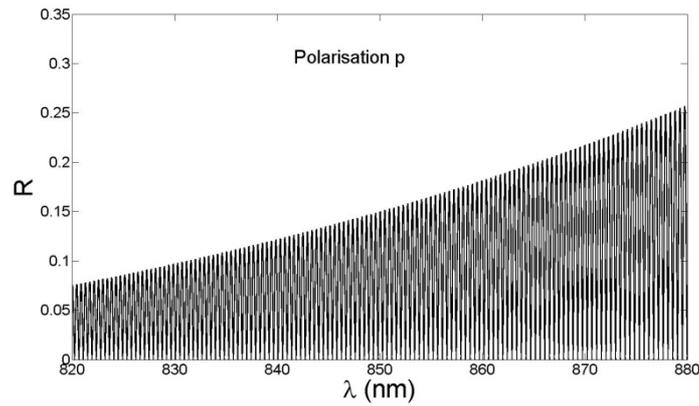


Figure 2-11 : Réflexion en fonction de la longueur d'onde de la structure équivalente, pour un angle d'incidence de 63° en polarisation p.

Il serait possible d'obtenir un meilleur anti-reflet et ainsi améliorer le taux de réjection du filtre en augmentant le nombre de couches. Nous nous limiterons cependant à deux couches pour nous assurer de la qualité optique de l'empilement.

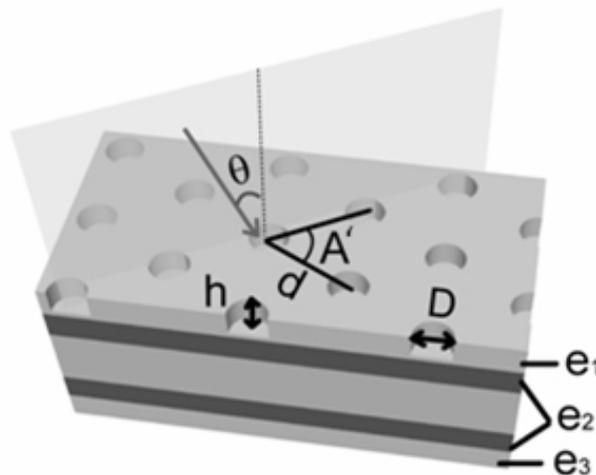


Figure 2-12 : Paramètres du filtre fonctionnant en incidence oblique, éclairé dans un certain plan de symétrie avec $\theta = 63^\circ$, $e_1 = 127$ nm, $e_2 = 190$ nm, $e_3 = 123$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 404$ nm, $h = 110$ nm et $D = 140$ nm.

Nous avons choisi les paramètres de la structure suivants $\theta = 63^\circ$, $e_1 = 127$ nm, $e_2 = 190$ nm, $e_3 = 123$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 404$ nm, $h = 110$ nm et $D = 140$ nm (Figure 2-12). Nous obtenons, après simulation avec une onde plane incidente et un substrat semi-infini, un filtre dont les performances théoriques sont les suivantes en polarisation s et p:

- $\lambda_s = 850.00$ nm, $\Delta\lambda_s = 0.06$ nm.
- $\lambda_p = 849.94$ nm, $\Delta\lambda_p = 0.15$ nm.
- Quasi indépendance à la polarisation : $\lambda_s - \lambda_p = 0.06$ nm.
- Accordabilité autour de 63° : 1.7 nm/ $^\circ$.

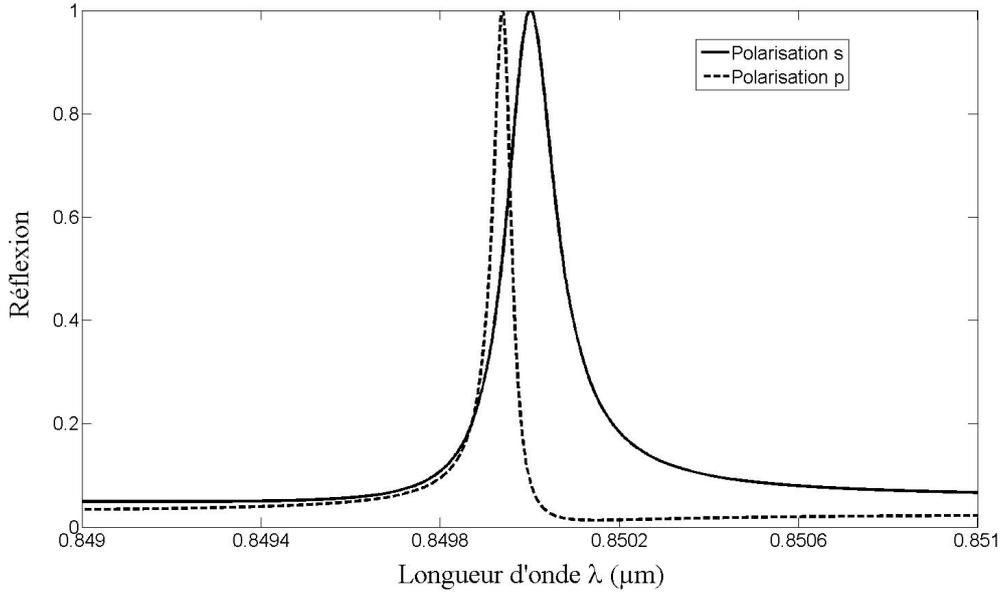


Figure 2-13 : Spectres en réflexion en polarisation s et p obtenus après simulation par une onde plane avec la structure conçue pour l'incidence oblique.

La longueur d'onde de résonance en polarisation s et p n'est pas tout à fait à la même longueur d'onde, nous avons un écart de 0.06 nm. De plus, les largeurs spectrales à mi-hauteur pour les deux polarisations ne sont pas les mêmes. Nous n'avons donc pas parfaitement l'indépendance à la polarisation.

Les largeurs spectrales correspondent aux parties imaginaires des pôles qui s'expriment en fonction des paramètres de la structure (chapitre 1 I.1). Le rapport des parties imaginaires des pôles pour les deux polarisations $\frac{2\text{Im}(\lambda^s)}{2\text{Im}(\lambda^p)}$ dépendent du rapport $\frac{\text{Im}(g_{0,0}^k)}{\text{Im}(g_{0,0}^s)}$ (éq. 1-82). Or la différence entre ces deux termes ($\text{Im}(g_{0,0}^k)$ et $\text{Im}(g_{0,0}^s)$) augmente avec l'angle d'incidence et la différence entre la valeur de l'anti-reflet dans les deux polarisations. La différence entre la valeur des AR en polarisation s et p de la structure conçue est illustrée par les figures (Figure 1-10 et Figure 1-11). Dans le cas où la structure serait un anti-reflet parfait, le rapport de ces largeurs spectrales exprimé à partir des équations (éq. 1-83 et éq. 1-70) est:

$$\frac{\Delta\lambda_p}{\Delta\lambda_s} \cong \cos^2(\theta)$$

L'angle d'incidence trop élevé explique alors les différences dans les largeurs spectrales des spectres obtenus.

Les différences entre les longueurs d'onde de résonance des deux polarisations montrent que la conception fine de ces structures est difficile. Nous avons observé que pour des plus faibles angles d'incidence il était plus facile d'annuler cet écart lors de la conception. Ceci pourrait

être démontré en analysant le rapport des parties réelles des pôles (éq. 1-65) mais pour un ordre supérieur en h . Il serait donc possible de concevoir une structure avec un nombre supérieur de couches, réduisant la valeur des anti-reflets dans les deux polarisations s et p , pour améliorer l'indépendance à la polarisation. Ces structures étant très sensibles aux erreurs de fabrication, nous fabriquerons la structure avec les deux couches fixées au début de la conception même si l'indépendance à la polarisation n'est pas parfaite.

IV.3 Influence des paramètres

Nous allons nous intéresser à l'influence des paramètres de la structure sur les performances du filtre afin d'évaluer l'impact des imprécisions de fabrication. Nous avons déjà exprimé dans le chapitre 1 les performances du filtre en fonction des paramètres en donnant la valeur des pôles. Nous allons maintenant quantifier l'influence des erreurs de fabrication sur les performances des filtres.

Commençons par regarder les effets des imprécisions sur la valeur de l'anti reflet pour le filtre fonctionnant en incidence normale. Nous avons montré (chap2 B1) que les techniques de dépôt utilisées permettent d'obtenir :

- une précision sur l'épaisseur à ± 2 nm
- un indice n reproductible à 10^{-2} près

Des simulations de réflexion à partir de la structure conçue en incidence normale ont été réalisées en prenant en compte les erreurs sur les épaisseurs et indices des couches. Des structures ont été simulées en combinant différents jeux de paramètres:

$$e_1 = 127 + \varepsilon_{e1} \text{ nm avec } \varepsilon_{e1} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}, n_1 = 1.40 + \varepsilon_{n1} \text{ avec } n_{e1} = \{-0.01, 0, 0.01\}$$

$$e_2 = 190 + \varepsilon_{e2} \text{ nm avec } \varepsilon_{e2} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}, n_2 = 2.02 + \varepsilon_{n2} \text{ avec } n_{e2} = \{-0.01, 0, 0.01\}$$

$$e_3 = 123 + \varepsilon_{e3} \text{ nm avec } \varepsilon_{e3} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}, n_3 = 1.48 + \varepsilon_{n3} \text{ avec } n_{e3} = \{-0.01, 0, 0.01\}$$

Pour la plupart de ces valeurs, la réflectivité de la structure reste inférieure à 1% sur une bande de plus de 60 nm centrée à 850 nm. Nous observons néanmoins, que dans le pire des cas, la réflexion reste inférieure à 2% sur 40 nm autour de 850 nm. Les imprécisions sur l'empilement, réduisent légèrement les performances de l'antireflet mais ne sont pas un paramètre limitant sur la fabrication du filtre.

Intéressons nous maintenant à l'influence des paramètres sur la résonance. Pour cette partie, nous avons conçu une structure sensiblement équivalente à celle fonctionnant en incidence oblique mais possédant un empilement avec deux couches supplémentaires (d'épaisseur e_2 et e_3). Ces deux couches, ne contenant pas le mode guidé excité et le réseau, permettent de

simuler indirectement l'influence des paramètres. Nous avons regardé l'influence de différents paramètres de la structure (épaisseurs et indices de l'empilement, taille des trous, pas du réseau et hauteur du réseau) un à un sur les performances du filtre (longueur d'onde de résonance, largeur spectrale, écart de résonance entre les deux polarisations) (Figure 2-14).

	Variation d'un paramètre de la structure	Variation de la longueur d'onde de centrage (nm)	Variation de la largeur spectrale (nm)	Variation de l'écart entre les deux pics de polarisation s et p (nm)
h (SiO2)	5 nm	0.1	0.04	0.01
e1 (Si3N4)	2 nm	0.76	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
e2 (SiO2)	2 nm	0.60	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
e3 (Si3N4)	2 nm	0.74	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
n1 (Si3N4)	0.01	1.50	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
n2 (SiO2)	0.01	0.08	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
n3 (Si3N4)	0.01	1.36	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
Diamètre trous	20 nm	0.41	$< 10^{-2}$	0.02
Pas réseau	2 nm	2.2	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$

Figure 2-14 : Tableau indiquant les effets d'une variation de paramètre sur les performances spectrales d'un filtre.

Les variations sur les épaisseurs et les indices de couches, correspondant aux incertitudes technologiques lors des dépôts, modifient la longueur d'onde de résonance. Nous observons que les erreurs sur la couche de haut indice (nitrure) affectent principalement le plus la longueur d'onde de résonance. Ces erreurs peuvent se cumuler, et ainsi entraîner un décalage de la longueur d'onde d'environ 5-10 nm. Comme nous avons vu dans le chapitre 1, que la largeur spectrale est très sensible à la hauteur du réseau, une simple variation de cette hauteur de 5 nm entraîne une variation de 0.04 nm sur la largeur spectrale. De plus, la hauteur du réseau influe sur l'indépendance à la polarisation en modifiant l'écart entre les longueurs d'onde de résonance pour les polarisations s et p. Une variation du diamètre des trous participe aussi à cet écart sur les résonances s et p.

Afin d'éviter de trop affecter les performances théoriques du filtre, nous nous fixons comme objectif d'obtenir un procédé de fabrication avec des erreurs sur le pas du réseau inférieures à 2 nm et sur le diamètre et la profondeur des trous inférieures à 10 nm.

V. Fabrication

Nous présenterons le procédé mis en place dans la centrale technologique du LAAS [Hernandez et al. 2007] pour réaliser les filtres conçus avec les précisions de fabrication fixés dans le paragraphe précédent. Les différentes étapes sont le dépôt des couches, la lithographie électronique et la gravure.

V.1 Dépôt des couches minces PECVD/LPCVD

Nous avons cherché à optimiser les paramètres de dépôt afin d'obtenir des couches sans absorption à 850 nm et une excellente précision sur leurs caractéristiques (épaisseur, indice).

Les couches sont déposées sur un substrat en verre Corning 7980, de taille 4 pouces et d'épaisseur 480 μm . Lors de chaque dépôt nous utilisons une plaque témoin permettant de mesurer à l'ellipsomètre l'épaisseur et l'indice de la couche déposée.

Les deux couches de nitrure déposées de part et d'autre du substrat doivent être identiques en épaisseur et indice. Le four LPCVD permet de déposer le nitrure simultanément de part et d'autre du substrat. De plus, le temps de dépôt étant très long, environ 2h30 pour une épaisseur de 180 nm, nous pouvons obtenir une bonne précision sur l'épaisseur lorsque le procédé est reproductible, ce qui est généralement le cas lors de dépôts dans la même journée. Les dépôts ont été réalisés dans un four LPCVD Tempress à 750°C avec des conditions de dépôt permettant d'obtenir des couches dont l'absorption à 850 nm est minime (partie imaginaire de l'indice inférieure à 10^{-4}). Par contre, avec ces conditions de dépôt, le nitrure est assez contraint (1000 GPa). Pour des épaisseurs inférieures à 200 nm et un faible nombre de couches ces contraintes ne sont pas néfastes à l'empilement.

Les couches supérieures et inférieures de silice ayant une épaisseur légèrement différente pour tenir compte de la présence du réseau, nous avons utilisé un four PECVD STS dans lequel la plaque est posée à plat. Nous déposons dans un premier temps sur la face arrière puis en utilisant ce dépôt comme calibration, nous déposons une couche un peu plus épaisse ($\sim +3\text{nm}$) sur la face supérieure. Les erreurs sur cette dernière couche pourront être corrigées en ajustant le taux de remplissage du réseau. Nous utilisons des conditions de dépôt permettant d'obtenir une vitesse lente afin d'augmenter la précision sur l'épaisseur déposée. En choisissant un dépôt haute fréquence et une température à 300°C, nous obtenons une vitesse lente pour ce type de dépôt. Une épaisseur d'environ 100 nm est obtenue lors d'un dépôt d'une durée de 2

minutes et 30 secondes. Nous avons ensuite optimisé les paramètres standards de dépôt SiO_2 en optimisant le flux de Silane afin de réduire l'absorption.

Les différentes étapes des dépôts sont résumées dans la Figure 2-15.

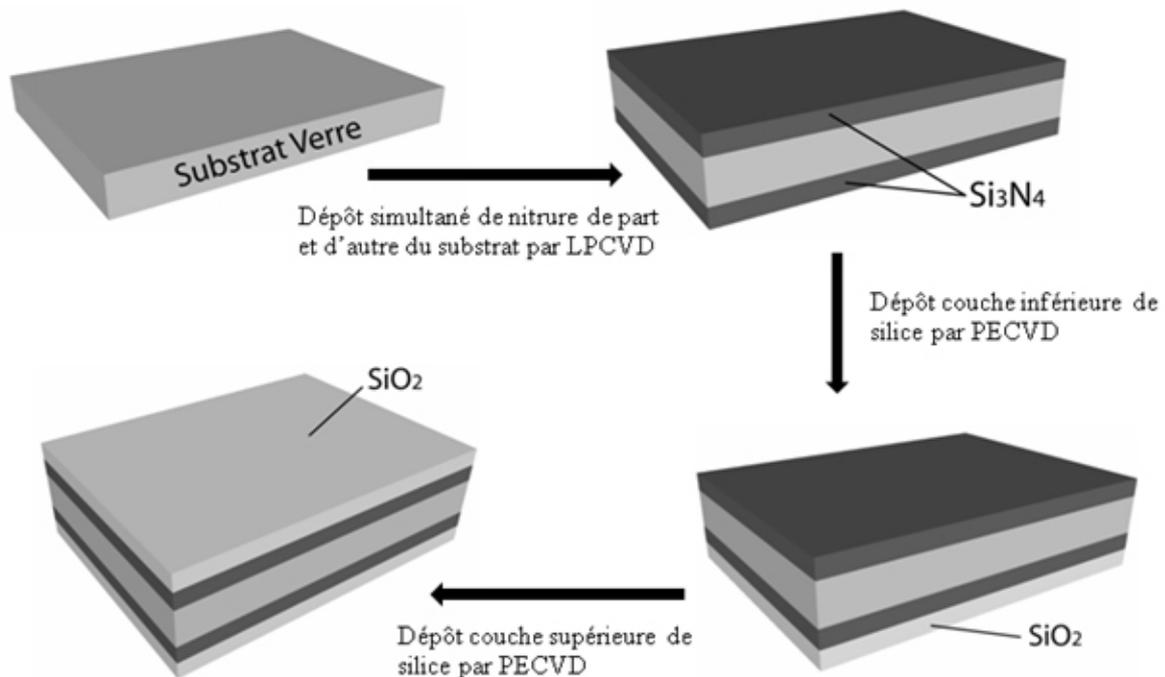


Figure 2-15 : Différentes étapes de fabrication lors des dépôts de couches.

L'empilement réalisé, nous découpons le substrat en de nombreux échantillons de 1 cm^2 , les échantillons issus du milieu du substrat, où le dépôt est le plus homogène, sont utilisés pour la fabrication des filtres et les autres pour des tests.

La prochaine étape de la fabrication est la réalisation d'un masque avec les motifs nanométriques sur ces échantillons.

V.2 Lithographie électronique

Le but de cette étape est la réalisation d'un masque sur la couche supérieure de SiO_2 , comportant des motifs nanométriques 2D. Les motifs réalisés sur le masque seront alors transférés dans la couche de silice lors de l'étape de gravure présentée dans le paragraphe suivant. Une des principales tâches a été la mise au point d'un procédé spécifique d'insolation sur substrat isolant. Ce procédé mis au point, nous nous sommes attachés à optimiser les paramètres d'insolation afin d'obtenir le réseau avec les motifs désirés et un procédé reproductible.

La lithographie électronique repose sur l'écriture de motifs nanométriques dans de la résine électro sensible. Le faisceau à électrons est accéléré par une haute tension puis focalisé sur l'échantillon. Nous appellerons dose la quantité d'électrons par unité de surface envoyés sur la résine et champ la surface insolée en une seule fois. Pour obtenir des surfaces plus grandes, une des principales difficultés est le raccord des champs s'opérant par translation de la platine supportant l'échantillon.

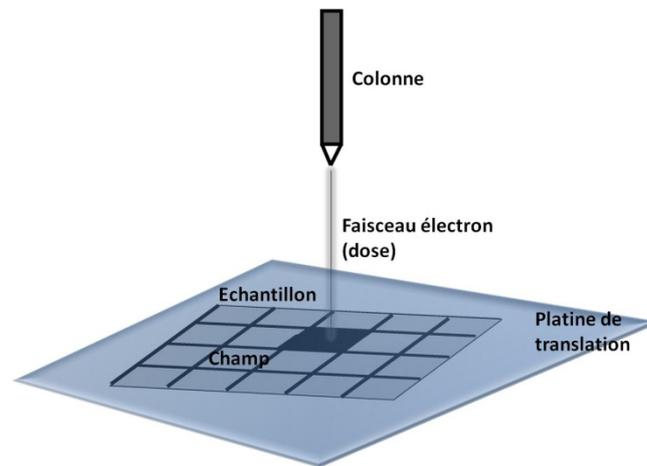


Figure 2-16 : Schéma simplifié du principe d'écriture par lithographie électronique.

V.2.1 Préparation des échantillons

Avant d'insoler les échantillons, nous devons les préparer en y déposant la résine électro-sensible et une couche conductrice permettant d'évacuer les charges lors de l'insolation.

Le masque est réalisé à partir d'une résine électro-sensible positive standard : du poly-méthyl-metacrylate (PMMA) 950K dilué dans de l'isopropanol (IPA). Une couche homogène est déposée à la tournette sur les échantillons après les avoir préalablement soigneusement nettoyés. Selon les conditions de dépôts, nous pouvons obtenir des épaisseurs de résine différentes en préparant des solutions de PMMA avec des concentrations différentes. Pour la plupart des filtres réalisés, nous avons choisi de déposer une épaisseur de PMMA de 250 nm pour une concentration de 30 g/l. Cette couche assez fine permet d'obtenir les bonnes résolutions requises lors de l'insolation et est assez épaisse pour permettre la gravure d'une épaisseur d'environ 100 nm dans la silice.

Le substrat étant isolant, nous déposons un métal sur le PMMA afin d'évacuer les charges durant l'exposition. Nous avons choisi de déposer une épaisseur de 30 nm d'aluminium sur la résine, l'avantage de l'aluminium est que nous avons trouvé un moyen de l'enlever facilement après l'insolation sans altérer la résine ! En effet, une solution aqueuse commerciale de

développeur de résine photo sensible AZ726MIF permet d'enlever le métal. Des mesures de rugosité à l'AFM sur le PMMA après le retrait de l'aluminium ont donné une rugosité quadratique inférieure à 1 nm, montrant ainsi que le retrait du métal n'a pas altéré la résine. L'épaisseur de 30 nm est suffisante pour se débarrasser des effets de charge lors de l'insolation des motifs. Par contre cette épaisseur doit être précise et reproductible car la calibration des doses d'électrons pour obtenir les motifs désirés doit être faite avec la même épaisseur. Le choix de la technique de dépôt est important, nous avons remarqué que lors des dépôts par évaporation par faisceau à électron, la résine se trouvait complètement exposée aux irradiations. Nous avons opté pour un dépôt par pulvérisation, qui garantit la reproductibilité de l'épaisseur du dépôt. Nous avons évalué les effets de l'exposition aux électrons, qui contribuent à insolérer de façon homogène et répétable une épaisseur de PMMA de l'ordre de 50 nm sans détériorer les 200 nm restant. Les dépôts par effet Joule n'ont pas été utilisés à cause de leur mauvaise reproductibilité. Après l'insolation, l'aluminium est enlevé à l'aide de la solution aqueuse basique AZ726MIF, puis les motifs insolés sont développés dans une solution de MIBK-IPA (3:1).

Les étapes du procédé de fabrication relatives à la lithographie sont résumées dans la Figure 2-17.

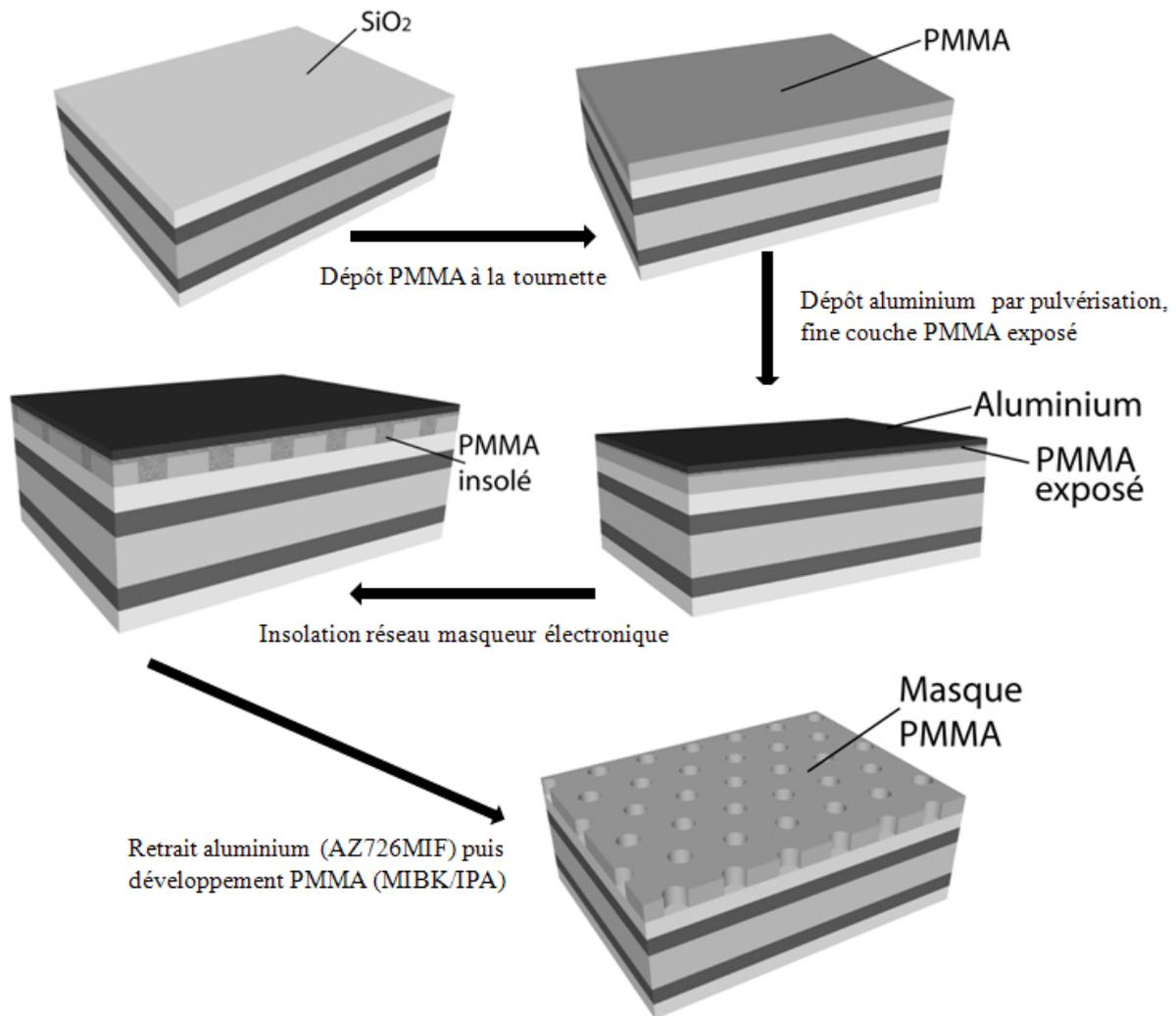


Figure 2-17 : Différentes étapes de fabrication relatives à la lithographie électronique.

V.2.2 Insolation

V.2.2.1 Paramètres d'exposition

Nous utilisons un masqueur électronique Raith 150 [Goodberlet et al. 2001] pour écrire les motifs dans la résine. Un long travail de calibration a été nécessaire pour obtenir les motifs désirés. Le but est de trouver le meilleur compromis entre la résolution des motifs, la taille des champs et le temps d'écriture. Une bonne résolution des motifs est importante même si l'étape de gravure peut lisser les imperfections. Nous cherchons à utiliser des champs de grande taille afin de limiter le nombre de raccord de champs. Enfin, le temps d'écriture doit être réduit pour éviter les dérives du réglage du faisceau à électrons au cours du temps et pour obtenir des surfaces de plus grandes tailles.

Tous les motifs des filtres réalisés sont à base de trous circulaires, nous avons alors programmé la colonne pour qu'elle les écrive avec des cercles concentriques au lieu de les écrire en une seule ligne (Figure 2-18). Le cercle écrit en une seule ligne est discrétisé et présente alors une moins bonne résolution qu'avec la méthode des cercles concentriques.

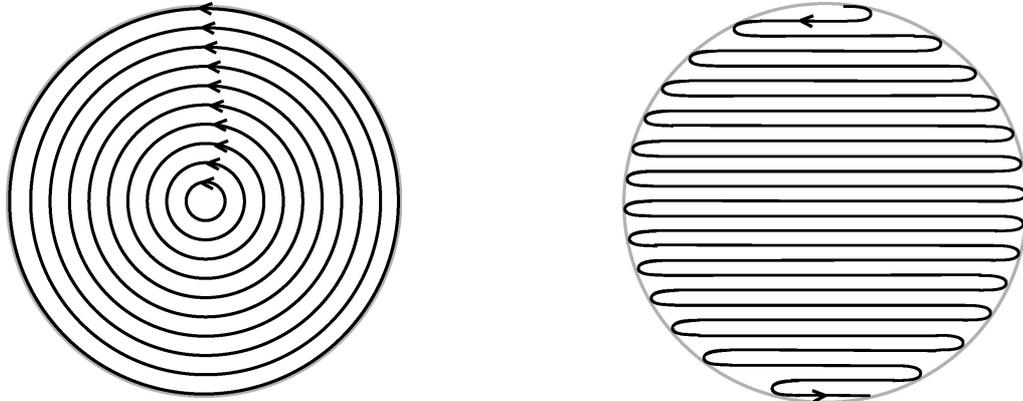


Figure 2-18 : Deux trajets différents du faisceau à électron pour écrire un trou : avec des cercles concentriques (à gauche), en une seule ligne (à droite).

L'utilisation d'une tension d'accélération dans la colonne de 20 kV est suffisante pour obtenir une lithographie de qualité tout en limitant les interactions avec le métal. Cette tension de 20kV, associée à des champs de $100 \times 100 \mu\text{m}$, à une vitesse de déplacement du faisceau de 5 mm/s et à une taille de pixel de 16 nm, permet d'obtenir des motifs avec une bonne résolution (Figure 2-19) en un temps relativement court. Ainsi, des réseaux de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ constitués de 100 champs avec de trous de diamètre 250 nm et 285 nm sont obtenus en seulement 2 heures

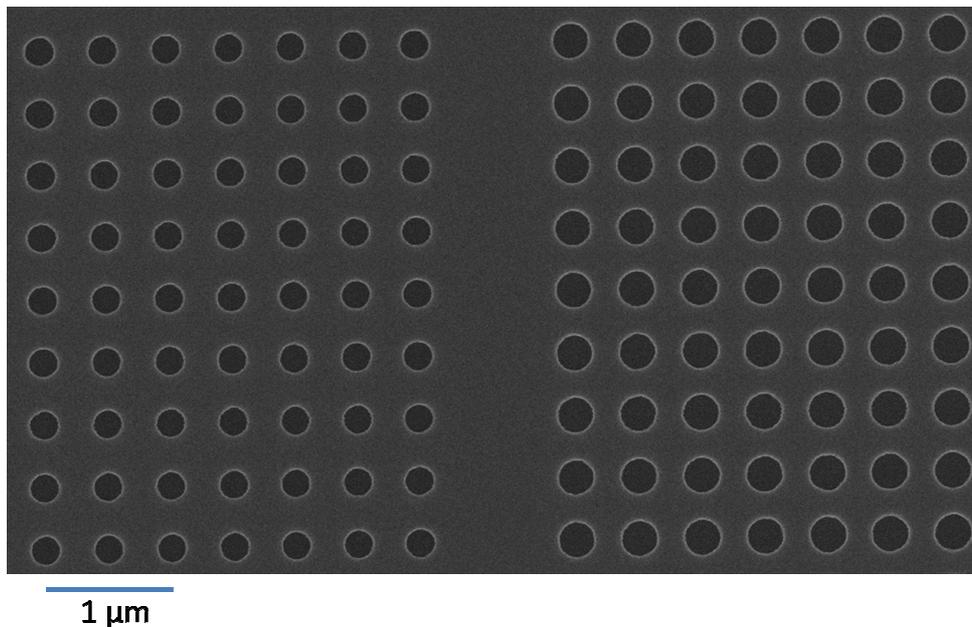


Figure 2-19 : Image MEB des trous insolés dans le PMMA lors de l'optimisation des paramètres de la colonne. 5 nm d'or ont été déposés sur la résine pour l'observation. Diamètres des trous de gauche : 250 nm, et à droite : 285 nm.

Une taille de pixel plus petite de 8 nm a permis d'obtenir des motifs un peu plus réguliers mais a multiplié le temps d'insolation par 2. Nous observons aussi qu'avec des champs de 200*200 μm , la résolution des motifs n'est pas assez bonne pour l'obtention de trous de petit diamètre. Les paramètres donnés précédemment constituent un bon compromis pour l'obtention de motif de qualité dans un temps relativement court.

Une fois les paramètres de la colonne optimisés, il faut trouver la bonne dose d'électrons, en fonction du rayon de trou codé dans le masque, afin d'obtenir avec précision, de manière reproductible, des trous avec le diamètre recherché et de bonne résolution. Les doses pour l'insolation sont différentes pour chaque empilement, en effet les électrons sont rétrodiffusés de manière différente selon la nature du substrat. Nous devons donc réaliser des tests de doses pour chacun des différents substrats. Lors d'un test de doses, nous traçons, pour plusieurs diamètres de trous codés, l'évolution de la taille des trous en fonction de la dose. La Figure 2-20 illustre l'influence de la dose d'insolation sur la forme et la taille des trous du réseau pour un trou codé de 210 nm de diamètre dans le masque. Trois régimes peuvent être observés. Pour des doses inférieures à 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ et supérieures à 500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, les diamètres des trous augmentent avec la dose. Ces deux parties correspondent aux régimes de sous et sur exposition qui doivent être évités. Pour les doses comprises entre 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ et 500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, le régime donne de trous très réguliers avec des rayons presque constants. Dans ce cas, pour l'obtention d'un trou de 240 nm de diamètre, nous choisirons une dose de 360 μC et un trou codé de 210 nm de diamètre. Ainsi, le procédé sera reproductible et précis, une variation de la dose n'entraînera pas une variation importante du diamètre du trou.

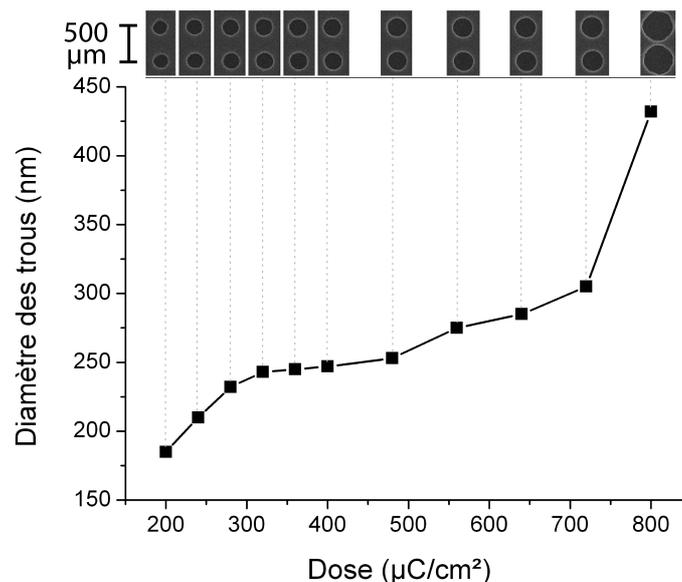
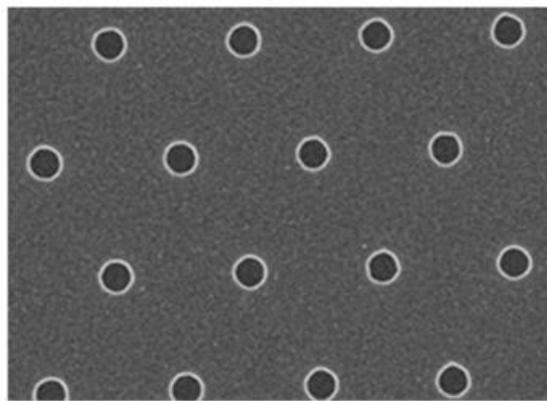
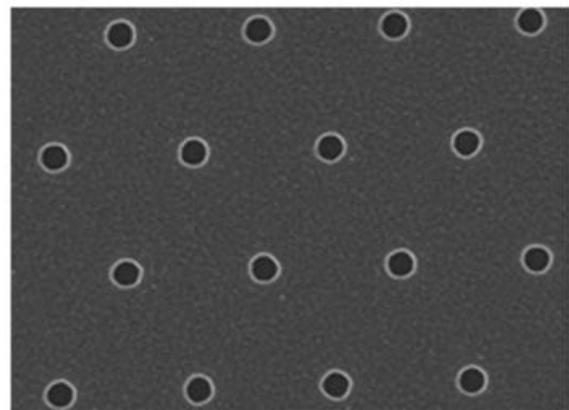


Figure 2-20 : Evolution de la morphologie des trous et de leur diamètre en fonction de la dose d'exposition du faisceau à électron.

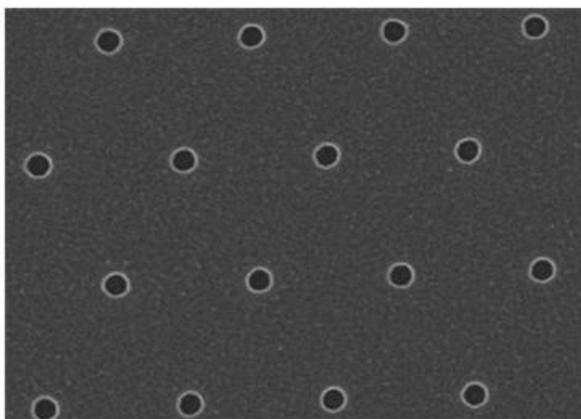
Par la suite, des tests de doses plus précis sont réalisés avec les trous issus du procédé complet de fabrication. Nous observons que les trous gravés dans la silice sont supérieurs de quelques nanomètres par rapport à ceux du masque de PMMA. Pour la réalisation de trous d'un diamètre donné, nous effectuons des tests de dose permettant d'obtenir le couple (taille du trou codé, dose) optimal. Par exemple, avec l'empilement du filtre fonctionnant en incidence normale (Figure 2-6), nous avons réalisé des tests de doses permettant de déterminer le couple optimal pour l'obtention de trous de petite taille de diamètre : 130 nm, 105 nm, 90 nm et 65 nm. Les photos MEB de ces trous, organisés en maille hexagonale régulière avec un pas de 592 nm, et les valeurs du couple sont données dans la figure (Figure 2-21).



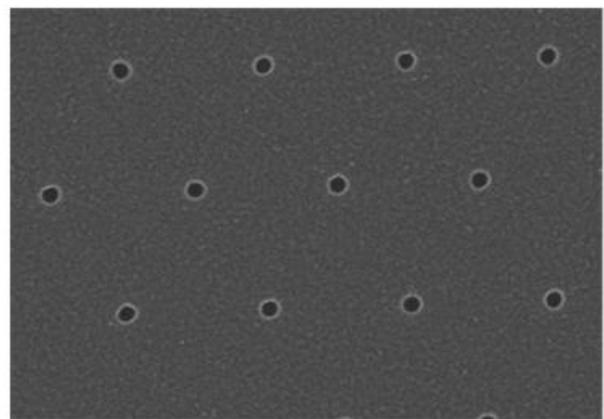
Diamètres trous 130 nm,
(Diamètres codés 110 nm, dose 432 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$)



Diamètres trous 105 nm,
(Diamètres codés 90 nm, dose 432 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$)



Diamètres trous 90 nm,
(Diamètres codés 70 nm, dose 396 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$)



Diamètres trous 65 nm,
(Diamètres codés 50 nm, dose 468 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$)

Figure 2-21 : Photos MEB de trous gravés dans le SiO_2 , une couche de nickel de 5 nm a été déposée sur le dessus pour l'observation.

V.2.2.2 Raccords de champs

Nous avons choisi d'utiliser un masqueur électronique pour la souplesse qu'apporte cet instrument mais nous sommes confrontés aux erreurs provenant des raccords de champs. 100 champs de $100\ \mu\text{m}^2$ sont nécessaires pour la réalisation d'un filtre de $1\ \text{mm}^2$.

Lors des premières insulations de motifs à maille hexagonal, nous avons codé un masque de $1\ \text{mm}^2$. Dans ce cas, même en optimisant le placement des champs, certains se trouvent sur des rangées de trous. Dans ce cas, après insolation, la moindre erreur de positionnement des champs engendre sur les motifs des erreurs facilement observables (Figure 2-24).

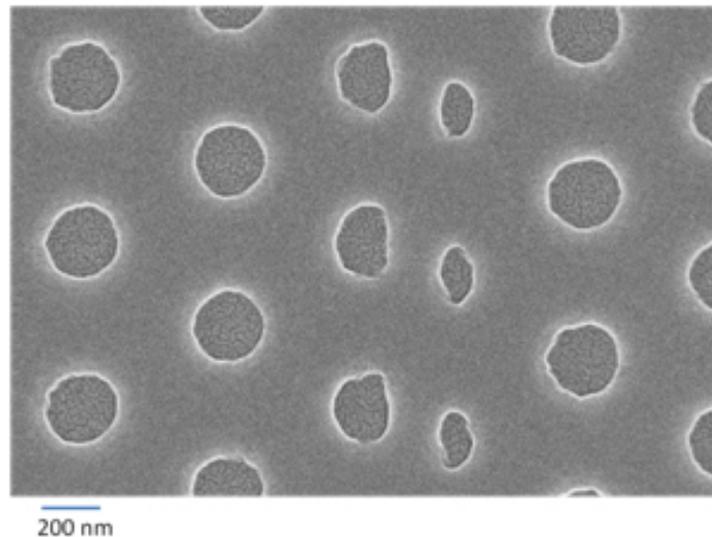


Figure 2-22 : Photo MEB d'un réseau hexagonal gravé dans le SiO₂ au niveau d'un raccord de champ. La limite entre les deux champs se trouvait sur une rangée de trou lors du codage du masque.

Par la suite, pour éviter de se retrouver avec des raccords de champs sur des rangées de trou, nous codons un masque avec une taille incluse dans celle d'un champ puis nous insolons ce masque plusieurs fois, afin de constituer le motif complet. De cette manière, les raccords de champs ne se trouvent plus sur des rangées de trous mais ils existent toujours. Ces raccords proviennent de deux types d'erreur. La première provient de la taille réelle du champ qui n'est pas exactement celui codé, cette erreur systématique est identique pour tous les champs d'une insolation. La seconde, aléatoire, correspond à l'incertitude dans le positionnement de la platine. Pour un champ de $100\ \mu\text{m}$, l'erreur systématique la plus faible que nous obtenons est de $10\ \text{nm}$, celle-ci correspond à une calibration de la colonne à 0.01% , ce qui est déjà très bon. L'erreur aléatoire due au positionnement de la platine est de l'ordre de $\pm 3\ \text{nm}$. Pour chaque raccord de champ, ces erreurs peuvent s'amplifier ou se compenser. Il est alors possible d'observer ces raccords dans certains cas au microscope optique (Figure 2-23).

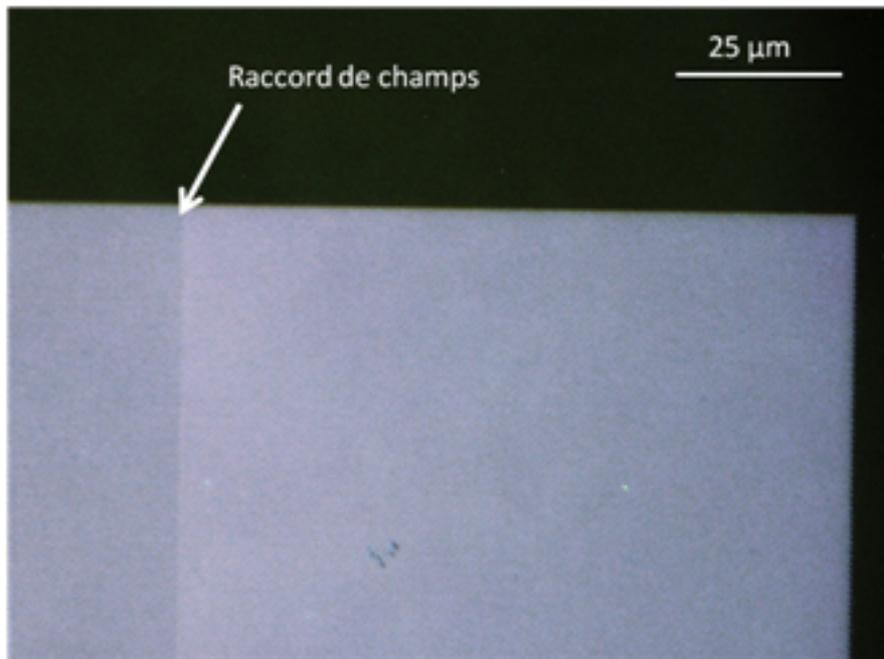


Figure 2-23 : Photo au microscope optique en champ sombre d'un coin d'un réseau de 1 mm² réalisé avec des champs de 100 μm². Un raccord de champ est observable.

Nous verrons que ces erreurs affectent les performances optiques des filtres (chapitre 3 III.3). Il pourrait alors être envisageable de quantifier les erreurs de raccords de champs par une caractérisation spécifique des filtres. Une étude théorique de l'impact de ces erreurs sur les performances du filtre est en cours à l'Institut Fresnel.

V.3 Gravure plasma

Les motifs réalisés dans le masque de PMMA par lithographie électronique sont transférés dans le SiO₂ pendant la gravure. Après gravure, le reste de PMMA est enlevé avec un plasma oxygène in-situ. Ces dernières étapes du procédé sont représentées dans la Figure 2-24.

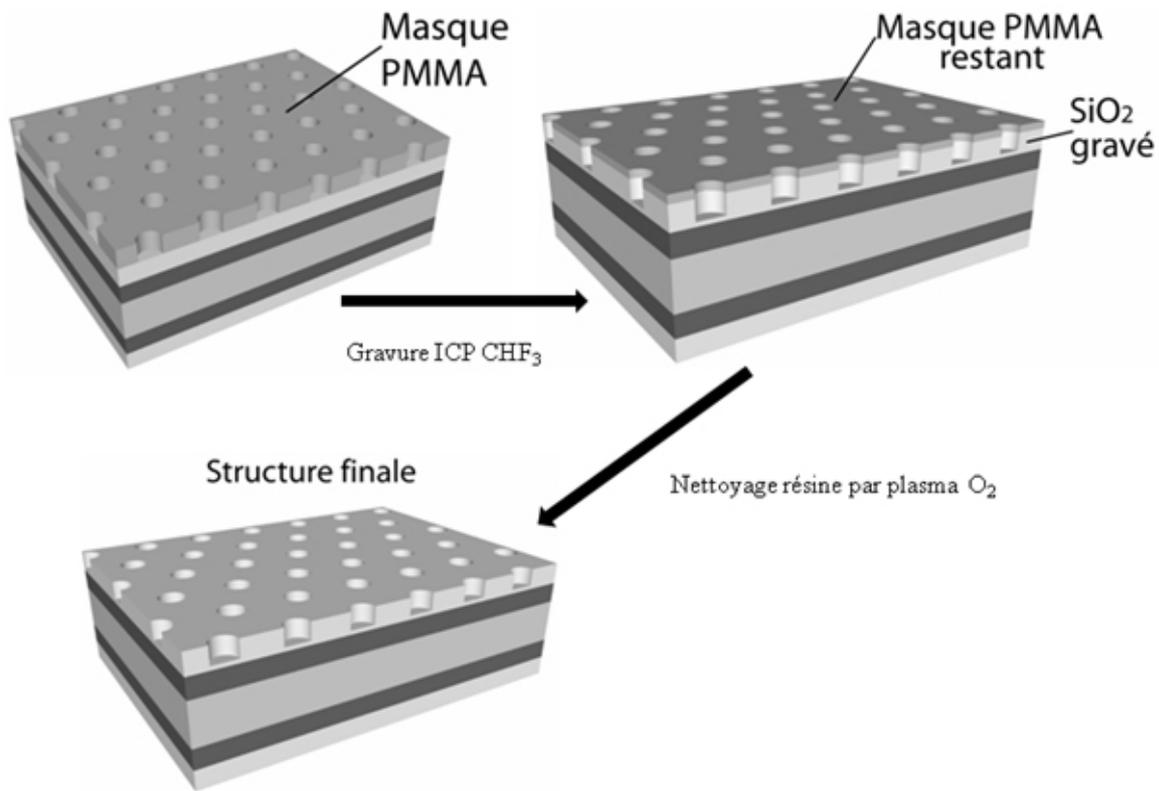


Figure 2-24 : Différentes étapes de fabrication lors de la gravure.

Une étude des paramètres a été réalisée afin d'obtenir une gravure reproductible, une sélectivité PMMA/SiO₂ suffisante permettant d'atteindre la profondeur désirée et des flancs de gravure verticaux. Cette dernière propriété n'est pas limitante pour le fonctionnement des filtres mais nous y accorderons de l'importance afin d'obtenir un procédé de fabrication générique, utile par exemple pour la fabrication de moules en verre pour le nano-imprint [Jalabert et al. 2007].

La gravure est réalisée par ICP (Inductively Coupled Plasma). L'équipement utilisé est un OMEGA 201 d'Aviza Technology équipé des gaz SF₆, CF₄ et CHF₃. Nous avons choisi d'utiliser le gaz CHF₃ car il donne de meilleurs résultats de sélectivité pour la gravure de SiO₂ avec masque de PMMA [Pearson et al. 2005; Ko et al. 2006]. Pour suivre l'évolution des espèces présentes dans le plasma en temps réel, le réacteur est équipé d'un Plasmacope Jobin Yvon, permettant de réaliser le spectre par spectroscopie à émission optique (OES), des espèces dans la gamme (300-850 nm), à travers une fenêtre de quartz sur le dessus de la chambre.

Pour obtenir un procédé reproductible et fiable, nous nous assurons du conditionnement des parois de l'enceinte. Le polymère, déposé sur les parois de l'enceinte lors d'une gravure antérieure, participe au procédé suivant en produisant les espèces CF et CF₂ [Tachibana et al. 1999; Sasaki et al. 2006]. Avant chaque gravure, nous nettoyons les parois de l'enceinte par

plasma O₂. Le spectre OES réalisé pendant le plasma O₂ permet de mettre en évidence la disparition des espèces à base de CF_x des parois (Figure 2-25). Les lignes d'émission de ces espèces se trouvent entre 250 nm et 750 nm, les deux raies d'émission de l'oxygène sont présentes à 778 nm et 847 nm. Nous observons que 1 minute est suffisante pour la suppression des espèces des parois après une gravure CHF₃ de 30s, l'oxygène ne réagissant plus avec ces espèces, les deux pics retrouvent leur intensité.

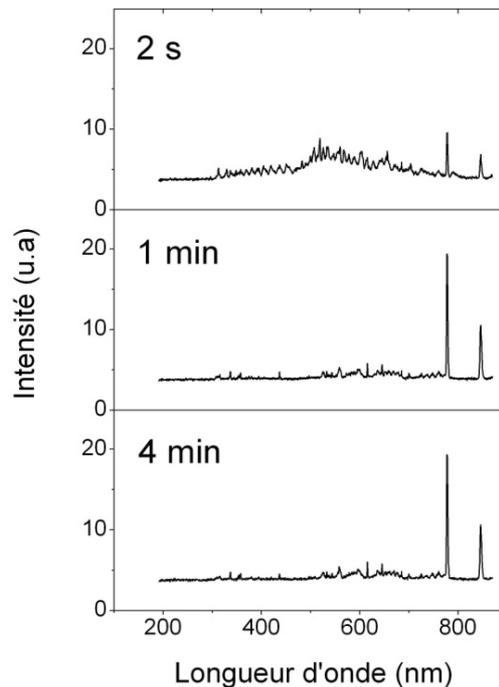


Figure 2-25 : Spectres OES pendant un plasma O₂, après un procédé CHF₃ de 40 s, à $t = 2$ s, 1 min et 4 min.

De nombreux paramètres entrent en jeu lors de la gravure ICP, nous en avons fixé quelques uns provenant de procédés déjà existants puis nous avons déterminé les autres pour obtenir les gravures désirées. Les tests de gravure pour l'optimisation des paramètres ont été réalisés avec des rayures dans le PMMA d'environ 1mm de large sur du SiO₂. Nous n'avons pas choisi d'effectuer les tests avec des motifs nanométriques car la préparation et l'analyse des échantillons auraient été trop longues. Les résultats de gravure diffèrent légèrement avec des trous nanométriques, nous peaufinerons par la suite les paramètres obtenus par les échantillons tests.

La sélectivité est définie par le rapport de la vitesse de gravure du matériau par celle du masque : $V_{\text{SiO}_2}/V_{\text{PMMA}}$. Pour graver une centaine de nanomètres de silice avec une épaisseur de masque de 250 nm, une sélectivité de 0.5 est alors suffisante. Nous chercherons à optimiser les paramètres pour obtenir cette sélectivité et des flancs de gravure verticaux. Nous avons fixé la puissance permettant d'ioniser les gaz réactifs dans le plasma à 500W (RF2). Les

radicaux issus de l'ionisation sont accélérés par la puissance (RF1) vers le substrat pour en arracher les atomes. Nous choisissons une puissance élevée RF1 de 60W pour une gravure physique propice aux flancs verticaux. Une puissance plus élevée pulvérise le masque de PMMA. Les autres paramètres à déterminer sont la quantité de CHF₃ à introduire dans l'enceinte et la pression qui déterminent le libre parcours moyen des espèces. En fixant la pression de l'enceinte à 10 mTorr nous observons l'évolution de la sélectivité et de la vitesse de gravure du SiO₂ en fonction de la quantité de CHF₃ (Figure 2-26).

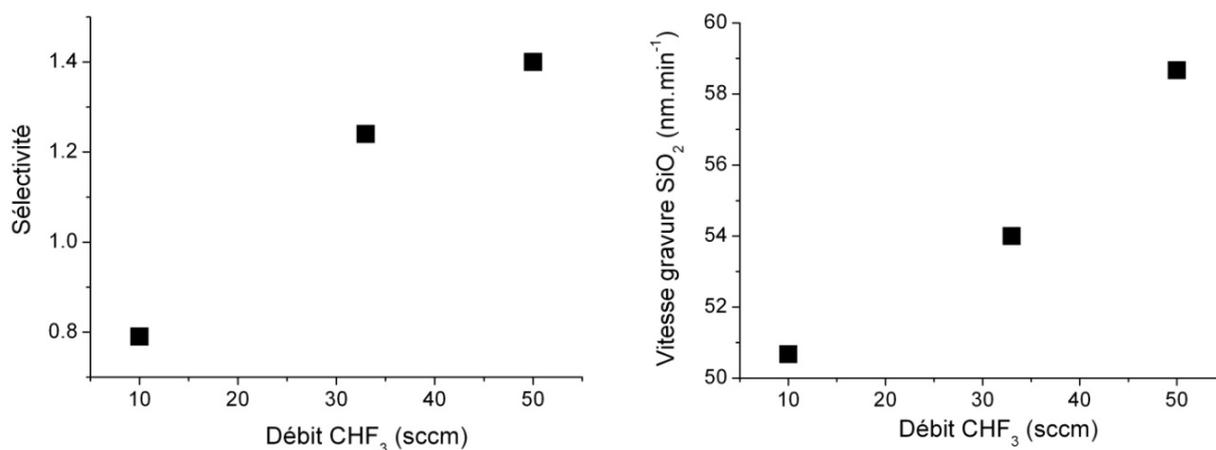


Figure 2-26 : A gauche : Sélectivité entre le SiO₂ et le masque de PMMA en fonction du débit de CHF₃. A droite : Vitesse de gravure du SiO₂ en fonction du débit de CHF₃.

Pour un débit de CHF₃ de 50 sccm (débit maximum sur notre équipement), nous avons à la fois la sélectivité la plus élevée et la plus grande vitesse de gravure de SiO₂. Nous avons choisi de chercher des paramètres pour une gravure très « physique », dans ce cas la gravure est anisotrope et favorable à l'obtention de flancs verticaux. Il est sûrement possible d'obtenir des flancs verticaux en privilégiant une gravure lente, mais le nombre de paramètre étant important, nous n'avons pas exploré tous les jeux de paramètres. Autour du point de fonctionnement, nous avons regardé l'évolution de la sélectivité et la vitesse de gravure du SiO₂ en fonction de la pression (Figure 2-27).

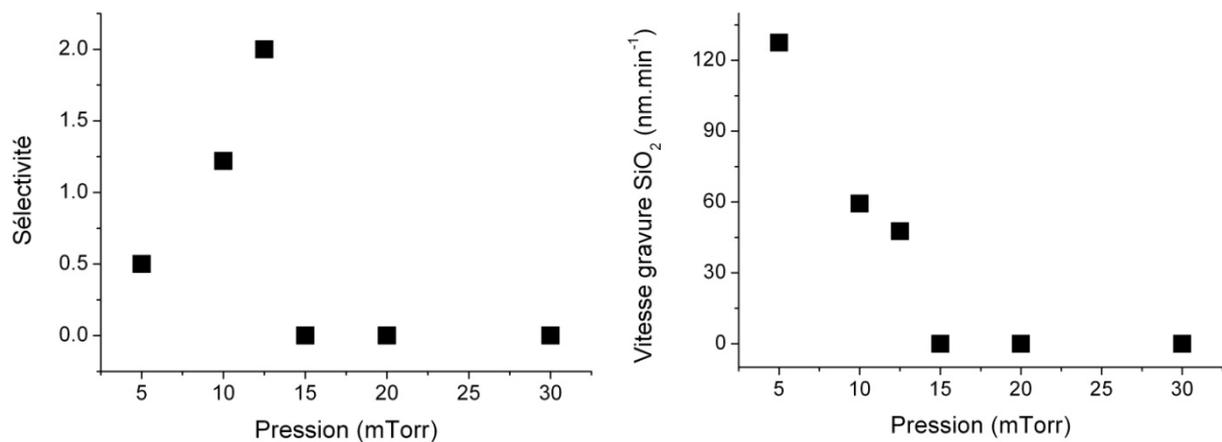


Figure 2-27 : A gauche : Sélectivité entre le SiO₂ et le masque de PMMA en fonction de la pression dans l'enceinte. A droite : Vitesse de gravure du SiO₂ en fonction de la pression.

Nous observons que pour une pression supérieure à 12.5 mT, la gravure cesse. Des espèces à base de CF_x se déposent sur l'échantillon. Pour une pression inférieure à 12.5 mT, la sélectivité et la vitesse de gravure décroît avec l'augmentation de la pression. Pour de faibles pressions, la densité de particule présente dans l'enceinte est faible, le libre parcours moyen est augmenté et par conséquent la vitesse de collision des espèces ionisées avec la surface de l'échantillon est élevée. La gravure est alors physique et sa vitesse élevée. Une sélectivité de 0.5 étant suffisante, nous choisirons une pression de 5 mTorr permettant d'obtenir une gravure très physique.

Après chaque gravure, nous analysons les spectres EOS enregistrés. Ces spectres nous permettent de vérifier le bon déroulement de la gravure. L'analyse qui en est faite est assez simple puisque nous n'entrons pas dans les détails de la physique des plasmas, mais elle est suffisante pour comprendre et comparer des procédés de gravure. Nous avons vu par exemple que pour une pression dans l'enceinte inférieure à 12.5 mTorr la silice est gravée alors que pour une pression supérieure des espèces à base de CF_x se déposent. L'analyse de deux spectres issus de ces deux régimes nous permet de mettre en évidence la présence ou l'absence de gravure (Figure 2-28).

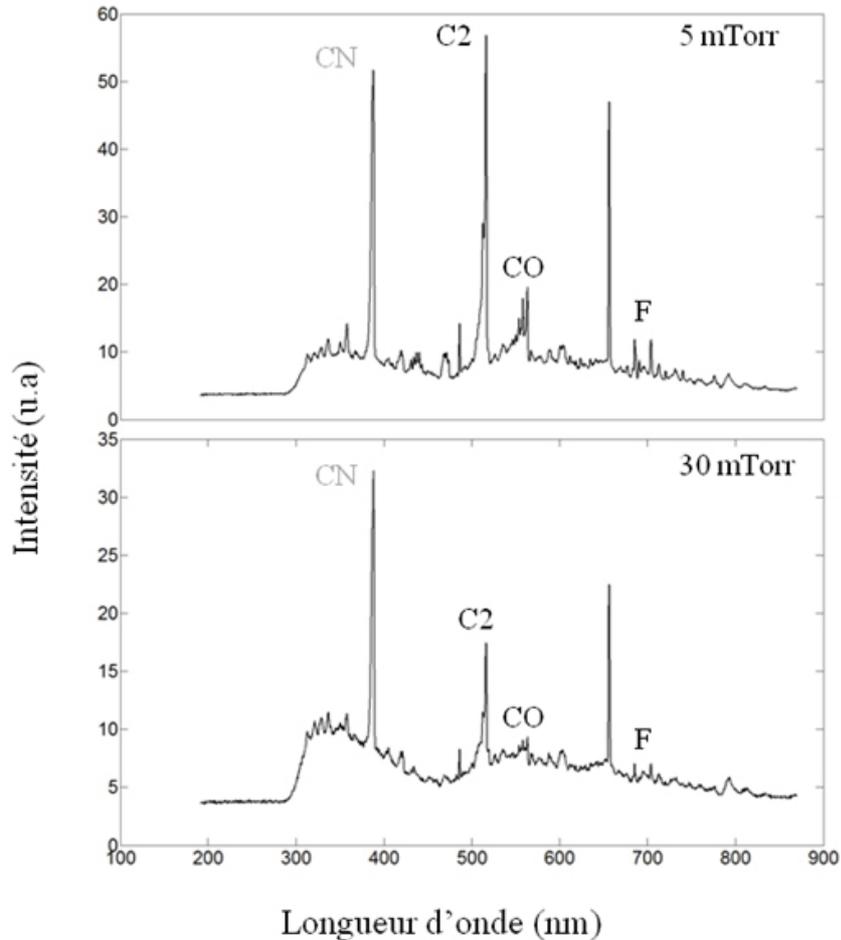


Figure 2-28 : Spectres OES à un instant donné pendant gravure CHF_3 . Haut : la pression de l'enceinte est égale à 5 mTorr (gravure). Bas : la pression est égale 30 mTorr (dépôt de téflon)

En comparant les deux spectres, nous observons, que pour celui de 5 mTorr, les raies d'absorption des espèces C2 et F sont beaucoup plus intenses. En effet, pour 30 mTorr, ces espèces sont peu présentes dans le plasma puisqu'elles participent à la création des espèces à base de CxF_x (téflon) qui se déposent sur l'échantillon. Nous observons aussi la présence d'une raie de CO lors de la gravure à 5 mTorr, l'oxygène provient de la gravure du SiO₂. Cette raie est absente pour le spectre à 30 mTorr, la silice n'étant pas gravée. Une rapide analyse des spectres nous permet donc par exemple de savoir si on se trouve dans un régime de déposition ou de gravure. Ces spectres ont aussi mis en évidence une fuite dans le bâti, en effet sur les spectres enregistrés, nous observons une raie importante d'absorption de CN (~387 nm) mettant en évidence la présence d'azote. L'analyse des spectres nous permet donc d'avoir des indications importantes sur les gravures et facilite l'optimisation des paramètres,

A partir des paramètres optimisés avec les échantillons tests (500 W/60 W/50 sccm/5 mTorr), des gravures de motifs nanométriques ont été réalisées pour observer le profil des trous. A

l'aide de mesure AFM, nous avons remarqué que la vitesse de gravure était un peu plus élevée dans les trous au diamètre nanométrique que dans les tranchées de 1 mm. Pour des motifs nanométriques, nous avons mesuré les profondeurs de gravure en fonction de la taille des trous pour des diamètres différents (65 nm, 90 nm, 105 nm et 130 nm) sur un même échantillon et nous trouvons des profondeurs sensiblement égales. En prenant en compte ces indications et en calibrant le temps de gravure avec des échantillons tests, il est alors possible en effectuant la gravure juste après l'étape de calibration, d'obtenir des profondeurs de trous à 5 nm près. Intéressons nous au profil des trous, le substrat verre n'étant pas clivable nous avons réalisé le même procédé de fabrication sur un substrat silicium séparé par une épaisse couche de silice (5 μ m). L'échantillon a alors pu être clivé et le profil des trous observé au MEB après dépôt d'une fine couche d'or (Figure 2-29).

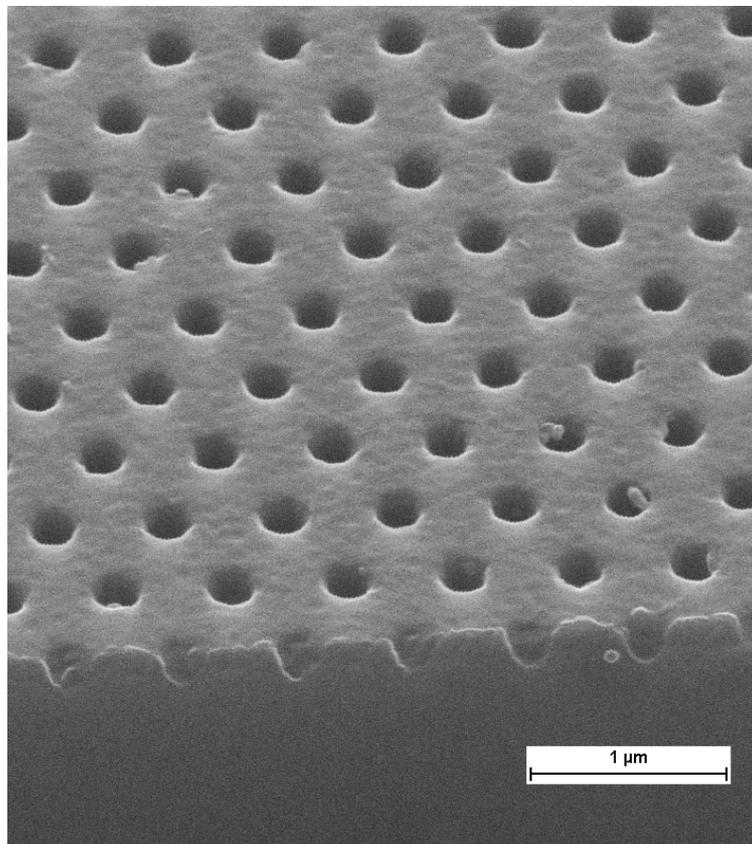


Figure 2-29 : Photo MEB inclinée de 45° de motifs gravés dans le SiO₂ sur l'empilement suivant Si (substrat)/SiO₂ (5 μ m)/Si₃N₄ (190 nm)/SiO₂ (120 nm) après dépôt d'une fine couche d'or.

La gravure sur ce substrat silicium+verre diffère un peu que sur un substrat uniquement en verre, les transferts thermiques étant différents. Nous avons ensuite réalisé les motifs nanométriques sur substrat verre. Nous avons mesuré le profil d'un trou par AFM (Figure 2-30), cette courbe donne simplement une indication sur la forme du trou puisque entre en jeu

la forme de la pointe AFM utilisée. Nous pouvons dire que les flancs ont une pente inférieure à 30°.

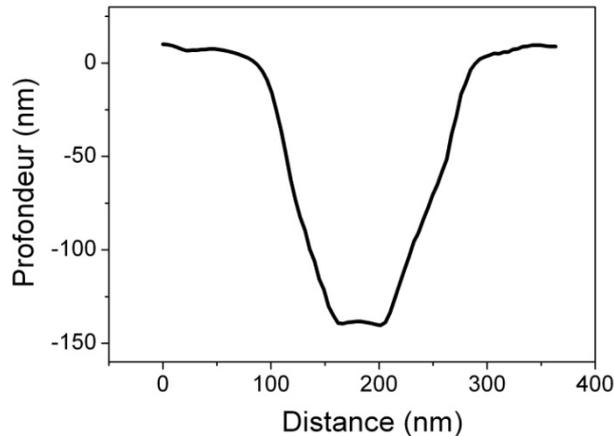


Figure 2-30 : Profil d'un trou gravé dans la silice, réalisé à l'AFM.

Ce profil de trou est suffisant pour la fabrication des filtres envisagés, cependant nous cherchons des profils plus verticaux pour l'obtention d'un procédé utilisable pour d'autres applications. Nous avons supprimé la présence d'azote, mis en évidence par la présence de la raie CN dans le spectre OES (Figure 2-28), en changeant de bâti de gravure. Enfin, en augmentant un peu la pression dans la chambre, le procédé de gravure est un peu moins physique et nous obtenons une meilleure sélectivité. Les gravures seront effectuées avec les paramètres optimisés suivants (500 W/60 W/50 sccm/7 mTorr). Pour l'observation des profils des trous obtenus avec les nouveaux paramètres, nous avons choisi une méthode plus précise que par clivage sur substrat silicium ou AFM. Nous avons observé le profil par FIB (Focused Ion Beam) (Figure 2-31). Cet appareil fonctionne comme un MEB (Microscope Electronique à Balayage) à la différence qu'en plus du faisceau à électron, un canon à ion de gallium permet d'arracher des atomes à l'échantillon. Cette technique destructrice permet alors de créer des coupes dans les trous et de les observer en direct.

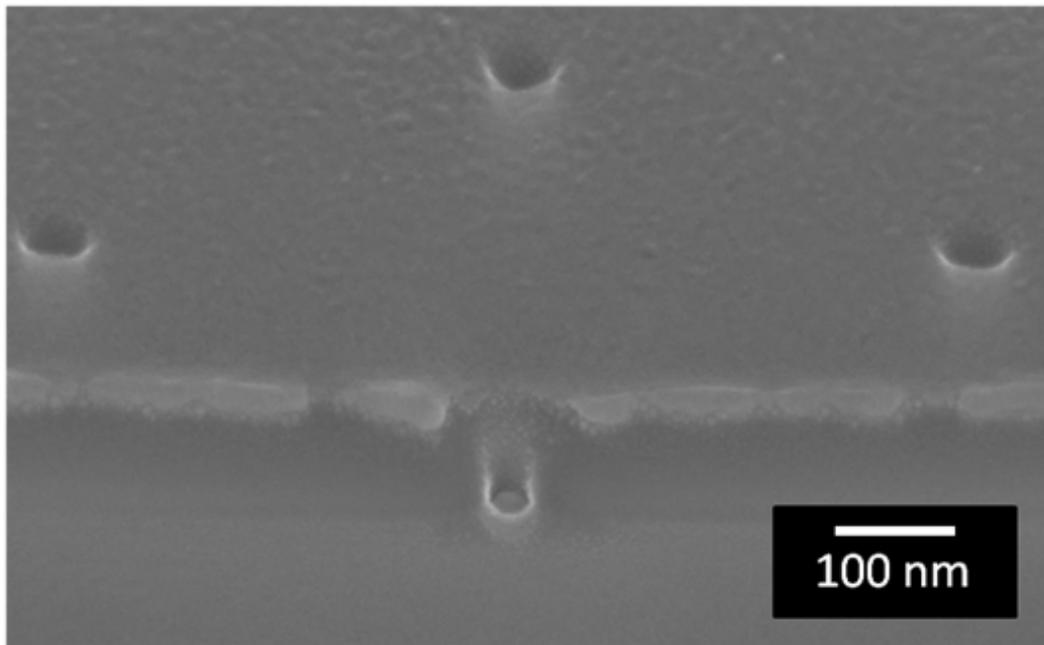
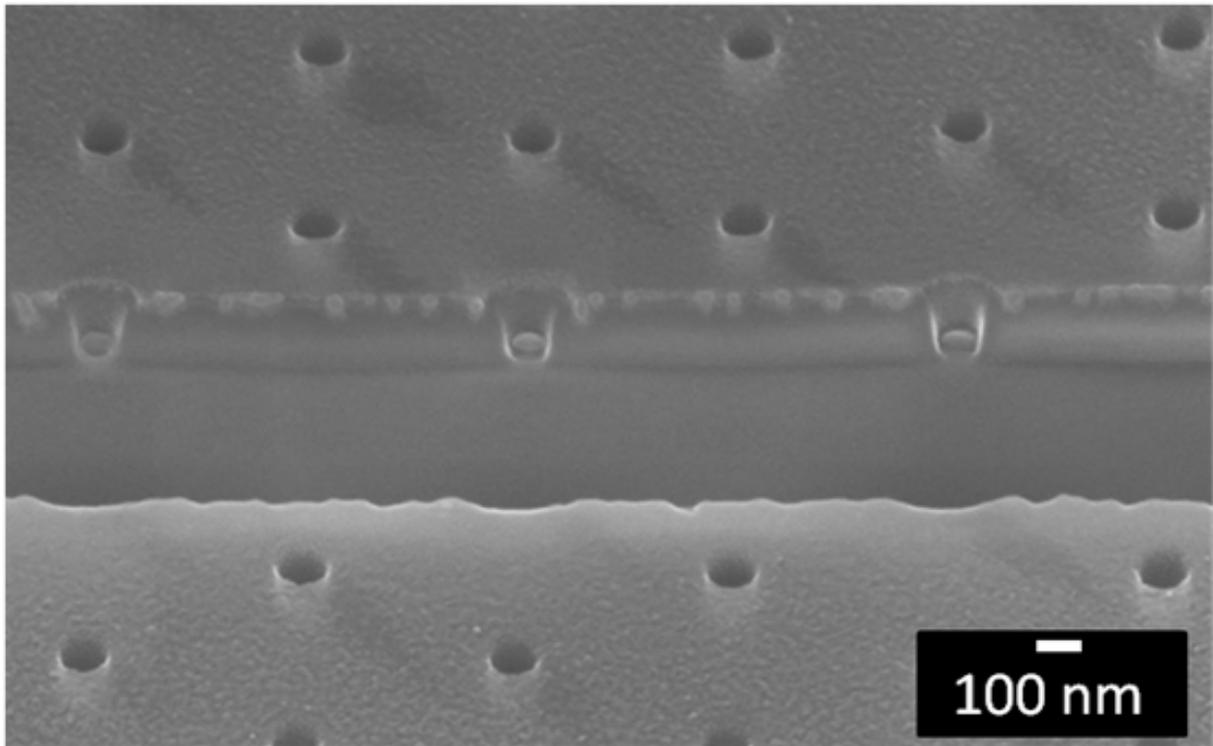


Figure 2-31 : Photos FIB inclinés de 36° de trous gravés dans SiO_2 , une fine couche de Ni a été déposée sur le dessus pour l'observation. Haut : diamètre des trous ~ 100 nm. Bas : diamètre des trous ~ 50 nm.

Même si nous n'avons pas quantifié la verticalité des flancs, nous notons une amélioration de verticalité sur le profil des trous observés.

Nous avons donc mis en place un procédé de gravure répétable et précis par le conditionnement de la chambre et le calibrage des temps de gravure. Les paramètres ont été

optimisés pour obtenir une sélectivité supérieure à celle désirée et des trous avec des flancs les plus verticaux possible.

V.4 Caractérisation structurelle des 2 filtres fabriqués

Nous avons caractérisé physiquement les deux filtres fabriqués. Pour l'empilement, nous avons mesuré les épaisseurs des couches après chaque dépôt par ellipsométrie. Pour les paramètres de maille les mesures ont été effectuées par AFM. Les résultats de ces mesures sont comparés avec les paramètres visés dans le tableau (Figure 2-32).

Paramètres (nm)		Filtre incidence normale		Filtre incidence oblique	
		Valeur visée	Valeur mesurée	Valeur visée	Valeur mesurée
Empilement	e1	105	104	127	130
	e2	171	172	190	190
	e3	171	172	190	190
	e4	102	101	123	127
Maille hexagonale	d	592	592	404	404
	D	135	129	140	130
	h	104	110	110	120

Figure 2-32 : Tableau comportant les valeurs des paramètres visés et mesurés pour les deux filtres fabriqués.

Les épaisseurs mesurées de l'empilement sont proches de celles visées, nous devons tenir compte de l'incertitude sur les mesures qui est d'environ ± 2 nm. En ce qui concerne les mesures extraites des analyses AFM, le pas du réseau mesuré est identique à celui visé, par contre pour les deux autres paramètres (D et h) nous arrivons jusqu'à un écart de 10 nm. De plus, les incertitudes de mesures sont assez importantes pour la taille des trous et la profondeur de gravure (la définition des limites du diamètre du trou étant peu précise et les mesures AFM étant moins précises en z). Nous estimons l'erreur à environ 5-10 nm sur la taille et la profondeur des trous. En ce qui concerne le pas, nous estimons l'erreur de mesure à seulement 1-2 nm.

Les images AFM des deux filtres sont données dans les figures suivantes. Pour le filtre en incidence normale, nous en avons fabriqué 2 sur le même empilement à quelques semaines d'intervalles pour s'assurer de la reproductibilité du procédé. Nous avons mesuré par AFM

(images Figure 2-33) un pas identique, une différence de 4 nm sur le diamètre des trous et de 7 nm sur leurs profondeurs. Aux erreurs de mesure près le procédé d'écriture des motifs est reproductible, notamment pour les périodes des mailles.

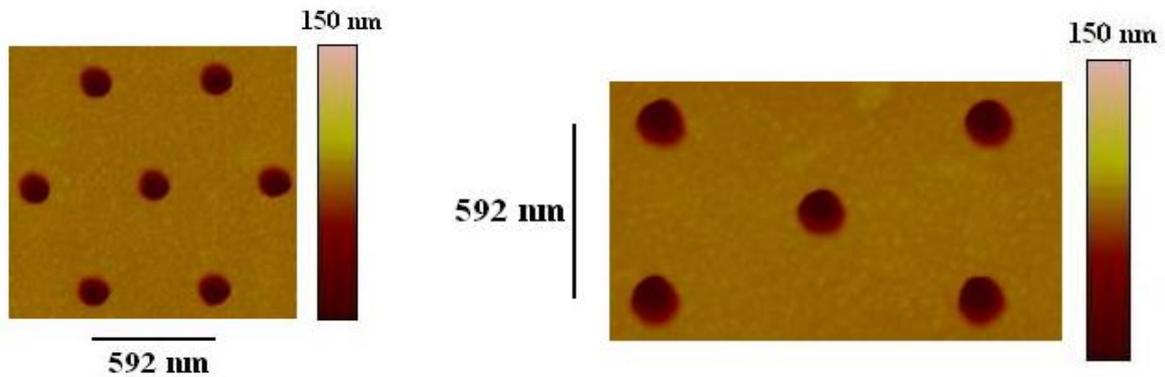


Figure 2-33 : Images AFM de deux filtres fabriqués pour l'incidence normale pour s'assurer de la répétabilité du procédé de fabrication.

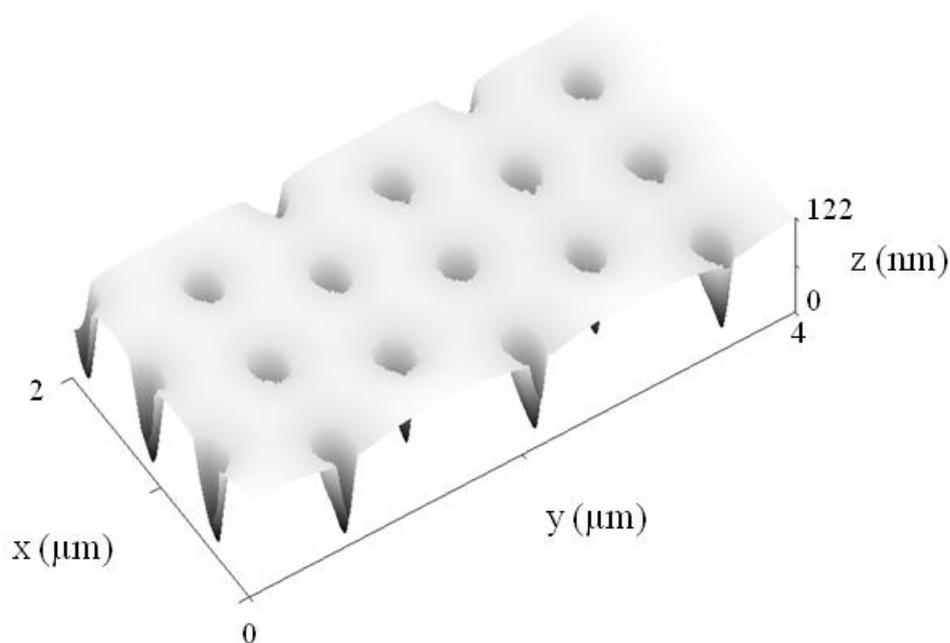


Figure 2-34 : Image AFM 3D du filtre fabriqué pour l'incidence oblique.

Les paramètres des filtres fabriqués sont proches de ceux visés. Nous sommes dans la gamme d'erreur que nous nous étions fixée lors de l'étude de la variation des paramètres sur les performances (chapitre 2 IV.3). Cependant, ces filtres étant très peu tolérants aux erreurs sur les paramètres, l'accumulation des différentes erreurs risque quand même de modifier les performances. Etant aux limites de précision dans les étapes de fabrication, nous devons corriger les écarts par un autre moyen.

VI. Correction des imprécisions de fabrication

Après avoir fabriqué un empilement, nous concevons de nouveau une structure avec les paramètres des couches mesurées. Une légère modification des paramètres de maille ou de l'angle d'incidence de fonctionnement permettent alors de retrouver les performances recherchées. Mais ceci n'est pas suffisant, les mesures ellipsométriques n'étant pas parfaites ($\pm 2\text{nm}$ sur les épaisseurs et ± 0.01 sur les indices), nous n'avons pas les paramètres exacts de l'empilement. Nous utiliserons alors l'extrême précision de la lithographie électronique ($\text{pas} < 1\text{ nm}$) pour corriger les erreurs de l'empilement. Pour cela, par exemple, nous avons fabriqué un premier filtre fonctionnant en incidence normale, la résonance de ce filtre a été mesurée expérimentalement à 842 nm . Cet écart de 8 nm par rapport à la longueur d'onde de résonance visée (850 nm) provient en grande partie des erreurs de l'empilement. Nous avons alors pris en compte cette erreur et nous avons conçu pour le même empilement un filtre dont la résonance est décalée vers une autre longueur d'onde (860 nm). Ce décalage est effectué essentiellement en changeant la période de la maille, cette opération est très précise et reproductible en lithographie électronique. Nous avons finalement mesuré expérimentalement le nouveau filtre fabriqué sur le même empilement, et nous obtenons la longueur d'onde de résonance souhaitée (850 nm).

Les simulations rencontrées dans la suite du manuscrit tiennent en compte les nouveaux paramètres, c'est-à-dire les valeurs structurelles mesurées et les modifications de paramètres effectuées pour corriger les imprécisions de fabrication.

VII. Conclusion

A partir du choix de la technologie silicium, nous avons pu définir une structure originale comportant 2 couches à base de SiO_2 et Si_3N_4 déposés sur verre. La conception utilisant la modélisation présentée dans le chapitre 1 a permis de préciser les paramètres pour deux types de structures à maille hexagonale, une fonctionnant en incidence normale et l'autre en incidence oblique. La simulation des structures avec les paramètres issus de la conception permettent notamment d'obtenir des largeurs spectrales sub-nanométriques et l'indépendance à la polarisation. Une étude de l'influence des paramètres sur les performances du filtre a permis de fixer une gamme d'erreur admissible pour le procédé de réalisation.

Un procédé de fabrication comportant les étapes de dépôt de couches minces, lithographie électronique et gravure sèche a été mis au point sur substrat verre. Une étude systématique autour des conditions de réalisation pour chaque étape du procédé a permis d'établir des conditions de procédé reproductibles.

Chapitre 3

Analyse expérimentale des filtres réalisés

I. Introduction

Deux types de filtres ont été réalisés selon les procédés de fabrication décrits précédemment, l'un étant conçu pour un fonctionnement en incidence normale, l'autre pour une incidence oblique au voisinage de 60° .

Ce chapitre porte sur l'analyse des performances expérimentales de ces deux types de filtres.

Dans une première partie, nous décrivons le banc optique que nous avons mis en place pour déterminer la réponse spectrale en transmission et en réflexion, pour chaque cas d'incidence.

Dans une seconde partie, la comparaison des performances expérimentales et théoriques des filtres obtenus nous permet de juger des limitations pratiques associées à l'utilisation de ces filtres. L'étude expérimentale précise, pour chaque cas d'incidence, la largeur spectrale du filtre, l'efficacité de filtrage, les défauts de tolérance angulaire et la dépendance à la polarisation. Les imperfections du filtre associées au procédé de fabrication, ainsi que les effets causés par la divergence du faisceau sont particulièrement analysés.

II. Banc de caractérisation

Un banc optique spécifique à la caractérisation en espace libre des filtres réalisés a dû être mis en place. Un dispositif spectroscopique de haute résolution est nécessaire pour observer les réponses spectrales subnanométriques autour de $\lambda = 850$ nm. Les réglages doivent être très précis, les filtres fabriqués étant très peu tolérants angulairement ($\sim 0.1^\circ$). Le banc optique doit être facilement adaptable pour les mesures dans les deux configurations d'incidences (normales, fortement obliques). Nous souhaitons aussi obtenir les réponses spectrales en réflexion et en transmission, permettant ainsi d'avoir des indications sur le bilan d'énergie. Les principaux éléments du système de caractérisation mis en place sont représentés dans la Figure 3-1.

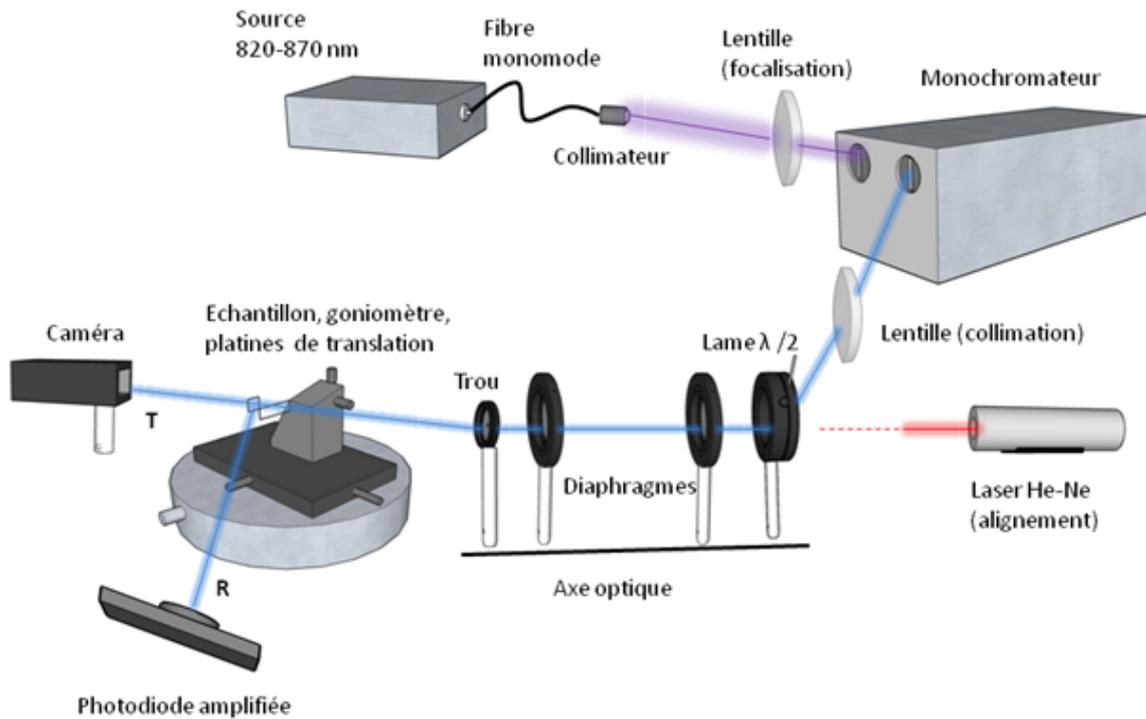


Figure 3-1 : Représentation des principaux éléments du banc de caractérisation optique

Pour mesurer les réponses spectrales des filtres, nous avons choisi de mesurer la quantité d'énergie transmise et réfléchi par le filtre par rapport à l'énergie du faisceau incident, pour chaque longueur d'onde. Les longueurs d'ondes sont sélectionnées avec un monochromateur (M1000) de distance focale d'un mètre, cet instrument permet d'obtenir une très haute résolution de quelques dizaines de picomètres. Nous utilisons une source lumineuse large bande (820-870 nm) de puissance 15 mW. En sortie, une fibre monomode achemine le signal vers un collimateur. Le signal collimaté se propage en espace libre jusqu'à une lentille focalisant sur l'entrée du monochromateur. En sortie du monochromateur, une seconde lentille permet de collimater le faisceau. Celui-ci, polarisé rectilignement, est alors envoyé sur l'axe optique défini par deux diaphragmes. Une lame $\lambda/2$ permet de changer la polarisation et un trou de limiter la taille du faisceau. L'échantillon est placé sur le trajet du faisceau grâce à une platine de translations 3 axes, un goniomètre permet de régler l'angle d'incidence (θ) et la position du plan d'incidence par rapport à un axe du réseau (ϕ). Les signaux transmis (T) et réfléchis (R) sont mesurés à l'aide d'une photodiode amplifiée. Une caméra nous facilite l'alignement et nous permet aussi d'observer les phénomènes de résonance. Enfin, le faisceau n'étant pas visible, nous utilisons un laser He-Ne pour aligner les éléments. Des miroirs et périscoptes permettent de faire propager le faisceau entre les principaux éléments, une photographie du banc avec tous les éléments est représentée Figure 3-2.

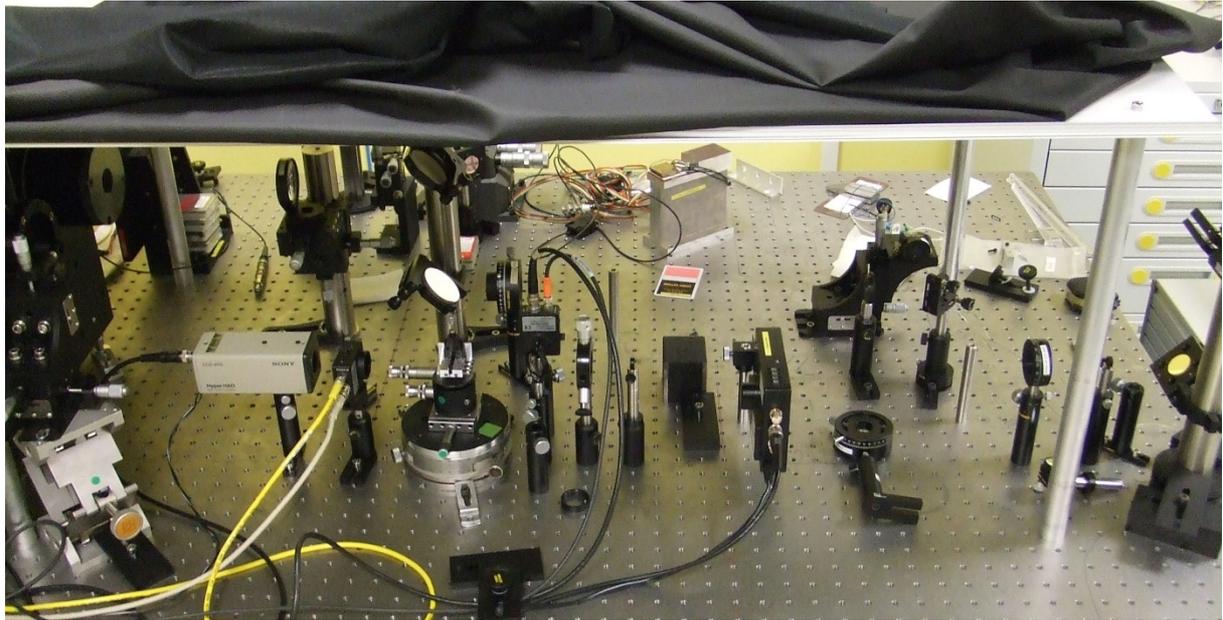


Figure 3-2 : Photographie du banc optique mis en place pour la caractérisation des filtres.

Les filtres fonctionnant en incidence normale et oblique ont été caractérisés. La sensibilité de ces filtres aux nombreux paramètres de réglage exige d'être extrêmement précis et rigoureux lors de l'étape de la caractérisation. La qualité du banc permet d'obtenir les mêmes caractéristiques spectrales pour un même filtre après un nouvel alignement. Des écarts d'efficacité de quelques % pouvant cependant être mesurés selon la précision du réglage.

III. Incidence normale

III.1 Résultats expérimentaux

III.1.1 Conditions expérimentales

Les paramètres structuraux mesurés sur le filtre à caractériser sont les suivants aux erreurs de mesure près : $e_1 = 104$ nm, $e_2 = 172$ nm, $e_3 = 101$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 592$ nm, $h = 110$ et $D = 129$ nm. Nous utilisons un faisceau d'environ $600 \mu\text{m}$ de large pour caractériser ce filtre de 1mm^2 fonctionnant en incidence normale (Figure 3-3). Une lame séparatrice (50/50) traitée AR à 850 nm est utilisée pour récupérer le faisceau réfléchi par le filtre.

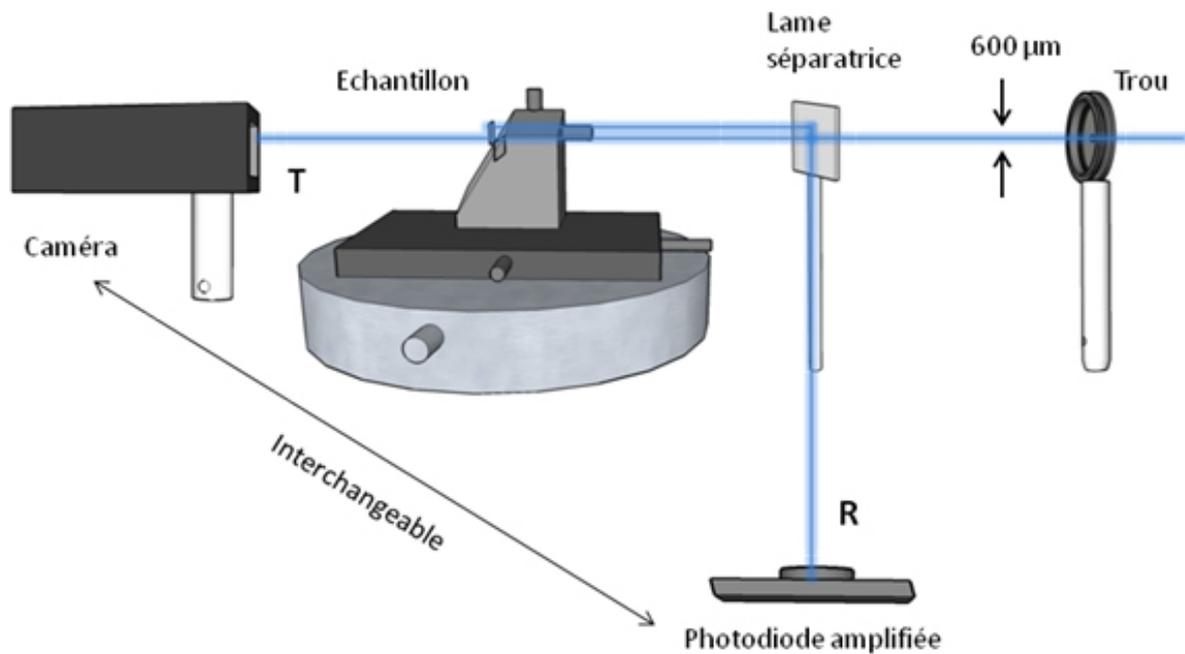


Figure 3-3 : Représentation des éléments d'une partie du banc optique pour la caractérisation des filtres en incidence normale.

Une référence est nécessaire pour obtenir les spectres en réflexion et en transmission. La référence en transmission est mesurée sans l'échantillon ; et en réflexion, l'échantillon est remplacé par une plaque de silicium dont le coefficient de réflexion à 850 nm est connu (32%). Nous mesurons dans un premier temps la réflexion avec la photodiode puis nous la changeons de position pour mesurer la transmission.

III.1.2 Réponse spectrale ($\theta=0^\circ$)

Nous avons mesuré la réponse spectrale du filtre en réflexion et en transmission, éclairé par une onde polarisée s, tout en observant en champ lointain l'allure du spot transmis et réfléchi (Figure 3-4).

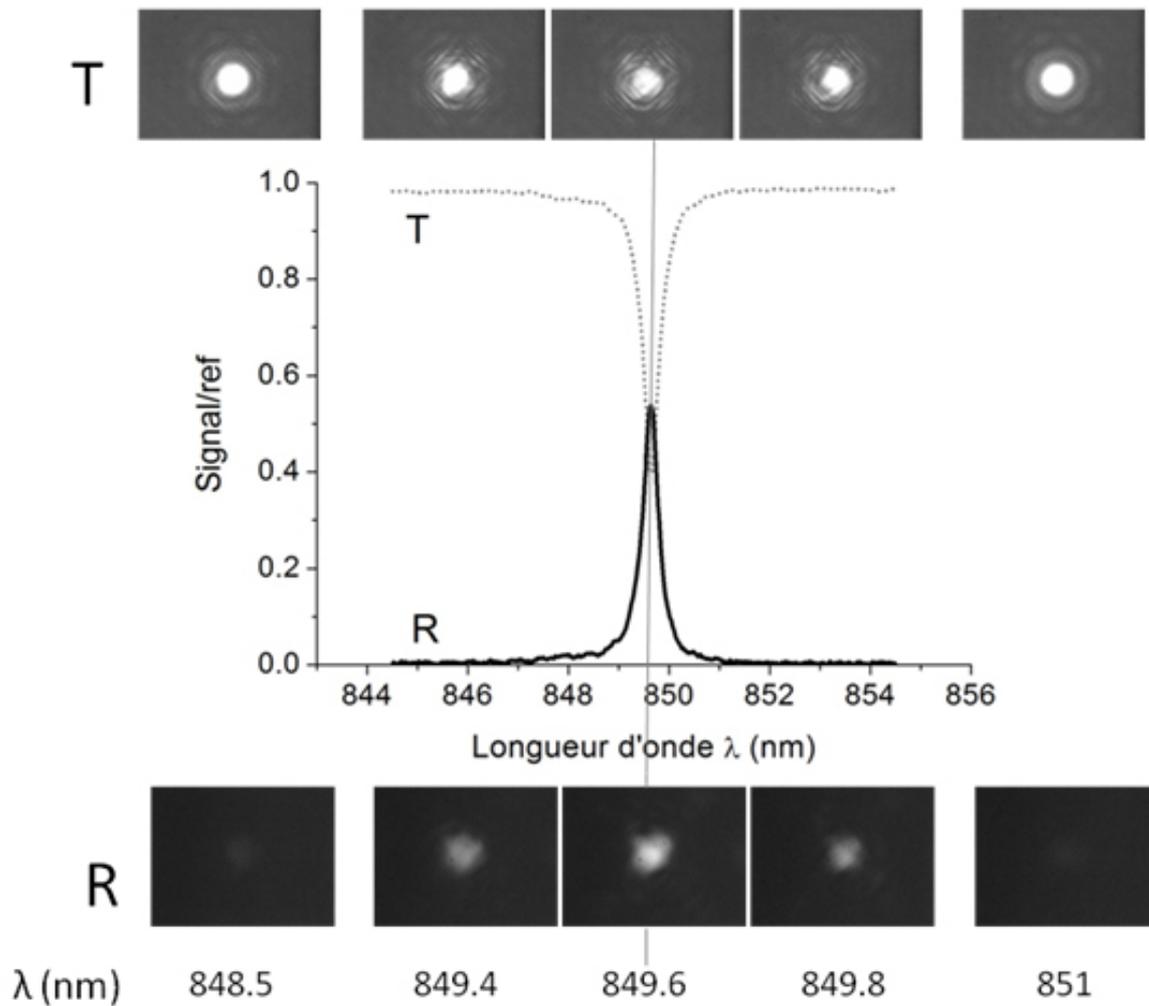


Figure 3-4 : Mesure de la réflexion et de la transmission du filtre en fonction de la longueur d'onde incidente, en incidence normale pour une onde polarisée s. Images en réflexion et en transmission à 10 cm du filtre pour certaines longueurs d'onde.

La plupart du signal est transmis hors résonance (AR), le spot du faisceau est alors visible en transmission et non en réflexion. A la résonance (849.6 nm), le signal est en partie réfléchi, nous observons alors le spot en réflexion. La caméra saturant facilement, il n'est pas possible de quantifier, à l'aide des images, l'énergie transmise à la résonance par rapport à celle transmise en dehors de la résonance.

Des mesures de la réponse spectrale sur une bande spectrale plus étroite, entre 848 et 851 nm, nous permettent de préciser les performances spectrales du filtre (Figure 3-5).

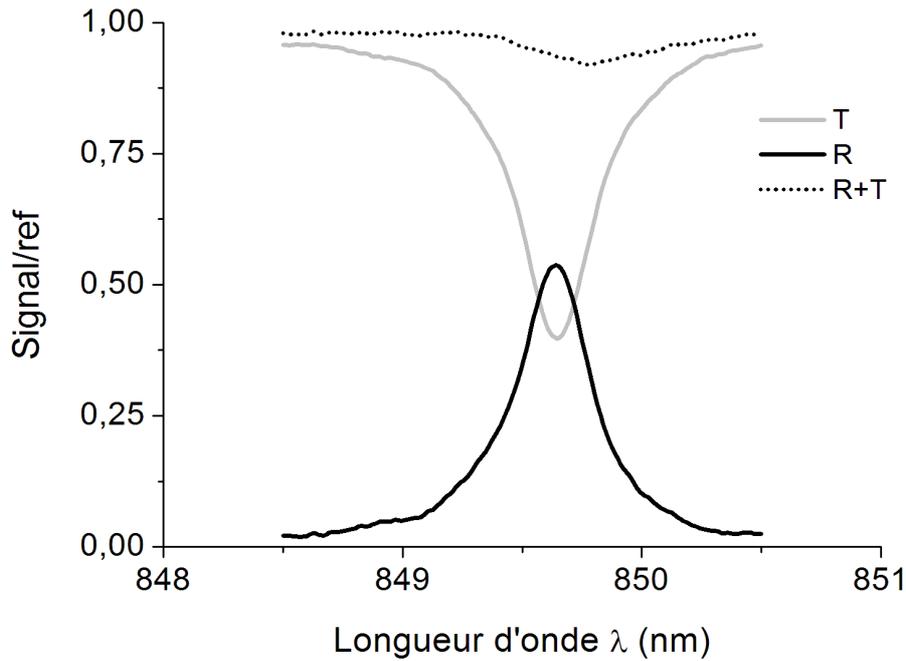


Figure 3-5 : Spectre en réflexion et en transmission mesuré en incidence normale avec une onde polarisée s sur un span de 2 nm.

Les performances mesurées sont les suivantes :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_r = 849.6$ nm.
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda = 0.37$ nm.
- Réflexion maximum : $R_{\max} = 54\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 40\%$.
- Réflexion hors résonance : $R_0 \cong 0.3\%$.
- Taux de réjection : $\tau \cong 180$.
- Energie totale mesurée (R+T) proche de 1 : $0.93 < R+T < 1$.

Les trois principaux objectifs sur les performances du filtre recherchés dans le cahier des charges sont atteints : longueur d'onde de filtrage à 850 nm, finesse spectrale de l'ordre de 0.3 nm et un taux de réjection supérieur à 100. Intéressons nous maintenant aux autres caractéristiques.

III.1.3 Tolérance angulaire et accordabilité

Nous avons regardé l'effet de l'angle d'incidence θ sur les réponses spectrales, en réflexion et en transmission, autour de l'incidence normale. Lors des mesures, l'onde incidente est polarisée s et fait un angle $\varphi = 45^\circ$ avec un axe de périodicité du réseau (Figure 3-6).

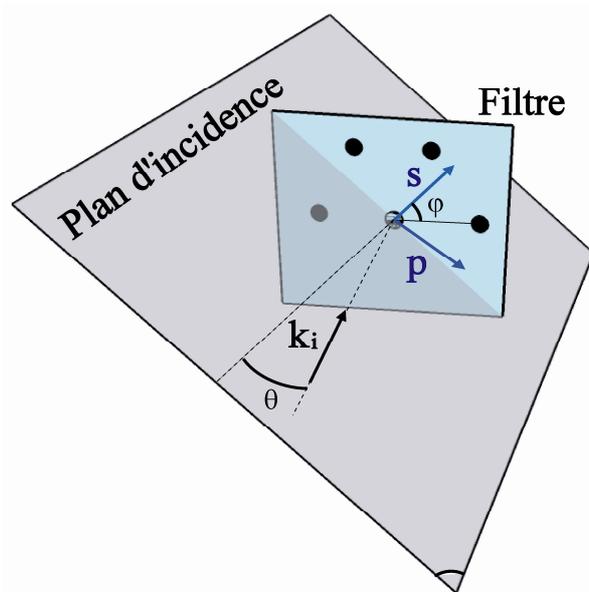


Figure 3-6 : Représentation de la position du plan d'incidence par rapport à la maille du réseau du filtre, correspondant à la configuration utilisée lors des mesures.

Le spectre a été mesuré en réflexion pour des angles θ compris entre -1 et 1 degré. Le traitement de ces spectres a permis de déduire une cartographie en réflexion en fonction de la longueur d'onde et l'angle d'incidence $R(\theta, \lambda)$ (Figure 3-7).

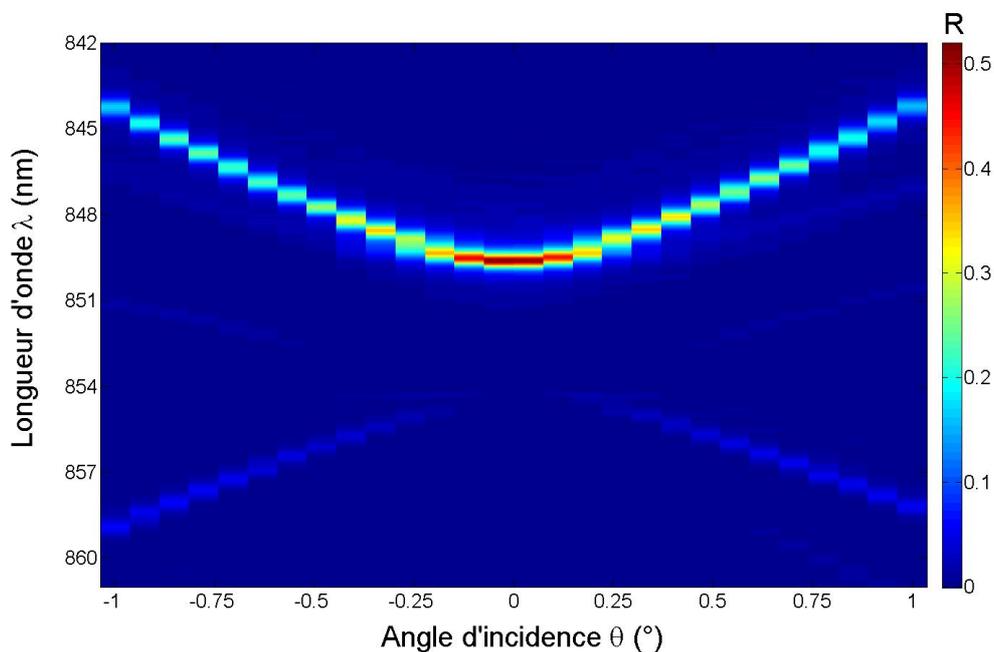


Figure 3-7 : Mesure de la réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde pour une onde polarisée s.

Les branches correspondent aux maxima de réflexion, c'est-à-dire aux résonances. De ces mesures, nous obtenons la tolérance angulaire du filtre en incidence normale. Pour $\lambda = 849.6$ nm (en bord de gap), nous traçons la réflexion en fonction de l'angle d'incidence (Figure 3-8).

Les mesures peuvent être décrites par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur donne une tolérance angulaire de $\Delta\theta = 0.26^\circ$.

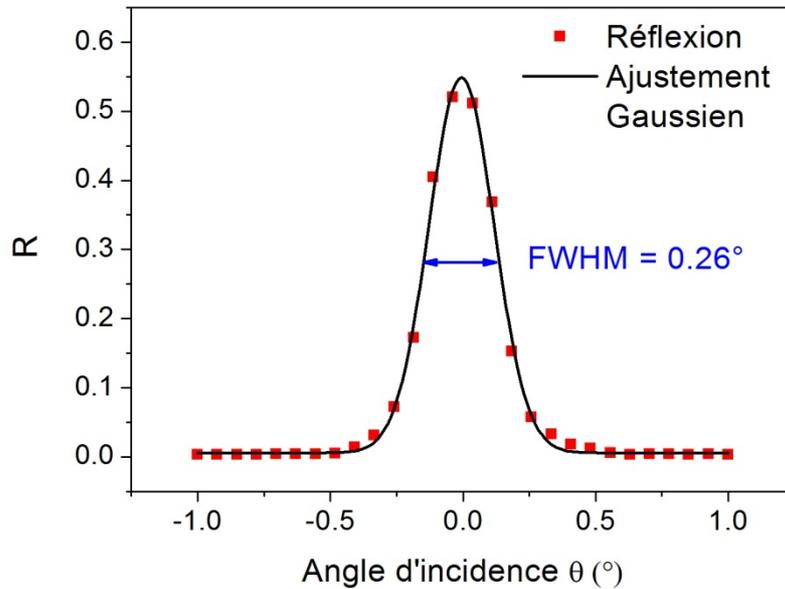


Figure 3-8 : Tolérance angulaire du filtre en incidence normale. Mesure de la réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour $\lambda = 849.6 \text{ nm}$.

La pente d'une branche de la carte indique une accordabilité de la longueur d'onde de résonance de $7\text{nm}/^\circ$ autour de 0.75° . Des mesures sur une plus grande plage spectrale confirment cette valeur (Figure 3-9).

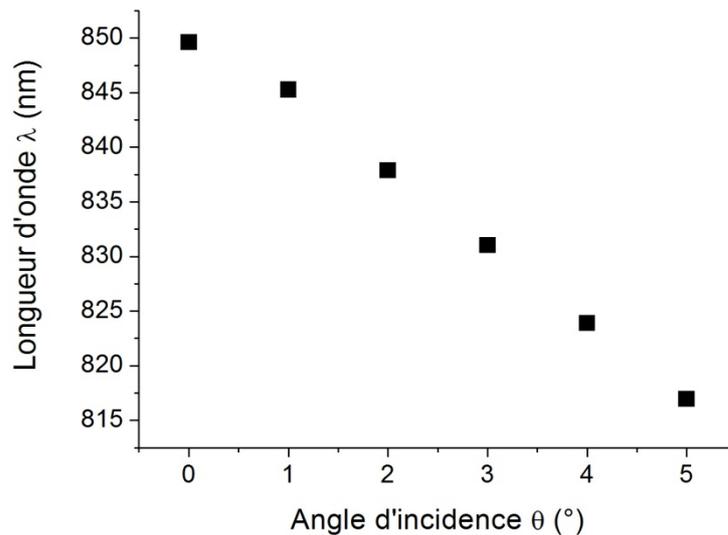


Figure 3-9 : Accordabilité du filtre en fonction de l'angle d'incidence. Mesure de l'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de θ .

Nous obtenons une variation de la longueur d'onde de résonance d'environ 35 nm pour une variation de l'angle d'incidence de 5°. En dehors de l'incidence normale, l'accordabilité est forte 7 nm/°, mais la réflexion maximum n'est plus de 54% mais seulement de 30%.

Une cartographie dans les mêmes conditions a été réalisée en transmission (Figure 3-10).

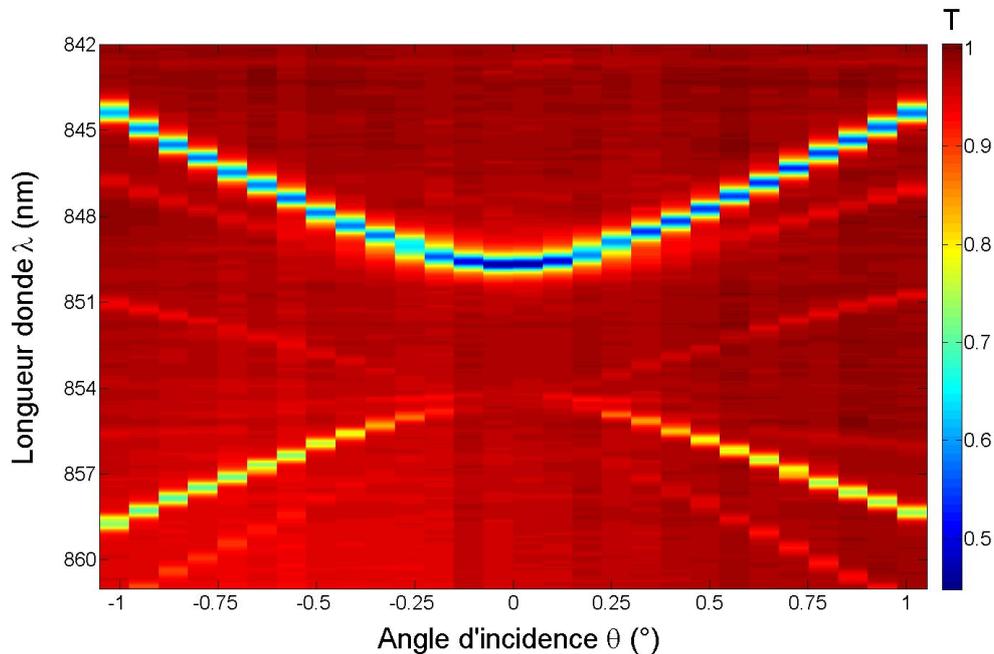


Figure 3-10 : Mesure de la transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde pour une onde polarisée s.

Les branches sont plus facilement observables dans le cas du spectre en réflexion. En effet, les conditions de mesure en transmission sont plus favorables qu'en réflexion. Hors résonance, le signal mesuré en réflexion a une plus faible intensité qu'en transmission et est donc plus sensible au seuil limite de détection de la photodiode. De plus, en transmission la photodiode reçoit le signal issu directement du filtre, alors qu'en réflexion il subit l'atténuation de la lame séparatrice.

III.1.4 Polarisation

Nous avons mesuré la réflexion et la transmission en incidence normale en polarisation s, puis nous avons mesuré les spectres avec des polarisations différentes, jusqu'à se retrouver en polarisation p (Figure 3-11).

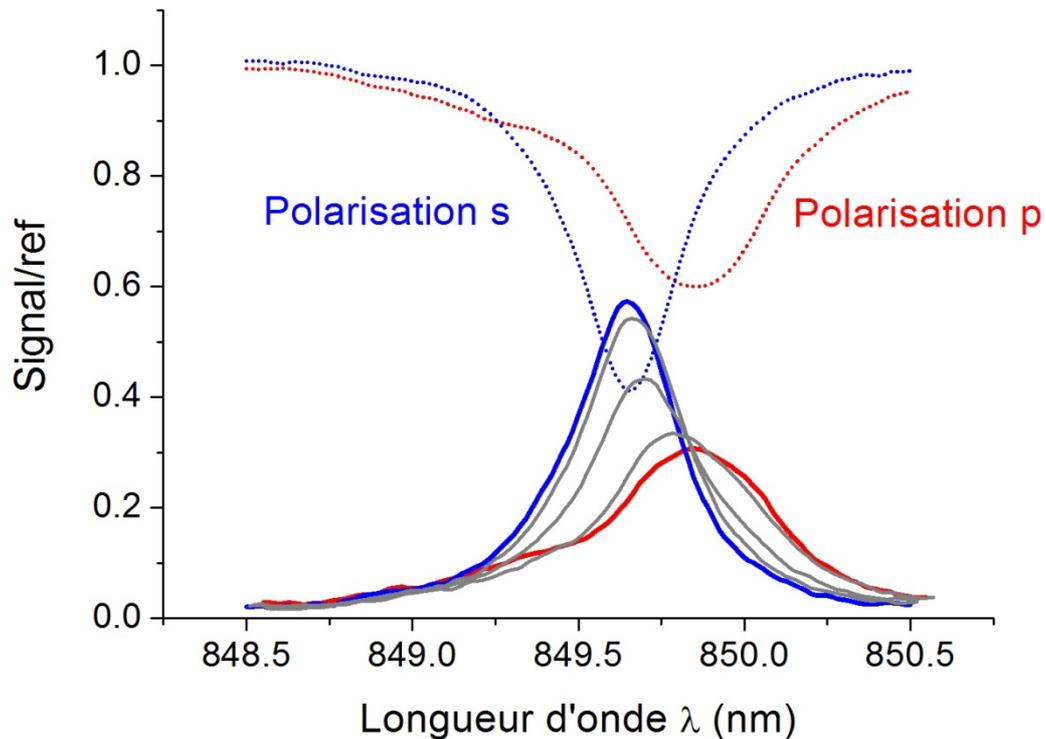


Figure 3-11 : Spectres en réflexion et en transmission mesurés, en incidence normale, avec une onde polarisée s (bleu) et p (rouge). Spectres en réflexion mesurés avec des ondes polarisés entre s et p (gris).

Lorsque l'onde incidence passe de la polarisation s à p, l'efficacité de la réflexion se dégrade et la longueur d'onde de résonance se décale vers les plus hautes longueurs d'onde. La réflexion maximum passe de 57% à 30%, le décalage entre les deux pics s et p est de 0.2 nm. Cet écart est faible, mais de l'ordre de la demi-largeur spectrale à mi-hauteur, on a un fonctionnement en quasi indépendance à la polarisation. Des analyses expérimentales développées au chapitre 3 III.2.3 montrent que l'indépendance à la polarisation pourrait être obtenue en ajustant l'angle d'incidence au voisinage de la normale.

Nous avons aussi effectué des mesures pour tracer une cartographie $R(\theta, \lambda)$ pour θ autour de l'incidence normale en polarisation p (Figure 3-12).

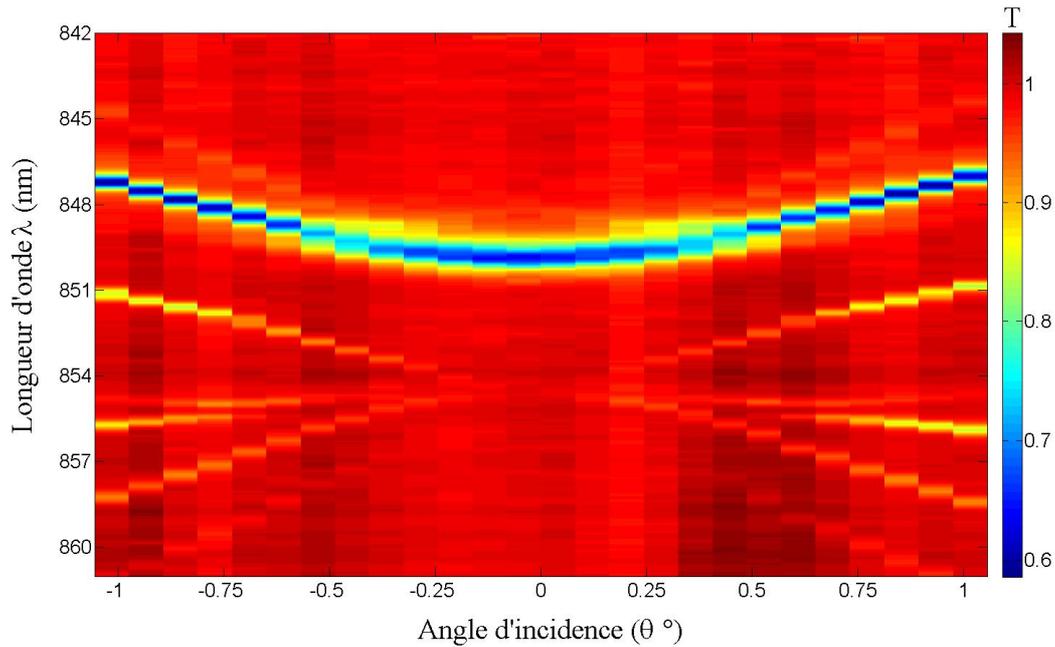


Figure 3-12 : Mesure de la transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde pour une onde polarisée p.

La branche supérieure de cette carte, comparée à celle en polarisation s (Figure 3-10), nous permet d'observer que plus on s'éloigne de l'incidence normale plus le filtre devient dépendant de la polarisation. En incidence normale pour $\theta = 0^\circ$, nous lisons sur les cartes en polarisation s et p que la résonance se trouve à $\lambda = 850$ nm à 0.2 nm près, tandis que pour un angle d'incidence $\theta = 1^\circ$, en polarisation s la résonance se trouve à $\lambda = 844$ nm et en polarisation p à $\lambda = 847$ nm. Plus on s'éloigne de l'incidence normale, plus la différence entre les pics de résonance des deux polarisations s et p est grande. Le défi, pour le prochain filtre fonctionnant en incidence oblique, sera d'obtenir l'indépendance à la polarisation pour un fort angle d'incidence et de la conserver avec l'accordabilité en θ .

Les caractérisations optiques du filtre en incidence normale ont permis de déterminer les performances du filtre fabriqué. Ces performances sont à l'état de l'art et répondent aux objectifs visés. Elles sont confrontées aux analyses théoriques dans le paragraphe suivant.

III.2 Analyse des résultats

III.2.1 Réponse spectrale

La Figure 3-13 permet de comparer la réponse spectrale expérimentale avec la réponse théorique obtenue en considérant une onde plane et un substrat semi-infini (courbe bleue). La longueur d'onde expérimentale associée à la résonance est voisine de 850 nm (849.6 nm). La

bonne adéquation avec la valeur visée dans le cahier des charges démontre la pertinence de l'approche de conception (chapitre 2 VI).

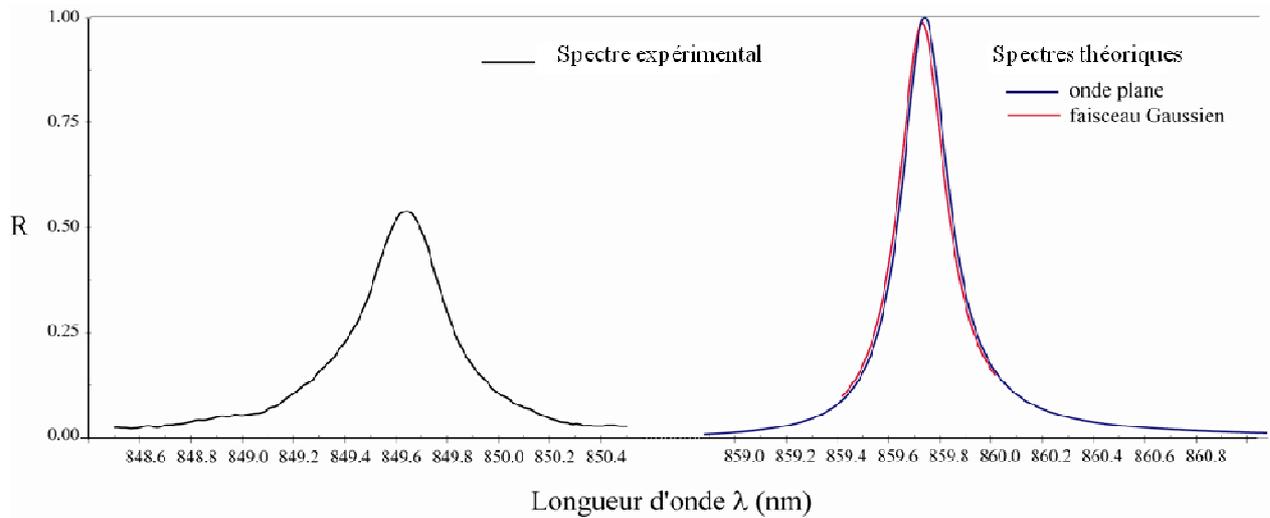


Figure 3-13 : Comparaison de la réponse spectrale en réflexion du filtre caractérisé (courbe noire), du filtre simulé avec une onde plane (courbe bleue) et du filtre simulé avec un faisceau Gaussien.

La valeur mesurée sur l'AR est logiquement un peu moins bonne que celle simulée avec un substrat semi infini. La simulation de l'AR en dehors de la résonance de la structure équivalente (Figure 2-10 et Figure 2-11), donne des oscillations de la valeur de la réflexion en fonction de la longueur d'onde. Ces oscillations ne sont pas observables dans le spectre mesuré, celles-ci doivent être noyées dans le bruit, le signal étant inférieur à 1% en dehors de la résonance.

Les différences les plus flagrantes entre les deux spectres sont la largeur à mi-hauteur et la valeur de la réflexion maximum. En effet, nous observons un élargissement du spectre mesuré, par rapport à la théorie, en passant de 0.22 nm à 0.37 nm et un R_{\max} passant de 1 à 0.54. Nous nous sommes intéressés à rechercher l'origine de cette différence. Nous avons simulé la réflexion du filtre en tenant compte des conditions expérimentales, c'est à dire avec un faisceau gaussien de 600 μm de large (Figure 3-13 : courbe rouge). Ce faisceau, possédant une ouverture angulaire de 0.26° , est composé de 1600 ondes planes pour la simulation. Le spectre obtenu est décalé de 0.1 nm vers les plus courtes longueurs d'onde par rapport au spectre obtenu par une onde plane et possède un maximum de réflexion de 95%. Nous obtenons une réflexion inférieure à 1 car l'ouverture angulaire du faisceau est un peu plus petite que la tolérance angulaire du filtre en incidence normale. Le décalage de la résonance en longueur d'onde peut être expliqué de manière simple en considérant que chaque onde plane θ_i constituant le faisceau gaussien ($-0.26^\circ < \theta_i < 0.26^\circ$) provoque une résonance pour une

plus courte longueur d'onde que celle en incidence normale. Ceci est observable sur la cartographie (Figure 3-7), la branche supérieure étant une parabole tournée vers le haut et centrée sur $\theta = 0^\circ$. La prise en compte du faisceau gaussien dans les simulations n'est pas suffisante pour expliquer que la réflexion maximum mesurée soit de 54%, car on devrait obtenir une réflexion maximale de 95%. L'origine de cet écart doit être attribué à des pertes dont nous chercherons l'origine dans le paragraphe III.3.

III.2.2 Tolérance angulaire et accordabilité

La tolérance angulaire d'un filtre est liée à sa largeur spectrale. Les rapports $\Delta\theta/\Delta\lambda$ théoriques et expérimentaux doivent être égaux. Ayant observé un élargissement spectral lors des mesures par rapport à la simulation, nous nous attendons donc à observer un élargissement expérimental de la tolérance angulaire. En effet, nous avons mesuré une largeur spectrale de 0.26° alors que la simulation indique 0.16° . Le rapport $\Delta\theta/\Delta\lambda$ entre la simulation ($0.72^\circ/\text{nm}$) et les mesures ($0.70^\circ/\text{nm}$) est bien sensiblement le même.

Nous avons simulé une cartographie en transmission en polarisation s dans les mêmes conditions que les mesures réalisées, afin de comparer les résultats (Figure 3-14).

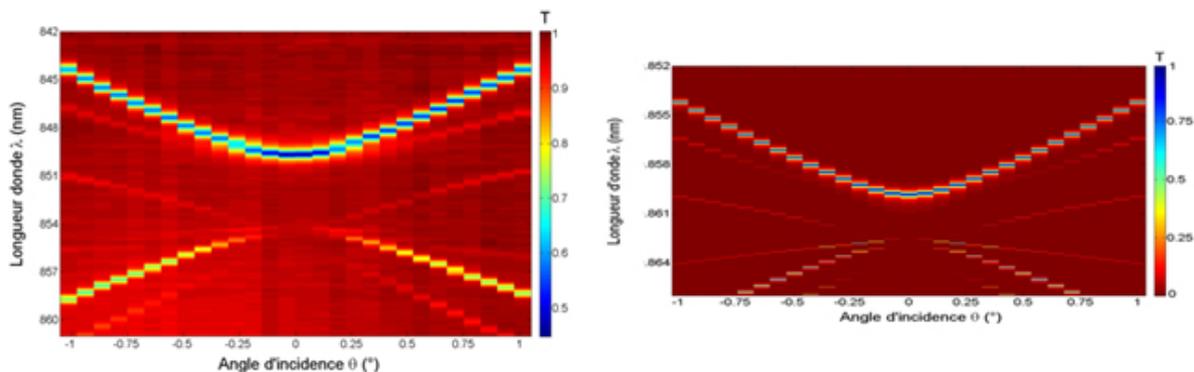


Figure 3-14 : Cartographies en transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde pour une onde polarisée s. A gauche : mesures. A droite : théorie.

Ces cartes mettent en valeur les maxima de transmission, c'est-à-dire les zéros de réflexion. L'équation (9) dans l'annexe exprime les pôles en fonction des zéros. Dans le cas d'un bon anti-reflet, les zéros sont proches des pôles. Ces cartes donnent donc une bonne idée de la relation de dispersion des modes. Comme indiqué précédemment, la carte théorique est centrée autour de 860 nm, la réponse expérimentale étant autour de 850 nm, ce décalage est intentionnel et a permis de corriger les erreurs de fabrication. Une première confrontation entre les cartographies expérimentales et théoriques permet de déterminer les variations de la longueur d'onde de résonance avec l'angle d'incidence. Nous avons un accord théorie-

expérience avec une accordabilité de $7\text{nm}/^\circ$. Les deux cartes sont proches et nous observons 6 branches dans la relation de dispersion correspondant à 6 modes excités avec les 6 directions des vecteurs propres du réseau réciproque de la maille hexagonale.

Intéressons nous à la branche supérieure de la carte expérimentale, c'est une parabole dirigée vers le haut. Nous appelons le sommet de cette parabole bord de gap. En se plaçant en bord de gap, pour $\lambda = 849.6 \text{ nm}$ et $\theta = 0^\circ$, une coupe horizontale sur la carte passant par ce point permet de visualiser l'évolution de la réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Nous observons que la tolérance angulaire est bien meilleure en incidence normale qu'en incidence oblique. Nous visualisons sur la carte qu'elle est environ 3 fois plus grande en incidence normale qu'en incidence oblique ($\theta > 0.25^\circ$). Cette dégradation de la tolérance angulaire, mesurée en incidence oblique par rapport à l'incidence normale, est à l'origine de la réduction de l'efficacité en réflexion. Nous avons mesuré une réflexion de 54% en incidence normale à la résonance alors qu'elle n'est que de 30% en incidence oblique. La réalisation du même filtre sur une plus grande surface permettrait l'utilisation d'un faisceau de plus grande taille pour la caractérisation, et ainsi d'une moindre divergence angulaire. Une taille de faisceau environ 3 fois plus grande, permettrait alors de conserver 54% de réflexion au cours de l'accordabilité en θ .

III.2.3 Polarisation

Nous avons relevé que la réponse spectrale mesurée en fonction de la polarisation de l'onde incidente (Figure 3-11) est décalée de 0.2 nm entre les deux polarisations s et p. Or, nous avons vu dans le chapitre 1 II.4.2, que pour un filtre présentant une symétrie de réseau par rotation égale à $\frac{\pi}{3}$, sa réponse spectrale était la même en incidence normale quelque soit la polarisation de l'onde incidente. Cet écart, observable aussi dans la littérature [Peng and Morris 1996], proviendrait des erreurs de fabrication. Il est possible que cet écart soit plus important avec une maille hexagonale qu'avec une maille carrée. En effet, les raccords imparfaits de champs carrés doivent affecter la symétrie du réseau et on peut s'attendre que la perte de la symétrie soit plus significative dans le cas d'une maille hexagonale que la le cas d'une maille carrée.

Notons que pour corriger les effets de raccord de champs sur l'indépendance à la polarisation, il est possible d'obtenir l'indépendance à la polarisation parfaite en choisissant un point de fonctionnement spécifique autour de l'incidence normale. Considérons un filtre conçu pour fonctionner en incidence normale pour une longueur d'onde de résonance autour de 834 nm.

La cartographie expérimentale des maxima de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour les deux polarisations s et p (Figure 3-15) fait apparaître une insensibilité à la polarisation pour 2 angles d'incidence $\theta_1 = -0.37^\circ$ et $\theta_2 = 0.37^\circ$

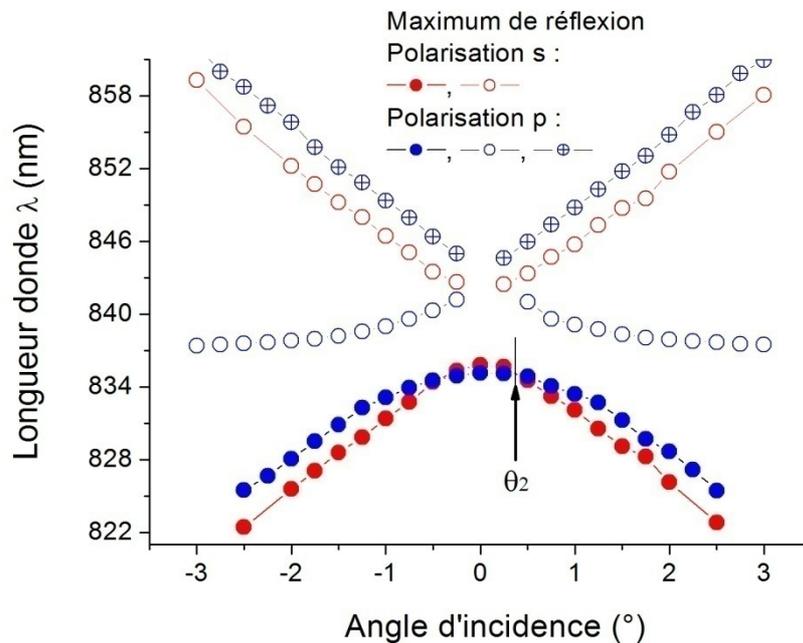


Figure 3-15 : Maxima de réflexion en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence en polarisation s et p

La Figure 3-16 montre l'indépendance à la polarisation pour un angle d'incidence de fonctionnement $\theta = \theta_2$.

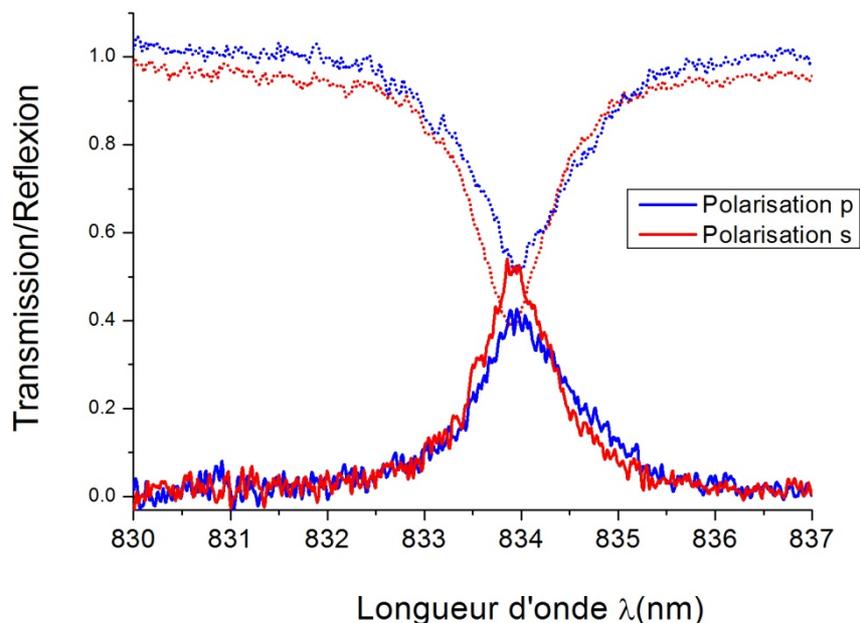


Figure 3-16 : Mesure de la transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde pour une onde polarisée p.

III.3 Origine des pertes

La comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et théorique calculée avec un faisceau gaussien a mis en évidence un élargissement spectral et une réduction de la réflectivité maximale (Figure 3-13). Nous analysons par la suite la contribution éventuelle des pertes optiques dans le désaccord théorie-expérience observé sur la réponse du filtre.

La somme (R+T) relevée lors de la caractérisation du filtre reste sensiblement égale à 1 en fonction de la longueur d'onde. Toute l'énergie incidente est collectée en réflexion et en transmission donc les pertes ne proviennent pas d'une absorption dans le filtre.

Observons les phénomènes optiques présents à la surface du filtre lors de la caractérisation. Un montage optique (2f,2f) permet d'effectuer l'imagerie de surface du filtre à la résonance et hors résonance (Figure 3-17).

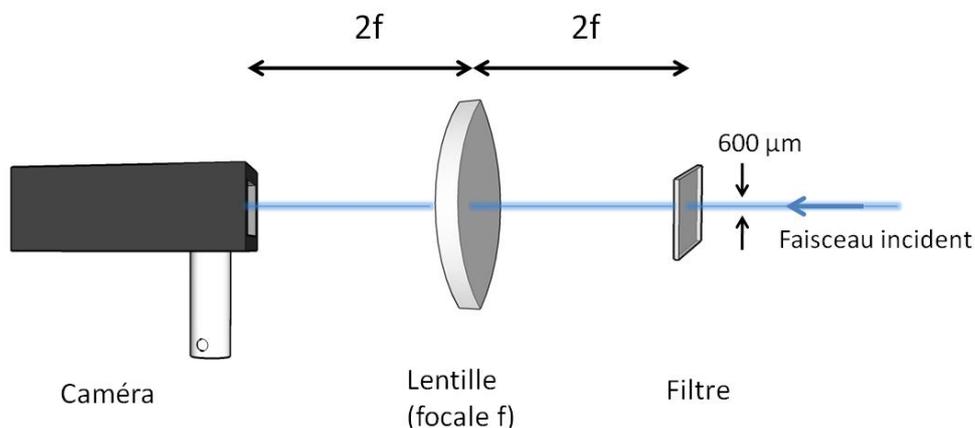


Figure 3-17 : Montage (2f,2f) utilisé pour réaliser l'imagerie de surface du filtre en transmission et en incidence normale.

Les photos du spot obtenues par la caméra hors résonance et à la résonance se trouvent dans la Figure 3-18.

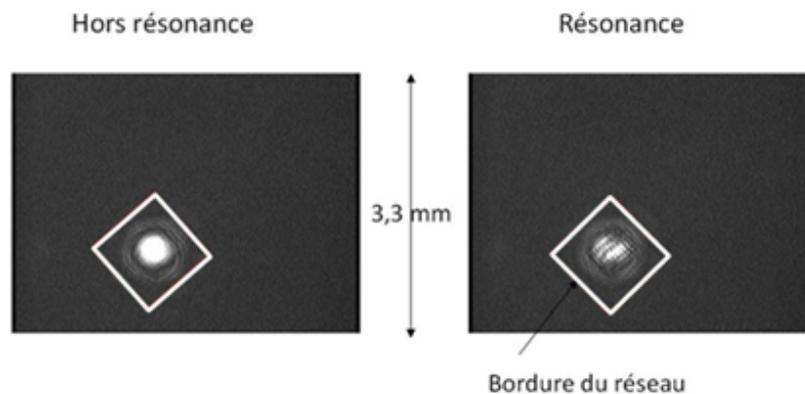


Figure 3-18 : Montage (2f,2f) utilisé pour réaliser l'imagerie de surface du filtre en transmission et en incidence normale.

Le carré blanc (1mm²) représente les limites du réseau. Nous observons qu'à la résonance le mode ne s'étale pas, les pertes ne sont donc pas dues à un effet de taille finie du réseau. L'origine des pertes semble donc être la diffusion. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons supprimé la lumière diffusée en plaçant différents jeux de trous juste devant le détecteur (Figure 3-19).

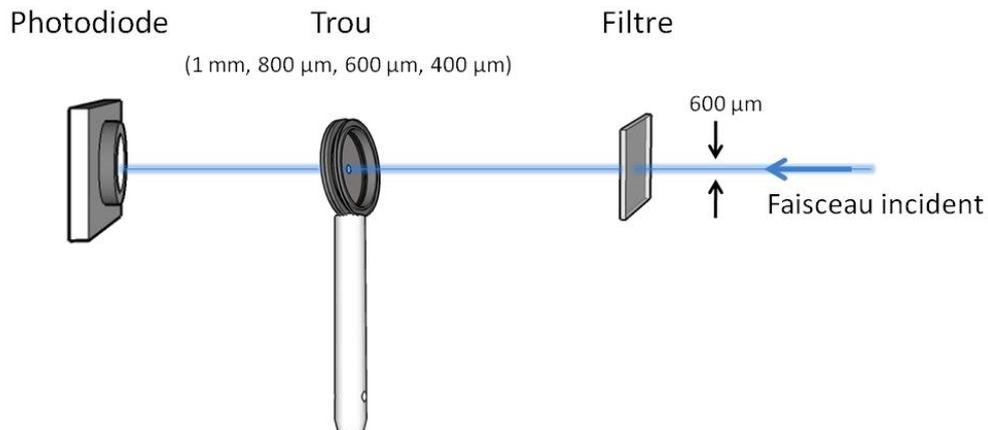


Figure 3-19 : Montage utilisé pour éliminer les pertes par diffusion du filtre. Différents trous sont placés devant le détecteur.

Nous avons ensuite mesuré les spectres en transmission avec différentes tailles de trous (Figure 3-20) et leurs caractéristiques ont été comparées en fonction de leur taille (Figure 3-21).

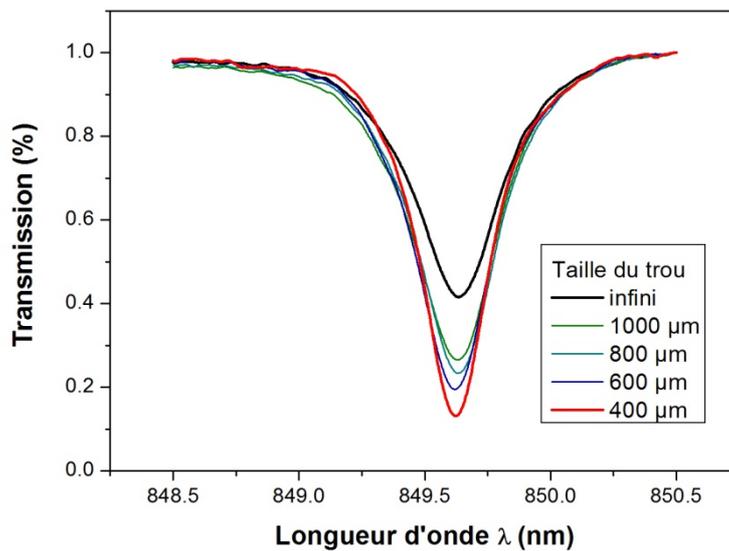


Figure 3-20 : Montage utilisé pour éliminer les pertes par diffusion du filtre. Différents trous sont placés devant le détecteur.

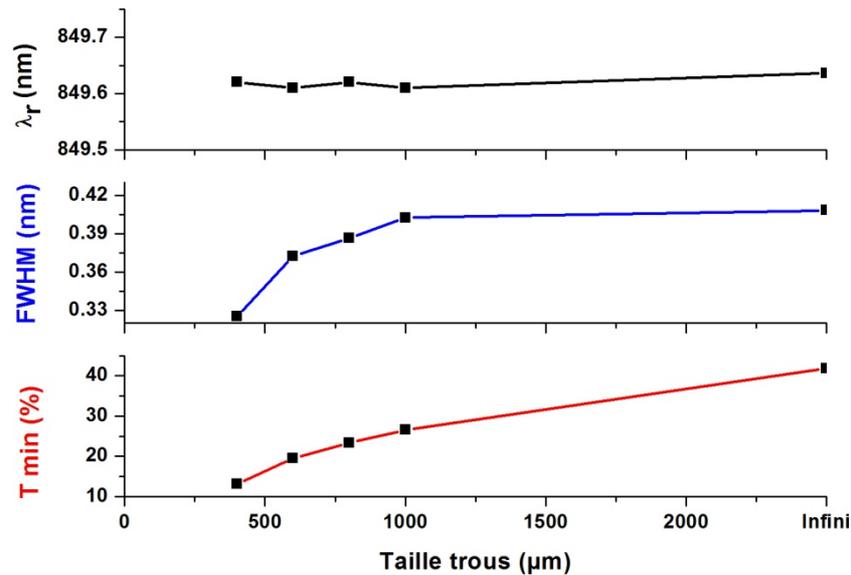


Figure 3-21 : Montage utilisé pour éliminer les pertes par diffusion du filtre. Différents trous sont placés devant le détecteur.

Les mesures ont été validées en vérifiant que la longueur d'onde de résonance restait inchangée en fonction de la taille du trou. Nous observons qu'avec la diminution de la taille des trous jusqu'à 400μm, la largeur à mi-hauteur passe de 0.4 à 0.32 nm et la transmission minimum de 42% à 13%. Les performances se rapprochent des performances théoriques, c'est-à-dire une largeur spectrale de 0.22 nm et une transmission de 5%. Ce filtrage spatial par les trous permet d'éliminer la diffusion et laisser passer seulement le spéculaire. Les performances sont fortement améliorées avec le plus petit des trous utilisé (400 μm). L'amélioration des performances obtenue en éliminant la lumière diffusée nous permet de conclure que la principale origine des pertes est la diffusion.

Nous pouvons souligner l'importance des conditions de caractérisation sur les performances des filtres. Dans ce manuscrit, nous donnons la valeur des performances réelles du filtre tenant compte des pertes par diffusion, en s'assurant que la somme R+T est proche de 1. L'élimination de la lumière diffusée ou des conditions de mesure sélectionnant le spéculaire (surface photodiode petite devant taille du faisceau, éloignement photodiode, fibre...) permettent d'améliorer considérablement le minimum de transmission et la largeur spectrale. Nous avons confirmé et identifié l'origine des pertes en effectuant une imagerie de Fourier du filtre en transmission à l'aide d'un montage (1f,1f) (Figure 3-22).

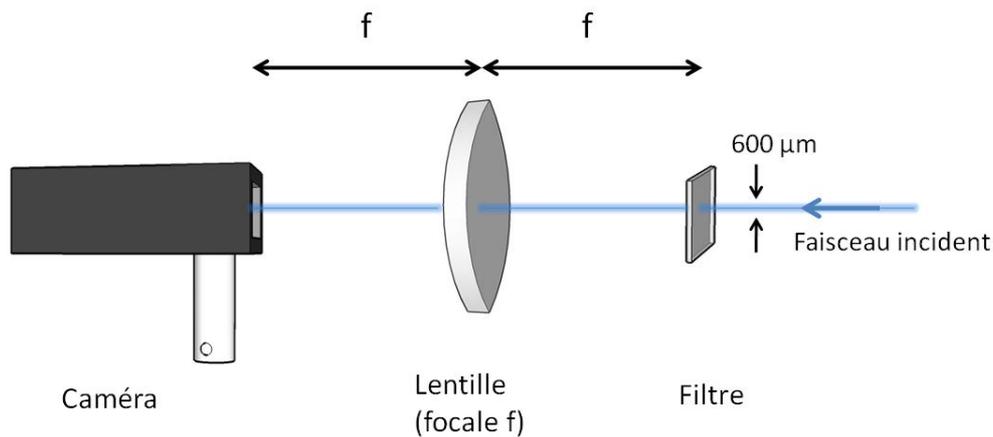
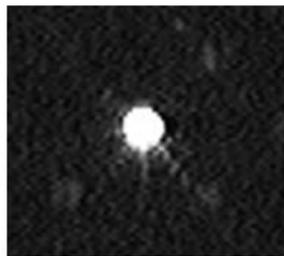


Figure 3-22 : Montage (f,f) utilisé pour réaliser l'imagerie de Fourier du filtre en transmission et en incidence normale.

Les photos prises à la résonance et en dehors, avec ce montage, se trouvent dans la Figure 3-23.

Hors résonance



Résonance

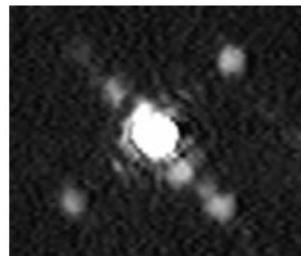


Figure 3-23 : Montage (f,f) utilisé pour réaliser l'imagerie de Fourier du filtre en transmission et en incidence normale.

Nous constatons que l'image à la résonance correspond à une figure de diffraction par un motif carré. La mesure des points blancs les plus éloignés correspondent à la diffraction par un carré d'environ $110\mu\text{m}$ de côté. Ayant utilisé des champs de $100\mu\text{m}$ lors de l'étape de lithographie électronique, nous pensons que les raccords de champ sont à l'origine des pertes par diffusion. Les points intermédiaires entre les points extérieures et le centre proviennent de la diffraction des carrés de plus grande taille constitués par des champs de $100\mu\text{m}$. La non symétrie de l'image de diffraction peut être expliquée par le caractère aléatoire des raccords de champs.

Nous venons de montrer que la cause de la principale différence entre les performances théoriques et expérimentales (élargissement spectral et diminution du maximum de réflexion) provient essentiellement des pertes par diffusion dues aux raccords de champs. Un travail technologique sur l'amélioration des raccords de champs est nécessaire pour augmenter les

performances des filtres et ainsi s'approcher des prévisions théoriques. Des premiers tests avec des techniques d'insolation différentes ont permis d'améliorer la réflectivité à la résonance de nos structures (réflexion de 65% au lieu de 45% sur le même échantillon) mais les temps d'insolation se trouvent rallongés de 6-7 fois. L'utilisation de techniques de type holographique pour la réalisation de certaines mailles photoniques pourrait palier à ce problème en évitant les raccords de champs.

IV. Incidence oblique

IV.1 Conditions expérimentales

Les paramètres structuraux mesurés sur le filtre à caractériser sont les suivants aux erreurs de mesure près : $e_1 = 130$ nm, $e_2 = 190$ nm, $e_3 = 127$ nm, $A' = 60^\circ$, $d = 404$ nm, $h = 120$ et $D = 130$ nm. Ce filtre de dimensions $1\text{mm} \times 1.5\text{mm}$ est caractérisé sous incidence fortement oblique (63.5°) avec un faisceau incident d'environ $600 \mu\text{m}$ de large. Les puissances réfléchies et transmises par le filtre sont mesurées avec la même photodiode amplifiée. La référence est obtenue en mesurant la puissance incidente avec cette même photodiode. La Figure 3-24 représente les conditions de mesure en incidence oblique.

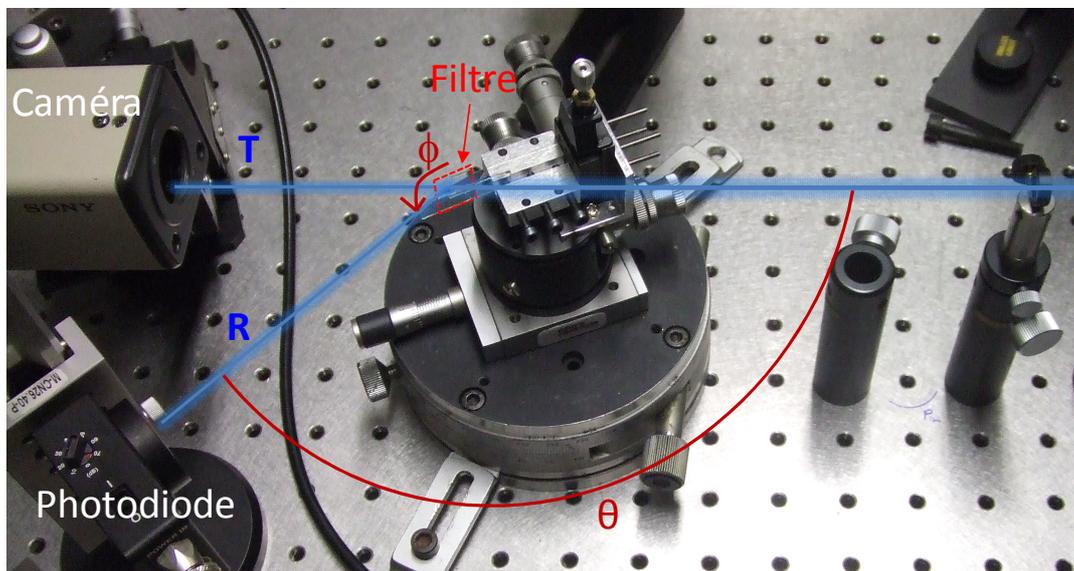


Figure 3-24 : Montage optique spécifique en incidence fortement oblique ($\theta = 63.5^\circ$).

IV.2 Résultats expérimentaux

La caractérisation du filtre en incidence oblique s'est avérée plus délicate qu'en incidence normale. Pour obtenir les performances visées et notamment l'indépendance à la polarisation,

le filtre a été conçu pour fonctionner sous certaines conditions d'éclairement. En effet, un axe de la maille hexagonale doit être contenu dans le plan du faisceau incident. Nous chercherons alors à obtenir lors de la caractérisation, un angle ϕ nul (angle entre un axe de périodicité du réseau et le plan d'incidence) (Figure 3-25).

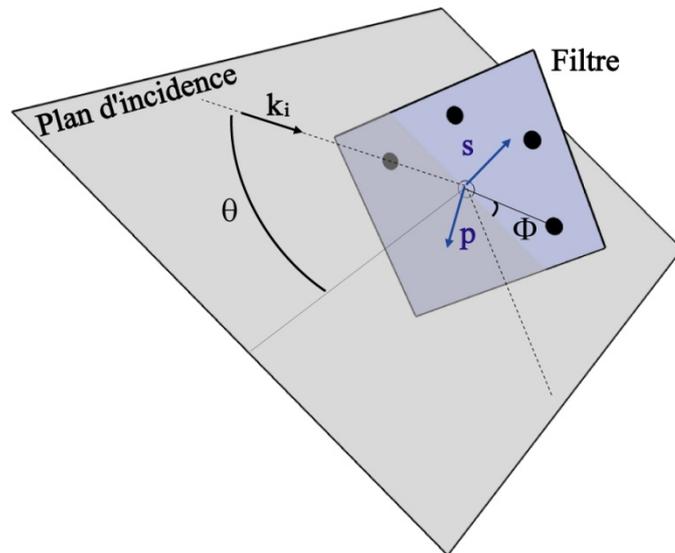


Figure 3-25 : Représentation de la position du plan d'incidence par rapport à la maille du réseau du filtre lors des mesures du filtre en incidence oblique.

Les réglages très minutieux de la position du filtre sont faits à l'aide du goniomètre. Dans un premier temps, nous cherchons à obtenir que l'intersection du plan d'incidence avec le plan contenant l'échantillon soit une droite perpendiculaire à l'axe optique. Pour cela, nous utilisons le laser He-Ne et nous faisons en sorte que le faisceau incident, réfléchi et transmis soit dans le même plan. Ensuite, nous réglons le goniomètre pour obtenir un angle d'incidence $\theta = 63.5^\circ$. Enfin, pour obtenir l'indépendance à la polarisation, nous devons régler ϕ pour qu'il soit nul. Une première mesure de la transmission du filtre pour une polarisation intermédiaire entre s et p et nous permet d'observer deux résonances. Nous sommes dans le cas classique d'un filtre dépendant de la polarisation en incidence oblique. En effet, une variation de la polarisation incidente fait varier les amplitudes de ces deux pics de façon opposée, en passant par une amplitude nulle pour un des pics et maximum pour l'autre.

En ajustant légèrement ϕ il est alors possible de rapprocher les deux pics au plus près et d'obtenir ainsi un angle ϕ_3 nul entre le plan d'incidence et un axe de périodicité du réseau (Figure 3-26).

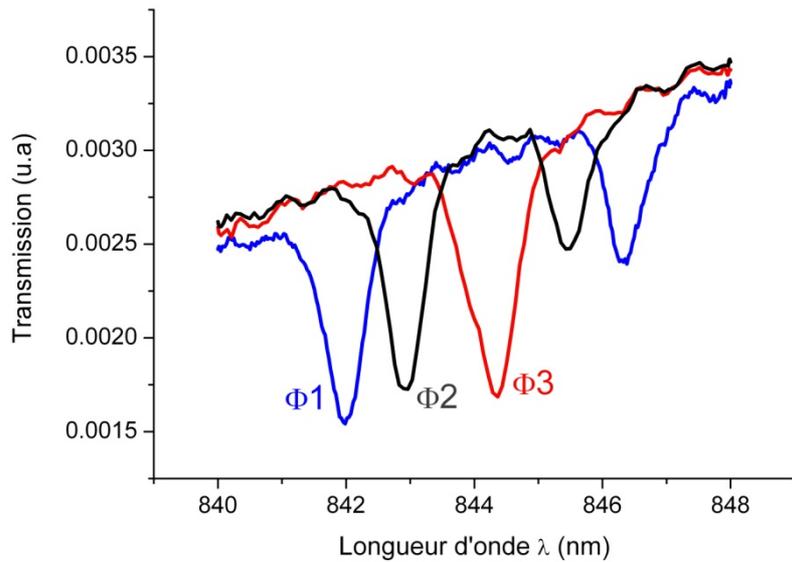


Figure 3-26 : Spectres en transmission non normalisés pour 3 valeurs de ϕ .

L'écart entre les deux pics est très sensible à ϕ car la différence entre ϕ_1 et ϕ_3 est inférieure à 1° .

Les réglages effectués, nous avons mesuré les réponses en réflexion et en transmission pour les deux polarisations (Figure 3-27).

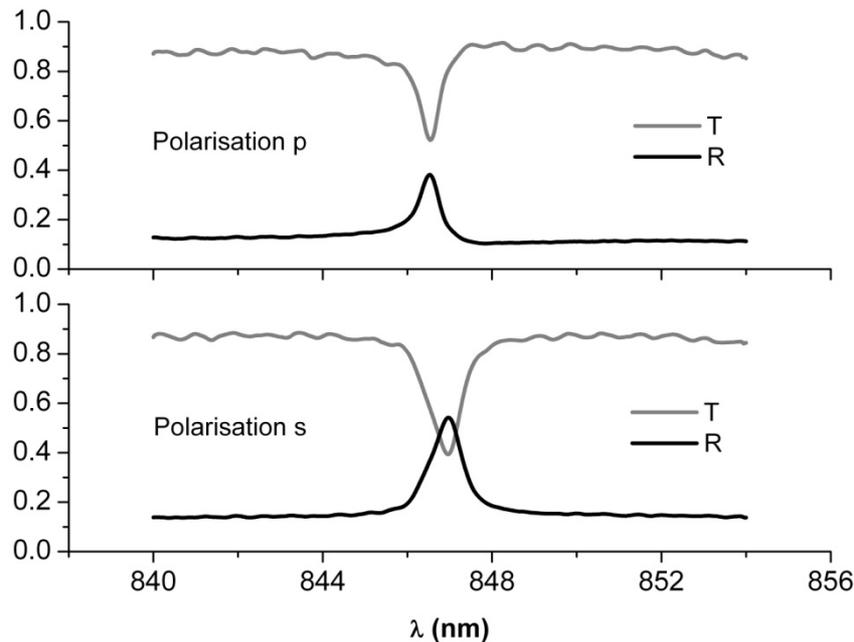


Figure 3-27 : Spectres mesurés en réflexion et en transmission en polarisation s et p pour un angle d'incidence $\theta = 63.5^\circ$.

A partir de la mesure des spectres, nous pouvons en déduire les performances du filtre.

En polarisation s :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_{rs} = 847.0$ nm.
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda_s = 0.8$ nm.

- Réflexion maximum : $R_{\max} = 54\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 39\%$
- Puissance totale mesurée (R+T) proche de 1 : $0.93 < R+T < 1$

En polarisation p :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_{rp} = 846.6 \text{ nm}$.
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda_p = 0.5 \text{ nm}$.
- Réflexion maximum : $R_{\max} = 38\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 52\%$.
- Puissance totale mesurée (R+T) : $0.9 < R+T < 1$.

L'écart entre les résonances des deux polarisations est de 0.4 nm, nous n'avons donc pas l'indépendance à la polarisation, nous parlerons de « quasi-indépendance ».

La Figure 3-28 reporte les variations des maxima de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour les deux polarisations.

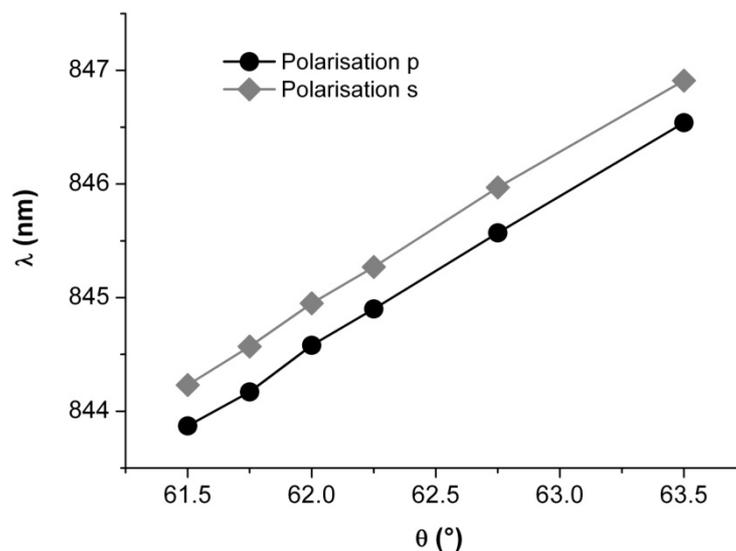


Figure 3-28 : Spectres mesurés en réflexion et en transmission en polarisation s et p pour un angle d'incidence $\theta = 63.5^\circ$.

Nous obtenons une accordabilité de $1.25 \text{ nm}/^\circ$. Nous observons que l'accordabilité conserve la quasi-indépendance à la polarisation puisque l'écart de 0.4 nm reste constant. Nous remarquons aussi que, contrairement à l'incidence normale, les spectres sont conservés pour les différents angles d'incidence (Figure 3-29). L'efficacité de la résonance pour les deux polarisations reste inchangée en fonction de l'angle d'incidence.

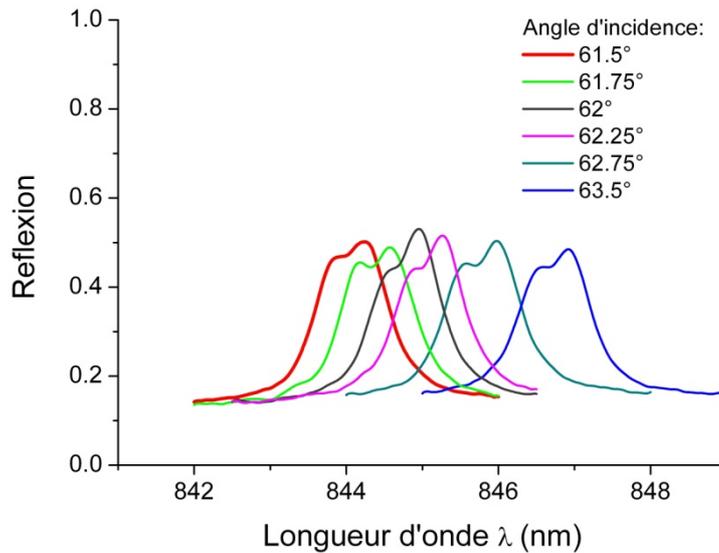


Figure 3-29 : Spectres mesurés en réflexion dans une polarisation intermédiaire entre s et p pour plusieurs angles d'incidence.

Remarquons que, l'écart de 0.4 nm entre les deux polarisations peut être mise à profit pour obtenir un filtre avec un profil carré pour une polarisation particulière $\varphi = 40^\circ$ (Figure 3-30).

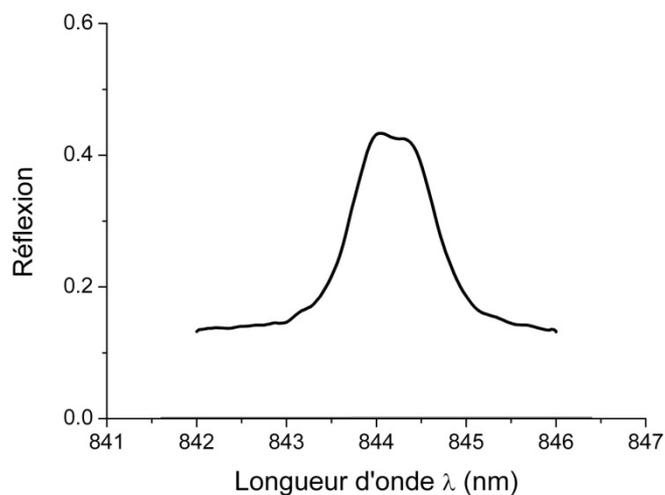


Figure 3-30 : Spectre en réflexion à profil carré pour une polarisation donnée ($\varphi = 40^\circ$).

Le gap en k peut être une solution pour obtenir un filtre avec un profil carré avec un maximum de réflexion égal à 1 (annexe).

IV.3 Analyse des résultats

Les performances mesurées sont analysées en les comparant aux résultats théoriques. Nous avons simulé les spectres en réflexion et en transmission en polarisation s et p en considérant un faisceau Gaussien de $600 \mu\text{m}$ composé de 1600 ondes planes et un substrat semi-infini (Figure 3-31 : courbe bleue). Nous observons que les spectres en réflexion simulés avec un

faisceau Gaussien n'atteignent pas 1 à la résonance contrairement à la simulation par une onde plane (Figure 2-13). Ceci provient de la faible tolérance angulaire du filtre (estimée à $\Delta\theta_p = 0.046^\circ$ et $\Delta\theta_s = 0.13^\circ$ par une simulation en onde plane) compte tenu de la divergence angulaire du faisceau ($\sim 0.08^\circ$). En effet, une partie du faisceau est transmise sans être couplée dans le guide, entraînant une réduction de la réflexion et un élargissement du spectre. La moins bonne tenue angulaire en polarisation p qu'en s du filtre est à l'origine de la réflexion plus faible en p qu'en s à la résonance

Les spectres mesurés en polarisation p comparés à la simulation (Figure 3-31 : courbe rouge), ont une largeur spectrale de 0.5 nm (théoriquement 0.29 nm) et une réflexion maximum de 38% (théoriquement 39%). En polarisation s, la largeur spectrale est de 0.8 nm et la réflexion maximum de 54% (théoriquement 0.35 nm et 75%). Les écarts théorie-expérience observés sur l'élargissement spectral et la réduction de la réflexion maximum peuvent être attribués comme précédemment à des pertes optiques dont l'origine principale provient des imperfections du réseau et des raccords de champs. Nous pouvons aussi attribuer une partie des pertes au contrôle non parfait de la polarisation. Des résidus de polarisation s peuvent affecter le spectre lors des mesures en polarisation p.

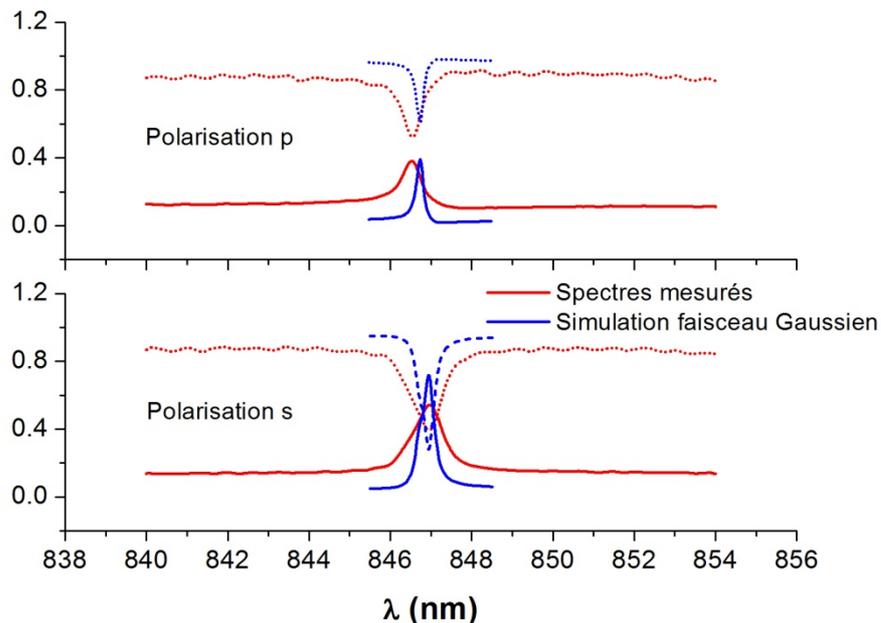


Figure 3-31 : Spectres mesurés en réflexion et en transmission en polarisation s et p pour un angle d'incidence $\theta = 63.5^\circ$.

Nous observons que la réflexion en dehors de la résonance est plus faible sur le spectre théorique car une structure avec substrat semi-infini a été utilisée pour la simulation. La réflexion des deux couches de la face arrière doit être prise en compte. Nous avons aussi

remarqué que la simulation de la réflexion en fonction de la longueur d'onde de la structure équivalente donnait des oscillations dans le spectre (Figure 2-10). L'origine de ces oscillations provient de la cavité d'environ 500µm formée par le substrat entre les deux AR. Or celles-ci ne sont pas observables dans le spectre mesuré. Il est possible de montrer, par un simple calcul d'optique géométrique, que le faisceau incident réfléchi par la partie supérieure du substrat, est séparé du faisceau réfléchi par la face arrière du substrat, d'une distance supérieure à la largeur du faisceau. Pour des mesures en zone intermédiaire, les ondes réfléchies ne peuvent donc pas interférer et ainsi produire les oscillations.

En ce qui concerne la réponse selon la polarisation, les spectres mesurés en s et p sont séparés de 0.4 nm. Les simulations nous donnent un écart théorique de 0.2 nm. Cet écart peut être annulé en optimisant la conception de la structure. La conception d'une structure parfaitement indépendante à la polarisation est d'ailleurs plus facile pour un angle d'incidence plus faible. L'erreur restante de 0.2 nm provient des imperfections du réseau dues à la fabrication. Les largeurs spectrales entre les deux polarisations sont différentes, ceci provient de la valeur de l'anti relet qui est différente dans les deux polarisations et du fort angle d'incidence (chapitre 2 IV.2). La conception d'un filtre avec un meilleur anti-reflet (augmentation du nombre de couches) et fonctionnant sous un angle d'incidence plus faible permettrait de réduire cet écart. Lors de l'accordabilité en θ , nous avons relevé que l'efficacité des spectres restait la même en fonction de l'angle d'incidence. En effet, loin de l'incidence normale, la tolérance angulaire du filtre ne change pas. Enfin, conformément à la théorie [Mizutani et al. 2001], l'accordabilité en θ n'affecte pas la quasi-indépendance à la polarisation.

V. Conclusion

Nous avons mis en place un banc de spectroscopie optique spécifique à la caractérisation des composants fabriqués. Ce banc optique nous a permis de faire une caractérisation complète du filtre fonctionnant en incidence normale et de celui fonctionnant en incidence oblique.

Les performances du filtre en incidence normale sont les suivantes :

- Réponse spectrale :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_r = 849.6$ nm
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda = 0.37$ nm
- Réflexion maximum : $R_{\max} = 54\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 40\%$
- Réflexion hors résonance : $R_0 \approx 0.3\%$
- Taux de réjection : $\tau \approx 180$

- Energie totale mesurée (R+T) proche de 1 : $0.93 < R+T < 1$
- Quasi-indépendance à la polarisation (possibilité de l'obtenir parfaitement pour des conditions de fonctionnement proches de l'incidence normale).
- Accordabilité : $7 \text{ nm}/^\circ$ (réduction du maximum de réflexion)

Les performances du filtre en incidence oblique pour $\theta = 63.5^\circ$ sont les suivantes :

- Réponse spectrale

En polarisation s :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_{rs} = 847.0 \text{ nm}$.
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda_s = 0.8 \text{ nm}$.
- Réflexion maximum : $R_{\max} = 54\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 39\%$
- Puissance totale mesurée (R+T) proche de 1 : $0.93 < R+T < 1$

En polarisation p :

- Longueur d'onde de résonance : $\lambda_{rp} = 846.6 \text{ nm}$.
- Largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) : $\Delta\lambda_p = 0.5 \text{ nm}$.
- Réflexion maximum : $R_{\max} = 38\%$, transmission minimum : $T_{\min} = 52\%$
- Puissance totale mesurée (R+T) : $0.9 < R+T < 1$
- Quasi indépendance à la polarisation ($\lambda_{rs}-\lambda_{rp}=0.4 \text{ nm}$)
- Accordabilité : $1.25 \text{ nm}/^\circ$ (conserve la quasi-indépendance à la polarisation et la réponse spectrale reste la même).

Les performances spectrales mesurées ont été comparées avec les réponses spectrales théoriques calculées avec un faisceau gaussien. Nous avons montré que les différences entre les spectres théoriques et expérimentaux provenaient essentiellement de pertes par diffusion provenant des raccords de champs.

Conclusion

Les phénomènes de résonance dans les réseaux ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques, mais ils sont encore peu utilisés pour réaliser des filtres à bande étroite en espace libre. Une avancée majeure serait d'exploiter des réseaux résonnants 2D, car la double périodicité du réseau offre plusieurs degrés de liberté de conception pour façonner la réponse spectrale, et lever ainsi les limitations des filtres actuels. La démonstration de faisabilité de ces nouveaux filtres impose cependant de mettre en place des outils de conception et des procédés technologiques spécifiques et de valider l'approche par l'utilisation pratique des filtres réalisés.

Ce mémoire contribue à préciser les potentialités des filtres à réseaux résonnants double période par la conception et la réalisation d'un filtre optique répondant à des besoins de l'instrumentation spatiale.

Une approche générale et complète a été menée, en couplant l'étude théorique, le développement technologique et l'analyse expérimentale :

- le phénomène de résonance est décrit par un modèle phénoménologique général qui relie les caractéristiques de la réponse spectrale aux paramètres technologiques
- les performances sont analysées en tenant compte des incertitudes et des défauts liés aux procédés de fabrication
- le procédé complet de réalisation technologique est optimisé pour assurer la reproductibilité et la précision nanométrique requise par les critères de conception
- l'analyse de la réponse spectrale expérimentale quantifie la contribution des défauts de fabrication et des conditions pratiques dues à la taille et la divergence du faisceau.

L'étude théorique a porté sur les propriétés des pôles et des zéros de la matrice de diffraction dans le cas général des réseaux 2D, et sur leur détermination en fonction des paramètres technologiques à partir d'une méthode perturbative. L'étude a permis de préciser l'influence des paramètres et des conditions d'incidence sur la réponse spectrale tout particulièrement dans le cas d'un fonctionnement en réflexion. Il a été montré qu'une bande spectrale étroite requiert un réseau de faible hauteur et des trous de faible diamètre. L'étude de la tolérance angulaire a mis en évidence l'influence de la divergence des faisceaux, ainsi que la possibilité d'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence. Les conditions d'indépendance à la polarisation ont été recherchées en incidence normale et en incidence oblique. L'ensemble de cette approche a permis de dégager une méthodologie de conception pour obtenir des

configurations présentant simultanément plusieurs caractéristiques. L'étude originale menée en incidence oblique a permis de préciser les conditions pour obtenir l'indépendance à la polarisation et la conserver avec l'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence.

Nous avons déterminé les paramètres structuraux de deux filtres à maille hexagonale, l'un fonctionnant en incidence normale et le second en incidence oblique. Nous avons proposé un procédé générique issu de la microélectronique pour la fabrication de ces composants sur substrat verre. Ce procédé fait appel à des dépôts de diélectriques conventionnels pour la réalisation de la structure multicouche et à des techniques de lithographie électronique et de gravure sèche que nous avons optimisées pour réaliser la nanostructuration de surface. La qualité des filtres obtenus montre que cette technologie « compatible CMOS » offre une alternative prometteuse aux procédés conventionnels de dépôts multicouches. Elle ouvre d'une part la voie à de nouveaux filtres en réflexion, complémentaires des filtres Fabry-Perot utilisés principalement en transmission. Les procédés « grande surface » de la microélectronique et leurs progrès constants dans la reproductibilité et le contrôle des dimensions à l'échelle nanométrique pourront faciliter un développement de filtres à grande échelle et à faible coût. D'autre part, l'approche technologique peut être étendue à d'autres matériaux de la microélectronique, pour satisfaire un domaine spectral particulier, ou pour constituer une étape d'un procédé plus complexe intégrant une fonction de filtrage dans des fonctionnalités photoniques ou opto-électroniques avancées.

Un des enjeux de ce travail était de montrer que les réseaux résonnants permettent d'obtenir des filtres en réflexion à bande étroite, dont la réponse spectrale cumule à la fois l'ultra-sélectivité et l'insensibilité à la polarisation. Nous avons obtenu des résultats qui, à notre connaissance, sont à l'état de l'art et sans précédent en ce qui concerne le fonctionnement sous forte incidence oblique. La bonne adéquation entre les réponses théoriques et expérimentales a permis de valider l'approche théorique. Celle-ci nous a conduit à identifier l'origine de l'élargissement du pic de réflectivité, qui a été attribué principalement aux effets de raccords de champ produits par la lithographie électronique. Enfin, nous avons mis en évidence l'importance des conditions pratiques d'utilisation pour tirer pleinement profit des potentialités du filtre en soulignant la nécessité d'un faisceau peu divergent et d'un filtre de grande surface.

Au plan théorique, il serait possible d'exploiter l'outil exposé dans l'annexe sur le gap en k dans le cas de plusieurs modes, pour effectuer une ingénierie de la relation des zéros. Des réponses spectrales carrées ou nouvelles fonctions optiques pourraient alors être envisagées. Par ailleurs, l'introduction dans la modélisation de nouveaux matériaux (cristaux liquides,

matériaux magnétiques, ...) permettrait de rechercher de nouvelles fonctionnalités ou d'améliorer les performances, afin d'étendre par exemple la plage d'accordabilité de la réponse spectrale.

En ce qui concerne la technologie, un travail sur l'amélioration des raccords des champs doit être effectué. D'autres techniques d'écriture du motif 2D sur grande surface pourraient être aussi envisagées (holographie, écriture laser,...). L'utilisation du nanoimprint limiterait la mise en oeuvre de la lithographie électronique en consacrant à la réalisation d'un moule, et faciliterait ainsi un développement à grande échelle.

L'ensemble de cette étude confirme l'intérêt de poursuivre l'exploitation des phénomènes de résonance dans des réseaux pour obtenir des structures innovantes de filtres et de miroirs, en s'appuyant sur l'approche méthodologique de conception et de réalisation que nous avons proposée. De façon générale, les technologies de dépôt et de structuration bidimensionnelle de la microélectronique offrent une alternative à la technologie des couches minces et un élargissement considérable des possibilités de réalisation et d'intégration. Les filtres à réseaux résonnants pourront être ainsi incorporés, sous forme hybride ou intégrée de préférence, dans divers composants et systèmes, pour constituer par exemple des réflecteurs de sources laser, des commutateurs optiques, des détecteurs en biophotonique, des capteurs pour l'analyse spectroscopique, etc...

Annexe

En étudiant la réflectivité de certaines structures, nous montrons que le phénomène de résonance pouvait disparaître sur une large plage d'angle d'incidence et ainsi former un gap en k . Lorsque deux modes sont excités dans la structure, le lien entre la relation de dispersion et les propriétés radiatives ne sont pas triviales. Un modèle simple de ce phénomène est détaillé dans la publication dans la suite de cette annexe. Le comportement surprenant de ces structures multimodes peut être utilisé pour concevoir de nouvelles fonctions optiques.

Le gap en k sur les zéros (Figure A- 1) a été mis en évidence avec une structure possédant une symétrie horizontale et en excitant simultanément deux modes guidés contra-propagatifs, un symétrique et un antisymétrique par rapport au plan de symétrie horizontal.

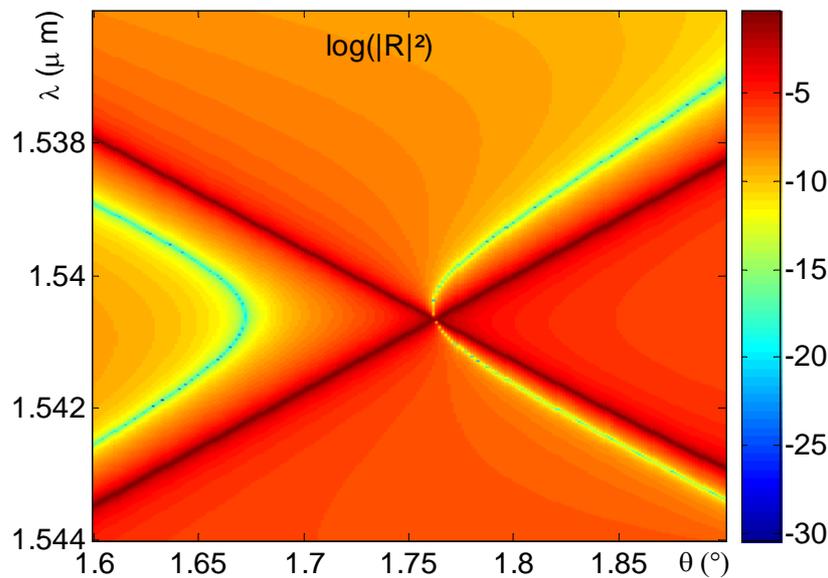


Figure A- 1 : Gap en k . Cartographie en réflexion en fonction de θ et λ . Trajectoire des minima et maxima de réflexion.

Le mécanisme de formation de ce gap peut être illustré graphiquement. Dans le cas où l'on excite un seul mode, les zéros s'expriment en fonction du pôle (équation (9) dans la publication qui suit), les parties réelles du pôle et des zéros sont représentés graphiquement (Figure A- 2).

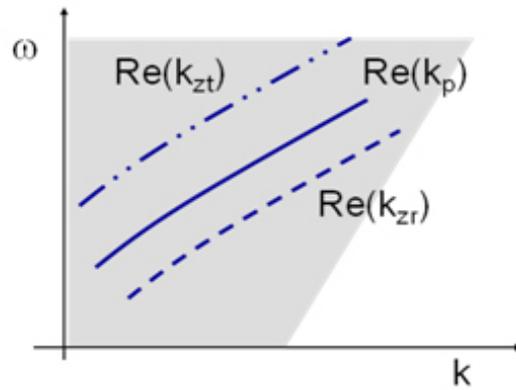


Figure A- 2 : Représentation des parties réelles des zéros et du pôle, dans le cas d'excitation d'un mode.

L'écart entre le pôle et le zéro en réflexion (respectivement transmission) est inversement proportionnel au coefficient de réflexion (respectivement transmission) de la structure équivalente.

Dans le cas où l'on excite 2 modes indépendants et contra-propagatifs, les zéros se trouvent dans les mêmes zones, à gauche et à droite du point de croisement entre les deux pôles. Ces zéros peuvent alors se coupler pour former le gap en k (Figure A- 3).

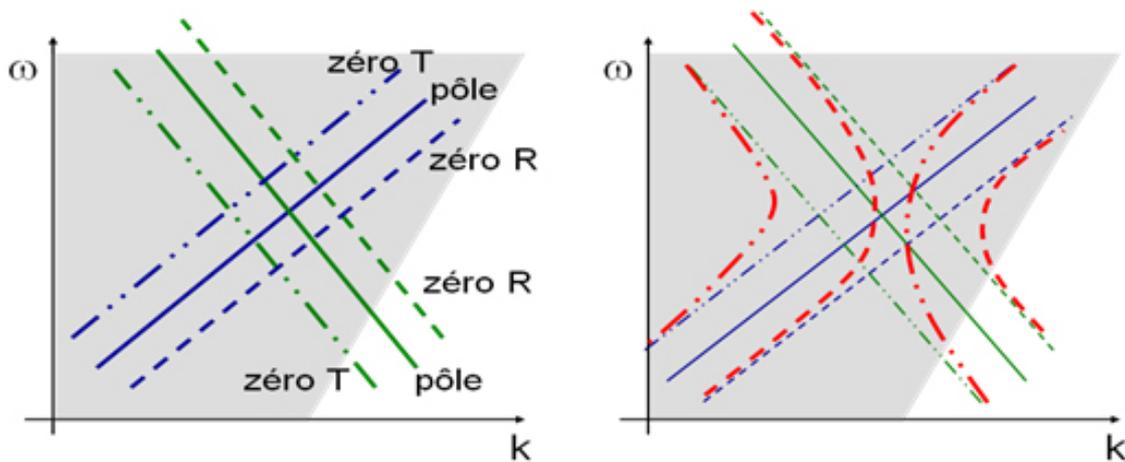


Figure A- 3 : Mécanisme de formation du gap en k sur les zéros.

Ces propriétés sur les zéros peuvent alors être exploitées, il est par exemple possible d'obtenir un filtre avec un profil spectral carré pour un angle d'incidence de fonctionnement situé en bord de gap (Figure A- 4).

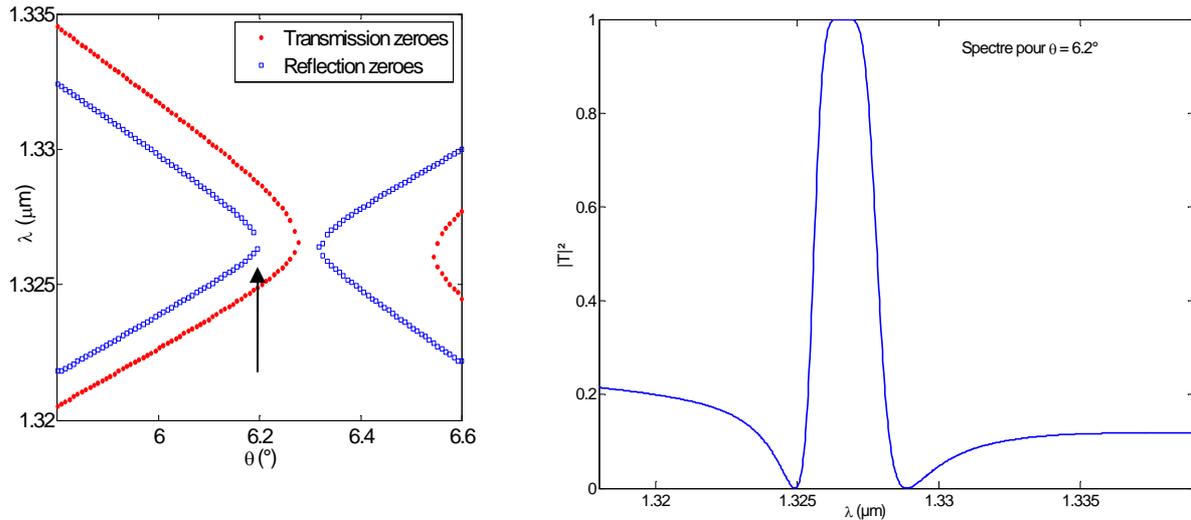


Figure A- 4 : A gauche : Zéros en réflexion et en transmission formant un gap en k . A droite : Réponse spectrale carrée en transmission en bord de gap pour $\theta = 6.2^\circ$.

Le modèle développé dans le cas de deux modes peut s'adapter pour plusieurs modes. En excitant plusieurs modes il est alors possible d'obtenir de nouvelles formes de relations de dispersion des zéros et ainsi contribuer à de nouvelles fonctions optiques. Un exemple de relation de dispersion des zéros en réflexion et en transmission est donné dans le cas où 3 modes sont excités simultanément (Figure A- 5).

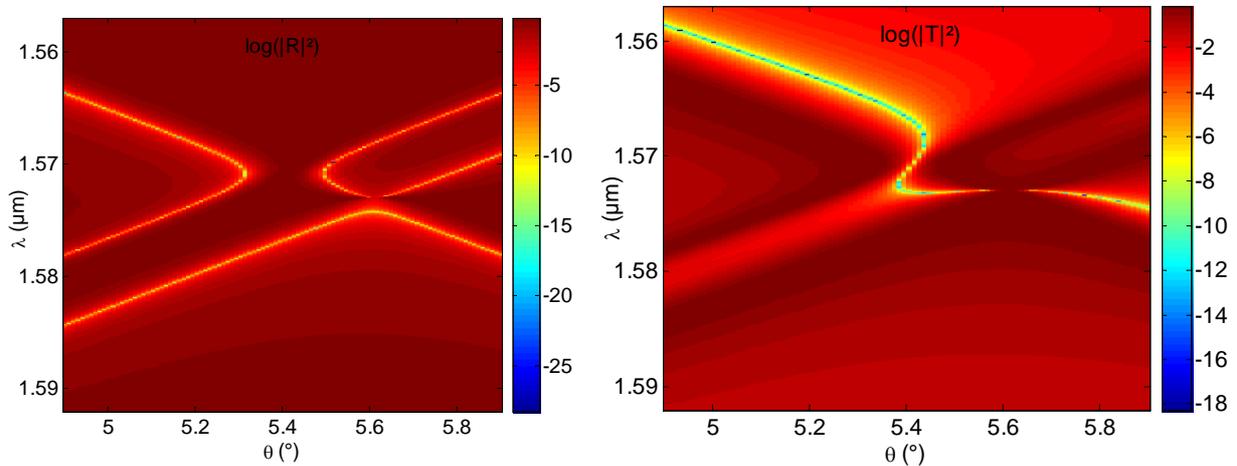


Figure A- 5 : Mécanisme de formation du gap en k .

Des relations de dispersion encore plus complexes peuvent être obtenues en couplant les zéros aux modes de cavité. Un tel outil, peut donc permettre de concevoir des nano structures avec des propriétés très spécifiques.

k gaps for multimode waveguide gratings

Anne-Laure Fehrembach,* Stéphan Hernandez,† and Anne Sentenac

Institut Fresnel, CNRS UMR6133, Faculté de Saint Jérôme (Case 162), 13397 Marseille Cedex, France

(Received 23 December 2005; revised manuscript received 26 April 2006; published 19 June 2006)

Eigenmodes (plasmons or guided modes) in dielectric or metallic gratings can be excited by an incident free space wave. This excitation yields an anomaly in the reflectivity curves with respect to the incident wavelength or angle. The anomaly is often used experimentally to exhibit the mode dispersion relation. By studying the reflectivity of a weakly corrugated dielectric waveguide, we show that, at the crossing of two independent mode dispersion relations, the anomaly disappears for a wide range of incident angles, thus forming a k gap. We point out that, in this case, the loci of the anomaly differ strongly from the dispersion relation of the modes. We derive a simple model that accounts for this phenomenon.

DOI: 10.1103/PhysRevB.73.233405

PACS number(s): 42.25.Fx, 42.79.Dj, 42.70.Qs, 42.79.Gn

Dielectric or metallic multilayer stacks can support eigenmodes (guided modes or plasmons) that can be excited with an incident plane wave provided that a suitable grating is included in the structure. The coupling and decoupling of the mode induces rapid variations, from a minimum to a maximum, of the grating reflected orders with respect to the wavelength and angle of incidence. These are the so-called Wood anomalies.¹ Experimentally, the dispersion relation of the eigenmode is inferred from the reflectivity maximum (for dielectrics) or minimum (for metals or dielectrics), with respect to the incident temporal frequency ω and spatial frequency k (hereafter, k is the projection of the incident wave vector on the plane of the layers).²⁻⁴ This approach is in general accurate. Yet, for some metallic configurations,⁵ the reflectivity minimum locus revealed the existence of a k gap at the crossing point of the dispersion relation of the plasmon, instead of an ω gap.⁶⁻⁸ After some confusion,⁹ theoretical works pointed out that the opening of the k gap in the reflectivity extrema locus was connected to a weak direct coupling between the two modes,^{10,11} hence to a small ω gap in the mode dispersion relation. In this case, the dispersion relation of the mode cannot be inferred simply from the reflectivity anomaly. In this paper, we point out the nontrivial link between the radiative properties and the mode dispersion relation when two modes are excited simultaneously in the structure. We consider a weakly periodically perturbed waveguide and we study the excitation of guided modes instead of plasmons. Taking advantage of the absence of loss, of the symmetry properties of the structure and of the possibility of exciting independent modes, we are able to exhibit well-pronounced k gaps both for the reflectivity and transmittivity minima. We provide a simple model that explains thoroughly this phenomenon. The surprising radiative behavior of these multimode structures could be used for designing new optical functions.

Since the 1970s, an important theoretical work has been performed to show that the Wood anomalies can be interpreted in terms of poles and zeroes of the reflection and transmission coefficients of the resonant grating, in the special case where only the specular order is propagative.¹² More precisely, when only one eigenmode is excited, with a fixed incident temporal frequency ω , and a varying incident spatial frequency k the reflection and transmission coefficients of the structure can be written as

$$R = r_{ref} \frac{k - k_{zt}}{k - k_p} \quad \text{and} \quad T = t_{ref} \frac{k - k_{zt}}{k - k_p}, \quad (1)$$

where r_{ref} and t_{ref} are the reflection and transmission coefficients away from the resonance, and k_{zt} , k_{zt} , and k_p are *a priori* complex zeroes and pole. It has been shown¹³ that curves obtained from Eq. (1) fit perfectly the reflectivity and transmittivity curves obtained from rigorous numerical calculation. Hence the knowledge of the pole and zeroes is sufficient to account for the reflectivity and transmittivity properties of the resonant grating. Note that the pole and zeroes can be obtained numerically by studying R and T for complex incident spatial frequencies k . In this Brief Report, we derive expressions of k_{zt} and k_{zt} in relation to k_p , thanks to an approached model. We consider a dielectric multilayer stack, with relative dielectric constant $\epsilon_{ref}(z)$. We assume that this reference structure supports one or several guided modes in the range of wavelengths under study. In the following, we will consider only TE modes (electric field perpendicular to the direction of propagation). We introduce a periodic perturbation to the reference structure. The period d is small enough as compared to the wavelength, so that solely the specular order is propagative in the substrate and superstrate. Due to the periodic perturbation, the guided modes of the reference structure become leaky and they can be excited with an appropriate incident wave, and decoupled into free space. In this Brief Report, we assume that the structure is periodic along one direction (Ox), with spatial frequency $K = 2\pi/d$, and invariant along the orthogonal direction (Oy) (Fig. 1). We call $\epsilon(x, z)$ the relative dielectric constant of the structure, and we introduce the dielectric constant of the perturbation,

$$\epsilon_{per}(x, z) = \epsilon(x, z) - \epsilon_{ref}(z), \quad (2)$$

and Ω the domain where ϵ_{per} is nonzero. We consider an incident monochromatic plane wave coming from the superstrate (dielectric relative permittivity ϵ_ω), whose wave vector in the (Oxz) plane is described by its spatiotemporal frequencies (k, ω). The incident wave is TE polarized, and its electric field along (Oy) is $E_{inc}(x, z) = \exp(ikx - i\gamma^\omega z)$, where $\gamma^\omega = \sqrt{(\epsilon_\omega k_0^2 - k^2)}$, and $k_0 = \omega/c$ is the wave number in vacuum (c is the celerity of light in vacuum). Hereafter, the $\exp(-i\omega t)$ dependency is omitted. We note $E(x, z)$ and $E_{ref}(z)$ the elec-

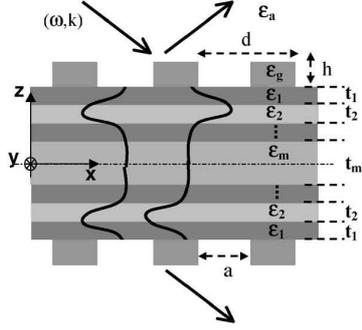


FIG. 1. Geometry of the studied configuration. The structure is invariant along (Oy) and symmetrical with respect to the (Oxy) and (Oyz) planes. The periodicity of the structure and the spatial frequency of the incident wave are chosen in order to excite two independent eigenmodes.

tric fields solutions of the diffraction problems for the whole structure, and the reference (planar) structure, respectively. Hence the field $E - E_{ref}$ is the solution of the equation

$$\Delta(E - E_{ref}) + k_0^2 \epsilon_{ref}(E - E_{ref}) = -k_0^2 \epsilon_{per} E, \quad (3)$$

that satisfies an outgoing-wave boundary condition. Due to the periodicity along (Ox), the field E is pseudoperiodic: it can be written as a Floquet-Bloch expansion $E(x, z) = \sum_n e_n(z) \exp[ix(k + nK)]$. To solve Eq. (3), we introduce the pseudoperiodic Green function $G(k, x - x', z, z')$, the solution of Eq. (3) with the right-hand side equal to the Dirac distribution $\sum_n \delta(x - x' - nd, z - z') \exp[ik(x - x')]$.¹⁴ Finally, we can show that the coefficients e_n are the solution of a coupled set of equations

$$e_n(z) = \delta_{n,0} e_{ref}(z) + \int_{\Omega} dz' G_n(z, z') \sum_m \tilde{\epsilon}_{n-m}(z') e_m(z'), \quad (4)$$

where $\tilde{\epsilon}_m$ are the coefficients of the Fourier expansion of ϵ_{per} , $G_n(z, z')$ are the coefficients of the Floquet-Bloch expansion of G , and e_{ref} is defined by $E_{ref}(x, z) = e_{ref}(z) \exp(ikx)$. In the superstrate, $e_{ref}(z) = r_{ref} \exp(i\gamma^2 z) + \exp(-i\gamma^2 z)$, and in the substrate (dielectric relative permittivity ϵ_s), $e_{ref}(z) = t_{ref} \exp(-i\gamma^2 z)$, where $\gamma^2 = \sqrt{(\epsilon_s k_0^2 - k^2)}$. From Eq. (4), it is possible to derive an analytic expression for e_0 , which yields the reflection and transmission coefficients as functions of the temporal frequency ω and spatial frequency k . Indeed, in the superstrate, $e_0(z) = R \exp(i\gamma^2 z) + \exp(-i\gamma^2 z)$, and in the substrate, $e_0(z) = T \exp(-i\gamma^2 z)$. In the following, we choose to keep ω real constant, and to search for the complex spatial frequency k such that the reflectivity or transmittivity of the structure is null.

First, we choose the period of the structure and the incident wave in such a way that only one leaky eigenmode, with spatial frequency k_m at the incident temporal frequency ω , is excited through the q th grating order. In other words, the incident spatial frequency k varies in the vicinity of $k_p = k_m - qK$. As a consequence, the field in the q th order of the grating is prevailing when k is in the vicinity of k_p . Hence, in

our perturbative calculation of e_0 , we will take into account only the term coming from the decoupling of the mode (the q th order), plus the reference field, and neglect the other terms:

$$e_0(z) \simeq e_{ref}(z) + \int_{\Omega} dz' G_0(z, z') \tilde{\epsilon}_{-q}(z') e_q(z'), \quad (5)$$

where $e_q(z) \simeq \int_{\Omega} dz' G_q(z, z') \tilde{\epsilon}_q(z') e_{ref}(z')$.¹⁵ To take into account the existence of the resonance, we write the q th coefficient of the Green function as

$$G_q(z, z') \simeq \frac{A_q(z, z')}{k - k_p}, \quad (6)$$

for k in the vicinity of k_p . Injecting Eq. (6) into Eq. (5), we obtain the following expressions for the reflection and transmission coefficients:

$$R \simeq r_{ref} + \frac{X_q}{k - k_p} \quad \text{and} \quad T \simeq t_{ref} + \frac{Y_q}{k - k_p}, \quad (7)$$

where

$$X_q = \int_{\Omega} dz' g_{0r}(z') \tilde{\epsilon}_{-q}(z') \int_{\Omega} dz'' A_q(z', z'') \tilde{\epsilon}_q(z'') e_{ref}(z''), \quad (8)$$

and Y_q is obtained by replacing g_{0r} with g_{0t} in Eq. (8). To obtain Eq. (7), we used the following property of the Green function: $G_0(z, z') = g_{0r}(z') \exp(i\gamma^2 z)$ for z in the superstrate

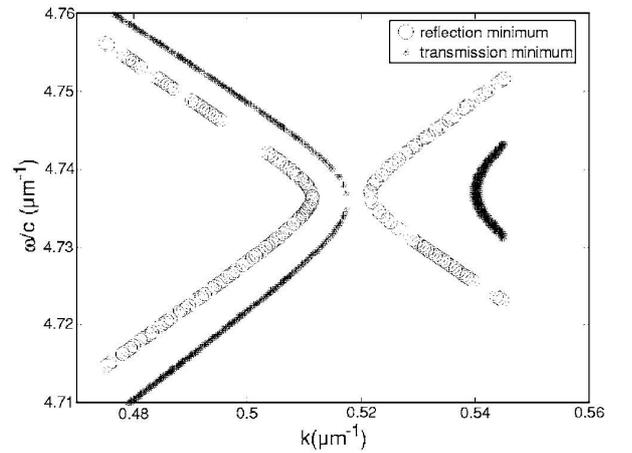


FIG. 2. Trajectory of the minimum of reflectivity (void circles) and the minimum of transmittivity (black stars) with respect to the temporal and spatial frequencies ω and k (criterion: $|R|^2$ and $|T|^2$ are less than 10^{-4}). A wide k gap is observed in both trajectories. The grating parameters are (see Fig. 1) $h=300$ nm, $d=1076$ nm, $a=538$ nm, and $\epsilon_g=2.1609$. The thickness and relative permittivity of the layers are ($t_1=187$ nm, $\epsilon_1=4.2849$), ($t_2=264$ nm, $\epsilon_2=2.1609$), ($t_3=187$ nm, $\epsilon_3=4.2849$), ($t_4=264$ nm, $\epsilon_4=2.1609$), ($t_5=187$ nm, $\epsilon_5=4.2849$), ($t_6=264$ nm, $\epsilon_6=2.1609$), ($t_7=1000$ nm, $\epsilon_7=2.0967$) from top to the middle layer. The surrounding media is air, $\epsilon_a=1$. In all figures, the calculations are performed with a rigorous Fourier modal method (Ref. 16).

and $G_0(z, z') = g_0(z') \exp(-i\gamma^s z)$ for z in the substrate.¹⁸ We deduce from Eq. (7) the expressions of the zeroes:

$$k_{zr} \simeq k_p - \frac{X_q}{r_{ref}} \quad \text{and} \quad k_{zt} \simeq k_p - \frac{Y_q}{t_{ref}}, \quad (9)$$

where r_{ref} and t_{ref} are the reference planar structure reflection and transmission coefficients (e.g., the reflection and transmission coefficient away from the resonance). In Eq. (7), it appears that the field diffracted by the structure is the sum of the field diffracted by the planar structure and the field coming from the coupling and decoupling of the eigenmode. Hence the zeroes in reflection and transmission can be interpreted in terms of destructive interferences between these two fields. Note that these results are available whatever the structure symmetry. In the particular case when the structure is symmetrical with respect to the (Oxy) and (Oyz) plane (see Fig. 1), it can be shown from Eq. (8) that X_q and Y_q are not proportional to r_{ref} and t_{ref} . Hence, from Eq. (9), we note that the zeroes k_{zr} and k_{zt} , in general complex, follow the pole k_p , and that the zero of reflection (transmission) will be all the farther from the pole than the reference structure reflectivity (transmittivity) is low. Similar expressions are obtained for the temporal frequency of the zeroes ω_{zr} by fixing the spatial frequency k (real).

Now, we consider a structure presenting a plane of symmetry parallel to the plane of the layers (Fig. 1), and we choose the grating period and the incident wave in such a way that a symmetric and an antisymmetric mode are simultaneously excited, in opposite directions, through the orders q_+ and q_- of the grating, respectively. We note k_m^+ and k_m^- are the spatial frequencies of the symmetric and antisymmetric modes at the incident temporal frequency ω , and we introduce the notations $k_{p+} = k_m^+ - q_+ K$ and $k_{p-} = -k_m^- + q_- K$. In other words, the incident spatial frequency k varies in the vicinity of $k_p^+ \simeq k_p^-$. Taking inspiration from Eq. (7), and reminding that the two modes are independent, it can be shown that the reflection coefficient takes the following form:

$$R \simeq r_{ref} + \frac{X_{q+}}{k - k_p^+} + \frac{X_{q-}}{k - k_p^-}, \quad (10)$$

where the expression of the numerator $X_{q\pm}$ is the same as that obtained when exciting one eigenmode independently of the other. Hence it is easy to show that, at a given ω , when both modes are excited, the zero of reflectivity is obtained for two spatial frequencies,

$$k_{zr}^j \simeq \frac{k_{zr}^+ + k_{zr}^-}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(k_{zr}^+ - k_{zr}^-)^2 + 4(k_{zr}^+ - k_p^+)(k_{zr}^- - k_p^-)}, \quad (11)$$

where $j=1$ or 2 according to the sign before the square root, and k_{zr}^+ and k_{zr}^- are given by Eq. (9), with k_p^+ and k_p^- replacing k_p . Similarly, when the spatial frequency k is fixed, one finds two temporal frequencies at which the reflectivity is null,

$$\omega_{zr}^j \simeq \frac{\omega_{zr}^+ + \omega_{zr}^-}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{zr}^+ - \omega_{zr}^-)^2 + 4(\omega_{zr}^+ - \omega_p^+)(\omega_{zr}^- - \omega_p^-)}, \quad (12)$$

where ω_{zr}^\pm are the zeroes obtained when only one mode is excited. Similar expressions are obtained for the zeroes in transmission, k_{zt} and ω_{zt} , by replacing the index r by t in Eqs. (11) and (12). In the following, we limit our discussion to the zeroes in reflection, but the same properties apply to the zeroes in transmission.

First of all, we note that when two independent modes are excited simultaneously, we can no more differentiate the zero of the symmetric mode from the zero of the antisymmetric mode: a coupling occurs between the zeroes, whereas there is no coupling between the modes. Second, it can be shown, for resonant grating presenting a plane of symmetry parallel to the plane of the layers, and when only one mode is excited, that the zeroes in reflection (k_{zr}^+ and k_{zr}^-) and (ω_{zr}^+ and ω_{zr}^-) are real,¹³ and that it is the same for the zeroes in transmission. In this case, the loci of the zeroes are easily seen in the

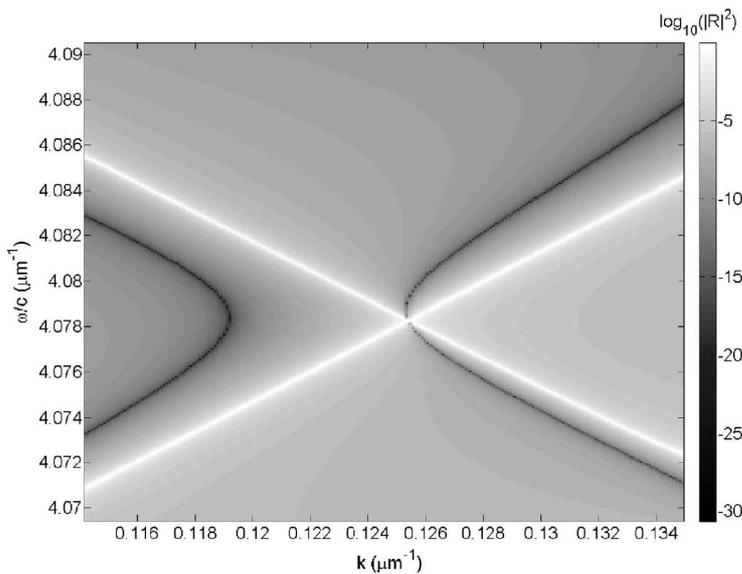


FIG. 3. Reflectivity with respect to the incident temporal and spatial frequencies ω and k . The grating parameters (see Fig. 1) are $h = 50$ nm, $d = 1076$ nm, $a = 269$ nm, and $\epsilon_g = 2.1609$. The thickness and relative permittivity of the layers are $(t_1 = 349$ nm, $\epsilon_1 = 2.1609)$, $(t_2 = 70.1$ nm, $\epsilon_2 = 4.2849)$, $(t_3 = 3000$ nm, $\epsilon_3 = 2.0967)$ from top to the middle layer. The surrounding media is air, $\epsilon_a = 1$. A wide k gap is observed in the trajectory of the minimum of reflectivity (in black).

reflectivity map $R(k, \omega)$, since it corresponds either to a null or 100% reflectivity. The demonstration¹³ is based on the reciprocity theorem and the conservation of energy. Using the same arguments, one can easily show that when two modes are excited, the two coupled zeroes k_{zr}^1 and k_{zr}^2 [Eq. (11)] or ω_{zr}^1 and ω_{zr}^2 [Eq. (12)] are either real or complex conjugate. Then, reminding that the real and the imaginary parts of k_m are positive, simple arithmetic leads to the conclusion that $(k_{zr}^+ - k_p^+)(k_{zr}^- - k_p^-)$ is always positive. This means that, for a fixed temporal frequency, the zeroes k_{zr}^1 and k_{zr}^2 are always real, and split-up on each side of a mean value. This is the proof of the forming of a k gap. In Fig. 2, we plot the reflectivity maximum and minimum (calculated thanks to a rigorous Fourier modal method¹⁶) of a structure depicted in Fig. 1. We observe that the loci of the zeroes of reflection and transmission present a k gap. Moreover, from Eq. (9) and (11), we note that the weaker the reflectivity r_{ref} of the reference structure, the larger the k gap between the zeroes in reflection, and the smaller the k gap between the zeroes in transmission. This can be seen in Fig. 3, where we plot the reflectivity of a resonant grating depicted in Fig. 1 with $r_{ref} \approx 0$ (antireflection coating). The structure being symmetrical with respect to the (Oxy) plane and the material lossless, the reflectivity minimum (in black) and maximum (in white) loci correspond to the trajectories of the zeroes of reflection and transmission, respectively. The k gap between the zeroes in reflection is wide, while the k gap between the zeroes in transmission is much narrower, it is not visible on the figure. We have conducted a similar study of the zeroes ω_{zr}^1 and ω_{zr}^2 obtained for a fixed spatial frequency. Contrary to the previous case, one can show that $(\omega_{zr}^+ - \omega_p^+)(\omega_{zr}^- - \omega_p^-)$ is always negative, thus ω_{zr}^1 and ω_{zr}^2 can be complex conjugate. In Fig. 4, we plot the real and imaginary part of ω_{zr}^1 and ω_{zr}^2 obtained numerically with respect to k real, for the same structure as in Fig. 3. We observe that the zeroes become complex, for k values belonging to the k gap observed in Fig. 3. Note that when two counterpropagative modes are excited with a strong direct coupling between them, an ω gap occurs both for the poles and for the zeroes.¹⁷ More precisely, in this case, the zeroes for ω are real and split on each side of a mean value, while the zeroes for k are complex conjugate.

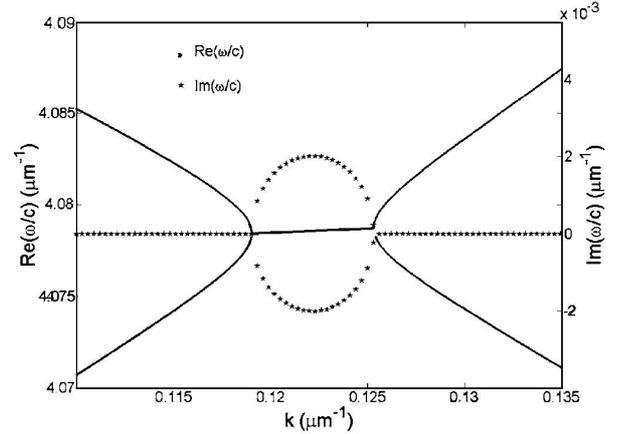


FIG. 4. Trajectory of the complex zeroes of reflection ω_{zr}^1 and ω_{zr}^2 [obtained numerically (Ref. 16)], real part (dark points) and imaginary part (stars) with respect to k for the structure of Fig. 3.

As a conclusion, we have shown that the loci of the Wood anomalies of a weakly periodically perturbed waveguide can strongly differ from the dispersion relation of the excited mode. More precisely, when two independent modes are excited, we have demonstrated the existence of a well-pronounced k gap for the loci of the reflectivity and transmittivity minima. From a practical point of view, the existence of k gaps may be interesting, since it provides broadband devices (filters, sensors,...) with high angular selectivity. In our opinion, the optical properties of structures in which several eigenmodes of different kinds, guided waves, plasmons, and cavity modes, are excited simultaneously, could be explained with an extension of the simple model presented here. Such a tool should permit the tailoring of nanostructures with ultraspecific and requested optical properties.

The support of EADS, CNES, and the EC-funded project PHOREMOST is gratefully acknowledged. The authors are grateful to E. Popov for a fruitful discussion.

*Electronic address: anne-laure.fehrembach@fresnel.fr

†Also at LAAS, 7 Avenue du Colonel Roche, 31077 Toulouse Cedex 4, France.

¹R. W. Wood, *Philos. Mag.* **4**, 396 (1902).

²W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2023 (1992).

³S. C. Kitson, W. L. Barnes, and J. R. Sambles, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2670 (1996).

⁴T. Inagaki, M. Motosuga, E. T. Arakawa, and J. P. Goudonnet, *Phys. Rev. B* **31**, 2548 (1985).

⁵D. Heitmann, N. Kroo, C. Schulz, and Z. Szentirmay, *Phys. Rev. B* **35**, 2660 (1987).

⁶E. Popov and L. Mashev, *Opt. Commun.* **61**, 3 (1987).

⁷W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, and J. R. Sambles, *Phys. Rev. B* **54**, 6227 (1996).

⁸F. Lemarchand, A. Sentenac, E. Cambril, and H. Giovannini, *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.* **1**, 545 (1999).

⁹M. G. Weber and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **34**, 2893 (1986).

¹⁰E. Popov, *Surf. Sci.* **222**, 517 (1989).

¹¹P. Tran, V. Celli, and A. A. Maradudin, *Opt. Lett.* **13**, 530 (1988).

¹²D. Maystre, *Electromagnetic Surface Modes* (Wiley, New York, 1982), Chap. 17.

¹³E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre, *Opt. Acta* **33**, 607 (1986).

¹⁴R. Petit, *Electromagnetic Theory of Gratings* (Springer-Verlag, Berlin, 1980), Chap. 1.

¹⁵For sake of simplicity, we have assumed that the reference structure and the periodic feature are chosen in such a way that $\tilde{\epsilon}_0 = 0$.

¹⁶L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758 (1997).

¹⁷P. Vincent and M. Nevière, *Appl. Phys.* **20**, 345 (1979).

¹⁸J. E. Sipe, *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 481 (1987).

Bibliographie

- [Brauer and Bryngdahl 1993] R. Brauer and O. Bryngdahl (1993). "*Electromagnetic diffraction analysis of 2-dimensional gratings.*" Optics Communications **100**(1-4): 1-5.
- [Chang et al. 2007] A. S. P. Chang, K. J. Morton, H. Tan, P. E. Murphy, W. Wu and S. Y. Chou (2007). "*Tunable liquid crystal-resonant grating filter fabricated by nanoimprint lithography.*" Ieee Photonics Technology Letters **19**: 1457-1459.
- [Clausnitzer et al. 2005] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E. B. Kley, H. J. Fuchs and D. Schelle (2005). "*Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter.*" Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision **22**(12): 2799-2803.
- [Ebbesen et al. 1998] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff (1998). "*Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays.*" Nature **391**(6668): 667-669.
- [Enoch et al. 2002] S. Enoch, E. Popov, M. Neviere and R. Reinisch (2002). "*Enhanced light transmission by hole arrays.*" Journal of Optics a-Pure and Applied Optics **4**(5): S83-S87.
- [Fehrembach 2003] A.-L. Fehrembach (2003). *Réseaux résonnants à bande interdite photonique, nouveaux filtres pour le d.W.D.M.*, Thèse.
- [Fehrembach and Sentenac 2003] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac (2003). "*Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications.*" J Opt Soc Am A Opt Image Sci Vis **20**(3): 481-8.
- [Fehrembach et al. 2006] A. L. Fehrembach, S. Hernandez and A. Sentenac (2006). "*K gaps for multimode waveguide gratings.*" Physical Review B **73**(23).
- [Fehrembach and Sentenac 2005] A.L. Fehrembach and A. Sentenac (2005) "*Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings*", Appl. Phys. Lett., 86, 121105-3
- [Fehrembach et al. 2002] A. L. Fehrembach, D. Maystre and A. Sentenac (2002). "*Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings.*" Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision **19**(6): 1136-1144.
- [Fehrembach et al. 2007] A. L. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand and A. Sentenac (2007). "*Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter.*" Optics Letters **32**(15): 2269-2271.
- [Feynman 1984] Feynman (1984). *Le cours de physique de feynman, mécanique 1.*
- [Goodberlet et al. 2001] J. G. Goodberlet, J. T. Hastings and H. I. Smith (2001). "*Performance of the raith 150 electron-beam lithography system.*" Journal of Vacuum Science & Technology B **19**(6): 2499-2503.
- [Hernandez et al. 2007] S. Hernandez, O. Bouchard, E. Scheid, E. Daran, L. Jalabert, P. Arguel, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye and F. Lozes-Dupuy (2007). "*850 nm wavelength range nanoscale resonant optical filter fabrication using standard microelectronics techniques.*" Microelectronic Engineering **84**(4): 673-677.
- [Hutley and Maystre 1976] M. C. Hutley and D. Maystre (1976). "*Total absorption of light by a diffraction grating.*" Optics Communications **19**(3): 431-436.
- [Jalabert et al. 2007] L. Jalabert, E. Daran, J.-B. Doucet, F. Carcenac, P. Salles, G. Benassayag, P. Dubreuil, O. Bouchard, S. Hernandez and J. Navarro (2007). *A simplified process for high-resolution uv-nil templates fabrication.* Nanoimprint (NNT), Paris France

- [Joannopoulos and Winn 1995] J. D. Joannopoulos and J. N. Winn (1995). *Photonic crystals*, Princeton University Press.
- [Katchalski et al. 2004] T. Katchalski, E. Teitelbaum, A. A. Friesem, G. Martin, R. Hierle and J. Zyss (2004). "Towards ultranarrow bandwidth polymer-based resonant grating waveguide structures (vol 84, pg 472, 2004)." *Applied Physics Letters* **85**(11): 2145-2145.
- [Khalil and Ieee 2000] D. A. M. Khalil and Ieee (2000). "Advances in optical filters." Second Workshop on Teaching Photonics at Egyptian Engineering Faculties & Institutes: 1-27.
- [Ko et al. 2006] F. H. Ko, J. K. Chen and F. C. Chang (2006). "Fabricating and characterizing oblique polymer structures by electron beam writing on resist-coated sio2 wafers." *Microelectronic Engineering* **83**(4-9): 1132-1137.
- [Lacour et al. 2001] D. Lacour, J. P. Plumey, G. Granet and A. M. Ravaud (2001). "Resonant waveguide grating: Analysis of polarization independent filtering." *Optical and Quantum Electronics* **33**(4-5): 451-470.
- [Lee et al. 2007] K. J. Lee, D. I. Yeom and B. Y. Kim (2007). "Narrowband, polarization insensitive all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter." *Optics Express* **15**(6): 2987-2992.
- [Lemarchand et al. 1998] F. Lemarchand, A. Sentenac and H. Giovannini (1998). "Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures." *Optics Letters* **23**(15): 1149-1151.
- [Li 1996] L. F. Li (1996). "Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures." *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **13**(9): 1870-1876.
- [Li 1997] L. F. Li (1997). "New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings." *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **14**(10): 2758-2767.
- [Liu et al. 1998] Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young and R. Magnusson (1998). "High-efficiency guided-mode resonance filter." *Optics Letters* **23**(19): 1556-1558.
- [Mizutani et al. 2001] A. Mizutani, H. Kikuta, K. Nakajima and K. Iwata (2001). "Nonpolarizing guided-mode resonant grating filter for oblique incidence." *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **18**(6): 1261-1266.
- [Nevière 1980] M. Nevière (1980). *Electromagnetic theory of gratings, chapter: The homogeneous problem*, Springer Verlag, Berlin.
- [Niederer et al. 2004] G. Niederer, H. P. Herzig, J. Shamir, H. Thiele, M. Schnieper and C. Zschokke (2004). "Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications." *Applied Optics* **43**(8): 1683-1694.
- [Niederer et al. 2005] G. Niederer, W. Nakagawa, H. P. Herzig and H. Thiele (2005). "Design and characterization of a tunable polarization-independent resonant grating filter." *Optics Express* **13**(6): 2196-2200.
- [Pagnoux et al. 2005] D. Pagnoux, S. Fevrier, P. Leproux, M. C. P. Huy, A. Pryamikov, P. Viale, V. Tombelaine, V. Couderc, P. Roy, J. L. Auguste, J. M. Blondy, G. Laffont, V. Dewinter-Marty, P. Ferdinand, B. Dussardier and W. Blanc (2005). Microstructured fibers for sensing applications. *17th international conference on optical fibre sensors, pts 1 and 2*. M. Voet, R. Willsch, W. Ecke, J. Jones and B. Culshaw. **5855**: 5-8.
- [Pearnton and Norton 2005] S. J. Pearnton and D. R. Norton (2005). "Dry etching of electronic oxides, polymers, and semiconductors." *Plasma Processes and Polymers* **2**(1): 16-37.
- [Peng and Morris 1996] S. Peng and G. M. Morris (1996). "Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings." *optics letters* **21**(8).

- [Petit 1993] Petit (1993). *Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique.*, Masson.
- [Popov et al. 1986] E. Popov, L. Mashev and D. Maystre (1986). "Theoretical-study of the anomalies of coated dielectric gratings." *Optica Acta* **33**(5): 607-619.
- [Sasaki and Okamoto 2006] K. Sasaki and M. Okamoto (2006). "Absolute densities and kinetics of h atoms and cfx radicals in low-pressure, high-density chf3 plasmas." *Thin Solid Films* **506**: 705-709.
- [Sentenac 1993] A. Sentenac (1993). *Etude de la diffusion des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses. Application à la conception de surfaces sélectives.*, Thèse.
- [Sentenac and Fehrembach 2005] A. Sentenac and A. L. Fehrembach (2005). "Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence." *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **22**(3): 475-480.
- [Sharon et al. 1996] A. Sharon, D. Rosenblatt and A. A. Friesem (1996). "Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures." *applied physics letter* **69**(27).
- [Tachibana et al. 1999] K. Tachibana, H. Kamisugi and T. Kawasaki (1999). "Behavior of f atoms and cf2 radicals in fluorocarbon plasmas for sio2/si etching." *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers* **38**(7B): 4367-4372.
- [Tsang et al. 1985] L. Tsang, J.-A. Kong and R. Shin (1985). *Theory of microwave remote sensing*, Wiley Interscience, New York.

