



HAL
open science

Nouveaux concepts de filtres spectraux ultra-sélectifs pour spectroscopie embarquée

Ksenia Sharshavina

► **To cite this version:**

Ksenia Sharshavina. Nouveaux concepts de filtres spectraux ultra-sélectifs pour spectroscopie embarquée. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. UPS Toulouse - Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2016. Français. NNT: . tel-01451002v1

HAL Id: tel-01451002

<https://laas.hal.science/tel-01451002v1>

Submitted on 31 Jan 2017 (v1), last revised 22 Sep 2017 (v2)

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le 6 Décembre 2016 par :

KSENIA SHARSHAVINA

**Nouveaux concepts de filtres spectraux ultra-sélectifs pour
spectroscopie embarquée**

JURY

VINCENT PAILLARD	Professeur Université Paul Sabatier, CEMES CNRS, Toulouse	Président du Jury
YVES JOURLIN	Professeur Université Jean Monnet, Laboratoire Hubert Curien CNRS, Saint-Etienne	Rapporteur
FADI BAIDA	Professeur Université Bourgogne, Femto-St CNRS, Besançon	Rapporteur
ANNE TALNEAU	Directeur de Recherche LPN CNRS, Marcoussis	Examineur
JACQUES BERTHON	Ingénieur CNES, Toulouse	Invité
ROLAND LE GOFF	Ingénieur Sodern, Limeil-Brevannes	Invité
PHILIPPE ARGUEL	Professeur Université Paul Sabatier, LAAS CNRS, Toulouse	Directeur de thèse
ANNE-LAURE FEHREMBACH	Maître de conférence Université Aix-Marseille, Institut Fresnel, Marseille	Co-directrice de thèse

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

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

Directeur(s) de Thèse :

Philippe ARGUEL et Anne-Laure FEHREMBACH

Rapporteurs :

Fadi BAIDA et Yves JOURLIN

Les thésards c'est comme les trous noirs :
ils absorbent votre espace-temps,
mais ce sont eux qui règnent sur l'univers.

Remerciements

Trois ans ça passe vite. Ce n'était pas facile, mais comme a dit Nietzsche « ce qui ne nous tue nous rend plus forts ». Ainsi je me suis sortie de cette bataille même en acquérant un œil bionique. Maintenant c'est avec grand plaisir que je veux remercier tous ceux qui m'ont aidé professionnellement et personnellement pendant ces trois ans.

Tout d'abord je tiens à remercier mes directeurs de thèse Phillippe Arguel, professeur de l'Université Paul Sabatier et chercheur au LAAS CNRS, et Anne-Laure Fehrembach, maître de conférence à l'université Aix-Marseille et chercheuse à l'Institut Fresnel. Vous êtes deux personnes de grande qualité scientifique et de cœur. Merci pour avoir été toujours présents et à l'écoute. J'apprécie beaucoup votre soutien et votre grande patience, surtout pendant les corrections des fautes de français.

Un grand merci au CNES et à Sodern pour leur soutien, en particulier à Jacques Berthon, Jacques Loesel et Roland Le Goff pour vos conseils avisés.

Je veux remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer mes travaux : Fadi Baida, professeur à l'Université Bourgogne, et Yves Jourlin, professeur de l'Université Jean Monnet pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ; Vincent Paillard, professeur de l'Université Paul Sabatier, d'avoir accepté d'être président du jury ; et Anne Talneau, directrice de recherche au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures pour avoir été examinatrice de mon travail.

Je remercie tous les membres de l'équipe photonique et plus particulièrement Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant pour votre aide quotidienne et votre calme lorsque vous avez cherché des erreurs dans mes codes LabView.

Je suis très reconnaissante à l'équipe CLARTE et RCMO de l'Institut Fresnel, notamment à Fabien Lemarchand, Evgueni Popov, Thomas Begou et Julien Lumeau pour avoir activement participé au projet.

Merci à toute l'équipe salle blanche et en particulier à Emmanuelle Daran, Jean-Baptiste Doucet, Franck Carcenac, Laurent Mazon, Benjamin Reig, Aurélie Lecestre et Amandine Lestras pour votre disponibilité. Sans votre aide le filtre n'aurait jamais pu être fabriqué.

Mes plus sincères remerciements à ceux qui m'ont aidé et qui surtout ont pu me supporter au bureau et au-delà, aux thésards et post-docs de mon équipe : Brice, Romain, Scot, Kevin, Anatole, Sylvain, Ludo, Clément, Léopold et Benjamin. Un merci spécial à Sylvain Pelloquin. Tu as beaucoup contribué à mes travaux et je t'en suis très reconnaissante. Merci à petit biscuit Gaël. Tu as passé l'épreuve des nerfs d'acier ! Chapeau !

Un merci très particulier à mon cher Kolobok Baptiste pour m'avoir apporté le soutien dont j'avais tant besoin. Et également à mes parents, Elena et Aleksandr, sans qui je ne serais jamais arrivé là.

Encore fois, un énorme merci à vous tous pour m'avoir aidé à réaliser mon projet ! Qu'aurais-je pu faire sans vous ? Certainement pas grand-chose ! Merci pour avoir été à mes côtés !

Sommaire

Introduction générale	5
1 Filtres à réseau résonnant en réflexion : rappels théoriques	11
1.1 Introduction	13
1.2 Notations	13
1.3 Principe de base des filtres à réseaux résonnants	15
1.3.1 Équation de couplage et de découplage	16
1.3.2 Condition sur la polarisation de l'onde incidente	17
1.4 Propriétés du pic de résonance en incidence oblique classique	17
1.4.1 Finesse spectrale	18
1.4.2 Dépendance angulaire	18
1.4.3 Taux de réjection	19
1.4.4 Dépendance à la polarisation	21
1.4.4.1 Formalisme de la matrice S	22
1.5 Comment modifier les caractéristiques du pic de résonance	25
1.5.1 Fonctionnement du filtre en incidence normale	25
1.5.2 Accordabilité	26
1.5.3 Indépendance à la polarisation	28
1.5.3.1 2D sous incidence normale	29
1.5.3.2 1D avec un mode TE et un mode TM excités	30
1.5.3.3 1D ou 2D sous incidence oblique selon un plan de symétrie de la structure	32
1.5.3.4 1D croisés	36
1.5.3.5 Réseaux circulaires	37
1.5.3.6 Conclusion sur les structures indépendantes de la polarisation	37
1.6 Comparaison avec les filtres multicouches conventionnels	39
1.7 Conclusion	40
2 Conception de filtres à réseaux 1D croisés	43
2.1 Introduction	45
2.2 Structure d'un filtre à réseaux 1D croisés	45
2.2.1 Preuve de concept	47
2.2.2 Polarisation associée aux valeurs propres	48
2.3 Optimisation d'un composant	50
2.3.1 Choix des matériaux de l'empilement	51
2.3.2 Première méthode : optimisation séparée des fonctions anti-reflet et filtre	52
2.3.2.1 Empilement avec une profondeur de réseau $h=60$ nm	52

2.3.2.2	Empilement avec une profondeur de réseau $h=90$ nm . . .	58
2.3.3	Deuxième méthode : optimisation simultanée des fonctions anti-reflet et filtre	62
2.4	Étude paramétrique d'une structure complète	64
2.4.1	Accordabilité en fonction de l'angle d'incidence	64
2.4.2	Tolérance aux erreurs de fabrication	67
2.4.2.1	Erreur sur les indices des couches minces	67
2.4.2.2	Erreur sur les épaisseurs des couches minces	69
2.4.2.3	Erreur sur les épaisseurs et les indices des couches minces avec épaisseur optique constante	72
2.4.2.4	Erreur sur le pas du réseau	75
2.4.2.5	Erreur sur le facteur de remplissage	77
2.4.2.6	Erreur sur la profondeur de gravure	79
2.4.3	Conclusion sur l'étude paramétrique	81
2.5	Étude paramétrique de filtre Fabry-Pérot	81
2.5.1	Accordabilité en fonction de l'angle d'incidence	82
2.5.2	Erreur sur les épaisseurs des couches minces	83
2.5.3	Erreur sur les indices des couches minces	86
2.5.4	Erreur sur les épaisseurs et les indices des couches minces avec épaisseur optique constante	87
2.5.5	Conclusion sur l'étude paramétrique du filtre Fabry-Pérot	89
2.6	Comparaison du filtre à réseau résonnant avec le filtre Fabry-Pérot en fonction de la tolérance aux erreurs de fabrication	90
2.7	Conclusion	92
3	Fabrication des filtres à réseau résonnant	93
3.1	Introduction	95
3.2	Processus de fabrication	95
3.3	Présentation du filtre fabriqué précédemment	96
3.4	Amélioration de la fabrication des filtres à réseaux 1D croisés	98
3.4.1	Réalisation de la structure multicouche	98
3.4.2	Définition des réseaux de diffraction	100
3.4.2.1	Technologies de lithographie des réseaux de diffraction	100
3.4.2.1.1	Lithographie sans masque	101
3.4.2.1.2	Lithographie avec masque	104
3.4.3	Conclusion sur les systèmes de lithographie	109
3.4.4	Réalisation des réseaux de diffraction par nano-impression	109
3.4.4.1	Fabrication d'un moule mère	110
3.4.4.1.1	Procédé de fabrication	110
3.4.4.1.2	Caractérisation du moule mère	114
3.4.4.2	Fabrication d'un moule souple en polymère	116
3.4.4.2.1	Procédé de fabrication	116
3.4.4.2.2	Caractérisation du moule souple	117
3.4.4.3	Transfert du réseau dans la résine par UV-NIL	119
3.4.4.3.1	Procédé	119
3.4.4.3.2	Choix de la résine	120
3.4.4.3.3	Caractérisation du réseau transféré	121
3.4.4.4	Transfert du motif dans la couche de silice	122

3.4.4.4.1	Gravure du fond de résine	122
3.4.4.4.2	Gravure dans la silice	123
3.4.4.4.3	Caractérisation du réseau dans une couche de silice	123
3.4.4.5	Conservation des dimensions pendant le procédé NIL . . .	126
3.5	Conclusion	128
4	Caractérisation des filtres à réseau résonnant	131
4.1	Introduction	133
4.2	Présentation du banc de caractérisation	133
4.3	Étalonnage du banc de caractérisation	135
4.4	Caractérisation des demi-filtres avec un faisceau de 4,5 mm de diamètre . .	139
4.5	Caractérisation des demi-filtres avec un faisceau de 7 mm de diamètre . . .	142
4.6	Assemblage des deux demi-filtres	144
4.7	Caractérisation du filtre complet	146
4.8	Conclusion	149
	Conclusion générale	151
	Bibliographie	155

Introduction générale

Depuis la révolution industrielle, le nombre d'émetteurs de dioxyde de carbone (CO_2) a considérablement augmenté à travers le monde. Cependant, on connaît très mal les quantités émises par les villes, la végétation ou les océans. Avons-nous atteint un niveau d'équilibre au niveau planétaire ? Pour répondre à ces questions, il faudrait évaluer la concentration du CO_2 dans l'atmosphère au cours des années. La connaissance de la variation de la quantité de CO_2 pourrait alors nous aider à contrôler son émission.

Aujourd'hui, on ne connaît pas les quantités de CO_2 absorbées ou émises dans certaines régions, ni leurs variations au fil des saisons, en raison du manque de stations de mesure terrestres. Pour établir ces données, la NASA a lancé en 2014 le satellite OCO-2.

En 2020, le Centre National d'Études Spatiales (CNES) prendra la relève avec le lancement du satellite MicroCarb. Mes travaux sont destinés à proposer des solutions pour les futures générations de ce type de satellites.

Pour détecter le CO_2 présent dans l'atmosphère, on utilise la technique de la spectroscopie. En effet, tous les atomes ou molécules d'un matériau émettent ou absorbent de la lumière dont la longueur d'onde est propre à leur structure atomique unique. L'ensemble de ces longueurs d'onde constitue le spectre caractéristique du matériau en question.

Chaque jour, la Terre reçoit l'énergie solaire. Une partie de cette énergie est absorbée et l'autre est réfléchi. L'énergie réfléchi par la Terre en direction de l'espace illumine les molécules de CO_2 présentes dans l'atmosphère. Ainsi, ces molécules absorbent l'énergie réfléchi selon des longueurs d'onde précises situées dans le spectre infra-rouge. Au niveau du satellite, il faut alors utiliser un filtre pour sélectionner ces longueurs d'onde d'absorption caractéristiques.

L'objectif de mon travail est d'étudier et fabriquer un filtre spectral pour la détection du CO_2 dans l'atmosphère, dans le cadre d'un projet de spectroscopie spatiale embarquée. Ceci implique de respecter un cahier des charges spécifique comportant trois contraintes principales.

Étant donné que l'on doit travailler avec une raie d'absorption du CO_2 , il faut un filtre à bande très étroite fonctionnant dans le proche/moyen infra-rouge. L'énergie réfléchi par la Terre étant non polarisée, la réponse de ce filtre doit être indépendante de la polarisation incidente. Enfin, pour répondre aux exigences classiques d'un système de spectroscopie, ce filtre doit également être accordable en longueur d'onde. . .

Pour la première génération de satellite MicroCarb, un réseau échelle permettant le multiplexage de trois bandes spectrales sera utilisé. La figure 1 présente le schéma du système comportant un réseau échelle. La lumière pénétrant par le télescope est dirigée vers le réseau échelle où elle est dispersée spectralement avant d'être amenée vers les filtres et détecteurs correspondants aux différentes bandes spectrales.

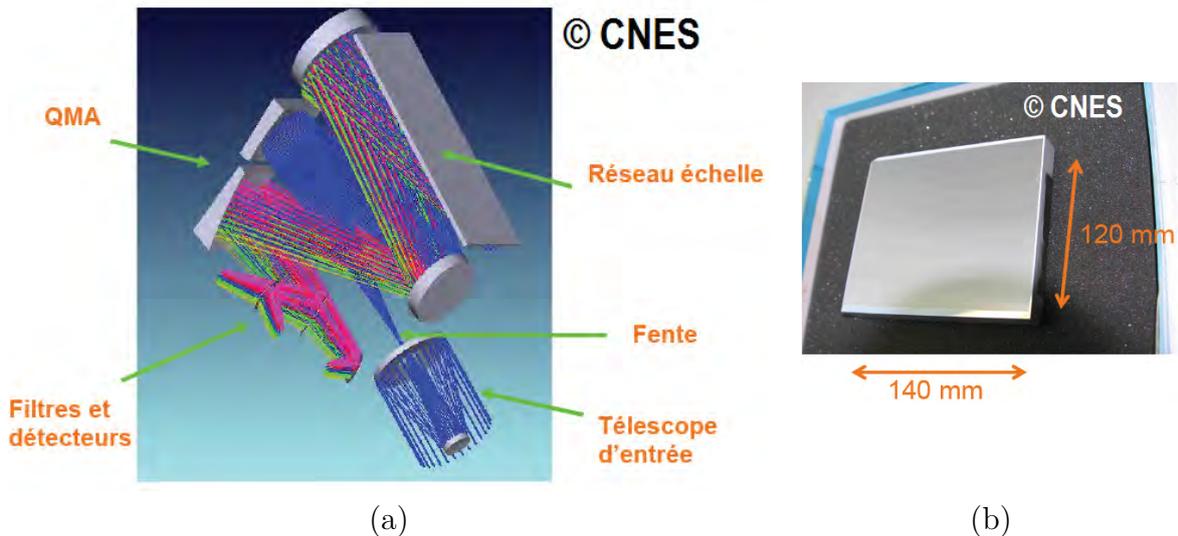


Figure 1 – Système d'un spectromètre avec réseau échelle pour la détection du CO_2 : (a) schéma du système et (b) photo d'un réseau échelle.

La taille du réseau échelle est $140\text{ mm} \times 120\text{ mm}$, avec une période de $16,6\ \mu\text{m}$. Le réseau fonctionne sous l'incidence de $68,3^\circ$, avec une efficacité d'environ 75% et un taux de polarisation inférieur à 5%.

Au-delà du cahier des charges évoqué précédemment, notre objectif est d'améliorer l'ensemble de ce système en le rendant plus compact, plus facile à embarquer et moins cher. Étant donné qu'en incidence oblique la réponse spectrale des filtres conventionnels multicouches Fabry-Pérot est dépendante de la polarisation de l'onde incidente, nous avons dû explorer d'autres solutions.

Les filtres spectraux à réseaux résonnants sont une nouvelle génération de filtres à bande étroite qui constitue une alternative très prometteuse aux filtres conventionnels multicouches. En effet, il a été démontré que le pic de résonance d'un filtre à réseau peut être très fin [1], accordable en fonction de la longueur d'onde incidente [2], et indépendant de la polarisation [3]. De plus, la structure d'un tel filtre peut être très compacte car quelques couches de matériau peuvent suffire à le constituer. Ces propriétés sont donc particulièrement importantes dans le cadre de la spectroscopie spatiale embarquée.

La plupart de ces filtres fonctionnant en réflexion, nous devons considérer leur utilisation en incidence oblique afin de séparer l'onde réfléchie de l'onde incidente.

Ainsi, dans le cadre de ces travaux, notre objectif sera l'étude théorique et la fabrication d'un filtre à réseau résonnant fonctionnant en réflexion sous incidence oblique, à bande très étroite, accordable en longueur d'onde, et indépendant de la polarisation, destiné à la spectroscopie embarquée dont le cahier des charges précise :

- fonctionnement dans le proche infra-rouge (autour de 1575 nm)
- fonctionnement sous une incidence oblique voisine de 7°
- accordabilité sur une plage spectrale de $\pm 5\text{ nm}$
- réflectivité moyenne hors résonance de 10^{-4} sur un plage spectrale de $\pm 10\text{ nm}$
- efficacité proche de 100%
- facteur de qualité proche de 10 000

L'étude théorique du dispositif a été effectuée dans le cadre d'une co-direction de thèse avec l'équipe CLARTE de l'Institut Fresnel. L'étude technologique visant l'élabo-

ration des filtres a également bénéficié de l'implication de l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel. Le procédé complet d'élaboration des réseaux et d'assemblage du filtre, ainsi que la caractérisation des dispositifs ont été menés sur les équipements du LAAS-CNRS.

- L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire s'articule selon quatre chapitres :
- Le premier chapitre décrit les principes de base de fonctionnement des filtres à réseau résonnant. Il propose une approche progressive en partant de l'exemple d'un filtre à réseau unidimensionnel sous différentes conditions d'incidence et en explorant les principales propriétés de cette structure. Des configurations plus complexes sont ensuite abordées, pour lesquelles les particularités de fonctionnement sont étudiées. Ce chapitre se conclut par le choix de la structure la mieux adaptée aux objectifs poursuivis.
 - L'objectif du second chapitre est de présenter les différentes étapes de conception de la structure du filtre retenu. Cette conception s'appuie sur une méthode numérique développée à l'Institut Fresnel. Le processus mis en œuvre pour l'optimisation des propriétés de filtrage est exposé, et une étude paramétrique du filtre permet d'observer l'évolution de son comportement en fonction des caractéristiques des couches qui le constituent et du réseau qu'il porte.
 - Le troisième chapitre est consacré à la mise au point du procédé de fabrication du filtre. Afin de s'affranchir de verrous technologiques identifiés lors d'une précédente étude [4], deux voies d'amélioration sont proposées. La première voie concerne la réalisation de la structure multicouche, et la seconde porte sur la fabrication du réseau de diffraction. A l'issue d'une étude bibliographique, le choix du procédé à mettre en œuvre est arrêté. Les différentes étapes d'étalonnage de ce procédé et de caractérisation physique des éléments produits sont décrites.
 - Enfin, le dernier chapitre présente les caractérisations spectrales de diverses structures. Le banc de mesure spécifique mis en œuvre ainsi que la validation de son fonctionnement sont décrits. La caractérisation des éléments réalisés est menée selon deux configurations d'éclairage permettant de définir les meilleures conditions de mesure. Ces éléments sont ensuite assemblés pour constituer le filtre recherché. On procède alors à la caractérisation de ce filtre en étudiant l'influence de la polarisation de l'onde incidente sur sa réponse spectrale. Les résultats expérimentaux sont analysés et des causes probables d'écart au comportement théorique sont avancées.

Chapitre 1

Filtres à réseau résonnant en réflexion : rappels théoriques

1.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire les principes de base de fonctionnement des filtres à réseau résonnant. Le chapitre est divisé en six parties.

Dans la première partie nous allons présenter la structure du filtre à réseau résonnant et introduire les notations pour décrire celui-ci.

Puis, dans la deuxième section, le principe de fonctionnement sera expliqué sur un exemple de filtre à réseau unidimensionnel (périodique selon une seule direction), éclairé en incidence conique (plan d'incidence quelconque). Nous introduirons une condition de résonance pour la structure, soit une condition de couplage de l'onde incidente via le réseau de diffraction. La condition sur la polarisation de l'onde incidente pour effectuer ce couplage sera également évoquée.

Ensuite, les propriétés principales du pic de résonance pour un filtre sous incidence oblique seront présentées dans la troisième partie. L'incidence oblique correspond en effet à la configuration la plus simple pour laquelle un seul mode est excité à la fois. Par la suite nous allons définir ce que nous entendons par réponse de filtre indépendant de la polarisation de l'onde incidente et présenter les conditions nécessaires pour l'obtenir.

Des configurations plus complexes seront discutées dans la quatrième partie de ce chapitre. D'abord, nous allons parler des particularités de fonctionnement du filtre sous l'incidence normale. Après nous expliquerons comment modifier les paramètres du filtre afin de le rendre accordable en longueur d'onde de fonctionnement. Enfin, des exemples de configurations de filtres indépendants de la polarisation, que l'on trouve dans la littérature, seront présentés.

Dans la cinquième partie, des filtres à réseau résonnant seront comparés aux filtres conventionnels multicouches en fonction de leur performance et facilités de fabrication.

Pour conclure nous allons expliquer le choix de la structure de filtre pour obtenir la réponse accordable en longueur d'onde et, en même temps, indépendante de la polarisation.

1.2 Notations

Les filtres à réseaux résonnants (FRR) sont constitués d'un réseau sub-longueur d'onde gravé dans un empilement multicouche. Les paramètres principaux d'une telle structure, présentée sur la figure 1.1 pour le réseau de diffraction 1D (périodique selon une seule direction), sont :

- Pas du réseau Λ
- Vecteur du réseau \vec{K}

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{x} \quad (1.1)$$

- Hauteur du réseau h
- Largeur de crête w_b
- Largeur de creux w_c
- Indices de réfraction du substrat n_s et superstrat n_a
- Indices de réfraction de l'empilement : haut n_h et bas n_b
- Facteur de remplissage FF

$$FF = \frac{w_b}{\Lambda} \quad (1.2)$$

La structure est éclairée par une onde plane depuis le superstrat. L'onde plane est caractérisée par :

- Longueur d'onde de l'onde incidente λ_i
- Vecteur d'onde de l'onde incidente \vec{k}_i
- Vecteur d'onde de l'onde réfléchie (respectivement transmise) dans l'ordre de diffraction m : \vec{k}_{r_m} (respectivement \vec{k}_{t_m})
- L'angle d'incidence θ_i et l'angle de l'onde réfléchie (respectivement transmise) dans l'ordre 0, par rapport à la normale au réseau (axe OZ) : θ_r (respectivement θ_t)
- Plan d'incidence Ω , plan défini par \vec{k}_i et la normale OZ
- L'angle ϕ entre le plan d'incidence et l'axe OX
- Polarisation de l'onde incidente \vec{s}_i : champ électrique $\vec{E}_i \perp \Omega$
- Polarisation de l'onde incidente \vec{p}_i : champ électrique $\vec{E}_i \in \Omega$

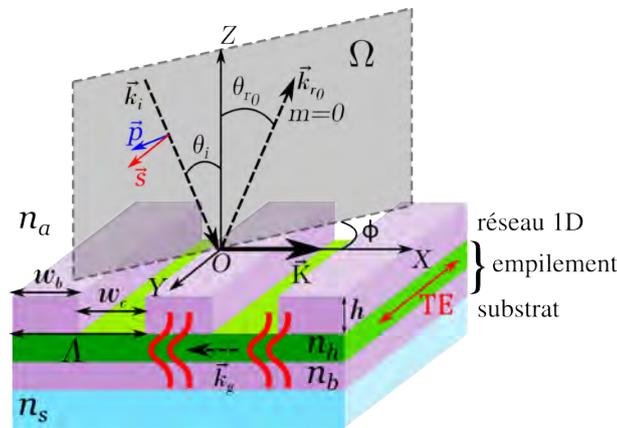


Figure 1.1 – Schéma d'un filtre à réseau résonnant avec un réseau 1D.

Les vecteurs $\vec{k}_i, \vec{s}_i, \vec{p}_i$ forment un trièdre direct :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{s}_i = \frac{\vec{k}_i \times \vec{z}}{|\vec{k}_i \times \vec{z}|} \\ \vec{p}_i = \frac{\vec{s}_i \times \vec{k}_i}{|\vec{s}_i \times \vec{k}_i|} \end{array} \right. \quad (1.3a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{s}_i = \frac{\vec{k}_i \times \vec{z}}{|\vec{k}_i \times \vec{z}|} \\ \vec{p}_i = \frac{\vec{s}_i \times \vec{k}_i}{|\vec{s}_i \times \vec{k}_i|} \end{array} \right. \quad (1.3b)$$

Les ordres de diffraction m (où m est un nombre entier relatif) supportés par le réseau peuvent être déterminés avec l'équation des réseaux généralisée au cas de l'incidence conique 1.4 :

$$\vec{\kappa}_m = \vec{\kappa}_i + m \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{x} \quad (1.4)$$

où $\vec{\kappa}_i$ et $\vec{\kappa}_m$ désignent les projections des vecteurs d'onde de l'onde incidente et diffractée dans l'ordre m respectivement. Afin de limiter les pertes d'énergie par diffraction, nous choisissons, pour toutes les structures étudiées, les paramètres de telle façon qu'un seul ordre de diffraction (l'ordre 0) soit propagatif dans le substrat et superstrat, autrement dit tels que la norme de $\vec{\kappa}_m$ soit inférieure à $n_a k_0$ et $n_s k_0$. Par conséquent, les réseaux seront sub-longueur d'onde, c'est-à-dire que le pas du réseau sera inférieur à une longueur

d'onde de l'onde incidente : $\Lambda < \lambda_i$. Les ordres de diffraction autres que l'ordre 0 sont évanescents dans le substrat et superstrat.

1.3 Principe de base des filtres à réseaux résonnants

La structure du filtre à réseau résonnant présentée sur la figure 1.1 est composée d'un empilement, constituant le guide, surmonté par le réseau de diffraction. La constante diélectrique du filtre $\epsilon(x, y, z)$ peut être présentée comme la somme d'une permittivité invariante selon x et y , soit non perturbée $\epsilon_{ref}(z)$ (empilement planaire de référence) et de la permittivité modulée par le réseau $\Delta\epsilon(x, y, z)$ (eq. 1.5). Ici et par la suite on suppose que les matériaux sont non magnétiques, ainsi la perméabilité magnétique relative $\mu = 1$.

$$\epsilon(x, y, z) = \epsilon_{ref}(z) + \Delta\epsilon(x, y, z) \quad (1.5)$$

Selon la théorie des milieux effectifs, la permittivité diélectrique moyenne ϵ_{ref} est différente selon la direction du champ électrique. Lorsque le champ électrique est perpendiculaire au vecteur du réseau \vec{K} (figure 1.2a), la permittivité moyenne est la moyenne géométrique (eq. 1.7) de la permittivité du réseau. Lorsque le champ électrique est parallèle au vecteur du réseau \vec{K} (figure 1.2b), la permittivité moyenne est la moyenne harmonique (eq. 1.6) de la permittivité du réseau. Dans notre cas, le matériau des creux est l'air, ainsi $\epsilon_c = \epsilon_a = n_a^2$.

$$\left\langle \frac{1}{\epsilon_{//}} \right\rangle = \frac{FF}{\epsilon_b} + \frac{1 - FF}{\epsilon_c} \quad (1.6)$$

$$\langle \epsilon_{\perp} \rangle = FF\epsilon_b + (1 - FF)\epsilon_c \quad (1.7)$$

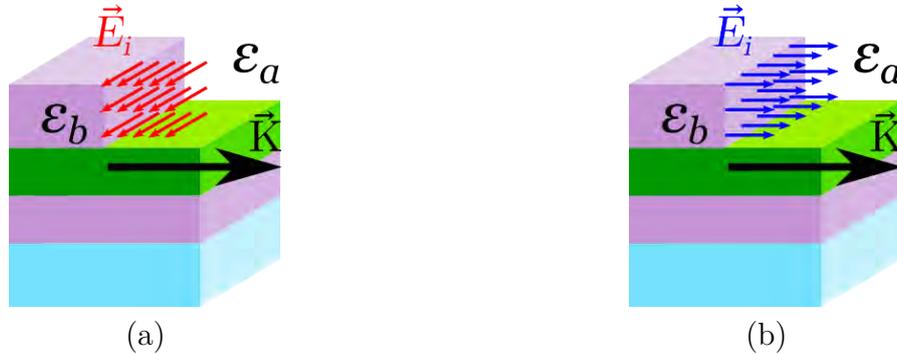


Figure 1.2 – Représentation graphique de la biréfringence sous l'incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$) : (a) pour la polarisation \vec{s} avec moyenne géométrique ϵ_{\perp} et (b) polarisation \vec{p} avec moyenne harmonique $\epsilon_{//}$.

Autrement dit, en absence de résonance, pour l'onde incidente, le réseau se comporte comme une couche homogène biréfringente. L'effet d'anisotropie devient d'autant plus important que le réseau est profond [5]. Dans le cas d'une faible hauteur du réseau, le filtre peut être modélisé hors résonance par une structure planaire équivalente avec une couche réseau homogénéisée anisotrope.

On suppose que l'empilement planaire supporte au moins un mode guidé, dans l'intervalle de longueurs d'ondes d'intérêt, d'indice effectif n_{eff} tel que $n_{eff} > \max(n_a, n_s)$ (mode évanescent dans le substrat et le superstrat) et $n_{eff} < \max(n_h, n_b)$ (mode propagatif dans au moins une couche).

Dans la suite, pour expliquer le principe de fonctionnement des structures étudiées, nous supposons que le réseau n'introduit qu'une faible perturbation sur le mode guidé. En particulier, l'indice effectif restera proche de n_{eff} et le champ restera soit transverse électrique TE (champ électrique \perp à la direction de propagation), soit transverse magnétique TM (champ magnétique \perp à la direction de propagation).

Sous certaines conditions sur la longueur d'onde incidente λ_i , l'angle d'incidence θ_i , l'angle ϕ et le pas de réseau Λ , il est possible de coupler une onde incidente au mode guidé dans l'empilement via un ordre de diffraction évanescent.

Une onde couplée dans l'empilement peut également en être découplée. L'interférence constructive entre le faisceau diffracté et les ondes découplées génère un pic de résonance extrêmement étroit dans la réponse spectrale de la structure.

1.3.1 Équation de couplage et de découplage

L'excitation d'un mode de la structure via un ordre de diffraction m est réalisé lorsque la projection dans le plan du réseau du vecteur d'onde de l'ordre de diffraction m est égale au vecteur d'onde \vec{k}_g du mode guidé. La condition de couplage s'écrit donc :

$$\vec{\kappa}_i + m\vec{K} \simeq \vec{k}_g \quad (1.8)$$

Pour le réseau 1D sous l'incidence classique (plan d'incidence $\Omega \perp$ aux traits du réseau, soit $\phi = 0^\circ$), la condition de couplage est donné par l'équation 1.9a, où α est la projection de \vec{k}_i sur l'axe OX , k_0 est le nombre d'onde, n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé et m est l'ordre de diffraction avec lequel on couple.

$$\begin{cases} \alpha + mK \simeq \pm k_0 n_{eff} & (1.9a) \\ \alpha = n_a k_0 \sin \theta_i & (1.9b) \\ k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_i} & (1.9c) \end{cases}$$

Comme $n_{eff} > n_a$, l'équation du couplage 1.9a montre que le mode guidé peut être excité uniquement avec les ordres de diffraction supérieurs à zéro. La figure 1.3 donne deux représentations graphiques du couplage via l'ordre $m = -1$. La figure 1.3 (a) indique le couplage à longueur d'onde constante (le cercle représente une coupe de la relation de dispersion du mode guidé à λ donnée). La figure 1.3 (b) montre la relation de dispersion $k_g(\lambda)$, le trait en pointillés correspond au cône de lumière.

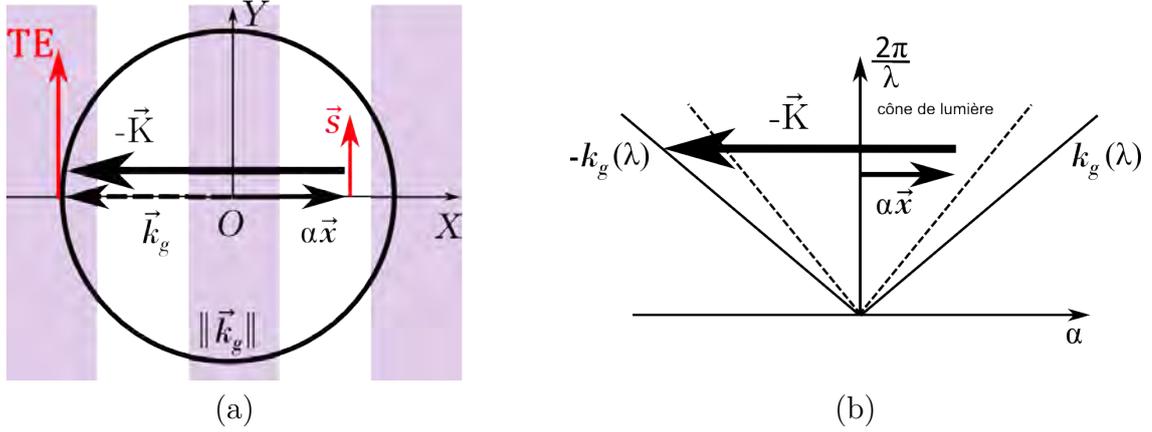


Figure 1.3 – Représentations graphiques du couplage via l'ordre $m = -1$: (a) couplage à λ constante, (b) la relation de dispersion $k_g(\lambda)$.

1.3.2 Condition sur la polarisation de l'onde incidente

À la condition de couplage sur les vecteurs d'onde se rajoute une condition sur la polarisation du champ incident : l'intégrale de couplage [6] entre le champ incident et le champ du mode est nulle si le champ électrique incident et le champ électrique du mode guidé sont orthogonaux entre eux.

Pour la structure présentée sur la figure 1.1, sous l'incidence classique (plan d'incidence est perpendiculaire aux trait de réseau, soit $\phi = 0^\circ$ sur la figure 1.1), le mode guidé est soit TE , avec son champ électrique perpendiculaire à \vec{k}_g et parallèle à l'axe OY , soit TM , avec un champ magnétique perpendiculaire à \vec{k}_g . Ainsi, un mode TE a un champ électrique parallèle à \vec{s}_i et perpendiculaire à \vec{p}_i et un mode TM a un champ électrique perpendiculaire à \vec{s}_i . Le mode guidé TE sera donc couplé par une onde incidente polarisée s . La représentation graphique de ce couplage est donnée en rouge sur la figure 1.3 (a). Le couplage entre le mode guidé TE et une onde incidente polarisée p est nul.

1.4 Propriétés du pic de résonance en incidence oblique classique

Comme on a vu précédemment, la résonance se produit quand la projection du vecteur d'onde incident satisfait l'équation de couplage, soit pour une longueur d'onde et une direction donnée de l'onde incidente. Le champ diffracté dans le superstrat constitue la réponse du filtre en réflexion. Le champ diffracté est relié au champ incident par les fonctions de transfert, soit les coefficients de réflexion $R(\theta_i, \lambda_i)$ et de transmission $T(\theta_i, \lambda_i)$ du filtre.

La résonance se traduit par l'apparition d'un pic dans la réponse du filtre en réflexion. La longueur d'onde pour laquelle le pic est obtenu est appelée longueur d'onde de résonance λ_{res} . Nous donnons ici les propriétés du pic de résonance dans le cas le plus simple où un seul mode est excité, ce qui est en général vrai en incidence oblique (en incidence normale, pour un réseau 1D, deux modes guidés contra-propagatifs sont excités pour la

même longueur d'onde). Pour plus de simplicité, nous considérons une incidence classique ($\phi = 0^\circ$).

1.4.1 Finesse spectrale

Nous définissons la largeur spectrale $\Delta\lambda$ comme la largeur totale à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*) autour de la longueur d'onde de résonance λ_{res} .

Il est possible de trouver la largeur spectrale en fonction des paramètres de la structure grâce à des modèles approchés [1, 7]. Lorsque le filtre est éclairé avec une onde plane, la largeur spectrale $\Delta\lambda$ dépend de plusieurs paramètres tels que la profondeur du réseau h [8], la modulation de la constante diélectrique (différence entre ϵ_b et ϵ_c), le coefficient de Fourier associé à l'ordre de diffraction permettant le couplage.

En prenant la modulation de la constante diélectrique ($\epsilon_b - \epsilon_c$) et/ou l'épaisseur du réseau h faibles il est possible d'obtenir un filtre à réseau résonnant avec une largeur spectrale inférieure à $0,1 \text{ nm}$ [1]. Il a été également démontré que $\Delta\lambda$ pour le mode guidé *TM* est en générale plus étroit que pour le mode *TE* [2, 8].

La largeur spectrale peut aussi être dépendante de la divergence du faisceau incident [9] et de l'angle d'incidence θ_i [10]. Regardons ces dépendances angulaires plus précisément.

1.4.2 Dépendance angulaire

L'équation de couplage (éq. 1.9) montre que la longueur d'onde de résonance dépend de manière quasiment linéaire de l'angle d'incidence. En différenciant l'équation de couplage, il est possible de relier le changement $d\lambda$ de la longueur d'onde de résonance λ_{res} avec le changement $d\theta$ de l'angle d'incidence, donné dans le cas où l'ordre de couplage est l'ordre (-1) par l'équation eq. 1.10. La figure 1.4 représente graphiquement l'équation 1.10.

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = \Lambda \cos \theta_i \quad (1.10)$$

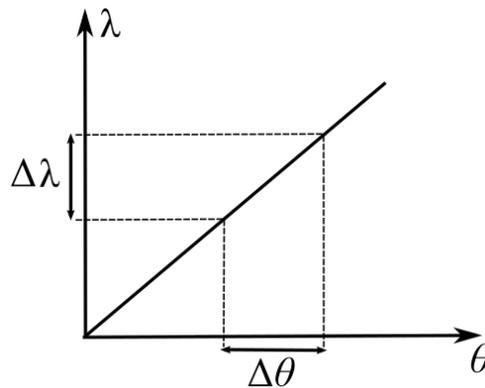


Figure 1.4 – Représentations graphiques de la dépendance angulaire du filtre à réseau résonnant.

On définit la tolérance angulaire $\Delta\theta$ comme la largeur angulaire à mi-hauteur du pic de réflectivité pour la longueur d'onde de résonance λ_{res} . L'équation 1.10 exprime aussi le lien entre la tolérance angulaire et la largeur spectrale du filtre. Pour l'onde plane, la

divergence du faisceau est nulle, ainsi toute l'énergie incidente est couplée au mode guidé pour la même longueur d'onde de résonance. Dans la pratique, le faisceau incident n'est pas une onde plane, il peut être représenté par un faisceau gaussien avec une divergence θ_{div} (angle complet) :

$$\theta_{div} = \frac{2\lambda_i}{\pi\omega_0 n_a} \quad (1.11)$$

où ω_0 est le rayon de ceinture (waist) du faisceau gaussien à $1/e$ en amplitude. Pour les faibles ω_0 , $\theta_{div} > \Delta\theta$, ainsi l'énergie incidente en dehors de la tolérance angulaire du filtre en réflexion n'est pas couplée au mode et par conséquent est transmise. La réponse totale en réflexion est donc dégradée. La figure 1.5 montre la variation de la réflectivité, de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ et de la tolérance angulaire $\Delta\theta$ en fonction de la taille du faisceau ω_0 . Ces effets ont été étudiés dans [11].

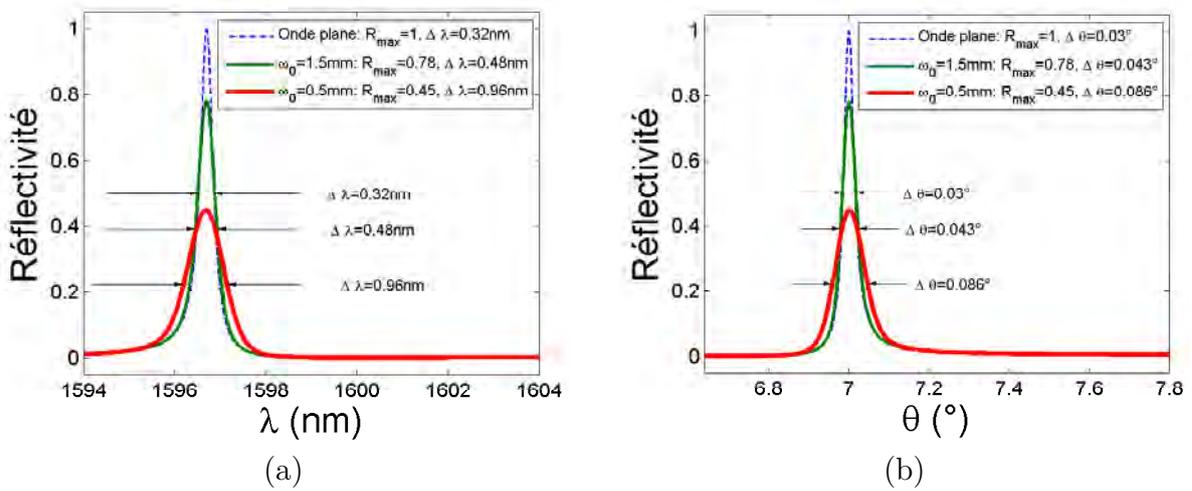


Figure 1.5 – Caractéristiques de fonctionnement du filtre à réseau résonnant : (a) largeur spectrale $\Delta\lambda$ pour l'angle d'incidence $\theta_i = 7^\circ$ et (b) tolérance angulaire $\Delta\theta$ en fonction du rayon de ceinture du faisceau incident ω_0 . Les paramètres de la structure simulé sont données sur la figure 2.6 (a) pour $\phi = 0^\circ$.

Plus $\Delta\lambda$ est étroit, plus la tolérance angulaire du filtre est faible et plus la réponse du filtre va être dégradée rapidement lorsque la taille du faisceau incidente décroît [12].

1.4.3 Taux de réjection

Le taux de réjection quantifie l'énergie dans le pic de résonance de la réponse spectrale du filtre par rapport à l'énergie en dehors de la résonance.

On cherche à concevoir un filtre fonctionnant en réflexion. Ainsi l'empilement du filtre doit être un bon anti-reflet (AR) afin de minimiser la réflexion en dehors de la résonance.

Pour définir le taux de réjection pour un filtre en réflexion, on considère l'énergie réfléchié dans un intervalle de longueurs d'onde de largeur a situé autour de la longueur d'onde de résonance (énergie notée F_a) et l'énergie réfléchié dans un intervalle de longueurs d'onde de largeur l ($l > a$) situé autour de la longueur d'onde de résonance (énergie notée

F_l). L'intervalle de largeur a correspond en général à une fois la bande passante $\Delta\lambda$ du filtre. Le taux de réjection est alors défini par (eq. 1.12).

$$\tau_r = \frac{F_a}{F_l - F_a} \quad (1.12)$$

Comme pour la permittivité diélectrique (eq. 1.5), la réponse du filtre en réflexion peut être présentée comme la somme de la réflexion de la structure plane équivalente avec une couche réseau homogénéisée (fonction anti-reflet r_{AR}) et une réflexion résonnante (fonction filtre r_{res}) représentée sous la forme d'une fonction lorentzienne de centrage λ_{res} , la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ et de maximum 1. La réflexion du filtre r_{tot} en amplitude est donnée par l'équation 1.13a, où R_{AR} est la réflexion non-résonnant en énergie et δ est le déphasage entre r_{AR} et r_{res} .

$$\begin{cases} r_{tot} = r_{AR} + r_{res} & (1.13a) \\ r_{AR} = \sqrt{R_{AR}} \exp[i\delta] & (1.13b) \\ r_{res} = \frac{\Delta\lambda/2}{\lambda - (\lambda_{res} + i\Delta\lambda/2)} & (1.13c) \end{cases}$$

La réflexion totale en énergie est donnée par

$$R_{tot} = |r_{AR} + r_{res}|^2 \quad (1.14)$$

Pour mettre en évidence l'influence de l'anti-reflet dans la réponse du filtre, nous avons représenté R_{tot} pour deux valeurs de R_{AR} , 10^{-4} et 10^{-5} (supposée constante sur toute la plage de longueurs d'onde considérées) et pour différentes valeurs de déphasage δ (fig. 1.6).

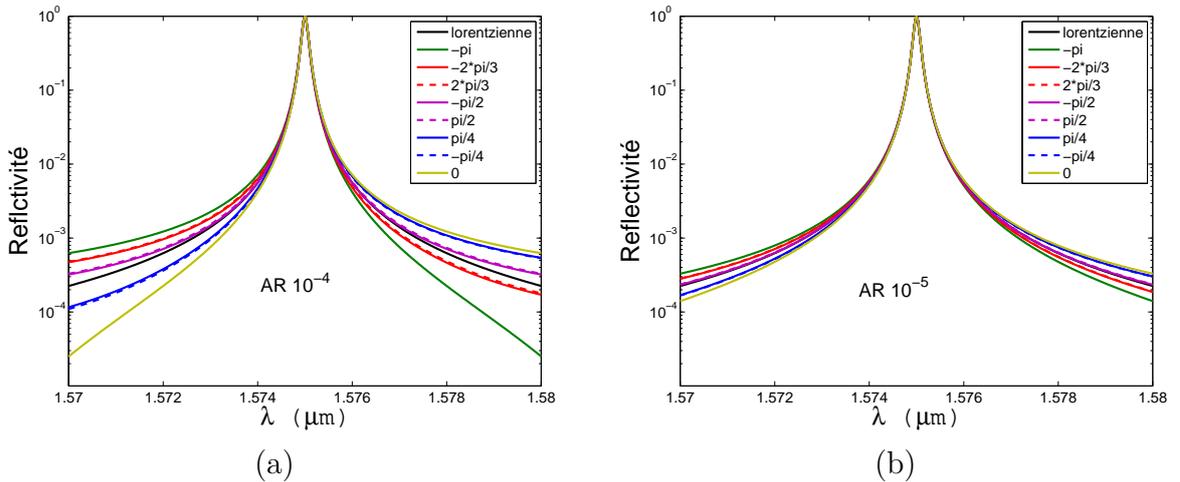


Figure 1.6 – Impact de l'amplitude et de la phase de la réflexion non résonnante sur la réflexion totale pour $\lambda_{res} = 1,575 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,15 \text{ nm}$: (a) $R_{AR} = 10^{-4}$, (b) $R_{AR} = 10^{-5}$

La figure 1.6 montre la symétrie pour les courbes avec la phase $\pm\pi/2$, ainsi que la dépendance suivante :

$$\begin{cases} R(\lambda > \lambda_{res}) > R(\lambda < \lambda_{res}), \text{ pour } & -\pi/2 < \delta < \pi/2 \\ R(\lambda > \lambda_{res}) < R(\lambda < \lambda_{res}), \text{ pour } & \pi/2 < \delta < 3\pi/2 \end{cases} \quad (1.15)$$

L'influence de la partie non-résonnante sur la réflexion totale parait négligeable sur l'intervalle $[1, 57; 1, 58] \mu m$ pour un anti-reflet de 10^{-5} . Par conséquent, en améliorant l'anti-reflet, on va s'approcher de la courbe lorentzienne, mais ses pieds ne pourront pas être inférieurs 10^{-4} sur cet intervalle. Ainsi, cela va limiter le taux de réjection.

À partir des équations 1.12-1.14 on peut estimer le taux de réjection. L'énergie réfléchie dans un intervalle de largeur j centré sur λ_{res} est $\int_{\lambda_{res}-j/2}^{\lambda_{res}+j/2} d\lambda R_{tot}(\lambda)$. Dans le meilleur cas ($R_{AR} = 0$)

$$\begin{cases} F_{[j]} = \Delta\lambda \arctan\left(\frac{j}{\Delta\lambda}\right) \end{cases} \quad (1.16a)$$

$$\begin{cases} F_{[\Delta\lambda]} = \Delta\lambda \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (1.16b)$$

$$\begin{cases} F_{[\infty]} = \Delta\lambda \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (1.16c)$$

où les équations 1.16b et 1.16c correspondent respectivement à l'énergie réfléchie dans un intervalle de largeur $\Delta\lambda$ et sur tout le spectre.

Les calculs montrent que la moitié de l'énergie réfléchie est concentrée dans les ailes de la lorentzienne (en dehors de la bande passante $\Delta\lambda$ du pic de résonance), et que le taux de réjection maximal (avec le meilleur anti-reflet) accessible est 1, selon cette définition.

En prenant les données de notre cahier de charge $\Delta\lambda = 0, 15 \text{ nm}$ et $l = \pm 15 \text{ nm}$, pour $\lambda_{res} = 1, 575 \mu m$, le taux de réjection maximal que l'on peut obtenir $\tau_r(a = \Delta\lambda) = 1, 006$ (avec le meilleur anti-reflet) selon cette définition.

1.4.4 Dépendance à la polarisation

Il n'est pas possible de contrôler la polarisation de l'onde incidente provenant de la Terre. Ainsi il est indispensable d'avoir un filtre indépendant de la polarisation pour éviter les pertes du signal.

Nous dirons que la réponse du filtre à réseau résonnant est indépendante de la polarisation si sa longueur d'onde de résonance λ_{res} , la largeur spectrale $\Delta\lambda$ et la réflectivité maximale à λ_{res} restent invariantes quelle que soit la polarisation de l'onde incidente.

En 2002, Fehrembach et al. ont présenté une théorie phénoménologique du filtrage par les structures à réseaux résonnants [13]. Ils ont démontré qu'une condition suffisante pour obtenir un fonctionnement indépendant de la polarisation est d'exciter simultanément deux modes dégénérés avec des polarisations incidentes orthogonales. Nous allons reprendre certains des développements présentés dans [13] afin d'expliquer comment obtenir une réponse du filtre à réseau résonnant indépendante de la polarisation.

Nous allons commencer par la présentation de la matrice S (Scattering matrix) qui relie le champ incident au champ diffracté.

1.4.4.1 Formalisme de la matrice S

Considérons la structure du filtre avec deux directions de périodicité : une selon l'axe OX et l'autre selon l'axe OY (fig. 1.7). Les vecteurs du réseau sont \vec{K}_x et \vec{K}_y respectivement. Les développements présentés ici s'appliquent aussi si la structure n'est périodique que selon une seule direction.

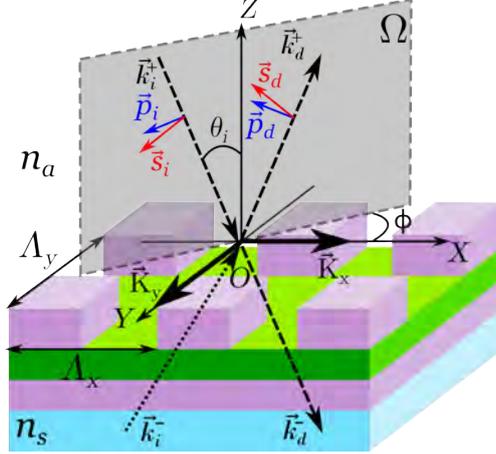


Figure 1.7 – Structure d'un filtre avec un réseau 2D, représentation des vecteurs incidents et diffractés.

L'onde incidente peut provenir du superstrat (\vec{k}_i^+), ou du substrat (\vec{k}_i^-). Les vecteurs d'onde incidentes \vec{k}_i^\pm peuvent être décomposés sur la base XYZ , comme présenté par l'équation 1.17a, où α , β et $\mp\gamma^\pm$ sont les projections de \vec{k}_i^\pm sur les axes X , Y et Z respectivement.

$$\begin{cases} \vec{k}_i^\pm = \alpha\vec{x} + \beta\vec{y} \mp \gamma^\pm\vec{z} & (1.17a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \alpha = n_a k_0 \sin \theta_i \cos \phi & (1.17b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \beta = n_a k_0 \sin \theta_i \sin \phi & (1.17c) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \gamma^+ = \sqrt{\epsilon_a k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2} & (1.17d) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \gamma^- = \sqrt{\epsilon_s k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2} & (1.17e) \end{cases}$$

Comme dans les équations 1.3a-1.3b, on introduit la base des vecteurs orthogonaux \vec{k}_i^\pm , \vec{s}_i^\pm , \vec{p}_i^\pm afin de décrire les états de polarisation de l'onde incidente.

Ainsi, le champ incident \vec{E}_i peut s'écrire sous la forme des équations 1.18a-1.18b.

$$\begin{cases} \vec{E}_i^\pm = \vec{P}_i^\pm \exp[i(\alpha x + \beta y \mp \gamma^\pm z)] & (1.18a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{P}_i^\pm = A_i^{\pm,s} \vec{s}_i^\pm + A_i^{\pm,p} \vec{p}_i^\pm & (1.18b) \end{cases}$$

Les ondes incidentes provenant du superstrat et du substrat simultanément génèrent les ondes diffractées dans le superstrat (de vecteur d'onde \vec{k}_d^+) et dans le substrat (de vecteur d'onde \vec{k}_d^-). Il faut rappeler que les champs diffractés propagatifs sont ceux de l'ordre $m = 0$ uniquement.

Le champ diffracté dans l'ordre 0 dans le superstrat \vec{E}_d^+ ou substrat \vec{E}_d^- peut être exprimé sous la forme (eq. 1.19) :

$$\vec{E}_d^\pm = \vec{P}_d^\pm \exp[i(\alpha x + \beta y \pm \gamma^\pm z)] \quad (1.19)$$

Les amplitudes du champ diffracté peuvent être projetées sur les vecteurs de polarisation \vec{s}_d et \vec{p}_d , définis comme pour l'onde incidente (eq. 1.3a-1.3b). Ainsi, ces champs peuvent s'écrire sous la forme de vecteurs 1.20a-1.20b, où $\sqrt{\gamma^\pm}$ est un coefficient de normalisation.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_i = \begin{bmatrix} A_i^{+,s_i} \sqrt{\gamma^+} \\ A_i^{+,p_i} \sqrt{\gamma^+} \\ A_i^{-,s_i} \sqrt{\gamma^-} \\ A_i^{-,p_i} \sqrt{\gamma^-} \end{bmatrix} \\ \vec{E}_d = \begin{bmatrix} A_d^{+,s_d} \sqrt{\gamma^+} \\ A_d^{+,p_d} \sqrt{\gamma^+} \\ A_d^{-,s_d} \sqrt{\gamma^-} \\ A_d^{-,p_d} \sqrt{\gamma^-} \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (1.20a)$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{E}_d = \begin{bmatrix} A_d^{+,s_d} \sqrt{\gamma^+} \\ A_d^{+,p_d} \sqrt{\gamma^+} \\ A_d^{-,s_d} \sqrt{\gamma^-} \\ A_d^{-,p_d} \sqrt{\gamma^-} \end{bmatrix} \end{array} \right\} \quad (1.20b)$$

Les composantes du champ incident sont reliées aux composantes du champ diffracté par des coefficients de réflexion et de transmission. Ces coefficients peuvent être présentés sous forme matricielle, soit la matrice de diffraction S. Nous nous intéressons seulement aux coefficients de l'ordre 0, car seul cet ordre est propagatif. Ainsi on obtient un système d'équations 1.21a-1.21b [13].

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_d = \mathbf{S} \vec{E}_i \end{array} \right. \quad (1.21a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{S} = \begin{bmatrix} R_{s_i, s_d}^+ & R_{p_i, s_d}^+ & T_{s_i, s_d}^- & T_{p_i, s_d}^- \\ R_{s_i, p_d}^+ & R_{p_i, p_d}^+ & T_{s_i, p_d}^- & T_{p_i, p_d}^- \\ T_{s_i, s_d}^+ & T_{p_i, s_d}^+ & R_{s_i, s_d}^- & R_{p_i, s_d}^- \\ T_{s_i, p_d}^+ & T_{p_i, p_d}^+ & R_{s_i, p_d}^- & R_{p_i, p_d}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}^+ & \mathbf{T}^- \\ \mathbf{T}^+ & \mathbf{R}^- \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (1.21b)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission introduits dans l'équation 1.21b prennent en compte la polarisation du champ incident et du champ diffracté. Par exemple, le coefficient de réflexion R_{s_i, s_d}^+ correspond à l'amplitude réfléchi en polarisation s_d lorsque le champ incident est polarisé selon s_i .

Quand l'onde incidente ne provient que du superstrat, l'énergie réfléchi dans le superstrat et transmise dans le substrat fait intervenir les matrices de réflexion et de transmission en énergie $\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+$ et $\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+$. Ce sont des matrices hermitiennes, ainsi les vecteurs propres de $\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+$ (notés $\vec{V}_a^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+}$ et $\vec{V}_b^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+}$) sont orthogonaux entre eux, de même que ceux de $\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+$ (notés $\vec{V}_a^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+}$ et $\vec{V}_b^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+}$) et leur valeurs propres (notées $L_a^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+}$ et $L_b^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+}$ pour $\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+$, $L_a^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+}$ et $L_b^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+}$ pour $\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+$) sont réelles et positives. Les énergies réfléchi et transmise s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} |R|^2 = \langle \vec{E}_d^+ | \vec{E}_d^+ \rangle = L_a^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+} |\langle \vec{E}_i^+ | \vec{V}_a^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+} \rangle|^2 + L_b^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+} |\langle \vec{E}_i^+ | \vec{V}_b^{\mathbf{R}^{+*} \mathbf{R}^+} \rangle|^2 \end{array} \right. \quad (1.22a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} |T|^2 = \langle \vec{E}_d^- | \vec{E}_d^- \rangle = L_a^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+} |\langle \vec{E}_i^+ | \vec{V}_a^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+} \rangle|^2 + L_b^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+} |\langle \vec{E}_i^+ | \vec{V}_b^{\mathbf{T}^{+*} \mathbf{T}^+} \rangle|^2 \end{array} \right. \quad (1.22b)$$

où $\langle . | . \rangle$ désigne le produit scalaire hermitien.

Ces équations montrent le résultat fondamental suivant : les valeurs propres de $\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+$ (respectivement $\mathbf{T}^{+*}\mathbf{T}^+$) correspondent aux bornes de la réflexion (respectivement transmission) lorsque la polarisation incidente décrit tous les états possibles.

Prenons un champ incident de polarisation quelconque \vec{E}_i^+ . Ce champ peut être projeté sur la base orthogonale des vecteurs propres $\vec{V}_a^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+}$ et $\vec{V}_b^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+}$ avec pour composantes a_i et b_i (eq. 1.23a). La réflexion va ainsi s'écrire sous la forme de l'équation 1.23c qui montre que $L_a^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+}$ et $L_b^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+}$ sont les valeurs extrêmes lorsque $|a_i|^2$ varie entre 0 et 1, soient les bornes de la réflectivité lorsque la polarisation incidente prend tous les états possibles.

$$\begin{cases} \vec{E}_i^+ = a_i \vec{V}_a^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+} + b_i \vec{V}_b^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+} & (1.23a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} |a_i|^2 + |b_i|^2 = 1 & (1.23b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} |R|^2 = (L_a^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+} - L_b^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+})|a_i|^2 + L_b^{\mathbf{R}^{+*}\mathbf{R}^+} & (1.23c) \end{cases}$$

Ces bornes sont obtenues lorsque le champ incident est égal aux vecteurs propres. Ainsi, l'indépendance à la polarisation est obtenue lorsque les valeurs propres sont égales. D'autre part, il a été montré [13] que lorsqu'un seul mode est excité, la résonance affecte une seule valeur propre. L'autre valeur propre a la valeur de la réflexion (ou transmission) de la structure planaire équivalente (fig. 1.8, a). Ainsi, on ne peut espérer obtenir l'indépendance à la polarisation que si deux modes peuvent être excités simultanément (pour la même longueur d'onde et la même incidence) avec des polarisations orthogonales (fig. 1.8, b).

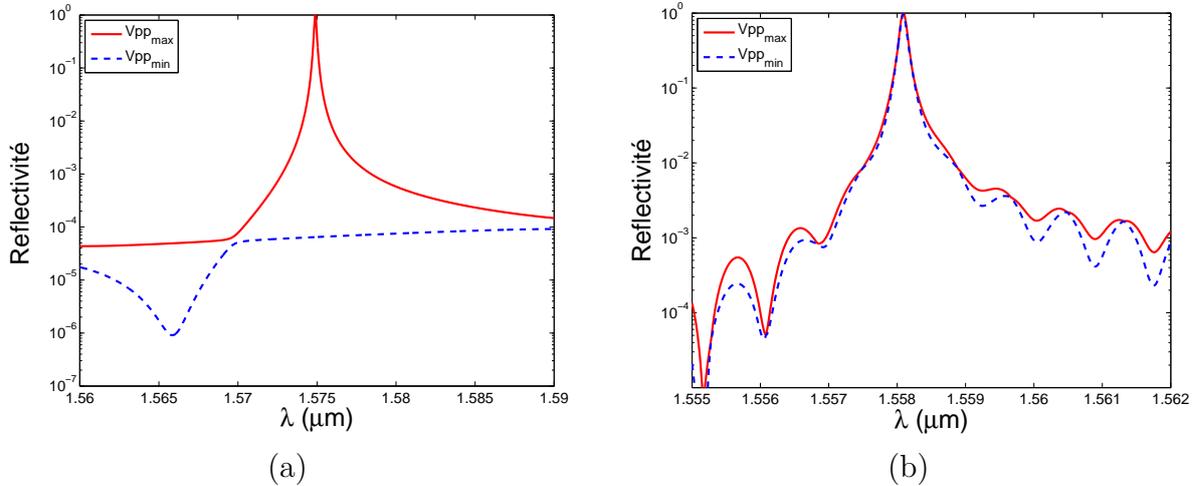


Figure 1.8 – Exemple des limites supérieure $V_{pp_{max}}$ et inférieure $V_{pp_{min}}$ de la réflectivité lorsque l'onde incidente prend tout les états de polarisation pour la structure :(a) pas indépendante de la polarisation. La structure est composé de 6 couches. Paramètres des couches en commençant par le substrat semi-infini ($n = 1, 44$) : 59, 46 nm ($n = 2, 21$), 94, 57 nm ($n = 1, 47$), 192, 36 nm ($n = 2, 21$), 200 nm ($n = 1, 47$), 10 nm ($n = 2, 21$), 90 nm ($n = 1, 47$), pas du réseau $\Lambda = 867$ nm et facteur de remplissage $FF = 0,5$; (b) indépendante de la polarisation. Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour celle représentée sur la figure 2.2, sauf $\theta = 10^\circ$.

1.5 Comment modifier les caractéristiques du pic de résonance

Dans cette partie nous allons voir comment on peut utiliser des configurations où plusieurs modes sont excités, ou bien modifier certains paramètres du réseau résonnant afin d'obtenir des propriétés telles que l'accordabilité en longueur d'onde, l'indépendance à la polarisation, la tolérance angulaire.

1.5.1 Fonctionnement du filtre en incidence normale

Ce type d'incidence ne nous intéresse *a priori* pas, car le cahier des charges impose de travailler en incidence oblique. Cependant, la caractérisation du dispositif, qui sera présentée dans le quatrième chapitre, est effectuée non seulement en incidence oblique, mais aussi en incidence normale.

L'équation de couplage (eq. 1.8) peut être satisfaite pour un mode guidé couplé via l'ordre de diffraction positif $+m$ ou via $-m$.

En incidence normale, le couplage via $+m$ et $-m$ a lieu simultanément (pour la même longueur d'onde), et les modes excités se propagent dans des directions opposées, ils sont contra-propagatifs. Cela se passe quand les relations de dispersion des deux modes se croisent. Sur la figure 1.9 (gauche), les courbes de la relation de dispersion pour les deux modes contrapropagatifs sont présentées [11]. Les droites correspondent au cas de la structure de référence, où le réseau est représenté par une couche homogénéisée (Section 1.3.1 p. 15).

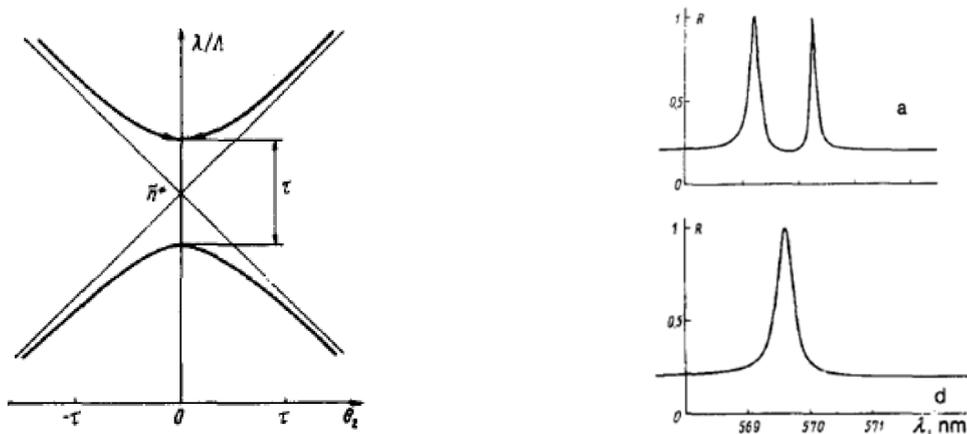


Figure 1.9 – Les réponses spectrales du filtre à réseau résonnant : (gauche) la variation de λ_{res}/Λ en fonction de l'angle d'incidence θ_i et (droite) la variation de la réflectivité en fonction de λ_i pour (droite a) $\theta_i = 0, 1^\circ$ et (droite d) pour $\theta_i = 0^\circ$ [11].

Ces deux modes se couplent entre eux, provoquant, au point de croisement des relations de dispersion l'apparition d'une bande interdite. La bande interdite est présentée par τ sur la figure 1.9 (gauche). La branche basse peut correspondre au mode symétrique et la branche haute au mode antisymétrique par rapport à l'axe OZ (ou inversement). Si, en incidence normale, le champ de l'onde incidente est symétrique par rapport à l'axe OZ

(cas d'une onde plane), il ne peut pas exciter un mode antisymétrique, ainsi quasiment tout l'énergie découplée provient de mode symétrique.

Dès que l'on n'est plus en incidence normale $\theta_i \neq 0$, on observe deux maxima de réflexion pour des longueurs d'onde distinctes : l'un correspondant au mode symétrique (aux basses longueurs d'onde dans le cas présent), et l'autre au mode anti-symétrique (*fig. 1.9 (droite a)*). La largeur spectrale $\Delta\lambda$ en incidence oblique est approximativement deux fois inférieure à celle en incidence normale [14] (*fig. 1.9 (droite a)*).

La configuration en incidence normale est intéressante car grâce à l'ouverture de la bande interdite, la relation de dispersion est aplatie, et la tolérance angulaire de la résonance est plus importante qu'en incidence oblique, et non proportionnelle à la largeur spectrale [12, 14, 15].

1.5.2 Accordabilité

Pour l'application en spectroscopie, on cherche à concevoir un filtre accordable en longueur d'onde. Selon l'équation du couplage (*eq. 1.8*), on peut ajuster la longueur d'onde de résonance λ_{res} en modifiant le pas du réseau Λ , l'indice effectif du mode n_{eff} ou le vecteur de l'onde incidente \vec{k}_i , donc l'angle d'incidence θ_i .

Les différentes possibilités pour modifier ces paramètres ont été présentées dans la littérature. Zhang et al. proposent d'utiliser des actuateurs thermiques en technologie MEMS (Micro Electro Mechanical System) [16] pour modifier le pas du réseau. Leur réseau ne fait que $35 \mu m$ par $60 \mu m$ et ce sont les actuateurs qui occupent la plupart de la place disponible sur la puce.

Une autre solution a été présentée par Magnusson et al. [17], où il est proposé de modifier le profil du réseau en utilisant la structure décrite sur la figure 1.10 (a). Le profil est modifié en déplaçant un réseau par rapport à l'autre sur une distance F_{tune} permettant ainsi d'obtenir l'accordabilité (*fig. 1.10, b*). Les pics de résonance sont très sensibles à la variation de F_{tune} : $\frac{\Delta\lambda_{res}}{\Delta F_{tune}} = \frac{300 \text{ nm}}{120 \text{ nm}}$. Ainsi, pour obtenir l'accordabilité de λ_{res} sur un plage de $\pm 10 \text{ nm}$ il faut un déplacement F_{tune} de $\pm 4 \text{ nm}$. A cette échelle, ce déplacement sera très difficilement contrôlable. De plus, la largeur spectrale augmente quand le pic de résonance se décale vers les longueurs d'ondes plus élevées.

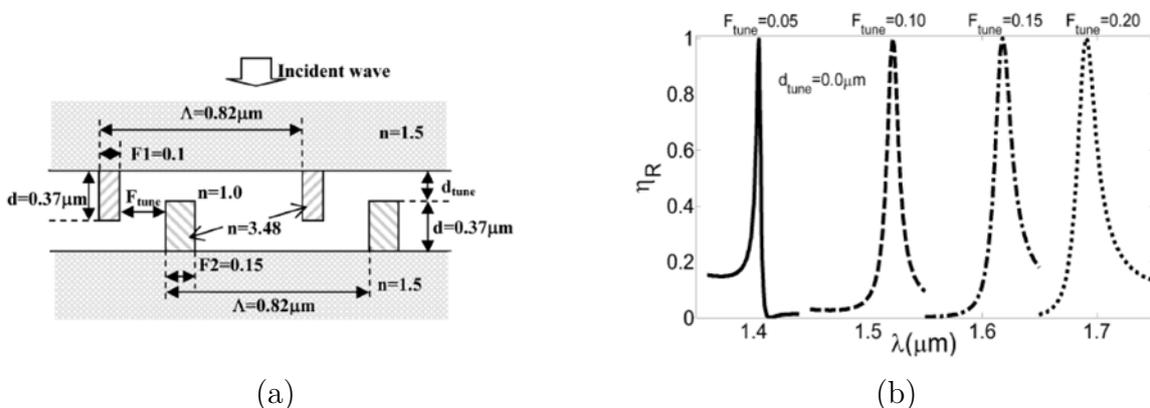


Figure 1.10 – Exemple de FRR accordable en longueur d'onde par modification du profil du réseau : schéma de la structure (a) et ses réponses spectrales calculées en fonction de $F_{tune}(\mu m)$ (b) [17].

Il est possible de fabriquer un FRR en intégrant des matériaux avec un indice de réfraction modulable, tels que les cristaux liquides [18,19], les oxydes transparents conducteurs [20], les matériaux avec une constante thermo-optique relativement grande [21] ou dopés avec des éléments chimiques non-linéaires [22], etc... Grâce à la modulation d'indice de réfraction, la longueur d'onde de résonance peut être contrôlée. Par exemple, une variation de longueur de résonance de 20 nm est décrite par Chang et al. [18], mais s'accompagne d'un changement de largeur spectrale de 17% (pour une valeur initiale de 1,5 nm). Comme beaucoup de matériaux de ce type perdent leurs propriétés quand ils sont exposés aux très hautes températures, ils deviennent ainsi peu intéressants pour une application spatiale.

La modification des épaisseurs des couches de l'empilement affecte également l'indice effectif du mode guidé. Sheng et al. [23] ont présenté la structure d'un filtre avec un gradient d'épaisseur d'une des couches de l'empilement (fig. 1.11, a). L'accordabilité est obtenue lorsque le faisceau incident se déplace selon l'axe d'augmentation de l'épaisseur de la couche Ta_2O_5 (l'axe "x-polarisation" sur la figure 1.11, a). La longueur d'onde de résonance et les réponses spectrales pour les différentes épaisseurs de la couche de Ta_2O_5 sont données sur la figure 1.11 (b) et (c). La problématique de cette solution est la nécessité de déplacement mécanique précis.

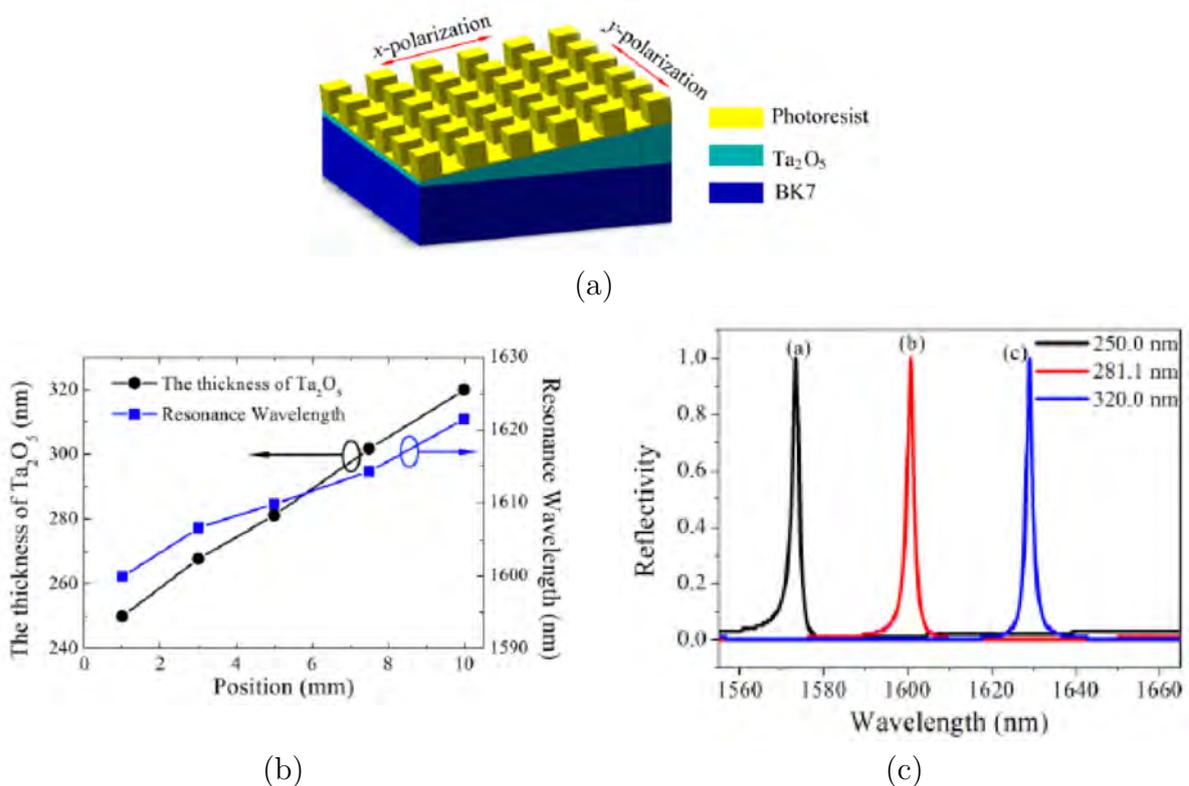


Figure 1.11 – Exemple de FRR accordable en longueur d'onde par modification d'épaisseur d'une des couches de l'empilement : (a) schéma de la structure, (b) épaisseur de la couche de Ta_2O_5 en fonction du positionnement selon l'axe de gradient d'épaisseur (trait noir avec les cercles) et longueur d'onde de résonance en fonction du positionnement selon l'axe de gradient d'épaisseur (trait bleu avec les carrés), (c) réponses spectrales théoriques en fonction de l'épaisseur de la couche de Ta_2O_5 [23].

Il existe également une solution d'accordabilité très élégante qui ne nécessite ni étapes de fabrication très pointues ni manipulations trop compliquées. Il s'agit de l'accordabilité d'un filtre en fonction de l'angle d'incidence [2, 24, 25]. La figure 1.12 montre la carte d'accordabilité λ_{res} vs θ_i et les réponses spectrales pour trois angles d'incidence différents pour la structure présentée dans [2] (réseau 1D éclairé en incidence classique). Le profil des spectres reste quasiment constant, la largeur spectrale $\Delta\lambda$ s'élargit de 71 pm (à partir de 0,472 nm) pour une variation de l'angle d'incidence de 6°, et la longueur d'onde de résonance se décale de 38,4 nm.

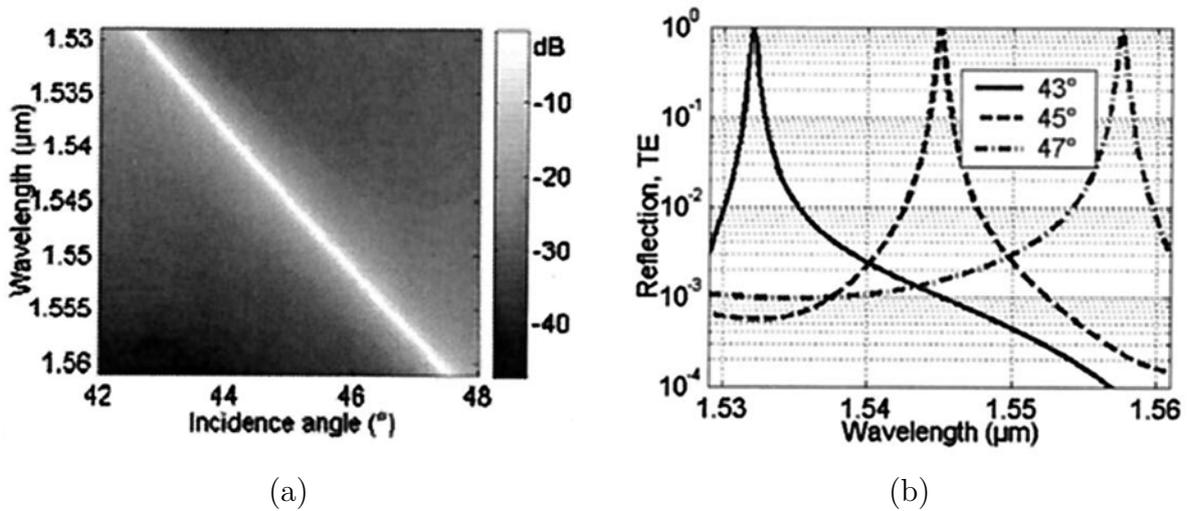


Figure 1.12 – Exemple du FRR accordable en longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence θ_i : la carte d'accordabilité λ_{res}/θ_i (a) et les réponses spectrales théoriques pour différents angles d'incidence θ_i 43°, 45° et 47° (b) [2].

L'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence est la solution la plus adaptée à nos besoins, car l'angle d'incidence d'un point observé change naturellement dès qu'un satellite d'observation terrestre se déplace sur son orbite.

1.5.3 Indépendance à la polarisation

Il a été démontré qu'il faut exciter deux modes afin d'obtenir une réponse indépendante de la polarisation [13]. Ces deux modes excités peuvent être soit de polarisations différentes (TE - TM) ou bien de même polarisation, par exemple TE - TE ou TM - TM . Dans la littérature, on trouve des exemples d'indépendance à la polarisation pour les réseaux 1D (périodicité unidimensionnelle) et 2D (périodicité bidimensionnelle), appelés structure de réseaux croisés, sous différents types d'incidence (*fig. 1.13*).

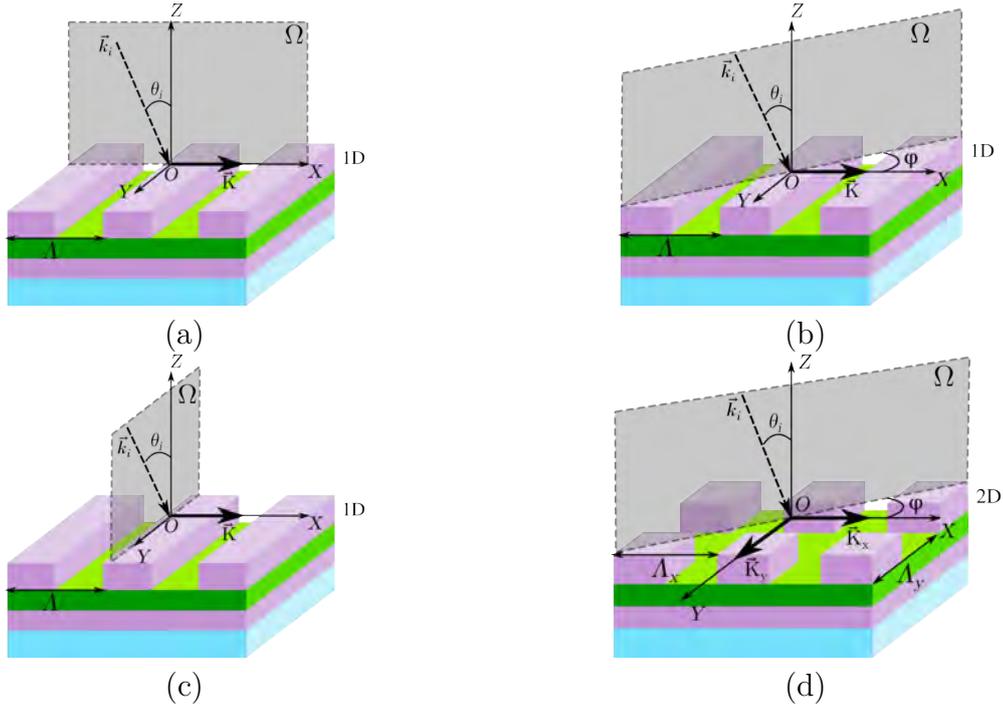


Figure 1.13 – *Types des réseaux et incidences* : (a) réseau 1D sous incidence classique, (b) réseau 1D à l'incidence conique, (c) réseau 1D à l'incidence conique pure, (d) réseau 2D (réseaux croisés) : le plan d'incidence est le plan bissecteur des deux directions de périodicité du réseau \vec{K}_x et \vec{K}_y .

Nous allons présenter les exemples trouvés dans la littérature des structures des filtres à réseau résonnant en réflexion qui permettent d'obtenir une réponse indépendante de la polarisation de l'onde incidente. Les structures sont regroupées selon le même type de solution employée.

Ainsi, on distingue 5 types de solutions en fonction de type de réseau, des modes excités et du type d'incidence, qui sont présentées ci-dessous.

1.5.3.1 2D sous incidence normale

Les premiers filtres à réseau résonnant indépendants de la polarisation ont été présentés par Peng et al. en 1996 [26,27]. Il s'agit de filtres à réseau 2D éclairés en incidence normale. Dans cette configuration, un mode *TE* est excité dans une direction de périodicité avec une polarisation rectiligne colinéaire au champ du mode, et dans l'autre direction de périodicité avec la polarisation orthogonale à la première.

Un autre filtre à réseau 2D indépendant de la polarisation sous l'incidence normale a été fabriqué et caractérisé par Peters et al. [28]. Ils ont obtenu les réponses spectrales quasiment identiques pour les polarisations *s* et *p* de l'onde incidente.

En 2010, Fehrembach et al. [3] ont présenté un filtre 2D indépendant de la polarisation avec une grande tolérance angulaire en réalisant le réseau dans une couche de haut indice. Ils ont pu obtenir expérimentalement un filtre indépendant de la polarisation avec un facteur de qualité $Q = 5600$ et une largeur spectrale de $0,28 \text{ nm}$ pour un diamètre du faisceau incident de $300 \mu\text{m}$.

Les structures fonctionnant en incidence normale ne sont pas accordables en fonction de l'angle d'incidence et ainsi ne sont pas intéressantes pour notre application. De plus elles nécessitent un séparateur de faisceau pour récupérer le signal réfléchi, ce qui n'est pas pratique. C'est pourquoi les filtres fonctionnant en incidence normale ne seront pas présentés en détails.

On trouve également dans la littérature un exemple d'un filtre indépendant de la polarisation et accordable en longueur d'onde sous l'incidence normale. Il a été obtenu avec la structure présentée par Sheng et al. [23]. Il s'agit d'un guide avec un gradient d'épaisseur surmonté par un réseau de plots 2D, comme présenté sur la figure 1.11 (a). L'accordabilité est obtenue grâce à un déplacement du filtre selon l'axe de gradient d'épaisseur. Les réponses spectrales expérimentales pour les épaisseurs de guide de 250 nm (1), 280 nm (2) et 320 nm (3) sont présentées sur la figure 1.14. La différence des maximum de réflectivité est expliquée par le gradient d'épaisseur sous le faisceau incident de diamètre 4 mm.

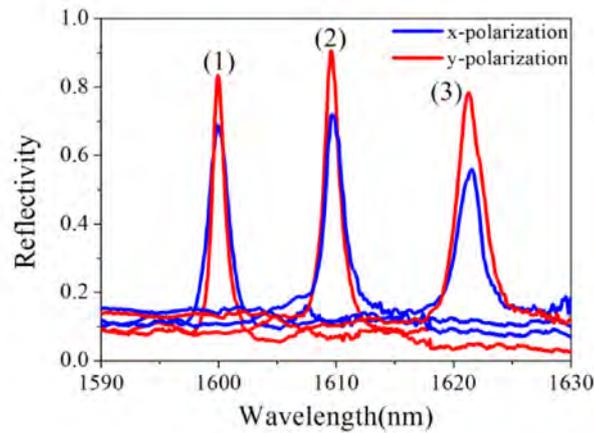


Figure 1.14 – Filtre à réseau 2D indépendant de la polarisation et accordable par modification d'épaisseur d'une des couches de l'empilement : réponses spectrales en fonction de l'épaisseur de la couche de Ta_2O_5 de 250 nm (1), 280 nm (2) et 320 nm (3) [23].

Les structures fonctionnant sous l'incidence normale peuvent être avantageuses pour les filtres en transmission. Tenant compte de notre application, il nous faut travailler sous l'incidence oblique pour séparer le faisceau incident et réfléchi.

1.5.3.2 1D avec un mode TE et un mode TM excités

Il est possible d'obtenir l'indépendance de la polarisation avec des réseaux 1D sous l'incidence oblique, ou normale, en optimisant les paramètres du réseau de façon à exciter simultanément un mode TE et un mode TM, avec 2 ordres de diffraction différents.

En 2001, Lacour et al. [8] ont démontré la possibilité d'obtenir une réponse indépendante de la polarisation grâce à l'excitation de deux modes (TE et TM) contrapropagatifs sous l'incidence classique (fig. 1.13, a). Les pics pour les deux polarisations orthogonales se superposent uniquement pour un $\theta_i = 3,06^\circ$. La réponse du filtre pour la longueur d'onde incidente constante $\lambda_i = \lambda_{res} = 1,55 \mu m$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i est donnée

sur la figure 1.15. TE_z représente un mode excité TE pour une onde incidente polarisée s et TM_z un mode TM pour l'onde polarisée p respectivement. La largeur spectrale du mode TM_z est plus étroite que celle du mode TE_z .

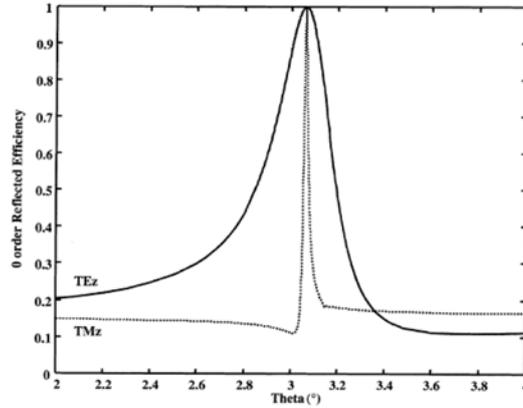


Figure 1.15 – Réponses des filtres à réseau 1D en fonction de l'angle d'incidence à $\lambda = 1,55 \mu m$ sous l'incidence classique [8].

Une solution basée sur la théorie présentée dans [8] a été proposée par Hu et al. [29] en 2010. Le filtre avec un réseau 1D est éclairé sous l'incidence classique oblique afin d'exciter un mode TE et TM contrapropagatifs. Les longueurs d'onde de résonance pour les polarisations de l'onde incidente s et p sont superposés pour les angles d'incidence $\theta = 5,38^\circ$ et $\theta = 8,56^\circ$. La différence des largeurs des pics obtenus est très importante pour que la structure soit utilisée pour notre application.

A part des solutions en incidence oblique, il existe celles en incidence normale. Nous allons les citer. Un filtre à réseau 1D indépendant de la polarisation sous l'incidence normale a été présenté par Fu et al. [30] début 2009. Deux modes sont excités : TE et TM . Les pics de résonance pour ces deux modes sont superposés en ajustant l'épaisseur du guide. Par contre, les largeurs spectrales pour les deux polarisations de l'onde incidente sont très différentes : $2,16 nm$ pour s et $0,15 nm$ pour p , ainsi le filtrage à bande étroite n'est pas possible.

Cette théorie est devenue la base pour un autre filtre avec un réseau 1D éclairé en incidence normale fabriqué par Alasaarela et al. [31] en 2011. La structure du filtre est composée d'un substrat en silice et le réseau 1D en oxyde de titanium TiO_2 . Cette structure avec les mêmes matériaux a été ensuite améliorée par Saleem et al. en 2012 [32] et en 2013. [33].

Un filtre à réseau 1D de profil sinusoidal indépendant de la polarisation sous l'incidence normale a été présenté par Li et al. [34] au début de l'année 2013. La particularité de ce travail est qu'il s'intéresse à un fonctionnement mono-mode, puis multimode. La superposition des polarisations s et p est obtenue pour le fonctionnement mono-mode mais aussi pour le fonctionnement multimode. Pour le cas multi-mode une différence des largeurs spectrales de $0,1 nm$ pour les deux polarisations incidentes est observée.

Les solutions présentées ne sont pas accordables en fonction de l'angle d'incidence. De plus la différence des largeurs spectrales pour les deux polarisations est très élevée pour être utilisé dans le spectroscopie.

1.5.3.3 1D ou 2D sous incidence oblique selon un plan de symétrie de la structure

En 2001 Lacour et al. [8] présentent une structure de filtre à réseau 1D sous l'incidence conique pure (*fig. 1.13,c*) indépendante de la polarisation. Un mode guidé TE est excité dans deux directions. Les modes excités dans les directions différentes se combinent pour former un mode symétrique (excitable en polarisation p) et un mode antisymétrique (excitable en polarisation s), par rapport au plan d'incidence qui est un plan de symétrie de la structure. Le filtre fonctionne à $1,55 \mu m$. Sa réponse pour $\lambda = 1,55 \mu m$ en fonction de l'angle d'incidence est donnée sur la figure 1.16, (b), où TE_z représente une onde incidente polarisée s et TM_z polarisée p respectivement. Ce filtre est indépendant de la polarisation pour $\theta_i = 49,5^\circ$ seulement.

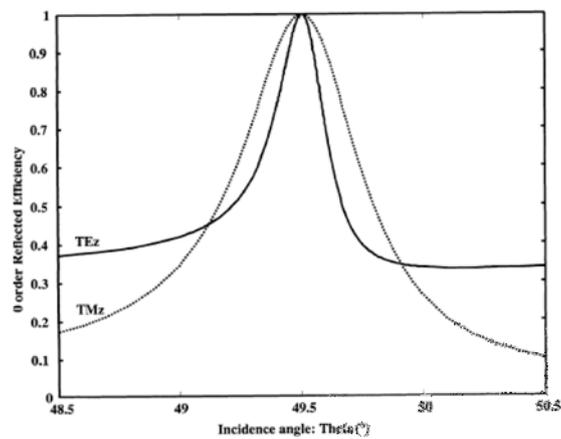


Figure 1.16 – Reponses des filtres à réseau 1D en fonction de l'angle d'incidence à $\lambda = 1,55 \mu m$ sous l'incidence conique pure [8].

L'excitation de deux modes selon un plan de symétrie de la structure a été utilisée en 2003 toujours par Lacour [35] afin d'obtenir un filtre à réseau 1D indépendant de la polarisation sous incidence conique pure à l'angle d'incidence de 18° . Les deux modes excités sont TM . En ajustant le facteur de remplissage et la profondeur du réseau, les longueurs d'onde de résonance et les largeurs spectrales pour les deux polarisations sont rendues égales.

Ce concept a été également utilisé par Niederer en 2005 [36] qui a étudié l'accordabilité de ce type de structure en fonction de l'angle d'incidence. La réponse de la structure 1D sous l'incidence conique pure présentée par Niederer [36] est très dépendante du plan d'incidence. La déviation de l'angle du plan d'incidence de $0,05^\circ$ implique la séparation des pics pour les deux polarisations. De plus, la largeur spectrale peut varier jusqu'à un facteur deux selon la polarisation. Les mesures expérimentales présentées sur la figure 1.17 (c) montrent que le pic de réflectivité pour la polarisation p est plus bas et plus large que celui de la polarisation s .

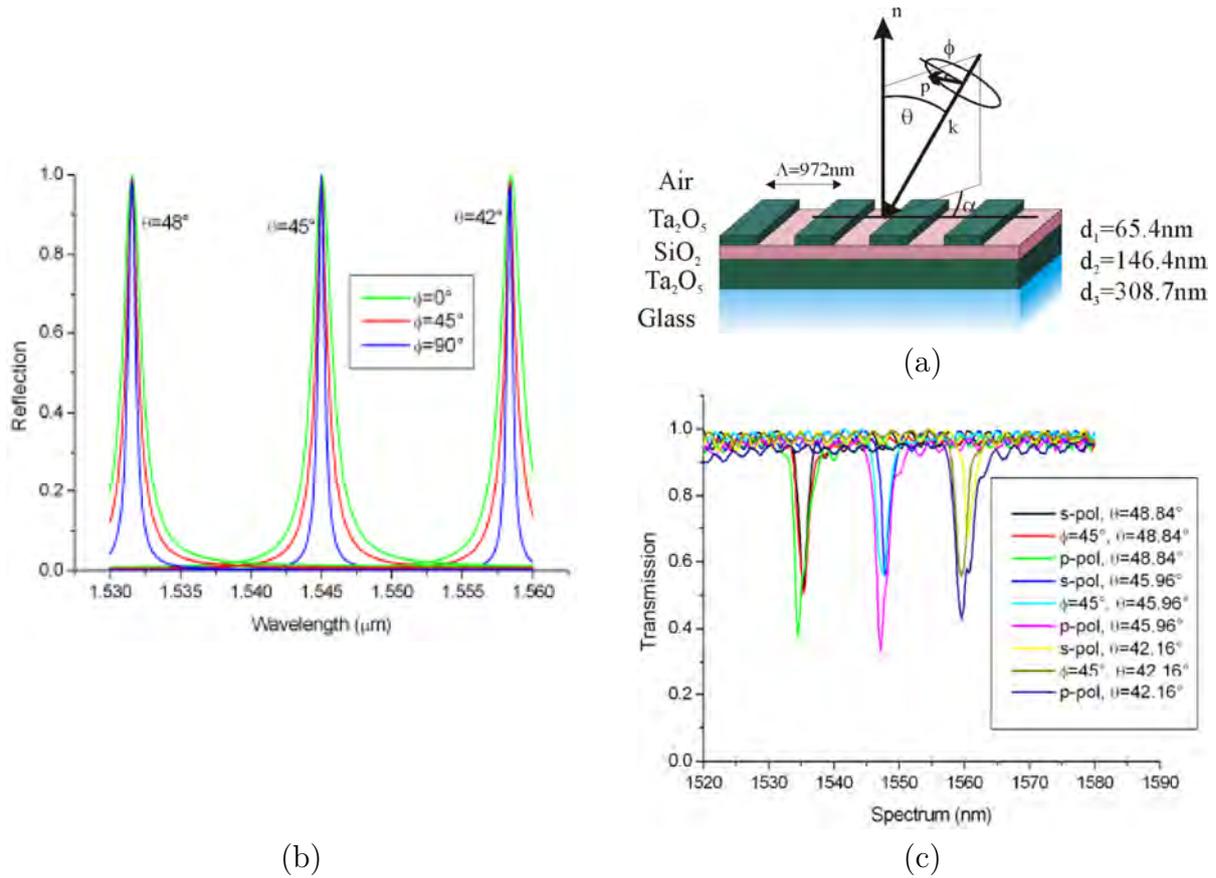


Figure 1.17 – *Filtre indépendant de la polarisation et accordable en longueur d’onde sous l’incidence oblique : (a) structure du filtre, (b) réponse spectrale théorique en réflexion en fonction de l’angle d’incidence θ et polarisation du champ incident ϕ , (c) réponse spectrale expérimentale en transmission en fonction de l’angle d’incidence θ et polarisation du champ incident s , p ou orienté selon ϕ [36].*

Dans cette structure, les relations de dispersion des deux modes sont dégénérées en 1 point, et les pics se séparent quand on change θ . Ainsi, le filtre peut être utilisé pour un filtrage plus large bande que celle définie dans notre cahier de charge.

Le concept d’excitation de deux modes selon un plan de symétrie peut être appliqué aux réseaux 2D. En 2001, Mizutani et al. [25] ont proposé d’éclairer les réseaux 2D de maille carrée ou losange en incidence oblique selon un plan de symétrie de la structure afin d’exciter un mode guidé TE dans deux directions. Les modes excités dans les directions différentes se combinent pour former un mode symétrique et un mode antisymétrique, par rapport au plan d’incidence, comme dans [8]. Les structures des filtres ainsi que leurs réponses spectrales sont données sur la figure 1.18. Les filtres proposés fonctionnent à la longueur d’onde de $688,5 \text{ nm}$ sous l’incidence de 10° et 45° avec des largeurs spectrales de $0,4 \text{ nm}$ et $0,7 \text{ nm}$ respectivement. Kristel Chan Shin Yu a étudié plus précisément ce type de structure avec une maille carrée dans sa thèse [37, p. 27]. Elle montre qu’avec la variation de l’angle d’incidence la séparation des pics pour deux polarisations peut atteindre $0,1 \text{ nm}$. Ceci est gênant si on vise un largeur spectrale inférieure à $0,2 \text{ nm}$.

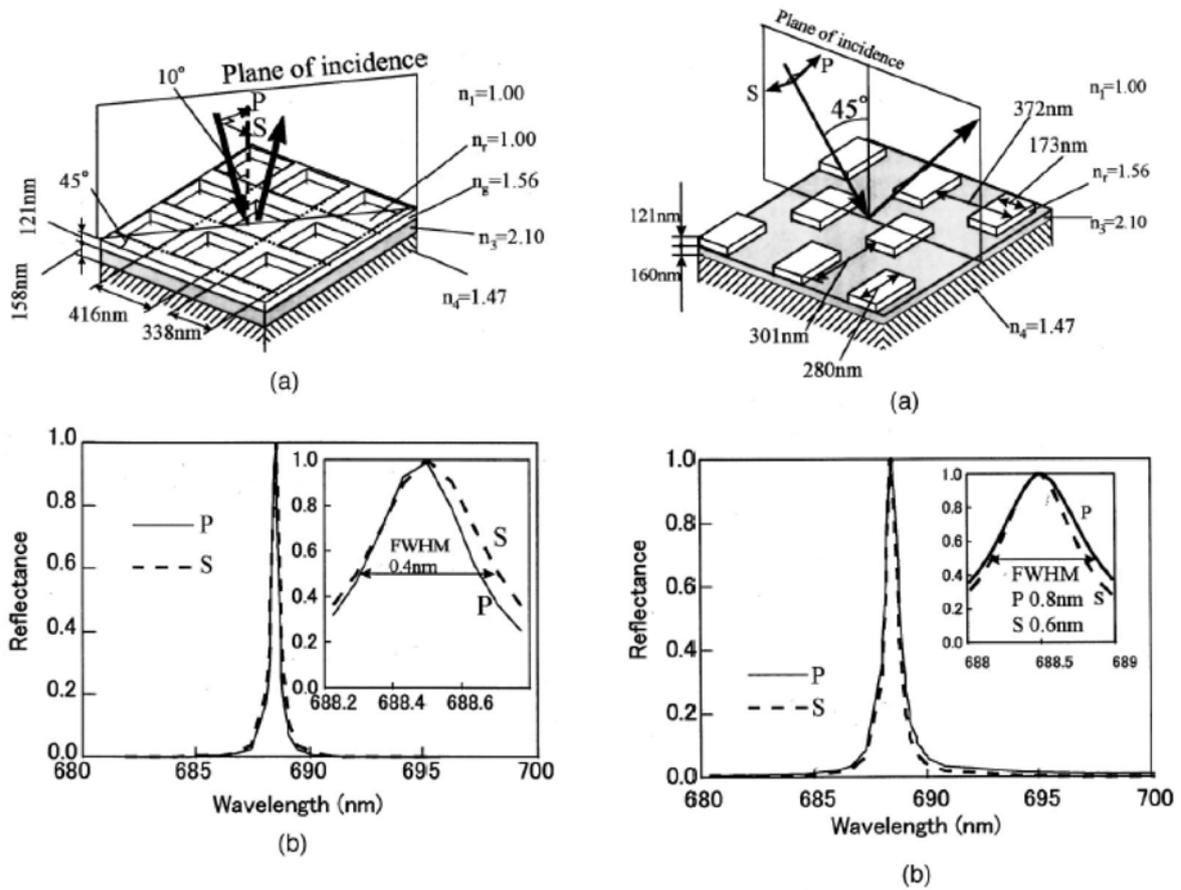


Figure 1.18 – *Filtres à réseau 2D indépendants de la polarisation : à gauche est le réseau avec une maille rectangulaire : (a) structure du filtre et (b) sa réponse spectrale, à droite est le réseau avec une maille losange : (a) structure du filtre et (b) sa réponse spectrale [25].*

Une idée similaire a été présentée par Fehrembach et al. [7] en 2003. Le réseau 2D avec le motif de la maille présenté sur la figure 1.19 (a) est éclairé selon le plan de symétrie de la structure, et les paramètres sont choisis afin de faire coïncider la longueur d'onde de résonance du mode symétrique et celle du mode antisymétrique pour l'angle d'incidence de 45° . Le filtrage est réalisé pour la longueur d'onde de $1,531 \mu m$. Les réponses spectrales pour les polarisations incidentes *s* et *p* sont présentées sur la figure 1.19 (b).

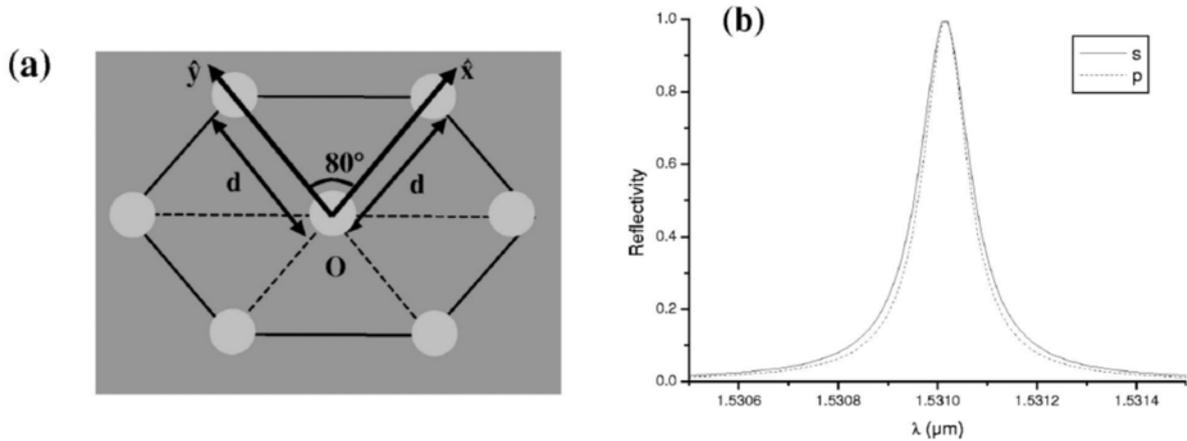


Figure 1.19 – *Filtre à réseau 2D avec une maille hexagonale : (a) structure de la maille, (b) réponse spectrale en fonction de la polarisation de l'onde incidente [7].*

Une solution analogue a été présentée en 2005 par Clausnitzer et al. [38]. Leur structure possède deux réseaux 2D de chaque côté du guide pour le filtrage indépendant de la polarisation sous l'incidence oblique. Les longueurs d'onde de résonance pour les deux polarisations sont superposées. La différence des largeurs spectrales pour deux polarisations incidentes orthogonales est de 2 nm .

Début 2008 Hernandez et al. [39] ont présenté les résultats expérimentaux de la structure évoquée par Fehrembah et al. en 2003 [7]. Le filtre est quasiment indépendant de la polarisation et fonctionne sous l'incidence oblique de $63,5^\circ$. Le filtre permet l'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence sur une plage d'environ 3 nm . La différence des longueurs d'onde de résonance pour les polarisations s et p est $0,4 \text{ nm}$ et est constante sur la plage d'accordabilité. Cette différence est trop importante si on souhaite obtenir une largeur spectrale inférieure à $0,2 \text{ nm}$.

La solution d'excitation des modes symétrique et antisymétrique a été utilisée, conjointement avec l'excitation de modes contrapropagatifs, par Boyko et al. [15] pour obtenir l'indépendance à la polarisation et une meilleure tolérance angulaire. Pour ceci, ils ont proposé d'utiliser un filtre avec un réseau 2D avec une maille complexe, présenté sur la figure 1.20 (I, a). Le filtre est éclairé selon un plan de symétrie de la structure afin d'exciter deux modes TE . Le filtrage est fait sous l'incidence oblique de $5,8^\circ$. La réponse du filtre peut être accordable dans une plage de 4 nm (fig. 1.20, II) si on n'est pas concerné par le filtrage bande étroite, car les pics de résonance pour les deux polarisations de l'onde incidente se séparent légèrement en dehors du θ de fonctionnement.

Les réponses spectrales théoriques et expérimentales en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation sont présentés sur la figure 1.20 (III). L'écrasement des pics pour le point B' est expliqué par la faible tolérance angulaire. En revanche pour le point A' la tolérance angulaire est proche de la divergence du faisceau incident et ainsi les pics restent plus fins avec une réflectivité plus élevée en comparaison avec le point B' .

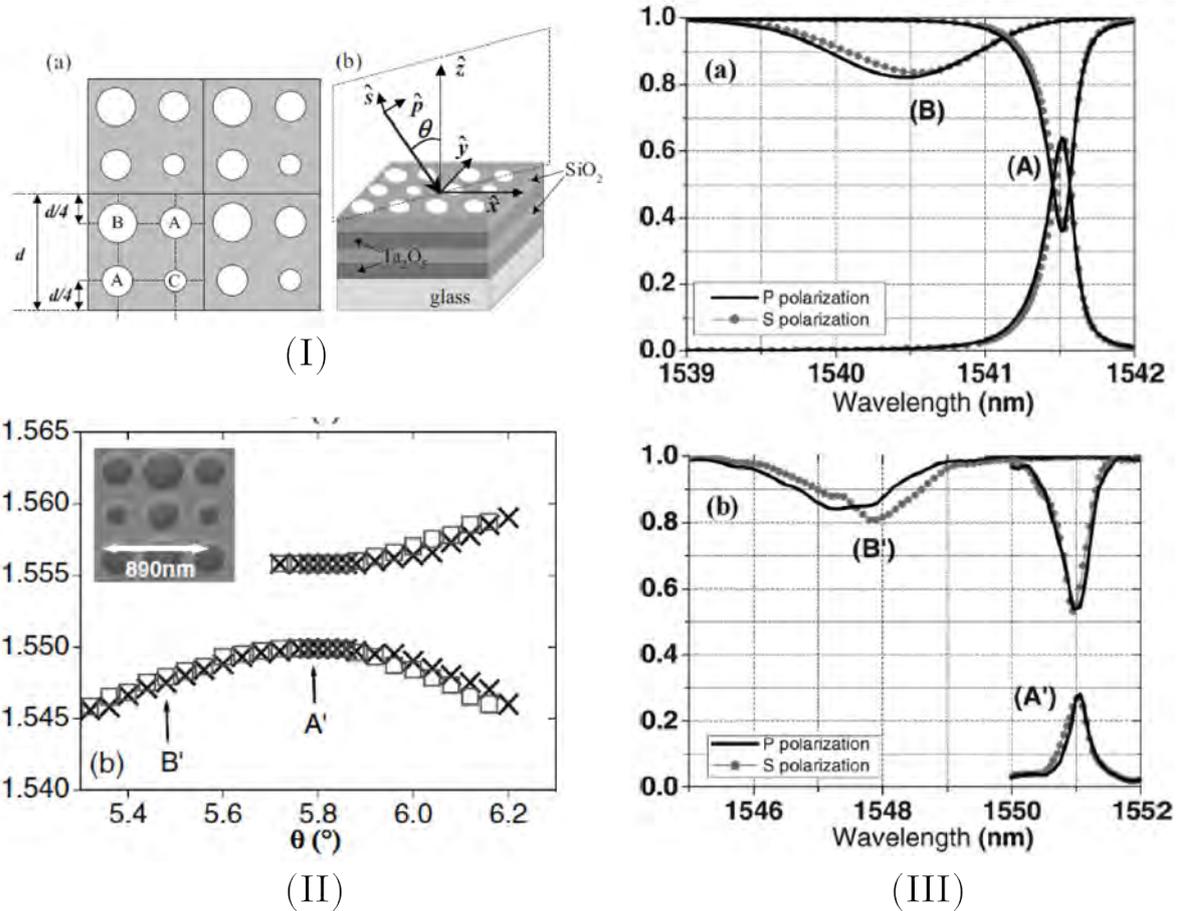


Figure 1.20 – *Filtre avec un réseau 2D de maille compliquée* : (I) (a) schéma de la maille, (b) schéma de la structure du filtre, (II) réponse expérimentale en transmission en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation incidente s (carré) et p (croix), (III) (a) réponse spectrale théorique pour la polarisation incidente s et p pour $\theta = 5,765^\circ$ (A) et $\theta = 5,465^\circ$ (B), (b) réponse spectrale expérimentale pour la polarisation incidente s et p pour $\theta = 5,8^\circ$ (A') et $\theta = 5,5^\circ$ (B') [15].

Toutes ces solutions ne sont pas compatibles à la fois avec un filtrage bande étroite, accordable en fonction de l'angle d'incidence et indépendant de la polarisation.

1.5.3.4 1D croisés

En 2011, Fehrembach et al. [40] ont présenté une solution très élégante pour obtenir un filtre indépendant de la polarisation et accordable en fonction de l'angle d'incidence sur une plage de 100 nm . La structure du filtre est composée de deux empilements multicouches déposés de chaque côté du substrat. Les réseaux 1D sont gravés dans la couche haute de chaque empilement. La structure est éclairée selon le plan bissecteur des directions de périodicité des deux réseaux. De cette sorte, les relations de dispersion des deux modes excités sont quasi-identiques quel que soit l'angle d'incidence. L'angle entre les deux réseaux 1D est ajusté de telle manière que les modes sont excités avec des polarisations orthogonales pour un angle d'incidence donné, pour lequel l'indépendance à la polarisation est assurée. Cette structure sera étudiée plus en détail dans la Chapitre 2 (Section 2.2).

En 2014, cette théorie a été appliquée à fabrication du filtre avec deux réseaux 1D croisés par Monmayrant et al. [4]. Malgré que les résultats expérimentaux sont perturbés par les imperfections de fabrication, la réponse spectrale du filtre démontre l'indépendance de la polarisation tout en étant accordable sur une plage de 100 *nm*. Ces résultats seront présentés en détails dans la section 3.3 du deuxième chapitre.

1.5.3.5 Réseaux circulaires

L'indépendance à la polarisation peut être également obtenue avec un réseau constitué de cercles concentriques sous l'incidence normale [41]. Deux structures avec un FF différent ont été fabriquées. Les deux fonctionnent dans le visible et présentent deux pics de résonance indépendants de la polarisation et séparés entre eux de 112,5 *nm* et 94 *nm* respectivement. Les largeurs spectrales pour les deux pics et pour les deux polarisations incidentes orthogonales sont 17 *nm*/33,5 *nm* et 17,5 *nm*/29 *nm* pour l'une des deux structures. La différence entre les maximum des pics de réflectivité pour les deux polarisations incidentes orthogonales est d'environ 4% et est expliqué par le fait que la lumière de la source d'éclairage est partiellement polarisée. Ainsi on peut conclure, que la structure fabriquée n'est pas indépendante de la polarisation comme on le définit. De plus, aucune des deux structures n'est accordable en fonction de l'angle d'incidence.

1.5.3.6 Conclusion sur les structures indépendantes de la polarisation

Pour tous les filtres indépendants de la polarisation, deux modes sont excités par des polarisations orthogonales de l'onde incidente. Les configurations de ces filtres sont résumés dans le tableau 1.1. Les colonnes du tableau présentent le type de réseau utilisé, la configuration de la structure et les paramètres d'incidence, la possibilité d'être accordable en longueur d'onde, le type de modes excités, mentionne si la largeur spectrale $\Delta\lambda$ est la même pour les deux modes et les références des papiers utilisés pour l'étude bibliographique.

On peut conclure que pour la plupart des filtres à réseau 2D la largeur spectrale des modes excités est quasiment la même. Pour ces filtres, les relations de dispersion des deux modes excités sont dégénérées en un seul point, ainsi les pics se séparent quand l'angle d'incidence change. Cela ne se voit pas pour des pics larges, mais ces structures ne conviennent pas pour le filtrage à bande étroite avec $\Delta\lambda$ inférieur à 0,2 *nm*.

Ainsi, la seule structure qui correspond à notre cahier de charge est celle avec deux réseaux 1D croisés présentée par Fehrembach en 2011 [40], développée par Chan Shin Yu [37] et fabriquée par Monmayrant [4]. La conception de la structure du filtre basé sur cette théorie sera présentée dans le deuxième chapitre.

Type de réseau	Configuration	Accord.	Modes guidés	Même $\Delta\lambda$	Ref.
1D	incidence classique, oblique	–	2 modes : TE-TM	–	[8, 29]
1D	incidence conique pure, oblique	\pm	2 modes : TE-TE ou TM-TM	–	[35, 36]
1D	incidence normale	–	2 modes : TE-TM	\pm	[30, 31] [32–34]
2D	incidence normale	–	2 modes : TE-TE ou TM-TM	+	[26–28]
2D	incidence oblique selon plan de symétrie	\pm	2 modes : TE-TE ou TM-TM	+	[7, 25] [3, 15, 39]
2D	concentrique, incidence normale	–	2 modes : TE-TE ou TM-TM	+	[41]
2D	guide avec le gradient d'épaisseur, incidence normale	+	2 modes : TE-TE ou TM-TM	–	[23]
2x1D croisés	incidence oblique selon la bissectrice de directions de périodicité	+	TE ou TM dans chaque guide	+	[4, 40]
2x2D	incidence oblique selon plan de symétrie	\pm	2 modes : TE-TE ou TM-TM	+	[38]

Tableau 1.1 – Configurations des FRR en réflexion indépendantes de la polarisation.

1.6 Comparaison avec les filtres multicouches conventionnels

Les filtres multicouches sont constitués de séquences alternées de couches de deux matériaux d'indices optiques différents et peuvent fonctionner en réflexion et en transmission. Il existe des logiciels d'optimisation qui calculent les épaisseurs et le nombre de couches nécessaire pour obtenir une réponse de filtre souhaitée avec les matériaux choisis.

Un exemple de filtre multicouche fonctionnant en réflexion est un miroir de Bragg. L'empilement de ce type de filtre est constitué de couches minces alternant les matériaux de haut indice et de bas indice d'épaisseur optique quart d'onde [42].

L'exemple de ce type de filtre est présenté sur la figure 1.21 (a). Ce filtre est formé en alternant 150 couches d'indice haut $n_h = 1,52$ et bas $n_l = 1,47$, soit une différence d'indices de 0,05. La largeur spectrale est 2,6 nm, soit 0,5% de la longueur d'onde incidente, et les oscillations hors pic de réflexion atteignent 4%.

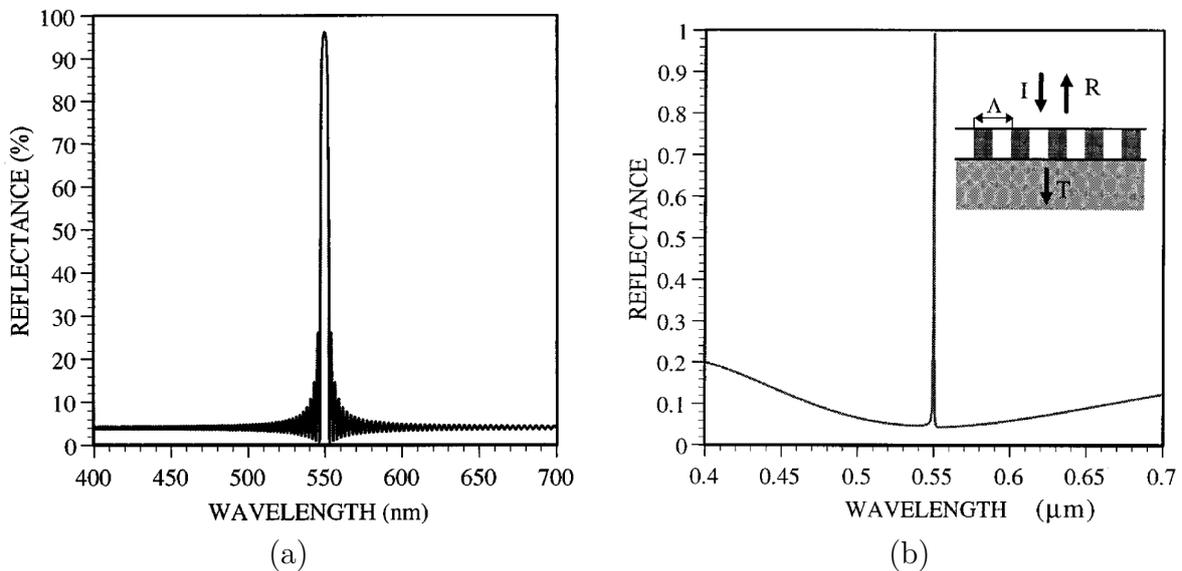


Figure 1.21 – Comparaison des réponses équivalentes des filtres en réflexion : (a) filtre de Bragg avec 150 couches optiques et (b) filtre à réseau résonnant avec une seule couche de réseau [42].

En utilisant seulement une couche réseau avec une différence d'indices de 0,1 il est possible d'obtenir une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm [42] (fig. 1.21, b). D'autre part, le miroir de Bragg présente des oscillations hors bande passante ce qui n'est pas le cas pour la plupart des filtres à réseau résonnant.

Ainsi, le nombre de couches nécessaire pour un filtre à réseau résonnant pour obtenir un filtre étroit est inférieur à celui pour les filtres multicouches classiques. Ceci est un grand avantage pour la fabrication. De plus les filtres à réseau résonnant vont subir moins de déformation et ainsi la dégradation de la réponse sera moindre une fois le filtre exposé au grand gradient de température dans l'espace.

L'exemple de filtre conventionnel fonctionnant en transmission est un filtre Fabry-Pérot, qui est composé d'une couche d'épaisseur optique d'une demi-onde placée entre deux empilements miroir quart d'onde. Tibuleac et Magnusson [42] ont montré que pour

obtenir une largeur spectrale aussi fine que celle d'un filtre à réseau résonnant à 9 couches, le filtre Fabry-Pérot doit avoir trois fois plus de couches optiques d'épaisseur uniforme. Par contre, la transmission hors bande est dans ce cas bien plus faible pour le filtre Fabry-Pérot que pour le réseau résonnant. Pour diminuer la transmission hors bande du réseau résonnant, on peut augmenter le nombre de couches (pour réaliser un miroir). Dans ce cas, les réseaux résonnants perdent leur intérêt par rapport aux Fabry-Pérot.

Les filtres conventionnels et les filtres à réseau résonnant sont accordables en fonction de l'angle d'incidence. La variation de longueur d'onde de résonance en fonction de θ pour les filtres multicouches est plus faible que pour les FRR (Chapitre 2 p.82). Ainsi, pour le filtre multicouche, il faudrait une variation de l'angle d'incidence plus forte que pour le FRR afin d'obtenir une variation de longueur d'onde équivalente.

Comme nous avons vu précédemment, certains filtres à réseau résonnant sont indépendants de la polarisation tout en étant accordable en fonction de l'angle d'incidence.

Un filtre Fabry-Pérot en transmission accordable en longueur d'onde et indépendant de la polarisation a été présenté par Patel et al. [43]. Le filtre contient une couche de cristaux liquides et fonctionne en incidence normale autour de $\lambda = 1,475 \mu m$. Deux modes pour des polarisations incidentes orthogonales sont excités à des longueurs d'onde différentes. En appliquant un champ électrique, les pics pour les deux polarisations se superposent. L'accordabilité est également obtenue en appliquant un champ électrique sur la structure. Le filtre est indépendant de la polarisation et accordable sur une plage de $15 nm$. Des résultats proches ont été également obtenus dans [44].

Un autre filtre Fabry-Pérot avec une couche de cristaux liquides, accordable et indépendant de la polarisation, fonctionnant à l'incidence $\theta = 1^\circ$ a été présenté par Hirabayashi et al. [45]. L'onde incidente est divisée en une partie réfléchie et une transmise. La polarisation de l'onde réfléchie est tournée de 90° par une lame $\lambda/4$ et un miroir avant d'être renvoyée sur le filtre. La largeur spectrale est environ $0,5 nm$ pour une longueur d'onde autour de $1,55 \mu m$. L'accordabilité est obtenue sur une plage de $50 nm$ en modifiant l'indice de réfraction en appliquant le champ électrique. Beaucoup d'autres travaux ont été effectués pour rendre un filtre Fabry-Pérot avec une couche de cristaux liquides indépendant de la polarisation et accordable [46–50].

A notre connaissance, aucun filtre multicouche ne présente à la fois une accordabilité en fonction de l'angle d'incidence et l'indépendance à la polarisation.

1.7 Conclusion

Les filtres à réseaux résonnants sont une nouvelle génération de filtres à bande étroite et constituent une alternative très prometteuse aux filtres conventionnels multicouches Fabry-Pérot.

Dans ce premier chapitre nous avons présenté le principe de fonctionnement d'un filtre à réseau résonnant, et indiqué comment varient les caractéristiques du pic en fonction des paramètres de la structure.

Nous avons vu qu'il existe des solutions pour obtenir l'indépendance à la polarisation (qui n'est pas naturelle pour les filtres à réseau résonnant) et aussi les solutions d'accordabilité. Comme cela a été évoqué dans ce chapitre, il est possible de combiner les deux pour concevoir une structure qui sera accordable en longueur d'onde et indépendante de la polarisation, ce que l'on cherche à obtenir pour l'application en spectroscopie spatiale.

Parmi toutes les configurations accordables en longueur d'onde que l'on peut trouver dans la littérature, nous choisissons celle reposant sur l'accordabilité en fonction de l'angle

d'incidence, car cette solution correspond à une propriété intrinsèque des réseaux résonnants et n'exige pas d'étapes de fabrication trop compliquées. Étant donné que l'angle d'incidence change pendant que le satellite d'observation de la Terre se déplace sur son orbite, cette solution est parfaitement adaptée à notre application.

Une condition suffisante pour obtenir un fonctionnement indépendant de la polarisation de l'onde incidente est d'exciter deux modes avec des polarisations incidentes orthogonales [13]. La plupart des configurations proposées dans la littérature présentent l'indépendance à la polarisation pour un seul angle d'incidence. Seule la structure à deux réseaux 1D croisés proposée par Fehrembach et al. [40] présente l'indépendance à la polarisation pour une large plage d'angles d'incidence grâce à l'excitation de deux modes avec des relations de dispersion quasiment identiques.

Ainsi la conception de notre filtre va se baser sur la structure à réseaux 1D croisés et sera présentée dans le deuxième chapitre.

Chapitre 2

Conception de filtres à réseaux 1D croisés

2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différentes étapes de la conception du filtre à réseaux 1D croisés en réflexion. Tous les calculs dans cette partie sont effectués avec un code basé sur la Méthode Modale Fourier (FMM) développé à l'Institut Fresnel. Ce deuxième chapitre comprend quatre parties.

Nous allons commencer par la présentation en détail de la structure du filtre à réseaux 1D croisés présentée par Fehrembach [40]. Sur l'exemple de cette structure nous allons montrer quelles polarisations rectilignes sont associées aux valeurs propres en première approximation.

Ensuite, le processus d'optimisation du filtre sera décrit. Nous allons décrire les deux types d'optimisations qui ont été utilisés avant d'obtenir la structure avec le comportement souhaité.

L'étude paramétrique du filtre conçu sera présentée dans la troisième partie de ce chapitre. Nous allons voir le comportement de la réponse spectrale en réflexion en fonction de l'angle d'incidence, des erreurs sur les indices et sur les épaisseurs des couches constituant l'empilement. De plus, l'influence des paramètres du réseau, telles que la période, le facteur de remplissage et la profondeur de gravure sur les propriétés du filtre sera étudiée grâce à des calculs numériques.

Nous allons conclure ce chapitre par la comparaison du filtre à réseaux 1D croisés avec un filtre multicouche Fabry-Pérot vis-à-vis de la tenue aux erreurs de la fabrication.

2.2 Structure d'un filtre à réseaux 1D croisés

En 2011, Fehrembach et al. [40] ont proposé d'utiliser la structure de filtre avec deux réseaux 1D croisés afin d'obtenir deux modes guidés avec des relations de dispersion quasiment dégénérées.

Il s'agit d'une structure composée de deux empilements identiques déposés des deux cotés du substrat. Le réseau 1D de pas Λ est gravé en haut de chaque empilement. Le schéma de la structure est présenté sur la figure 2.1 (a).

Une base orthogonale XYZ est associée au réseau supérieur et une autre $X'Y'Z$ au réseau inférieur. La direction de périodicité du réseau supérieur est selon X et celle du réseau inférieur est selon Y' . L'angle entre les deux directions de périodicité est de $\frac{\pi}{2} - \xi$. L'angle ϕ repère la direction du plan d'incidence Ω par rapport à l'axe X' . L'angle d'incidence est donné par θ . La figure 2.1 (b) représente une vue par transparence des réseaux 1D croisés.

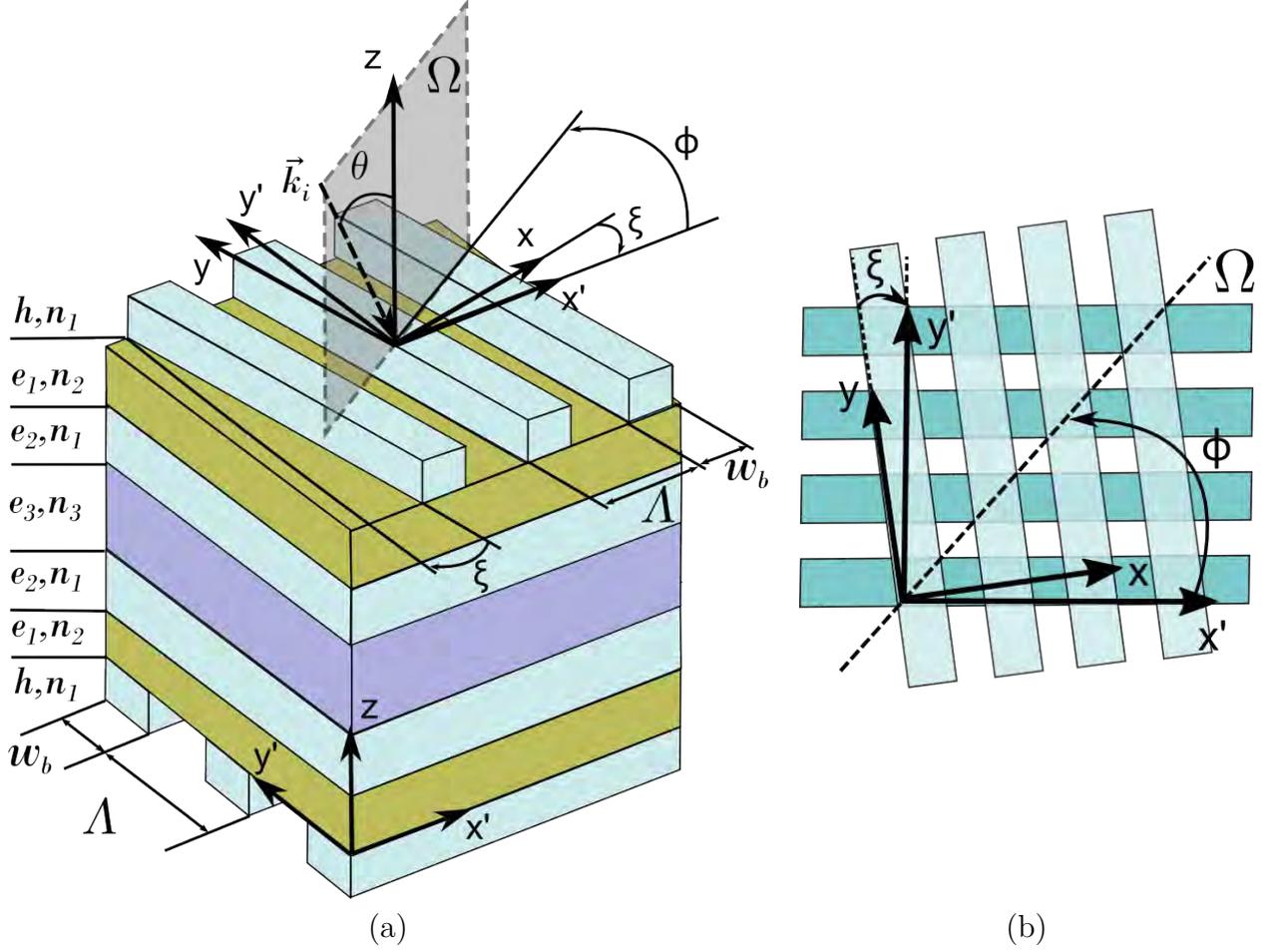


Figure 2.1 – Structure d'un filtre à réseaux 1D croisés : (a) schéma du filtre et (b) vue de dessus par transparence des deux réseaux 1D.

Le couplage s'effectue via l'ordre $m = -1$. Les conditions de couplage pour les deux réseaux sont données par les équations 2.1a et 2.1b. Les vecteurs \vec{k}_h et \vec{k}_b sont des directions de propagation des modes excités par le réseau du haut et du bas respectivement.

$$\left\{ \begin{array}{l} [\sin \theta \cos(\phi - \xi) - \frac{\lambda}{\Lambda}]^2 + [\sin \theta \sin(\phi - \xi)]^2 \approx [n_{eff}]^2 \end{array} \right. \quad (2.1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [\sin \theta \cos \phi]^2 + [\sin \theta \sin \phi - \frac{\lambda}{\Lambda}]^2 \approx [n_{eff}]^2 \end{array} \right. \quad (2.1b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_h = \kappa_i - K_x = k_0 [(\sin \theta \cos(\phi - \theta) - \frac{\Lambda}{\lambda})\vec{x} + \sin \theta \sin(\phi - \theta)\vec{y}] \end{array} \right. \quad (2.1c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_b = \kappa_i - K'_y = k_0 [\sin \theta \cos \phi \vec{x} + (\sin \theta \sin \phi - \frac{\Lambda}{\lambda})\vec{y}] \end{array} \right. \quad (2.1d)$$

Pour satisfaire les deux conditions de couplage simultanément il faut que $\phi = \frac{\pi}{4} + \frac{\xi}{2}$. Cela implique que le filtre doit être éclairé selon le plan bissecteur des deux directions de périodicité : X et Y' .

De plus, pour un certain angle d'incidence θ , les deux modes seront excités avec des polarisations orthogonales (voir fig. 2.3 ci-dessous) et le filtre sera indépendant de la polarisation pour cet angle.

2.2.1 Preuve de concept

Nous présentons ici les caractéristiques du premier filtre conçu sur ce principe, en 2011 [40].

La variation des valeurs propres de la matrice de réflexion en énergie en fonction de la longueur d'onde d'incidence pour $\theta = 15^\circ$ et $\phi = 50,5^\circ$ est présentée sur la figure 2.2 (a). Ces valeurs propres correspondent aux limites inférieure et supérieure de la réflectivité lorsque la polarisation incidente décrit tous les états possibles.

Les deux courbes se superposent et atteignent la réflectivité maximale de 100%. Ainsi, les deux bornes de la réflectivité possèdent une amplitude, une longueur d'onde de résonance λ_{res} et une largeur spectrale $\Delta\lambda$ identique. La réponse du filtre pour θ et ϕ donnés est indépendante de la polarisation.

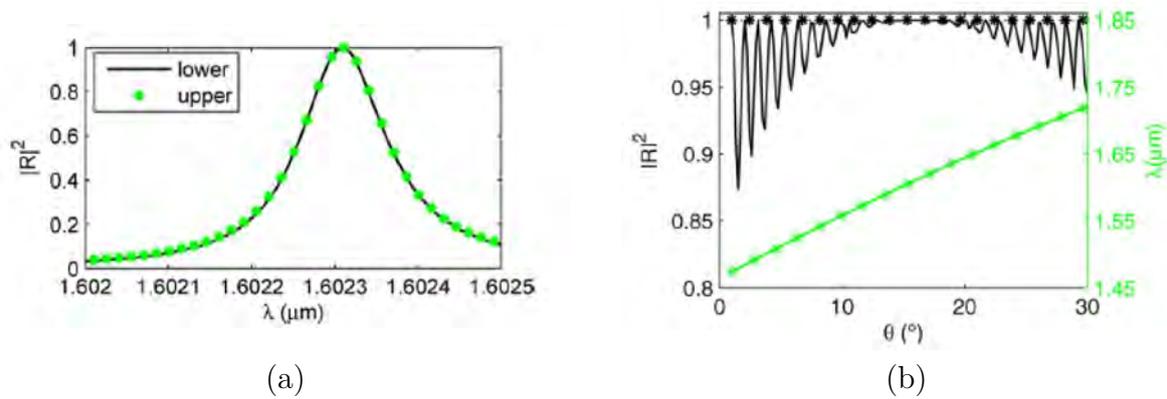


Figure 2.2 – Réponse spectrale du filtre à réseaux 1D croisés [40] : (a) les bornes de la réflectivité inférieure (lower) et supérieure (upper) lorsque la polarisation de l'onde incidente prend tous les états possibles pour $\theta = 15^\circ$ et $\phi = 50,5^\circ$ et (b) la variation des limites de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. Les paramètres de la structure simulé : $\theta = 15^\circ$, $\phi = 50,5^\circ$, $\Lambda = 853,68 \text{ nm}$, $\omega_b = 548,08 \text{ nm}$, $h = 70 \text{ nm}$, $e_1 = 140,4 \text{ nm}$, $e_2 = 310,2 \text{ nm}$, $e_3 = 1 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,47$, $n_2 = 2,07$, $n_3 = 1,448$.

Lorsque l'angle d'incidence varie, les relations de dispersion des modes guidés restent quasiment dégénérées mais les modes perdent leur orthogonalité. Les bornes de la réflectivité ont toujours la même longueur d'onde de centrage, mais leur maximum est différent. L'évolution des bornes de la réflectivité à la résonance en fonction de l'angle d'incidence, ainsi que la courbe d'accordabilité $\lambda_{res}(\theta)$ sont données sur la figure 2.2 (b).

La borne maximale représentée par la courbe étoilée reste à 100% pour toute la plage des angles d'incidence. Par contre, la courbe de la borne minimale oscille, étant affecté par les modes de Fabry-Pérot présents dans le substrat.

Cette structure présente une résonance indépendante de la polarisation pour une grande plage d'angles d'incidence : de $10,5^\circ$ à 22° . Sur cette plage, la réflectivité reste supérieure à 99% et le facteur de qualité $Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda}$ est proche de 13000.

2.2.2 Polarisation associée aux valeurs propres

Comme vu précédemment, quand les deux modes guidés sont excités par deux polarisations incidentes orthogonales, la réponse du filtre est indépendante de la polarisation. Dans ce paragraphe, nous allons chercher à identifier ces deux polarisations orthogonales, afin d'avoir une meilleure compréhension du fonctionnement de cette structure.

Prenons la structure décrite ci-dessus. Supposons que les deux modes guidés excités sont des modes TE, ainsi leur champ électrique est orthogonal à leur direction de propagation. La figure 2.3 montre la représentation graphique du couplage de ces modes via les deux réseaux 1D croisés dans la configuration où leurs champs sont orthogonaux entre eux. Le champ électrique incident polarisé s est perpendiculaire au plan d'incidence Ω et est représenté par le vecteur \vec{s} . Les directions de propagation des modes guidés sont désignées par les vecteurs \vec{k}_h et \vec{k}_b . On peut voir qu'elles font un angle $\psi_b = 45^\circ$ et $\psi_h = 135^\circ$ avec la direction du vecteur de polarisation \vec{s} . Cela signifie que le champ du mode supérieur TE_h (respectivement inférieur TE_b) fait un angle de 135° (respectivement 45°) avec \vec{s} .

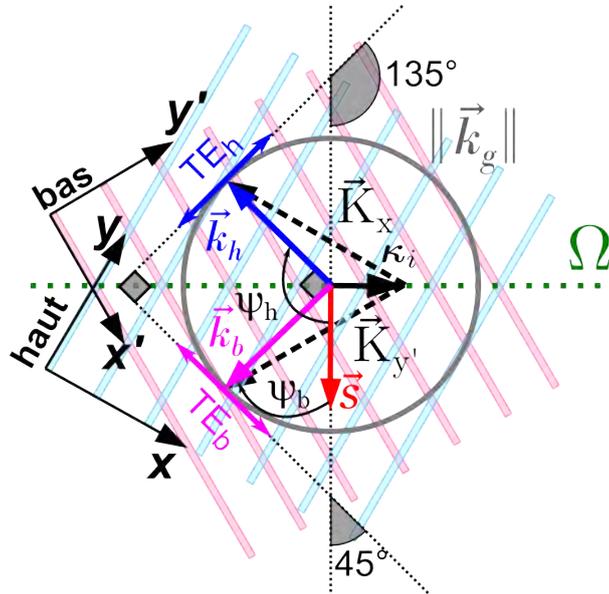


Figure 2.3 – Schéma de couplage pour le filtre à réseaux 1D croisés.

Pour des angles d'incidence faibles, cela revient à dire que le mode supérieur est excité avec une polarisation à 135° de \vec{s} et à 45° de \vec{s} pour le mode inférieur.

Pour vérifier cette hypothèse nous avons effectué la simulation du filtre à réseau 1D croisés de la référence [40] pour les polarisations à $\psi_b = 45^\circ$ et $\psi_h = 135^\circ$.

Sur la figure 2.4 (a), on trace les bornes de la réflectivité $V_{pp_{min}}$ et $V_{pp_{max}}$ lorsque l'onde incidente prend tous les états de polarisation et la réflectivité $R(\psi)$ pour les polarisations à 45° et 135° par rapport au vecteur \vec{s} , en fonction de l'angle d'incidence θ .

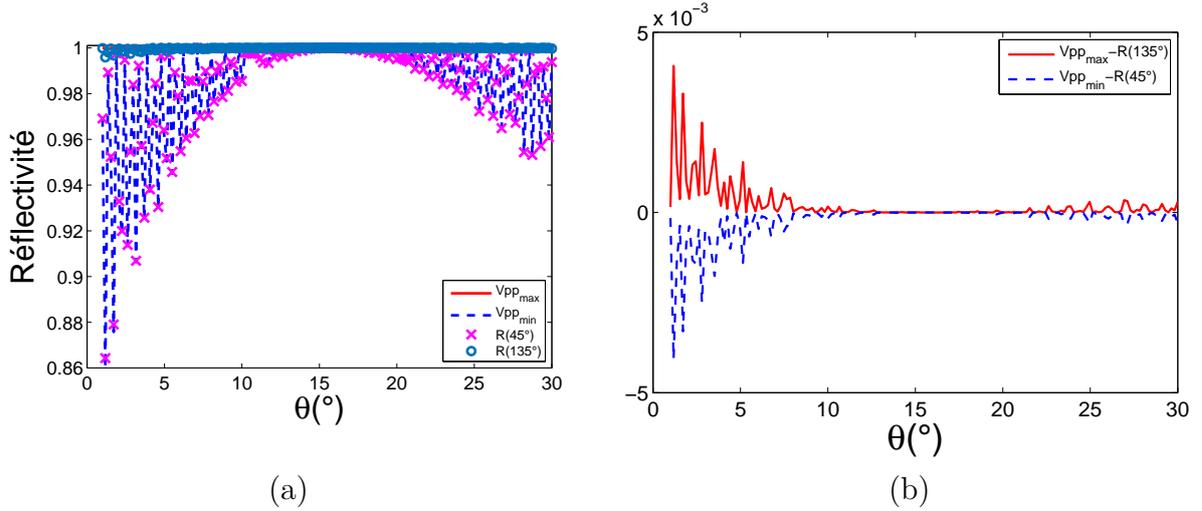


Figure 2.4 – Polarisation associée aux valeurs propres : (a) comparaison des bornes de la réflectivité $V_{pp_{min}}$ et $V_{pp_{max}}$ lorsque l'onde incidente prend tous les états de polarisation avec la réflectivité $R(45^\circ)$ et $R(135^\circ)$, (b) la différence entre les valeurs propres et la réflectivité $R(45^\circ)$ et $R(135^\circ)$. Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour celle représentée sur la figure 2.2.

La figure 2.4(b) montre la différence entre les valeurs propres et $R(\psi)$. Ces différences sont inférieures à 10^{-2} et sont opposées. Ceci se démontre facilement comme suit.

On considère un champ incident E_{i1} faisant un angle χ avec un vecteur propre \vec{V}_1 de la matrice de réflexion en énergie. Sachant que le deuxième vecteur propre \vec{V}_2 est orthogonal à \vec{V}_1 , on peut écrire l'équation 2.2a. Un champ incident E_{i2} orthogonal à E_{i1} s'écrit donc sous la forme de l'équation 2.2c. D'après l'équation 1.22a la réflectivité pour ces champs incidents est donnée par l'équations 2.2b et 2.2d, où L_a et L_b sont les valeurs propres de la matrice de réflexion en énergie.

$$\begin{cases} \vec{E}_{i1} = \cos \chi \vec{V}_1 + \sin \chi \vec{V}_2 & (2.2a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_1 = L_a \cos^2 \chi + L_b \sin^2 \chi & (2.2b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{E}_{i2} = \sin \chi \vec{V}_1 - \cos \chi \vec{V}_2 & (2.2c) \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_2 = L_a \sin^2 \chi + L_b \cos^2 \chi & (2.2d) \end{cases}$$

De ce système d'équations on déduit les différences entre la réflexion et les valeurs propres, qui montre que ces différences sont opposées :

$$\begin{cases} R_1 - L_a = (L_b - L_a) \sin^2 \chi & (2.3a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_2 - L_b = (L_a - L_b) \sin^2 \chi & (2.3b) \end{cases}$$

Ainsi, les polarisations permettant d'exciter les modes sont quasiment les polarisations à 45° et 135° de s , sur toute la plage angulaire explorée. D'autre part, on peut aussi s'interroger sur l'évolution, en fonction de l'angle d'incidence, de l'angle formé par les directions de propagation des modes.

Il est facile, en utilisant l'équation de couplage, de calculer l'angle entre κ_i et le vecteur de propagation k_h . Cet angle est égal à ψ_h à $\pi/2$ près.

Le vecteur de propagation est égal à $\vec{\kappa}_i - \vec{K}_x$. En utilisant l'équation 2.1b on obtient une expression pour l'angle ψ_h :

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \psi_h\right) = \frac{\langle \vec{\kappa}_i - \vec{K}_x | \vec{\kappa}_i \rangle}{\|\vec{\kappa}_i - \vec{K}_x\| \cdot \|\vec{\kappa}_i\|} = \frac{\sin \theta (\sin \theta - \frac{\lambda}{\Lambda} \cos(\phi - \xi))}{|\sin \theta| \sqrt{\sin^2 \theta - 2 \frac{\lambda}{\Lambda} \sin \theta \cos(\phi - \xi) + (\frac{\lambda}{\Lambda})^2}} \quad (2.4)$$

Nous avons tracé l'angle ψ_h en fonction de θ pour les limites des angles d'incidence présentés sur la figure 2.2 (b).

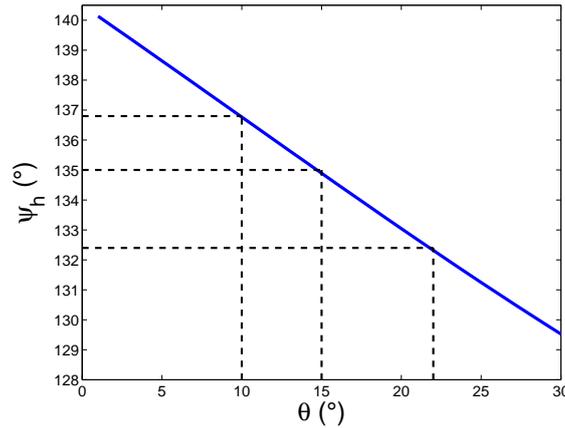


Figure 2.5 – Variation de l'angle ψ_h en fonction de $\theta \in [1^\circ, 22^\circ]$. Les paramètres de la structure simulée sont les mêmes que pour celle représentée sur la figure 2.2.

On observe que l'angle entre la direction de propagation et le vecteur \vec{s} varie très peu en fonction de l'angle d'incidence : de $-4,4\%$ à $+3,7\%$ par rapport à 135° . Cela signifie que l'angle entre les directions de propagation reste proche de 90° . Ainsi, les deux champs des modes excités TE_b et TE_h restent quasiment orthogonaux.

2.3 Optimisation d'un composant

La présente partie résume les difficultés rencontrées lors de l'optimisation d'un composant fonctionnant selon le principe décrit précédemment, et les solutions proposées pour les contourner. On part de la structure simplifiée présentée dans la thèse de Kristel Chan Shin Yu [37, p. 73] et fabriquée par l'équipe PHOTO du LAAS CNRS [4]. Les paramètres de la structure et sa réponse spectrale sont présentés sur la figure 2.6.

L'empilement de cette structure est composée de l'alternance de couches de silicium amorphe $\alpha - Si$ et de silice SiO_2 . L'angle entre les deux réseaux $\xi = 5,44^\circ$ et leur période $\Lambda = 792 \text{ nm}$ ont été optimisés pour obtenir la longueur d'onde de résonance λ_{res} au voisinage de $1,575 \mu\text{m}$ pour l'angle d'incidence $\theta = 7^\circ$. L'empilement comprend des couches minces de haut ($n_{\alpha-Si} = 3,31$) et bas ($n_{SiO_2} = 1,48$) indices. Les réseaux sont gravés dans la couche du haut (couche bas indice) de chaque empilement.

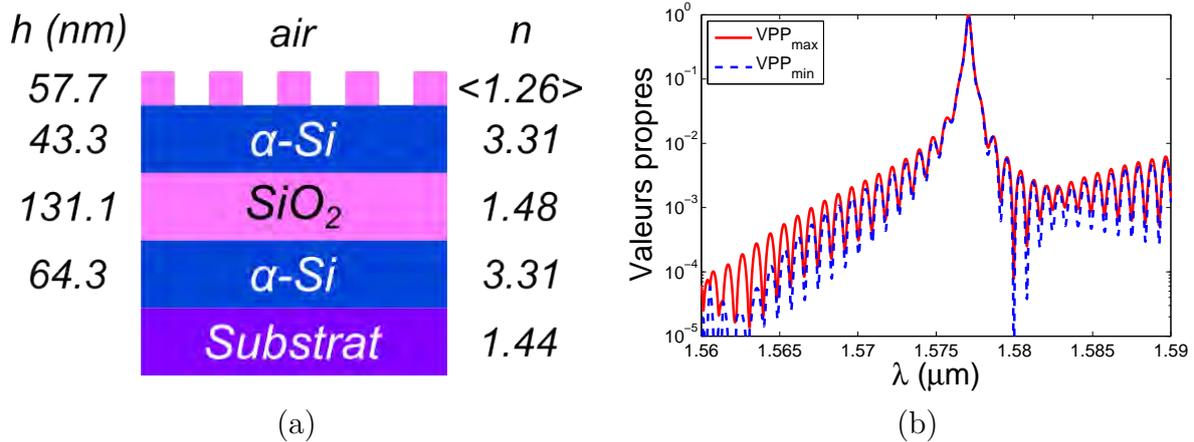


Figure 2.6 – Empilement 4 couches minces de Kristel Chan Shin Yu pour les angles optimum de fonctionnement $\theta = 7^\circ$ et $\phi = 47,72^\circ$, période $\Lambda = 792 \text{ nm}$ et taux de remplissage $FF = 0,5$: (a) vue en coupe et (b) bornes de la réflectivité (lorsque la polarisation varie) inférieure ($V_{pp_{min}}$) et supérieure ($V_{pp_{max}}$) en fonction de la longueur d’onde.

La largeur de pic de résonance est $\Delta\lambda = 0,33 \text{ nm}$. Afin de pouvoir comparer les différentes structures conçues en terme de réflexion hors résonance, nous introduisons une variable $\Gamma = F_{[l]} - F_{[a]}$ où $F_{[l]}$ est réflectivité moyenne sur une plage de $\pm 15 \text{ nm}$ centré sur la longueur d’onde de résonance et $F_{[a]}$ est celle sur une plage de $\pm 20\Delta\lambda$, caractérisant la réflexion moyenne hors résonance. Ici, la réflectivité moyenne en dehors de la résonance est égale à $\Gamma = 1,46 \cdot 10^{-3}$.

Maintenant nous allons optimiser l’empilement anti-reflet afin d’obtenir une réflexion hors résonance inférieure à 10^{-4} sur une plage de $\pm 15 \text{ nm}$ autour de la longueur d’onde de résonance.

Dans cette section nous présenterons deux méthodes d’optimisation :

- En séparant les fonctions anti-reflet et filtre
- En optimisant simultanément les fonctions anti-reflet et filtre

Les deux empilements composant le filtre sont identiques. Les deux demi-structures fonctionnent de manière relativement indépendante une fois que le composant est constitué. Ainsi, pour l’optimisation nous n’allons considérer qu’une demi-structure.

2.3.1 Choix des matériaux de l’empilement

Nous avons choisi de constituer l’empilement de couches de Nb_2O_5 de haut indice $n = 2,21$ et de SiO_2 de bas indice $n = 1,47$. La dispersion d’indice pour ces deux oxydes pour les longueurs d’onde $\lambda \in [1550; 1600] \text{ nm}$ est quasiment nulle. Ils sont non réactifs entre eux, non absorbants et compatibles pour les applications spatiales. De plus ces matériaux sont fréquemment utilisés et maîtrisés dans le cadre de la technologie PARMS (Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering) utilisée pour le dépôt des couches minces uniformes par l’équipe de l’Institut Fresnel (Chapitre 3, Section 3.4.1). Cependant, l’indice du Nb_2O_5 est plus faible que celui de $\alpha - Si$ utilisé par Kristel Chan Shin Yu, ce qui rend en peu plus délicate l’optimisation de l’anti-reflet (choc d’indice moins important).

2.3.2 Première méthode : optimisation séparée des fonctions anti-reflet et filtre

La réflexion du filtre peut être décomposée comme une réflexion de la partie résonnante (fonction filtre) et une réflexion non-résonnante (fonction anti-reflet). La partie résonnante peut être représentée sous la forme d'une lorentzienne (eq. 1.13c), où λ_{res} est la longueur d'onde de résonance et $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale à mi-hauteur. La partie non résonnante est donnée sous la forme de l'équation 1.13b.

Dans cette méthode, l'empilement anti-reflet est optimisé en remplaçant la couche réseau par une couche homogène avec un indice $n_{\perp} = \sqrt{\langle \epsilon_{\perp} \rangle}$ (eq. 1.7). Le facteur de remplissage pour toutes les simulations est fixé à 50%.

L'optimisation a pour objectif de trouver les paramètres optimaux, en particulier les épaisseurs des couches. Pour cela, on cherche à obtenir une réponse spectrale la plus proche d'une cible. Pour l'optimisation, le logiciel Optilayer est utilisé. Ce logiciel utilise la méthode de Newton [51, p. 88]. Cela consiste à calculer et inverser une matrice (la matrice Hessienne) contenant les dérivées partielles d'une fonction coût.

Pour l'empilement conçu on calcule l'indice effectif du mode guidé TE , puis les paramètres du réseau de diffraction afin de satisfaire l'équation de couplage (eq. 1.8). La structure complète est enfin modélisée avec le code réseau (FMM) et les paramètres éventuellement ré-ajustés.

Les tests de convergence de FMM ont montré qu'il suffit de prendre 9 ordres de Fourier $[-4, +4]$ pour modéliser le filtre correctement. Ainsi, pour toutes les structures étudiées les calculs sont faites avec ces 9 ordres de Fourier.

2.3.2.1 Empilement avec une profondeur de réseau $h=60$ nm

Nous avons testé des empilements de 4, 6 et 8 couches minces. Cette étude a permis d'identifier un empilement à 6 couches, qui présente un bon compromis entre nombre de modes (1 TE et 1 TM) et qualité de l'anti-reflet sur la bande spectrale visée. Pour commencer, nous choisissons une épaisseur de la couche réseau de $h = 60$ nm. Le réseau de diffraction sera gravé sur toute l'épaisseur de cette couche. La vue en coupe de l'empilement est représentée sur la figure 2.7 (a).

La figure 2.7 (b) montre un mode guidé TE dans l'empilement pour la longueur d'onde d'incidence $1,575$ μm . L'indice effectif de ce mode guidé est $1,742$.

La réflexion R_{hom} de l'empilement avec couche réseau homogène isotrope d'indice $n_{\perp} = 1,258$ est représentée sur la figure 2.8 (a). Les valeurs propres $V_{pp_{min}}$ et $V_{pp_{max}}$ dans ce cas correspondent à la réflectivité pour la polarisation p et s respectivement. La réflectivité est inférieure à $4,5 \cdot 10^{-5}$ sur une plage de $\lambda \in [1,56; 1,59]$ μm .

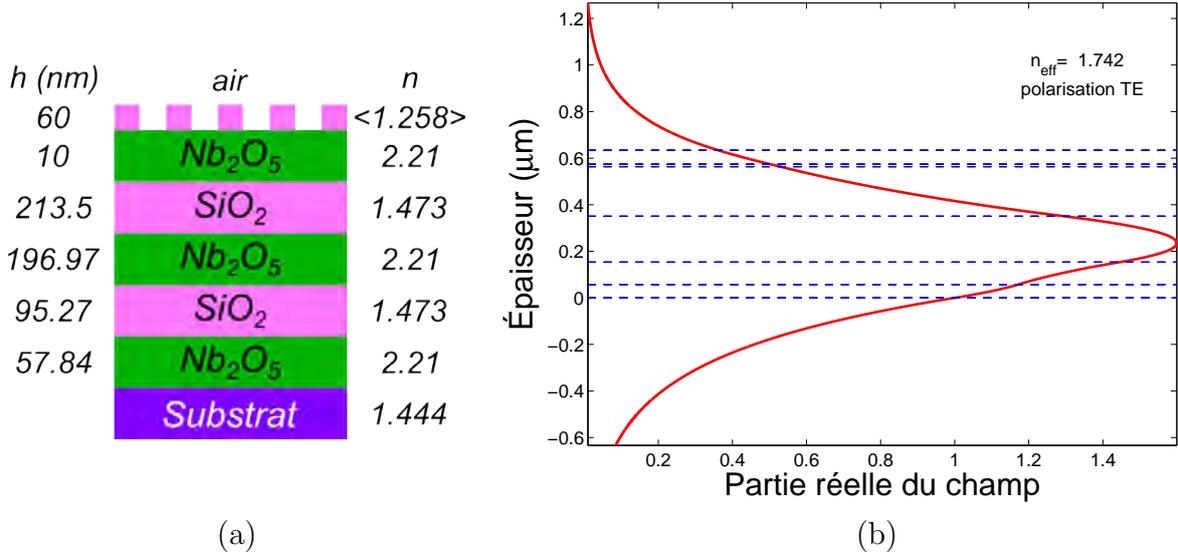


Figure 2.7 – Empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$: (a) vue en coupe de l'empilement et (b) partie réelle du champ de mode guidé TE : la couche réseau est une couche homogène isotrope de l'indice $n_{\perp} = 1,258$, la longueur d'onde $\lambda = 1,575 \text{ }\mu\text{m}$.

En utilisant l'équation de couplage (eq. 1.8) pour $\theta = 7^{\circ}$ on en déduit les paramètres de réseau suivants : $\xi = 5,96^{\circ}$, $\phi = 47,98^{\circ}$, $\Lambda = 865 \text{ nm}$. La réponse d'un demi-filtre avec une couche réseau, modélisé grâce au code FMM, est montrée sur la figure 2.8 (b). Les valeurs propres minimale $V_{pp_{\min}}$ et maximale $V_{pp_{\max}}$ dans ce cas ne correspondent pas aux polarisations s et p , mais aux bornes de la réflectivité minimale et maximale lorsque la polarisation incidente prend tous les états possibles. La largeur spectrale du pic est $\Delta\lambda = 0,077 \text{ nm}$, la réflectivité moyenne en dehors du pic de résonance est $\Gamma = 1,6 \cdot 10^{-4}$.

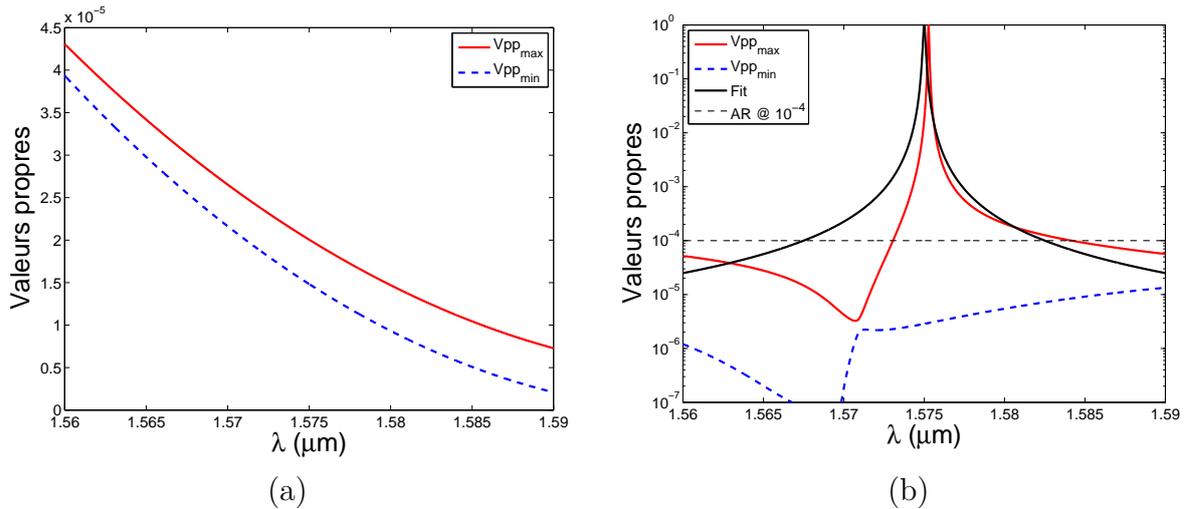


Figure 2.8 – Borne de la réflectivité inférieure ($V_{pp_{\min}}$) et supérieure ($V_{pp_{\max}}$) en fonction de la longueur d'onde lorsque la polarisation prend tous les états possibles pour l'empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$ à l'incidence oblique de 7° : (a) pour la structure avec une couche réseau homogène isotrope de l'indice $n_{\perp} = 1,258$, (b) pour la structure avec les paramètres du réseau $\xi = 5,96^{\circ}$, $\phi = 47,98^{\circ}$, $\Lambda = 865 \text{ nm}$.

La réflexion de la structure plane est quasiment 10 fois inférieure à la réflexion moyenne hors résonance de la structure avec réseau. Cela signifie que l'homogénéisation que l'on fait ne permet pas de prévoir la réflexion hors résonance. Ceci peut être dû à l'effet de l'anisotropie imposé par le réseau.

La figure 2.9 représente les bornes de la réflectivité de la structure modélisée avec une couche de réseau homogénéisée anisotrope. On observe que les réflectivités obtenues sont plus proches de celles obtenues hors résonance avec le réseau (*fig. 2.8, b*). Il semble donc plus approprié d'optimiser l'anti-reflet en prenant en compte cette anisotropie.

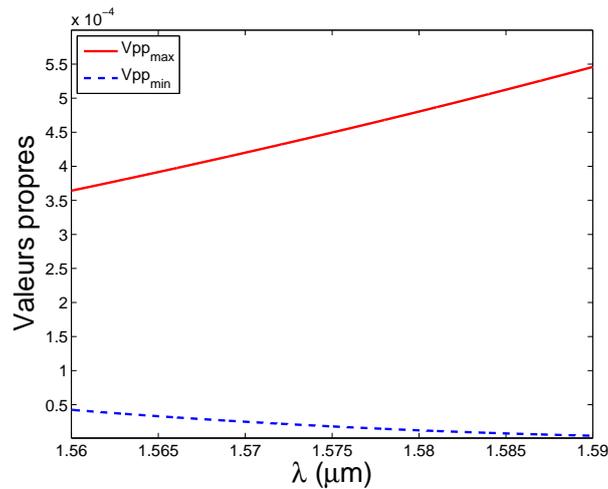


Figure 2.9 – Borne de la réflectivité inférieure ($V_{pp_{min}}$) et supérieure ($V_{pp_{max}}$) en fonction de la longueur d'onde lorsque la polarisation prend tous les états possibles pour l'empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$ à l'incidence oblique de 7° pour la structure avec une couche réseau homogène anisotrope.

Pour prendre en compte l'effet d'anisotropie dû au réseau, on choisi d'optimiser l'anti-reflet pour plusieurs indices de la couche homogénéisée, qui varient entre la moyenne harmonique (*eq. 1.6*) et la moyenne géométrique (*eq. 1.7*). (Le logiciel Optilayer ne permet pas de modéliser des matériaux anisotropes). Ainsi, on obtient l'empilement présenté sur la figure 2.10 (a), qui est assez proche de celui présenté sur la figure 2.7 (a).

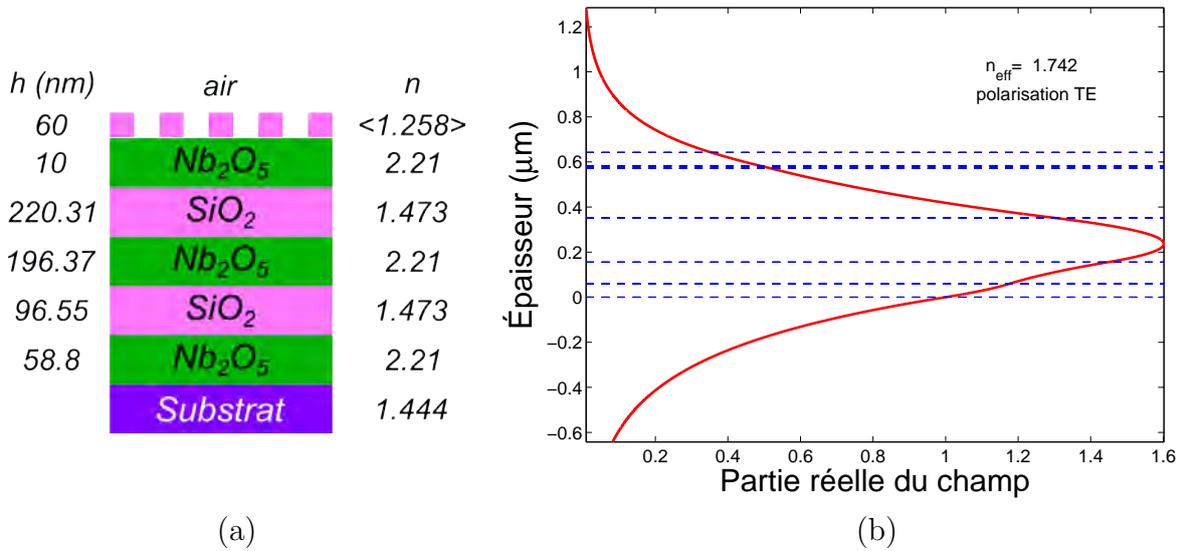


Figure 2.10 – Empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60$ nm optimisé pour plusieurs indices d'une couche réseau homogène : (a) vue en coupe de l'empilement et (b) partie réelle du champ de mode guidé TE : la couche réseau est une couche homogène isotrope de l'indice $n_{\perp} = 1,258$, la longueur d'onde $\lambda = 1,575$ μm .

Pour déterminer les modes de la structure, nous considérons que la couche réseau est une couche homogène isotrope d'indice n_{\perp} . On observe que le profil du champ et l'indice effectif du mode guide (fig. 2.10, b) sont proches de ceux de la structure donnée sur la figure 2.7. Par contre la réflectivité R_{hom} de la structure est autour de $2 \cdot 10^{-4}$, ce qui est supérieur à R_{hom} pour la structure précédente (fig. 2.8, a). Ceci traduit la difficulté d'optimiser l'empilement en considérant plusieurs indices pour la dernière couche.

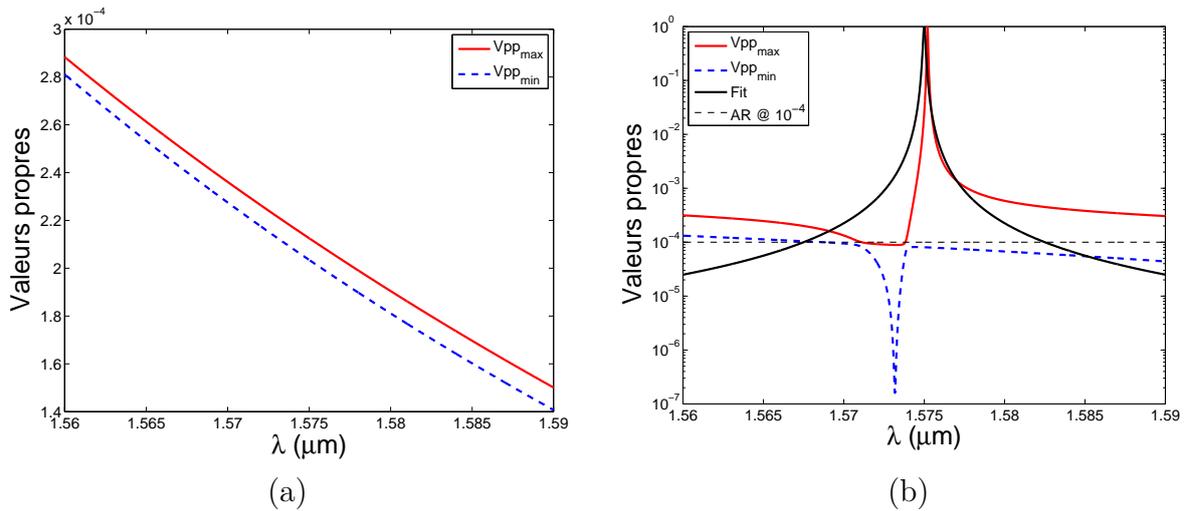


Figure 2.11 – Borne de la réflectivité inférieure ($V_{pp_{min}}$) et supérieure ($V_{pp_{max}}$) en fonction de la longueur d'onde lorsque la polarisation prend tous les états possibles pour l'empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60$ nm optimisé pour plusieurs indices d'une couche réseau homogène isotrope, à l'incidence oblique de 7° : (a) pour la structure avec une couche réseau homogène isotrope de l'indice $n_{\perp} = 1,258$, (b) pour la structure avec les paramètres du réseau $\xi = 5,96^{\circ}$, $\phi = 47,98^{\circ}$, $\Lambda = 865$ nm.

Étant donné l'égalité des indices effectifs, les paramètres de la structure sont identiques au cas précédent : $\xi = 5,96^\circ$, $\phi = 47,98^\circ$, $\Lambda = 865 \text{ nm}$. La largeur du pic est $0,073 \text{ nm}$. Le pic de résonance est moins symétrique que dans le cas précédent, soit le pied de la réponse du filtre à droite de la longueur d'onde de centrage est plus élevé que celui de gauche. Cela explique l'augmentation de la réflexion moyenne hors résonance, $\Gamma = 4,15 \cdot 10^{-4}$.

La figure 2.12 montre les bornes de la réflectivité de la structure avec une couche de réseau homogénéisée anisotrope. Ces bornes sont inférieures à $3 \cdot 10^{-4}$ et sont plus proches l'une de l'autre que dans le cas précédent (fig. 2.9).

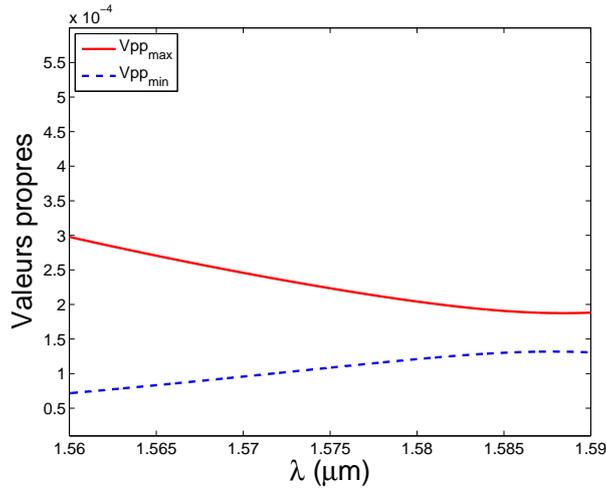


Figure 2.12 – Borne de la réflectivité inférieure ($V_{pp_{min}}$) et supérieure ($V_{pp_{max}}$) en fonction de la longueur d'onde lorsque la polarisation prend tous les états possibles pour l'empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$ à l'incidence oblique de 7° pour la structure optimisée pour plusieurs indices d'une couche réseau homogène. La modélisation est pour la structure avec une couche réseau homogène anisotrope.

Le fait que l'on considère la structure pour une couche de réseau anisotrope permet d'obtenir une meilleure approximation de la réflexion hors résonance de la structure avec le réseau.

Pour comparer les deux structures, nous avons tracé leur réflexion R_{hom} en fonction de l'indice de la couche réseau homogénéisée, de la longueur d'onde et de l'état de polarisation de l'onde incidente (s ou p). L'indice de la couche homogénéisée varie entre la moyenne harmonique (eq. 1.6) et la moyenne géométrique (eq. 1.7). Il n'y a quasiment pas de différence en fonction de la polarisation pour chacune des structures. Par contre les cartographies montrent que la réflexion R_{hom} de la deuxième structure (fig. 2.10) est inférieure à première (fig. 2.7) pour les deux polarisation orthogonales s et p .

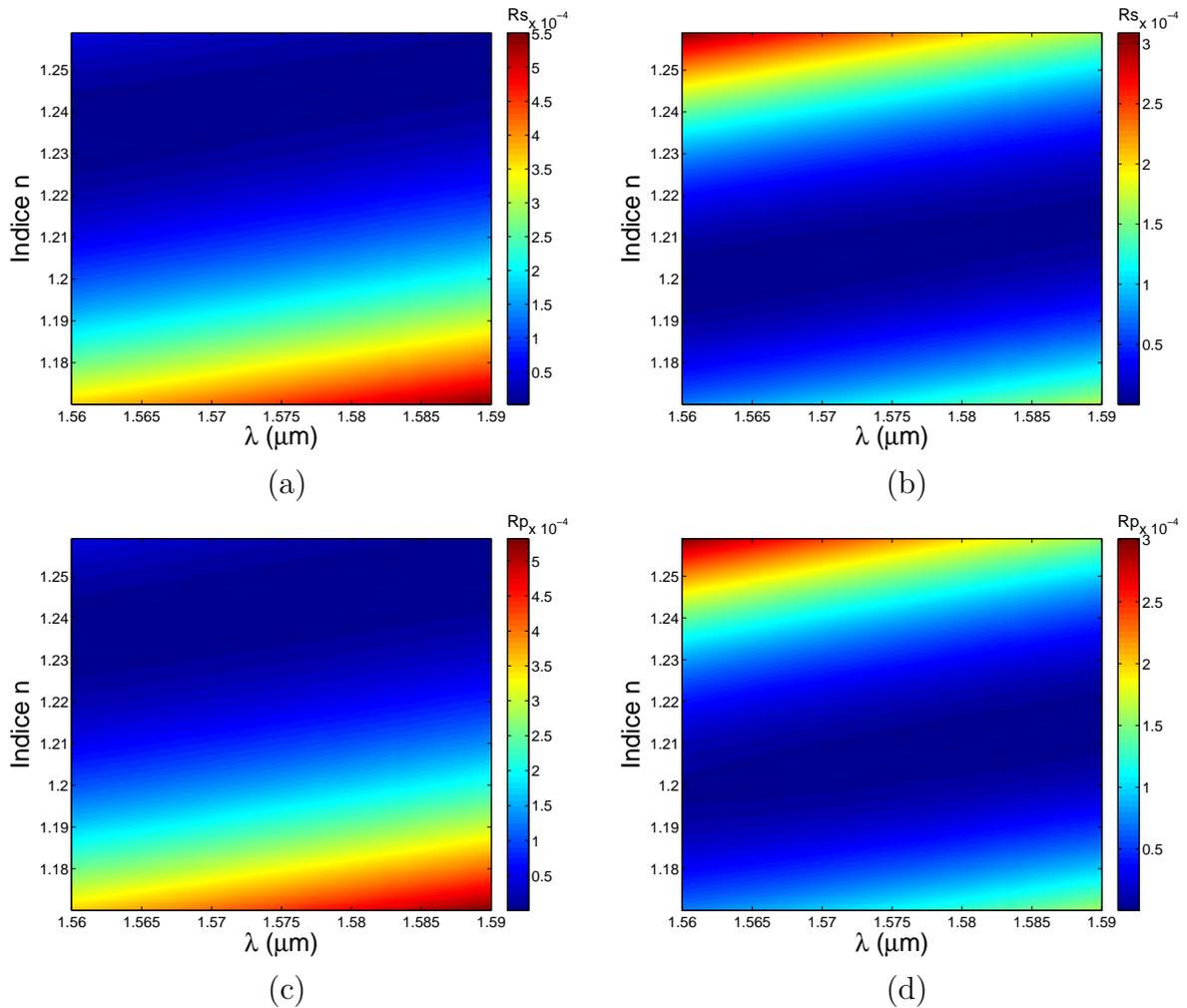


Figure 2.13 – Réflexion à l'incidence oblique de 7° en fonction de la longueur d'onde et de l'indice de la couche réseau homogénéisée pour l'empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$: (a) R_s et (c) R_p et pour l'empilements 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$ optimisé pour plusieurs indices d'une couche réseau homogène : (b) R_s et (d) R_p .

Pendant cette étude nous avons cherché à optimiser la réflexion pour qu'elle soit la même pour la polarisation s et p . Ceci est le cas si l'on optimise la structure avec une couche réseau homogène isotrope. Mais ce n'est plus vrai pour la structure avec le réseau, car il apporte l'anisotropie. L'optimisation de la structure pour plusieurs indices de la couche réseau homogénéisée permet d'obtenir des réponses en s et p plus proches l'une de l'autre et rapproche la réflexion R_{hom} de celle Γ .

Les largeurs du pic pour les deux structures sont très faibles par rapport à notre cahier des charges. De plus, la réflexion devient inférieure à 10^{-4} relativement loin de la résonance.

Comme la largeur spectrale du filtre est proportionnelle au carré de la profondeur de réseau [1], la solution pour élargir la raie spectrale est d'épaissir la couche réseau.

2.3.2.2 Empilement avec une profondeur de réseau $h=90$ nm

Afin d'augmenter la largeur spectrale, nous avons répété l'optimisation pour une profondeur de réseau $h = 90$ nm.

Comme dans la partie précédente, on cherche une structure présentant un bon anti-reflet pour plusieurs indices de la couche réseau homogénéisée. Cela devient plus compliqué car l'influence de l'anisotropie de la couche supérieure (couche réseau) est d'autant plus forte que celle-ci est épaisse [5]. L'empilement obtenu est représenté sur la figure 2.14 (a).

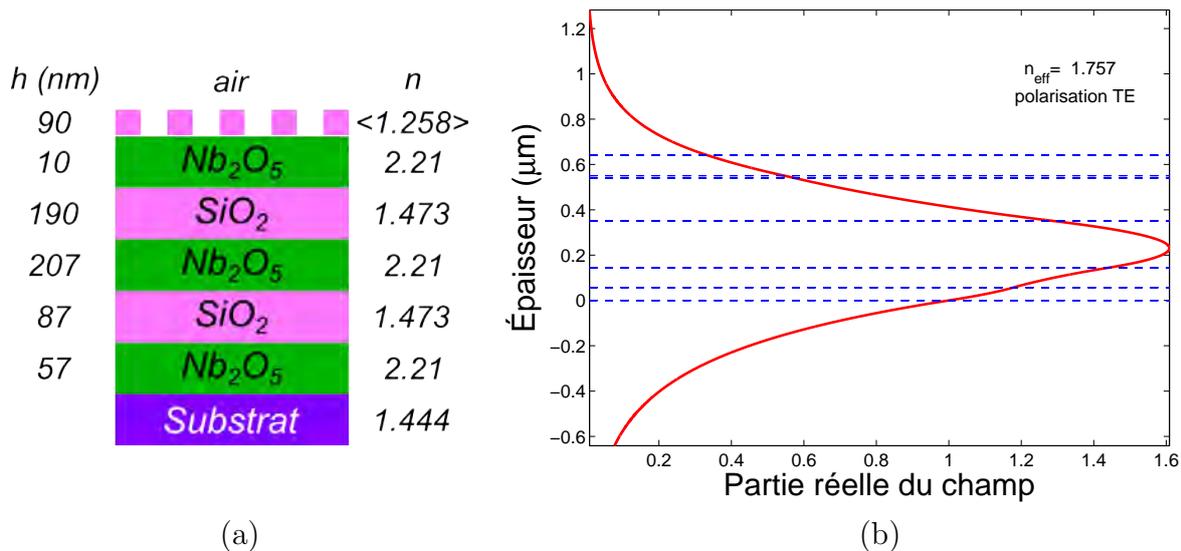


Figure 2.14 – Empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 90$ nm optimisé pour plusieurs indices d'une couche réseau homogène : (a) vue en coupe de l'empilement et (b) partie réelle du champ de mode guidé TE : la couche réseau est une couche homogène d'indice $n_{\perp} = 1,258$, la longueur d'onde $\lambda = 1,575$ μm et l'angle d'incidence $\theta = 7^{\circ}$.

La réflectivité de la structure avec une couche réseau homogène anisotrope est représenté sur la figure 2.15 (a). La borne de la réflectivité minimale est inférieur d'environ de 300 fois que celle maximale aux maximum (λ proche de $1,59$ μm), l'effet d'anisotropie est donc plus fort que pour la structure avec couche réseau de 60 nm (fig. 2.12). L'ensemble des bornes est inférieure à $1,3 \cdot 10^{-3}$.

Cependant l'indice effectif du mode guidé est égale à $1,757$ (fig. 2.14, b). Ainsi, les paramètres du réseau sont : $\xi = 5,9^{\circ}$, $\phi = 47,95^{\circ}$, $\Lambda = 858$ nm.

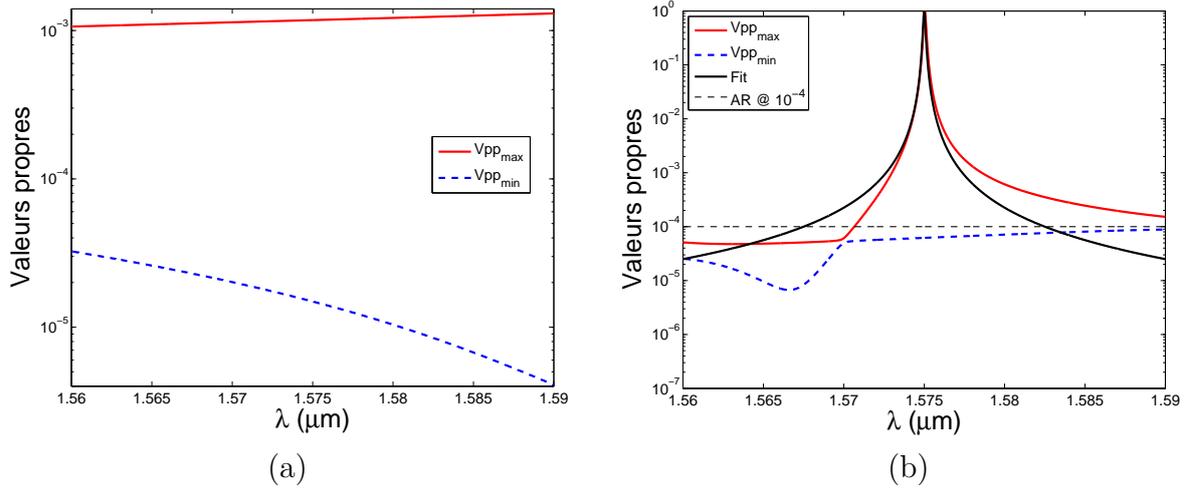


Figure 2.15 – Borne de la réflectivité inférieure ($V_{pp_{min}}$) et supérieure ($V_{pp_{max}}$) en fonction de la longueur d’onde lorsque la polarisation prend tous les états possibles pour l’empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 90 \text{ nm}$ optimisé pour plusieurs indices d’une couche réseau homogène à l’incidence oblique de 7° : (a) pour la structure avec une couche réseau homogène anisotrope, (b) pour la structure avec les paramètres du réseau $\xi = 5, 9^\circ, \phi = 47, 95^\circ, \Lambda = 858 \text{ nm}$.

La réponse spectrale de cette structure est donnée sur la figure 2.15 (b). La largeur de raie est $0,166 \text{ nm}$. La réflexion moyenne en dehors de la résonance est $\Gamma = 3,3 \cdot 10^{-4}$.

La réflexion de cette structure en fonction de l’indice de la couche réseau homogénéisée et la longueur d’onde est présenté sur la figure 2.16. Les cartes pour les deux polarisations orthogonales sont similaire. Pour les distinguer nous allons tracer la différence entre les réflexions pour ces deux polarisations.

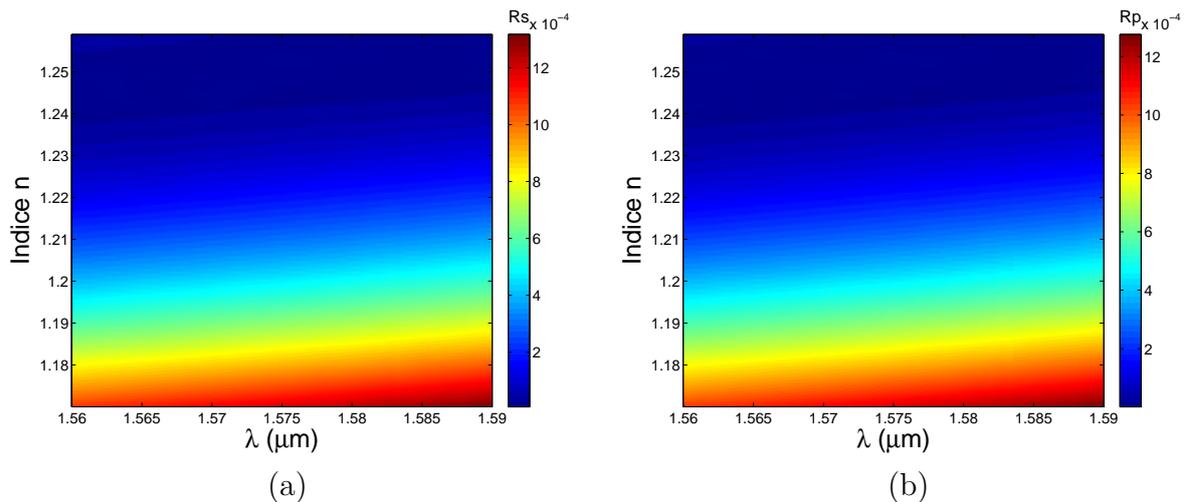


Figure 2.16 – Réflexion à l’incidence oblique de 7° en fonction de la longueur d’onde et de l’indice de la couche réseau homogénéisée pour l’empilement 6 couches avec profondeur de réseau $h = 90 \text{ nm}$ optimisé pour plusieurs indices d’une couche réseau homogène : (a) R_s et (a) R_p .

Sur la figure 2.17 les différences entre les réflexions pour les polarisations s et p sont présentées. Les deux figures du haut montrent $|R_s - R_p|$ pour les structures avec une profondeur du réseau $h = 60 \text{ nm}$. La courbe d'en bas (fig. 2.16, c) représente la différence pour profondeur du réseau $h = 90 \text{ nm}$. On constate que l'optimisation sur plusieurs indices de la couche réseau homogénéisée permet de diminuer l'effet d'anisotropie l'empilement avec $h = 60 \text{ nm}$ (fig. 2.16, a,b).

Par contre, pour une couche réseau plus épaisse ($h = 90 \text{ nm}$) l'influence de l'anisotropie est plus forte, ainsi la différence entre les deux polarisations est plus élevée (fig. 2.16, c).

Si on veut obtenir un bon anti-reflet quelle que soit la polarisation de l'onde incidente, cela revient à optimiser une infinité de structures avec l'indices de la couche supérieure de l'empilement qui varie en fonction de la polarisation et à prendre l'intersection des résultats de ces optimisations. Ceci permet de comprendre les difficultés posées par ce type d'optimisation.

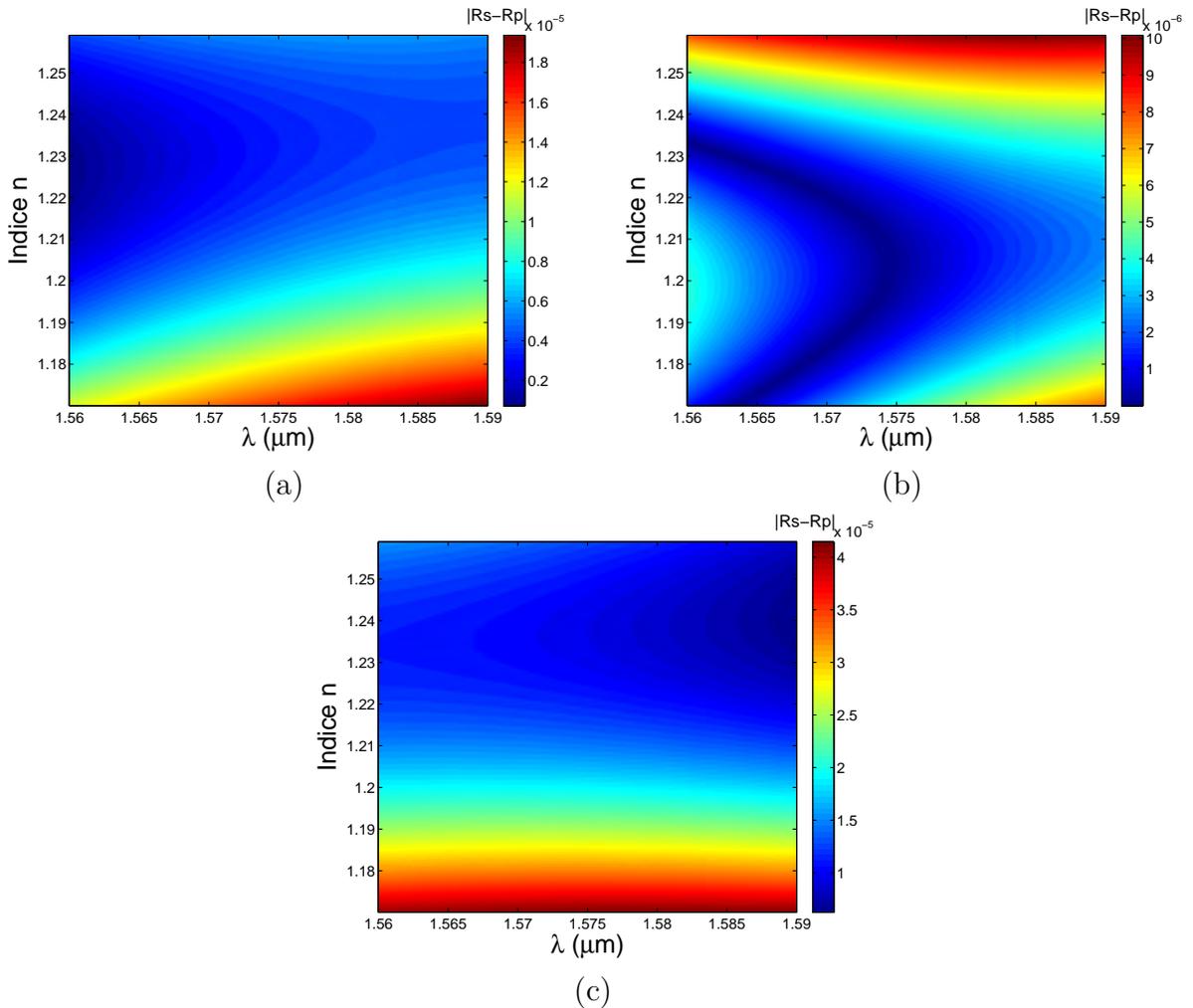


Figure 2.17 – Différence de la réflexion pour la polarisation s et p pour les empilements 6 couches avec profondeur de réseau $h = 60 \text{ nm}$: (a) $|R_s - R_p|$ pour la structure donnée sur la figure 2.7, (b) $|R_s - R_p|$ pour la structure donnée sur la figure 2.10, profondeur de réseau $h = 90 \text{ nm}$: (c) $|R_s - R_p|$ pour la structure donnée sur la figure 2.14.

On cherche maintenant à observer l'impact de la diffraction par le réseau sur la réflexion de la structure. Pour cela, nous avons comparé la réflexion de la structure avec la couche réseau homogène isotrope et anisotrope avec celle correctement modélisée (en prenant en compte le réseau) (*fig. 2.18*). La modélisation est effectuée sur la structure complète, telle que présentée sur la figure 2.1 (a). La vue en coupe de l'empilement de la demi-structure est donnée sur la figure 2.7 (a). On choisit le pas de réseau pour ne pas avoir de résonance dans la plage de longueur d'onde considérée. Le facteur de remplissage est 50%.

Sur la figure 2.18, on compare : la réflexion pour une couche isotrope de permittivité $\epsilon_{//}$ (eq. 1.6) et ϵ_{\perp} (eq. 1.7), pour une couche anisotrope de permittivité $\epsilon_{//}$ selon l'axe X (direction de périodicité du réseau), ϵ_{\perp} selon l'axe Y et Z et la réflexion en prenant en compte le réseau.

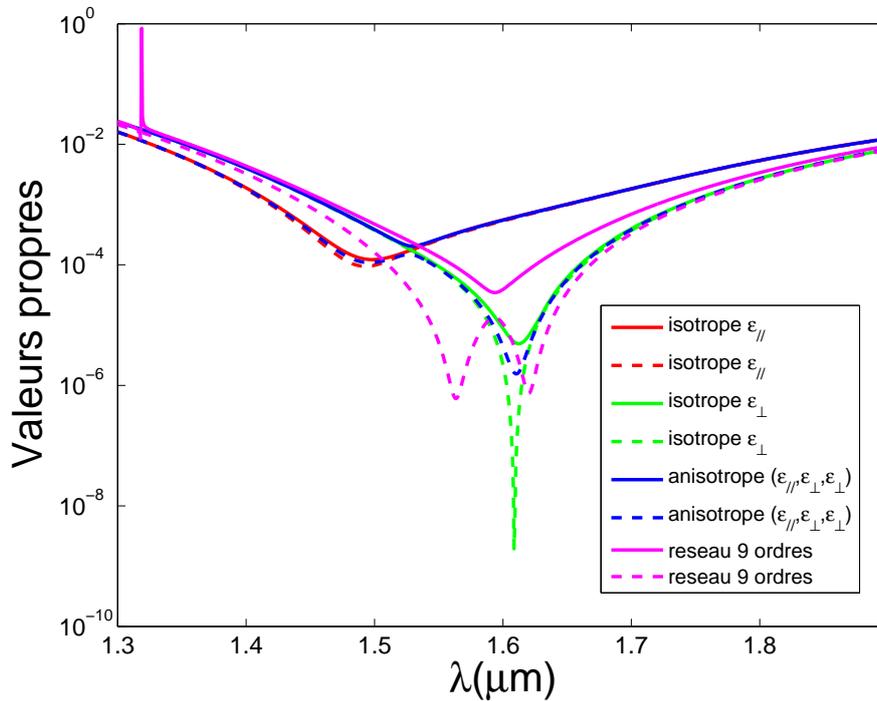


Figure 2.18 – Effet de l'anisotropie due à la diffraction par le réseau : valeurs propres minimale (en pointillés) et maximale (trait continu) calculées pour la couche supérieure suivante : couche homogène isotrope de permittivité $\epsilon_{//} = 1,369$ (rouge), couche homogène isotrope de permittivité $\epsilon_{\perp} = 1,5848$ (vert), couche homogène anisotrope de permittivité $(\epsilon_{//}, \epsilon_{\perp}, \epsilon_{\perp})$ (bleu), réseau calculé avec 9 ordres de Fourier $[-4,4]$ (magenta). Les paramètres de la structure sauf le pas sont donnés sur la figure 2.7 (a).

Sur cet exemple, on observe que $\epsilon_{//}$ sous-estime la réflexion pour les basses longueurs d'onde et la sur-estime pour les grandes longueurs d'onde ; ϵ_{\perp} sous-estime la réflexion au minimum et donne une bonne approximation pour les autres plages de λ . La modélisation avec une couche anisotrope sur-estime quasiment partout la réflexion. Ceci est cohérent avec les observations faites lors de l'optimisation des structures.

En conclusion, la modélisation du réseau par une couche homogène donne une approximation éloignée de la réflexion non-résonnante de la structure, qui n'est pas suffisante si

on considère l'objectif à atteindre (10^{-4} en dehors de la résonance). Ainsi, on ne peut pas négliger la diffraction même pour la partie non résonnante. Par conséquent, il faut optimiser l'empilement et le réseau simultanément, autrement dit, les fonctions anti-reflet et filtre simultanément.

2.3.3 Deuxième méthode : optimisation simultanée des fonctions anti-reflet et filtre

Étant donné que la modélisation du réseau par une couche homogène n'est pas suffisante pour atteindre de réflexion hors résonance inférieure à 10^{-4} , il a été nécessaire de développer un programme permettant l'optimisation simultanée des fonctions anti-reflet et filtre. Ainsi, la deuxième méthode consiste à utiliser un algorithme d'optimisation couplé au code réseau. Il s'agit de fusionner un code d'optimisation avec la Méthode Modale de Fourier (FMM) pour le calcul des réseaux. L'algorithme d'optimisation choisi est la Clustering Global Optimization [52], utilisé à l'Institut Fresnel habituellement pour l'optimisation des empilements de couches minces.

L'optimisation se fait toujours sur une demi structure et consiste à minimiser une fonction coût. On utilise comme profil cible une fonction lorentzienne (eq. 1.13c) centrée sur la longueur d'onde λ_{res} visée, de largeur $\Delta\lambda$ et de maximum 1. Ainsi, la fonction coût qui nous permet le mieux d'optimiser le filtre s'écrit sous la forme de l'équation 2.5, où R_{max} est le maximum de réflexion lorsque la polarisation incidente prend tous les états possibles, et λ_i une longueur d'onde sur une plage donné.

$$f = \sum_i \left[\log\left(\frac{(\Delta\lambda/2)^2}{(\lambda_i - \lambda_{res})^2 + (\Delta\lambda/2)^2}\right) - \log(R_{max}(\lambda_i)) \right]^2, \quad (2.5)$$

Le nombre N de points où R_{max} est évaluée et doit être suffisamment grand, pour obtenir une réflexion au plus proche de la cible, même en dehors de ces points, mais pas trop grand, afin de limiter le temps de calcul. Nous choisissons en général une vingtaine de points, dont 1 au sommet du pic pour le maximum de réflexion, au moins 3 dans chaque pied de la lorentzienne pour la réflexion non-résonnante et le reste sont repartis entre les deux. Au besoin, un poids peut être affecté à certaines longueurs d'onde, afin de privilégier certaines solutions. Par exemple, pour obtenir un faible niveau de la réflexion hors résonance, le poids des points loin de la résonance doit être plus important.

Les paramètres variables sont les épaisseurs des couches. Le facteur de remplissage ($FF = 0,5$), $\lambda_{res} = 1,575 \mu m$, la période de réseau $\Lambda = 875 nm$, la largeur spectrale $\Delta\lambda = 0,15 nm$, $\theta = 7^\circ$, $\phi = 47,7^\circ$ et $\xi = 5,4^\circ$ restent fixes.

Chaque épaisseur évolue aléatoirement dans des plages que l'on définit. Au départ, un grand nombre de structures sont choisies aléatoirement (jusqu'à 30000). La fonction coût est calculée pour chacune. Les structures avec la fonction coût la plus basse sont retenues (environ 20 structures retenues), et sont assemblées en cluster. Le cluster est un ensemble de structures qui conduisent à la même structure par recherche de minimum local.

L'assemblage en cluster se fait en calculant des "distances". Une structure est associée à un cluster existant si la "distance" est inférieure à un certain seuil. Sinon, un nouveau cluster est créé. Pour chaque cluster, la meilleure solution est choisie, et les structures sont classées par fonction coût croissante. Ceci permet de diminuer le nombre nécessaire d'évaluations de la fonction coût.

Cette méthode d'optimisation nous a permis d'obtenir plusieurs solutions parmi lesquelles nous en avons identifié une, correspondant le mieux à notre cahier des charges. La

réponse spectrale de cette structure, ainsi que ses paramètres sont présentés sur la figure 2.19. La réponse spectrale est plus symétrique que celles des structures présentées dans la partie précédente (résultats de l'optimisation séparée de l'empilement et du réseau). De plus, la réflexion hors résonance est largement inférieure à 10^{-4} . La largeur du pic est $0,125 \text{ nm}$, très proche de la valeur visée.

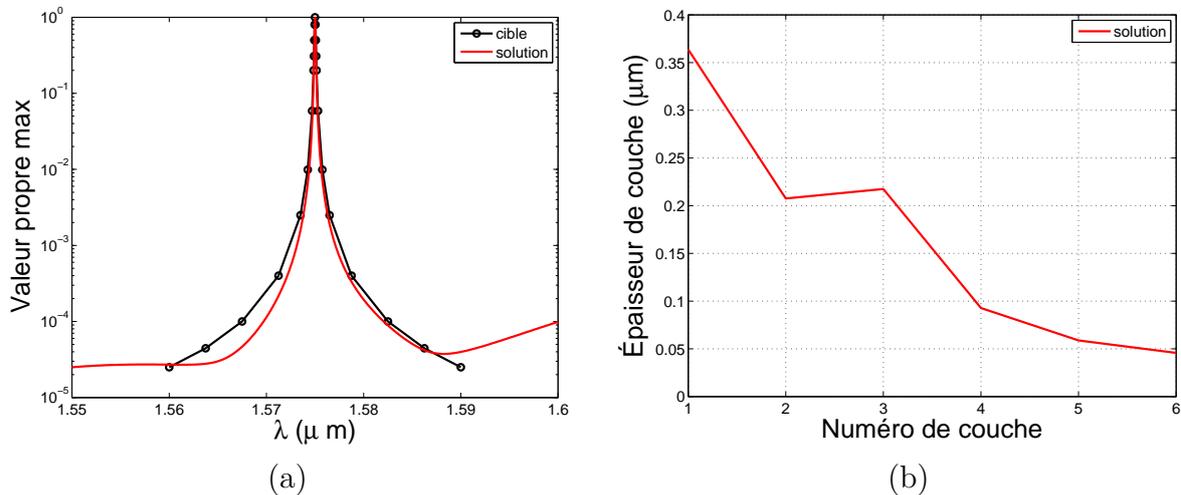


Figure 2.19 – Solution d'optimisation pour l'empilement 6 couches $\lambda_{res} = 1,575 \mu\text{m}$, la période de réseau $\Lambda = 875 \text{ nm}$, $\theta = 7^\circ$, $\phi = 47,7^\circ$, $\xi = 5,4^\circ$: (a) la borne maximale de la réflexion ($V_{pp_{max}}$) lorsque la polarisation incidente décrit tous les états possibles, (b) épaisseurs des couches du substrat au superstrat.

La vue en coupe de cette structure et les bornes de réflectivité minimale et maximale sont présentées sur la figure 2.20

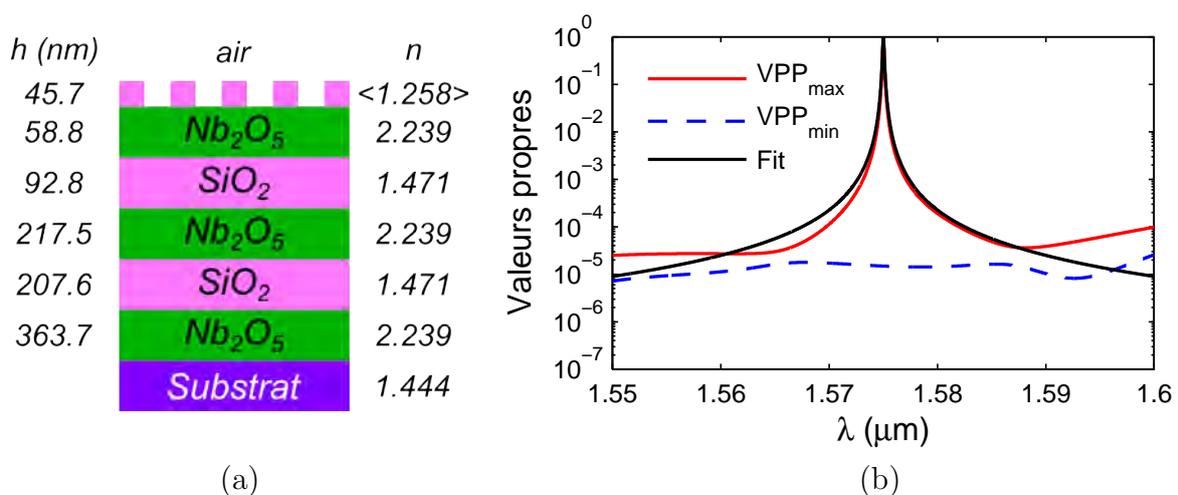


Figure 2.20 – Structure de la solution 1 : (a) empilement vu en coupe, (b) bornes de la réflectivité $V_{pp_{min}}$ et $V_{pp_{max}}$.

À noter que la profondeur du réseau est relativement faible ($< 50 \text{ nm}$). Cette profondeur est suffisante pour exciter le mode si ce dernier a un champ fort au voisinage du réseau. De plus elle est suffisamment faible pour que l'effet d'anisotropie du réseau n'empêche pas l'obtention d'une réflexion hors résonance inférieure à 10^{-4} .

2.4 Étude paramétrique d'une structure complète

On rassemble les deux demi-structures (solution 1 précédente) avec un angle de $84,6^\circ$ entre les deux directions de périodicité pour obtenir un filtre complet. La figure 2.21 montre la réponse spectrale du filtre centré à $1,575 \mu\text{m}$ pour l'angle d'incidence $\theta = 7^\circ$. La largeur spectrale est $\Delta\lambda = 0,125 \text{ nm}$ et la réflexion moyenne hors résonance $\Gamma = 2 \cdot 10^{-4}$. C'est la plus faible réflexion par rapport à toutes les autres structures étudiées avec $\Delta\lambda$ du même ordre de grandeur.

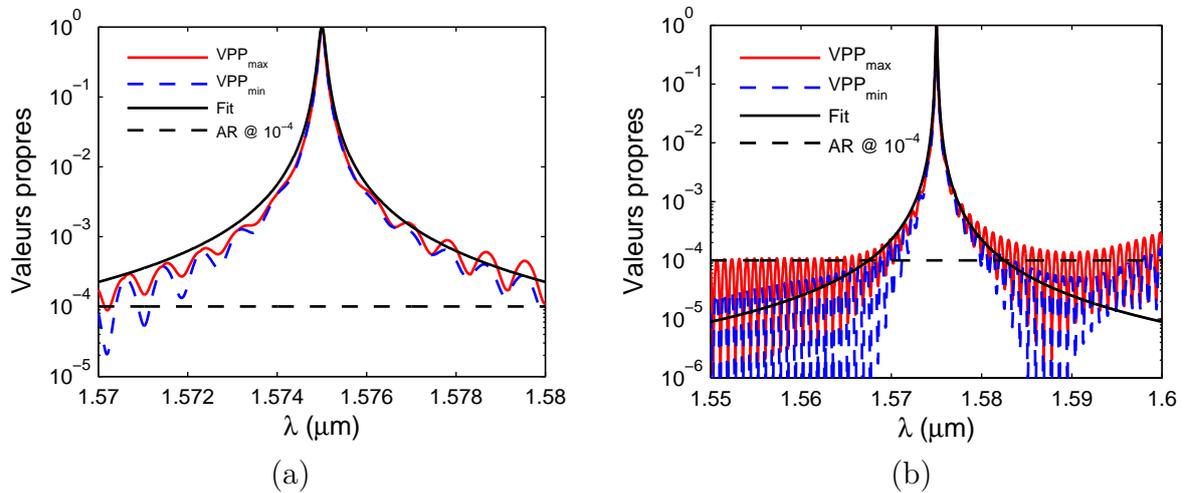


Figure 2.21 – Réponse spectrale du filtre complet (2 réseaux 1D croisés à $\xi = 5,4^\circ$).

Les résultats sont très satisfaisants et répondent au mieux à notre cahier des charges. Avant de passer à la fabrication, l'étude paramétrique est une étape indispensable. Nous allons étudier l'accordabilité et la tolérance aux erreurs de notre structure.

2.4.1 Accordabilité en fonction de l'angle d'incidence

On prend comme référence la structure présentée par Fehrembach et al. [40] (empilement à 3 couches avec une accordabilité sur une plage de 100 nm). La différence entre les bornes de réflectivité max et min varie de 0 à 15%.

Pour notre filtre, la longueur d'onde de résonance en fonction de θ est donnée sur la figure 2.22. La plage d'accordabilité du mode que l'on utilise pour le filtrage (*fig. 2.22, trait rouge plein*) est limitée à 54 nm par l'excitation de deux autres modes : TM à 3° (*trait bleu ciel marqué par o*) et TE autour de $9,6^\circ$ (*trait jaune marqué par **). Malgré cela, les pics supplémentaires n'apparaissent pas dans la plage de fonctionnement du filtre $\lambda_{res} \in [1,56; 1,59] \mu\text{m}$, soit $\theta \in [5^\circ; 9^\circ]$. La plage AR (*fig. 2.22*) indique les bornes à l'intérieur

desquelles on étudie la réflectivité moyenne hors résonance $\lambda \in [1,56; 1,59] \pm 0,015 \mu m$. Il faut noter que l'on explore sur une plage plus grande que ce qu'impose le cahier des charges.

La plage d'accordabilité est 2 fois moins grande que celle du filtre de référence [40], qui ne comportait que 3 couches et un anti-reflet moins bon, mais cependant suffisante pour répondre au cahier des charges.

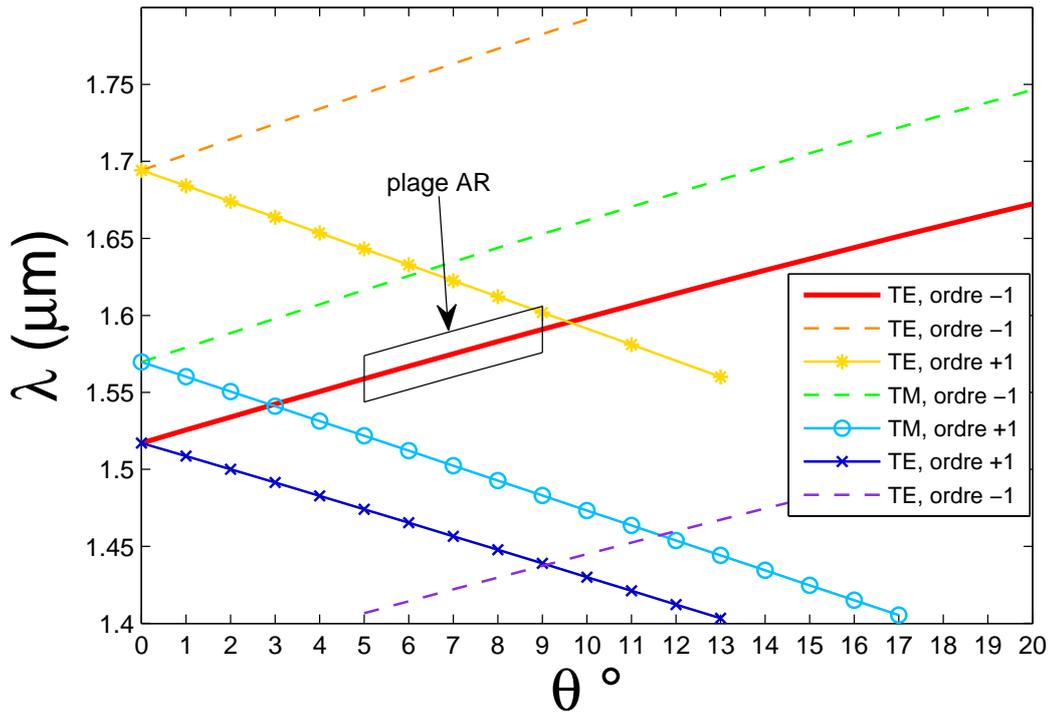


Figure 2.22 – Évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence θ , présentation des modes existants dans la structure.

L'évolution de la réflectivité à la résonance en fonction de l'angle d'incidence θ est présentée sur la figure 2.23. Les oscillations sont dues à des résonance de Fabry-Pérot dans le substrat épais. Les pics pour les valeurs propres minimale et maximale sont centrés à la même longueur d'onde. La différence entre la borne maximale et minimale de la réflexion est de 7% sur une plage de θ de 0 à 20° (fig. 2.23, a). Les deux valeurs propres sont égales pour le point de fonctionnement $\theta = 7^\circ$.

La réflectivité moyenne Γ en dehors de la résonance (définie p.51 est représentée sur la figure 2.23 (b). La réflectivité pour $\theta = 7^\circ$ est repérée par un point bleu étoilé. On observe une augmentation de la réflexion jusqu'à $6.5 \cdot 10^{-3}$ en dehors de la plage de fonctionnement $\theta \in [5^\circ, 9^\circ]$ due à la dégradation de l'anti-reflet. Les grands sauts à 3° et 9 – 10° sont liés à l'excitation des modes supplémentaires générant d'autres pics dans le spectre et augmentant, donc, la réflexion moyenne en dehors de la bande spectrale d'intérêt (on ne les exclut pas quand on calcule la réflexion moyenne).

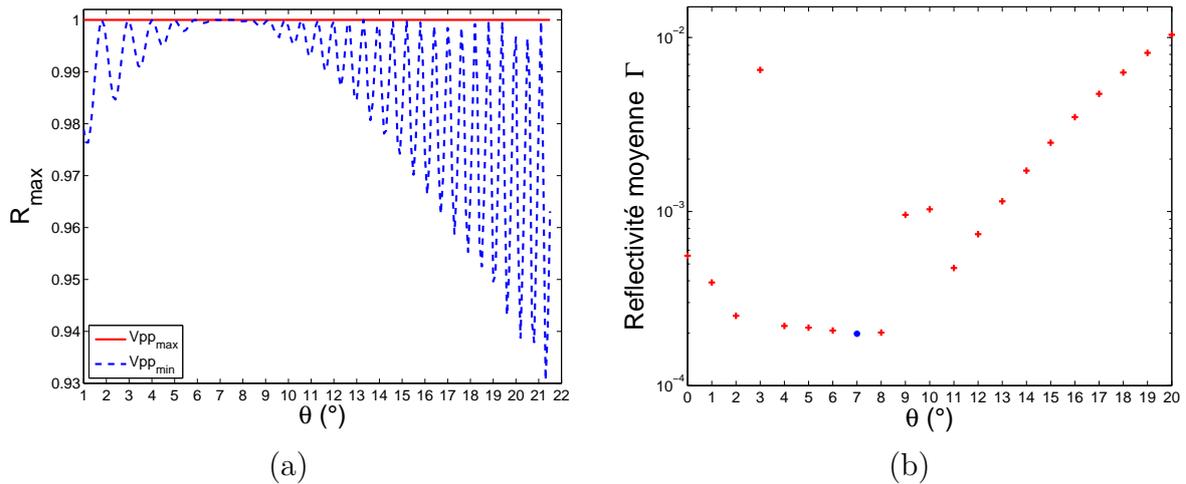


Figure 2.23 – Évolution de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence θ (a) à la résonance (b) en dehors de la résonance pour $V_{pp_{\max}}$ de la demi structure.

Un zoom sur la plage de fonctionnement est donné sur la figure 2.24 (a). Seules les valeurs propres maximales sont présentées. L'accordabilité est de $7,7 \text{ nm}/^\circ$. Les largeurs spectrales des valeurs propres minimales et maximales sont égales entre elles pour le point de fonctionnement $\theta = 7^\circ$. En dehors de ce point, la différence des largeurs spectrales reste inférieure à 32% par rapport à $\Delta\lambda(7^\circ) = 0,125 \text{ nm}$ et la largeur spectrale varie de moins de 4% sur la plage d'accordabilité $[5^\circ, 9^\circ]$.

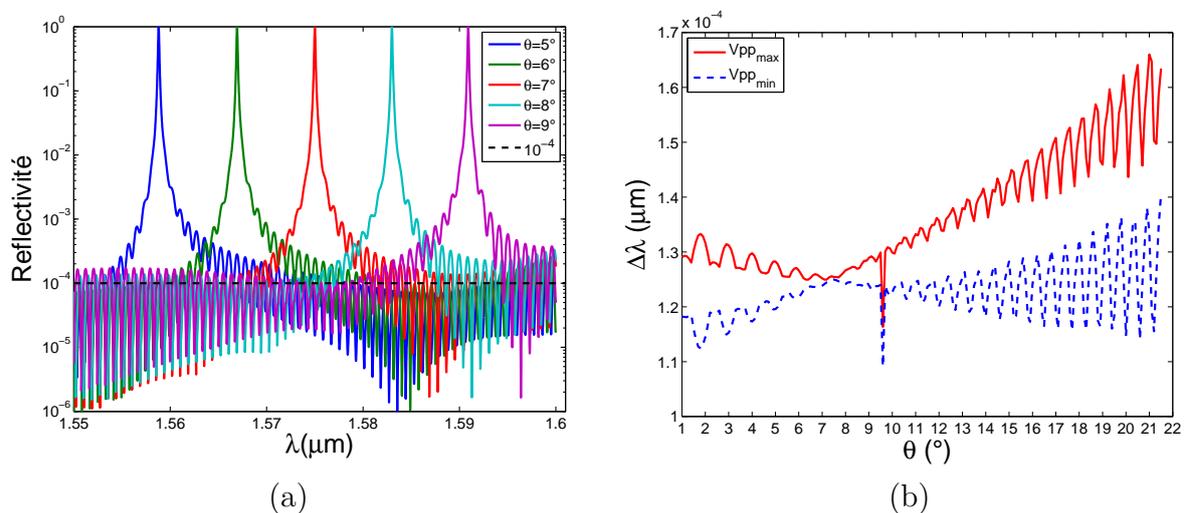


Figure 2.24 – (a) Évolution des spectres et (b) de la largeur spectrale pour les bornes maximales et minimales de la réflexion, en fonction de l'angle d'incidence θ .

2.4.2 Tolérance aux erreurs de fabrication

Les étapes de fabrication décrites dans le chapitre 3 comprennent le dépôt des couches minces et la réalisation du motif diffractant sur chaque demi-structure et finalement l'assemblage des deux. Chacune de ces étapes peut introduire des erreurs. Si l'erreur sur l'angle entre les deux réseaux ξ , qui peut se produire pendant l'assemblage, est rattrapable par le changement du plan d'incidence, des erreurs sur les couches minces ou sur le réseau peuvent être plus problématiques.

Les phases de fabrication sont simultanées et/ou reproductibles pour chaque demi-structure composant notre filtre afin de pouvoir réaliser deux demi-structures les plus semblables possible. Ainsi, pour tous les calculs de cette partie, nous considérons des erreurs identiques pour les deux demi-filtres. Dans le cas où les deux moitiés ne sont pas exactement pareilles, on observe un décalage des pics de résonance pour les bornes de réflexion minimale et maximale. Les amplitudes des erreurs sur les paramètres des couches minces considérées dans cette étude sont supérieures à celles observées en pratique.

2.4.2.1 Erreur sur les indices des couches minces

Les empilements sont composés des couches de Nb_2O_5 avec l'indice $n = 2,239$, SiO_2 avec $n = 1,4712$ et le substrat est en silice d'indice $n = 1,4438$. On suppose qu'une erreur de $\pm 0,7\%$ se produit sur l'indice de chaque matériau et qu'elle est identique pour toutes les couches composées de ce matériau. Ainsi, nous définissons 9 configurations : une référence (sans erreur) et 2^3 combinaisons pour l'erreur positive ou négative sur chacun des trois matériaux.

Les réponses spectrales de toutes les structures sont représentées sur la figure 2.25. La légende montre la corrélation entre le numéro de la configuration et ses paramètres, ou B correspond au matériau bas indice (SiO_2) et H à celui de haut indice (Nb_2O_5). Le "+" ou "-" indique le sens de variation de l'indice. Par exemple, pour la configuration 8 on obtient $n_{SiO_2} = 1,4713 \cdot (1 + 0,007)$, $n_{Nb_2O_5} = 2,239 \cdot (1 - 0,007)$ et $n_{sub} = 1,443 \cdot (1 + 0,007)$.

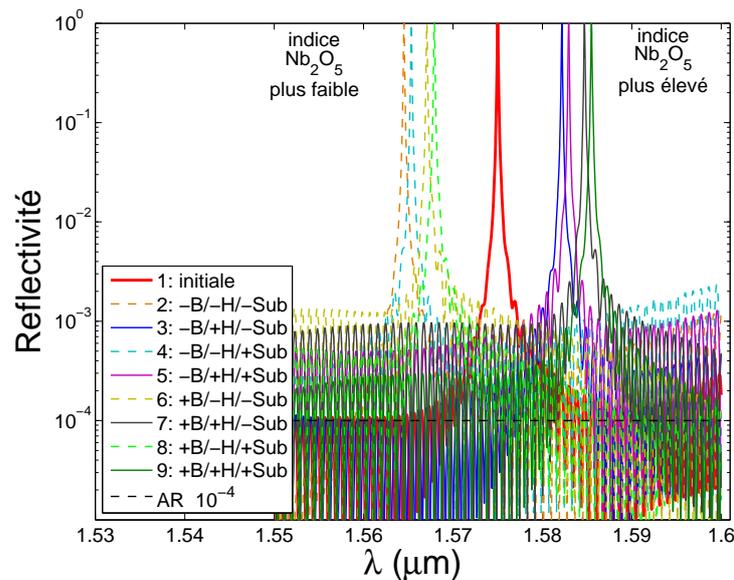


Figure 2.25 – Spectre des structures avec l'erreur sur l'indice de $\pm 0,7\%$.

Le mode est confiné dans les couches haut indice Nb_2O_5 . La variation d'indice de ce matériau implique un changement de l'indice effectif de mode guidé et provoque ainsi un décalage de la longueur d'onde de résonance. Si $n_{Nb_2O_5}$ augmente, λ_{res} s'accroît aussi. Et si $n_{Nb_2O_5}$ diminue, λ_{res} se déplace vers les basses longueurs d'ondes. Pour quantifier cette évolution, nous avons tracé les longueurs d'onde de centrage des bornes maximales (valeurs propres max) et minimales (valeurs propres min) de réflectivité lorsque la polarisation incidente prend tous les états possibles (*fig. 2.26, a*). Les deux valeurs propres restent confondues pour toutes les configurations et varient dans une plage de ± 10 nm par rapport à la structure initiale n° 1. Pour la configuration n° 9, où les indices de tous les matériaux sont plus élevés, l'augmentation de λ_{res} est maximale. Et inversement la longueur d'onde de centrage du pic minimale est obtenue pour la structure n° 2 avec tous les indices plus faibles. Vu que le filtre est accordable, on peut rattraper ces variations en changeant l'angle d'incidence.

Le réseau est gravé dans la couche de bas indice SiO_2 . L'augmentation de son indice suscite un élargissement de la largeur spectrale. Son évolution est présentée sur la figure 2.26 (b). L'élargissement maximal est de +6,4% pour la structure n° 8, où n_{SiO_2} est élevé et l'indice de la couche guidante $n_{Nb_2O_5}$ est faible. La diminution de l'indice du Nb_2O_5 fait que le mode est moins confiné, il fuit plus facilement, d'où une largeur spectrale plus grande. De façon contraire, la diminution de l'indice du matériau du réseau résulte en un rétrécissement de la largeur spectrale de -5,6% au maximum pour la configuration n° 3 avec $n_{Nb_2O_5}$ élevée et n_{SiO_2} faible. Pour cette structure le mode guidé est plus confiné.

Nous avons vérifié que les valeurs propres maximales et minimales à la résonance restent proche de 1 à 10^{-4} près.

La réflexion moyenne en dehors du pic de résonance pour un demi-filtre est présentée sur la figure 2.26 (d). Elle rest globalement inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$. La structure initiale est représentée par le point bleu étoilé. La réflectivité est plus forte pour la structure n° 6, où la couche contenant le réseau a l'indice plus élevé.

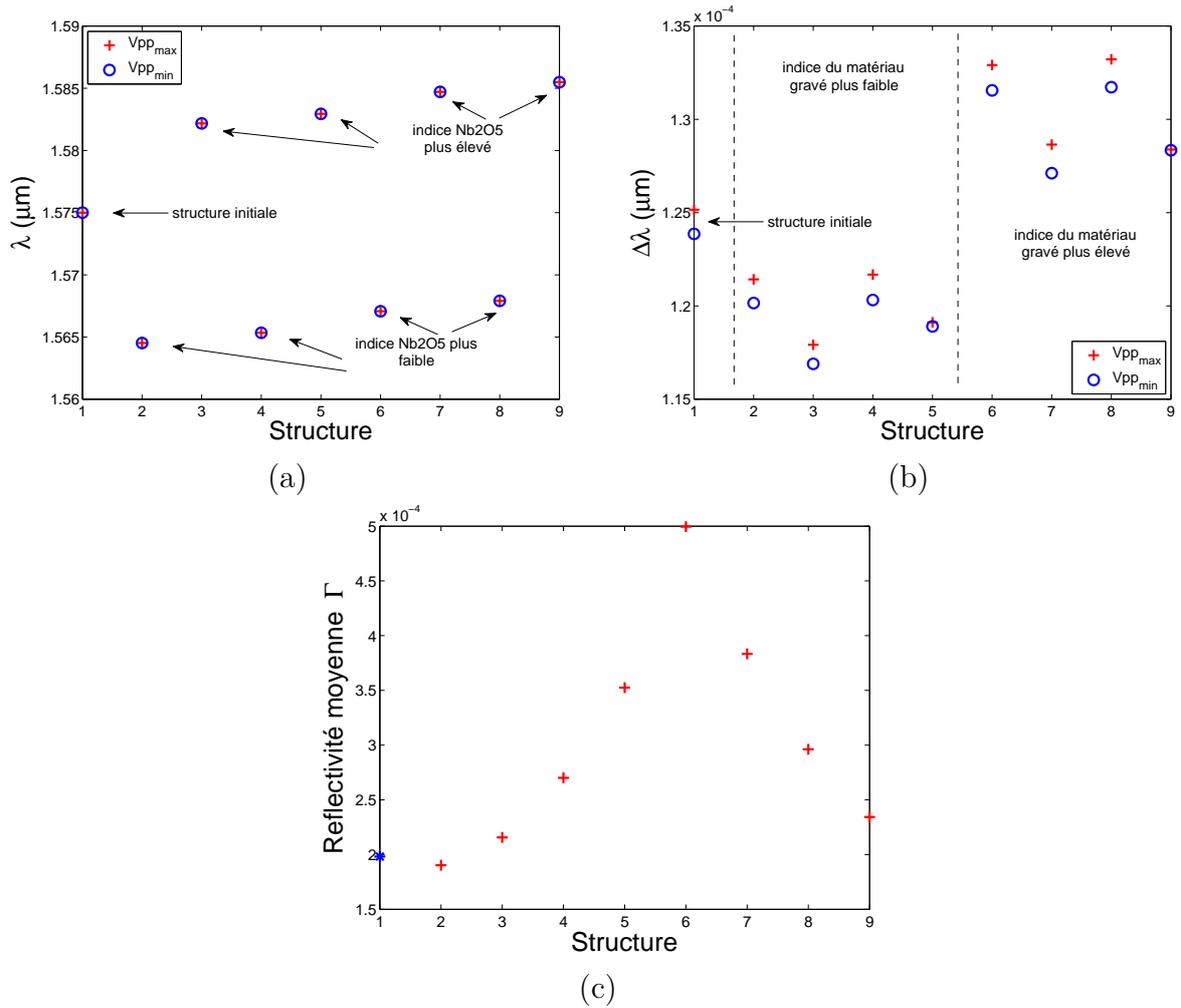


Figure 2.26 – Erreur de $\pm 0,7\%$ sur les indices : (a) longueur d’onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est le point bleu étoilé).

2.4.2.2 Erreur sur les épaisseurs des couches minces

Les épaisseurs de l’empilement initial d’un demi-filtre sont représentées sur la figure 2.20 (a). Nous supposons que pendant le dépôt ces épaisseurs peuvent varier de $\pm 1 \text{ nm}$ chacune. Cela donne 65 configurations : une sans modifications et 2^6 combinaisons correspondant à une modification positive ou négative sur l’épaisseur de chaque couche de la structure complète. La figure 2.27 montre la correspondance entre le numéro de la configuration (abscisse) et la variation des épaisseurs des couches (ordonnée) de $+1 \text{ nm}$ (en rouge) et -1 nm (en bleu). En vert est la structure initiale non modifiée.

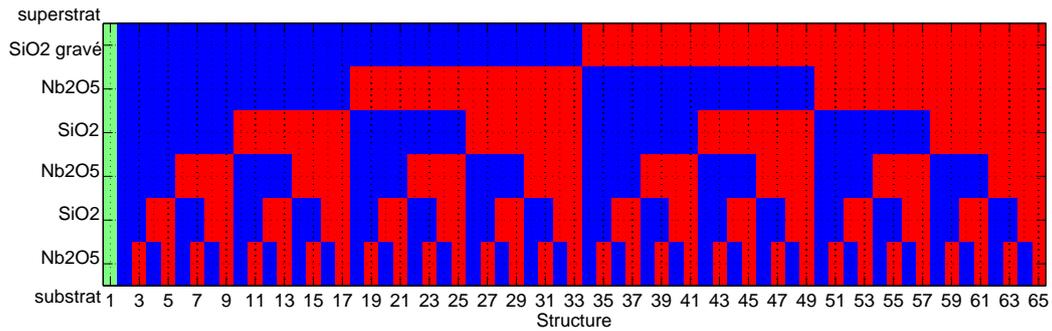


Figure 2.27 – Variation des épaisseurs pour les 65 configurations étudiées : structure initiale (vert), +1 nm (rouge) et -1 nm (bleu).

Les spectres de quelques unes des 65 configurations sont donnés sur la figure 2.28. La structure initiale est montrée par un trait rouge en gras.

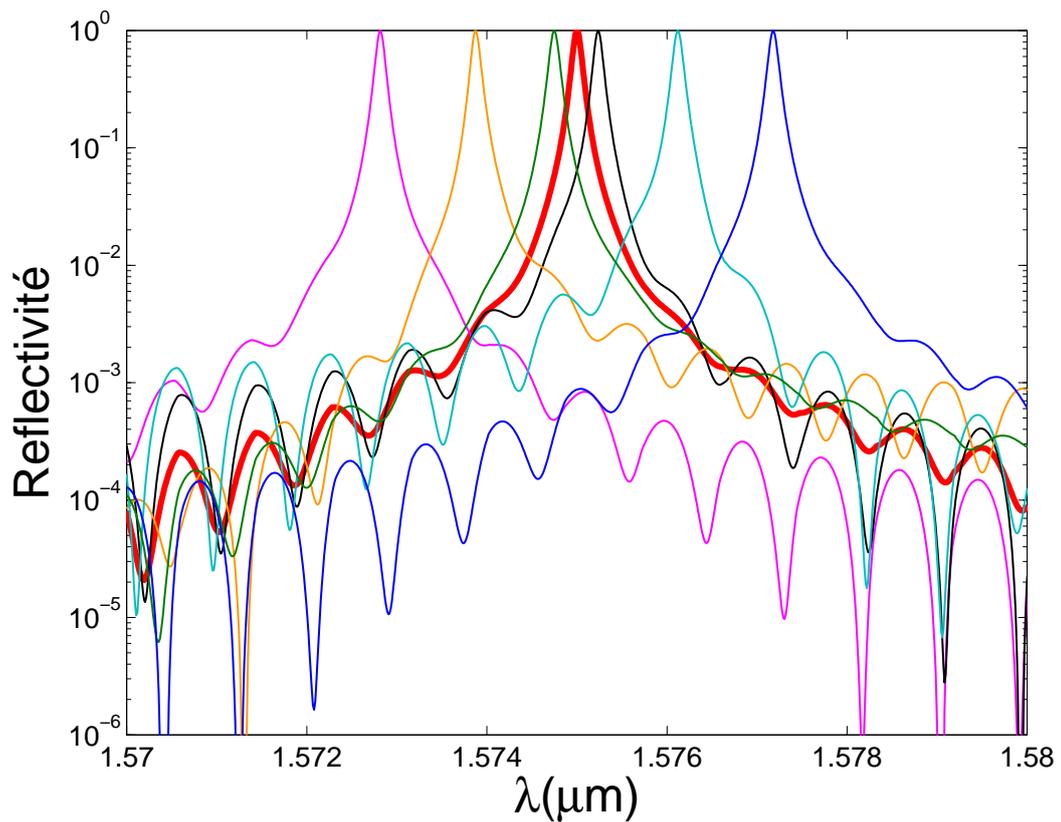


Figure 2.28 – Spectre de réflectivité des structures avec une erreur sur l'épaisseur des couches de ± 1 nm.

Les variations de la longueur d'onde de résonance et de la largeur spectrale des bornes de réflectivité minimale et maximale et de la réflexion moyenne en dehors de la résonance sont montrées sur la figure 2.29.

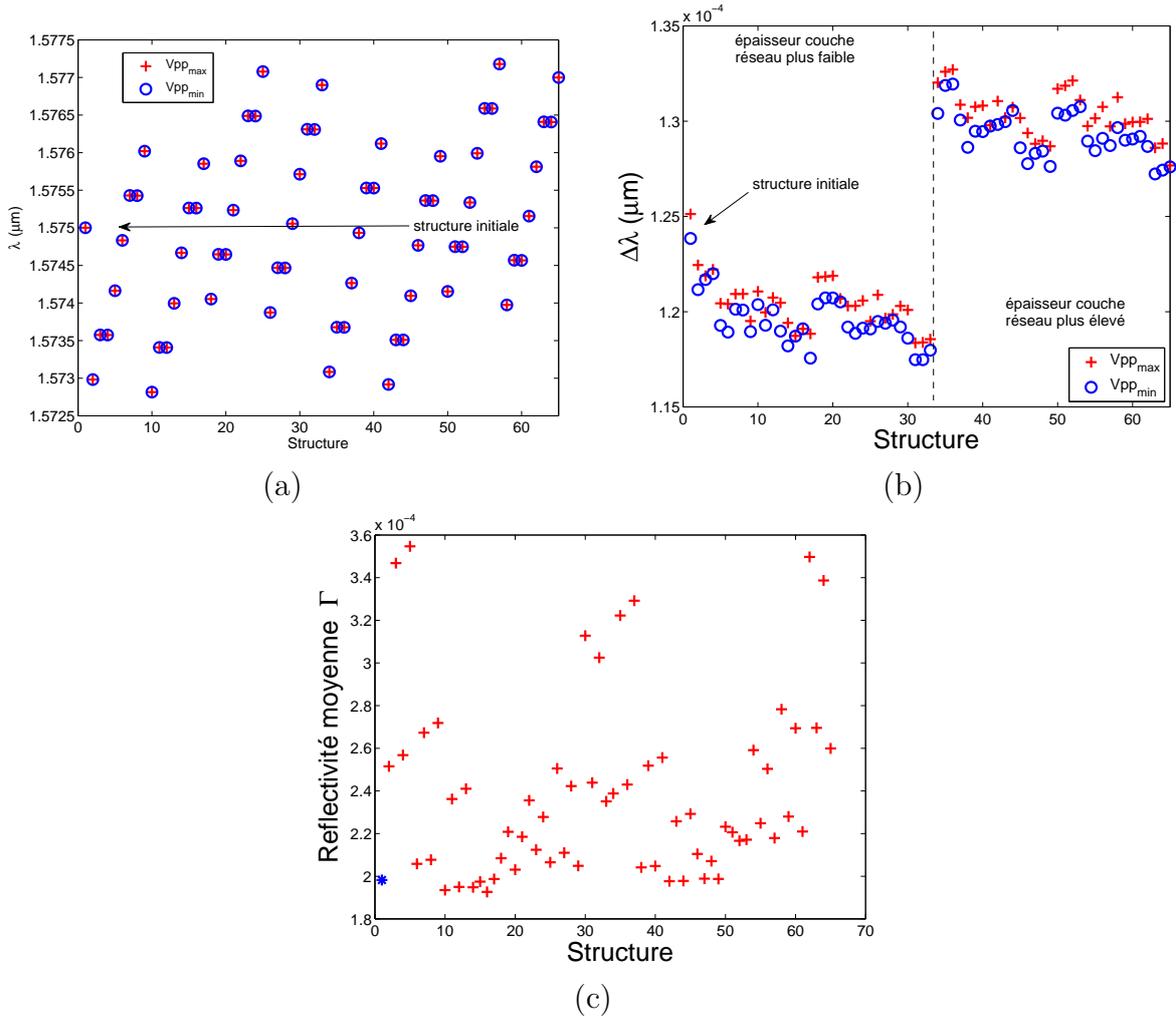


Figure 2.29 – Erreur de ± 1 nm sur les épaisseurs des couches : (a) longueur d’onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{\max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est le point bleu étoilé).

On observe que λ_{res} est compris dans une plage de $\pm 2,2$ nm (fig. 2.29, a). Si l’épaisseur de la troisième couche, qui est une couche de Nb_2O_5 , est plus grande, λ_{res} est décalée vers les longueurs d’ondes élevées, et inversement, vers les longueurs d’ondes plus basses pour l’épaisseur la plus fine.

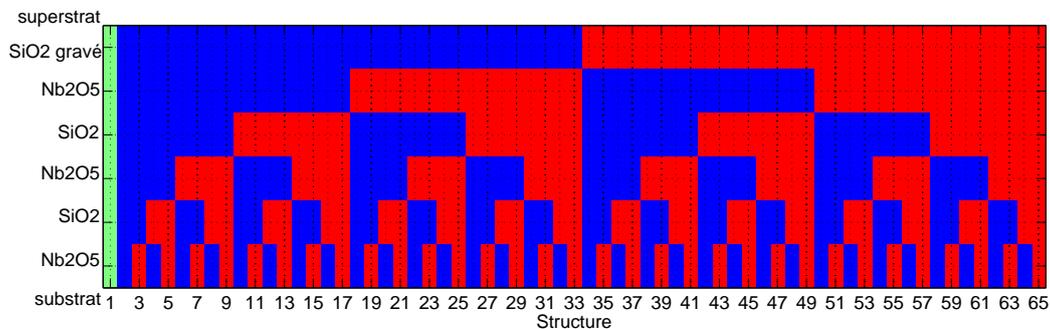
On considère que la couche réseau est entièrement gravée et l’évolution de l’épaisseur de cette couche correspond aux variations de profondeur du réseau. Celle-ci est proportionnelle à la largeur spectrale qui varie de $\pm 6\%$. Le $\Delta\lambda$ le plus grand est ainsi obtenu pour la profondeur de réseau la plus élevée et le $\Delta\lambda$ le plus faible pour la profondeur de réseau la plus petite (fig. 2.29, b).

La borne maximale de réflexion reste proche de 1. La réflexion moyenne peut monter jusqu’à $3,5 \cdot 10^{-4}$ pour une demi structure (fig. 2.29, c) et ainsi jusqu’à $14 \cdot 10^{-4}$ pour le filtre complet.

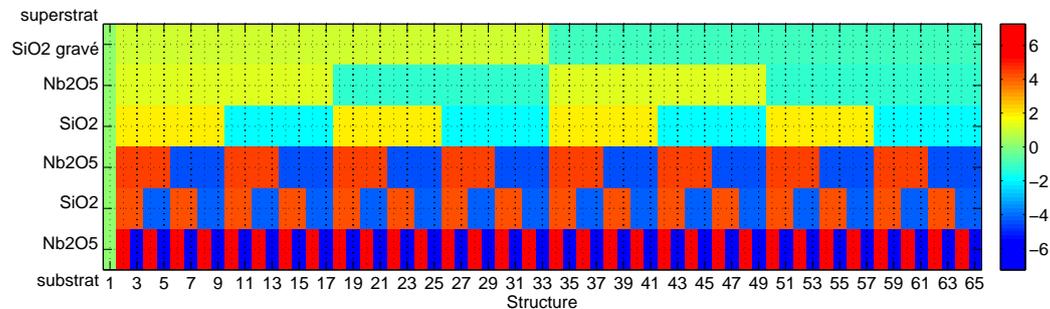
2.4.2.3 Erreur sur les épaisseurs et les indices des couches minces avec épaisseur optique constante

Pendant le dépôt des couches minces, le contrôle de l'épaisseur optique est effectué par contrôle interférentiel. Par conséquent, si une erreur sur les indices se produit au cours de dépôt, elle sera compensée par l'adaptation de l'épaisseur des couches afin de garder l'épaisseur optique constante.

On considère une erreur sur les indices à $\pm 2\%$. L'erreur sur les épaisseurs est donc aussi de cet ordre de grandeur. Les erreurs sur chaque couche sont ici indépendantes, ce qui conduit à 65 configurations : 1 de référence et 2^6 configurations avec erreur positive ($+2\%$) ou négative (-2%) sur chaque couche. La corrélation entre le numéro de configuration et les indices des couches est montrée sur la figure 2.30 (a). L'augmentation de l'indice de $+2\%$ est marqué en rouge et la diminution de -2% est en bleu. En vert est la structure non modifiée. La variation des épaisseurs correspondantes est donnée sur la figure 2.30 (b), où l'échelle de couleur est en *nm*.



(a)



(b)

Figure 2.30 – Configurations pour l'étude des erreurs sur les épaisseurs et les indices des couches minces lorsque l'épaisseur optique est constante : (a) variation des indices des couches : structure initiale (vert), $+2\%$ (rouge) et -2% (bleu), (b) variation des épaisseurs des couches : structure initiale (vert), l'échelle de couleur est en *nm*.

La figure 2.31 affiche les réponses spectrales de plusieurs des 65 configurations, dont celles présentant un décalage du pic le plus fort. La structure initiale est représentée par un trait rouge en gras.

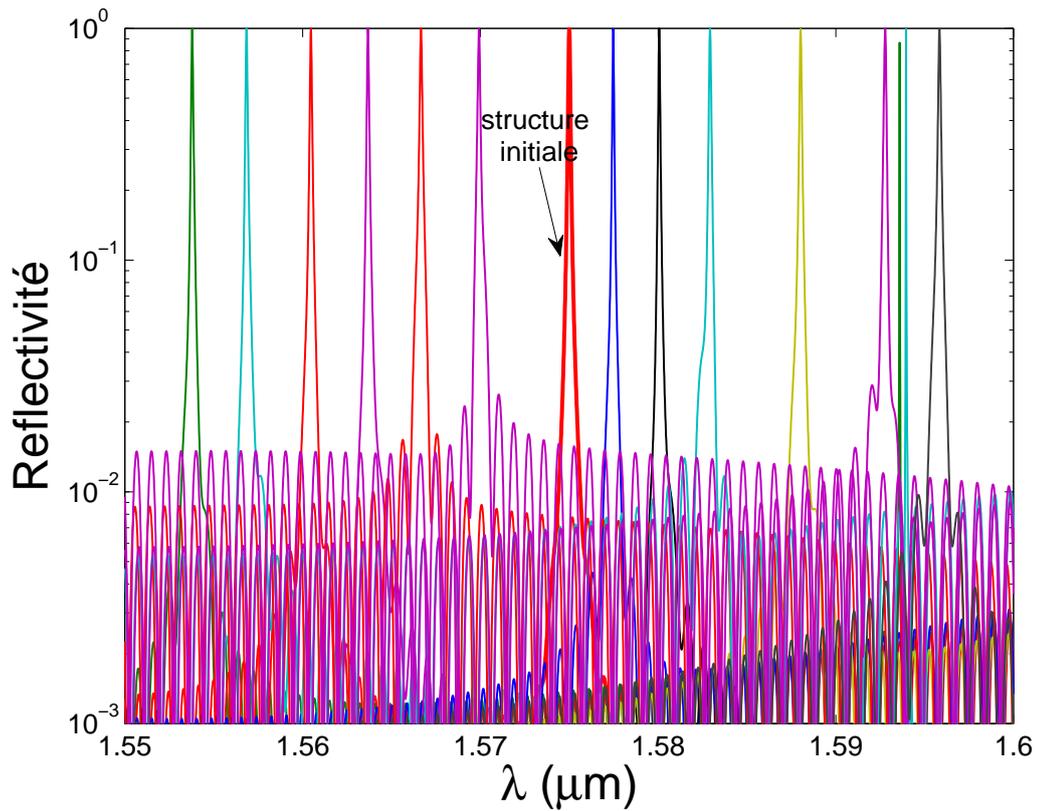


Figure 2.31 – Spectre de réflectivité des structures avec une erreur sur l'épaisseur des couches de $\pm 2\%$.

Les variations de la longueur d'onde de centrage λ_{res} , de la largeur du pic $\Delta\lambda$ et la réflexion moyenne en dehors de la résonance sont montrées sur la figure 2.32. La variation de λ_{res} atteint $\pm 21,2 \text{ nm}$ (fig. 2.32, a) et a lieu vers les longueurs d'onde plus élevées lorsque l'épaisseur de la troisième couche (en Nb_2O_5) est plus élevée et vers les basses longueurs d'onde si l'épaisseur de celle-ci est plus faible.

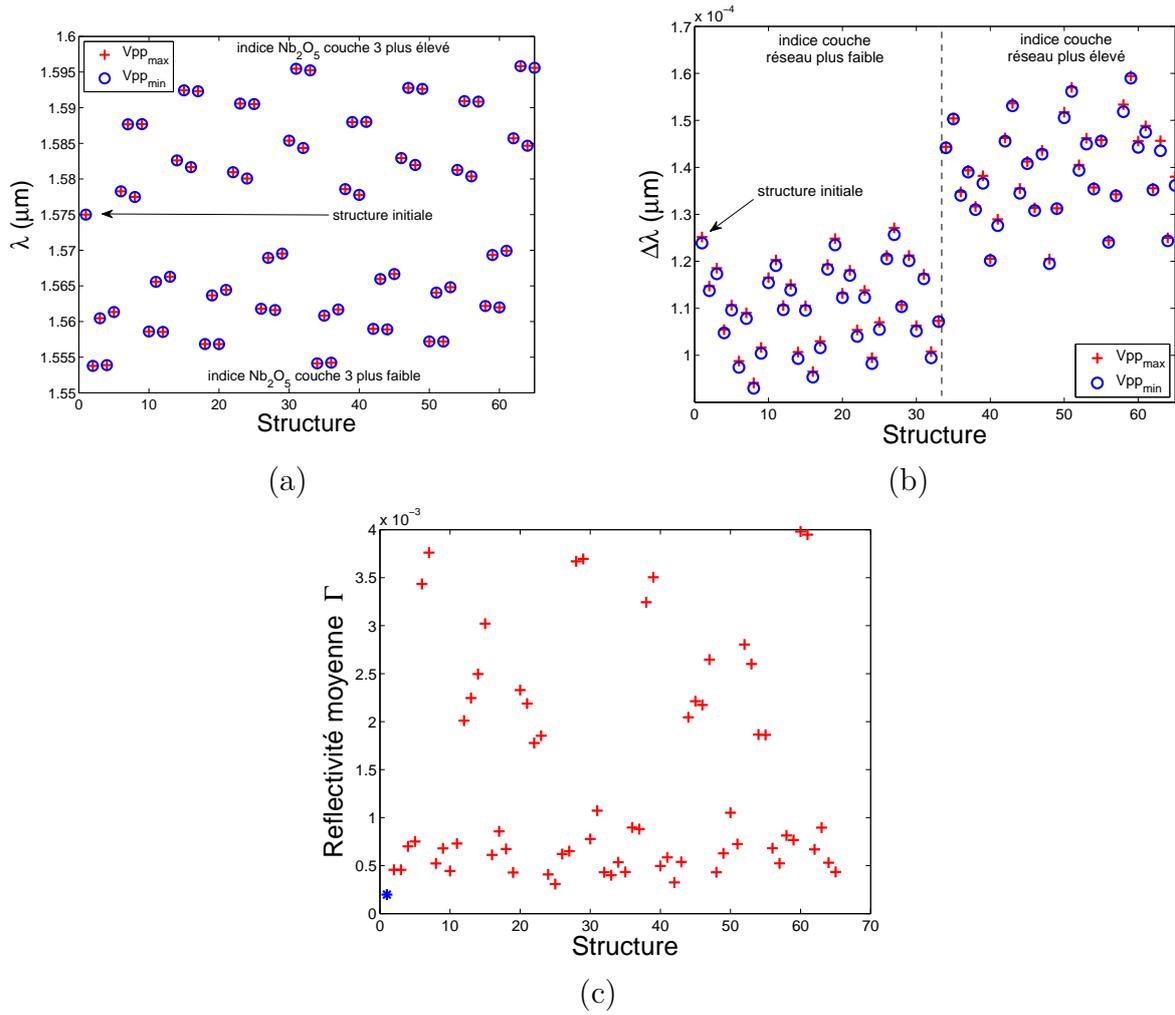


Figure 2.32 – Erreur de $\pm 2\%$ sur l'indice des couches à épaisseur optique constante : (a) longueur d'onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{\max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est le point bleu étoilé).

L'évolution de la largeur spectrale est dans une plage de $\pm 20\%$ (fig. 2.32, b) et le sens dépend des paramètres de la couche du réseau. Les variations de l'épaisseur du réseau sont de l'ordre de $\pm 1 \text{ nm}$ et apportent une déviation assez faible (comme vu dans la partie 2.4.2.1). Ainsi, les variations de $\Delta\lambda$ sont essentiellement liées aux changements de l'indice de SiO_2 constituant la couche du réseau. Comme dans la section 2.4.2.2, les plus forts élargissements sont obtenus quand l'indice de la couche réseau augmente et que celui de la couche guidante diminue. Au contraire, si l'indice de la couche réseau diminue et celui de la couche guidante augmente, on observe les rétrécissements les plus forts.

Le maximum de réflexion dans le pic est proche de 1 à 10^{-4} près. La réflexion moyenne hors résonance peut attendre $4 \cdot 10^{-3}$ pour la moitié du filtre (fig. 2.32, c) et $16 \cdot 10^{-3}$ pour le filtre entier.

2.4.2.4 Erreur sur le pas du réseau

Pour étudier l'influence du pas de réseau Λ sur la réponse du filtre, nous fixons le facteur de remplissage FF à 0,5 et nous considérons une erreur de $\pm 10 \text{ nm}$ avec un pas de 1 nm par rapport à la période initiale de 875 nm , soit un total de 21 configurations. Pour bien distinguer les spectres nous présentons sur la figure 2.33 les réponses pour 11 configurations seulement. La structure initiale est donnée par le trait rouge en gras.

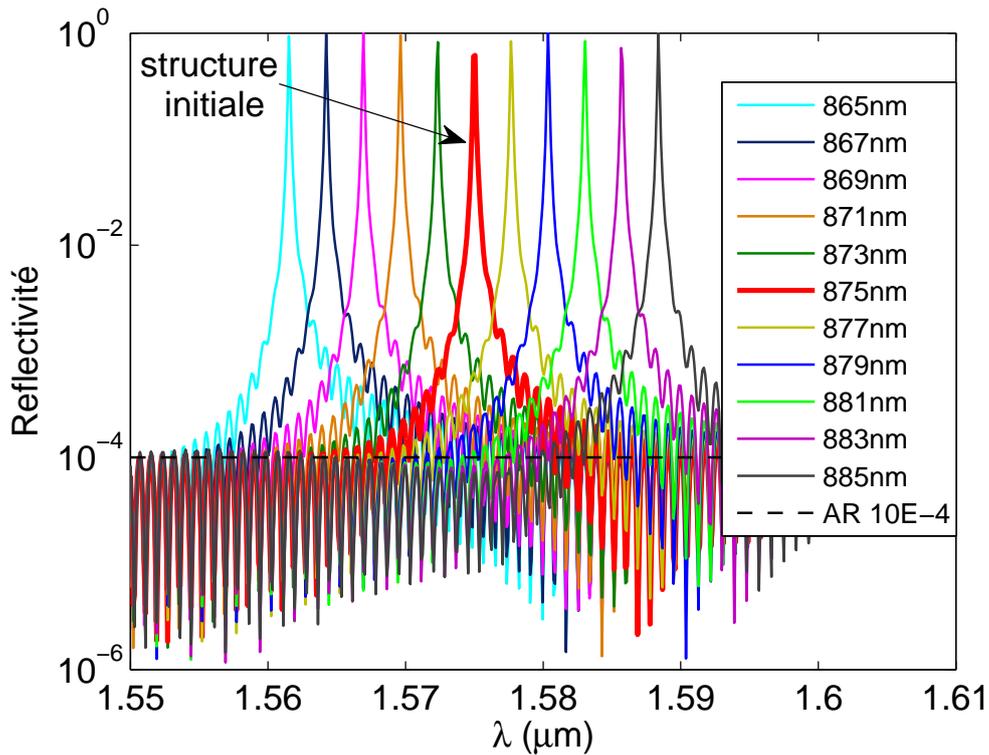


Figure 2.33 – Spectre des structures avec l'erreur sur la période du réseau de $\pm 10 \text{ nm}$.

La longueur d'onde de résonance varie linéairement avec une pente de 1,34 en fonction de la période (*fig. 2.34, a*). La largeur spectrale varie aussi à peu près linéairement et peut atteindre les valeurs de $\pm 2\%$ par rapport à $\Delta\lambda$ de la structure initiale.

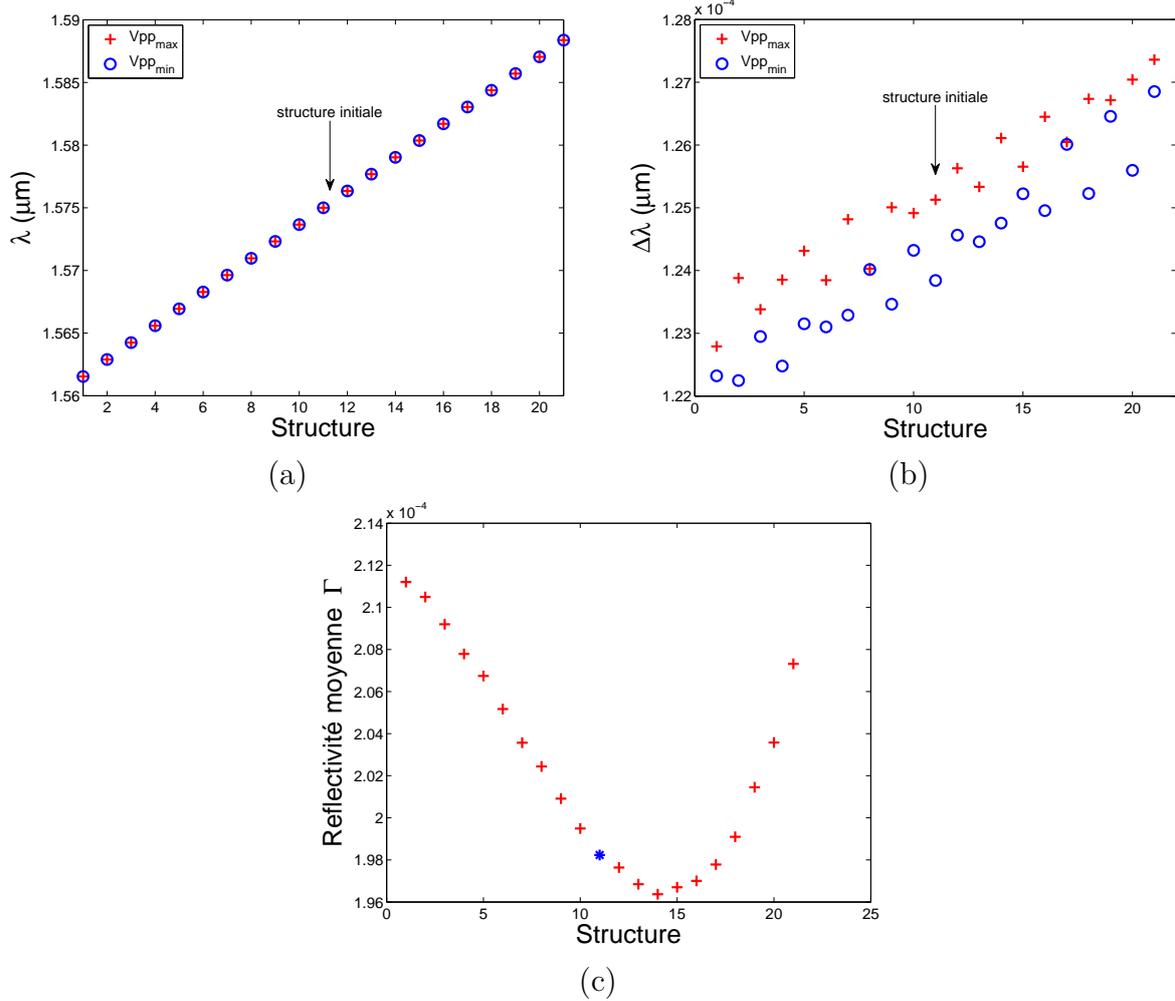


Figure 2.34 – Erreur de ± 10 nm sur la période du réseau : (a) longueur d'onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est un point bleu).

La réflexion à la résonance reste à 1 à $2 \cdot 10^{-4}$ près. La réflexion moyenne en dehors de la résonance fluctue entre $1,95 \cdot 10^{-4}$ et $2,12 \cdot 10^{-4}$ pour le demi-filtre, à cause de la variation de la longueur d'onde de centrage du filtre.

2.4.2.5 Erreur sur le facteur de remplissage

Le facteur de remplissage FF est le rapport entre la largeur de bosse et le pas du réseau. Pour la structure initiale FF est fixé à 0,5 pour obtenir la largeur spectrale la plus grande et faciliter la fabrication. Nous considérons des facteurs de remplissage de 0,2 à 0,6 avec un pas de 0,1. Les réponses spectrales pour ces FF sont données sur la figure 2.35.

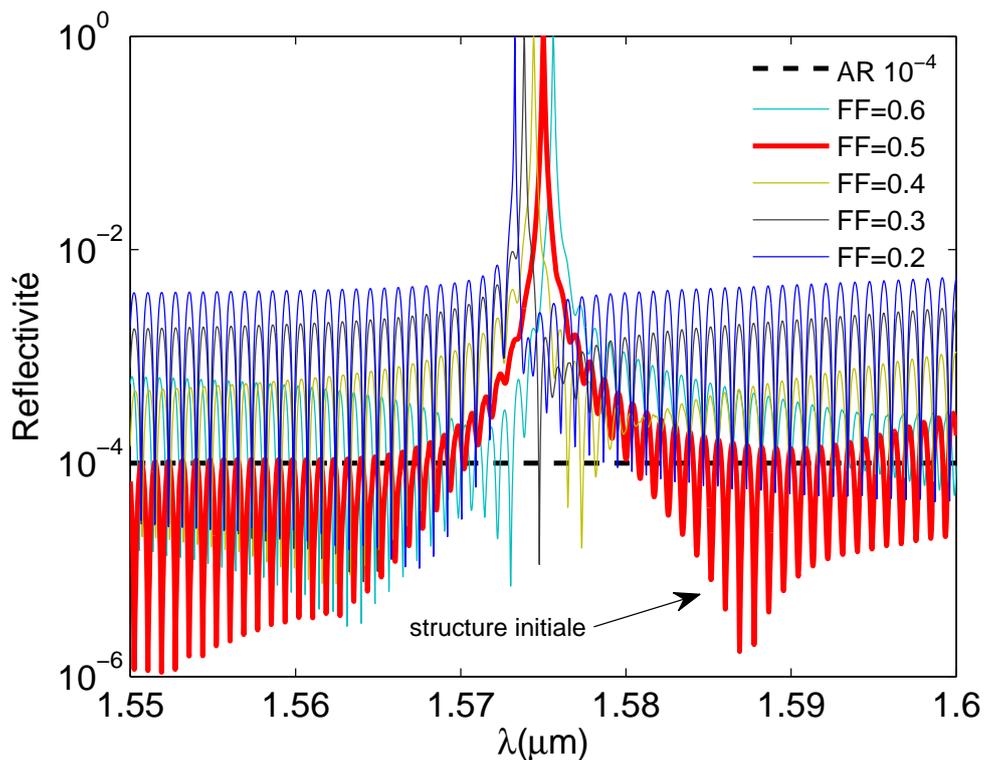


Figure 2.35 – Spectre des structures avec une erreur sur le facteur de remplissage FF .

La longueur d'onde de résonance est inversement proportionnelle au facteur de remplissage (*fig. 2.36, a*). Elle diminue de $-0,6 \text{ nm}$ lorsque FF augmente de 0,1. Ceci est dû à la variation de l'indice effectif du mode excité.

Comme prévu, la largeur spectrale est plus grande pour le $FF = 0,5$ et diminue quadratiquement dès qu'on s'éloigne de cette valeur (*fig. 2.36, b*).

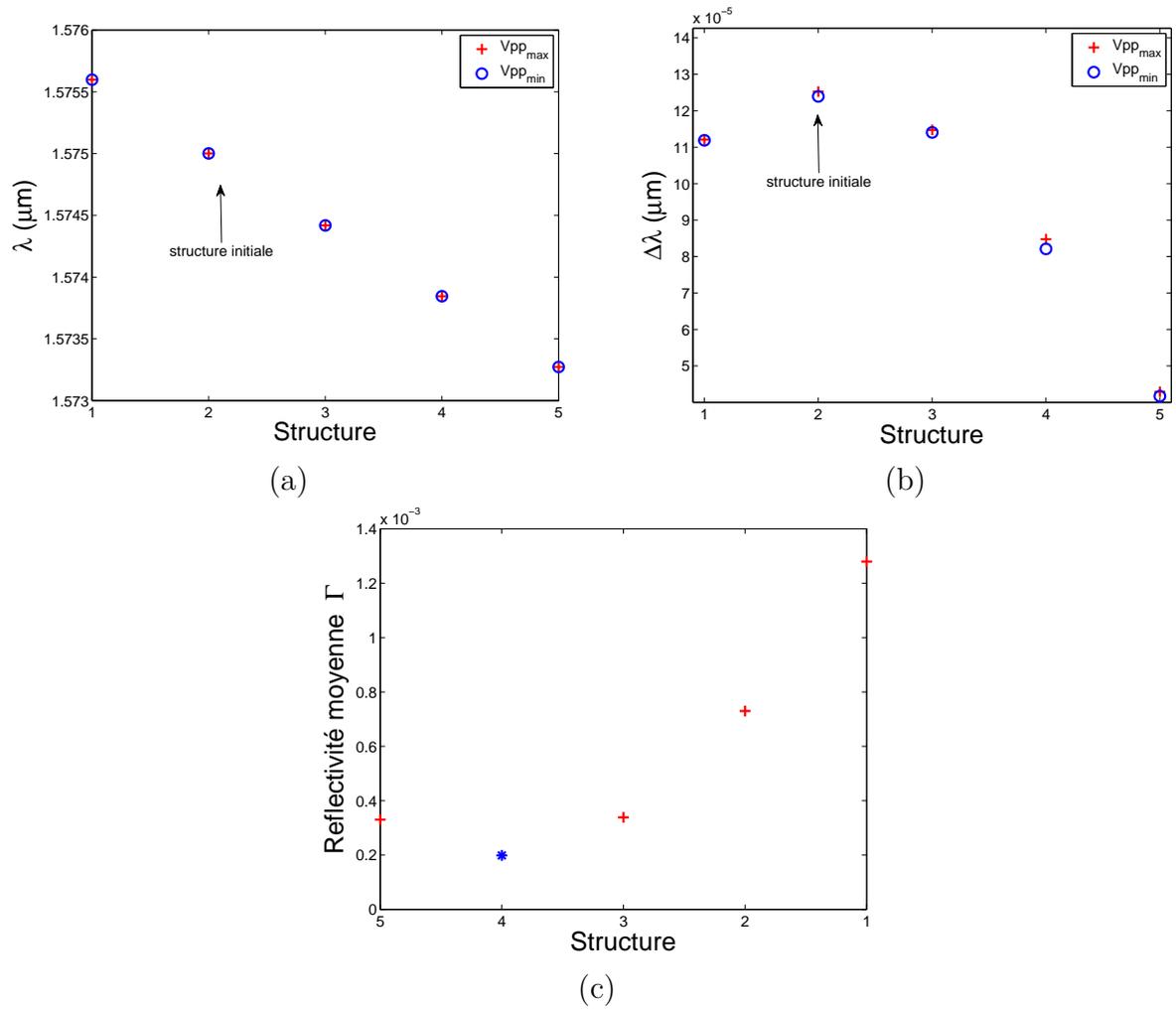


Figure 2.36 – Erreur sur le facteur de remplissage FF : (a) longueur d'onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est le point bleu étoilé).

La réflexion à la résonance reste toujours proche de 1 à $8 \cdot 10^{-4}$ près. La réflectivité moyenne en dehors du pic de résonance est donnée sur la figure 2.36 (d). On observe que celle-là remonte pour des FF différents de 0,5 et peut aller jusqu'à $1,3 \cdot 10^{-3}$ pour $FF = 0,2$.

2.4.2.6 Erreur sur la profondeur de gravure

Pour observer les fluctuations apportées par une erreur sur la profondeur de gravure, on considère que l'épaisseur de la couche réseau est de $45,7 \text{ nm}$ et qu'elle ne change pas. Nous étudions deux possibilités :

- la gravure n'est pas assez profonde et il reste du matériau SiO_2 dans les creux ("sous-gravure")
- la gravure est trop profonde et on attaque la couche inférieure de Nb_2O_5 ("sur-gravure")

Les spectres pour ces deux cas sont représentés sur la figure 2.37. On peut constater que si la couche réseau est "sous-gravée", cela n'a quasiment pas d'impact sur le spectre (*fig. 2.37, a*). Par contre la "sur-gravure" provoque des changements importants (*fig. 2.37, b*). Dans les sections précédentes nous avons déjà observé que ce sont les changements de l'indice de Nb_2O_5 qui dégradent le plus la réponse du filtre. Ceci se retrouve ici. Dans le premier cas ("sous-gravure") le matériau de bas indice (SiO_2) est modifié et dans le deuxième cas ("sur-gravure"), c'est celui de haut indice (Nb_2O_5).

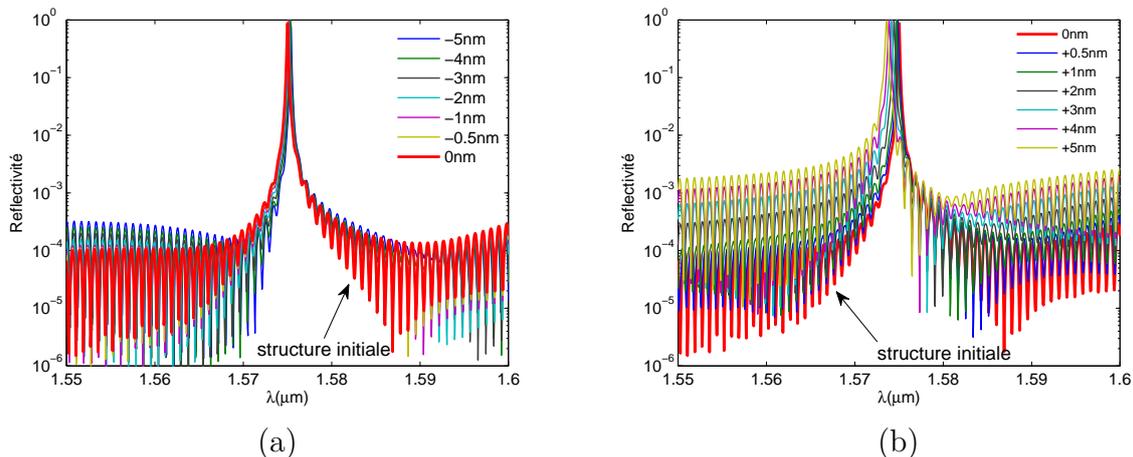


Figure 2.37 – Erreur de $\pm 5 \text{ nm}$ sur la profondeur de gravure : (a) gravure pas assez profonde ("sous gravure"), (b) gravure trop profonde ("sur gravure").

On observe la même tendance pour la longueur d'onde de résonance et la largeur spectrale. Plus la gravure est profonde, plus l'indice effectif du mode diminue et, par conséquent, plus λ_{res} se décale vers les petites longueurs d'onde (*fig. 2.38, a*) ($d\lambda = 0,08 \text{ nm}$ pour 1 nm sous gravé). La variation devient plus rapide dès que l'on attaque la couche de Nb_2O_5 ($d\lambda = 0,28 \text{ nm}$ pour 1 nm sur-gravé).

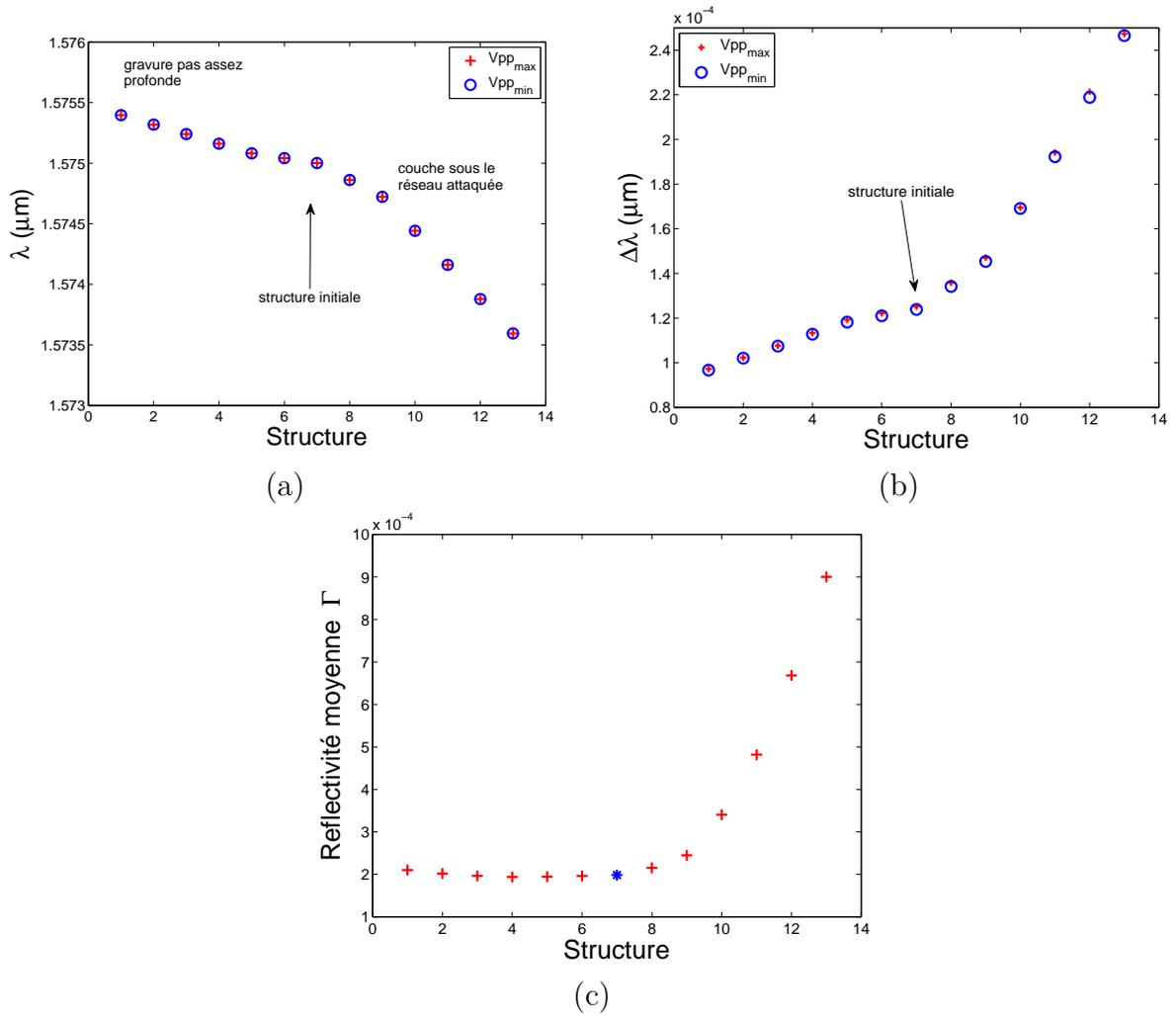


Figure 2.38 – Erreur de ± 5 nm sur la profondeur de gravure : (a) longueur d'onde de résonance, (b) largeur spectrale, (c) réflectivité moyenne en dehors de la résonance Γ pour $V_{pp_{max}}$ du demi-filtre (la structure initiale est le point bleu étoilé).

Contrairement à λ_{res} , la largeur spectrale $\Delta\lambda$ augmente quand on grave plus. Comme pour λ_{res} , la variation est plus rapide quand on sur-grave (fig. 2.38, b).

La réflexion à la résonance reste au voisinage de 1 à $6 \cdot 10^{-5}$ près. La réflexion moyenne en dehors de la résonance (fig. 2.38, d) reste quasiment invariante quand on sous-grave, et augmente quand on sur-grave (on attaque la couche de Nb_2O_5).

2.4.3 Conclusion sur l'étude paramétrique

Nous avons testé deux types d'erreurs liées à la fabrication du filtre :

- erreurs pendant le dépôt des couches minces
- erreurs pendant la réalisation du motif diffractant

La plus grande variation de la longueur d'onde de résonance est observée pour une erreur de l'indice à épaisseur optique constante (Section 2.4.2.3). Cependant il faut tenir compte qu'elle peut être corrigée grâce à l'accordabilité du filtre. De même, la détérioration de l'anti-reflet est aussi la plus importante pour ce type d'erreur.

Les modifications les plus significatives de la largeur spectrale se produisent quand on grave trop profondément et qu'on attaque la couche haut indice Nb_2O_5 (Partie 2.4.2.6).

La réflexion à la résonance est la caractéristique la plus robuste vis-à-vis des erreurs et reste sensiblement égale à 1.

L'étude paramétrique nous a permis de prédire la dégradation possible de la réponse du filtre et de comprendre les enjeux de la fabrication.

2.5 Étude paramétrique de filtre Fabry-Pérot

Nous avons également effectué l'étude paramétrique d'un filtre Fabry-Pérot, afin de comparer sa tenue aux erreurs à notre filtre à réseau résonnant (FRR). Pour cette raison le filtre Fabry-Pérot avec un empilement représenté sur la figure 2.39 (a) a été conçu. Ce filtre est composé de 21 paires de couches de Nb_2O_5/SiO_2 de chaque côté d'un guide en SiO_2 , soit au total 43 couches. La réponse spectrale en transmission de ce filtre à l'incidence $\theta = 7^\circ$ est donnée sur la figure 2.39 (b). Pour cette incidence la longueur d'onde de centrage est $1545,88 \text{ nm}$ et la largeur spectrale est $0,053 \text{ nm}$.

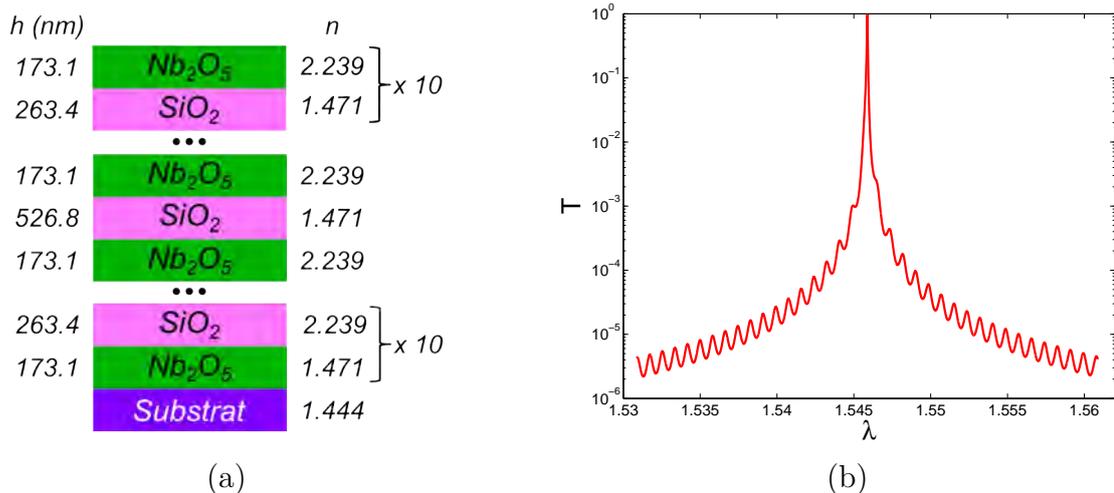


Figure 2.39 – Filtre Fabry-Pérot à 43 couches optiques : (a) vue en coupe de l'empilement, (b) réponse spectrale en transmission.

Comme pour le filtre à réseau résonnant (FRR) nous nous sommes intéressés à l'accordabilité du filtre Fabry-Pérot en fonction de l'angle d'incidence et à la tenue aux erreurs qui peuvent se produire au cours de dépôt des couches minces : les erreurs sur les épaisseurs et les indices des couches minces et les erreurs sur ces deux lorsque l'épaisseur optique reste constante.

2.5.1 Accordabilité en fonction de l'angle d'incidence

Le spectre d'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence sont représentés sur la figure 2.40.

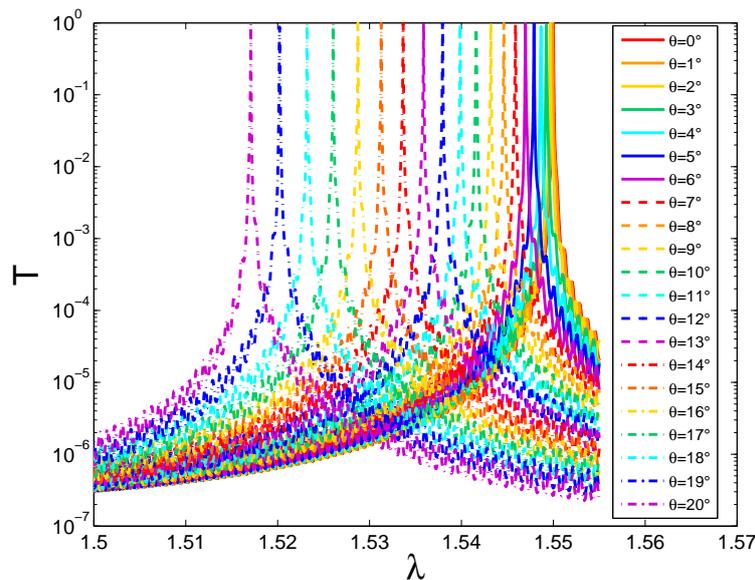


Figure 2.40 – Évolution de la réponse du filtre Fabry-Pérot en fonction de l'angle d'incidence : (a) spectre du filtre, (b) longueur d'onde de centrage.

La longueur d'onde de centrage, la largeur spectrale du pic, la transmissivité maximale et celle moyenne hors pic en fonction de l'angle d'incidence sont données sur la figure 2.41. La pente d'accordabilité est négative, contrairement au notre filtre à réseau résonnant (la pente du FRR peut être négatif si le couplage s'effectue via l'ordre de diffraction positif). La plage d'accordabilité pour la variation de l'angle d'incidence $\theta \in [0^\circ; 20^\circ]$ est de 35 nm : $[1,55; 1,517] \mu\text{m}$, soit 4 fois inférieur à celle du FRR. La variation de la longueur d'onde n'est pas linéaire et d'autant plus grande que l'angle d'incidence est élevé.

Nous avons également vérifié la présence d'autres modes pour ce filtre. Dans une plage des longueurs d'ondes $\lambda \in [1,4; 1,7] \mu\text{m}$ un seul mode est présent.

La largeur spectrale (fig. 2.41, b) varie entre $\Delta\lambda(17^\circ) = 0,034 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda(4^\circ) = 0,069 \text{ nm}$. La transmissivité maximale (fig. 2.41, c) fluctue entre $T_{max}(10^\circ) = 0,877$ et $T_{max}(2^\circ)1$.

On définit la transmissivité moyenne hors pic, pareil que la réflectivité moyenne Γ pour le FRR. La variation de transmissivité hors pic varie du $2,69 \cdot 10^{-5}$ pour $\theta = 19^\circ$ jusqu'à $5,59 \cdot 10^{-5}$ pour $\theta = 0^\circ$.

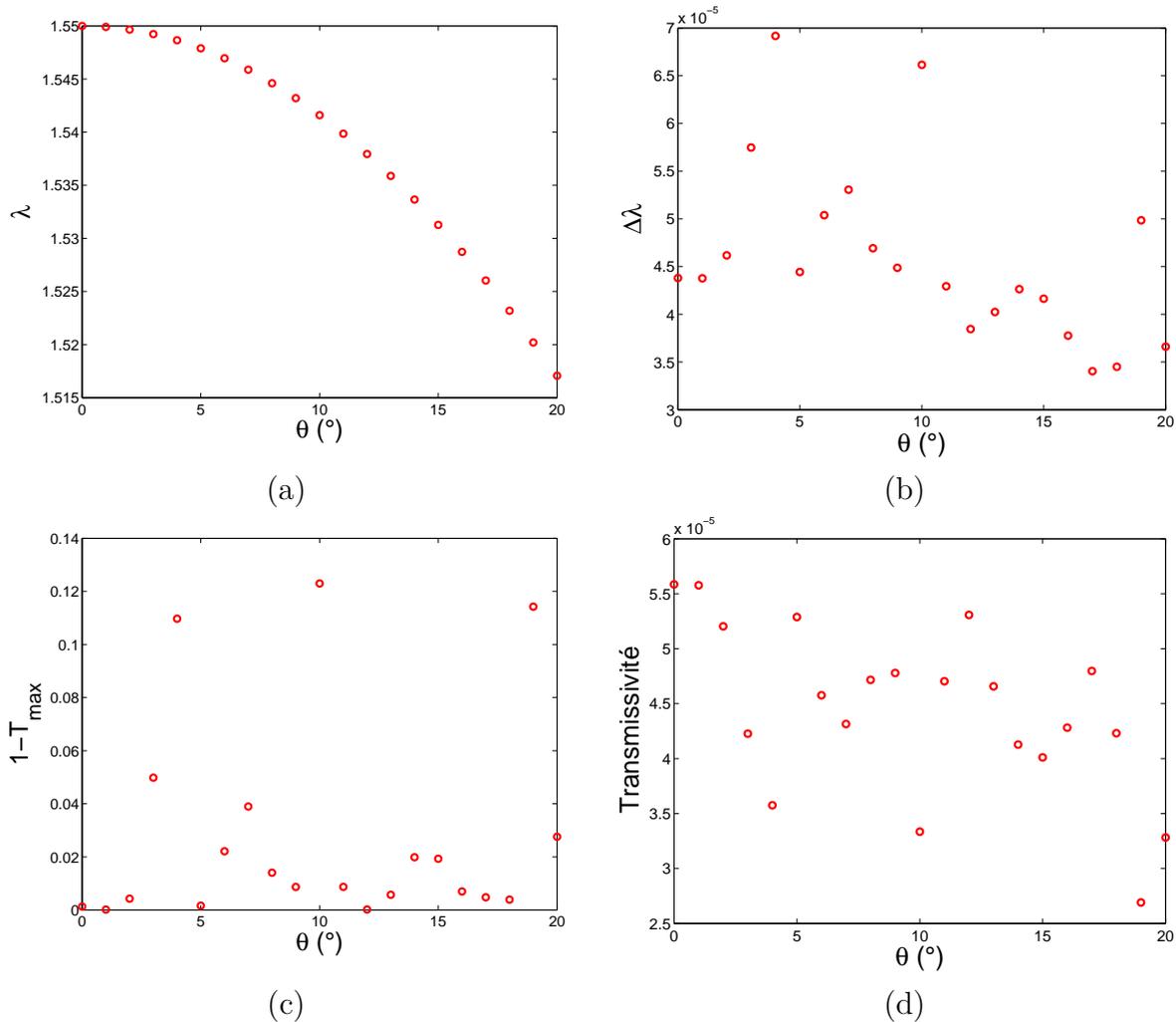


Figure 2.41 – Évolution de la réponse du filtre Fabry-Pérot en fonction de l'angle d'incidence : (a) longueur d'onde de centrage, (b) largeur spectrale, (c) transmissivité maximale (d) transmissivité moyenne en dehors du pic.

2.5.2 Erreur sur les épaisseurs des couches minces

Pour la modélisation nous avons considéré les mêmes erreurs que pour le FRR, soit l'erreur de $\pm 1 \text{ nm}$ sur l'épaisseur des couches, $\pm 0,7\%$ sur l'indice et $\pm 2\%$ sur l'indice lorsque l'épaisseur optique reste constante.

Étant donnée le grand nombre de couche, pour simplifier les calculs, on considère que la même erreur sur l'épaisseur et l'indice se produit sur les couches identiques. Ainsi, on ne varie les paramètres que d'une paire de couches constituant l'empilement du miroir et ceux de la couche de la cavité au milieu. Par conséquent, on obtient 8 configurations avec les paramètres modifiés plus une initiale, soit 9 en total. La figure 2.42(a) montre la correspondance entre le numéro de la configuration et l'erreur pour ces trois couches.

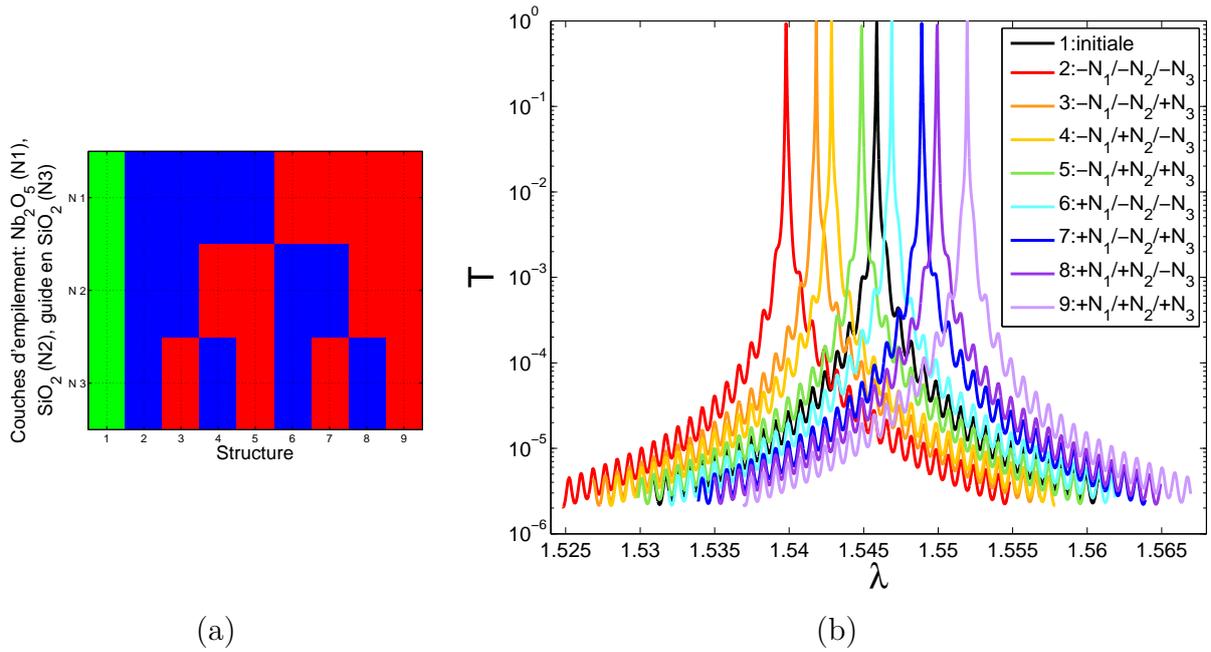


Figure 2.42 – (a) Représentation graphique de la variation de l'erreur pour les 9 configurations étudiées, où structure n° 1 correspond à la structure initiale (vert), l'erreur positive est en rouge et l'erreur négative est en bleu, (b) spectres des configurations avec une erreur sur l'épaisseur des couches de ± 1 nm.

Une erreur sur l'épaisseur des couches est de ± 1 nm présente une variation de $\pm 0,6\%$ pour la couche Nb_2O_5 , $\pm 0,4\%$ pour la couche SiO_2 et $\pm 0,2\%$ pour la couche du guide en SiO_2 . Le spectre des configurations en fonction de l'épaisseur des couches est représenté sur la figure 2.42 (b). Les courbes sont symétriques par rapport à celle de la structure initiale.

La variation de la longueur d'onde de centrage, de la largeur spectrale, de la transmissivité maximale et de la transmissivité moyenne hors pic en fonction de l'erreur sur l'épaisseur des couches est donnée sur la figure 2.43.

On peut constater que la longueur d'onde de centrage varie de ± 6 nm (fig. 2.43, a). Comme pour le FRR, si l'épaisseur de la couche de haut indice Nb_2O_5 est plus élevée, la réponse du filtre se décale vers les longueurs d'onde plus grandes. Au contraire, si l'épaisseur est faible, la réponse est décalée vers les basses longueurs d'onde. Ainsi, la longueur d'onde de centrage la plus faible correspond à la configuration n° 2 et celle la plus grande à la structure n° 9.

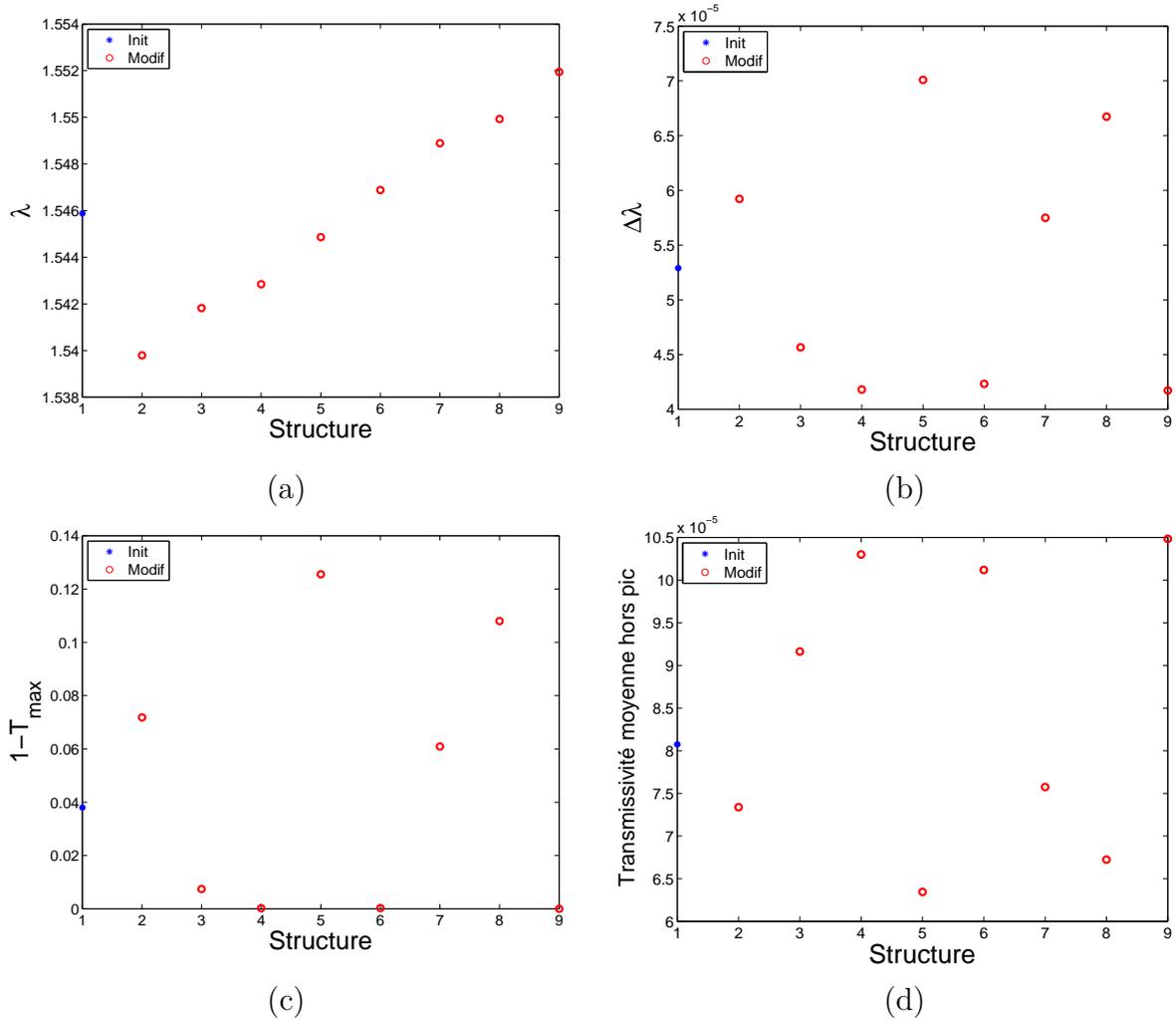


Figure 2.43 – Évolution de la réponse du filtre Fabry-Pérot en fonction de l’erreur sur l’épaisseur des couches de ± 1 nm : (a) longueur d’onde de centrage, (b) largeur spectrale, (c) transmissivité maximale (d) transmissivité moyenne en dehors du pic.

La largeur spectrale varie de $-0,011$ nm à $+0,017$ nm (fig. 2.43, b) et la plus forte est obtenue pour la configuration n° 5 où l’épaisseur de la couche de haut indice est faible et celle des couches de bas indice est plus forte. La plus faible $\Delta\lambda$ est observée pour la configuration n° 9 quand toutes les couches de l’empilement sont plus épaisses.

La transmissivité au pic varie entre 1 pour la structure n° 9 et 0,874 pour la configuration n° 5 (fig. 2.43, c), idem pour la transmissivité hors pic, qui varie entre $6,34 \cdot 10^{-5}$ (structure n° 5) et 10^{-4} (structure n° 9) (fig. 2.43, d). Les transmissivités sont inversement proportionnelles à la largeur spectrale.

2.5.3 Erreur sur les indices des couches minces

L'erreur ajoutée sur l'indice des couches est de $\pm 0,7\%$. Les spectres des configurations sont donnés sur la figure 2.44. On observe que la réponse du filtre pour les configurations avec les épaisseurs optiques les plus faibles (structures n° 2, 3, 4, 6) se décale vers les basses longueurs d'ondes et inversement, vers les grandes λ pour les épaisseurs optiques fortes (structures n° 5, 7, 8, 9). La longueur d'onde de centrage varie d'environ $\pm 5,4 \text{ nm}$ (fig. 2.45, a). Les valeurs maximale et minimale des longueurs d'onde sont donc obtenues pour la configuration n° 2 et n° 9 respectivement.

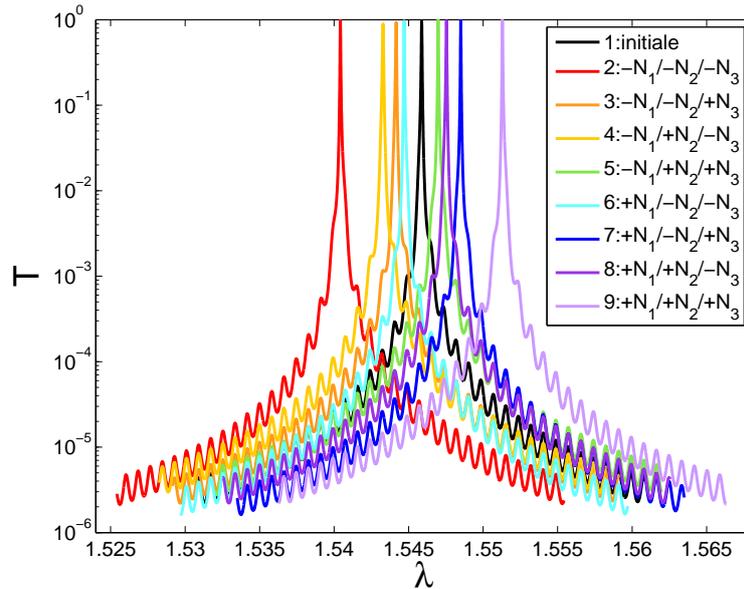


Figure 2.44 – Spectres des configurations avec une erreur sur les indices des couches de $\pm 0,7\%$.

La variation de la largeur spectrale est de $-0,014 \text{ nm}$ à $+0,023 \text{ nm}$ (fig. 2.45, b). La plus faible $\Delta\lambda$ est observée pour la structure n° 7 où l'indice des couches Nb_2O_5 et celui de la cavité en SiO_2 sont forts et celui de couche SiO_2 est faible. En revanche, la largeur du pic est plus élevée pour la configuration n° 4 avec les indices de Nb_2O_5 et de la cavité faibles et celui des couches SiO_2 forts.

La transmissivité maximale est observée pour la configuration n° 5 et celle minimale pour la structure n° 4 (fig. 2.45, c). La transmissivité moyenne hors pic est minimale pour la structure n° 5 et maximale pour la configuration n° 9, soit inversement proportionnelle à la largeur du pic (fig. 2.45, d).

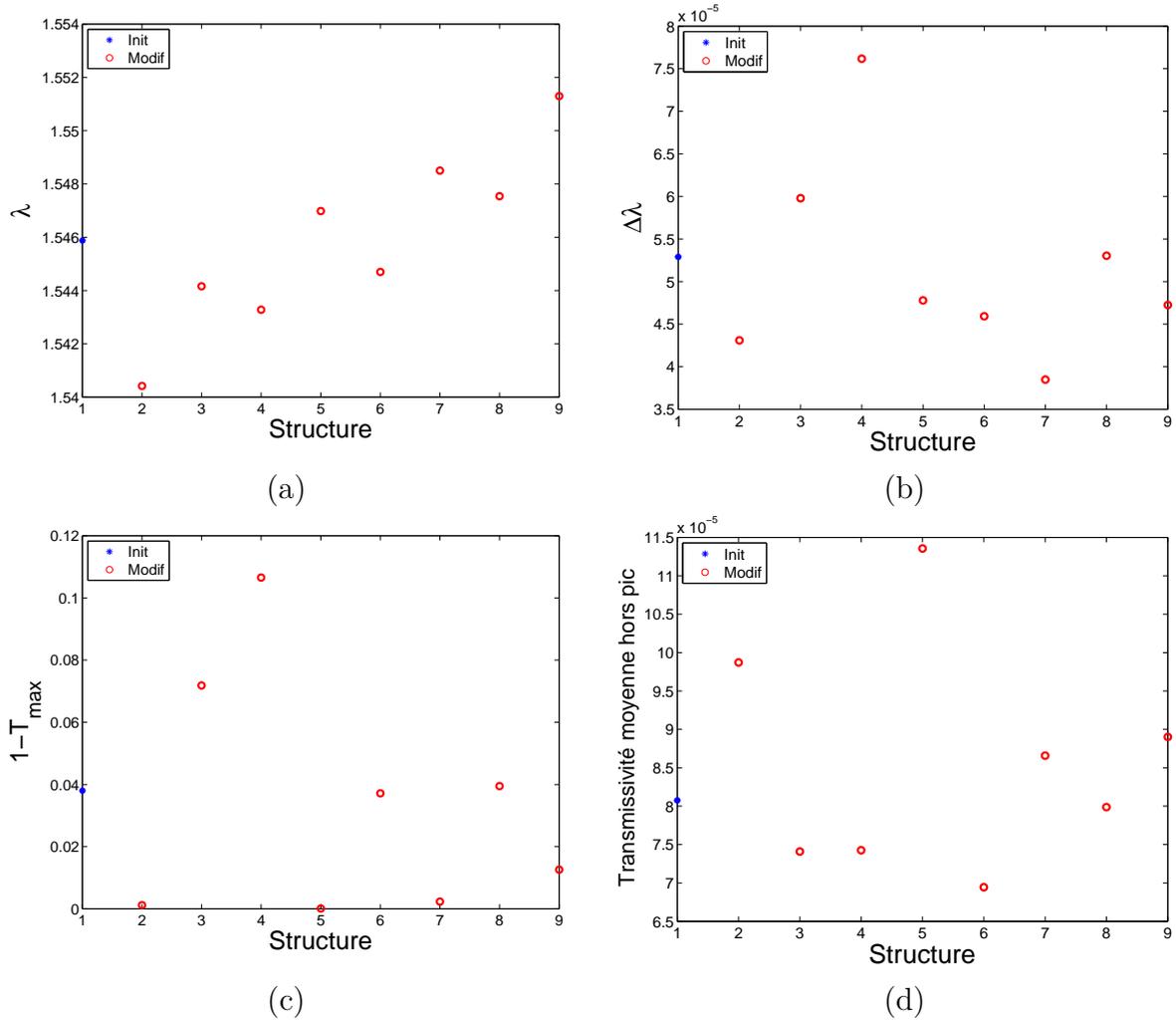


Figure 2.45 – Évolution de la réponse du filtre Fabry-Pérot en fonction de l'erreur sur l'indice des couches de $\pm 0.7\%$: (a) longueur d'onde de centrage, (b) largeur spectrale, (c) transmissivité maximale (d) transmissivité moyenne en dehors du pic.

2.5.4 Erreur sur les épaisseurs et les indices des couches minces avec épaisseur optique constante

On considère une erreur sur les indices égale à $\pm 2\%$. Étant donné que l'épaisseur optique est constante, l'erreur sur l'épaisseur physique des couches est aussi de cet ordre de grandeur. La correspondance des épaisseurs des couches en fonction de la variation des indices est représentée sur la figure 2.46(a). Les variations de l'épaisseur les plus fortes sont pour les couches les plus épaisses.

Les spectres des configurations avec l'erreur sur les indices et l'épaisseur optique constante sont donnés sur la figure 2.46 (b). On constate que cette variation n'apporte pas beaucoup de dégradation à la réponse spectrale du filtre. On peut observer que les 9 réponses se regroupent en trois groupes, qui sont assez proches entre eux. Le premier groupe est proche de la structure initiale et contient les configurations $n^{\circ} 1, 2, 3, 8, 9$. Le deuxième groupe contient les structures $n^{\circ} 4$ et 5 . Finalement, le troisième groupe est composé des

configurations $n^{\circ} 6$ et 7 . Enfaite, à l'intérieur de chacun de ces groupes, l'erreur absolue sur l'épaisseur des couches est quasiment identique.

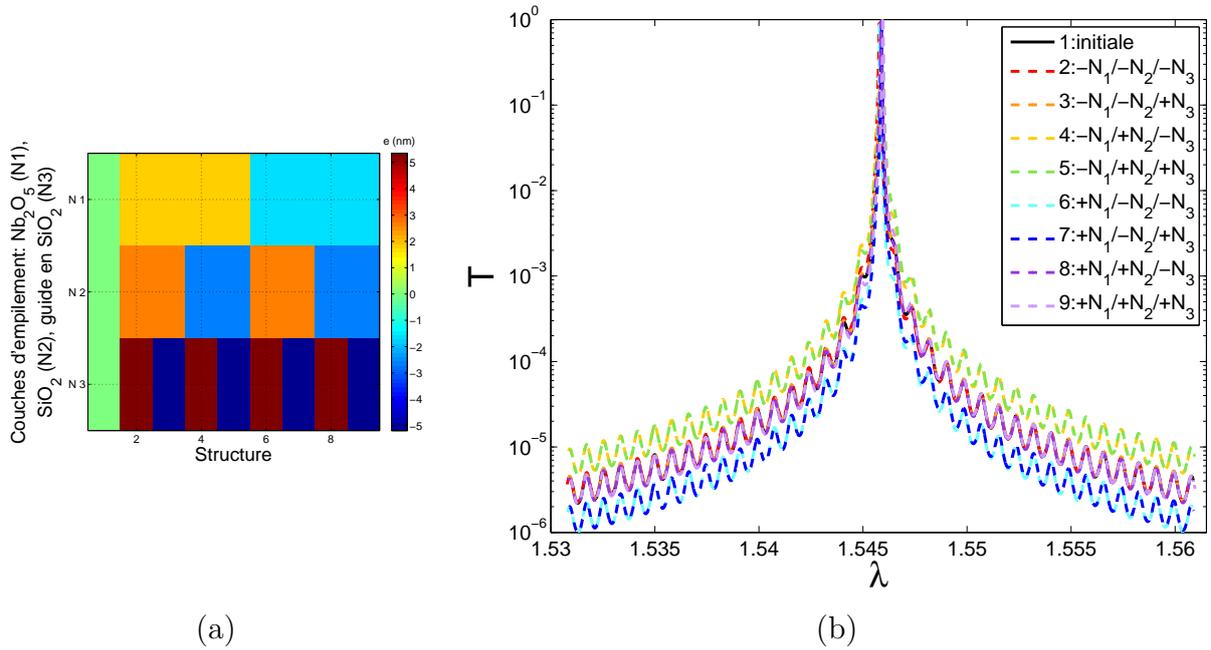


Figure 2.46 – (a) Variation des épaisseurs des couches en fonction de l'erreur sur l'indice de $\pm 2\%$ et l'épaisseur optique constante, (b) spectre des configurations avec un erreur sur l'indice des couches de $\pm 2\%$ et l'épaisseur optique constante.

La longueur d'onde de centrage varie très peu, comme indiqué sur la figure 2.47 (a). Par contre la largeur spectrale varie de $-0,018 \text{ nm}$ à $+0,028 \text{ nm}$. La largeur maximale est obtenue pour la configuration $n^{\circ} 4$ et celle minimale pour la configuration $n^{\circ} 7$ avec les erreurs opposées (fig. 2.47, b).

La transmissivité maximale est proche de 1 à 10% près (fig. 2.47, c) et est maximale pour la structure avec l'erreur de $+2\%$ sur l'indice de toutes les couches (configuration $n^{\circ} 9$). La transmissivité est minimale pour la structure $n^{\circ} 2$ où l'erreur est de -2% , soit opposée.

La transmissivité moyenne hors pic varie de $\pm 3,5 \cdot 10^{-5}$ à $\pm 4,9 \cdot 10^{-5}$ autour de la valeur initiale. La valeur maximale correspond à la structure $n^{\circ} 5$ et minimale à la structure avec les erreurs opposées, soit la configuration $n^{\circ} 6$ (fig. 2.47, d).

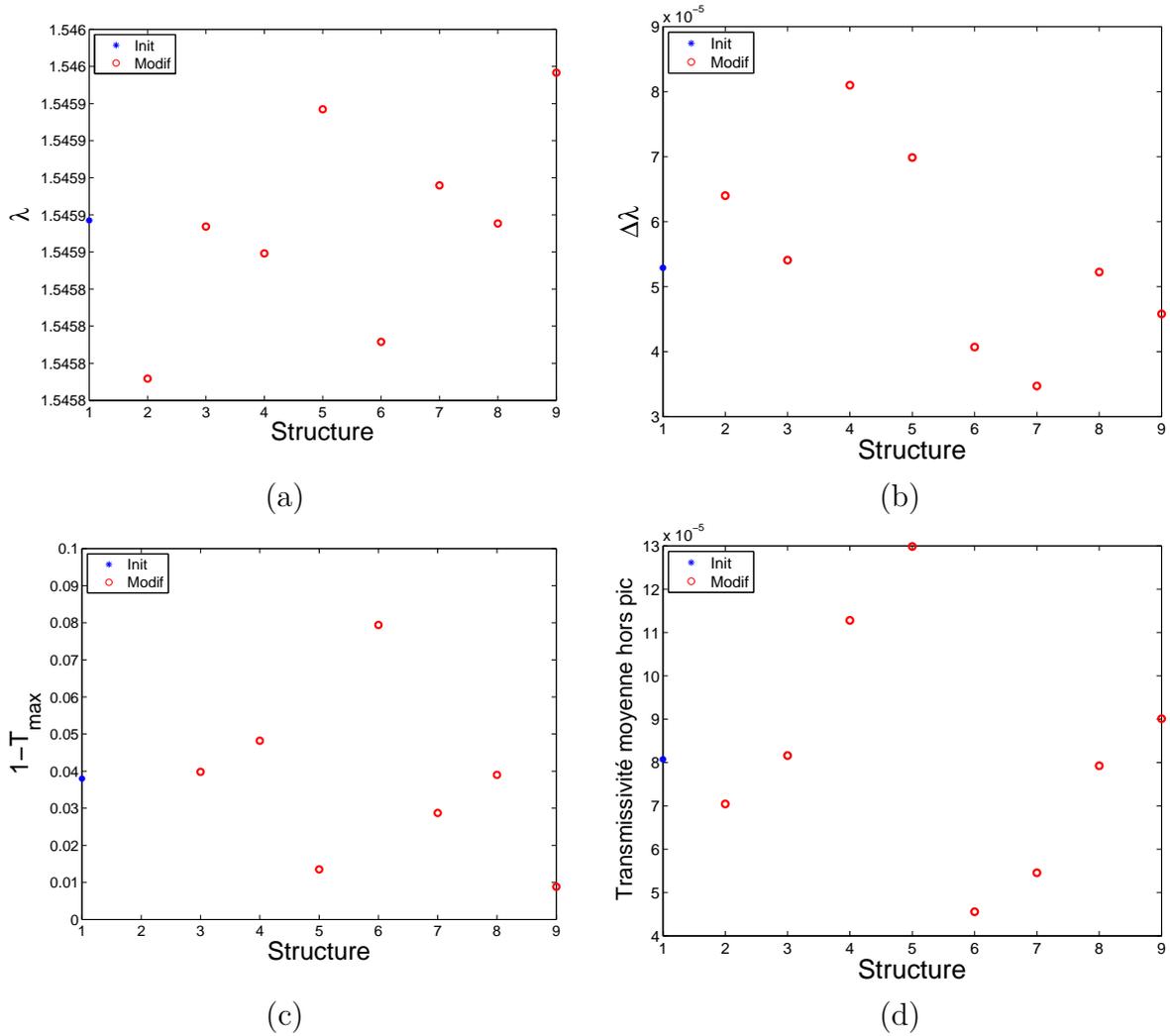


Figure 2.47 – Évolution de la réponse du filtre Fabry-Pérot en fonction de l'erreur sur l'indice des couches de $\pm 2\%$ avec l'épaisseur optique constante : (a) longueur d'onde de centrage, (b) largeur spectrale, (c) transmissivité maximale (d) transmissivité moyenne en dehors du pic.

2.5.5 Conclusion sur l'étude paramétrique du filtre Fabry-Pérot

Pour le filtre Fabry-Pérot, le paramètre le plus robuste est la longueur d'onde de centrage. Elle varie au maximum de $\pm 0,39\%$ de la valeur initiale pour les structures avec une erreur sur l'épaisseur. Les variations de la largeur spectrale sont plus significatives et peuvent atteindre $-34,4\%$ et $+53,1\%$ de la valeur initiale pour l'erreur sur l'indice avec l'épaisseur optique constante. La variation de la transmissivité moyenne hors pic est également plus élevée pour ce type d'erreur.

2.6 Comparaison du filtre à réseau résonnant avec le filtre Fabry-Pérot en fonction de la tolérance aux erreurs de fabrication

Les variations en pourcentage de la longueur d'onde de centrage λ , de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ et de la réflectivité moyenne hors pic $\Gamma(R)$ (transmissivité $\Gamma(Y)$ respectivement) pour le filtre à réseau résonnant (FRR) et le filtre Fabry-Pérot (FP) en fonction de l'erreur de la fabrication sont résumées dans le tableau 2.1. Le filtre FRR présente trois erreurs de plus par rapport au filtre FP, qui sont liées à la fabrication du réseau. Les colonnes du tableau présentent une erreur minimale et maximale en pourcentage par rapport à la valeur initiale. Les variations de λ et $\Delta\lambda$ sont centrées autour de la valeur initiale pour la plupart des erreurs. Par contre les déviations de Γ ne sont pas centrées et pas linéaires.

Pour les deux filtres la longueur d'onde de centrage est assez robuste vis-à-vis des erreurs. La variation maximale est autour de $\pm 1,3\%$ (pour FRR avec l'erreur sur l'indice avec l'épaisseur optique constante). Étant donnée la largeur spectrale plus faible du FP, elle varie plus par rapport à celle du FRR et atteint les déviations maximales pour l'erreur sur l'indice avec l'épaisseur optique constante.

La réflectivité (transmissivité) moyenne est le paramètre le plus sensible aux erreurs. Les fluctuations peuvent atteindre une valeur proche de 2000% pour le FRR et de 60% pour le filtre FP.

Tenant compte de l'hypothèse que l'erreur sur les couches identiques du filtre Fabry-Pérot est la même, soit les erreurs produites ne sont pas le pire cas, contrairement à l'étude effectuée pour le FRR, le filtre Fabry-Pérot est moins sensible aux erreurs de fabrication.

Type d'erreur		Para- mètre	FRR $\Delta_{min}(\%)$	FRR $\Delta_{max}(\%)$	FP $\Delta_{min}(\%)$	FP $\Delta_{max}(\%)$
Couches optiques	épaisseur $\pm 1 \text{ nm}$	λ	0,13	0,13	0,39	0,39
		$\Delta\lambda$	6,17	6,66	21,13	32,49
		Γ	2,77	78,96	21,42	29,84
	indice $\pm 0,7\%$	λ	0,63	0,63	0,35	0,35
		$\Delta\lambda$	6,26	6,82	27,25	44
		Γ	4,04	152,02	14	40,65
	indice $\pm 2\%$, ép. opt. cte	λ	1,35	1,32	0,01	0,01
		$\Delta\lambda$	25,42	28,31	34,38	53,10
		Γ	0	1908,58	43,57	60,83
Réseau	pas $\pm 10 \text{ nm}$	λ	0,83	0,83	—	—
		$\Delta\lambda$	2	2,17	—	—
		Γ	0,91	6,56	—	—
	facteur de remplissage de $-0,3$ à $+0,1$	λ	0,11	0,04	—	—
		$\Delta\lambda$	65,12	0	—	—
		Γ	0	545,55	—	—
	profondeur $\pm 5 \text{ nm}$	λ	0,1	0,03	—	—
		$\Delta\lambda$	22,45	98,08	—	—
		Γ	2,27	355,1	—	—

Tableau 2.1 – Déviations maximale (Δ_{max}) et minimale (Δ_{min}) des paramètres des filtres à réseau résonnant (FRR) et Fabry-Pérot (FP) en fonction des erreurs.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté en détail la structure du filtre à réseaux 1D croisés, les étapes de sa conception, ainsi que sa tenue aux erreurs de la fabrication.

Nous avons démontré que pour la structure de filtre à réseaux 1D croisés les polarisations permettant d'exciter les modes sont très proches de celles à 45° et 135° de la polarisation s . C'est à dire que les bornes minimale et maximale des valeurs propres de la matrice de diffraction en énergie sont proches de la réflectivité pour les polarisations incidentes rectilignes faisant un angle de 45° et 135° par rapport à la polarisation s . Ceci est un élément nouveau par rapport aux études précédentes [37, 40], et nous aidera pour la caractérisation du composant.

Afin de concevoir la structure finale du filtre, plusieurs types d'optimisation ont été testés, notamment, l'optimisation en séparant les fonctions anti-reflet et filtre et l'optimisation simultanée des fonctions anti-reflet et filtre. L'étude de ces deux optimisations a montré que l'optimisation indépendante de l'anti-réflexion ne permet pas de prédire la réflexion hors résonance de la structure avec réseau. Ainsi, il est indispensable d'optimiser les fonctions anti-reflet et filtre simultanément avec suffisamment de précision, étant donné l'objectif visé (réflexion inférieure à 10^{-4} hors résonance). Dans ce cadre un code d'optimisation a été fusionné avec la Méthode Modale de Fourier pour le calcul des réseaux. Il nous a permis d'obtenir un filtre avec des performances très proches de celles définies par le cahier des charges.

L'étude paramétrique du filtre à réseau résonnant conçu a démontré que la réflexion à la résonance est la caractéristique la plus robuste et la réflectivité moyenne hors résonance est la plus sensible. À noter que les expériences précédentes sur les filtres à réseaux résonnants ont montré qu'il est très difficile d'obtenir expérimentalement une réflexion proche de 100% à la résonance. Cependant, nous n'avons modélisé ici que des erreurs uniformes sur toute la surface du filtre, et les erreurs d'homogénéité ont tendance à écraser la résonance. Pour le filtre Fabry-Pérot, le paramètre le plus robuste est la longueur d'onde de centrage et le plus sensible est la transmissivité moyenne hors pic.

À travers ces études paramétriques on a pu conclure que le filtre Fabry-Pérot est moins sensible aux erreurs de fabrication sous l'hypothèse que l'erreur est la même pour les couches identiques du filtre.

Chapitre 3

Fabrication des filtres à réseau résonnant

3.1 Introduction

Ce troisième chapitre est consacré à la mise au point du procédé de fabrication d'un filtre à réseau résonnant d'un pouce de diamètre. Le chapitre est structuré en trois grandes parties.

Tout d'abord, nous allons présenter un filtre à réseaux 1D croisés qui a fait l'objet d'une précédente étude menée par Kristel Chan Shin Yu [37]. La fabrication et la caractérisation de ce filtre ont été entièrement menées au LAAS. Au cours de cette première étude, différents verrous technologiques impactant les performances du filtre ont été identifiés. Ces verrous sont rappelés ici et des voies d'amélioration ou de contournement sont explorées dans la suite du chapitre.

Pour améliorer les performances de filtrage mesurées précédemment, deux voies principales sont proposées. Dans un premier temps, nous présentons une nouvelle technologie de réalisation de la structure multicouche des filtres mettant en œuvre des matériaux différents de ceux déjà utilisés. Nous étudions notamment la qualité des interfaces procurée par cette nouvelle technologie. Dans un deuxième temps, nous nous consacrons à l'étude de la définition et la gravure des réseaux. A partir d'une étude bibliographique, différentes solutions sont exposées et un choix est arrêté. Les procédures d'étalonnage du procédé technologique retenu sont alors décrites et le procédé complet est établi. Chaque étape de ce procédé fait l'objet de caractérisations spécifiques, notamment en ce qui concerne le pas du réseau, sa profondeur de gravure et son rapport d'ouverture.

A la fin de ce chapitre, les principales étapes du procédé d'élaboration sont résumées et la possibilité de développement de filtres à réseau résonnant de grande surface au moyen de la technologie mise en œuvre dans le cadre de ces travaux est évoquée.

3.2 Processus de fabrication

La fabrication d'un filtre à réseau résonnant comprend deux grandes étapes :

- Réalisation d'un empilement multicouche
- Réalisation d'un motif diffractant

Pour la première étape, selon H.K. Pulker [53, p. 131] la PVD (Physical Vapour Deposition) et quelques variantes de CVD (Chemical Vapour Deposition) sont les technologies les plus adaptées pour le dépôt de couches minces pour des applications en optique. M. Friz et F. Waibel [53, p. 113] affirment que le pentoxide de niobium Nb_2O_5 peut être déposé par les technologies RLVIP (Reactive Low Voltage Ion Plating) et de pulvérisation cathodique (Magnetron Sputtering).

Pour la deuxième étape, la technologie la plus répandue pour la définition de motifs structurés est la lithographie. Il s'agit ensuite, ou simultanément, de réaliser le motif par la gravure ou le dépôt de matériau. Les différentes technologies de lithographie pour la fabrication de réseaux sub-microniques sont présentées en détails dans la partie 3.4.2.1.

La configuration du filtre (*fig. 2.1*) nécessite des réseaux de diffraction des deux côtés du substrat. Ainsi, deux méthodes de fabrication sont envisageables.

La première méthode implique le dépôt uniforme d'empilements identiques de chaque côté du substrat. Cela est possible grâce aux techniques de CVD et PVD indiquées plus haut. Par contre, la fabrication des deux réseaux identiques est très délicate dans ce cas, car la lithographie et la gravure doivent être faites indépendamment pour les deux faces.

De plus, les motifs sur une face peuvent être dégradés pendant la réalisation des motifs sur l'autre face.

Par conséquent, on opte pour une autre méthode de fabrication. Il s'agit de déposer uniformément l'empilement multicouche et d'insoler des réseaux identiques sur deux substrats indépendants, constituant alors des demi-filtres. Puis, les deux échantillons sont gravés simultanément en diminuant ainsi le risque de non-uniformité. La structure finale est obtenue par assemblage, substrat contre substrat, des deux demi-filtres avec un angle de $90^\circ - \xi$ entre les directions de périodicité des deux réseaux. Une goutte de liquide d'indice est appliquée entre les deux substrats pour éliminer les réflexions parasites à l'interface.

3.3 Présentation du filtre fabriqué précédemment

En 2014, A. Monmayrant et al. [4] ont publié les résultats de caractérisation d'un filtre à réseaux 1D croisés fabriqué au LAAS-CNRS. Les paramètres de la structure sont présentés sur la figure 3.1. La réalisation du filtre a été obtenue selon la nouvelle méthode décrite ci-dessus. L'empilement des deux paires de couches de silicium amorphe/silice ($\alpha - Si/SiO_2$) sur un substrat en verre a été effectué par LT-ICP-PECVD (Low Temperature Inductively-Coupled-Plasma Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition). Pour réaliser les réseaux, une photolithographie par projection, dite stepper [54], est suivie par une gravure sèche de type ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma Reactive Ion Etching).

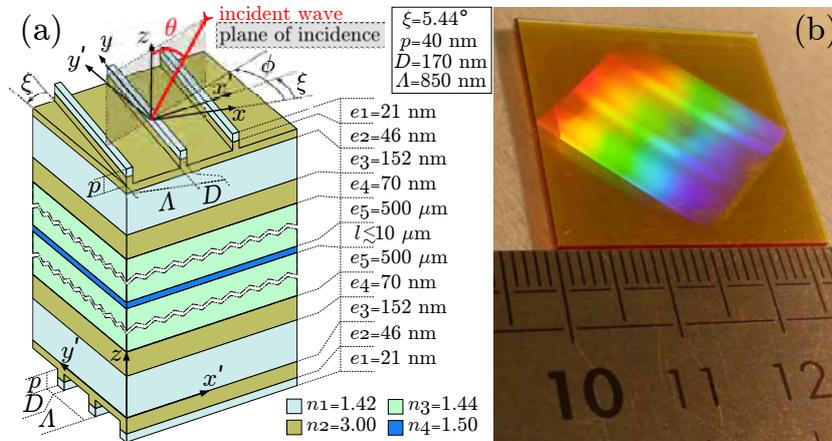


Figure 3.1 – Filtre à réseaux 1D croisés : (a) schéma de la structure, où Λ est le pas de réseau et D est la largeur de crête (le reste des paramètres est présenté dans la section 2.2 du deuxième chapitre) (b) photo du filtre réalisé [4].

Les résultats de la caractérisation du filtre ajustés sur le modèle de Fano proposé par Niraula et al. [55] sont donnés sur la figure 3.2. Les spectres en réflexion et transmission ont été mesurés pour les états de polarisation de l'onde incidente qui varient entre s et p . Les lignes sombres sur la figure 3.2 (a) représentent le signal moyen dont les enveloppes (en transparence) correspondent au signal enregistré pour les différents états de polarisation de l'onde incidente. Sur la figure 3.2 (b) les comparaisons des courbes expérimentales

et théoriques pour l'accordabilité et la réponse spectrale sont présentées. Le filtre est accordable quasi-linéairement sur une plage de 100 nm, au voisinage de 1550 nm, avec un facteur d'accordabilité de 8,3 nm/°.

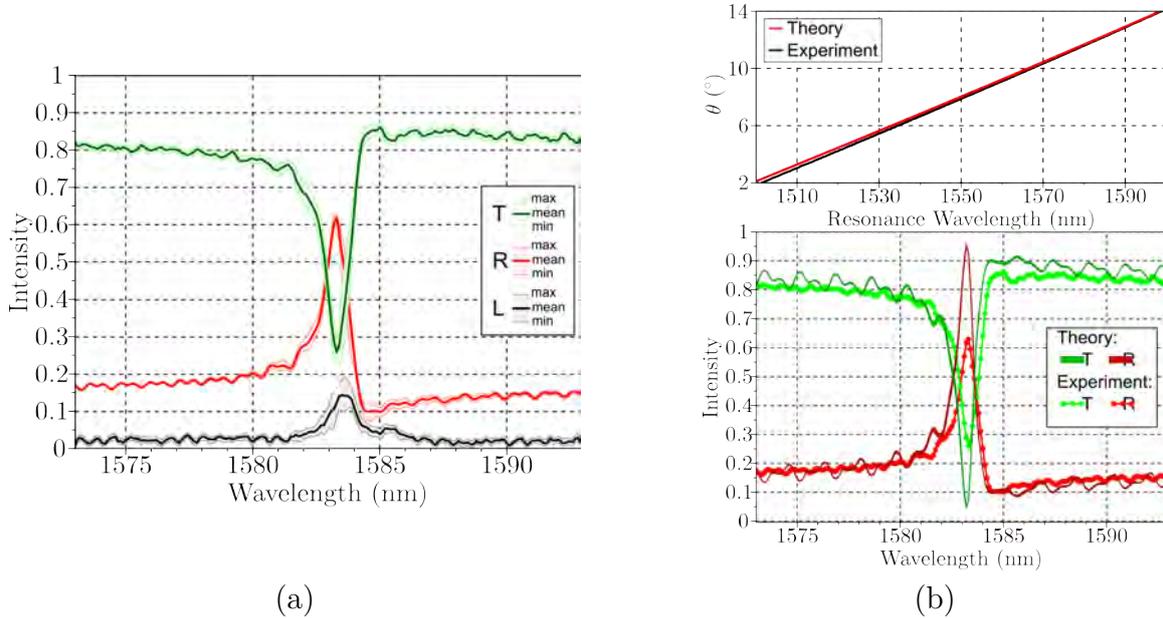


Figure 3.2 – Réponses spectrales du filtre à réseaux 1D croisés : (a) indépendance à la polarisation : en réflexion (R, rouge, courbe au milieu), en transmission (T, vert, courbe en haut) et pertes (L, noir, courbe en bas), (b, haut) courbe d'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence : expérience (noir) et théorie (rouge), (b, bas) comparaison théorie/expérience pour les coefficients de réflexion (R, rouge, courbes en bas) et transmission (T, vert, courbes en haut) : expérience (courbe pointillée) et théorie (courbe lisse) [4].

Les auteurs affirment que l'origine de la faible réflectivité à la résonance réside dans les imperfections de la fabrication. Le procédé de fabrication ainsi que ses limitations sont détaillés dans le rapport final du 1er Octobre 2013 [56]. Ici nous allons rappeler les verrous identifiés par les auteurs lors de la fabrication de ce premier filtre à réseaux 1D croisés.

L'équipement pour le procédé LT-ICP-PECVD ne possède pas de moyen de contrôle *in situ* des épaisseurs des couches déposées. Par conséquent, les écarts estimés peuvent atteindre 15% par rapport aux épaisseurs visées. Ceci crée un changement de la longueur d'onde de résonance λ_{res} et de la réflectivité en dehors de la résonance (Section 2.4.2.2). De même, les variations des indices de réfraction peuvent atteindre 3% par rapport aux valeurs attendues, cet effet se cumulant au précédent. Par ailleurs, l'interface entre les couches déposées peut être rugueuse et dispersif, ce qui engendre des pertes par diffusion...

Pour la réalisation de la structure diffractante, il a été constaté que l'équipement de photolithographie par projection se défocalise sur les substrats transparents. Par conséquent, la résolution du motif insolé dans la résine photosensible est affectée. Ceci peut entraîner des variations sur le pas de réseau Λ et le facteur de remplissage FF et ainsi dégrader les performances du filtre (Sections 2.4.2.4 et 2.4.2.5).

La gravure a été effectuée par le procédé ICP-RIE, dont l'équipement n'est pas pourvu d'un système de contrôle *in situ* des profondeurs gravées. Ainsi, les deux réseaux ont été

sur-gravés en affectant la couche $\alpha - Si$ située en dessous des réseaux. Or, comme nous l'avons vu précédemment, sur-graver les réseaux a pour conséquence l'augmentation de la réflexion en dehors de la résonance et l'élargissement de la largeur spectrale du filtre (Section 2.4.2.6).

Tous ces défauts de fabrication affectent largement les performances du filtre. La réflectivité maximale atteinte à la résonance est ici voisine de 62% au lieu des 100% souhaités. La largeur spectrale est de 0,5 nm. De plus, la réflectivité moyenne en dehors de la résonance est autour de 15%, ce qui dégrade considérablement le facteur de qualité.

La réponse de ce filtre n'est ainsi pas compatible avec notre cahier des charges. C'est pourquoi il a été proposé de rechercher des possibilités d'amélioration de ces résultats en travaillant sur la technologie de fabrication.

3.4 Amélioration de la fabrication des filtres à réseaux 1D croisés

Le mode de fabrication du premier prototype de filtre à réseaux 1D croisés a révélé plusieurs verrous technologiques liés à l'élaboration de l'empilement multicouche et au transfert des motifs des réseaux dans la couche supérieure de cet empilement.

Pour améliorer les résultats obtenus précédemment, nous avons décidé, d'une part, de confier le dépôt de l'empilement à l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel dont c'est la spécialité, d'autre part, d'étudier les alternatives offertes par le stepper pour la réplique du motif du réseau sur les substrats transparents et, enfin, travailler sur le procédé de gravure afin de pouvoir garantir la profondeur de réseau visée.

3.4.1 Réalisation de la structure multicouche

L'empilement anti-reflet a été réalisé au sein de l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel grâce à la machine HELIOS 4" de Leybold Optics. Il s'agit d'un équipement pour PARMs (Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering). La figure 3.3 (a) présente un module de HELIOS.

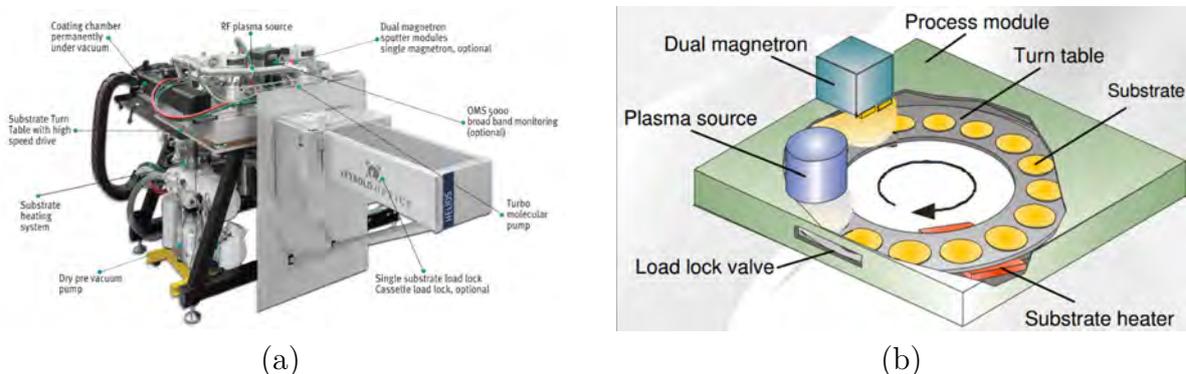


Figure 3.3 – *Équipement HELIOS de Leybold Optics : (a) module [57], (b) chambre de pulvérisation [58].*

Le procédé PARMS repose sur la pulvérisation réactive par magnétron assistée par plasma. Ainsi, le module contient le double magnétron et la source de plasma. La chambre de dépôt est sous vide. Le substrat est déposé sur un support dans une des 12 niches via le sas. Chaque support peut accueillir 6 substrats d'un pouce de diamètre. La vue de la chambre de pulvérisation est donnée sur la figure 3.3 (b). Le substrat est réglé en température. Le magnétron crée un champ magnétique autour du matériau à déposer (cible). La cible est chargée négativement.

Pour effectuer le dépôt des oxydes SiO_2 et Nb_2O_5 , on utilise du silicium Si et du niobium Nb comme cibles. Dans la chambre, une atmosphère de gaz à basse pression est réalisée. Ce gaz est ionisé par une source RF et est concentré le long du champ magnétique. Les ions positifs du gaz sont attirés vers la surface de la cible chargée négativement. Ainsi, les ions du gaz entrent en collision avec la cible et éjectent les atomes de la surface de celle-ci.

Les atomes éjectés de la surface de la cible se déposent alors sur le substrat en formant une couche homogène. Une assistance plasma réactive d'oxygène est utilisée pour la densification de la couche et le contrôle de sa stœchiométrie [59].

Le support du substrat tourne à la vitesse de 240 tours par minute pour assurer l'uniformité des couches déposées. Les épaisseurs de ces couches sont contrôlées en transmission grâce au système de surveillance optique OMS5000. Pour créer l'empilement entier des demi-filtres recherchés, les couches de SiO_2 et Nb_2O_5 sont alternées.

Nous avons effectué les dépôts sur des substrats en silice fondue d'épaisseur 1 mm et de diamètre 1 pouce (2,54 cm). Le défaut d'uniformité optique des couches déposées mesuré sur l'équipement HELIOS est de 1% sur 10 cm de diamètre [59], soit 0,25% sur un pouce. Le décalage maximum en longueur d'onde est ainsi de 0,5 nm sur 3 mm pour une longueur d'onde de 1575 nm.

Après avoir réalisé un demi-filtre, nous avons comparé la qualité de l'interface entre les couches pour les différentes technologies de dépôt utilisées. Pour ceci, nous avons effectué des coupes FIB (Focused Ion Beam) dans les empilements. La figure 3.4 montre la vue en coupe de deux empilements anti-reflet, un premier réalisé par LT-ICP-PECV au sein du LAAS-CNRS (fig. 3.4, a) et un second fabriqué à l'aide du PARMS à l'Institut Fresnel (fig. 3.4, b). Une fine couche d'or est déposée sur la surface de chaque empilement afin de diminuer les effet électrostatiques et améliorer la qualité d'observation par MEB (Microscopie Électronique à Balayage).

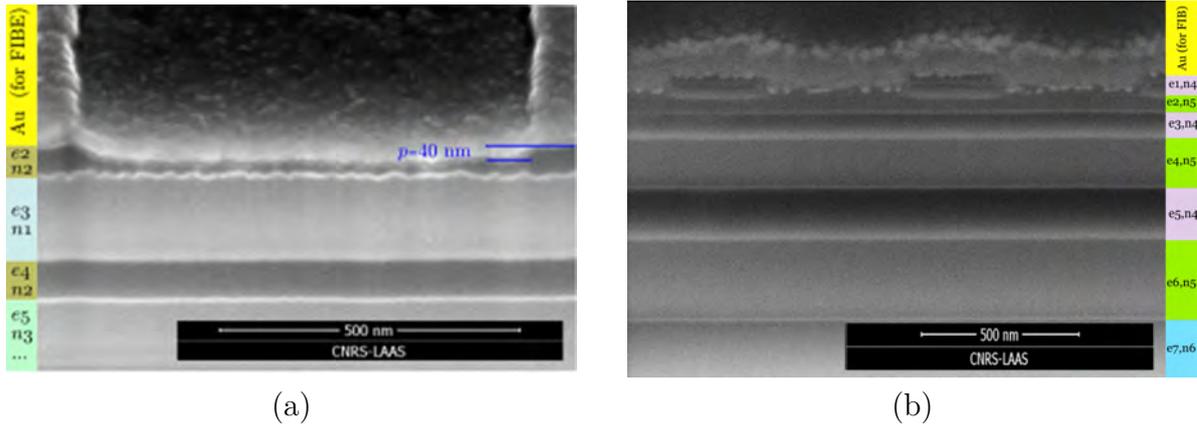


Figure 3.4 – Vue en coupe de deux empilements anti-reflet : (a) l'empilement composé de deux paires $SiO_2(n1)/\alpha - Si(n2)$ réalisé par LT-ICP-PECVD au LAAS-CNRS, et (b) l'empilement composé de trois paires $SiO_2(n4)/Nb_2O_5(n5)$ réalisé par PARMs à l'Institut Fresnel.

L'interface entre la couche $e2$ et $e3$ de l'empilement fabriqué par LT-ICP-PECVD (fig. 3.4, a) est rugueuse. La fine couche supérieure d'indice $n1$ n'apparaît pas nettement sur l'image car elle a été sur-gravée durant l'opération. Pour l'empilement réalisé par PARMs, la seule rugosité que l'on observe est celle due aux grains de métal déposés en surface, soient les interfaces $Au/e1$ et $Au/e2$.

Ainsi, la technologie PARMs nous a permis d'obtenir l'empilement anti-reflet sur un substrat en silice fondue d'un pouce de diamètre. Les interfaces entre les couches déposées apparaissent lisses et n'impactent donc pas, ou très peu, la réponse spectrale du filtre. Une fois réalisés, les empilements sont transmis au LAAS. C'est alors au sein de la centrale technologique du LAAS que l'on effectue l'étape suivante de réalisation du motif diffractant dans la couche supérieure de l'empilement reçu.

3.4.2 Définition des réseaux de diffraction

Comme indiqué précédemment, la technologie de photolithographie par projection sur un substrat transparent ne nous n'a pas permis d'obtenir des réseaux de bonne qualité (Section 3.3). Cela nous a conduits vers la recherche d'autres moyens pour effectuer la lithographie. Le nouveau processus envisagé doit notamment prendre en compte la nécessité de réaliser deux réseaux uniformes de taille 2 cm par 2 cm sur deux substrats indépendants transparents d'une épaisseur de 1 mm et d'un pouce de diamètre.

3.4.2.1 Technologies de lithographie des réseaux de diffraction

La lithographie est la technique qui permet de définir un motif dans une couche de matériau d'intérêt. Dans la plupart des technologies de lithographie, le motif est insolé dans une couche de résine photosensible déposée sur l'échantillon. En fonction du type de résine, soit la partie insolée, soit la partie non insolée est retirée pendant un procédé de développement.

On peut diviser les processus de lithographie en deux familles : celle qui nécessite l'utilisation d'un masque ou d'un moule pour transférer le motif, et celle qui n'en utilise pas. Nous allons regarder ces deux familles en détails, en débutant par la dernière.

3.4.2.1.1 Lithographie sans masque

Au cours d'une lithographie sans masque, le motif recherché est inscrit dans la résine sans étape intermédiaire. Il existe quatre technologies principales : la lithographie à faisceau d'électrons ou E-Beam (Electron-Beam lithography), la lithographie à faisceau d'ions focalisés ou FIB (Focused Ion Beam lithography), la lithographie à sonde à balayage ou SPL (Scanning Probe Lithography) et la lithographie holographique.

3.4.2.1.1.1 Lithographie à faisceau d'électrons (E-Beam)

La lithographie par E-Beam utilise un faisceau d'électrons pour insoler un motif dans une couche de résine déposée sur un échantillon. Les électrons changent les propriétés de la résine insolée, en la rendant soluble dans un développeur (résine positive), ou insoluble (résine négative). Après développement de la résine, l'échantillon est gravé pour transférer le motif dans la couche de matériau sous-jacente. Dans la littérature, on trouve de nombreux exemples de fabrication de réseaux par E-beam pour des applications diverses [60–64].

L'exemple le plus marquant a été présenté par Bolten et al. [65]. Ils ont fabriqué un réseau 1D ultra dense avec un pas de $\Lambda = 30 \text{ nm}$ et un facteur de remplissage $FF = 0,5$ sur une surface de quelques centaines de μm^2 sur un substrat en silicium. Pour obtenir une telle résolution, le réseau a été insolé par E-Beam en deux étapes. Pendant la première insolation, un réseau avec le pas $\Lambda = 60 \text{ nm}$ et $FF = 0,25$ a été défini. Puis ce motif a été insolé une deuxième fois avec les mêmes paramètres, mais décalé par rapport au premier réseau de façon à ce que les crêtes du deuxième réseau correspondent au milieu des creux du premier.

Le schéma d'insolation est donné sur la figure 3.5 (a) où la première insolation est indiquée en rouge et la deuxième en vert. Pour contrôler le décalage des deux réseaux, des marqueurs sur substrat ont été réalisés par insolation E-Beam suivie par une gravure. La précision de décalage rapportée est inférieure à 10 nm .

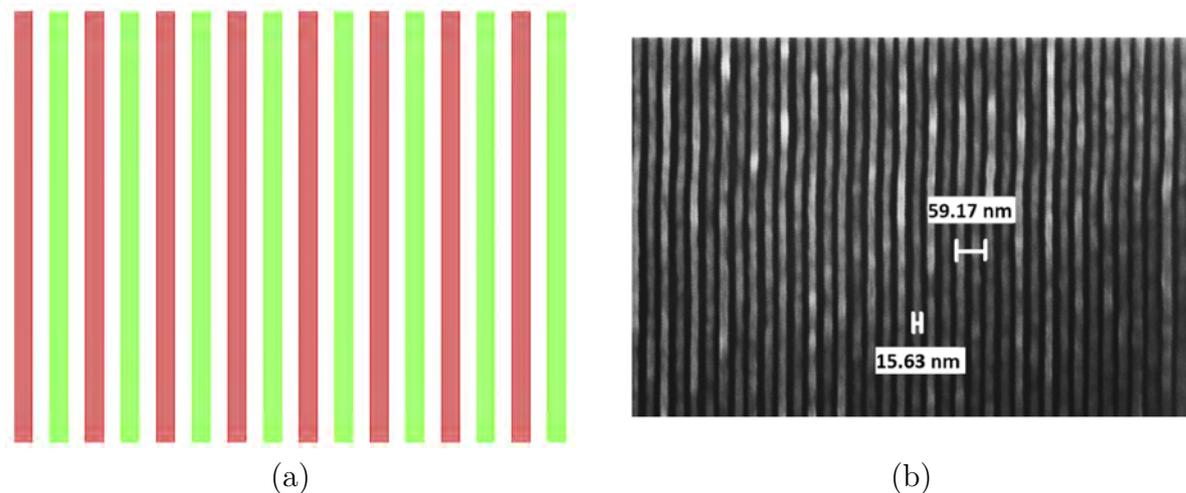


Figure 3.5 – Exemple du réseau 1D insolé par E-Beam dans la résine sur un substrat en silicium (a) étapes d'insolation du réseau : 1^{er} en rouge et 2^{ème} en vert, (b) image MEB du réseau fabriqué [65].

Les réseaux obtenus par la lithographie E-beam sont de haute résolution. Malheureusement, cette technologie n'est pas adaptée à la réalisation de motifs sur de grandes surfaces, comme les 4 cm^2 que nous recherchons, car le temps d'écriture est alors prohibitif. Cette limitation peut être contournée en utilisant la lithographie E-Beam par projection, qui nécessite un masque [66], ou bien avec le système à multifaisceaux électroniques parallèles [67]. Avec ce dernier, on peut réaliser un réseau de lignes de 45 nm espacées de 45 nm avec une uniformité inférieure à $2,8 \text{ nm}$ sur une surface de $6 \mu\text{m}^2$. Ainsi, la surface d'insolation totale d'un motif peut être supérieure à 26 mm par 33 mm . On ne possède cependant pas cet équipement dans le laboratoire.

3.4.2.1.1.2 Lithographie à faisceau d'ions focalisés (FIB)

Similaire au faisceau d'électrons, le faisceau d'ions focalisés peut être utilisé pour définir un motif dans une couche de résine [68]. Mais l'intérêt principal du FIB est la possibilité d'écrire un motif directement en gravant le matériau, sans dépôt préalable de résine ni révélation dans le développeur. Les ions entrent alors en collision avec le matériau et éjectent ainsi les atomes de sa surface. Le procédé peut aussi s'appeler "gravure à faisceau d'ions focalisés". On trouve des exemples de réseaux gravés par cette méthode dans le silicium amorphe $\alpha - Si$ [69], le nitrure de silicium Si_3N_4 [70, 71] ou l'or [72, 73].

La centrale technologique du LAAS possède un équipement Dual Beam (MEB + FIB) FEI Hélios 600i, qui permet de définir un réseau des lignes de 10 nm de largeur, 500 nm de profondeur sur une surface d'environ $100 \mu\text{m}^2$.

La gravure de matériau transparent par FIB a déjà été décrite. La gravure de l'oxyde de hafnium HfO_2 a été présentée par Chaganti et al. [74]. Le réseau est de taille $40 \mu\text{m}$ par $50 \mu\text{m}$ avec un pas de 357 nm . Le réseau obtenu, ainsi que son profil, sont présentés sur la figure 3.6 (a).

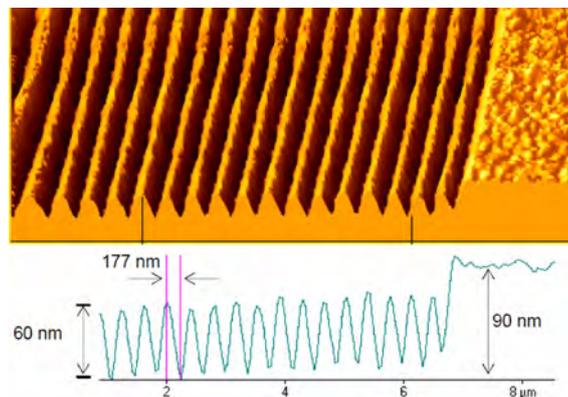


Figure 3.6 – Exemple de réseau 1D directement inscrit par FIB dans la couche de HfO_2 : (haut) image AFM du réseau fabriqué, (bas) son profil [74].

Il a été démontré que la profondeur du réseau obtenue dans la couche de HfO_2 est inférieure à la profondeur totale gravée, c'est-à-dire que les sommets des crêtes du réseau ont été gravés pendant la gravure des tranchées adjacentes.

Comme dans le cas de l'E-Beam, la lithographie par FIB est un processus très long. Par exemple, cela prend 4 heures pour graver un réseau de taille $30,6 \mu\text{m}$ par $30,6 \mu\text{m}$

(75 lignes) [71]. De plus, pendant la lithographie par FIB, les matériaux isolants, comme l'oxyde de silicium SiO_2 , accumulent une charge portée par les ions et le motif peut ainsi perdre en résolution. Pour éviter ce problème, il est possible de couvrir le matériau isolant par une couche conductrice en métal [75] ou polymère [71]. Après gravure, les couches conductrices sont retirées.

3.4.2.1.1.3 Lithographie à sonde à balayage (SPL)

Dans la technologie de lithographie à sonde à balayage, la sonde est utilisée pour graver le matériau où faire un dépôt. Une sonde est constituée par une pointe (habituellement en tungstène ou platine iridié) nanométrique. Cette technologie utilise deux types d'instruments : le microscope à effet tunnel (STM) ou le microscope à force atomique (AFM).

Dans le cas du STM, un courant se crée entre la sonde et l'échantillon. Ce courant dépend de la distance entre la sonde et la surface de l'échantillon. Ainsi, la sonde cartographie la topologie de la surface pendant son déplacement. Pour la réalisation d'un motif, les atomes peuvent être transférés sur la sonde et ensuite déplacés. Grâce au STM, il est également possible de modifier les propriétés chimiques des matériaux et ainsi créer le motif pour une gravure ultérieure [76] ou insoler une résine [77].

Le principe de l'AFM est basé sur la force d'attraction et de répulsion entre sa pointe et la surface d'échantillon. La pointe est fixée sur une poutre mobile qui est éclairée par un faisceau laser. Cette poutre se déforme sous la force subie, changeant ainsi la direction du faisceau laser réfléchi par sa surface. Une photodiode contrôle ces changements et enregistre ainsi la topographie de la surface.

Avec une pointe d'AFM, on peut effectuer une gravure en mettant en contact direct la pointe et la surface d'échantillon [78], faire un dépôt [79], ou créer un masque d'oxyde pour une gravure ultérieure [80].

Ces deux technologies sont de très grande résolution : jusqu'à la taille atomique pour le STM [81], mais sont réservées aux faibles surfaces en raison de la faible vitesse du processus.

3.4.2.1.1.4 Lithographie holographique

La lithographie holographique est aussi appelée lithographie interférentielle. Le réseau est formé par les franges d'interférence qui se produisent au croisement de deux faisceaux monochromatiques cohérents d'intensité équivalent. Cette technique est largement utilisée pour fabriquer des réseaux depuis la fin des années 60. Ainsi, de nombreux systèmes ont été développés.

Les réseaux les plus grands ont été présentés par HORIBA Jobin Yvon SAS [82, 83]. Ce sont des réseaux uniformes d'une surface d'environ 1 m^2 avec un pas jusqu'à 574 nm (densité de lignes jusqu'à 1740 lignes/mm).

Un réseau de pas 417 nm (densité de 2400 lignes/mm) sur une surface de 46 mm par 26 mm fabriqué en utilisant un système d'enregistrement de front d'onde asphérique a été présenté par Imazono et al. [84] pour une application en spectroscopie à rayons X. L'efficacité de diffraction expérimentale rapportée n'est que 50% de l'efficacité théorique à cause de rugosités de surface de $0,7 - 0,9\text{ nm}$ (moyenne quadratique).

Wolf et al. [85] ont utilisé la lithographie interférentielle pour fabriquer un réseau de pas 260 nm sur une surface de 60 cm par 60 cm . On rapporte une variation de profondeur sur une surface de 40 cm par 40 cm inférieure à 10%.

Il est également possible de fabriquer des réseaux 2D avec la technologie de lithographie holographique. La fabrication de réseaux 2D bi-couche de pas $2 \mu m$ sur une surface de $60 mm$ par $60 mm$ a été présentée par Lin et al. [86]. Le schéma de la structure est présenté sur la figure 3.7 (a). Le procédé de fabrication contient deux étapes d'insolation suivies par une gravure RIE. Premièrement, un réseau de lignes est insolé selon l'axe X . La résine est développée et le motif est gravé. Le reste de résine photosensible est retiré et une nouvelle couche est déposée. L'échantillon est insolé une nouvelle fois selon l'axe Y et également gravé. Après le délaquage de résine, une couche d'or est déposée. La photo du réseau fabriqué est donnée sur la figure 3.7 (b).

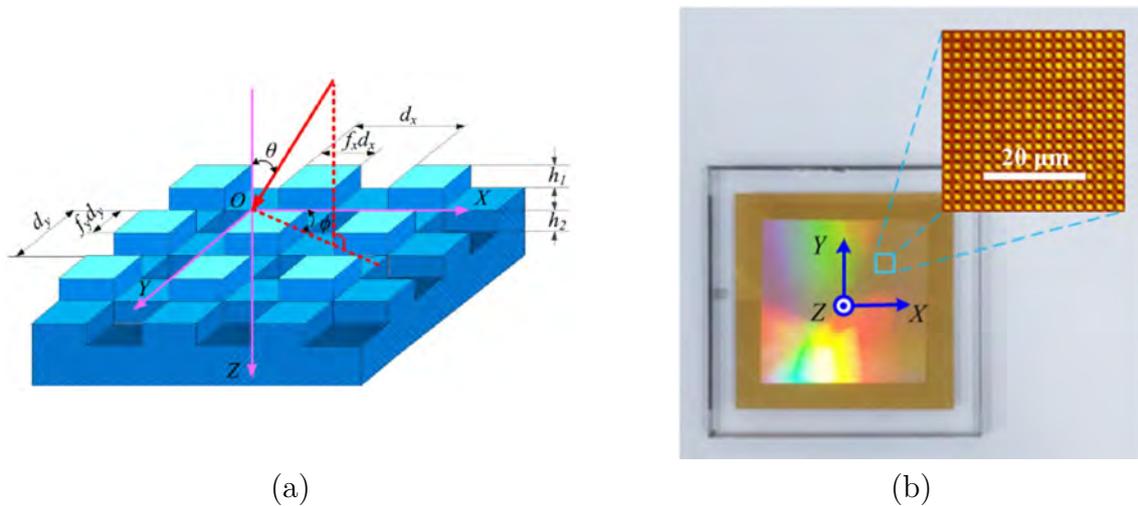


Figure 3.7 – Exemple du réseau 2D bi-couche insolé par holographie sur un substrat en quartz : (a) schéma de la structure, (b) photo du réseau [86].

La lithographie par interférence permet ainsi d'obtenir des réseaux uniformes sur une grande surface depuis environ 50 ans. Dans le cadre de notre étude, nous ne cherchons pas à fabriquer un réseau de très grande taille. De plus, le LAAS ne possède pas actuellement une installation pour la lithographie interférentielle, ce qui nous a conduit à envisager d'autres solutions.

Enfin, on peut noter que cette technologie peut être combinée avec une technologie de réplcation plus moderne, telle que la nano-impression, afin de diminuer le cout de production en série [85, 87].

3.4.2.1.2 Lithographie avec masque

De nombreux processus de lithographie utilisent soit un masque, soit un moule, pour définir un motif dans une couche de résine. Les technologies à haute résolution qui utilisent ces deux procédés sont respectivement la photolithographie et la lithographie par nano-impression. Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire les particularités de chacune de ces technologies.

3.4.2.1.2.1 Photolithographie

La photolithographie est un procédé de transfert de motif, préalablement inscrit sur un masque, dans une résine photosensible par insolation UV. Comme pour la résine insolée

par faisceau d'électrons, il existe la résine dite "positive", qui devient soluble dans le développeur une fois insolée, et "négative", qui est rendue insoluble par insolation. On différencie alors trois types de photolithographies selon la distance entre le masque et l'échantillon : par contact, par proximité, et par projection.

Dans le premier cas, le masque est mis en contact direct avec l'échantillon. Le masque peut alors être sali et/ou abimé pendant l'opération. Le motif sur l'échantillon a la même taille que celui inscrit sur le masque mais la résolution des motifs insolés est limitée par l'effet de diffraction. Malgré ceci, un réseau de pas de 200 nm et de surface de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$ par $5\ \mu\text{m}$ a été fabriqué par Goodberlet et al. [88] par insolation en UV profond. Le masque utilisé a été fabriqué par E-Beam.

Pour la lithographie par proximité, la résine et le masque ne sont pas en contact mais séparés de quelques dizaines de micromètres. Comme dans le cas précédent, le grandissement est de 1 :1. La résolution est également limitée par la diffraction. Le procédé est moins reproductible que la lithographie par contact. Un réseau de taille 20 mm par 30 mm , de pas $\Lambda = 800\text{ nm}$, a été fabriqué par Stuerzebecher et al. [89]. Le masque a été fait par lithographie interférentielle.

Pour les deux technologies décrites ci-dessus, la fabrication du masque joue un rôle clé, d'autant plus que, dans notre cas, le pas recherché est faible (875 nm). L'équipement d'écriture des masques au LAAS ne permet pas d'accéder à de telles dimensions. Ainsi, ces techniques ne sont pas retenues pour notre étude.

Dans le cas de la photolithographie par projection (aussi appelée "stepper"), le masque se trouve à distance de l'échantillon. Ainsi, grâce à un système optique approprié, le motif du masque peut être réduit plusieurs fois avant insolation de la résine. La résolution peut alors atteindre quelques dizaines de nanomètres [90].

Jensen et al. [91] indiquent pouvoir couvrir un substrat en silicium de 6 pouces en répétant un réseau de pas d'environ 500 nm et de taille de 22 mm par 26 mm en utilisant le stepper DUV (Deep UV) Canon FPA-3000 EX4. La vue en coupe du réseau est présentée sur la figure 3.8.

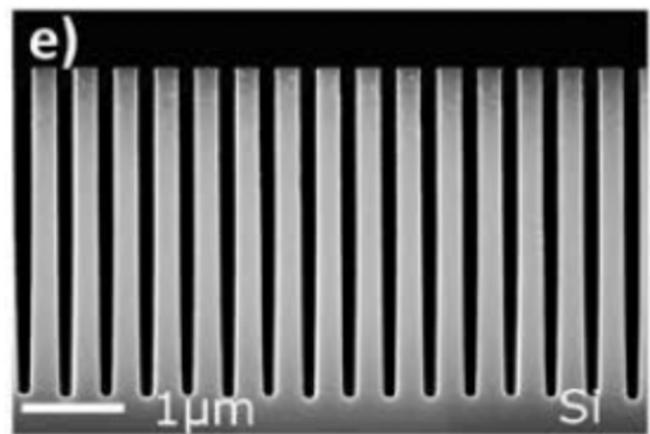


Figure 3.8 – Exemple de réseau 1D fabriqué par stepper : vue en coupe [91].

3.4.2.1.2.2 Lithographie par nano-impression (NIL)

Pour la première fois, la nano-impression (*NIL*) a été présentée par Chou et al. [92] en 1995 comme une technologie de très grande résolution (sub-10 *nm* [93]) tout en étant adaptée à la production de masse.

Aujourd'hui, il existe plusieurs types de *NIL*, par exemple *NIL* thermique (*T - NIL*), *UV - NIL*, Roll-to-Roll et Roll-to-Plate printing. Toutes ces technologies nécessitent un moule à partir duquel un motif sera répliqué dans un polymère (par exemple, dans une couche de résine préalablement enduite sur l'échantillon).

Au cours du procédé *NIL*, le moule et le polymère sont mis en contact physique. La pression exercée autour de l'ensemble permet d'enforcer le moule dans le polymère afin de transférer un motif dans ce dernier. Fréquemment, le procédé de nano-impression est suivi par une gravure pour enlever le résidu de polymère au fond du motif transféré.

Dans le cas du *T - NIL*, un polymère thermoplastique est déformé par impression à température supérieure à celle de la transition vitreuse du polymère. Quand l'échantillon s'est refroidi, le moule est enlevé.

Pendant la nano-impression assistée par *UV*, le motif du moule est imprimé dans un polymère photosensible en appliquant une pression. Puis le polymère est solidifié par insolation *UV*. Le procédé se déroule à la température ambiante et nécessite un moule transparent aux *UV*.

Les illustrations de *T - NIL* et *UV - NIL* sont données sur la figure 3.9.

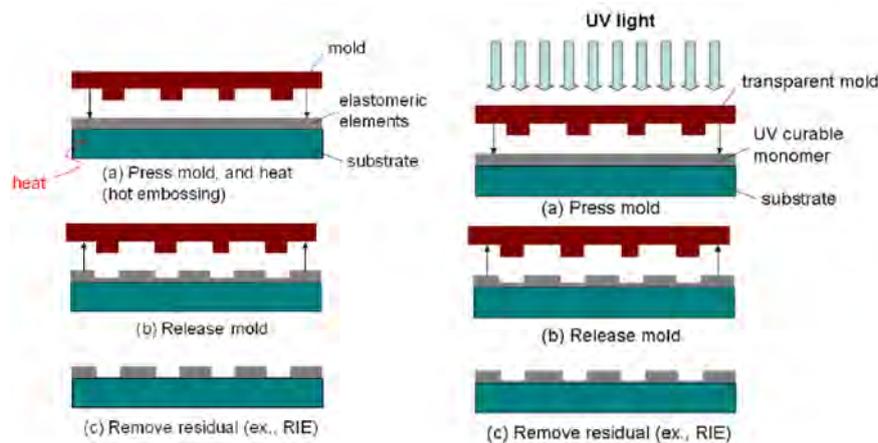


Figure 3.9 – Illustration de la nano-impression (gauche) thermique (*T - NIL*) et (droite) assistée par *UV* (*UV - NIL*) [94].

Un réseau 2D de trous de diamètre 200 *nm* et de profondeur de 400 *nm*, soit un rapport de forme 2 (hauteur/largeur), avec un pas de 400 *nm* sur une surface de 800 μm par 380 μm a été imprimé dans une résine PMMA par Schiff et al. [95] par le moyen de *T - NIL*. Étant donné le rapport de forme supérieur à 1, le procédé de démoulage devient compliqué. Ainsi, pour faciliter celui-ci, les auteurs proposent de l'effectuer à une température légèrement supérieure à celle de transition vitreuse (90°C au lieu de 70°C pour ce cas).

La technologie *T - NIL* est également utilisée pour fabriquer des filtres à réseau résonnant. Kanamori et al. [96] ont réalisé un réseau de période 300 *nm* sur une surface

de $400 \mu m^2$. Un autre filtre à réseau de pas 605 nm sur une surface de 4 cm^2 a été fabriqué par Lin et al. [97].

Les deux structures décrites ci-dessus sont des exemples de nano-impression "dur sur dur", c'est à dire que le moule et le substrat sont rigides. Dans ce cas, le moule peut être facilement abimé durant l'opération de réplcation.

Afin de préserver le moule rigide, il est préférable d'utiliser un moule intermédiaire souple, dit moule fille. Magnusson et al. [98] ont fabriqué un filtre résonnant avec un réseau de profil sinusoïdal de période 556 nm en utilisant un moule fille. Ce moule a été imprimé dans un film de PDMS (polydimethylsiloxane) à température ambiante. Puis le motif de ce moule fille a été répliqué dans une résine photosensible par *UV - NIL*.

La fabrication d'un réseau de lignes sur une surface de l'ordre de $250 \mu m^2$ en combinant *T - NIL* et *UV - NIL* est présentée par Zhao et al. [99]. Ici, la nano-impression thermique est utilisée pour définir un motif dans un polymère thermoplastique transparent IPS (International Polymer Solutions) afin de créer un moule souple. Ce moule est ensuite utilisé pour transférer le motif dans la résine photosensible par *UV - NIL*.

Pour la réalisation de motifs sur des surfaces de plus en plus grandes, le procédé devient sensible à la présence de poussières qui peuvent endommager le motif transféré. L'utilisation d'un moule souple facilite alors l'opération car, grâce à sa souplesse, il peut enrober une poussière tout en imprimant le motif à proximité immédiate de celle-ci. La sensibilité aux poussières est alors très atténuée comme montré sur la figure 3.10 [100].

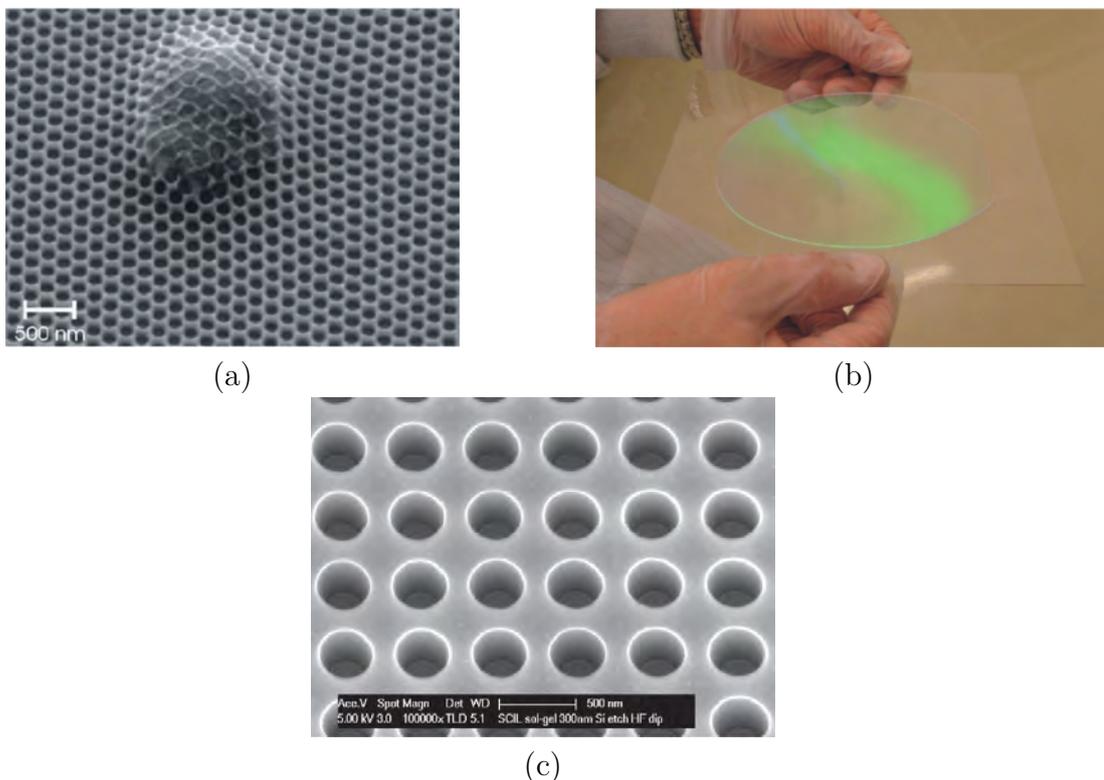


Figure 3.10 – Exemple de réseau imprimé sur une surface de 6 pouces de diamètre : (a) image MEB du réseau imprimé dans une couche de résine en présence de poussière, (b) photo du réseau en entier, (c) réseau transféré dans une couche de silicium [100].

Horung et al. [100] ont créé un réseau des trous avec une période de 515 nm sur un substrat de 6 pouces de diamètre. La photo du réseau fabriqué et une vue au MEB sont présentées sur la figure 3.10 (b) et (c). Les auteurs affirment que la variation de pas de réseau sur une surface de 6 pouces de diamètre est de $\pm 1\text{ nm}$, la variation de profondeur est $\pm 3,5\text{ nm}$ et la variation de l'épaisseur de fond de résine $\pm 2,5\text{ nm}$.

D'autre part, il est possible d'effectuer une nano-impression sur des surfaces de dimensions non standards par le moyen de Roll-to-Roll NIL (*R2RNIL*) et Roll-to-Plate NIL (*R2PNIL*). La *R2RNIL* est dédiée aux substrats souples et la *R2PNIL* aux substrats rigides. Une illustration de ces deux procédés est présentée sur la figure 3.11.

Les deux procédés contiennent deux étapes : un dépôt de résine et une nano-impression avec solidification de la résine par UV. Tout d'abord, la résine photosensible est déposée avec des rouleaux lisses de revêtement présentés sur la figure 3.11 (a). Puis l'impression avec les rouleaux contenant un motif suivie par l'insolation UV sont effectuées. Tous les rouleaux tournent autour d'axes fixes, c'est le substrat qui se déplace entre eux. Le démoulage se passe alors automatiquement, lorsque le substrat se déplace.

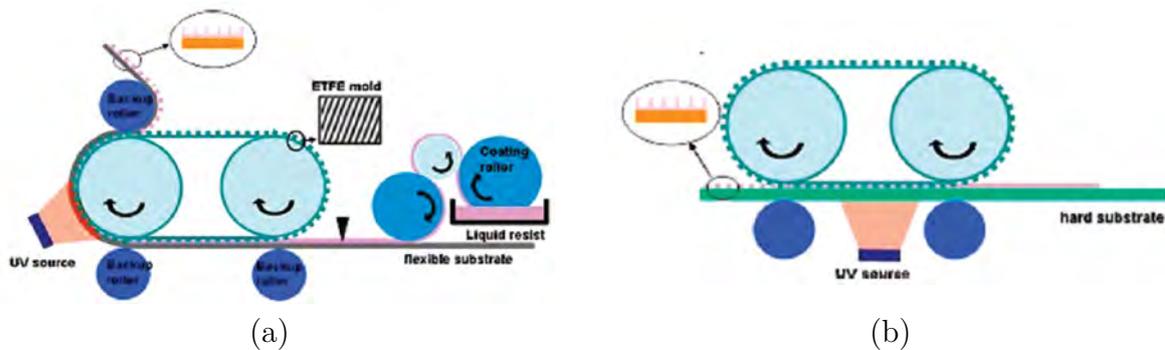


Figure 3.11 – Illustration des procédés de nano-impression sur des surfaces de dimensions non standards : (a) Roll-to-Roll NIL (*R2RNIL*) sur un substrat souple, (b) Roll-to-Plate NIL (*R2PNIL*) sur un substrat rigide [101].

Au moyen de ces deux technologies, deux réseaux de période de 700 nm et de surface de 300 cm^2 , sur un substrat flexible et l'autre rigide, ont été fabriqués par Ahn et al. [101]. Un autre réseau de même période mais sur une surface de 1 cm par 57 cm , sur un substrat flexible, a été également fabriqué par cet auteur [102].

Il est à noter que grâce à la technologie de nano-impression, il est également possible de réaliser des réseaux en polymère de profondeurs différentes sans changer la profondeur du moule [103] ou bien définir un motif sur une surface concave [104].

3.4.3 Conclusion sur les systèmes de lithographie

Étant donné notre cahier des charges, les technologies qui pourraient nous convenir sont : E-Beam multifaisceaux, holographie, photolithographie et nano-impression. Nous avons choisi de privilégier la nano-impression car cette technologie présente beaucoup d'avantages et le LAAS est en possession de l'équipement.

Les principaux avantages sont la résolution obtenue qui peut être comparable à celle d'une lithographie E-Beam. La vitesse de procédé qui peut être proche de celle de la photolithographie. Le moule qui n'est pas abimé lors de son utilisation, contrairement à la photolithographie par contact. Le coût de procédé qui est faible par rapport aux autres techniques.

La nano-impression présente cependant quelques inconvénients. Par exemple, le procédé est dépendant d'autres techniques de lithographie pour la fabrication d'un moule mère, ce qui n'est pas le cas de l'holographie. Mais, d'autre part, on peut choisir de fabriquer un moule mère par E-Beam, holographie ou photolithographie, cela ne changera rien dans le procédé de nano-impression.

Ainsi, le LAAS dispose d'un stepper, qui sera mis en œuvre pour la fabrication du moule mère utilisé dans le procédé de nano-impression.

3.4.4 Réalisation des réseaux de diffraction par nano-impression

Nous avons choisi de travailler avec la technologie de nano-impression suivie par une gravure sèche ICP-RIE pour définir les réseaux sub-longueur d'onde dans la couche supérieure des empilements, soit la couche de SiO_2 . Pour cela, on a besoin de transférer le motif du moule mère dans la résine. Comme vu précédemment, il est possible de transférer le motif dans la résine en utilisant l'impression "dur sur dur" par procédé thermique. Mais, dans ce cas, le moule peut être endommagé et s'use vite. De plus, cela devient fréquent de l'abimer car le procédé est très sensible aux éventuelles poussières présentes entre le moule et le substrat. Finalement, le démoulage n'est pas évident non plus, étant donnée la grande taille des réseaux à imprimer.

Ainsi, nous avons utilisé un moule intermédiaire souple pour contourner ces problèmes. Le procédé de nano-impression a alors été réalisé en deux étapes. Tout d'abord, on fabrique le moule intermédiaire transparent souple par l'impression thermique $T - NIL$ dans un polymère. Puis, ce moule est utilisé pour transférer le motif dans la résine par impression et insolation par UV simultanées ($UV - NIL$). Les deux étapes du procédé sont rappelées sur la figure 3.12.

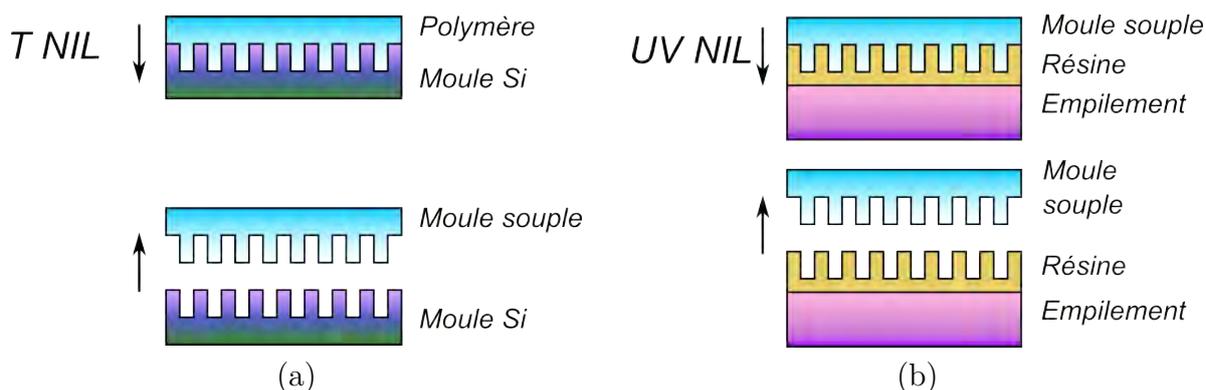


Figure 3.12 – *Processus de nano-impression mis en œuvre : (a) fabrication d’un moule souple par impression thermique du moule mère sur un film de polymère, (b) transfert du motif du moule souple dans la résine avec insolation par UV.*

Par conséquent, la réalisation des réseaux de diffraction par la mise en œuvre de ce procédé nécessite les étapes suivantes :

- Fabrication d’un moule mère (moule en silicium)
- Fabrication d’un moule souple en polymère au moyen du moule mère
- Transfert du motif du moule souple dans la résine
- Transfert du motif de la résine dans la couche SiO_2

Les détails de ces étapes sont décrits dans les parties suivantes.

3.4.4.1 Fabrication d’un moule mère

3.4.4.1.1 Procédé de fabrication

Comme indiqué précédemment, il nous faut réaliser un moule mère avec un réseau homogène de lignes sur une surface de 4 cm^2 . Ce moule a été fabriqué sur un substrat de silicium par la lithographie par stepper.

Le LAAS possède un équipement stepper Canon FPA-3000i4 dédié aux substrats de taille 6 et 8 pouces. Le stepper réduit 5 fois les motifs portés par le réticule (masque du stepper) et peut atteindre une résolution proche de 350 nm [105]. Pour définir le pas du réseau Λ il faut se baser sur la résolution limite du stepper et de l’équipement de fabrication du réticule. Regardons plus en détails la réalisation de ce dernier.

3.4.4.1.1.1 Fabrication du réticule pour le stepper

Le réticule pour stepper a été réalisé en utilisant la machine d’écriture laser Heidelberg DWL200. Le motif est inscrit dans la résine photosensible déposée sur une couche de chrome recouvrant une plaque de quartz de taille 20 cm par 20 cm .

La résolution de la machine Heidelberg DWL200 est de $0,8\ \mu\text{m}$. L’équipement utilise un laser He-Cd de longueur d’onde 442 nm et d’une puissance de 125 mW . Le champ d’écriture, donc le champ de balayage du laser, est de $200\ \mu\text{m}$ par 20 cm . On a testé l’écriture suivant les deux directions de déplacement du champ : parallèle et perpendiculaire aux traits du réseau, afin de vérifier l’impact des raccords des champs d’écriture sur l’homogénéité des réseaux obtenus. La figure 3.13 montre les images au microscope optique du réticule pour les deux directions de déplacement. La zone du raccord des champs est indiquée par le rectangle rouge.

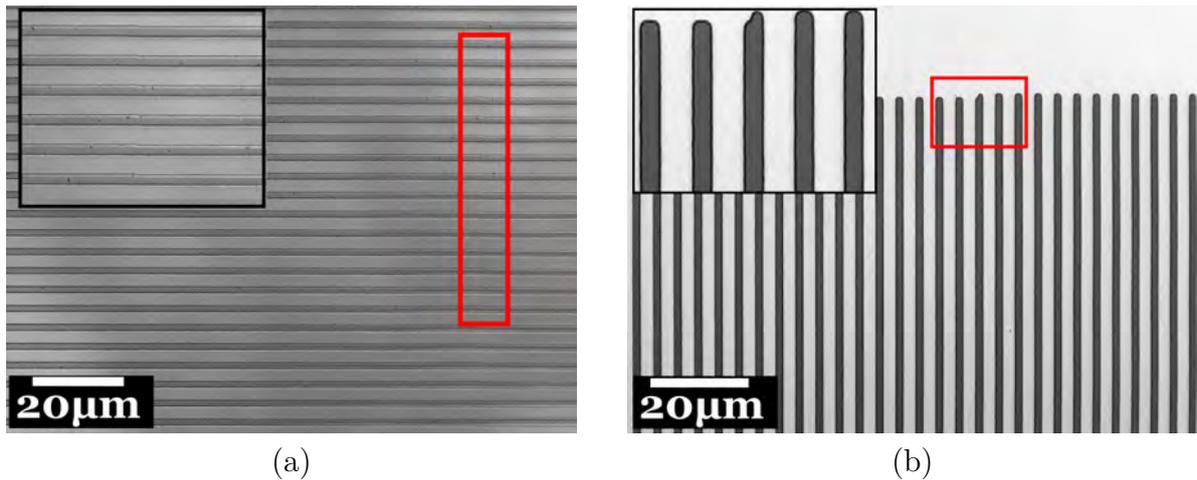


Figure 3.13 – Test du sens de déplacement du champ d’écriture sur le réticule : (a) sens // aux lignes du réseau, (b) sens \perp aux lignes du réseau. Les zoom sur l’emplacement du raccord des champs est donné dans les encarts.

Sur la figure 3.13 (a), on observe un épaississement des lignes du réseau au niveau du raccord de champ qui n’apparaît pas sur la figure 3.13 (b).

On observe ainsi que le déplacement du champ dans la direction perpendiculaire aux lignes du réseau est préférable car les défauts de raccord des champs sont minimisés. Pour utiliser ce type d’écriture, et étant donné le cahier des charges du filtre, on choisit un pas du réseau proche d’un sous-multiple de $200 \mu\text{m}$ qui est la largeur d’un champ d’écriture. Ainsi, le réticule a un pas de $4,4 \mu\text{m}$ (soit $200 \mu\text{m}/45$), ce qui revient à un pas de 880nm sur l’échantillon après réduction d’un facteur 5.

Les nombreux étalonnages de révélation de la résine AZ[®] ECI-3012 après l’insolation par stepper montrent que pour des réseaux sub-microniques avec un facteur de remplissage de 50% sur le réticule, les creux obtenus sont plus larges que les crêtes. Pour une largeur de crête visée de 500nm on n’obtient que 350nm après le développement de la résine, soit une perte de largeur de 30%. Ainsi, il faut en tenir compte pendant la conception et la fabrication du réticule.

Par conséquent, un réticule final de pas $4,4 \mu\text{m}$ et présentant un facteur de remplissage de 0,65 a été fabriqué.

3.4.4.1.1.2 Photolithographie par le stepper Canon FPA-3000i4

Le stepper Canon 3000i4 insole avec les UV de type A dont la longueur d’onde est de 365nm . Pendant l’exposition de la résine, une partie de l’énergie incidente peut être réfléchiée par la surface du substrat et peut ainsi dégrader le motif et diminuer la résolution. Pour éviter ce problème, le substrat doit être recouvert par une couche de BARC (Bottom Anti-Reflection Coating) avant le dépôt de la résine photosensible.

On utilise comme substrat une plaque de silicium type P de 6 pouces fournie par Sil’tronix [106]. Avant l’induction de la résine, le substrat est nettoyé et déshydraté par un plasma O_2 dans l’équipement Diener Nano pendant 5 minutes. Ensuite, une fine couche de BARC AZ[®] BARLi[®]-II [107] d’épaisseur 200nm est déposée avec une tournette à la vitesse de 3000rpm et une accélération de 5000rpm/s . Puis le BARC est recuit sur plaque chauffante à 200°C pendant 1 minute.

Dès que le substrat est refroidi, une couche de résine positive AZ[®] ECI-3012 d'épaisseur $1,1 \mu\text{m}$ est enduite à la vitesse de 3600 rpm avec une accélération de 5000 rpm/s . La résine est ensuite recuite sur plaque chauffante à la température de 90°C pendant 1 minute.

Avant l'insolation de la résine, la face arrière du substrat est nettoyée afin d'éviter la contamination du stepper par des poussières et assurer la même focalisation sur toute la plaque. Le champ de 4 cm^2 est insolé 26 fois successivement afin de couvrir l'intégralité du substrat de diamètre 6 pouces. Après l'insolation, une cuisson de la résine (PEB : Post Exposure Bake) est effectuée afin d'améliorer la résolution après la révélation.

Nous avons testé plusieurs doses d'insolation, focales et temps de révélation pour établir les meilleures conditions. Un exemple de motif dans la résine après la révélation au cours de ces tests est présenté sur la figure 3.14.

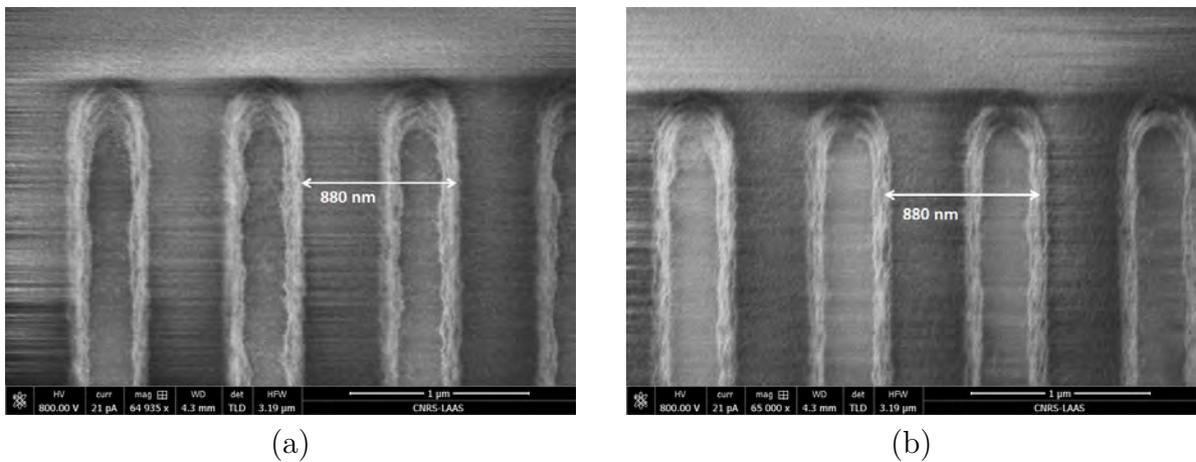


Figure 3.14 – Images MEB des échantillons de test d'insolation de la résine positive AZ[®] ECI-3012 d'épaisseur $1,1 \mu\text{m}$ avec une focale de $-0,4 \mu\text{m}$ et un temps de révélation de 40 secondes dans le développeur Microposit[®] MF[®] CD-26 [108] pour les doses UV : (a) 1000 J/m^2 et (b) 1100 J/m^2 .

On observe que le pas de réseau est proche de celui visé. La dose d'insolation de 1000 J/m^2 n'est pas suffisante pour ouvrir la résine jusqu'à la couche de BARC. Par contre, à partir d'une dose de 1100 J/m^2 , on commence à bien ouvrir la résine.

Après étalonnage, le motif de l'échantillon final est insolé avec une focale de $-0,3 \mu\text{m}$ et une dose UV de 1150 J/m^2 . Après l'insolation, on effectue une nouvelle cuisson de la résine à 110°C pendant 1 minute. La révélation des plaques insolées est effectuée pendant une minute sur une piste de développement automatique EVG120 avec le développeur Microposit[®] MF[®] CD-26 [108].

Ensuite, pour transférer le motif du réseau dans le silicium, il faut effectuer une gravure par le procédé exposé ci-dessous.

3.4.4.1.1.3 Gravure sèche par ICP-RIE

Le transfert du motif à la surface du substrat comprend deux phases. Tout d'abord, on grave le BARC, et ensuite on attaque le silicium. Les deux gravures s'effectuent l'une après l'autre avec la même machine de gravure anisotrope ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma Reactive Ion Etching) Aviza Technology OMEGA201. La gravure est réalisée par une attaque physico-chimique du matériau par un gaz ionisé. Le schéma du réacteur ICP est présenté sur la figure 3.15. Le plasma à couplage inductif ICP est généré par une source RF (Radio-Fréquence) inductive. La polarisation RF (RF Bias) est appliquée au substrat pour créer des champs électriques directionnels à proximité de la surface afin de rendre la gravure plus anisotrope.

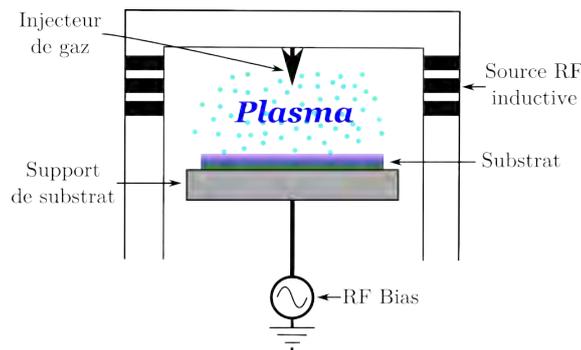


Figure 3.15 – Schéma du réacteur ICP.

Pour chaque matériau gravé, les conditions sur la nature des gaz, leur débit, le temps, la température, la pression, la puissance de la source RF inductive et celle de la polarisation RF sont établies pendant le processus d'étalonnage.

La figure 3.16 montre une vue en coupe d'un des échantillons d'étalonnage avant et après la gravure du BARC. On distingue bien la couche du BARC d'épaisseur 200 nm surmontée par la couche de résine ECI. On observe également une légère érosion du sommet des lignes de résine, sans conséquence pour la suite de la gravure.

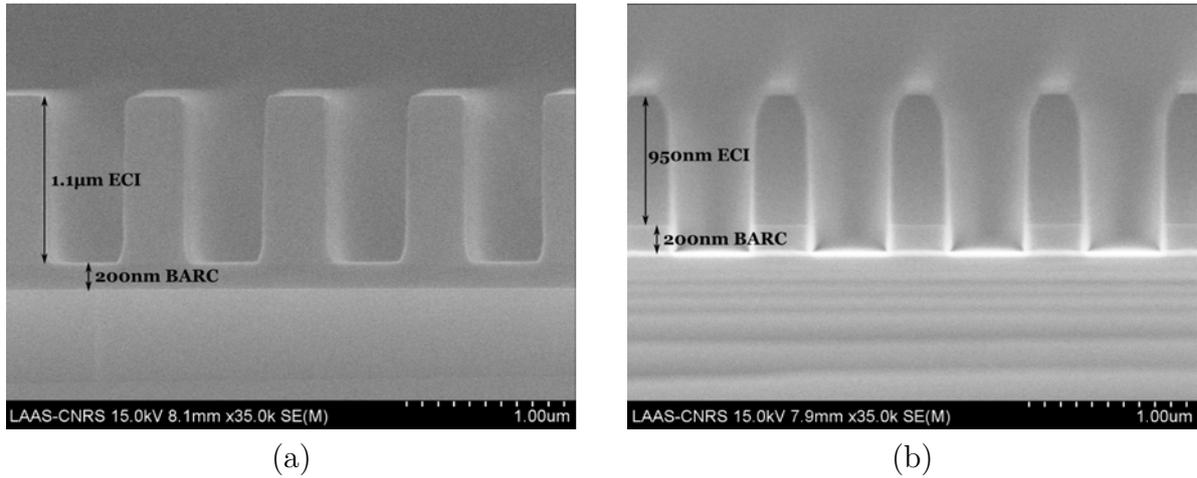


Figure 3.16 – Vue en coupe de l'échantillon de test : (a) après la révélation de la résine, (b) après la gravure du BARC. Paramètres de la fabrication : dose d'UV 1150 J/m^2 , focale $-0,3 \text{ } \mu\text{m}$, temps de révélation 70 secondes, temps de gravure du BARC 44 secondes.

Les tests de gravure ont montré qu'une durée de 44 secondes est suffisante pour graver les 200 nm du BARC, soit une vitesse de gravure d'environ 270 nm/min . De la même manière, après l'étalonnage du processus de gravure, on peut évaluer que la vitesse de gravure du silicium est d'environ 70 nm/min . Les conditions pour la gravure du BARC et du silicium sur l'échantillon de test sont résumées dans le tableau 3.1.

Matériau	Débit de gaz (sccm)						T(°C)	Pression (mTorr)	P_{ICP} (W)	P_{bias} (W)	Durée (s)
	CHF_3	O_2	Ar	Fr_{14}	Fr_{23}	Cl_2					
BARC	5	25	5	5	5	-	18	5	300	40	44
Si	-	-	-	-	-	20	18	3	3	75	100

Tableau 3.1 – Paramètres de la gravure : gaz et débit en sccm (Standard Cubic Centimeters per Minute), température, pression, puissance de la source RF inductive (P_{ICP}), puissance de la source de polarisation RF (P_{bias}) et durée de gravure.

3.4.4.1.2 Caractérisation du moule mère

Après les gravures, le reste de la résine est retiré par nettoyage à l'acétone puis par plasma O_2 . La figure 3.17 montre l'image du moule mère en Si fabriqué. Le pas du réseau est de 880 nm , le facteur de remplissage est proche de 50%. On observe une légère rugosité au bord des lignes du réseau. Il s'agit de la rugosité des flancs du masque de résine transférée par la gravure dans le silicium.

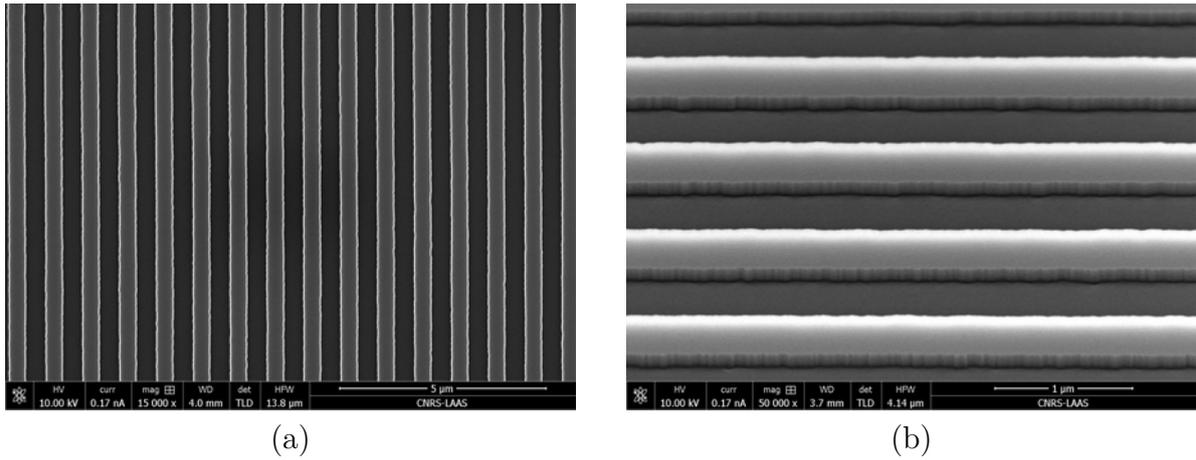


Figure 3.17 – Image MEB du moule mère en silicium : (a) vue de dessus, (b) vue avec un angle de 45° .

On utilise l'AFM (Atomic Force Microscope) afin de vérifier l'homogénéité de la gravure sur toute l'étendue du réseau. Les mesures ont été relevées en trois points en diagonale, comme indiqués sur la figure 3.18 (a). Le profil du réseau en ces points est présenté sur la figure 3.18 (b).

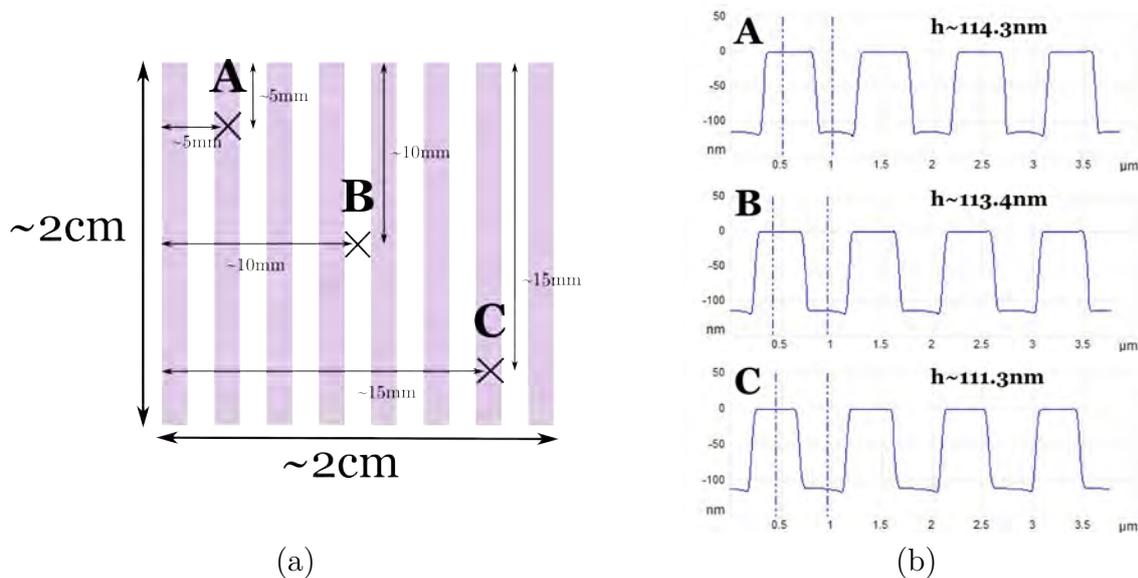


Figure 3.18 – Image AFM du moule mère en silicium : (a) emplacement des points de mesure, (b) profil du réseau pour les trois points de mesure (h est la profondeur du réseau).

On constate des variations de la profondeur du réseau h d'environ $\pm 1,5 \text{ nm}$, soit inférieures à 1,5%, ce qui n'influence pas le procédé de nano-impression. Au fond des creux du réseau, la gravure est en peu plus profonde à côté des flancs que au centre du creux. Cet effet porte le nom de "trenching" et peut être expliqué par la diffusion d'ions sur les flancs inclinés du réseau [109].

Le contrôle du pas de réseau sur le moule mère a été effectué au moyen du montage Littrow. Il s'agit de trouver une valeur de l'angle d'incidence θ_L telle qu'un faisceau diffracté d'ordre m se superpose avec le faisceau incident [110, p. 102]. La précision des mesures est $\Delta\Lambda < 0,4 \text{ nm}$. Les mesures de pas ont été réalisées pour l'ordre de diffraction $m = \pm 1$ sur trois points en diagonale du réseau (*fig. 3.18, a*) et sur trois échantillons. Pour une moyenne sur 9 mesures, on obtient $\Lambda = 880 \text{ nm} \pm 0,2 \text{ nm}$.

Ce résultat témoigne de la grande répétabilité des mesures sur trois points, à la fois sur un échantillon et d'un échantillon à l'autre.

3.4.4.2 Fabrication d'un moule souple en polymère

Comme cela a été indiqué précédemment, l'utilisation d'un moule souple aide à diminuer les défauts liés aux poussières et à augmenter la durée de vie du moule mère en silicium. De plus, grâce à sa souplesse, il facilite l'opération de démoulage.

3.4.4.2.1 Procédé de fabrication

Un moule souple peut être fabriqué par nano-impession thermique dans du polymère. Pour cela, le polymère doit être thermorétractable. Afin d'être utilisé pour l'impession finale dans la résine photosensible, le matériau du moule souple doit être également transparent. Nous avons choisi d'utiliser le polymère cyclo-oléfine Zeonor[®] [111] pour fabriquer le moule souple. L'épaisseur du film est $188 \mu\text{m}$ et le coefficient de dilatation thermique est $7 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Avant la nano-impession, le moule mère en silicium subit un traitement anti-adhésif (*FDTs*) afin de faciliter le processus de démoulage.

Le LAAS dispose de la machine Nanonex NX-2500 [112] qui permet d'effectuer l'impession thermique (*T-NIL*) et *UV* (*UV-NIL*) sur des substrats jusqu'à 6 pouces de diamètre. Le schéma du processus de nano-impession thermique est présenté sur la figure 3.12 (a). Pendant l'impession, le moule mère est mis en contact avec le film Zeonor[®]. L'ensemble moule mère + film est placé entre deux membranes autour desquelles une pression de 450 PSI est exercée. La température de 145°C est appliquée pendant 3 minutes. Une fois l'échantillon refroidi, on passe au démoulage et on obtient finalement un film structuré présenté sur la figure 3.19 (a).

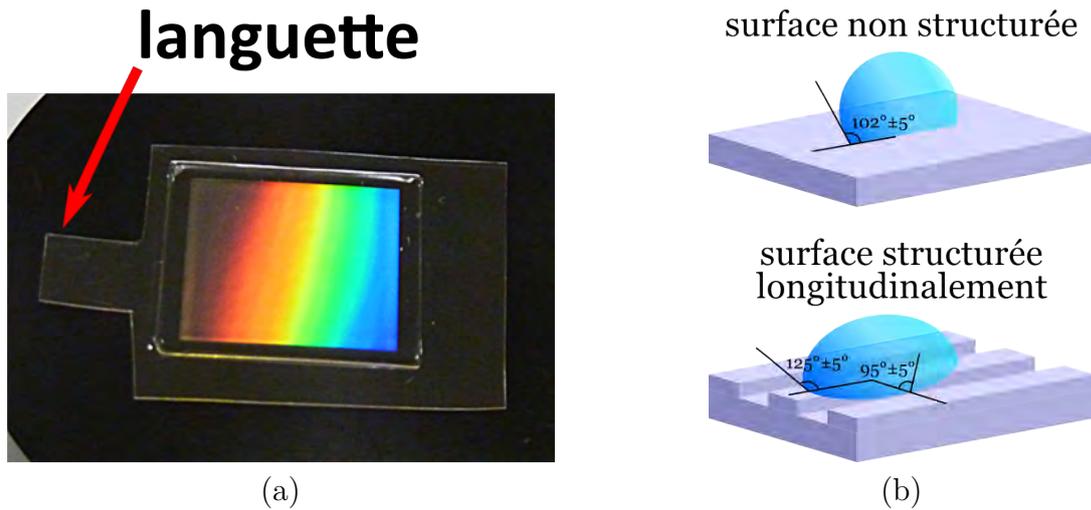


Figure 3.19 – Structuration du film Zeonor[®] : (a) photo du moule souple avec une languette, (b) effet de la structuration sur les propriétés de la surface du film (travaux de stage de E. Martin).

Les tests de l'angle de contact ont été effectués afin de déterminer les propriétés hydrophiles ou hydrophobes des surfaces structurées et non structurées : il s'agit de mesurer l'angle entre la paroi d'une goutte d'eau et la surface sur laquelle elle a été déposée 3.19 (b). Si cet angle est supérieur à 90° , la surface est hydrophobe, sinon elle est hydrophile.

Nous avons observé que la goutte déposée sur la surface structurée s'allonge dans le sens des traits du réseau. Par conséquent, les angles de contact sont différents selon la direction parallèle aux traits du réseau et selon la direction perpendiculaire (fig. 3.19, b). Ainsi, le démoulage selon l'angle de contact le plus fort, soit selon la direction parallèle aux traits du réseau, sera plus simple.

Une languette sur le film Zeonor[®] (fig. 3.19, a) a été mise en place afin de repérer le sens des traits du réseau. Il suffit alors de placer convenablement la languette par rapport au réseau avant la nano-impression et ensuite de tirer dessus pour faciliter le démoulage.

3.4.4.2.2 Caractérisation du moule souple

Avant de fabriquer le moule mère définitif avec les paramètres conformes au cahier des charges, les tests de nano-impression ont été réalisés avec un premier moule mère en silicium de pas 850 nm . Ici on présente les caractérisations découlant de l'utilisation de ce moule et non de celui utilisé pour la fabrication du filtre. Les paramètres de ces deux moules sont très proches et n'influencent pas le procédé de nano-impression. La profondeur du moule est 120 nm . L'image MEB du moule est présentée sur la figure 3.20.

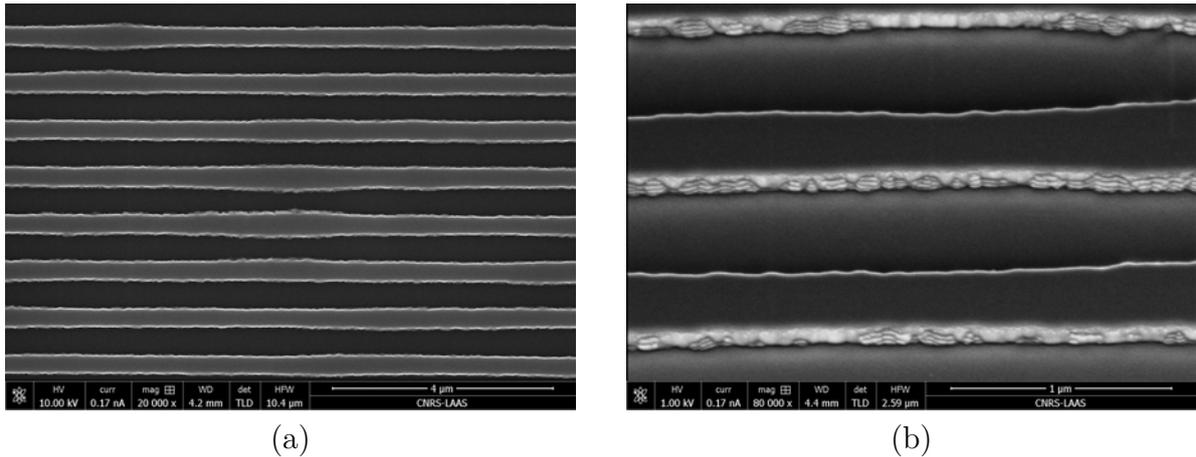
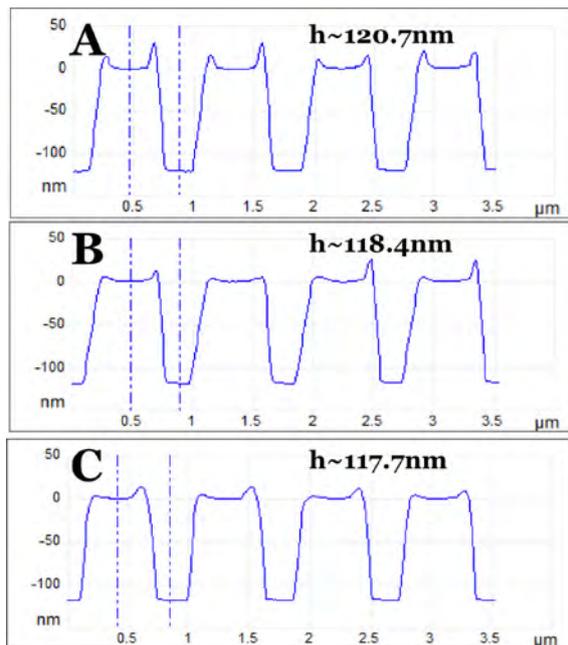


Figure 3.20 – Image MEB du moule mère avec le pas de réseau de 850 nm : (a) vue de dessus et (b) vue avec un angle de 45°.

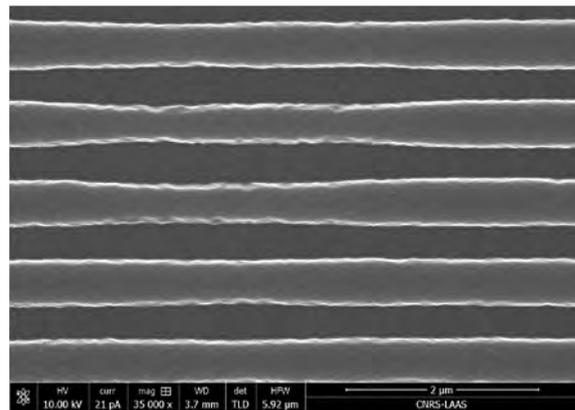
On observe des non-uniformités dues aux raccords de champ sur la figure 3.20 (a), que l'on a corrigées ensuite par la fabrication d'un nouveau réticule en vue de la réalisation d'un nouveau moule.

L'AFM a été utilisé pour évaluer la profondeur du moule souple obtenu. Les profils du moule souple pour les trois points de mesures *A*, *B* et *C* (fig. 3.18, a) sont présentés sur la figure 3.21. La profondeur du moule souple varie de $\pm 1,5$ nm, soit environ 1,5%. Les pics présents sur les crêtes du réseau sont dûs à la réplification de "trenching" du moule mère (fig. 3.18, a).

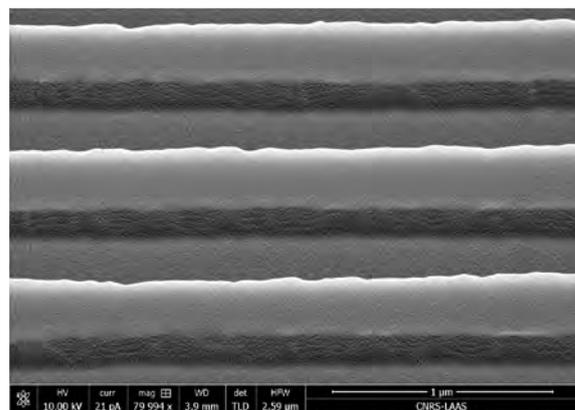
Le moule souple a été recouvert par une fine couche d'or afin d'être caractérisé au microscope électronique. Les images MEB sont présentées sur la figure 3.21 (b) et (c). On observe que les défauts du moule mère (fig. 3.20) sont répliqués dans le film Zeonor[®].



(a)



(b)



(c)

Figure 3.21 – Moule fille en Zeonor[®] : (a) profil de réseau en trois points de la diagonale (h est la profondeur du réseau), images MEB du moule fille métallisé : (b) vue de dessus du réseau et (c) vue avec un angle de 45° .

Il n'est pas possible d'effectuer des mesures précises du pas du réseau par le moyen de Littrow, car le moule se déforme trop à cause de sa souplesse. Par conséquent, nous allons effectuer les mesures du pas du réseau porté par le moule souple après un transfert de ses motifs dans une couche de résine déposée sur un substrat rigide.

3.4.4.3 Transfert du réseau dans la résine par UV-NIL

3.4.4.3.1 Procédé

Le processus de nano-impression assisté par UV (UV-NIL) s'effectue sur un échantillon qui contient l'empilement multicouche déposé préalablement (Section 3.4.1). La résine photosensible est enduite sur l'échantillon. Cette résine doit être fluide afin de pouvoir se déformer selon la topographie du moule souple.

Comme dans le cas du $T - NIL$, le moule souple et l'échantillon sont mis en contact direct et placés entre les deux membranes. Le processus de $UV - NIL$ se passe sous la pression de 200 PSI et la température de $20^\circ C$ pendant 5 minutes. Au cours de la dernière minute, la résine est réticulée par les UV afin de solidifier les motifs transférés.

3.4.4.3.2 Choix de la résine

Certaines résines nécessitent une couche de promoteur d'adhérence avant l'enduction, comme par exemple la résine commerciale de chez MRT (Micro Resist Technology) que nous avons testée pour notre application.

Les premiers tests de nano-impression ont été réalisés avec la résine mr-UVcur21 [113] sur une couche de silice déposée sur un substrat en silicium. Le promoteur d'adhérence a été enduit à la vitesse de 5000 *rpm*, l'accélération de 5000 *rpm/s* et recuit à la température de 150°C pendant 1 minute. Puis, la résine a été enduite à la vitesse de 3000 *rpm*, l'accélération de 5000 *rpm/s* et recuite à la température de 80°C pendant 1 minute. L'épaisseur de la résine obtenue est voisine de 150 *nm*.

À l'issue du processus de *UV - NIL*, nous avons constaté un problème d'adhérence pour cette résine : beaucoup de zones du motif ne sont pas imprimées. Le meilleur résultat obtenu est présenté sur la figure 3.22 (a).

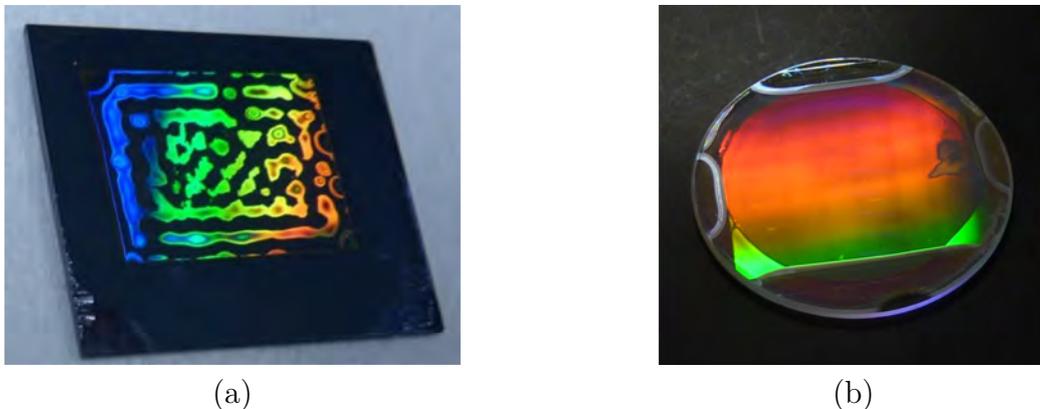


Figure 3.22 – Photo des échantillons après *UV - NIL* : (a) résine MRT, (b) résine RA32-P10 faite "maison".

Nous avons également effectué les tests de nano-impression avec la résine RA32-P10 faite "maison". Cette résine n'a pas besoin d'une couche de promoteur d'adhérence. L'avantage de la résine faite "maison" est que l'on connaît sa composition et que l'on peut la modifier selon nos besoins.

La résine RA32-P10 a été enduite sur l'empilement multicouche à la vitesse de 5000 *rpm*, l'accélération de 5000 *rpm/s* et recuite à la température de 60°C pendant 3 minutes. L'épaisseur de la couche de résine RA32-P10 déposée est d'environ 170 *nm*.

La nano-impression assistée par *UV* pour la résine RA32-P10 est effectuée avec les mêmes paramètres que pour la résine de chez MRT. Le résultat après le démoulage est montré sur la figure 3.22 (b). Par rapport au réseau imprimé dans la résine MRT, le réseau imprimé dans la résine RA32-P10 est homogène et on ne note pas de problème d'adhérence. On observe un seul défaut, sur le côté droit de l'échantillon, dû à une poussière et qui peut être évité en prenant des précautions.

La résine RA32-P10 sera donc utilisée dans la suite du procédé.

3.4.4.3.3 Caractérisation du réseau transféré

Pour effectuer les tests de gravure, plusieurs échantillons d'étalonnage ont été fabriqués en déposant une couche de SiO_2 sur un substrat en silicium. Le procédé de nano-impression est ensuite effectué sur ces échantillons selon le protocole décrit précédemment.

Les profils AFM sur la diagonale du réseau imprimé dans la résine sont présentés sur la figure 3.23 (a). La variation de la profondeur du réseau est autour de $\pm 2 \text{ nm}$, soit inférieur à 2%. On observe que le "trenching" est répliqué dans les creux du réseau.

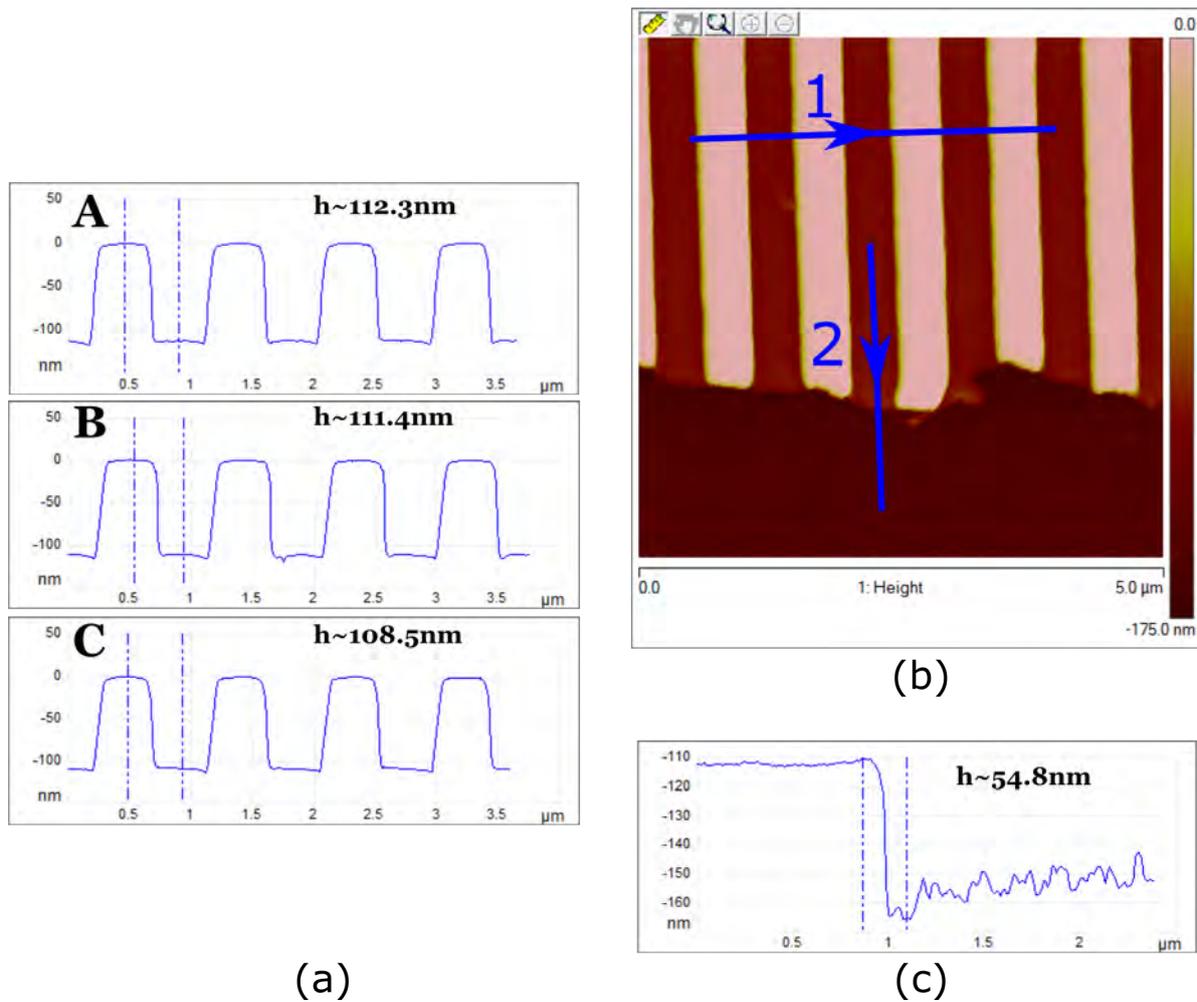


Figure 3.23 – Réseau dans la résine déposée sur substrat rigide après nano-impression par le moule souple : (a) profil du réseau en trois points de la diagonale selon sens 1 (h est la profondeur du réseau), (b) image AFM d'une rayure à travers le réseau et (c) son profil selon sens 2.

Le procédé de nano-impression sur la résine RA32 P10 laisse un fond de résine, c'est-à-dire que les creux du réseau ne sont pas ouverts sur le substrat. Afin de mesurer l'épaisseur de ce fond de résine, nous avons fait une rayure à travers le réseau au moyen d'un styilet. L'image AFM de la rayure ainsi que son profil sont présentés sur la figure 3.23 (b) et (c). L'épaisseur du fond de résine est d'environ 60 nm .

Comme pour le moule mère en silicium, nous avons effectué les mesures de pas du réseau au moyen du montage Littrow. Les mesures ont été faites pour l'ordre de diffraction

$m = \pm 1$ pour trois points en diagonale du réseau (fig. 3.18, a) sur trois échantillons. Le pas moyen sur 9 mesures est $\Lambda = 874,5 \text{ nm} \pm 0,3 \text{ nm}$. On constate donc une différence de 0,6% par rapport au pas de réseau initial qui est 880 nm . Cette différence est due à la dilatation thermique du film Zeonor[®]. En effet, la dilatation théorique du film pour nos paramètres de $T - NIL$ est $7,4 \text{ nm}$. Étant donné que cette différence est reproductible, il suffit de la prendre en compte pendant la conception du réseau initial.

3.4.4.4 Transfert du motif dans la couche de silice

Le procédé de nano-impression nous a permis de définir un motif de réseau submicro-nique dans la résine sur une surface d'environ 4 cm^2 de manière rapide et simple. Le seul inconvénient du processus de $UV - NIL$ avec la résine RA32-P10 est qu'il reste environ 60 nm d'épaisseur de résine au fond des creux du réseau après l'impression. Ce fond résiduel de résine peut rendre rugueux et inhomogène le fond des creux du réseau après le transfert dans la couche de silice. Ainsi, il sera préférable d'enlever le fond de résine avant de transférer le motif dans la couche de silice de la structure multicouche finale.

3.4.4.4.1 Gravure du fond de résine

Le fond de résine est retiré par une gravure ICP-RIE. Les paramètres du processus de gravure du fond de résine sont indiqués dans le tableau 3.2. L'image AFM ainsi que les profils du réseau, et de son fond, après la gravure du fond de résine sur l'échantillon d'étalonnage sont présentés sur la figure 3.24.

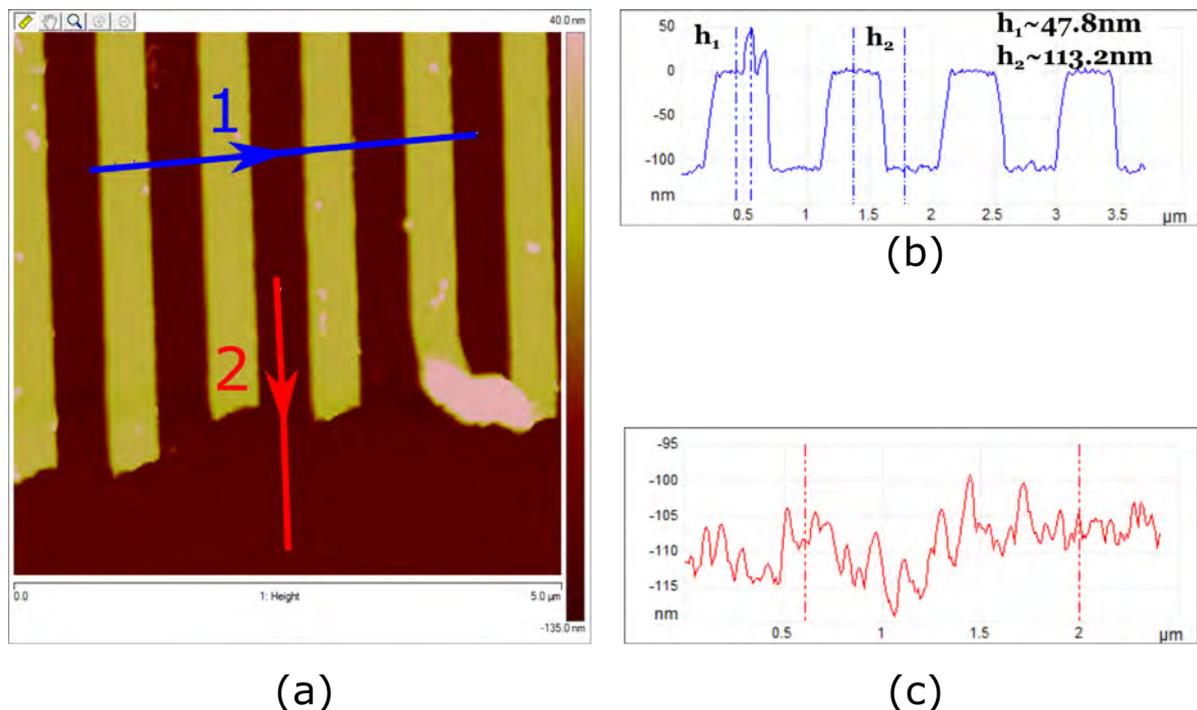


Figure 3.24 – Image AFM de la rayure à travers le réseau après la gravure du fond de résine : (a) surface et (b) profil du réseau (h est la profondeur du réseau) selon sens 1, (c) profil du fond du réseau selon sens 2.

On observe un micromasquage après la gravure du fond de résine. Il s'agit de redépôt des particules de résine d'une hauteur d'environ 50 nm (h_1 sur fig. 3.24, b). Ces particules sont environ au nombre de 1 à 2 par μm^2 et on n'a pas pu trouver le moyen de les contourner ou de les enlever.

Les rugosités après la gravure du fond de résine (fig. 3.24, c) sont dues à l'inhomogénéité de la surface d'échantillon de test et ne sont pas liées à la gravure.

3.4.4.4.2 Gravure dans la silice

Afin de transférer le motif du réseau dans la silice, la gravure ICP-RIE est faite avec les paramètres indiqués dans le tableau 3.2. La vitesse de gravure de la silice est estimée à 21 nm/min.

Matériau	Débit de gaz (sccm)		T(°C)	Pression (mTorr)	P_{ICP} (W)	P_{bias} (W)	Durée (s)
	CHF_3	O_2					
RA32 P10	-	10	18	10	5	15	60
SiO_2	50	-	18	5	50	50	147

Tableau 3.2 – Paramètres de gravure pour la résine RA32-P10 et la silice : gaz et débit en sccm (Standard Cubic Centimeters per Minute), température, pression, puissance de la source RF inductive (P_{ICP}), puissance de la source de polarisation RF (P_{bias}) et durée de gravure.

3.4.4.4.3 Caractérisation du réseau dans une couche de silice

Au total, trois échantillons comportant le demi-empilement présenté sur la figure 2.20 (a) sont réalisés. Pendant la gravure du fond de résine sur le premier échantillon, la puissance P_{ICP} a été élevée. Ainsi, la largeur des crêtes du réseau diminue en affectant le facteur de remplissage. L'image MEB de ce premier échantillon gravé et délaqué est présentée sur la figure 3.25 (a). Afin de diminuer l'effet de charge pendant l'observation, une fine couche d'or a été déposée sur ce premier demi-filtre. Le facteur de remplissage obtenu est de 0,4 au lieu de 0,5 voulu, ce qui induit le décalage de la réponse du filtre vers les basses longueurs d'onde (Section 2.4.2.5).

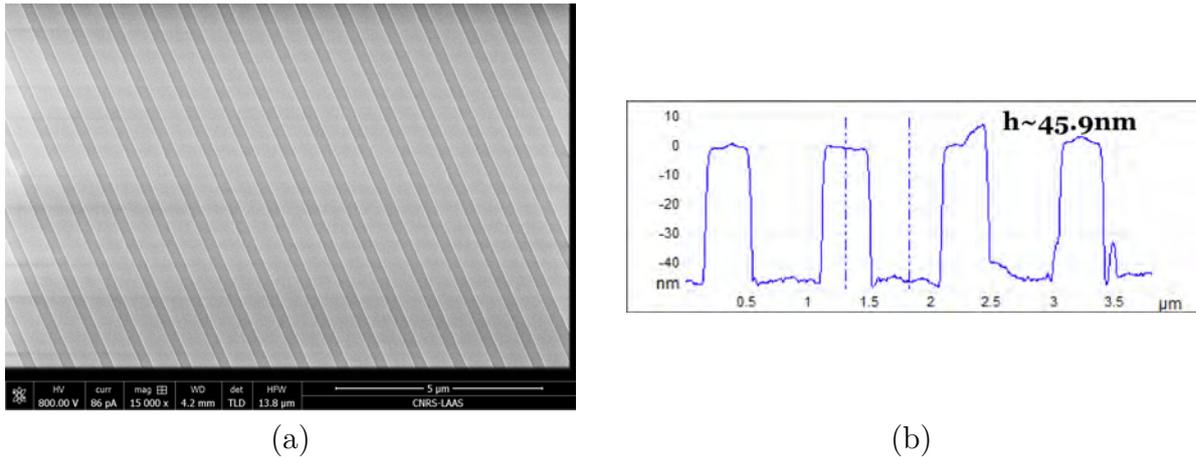


Figure 3.25 – Premier demi-filtre après gravure de la silice et délaquage : (a) image MEB du réseau avec une couche d’or déposée dessus et (b) image AFM du profil du réseau avant le dépôt d’or (h est la profondeur du réseau).

Le profil AFM du premier demi-filtre après gravure et délaquage, mais avant le dépôt d’or, est présenté sur la figure 3.25 (b). On observe des défauts en haut des crêtes et au fond des creux du réseau. Ces défauts sont liés à l’effet de micromasquage qui a eu lieu après la gravure du fond de résine. La hauteur des défauts est environ 10 nm . Étant donné que les dimensions des défauts sont 150 fois inférieurs à la longueur d’onde de fonctionnement du filtre, et que la densité de ces défauts est relativement faible ($1\text{ à }2/\mu\text{m}^2$), ceux-ci ne doivent pas dégrader le filtrage.

Les deuxième et troisième demi-filtres ont été gravés ensemble. Cette fois, la gravure du fond de résine a été effectuée avec des paramètres ajustés. Nous n’avons pas pris le risque d’effectuer un dépôt de métal pour les observer au microscope électronique.

La caractérisation des deux derniers demi-filtres est faite au moyen de l’AFM. Les images AFM de surface de $25\ \mu\text{m}^2$ pour chaque demi-filtre sont données sur la figure 3.26. D’après les images AFM, le facteur de remplissage est proche de 0,5 qui est la valeur visée.

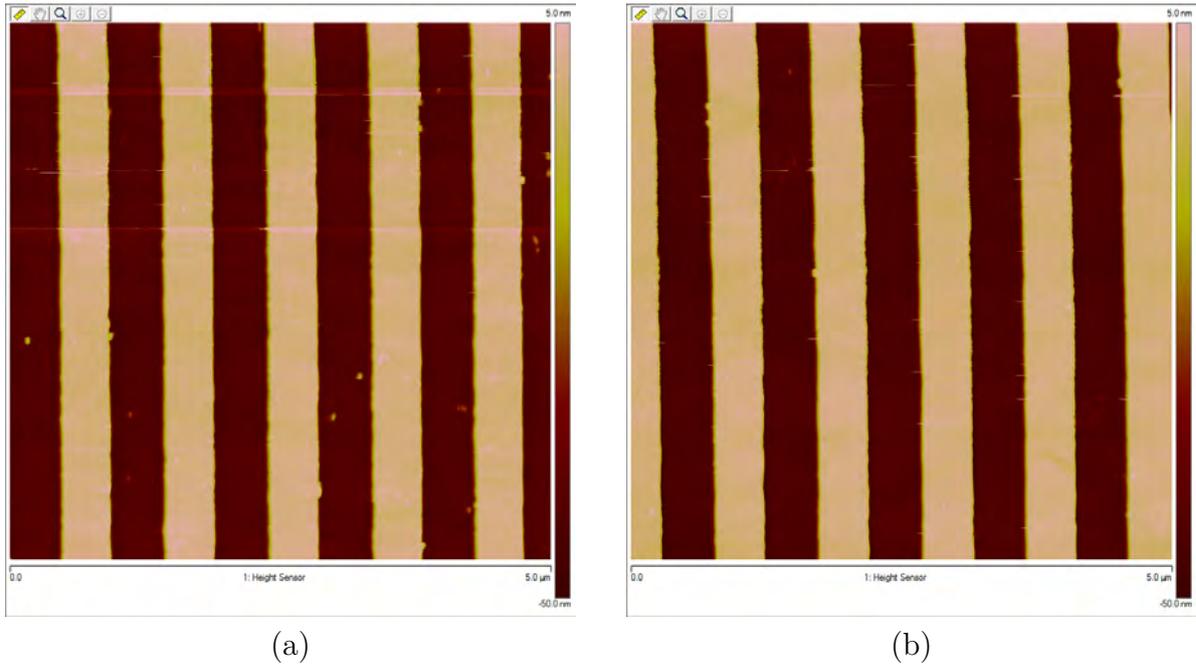


Figure 3.26 – Image AFM des échantillons après gravure de la silice est délaquage : (a) deuxième demi-filtre et (b) troisième demi-filtre.

Pour vérifier l'homogénéité de la profondeur de la gravure nous avons comparé les profils du réseau selon la diagonale des deux demi-filtres. Les résultats sont donnés sur la figure 3.27.

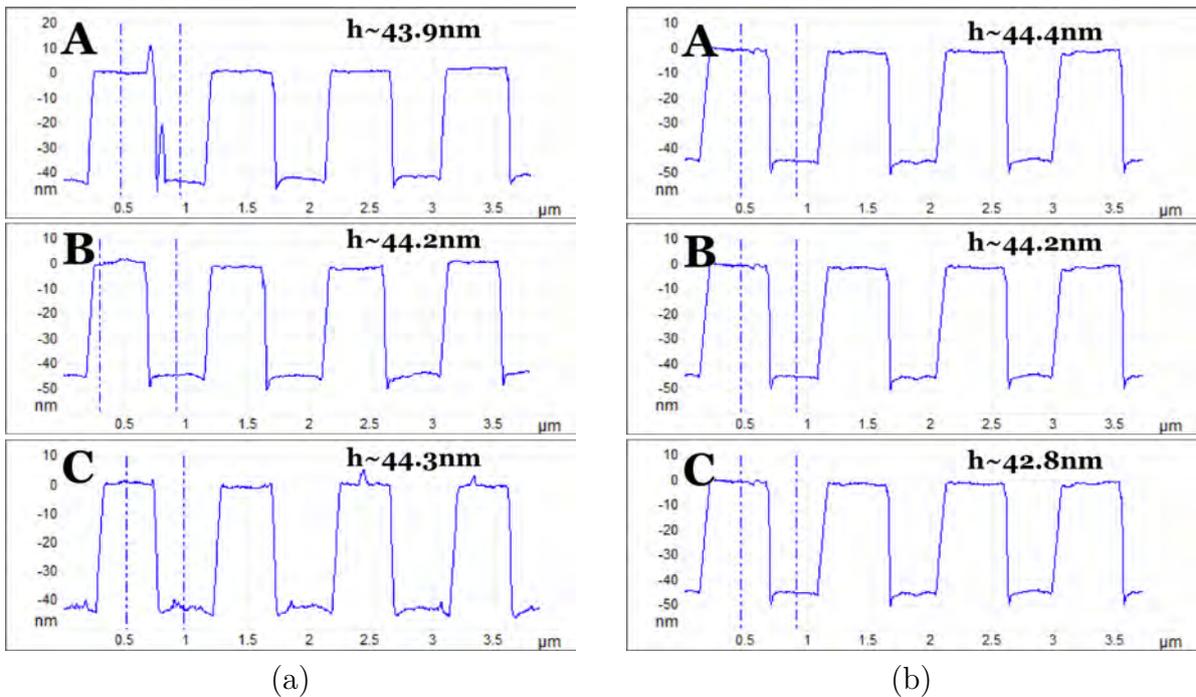


Figure 3.27 – Profils AFM des échantillons après gravure de la silice est le délaquage selon leur diagonale (h est la profondeur du réseau) : (a) deuxième demi-filtre et (b) troisième demi-filtre.

La profondeur du réseau est plutôt homogène pour les deux demi-filtres. La variation est inférieure à 1.5%. On observe l'effet de "trenching" au fond du réseau. Les défauts liés au micromasquage sont de l'ordre de 10 nm.

Le pas du réseau a été mesuré au moyen du montage Littrow en trois points de la diagonale de chaque échantillon. La valeur obtenue sur 6 mesures est $874,5 \text{ nm} \pm 0,3 \text{ nm}$.

Ces mesures témoignent à nouveau de la bonne homogénéité du pas.

3.4.4.5 Conservation des dimensions pendant le procédé NIL

Étant donné l'utilisation d'un polymère thermoextensible pendant le procédé de nano-impression, il était nécessaire de vérifier la conservation de la période du réseau au cours des différentes étapes de la fabrication.

Les photos de l'échantillon au cours de ces étapes, ainsi que les mesures du pas de réseau et de sa profondeur, sont résumés dans le tableau 3.3.

Une différence de période de 0,6% entre le moule en silicium et le motif transféré dans la résine est due à l'extension thermique du moule souple en Zeonor[®] pendant l'étape de $T - NIL$. Cette différence est très proche de l'extension thermique théorique et elle reste constante au cours du procédé. Ainsi, elle a été prise en compte pendant la conception finale du filtre.

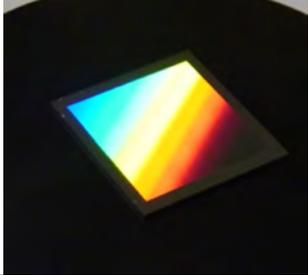
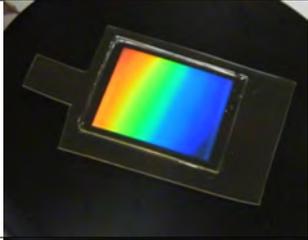
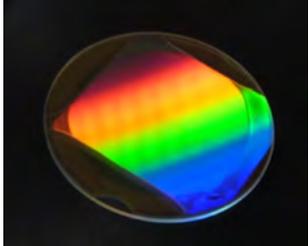
Étape de fabrication	Photo de l'échantillon	Pas de réseau	Profondeur de réseau
Moule mère en silicium		$880 \text{ nm} \pm 0,2 \text{ nm}$	$113 \text{ nm} \pm 1,5 \text{ nm}$
Moule fille en Zeonor [®]		—	$119 \text{ nm} \pm 1,6 \text{ nm}$
Motif transféré dans la résine RA32 P10 déposée sur l'empilement		$874,5 \text{ nm} \pm 0,3 \text{ nm}$	$110,7 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$
Motif transféré dans la couche SiO ₂ de l'empilement		$874,5 \text{ nm} \pm 0,3 \text{ nm}$	$44 \text{ nm} \pm 0,6 \text{ nm}$

Tableau 3.3 – Synthèse des étapes de fabrication des demi-filtres par nano-impression.

La variation de profondeur du réseau à la suite de toutes les étapes de nano-impression est inférieure à 3%. La profondeur moyenne dans la silice est de 44 nm , ce qui est $1,7 \text{ nm}$ inférieur de la valeur visée. Étant donné les résultats d'étude paramétrique de la structure (*fig. 2.37, a*) ceci ne modifie que très légèrement la réponse du filtre.

3.5 Conclusion

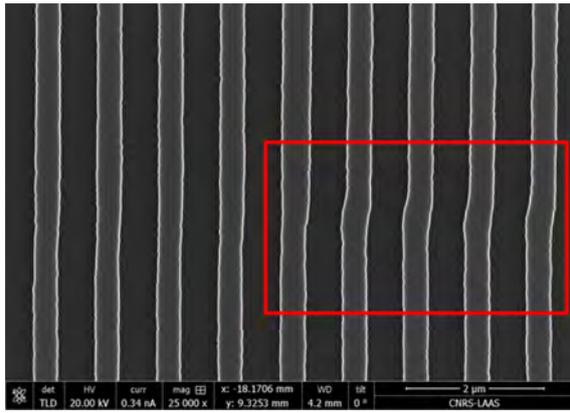
L'objectif de ce chapitre était la mise au point d'un procédé de fabrication de filtre à réseau résonnant permettant de contourner certains verrous technologiques identifiés lors d'une précédente étude. Les deux principaux verrous concernaient l'élaboration de la structure multicouche constituant un demi-filtre, et la réalisation d'un réseau de diffraction uniforme, de grande surface, et de pas sub-micronique, dans la couche supérieure de cette structure.

Pour l'élaboration de la structure multicouche, le procédé de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma à basse température (LT-ICP-PECVD) établi précédemment est abandonné au profit du procédé de pulvérisation cathodique réactive assistée par plasma (PARMS). La mise en œuvre de ce nouveau procédé, maîtrisée par l'Institut Fresnel, a permis la réalisation d'un empilement de trois paires de couches SiO_2/Nb_2O_5 sur un substrat en silice fondue d'un pouce de diamètre. Le contrôle de l'épaisseur des couches déposées et de leur indice de réfraction est nettement amélioré par rapport au procédé précédent. De même, on observe une bien meilleure qualité des interfaces qui contribue ainsi à réduire efficacement le phénomène de diffusion et, donc, à améliorer la réponse spectrale des nouveaux filtres.

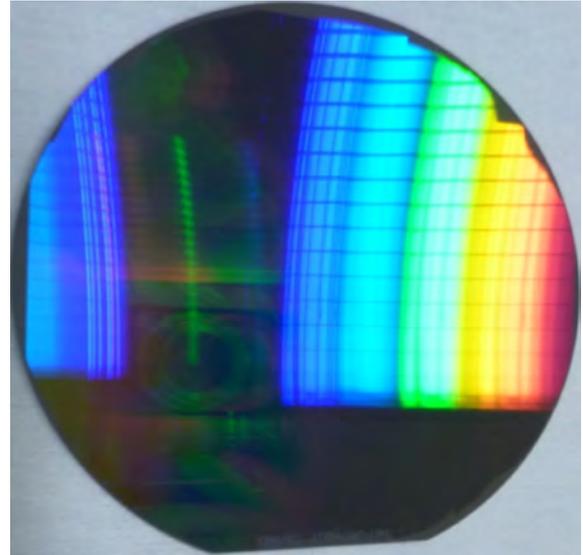
Pour la réalisation du réseau de diffraction, une étude bibliographique a permis d'identifier quatre technologies de lithographie pouvant répondre à notre cahier des charges. Parmi elles, nous avons retenu la lithographie par nano-impression dont les principaux avantages sont sa très haute résolution, sa vitesse d'exécution, et son faible coût de mise en œuvre. Les différentes étapes du procédé sont décrites ainsi que les procédures d'éta-lonnage ayant permis de déterminer les conditions optimales à respecter. Dans ce cadre, on montre l'intérêt d'utiliser un moule intermédiaire souple en polymère, à la fois pour préserver le moule mère en silicium et pour améliorer la qualité de réplique des motifs en présence de poussières. Des caractérisations spécifiques menées à l'issue de chaque étape élémentaire permettent de montrer que les paramètres des réseaux (pas, profondeur, rapport d'ouverture) peuvent être parfaitement maîtrisés par la technologie mise en œuvre.

L'application du nouveau procédé d'élaboration a ainsi permis la réalisation de deux demi-filtres identiques d'environ 4 cm^2 chacun. Les réponses spectrales de ces deux éléments vont être déterminées dans le chapitre suivant, et le procédé de leur assemblage pour obtenir le filtre complet sera décrit.

On peut noter que la technologie utilisée ici est compatible avec la technologie standard CMOS. Comme la machine de nano-impression disponible au LAAS est adaptée aux substrats de diamètre 6 pouces, nous avons envisagé des perspectives d'évolution vers la réalisation de filtres de cette taille. Dans ce cadre, Sylvain Pelloquin, un post-doctorant au sein de l'équipe PHOTO du LAAS, a initié un travail de fabrication de filtres à réseau résonnant sur une surface de 6 pouces. La réalisation du moule mère par stepper se complexifie avec le raccordement des champs d'insolation successifs mais des réseaux de grandes dimensions ont toutefois été réalisés. La figure 3.28 (a) représente la zone de raccordement des champs. La photo d'un exemple de substrat 6" recouvert par un réseau de pas 880 nm est donnée sur la figure 3.28 (b).



(a)



(b)

Figure 3.28 – Moule mère en silicium de diamètre 6 pouce fabriqué par stepper : (a) image MEB de la zone de raccord des champs d’insolation et (b) photo d’un échantillon de diamètre 6 pouces (les traits horizontaux apparaissant sur la photo sont dus à la grille de protection de la lampe d’éclairage).

Chapitre 4

Caractérisation des filtres à réseau résonnant

4.1 Introduction

La mise en œuvre du procédé technologique développé dans le chapitre 3 a permis la fabrication de deux demi-filtres aux propriétés géométriques identiques. Dans le chapitre 4, nous allons procéder à la caractérisation spectrale de ces deux structures, à leur assemblage pour former le filtre recherché, et à la caractérisation spectrale de ce dernier.

Dans cette perspective, il a été nécessaire de mettre en place un banc de caractérisation spécifique offrant les degrés de liberté et les précisions requises pour l'étude de ce type de structures. Dans un premier temps, ce banc est décrit, ainsi que la validation de son fonctionnement au moyen d'un filtre Fabry-Pérot.

Ensuite, la caractérisation des demi-filtres fabriqués est menée en étudiant, notamment, l'influence de la taille du faisceau d'éclairement sur leur réponse spectrale. Ces premières étapes étant effectuées, la procédure d'assemblage des deux demi-filtres en un filtre complet est décrite. On procède alors à la caractérisation du filtre ainsi assemblé en étudiant l'influence de la polarisation de l'onde incidente sur sa réponse spectrale. Les principales caractéristiques déterminées sont l'accordabilité, la dépendance à la polarisation, et le facteur de qualité. Enfin, les causes probables d'écart aux performances théoriques sont analysées.

4.2 Présentation du banc de caractérisation

La caractérisation du filtre se passe en deux étapes. Tout d'abord, les deux demi-structures sont caractérisées individuellement et comparées. Puis, le filtre complet est assemblé et caractérisé à son tour, notamment en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

Le dispositif fabriqué est caractérisé au moyen du banc de mesure présenté sur la figure 4.1. Les flèches vertes montrent le chemin de la propagation du signal en amont du dispositif à caractériser et les flèches bleues montrent le chemin d'une réflexion en incidence oblique. Les flèches rouges indiquent le chemin de retour dans le cas d'une réflexion en incidence normale sur le dispositif. Le banc est commandé par le logiciel LabView.

Le banc contient une partie fibrée et une partie en espace libre. La partie fibrée comprend la source laser Santec TSL-510 [114] accordable dans une bande $\lambda \in [1500, 1630]nm$ avec un pas de 1 μm . La lumière en sortie de la source laser est polarisée linéairement. Le signal de la source est récupéré par une fibre à maintien de polarisation et passe à travers un isolateur, qui protège la source des réflexions parasites, vers le coupleur 90/10. Deux autres fibres à maintien de polarisation récupèrent 10% du signal en sortie $n^\circ 2$ et 90% du signal en sortie $n^\circ 3$ du coupleur. La sortie $n^\circ 2$ est connectée à la photodiode *PD1* en *InGaAs* qui permet de récupérer le signal laser de référence. Ensuite, ce signal est envoyé via un câble électronique vers la carte d'acquisition *DAQ* qui l'enregistre.

La fibre en sortie $n^\circ 3$ amène le signal vers la partie en espace libre. Un collimateur fibré est connecté à la sortie de la fibre afin d'élargir et collimater le faisceau.

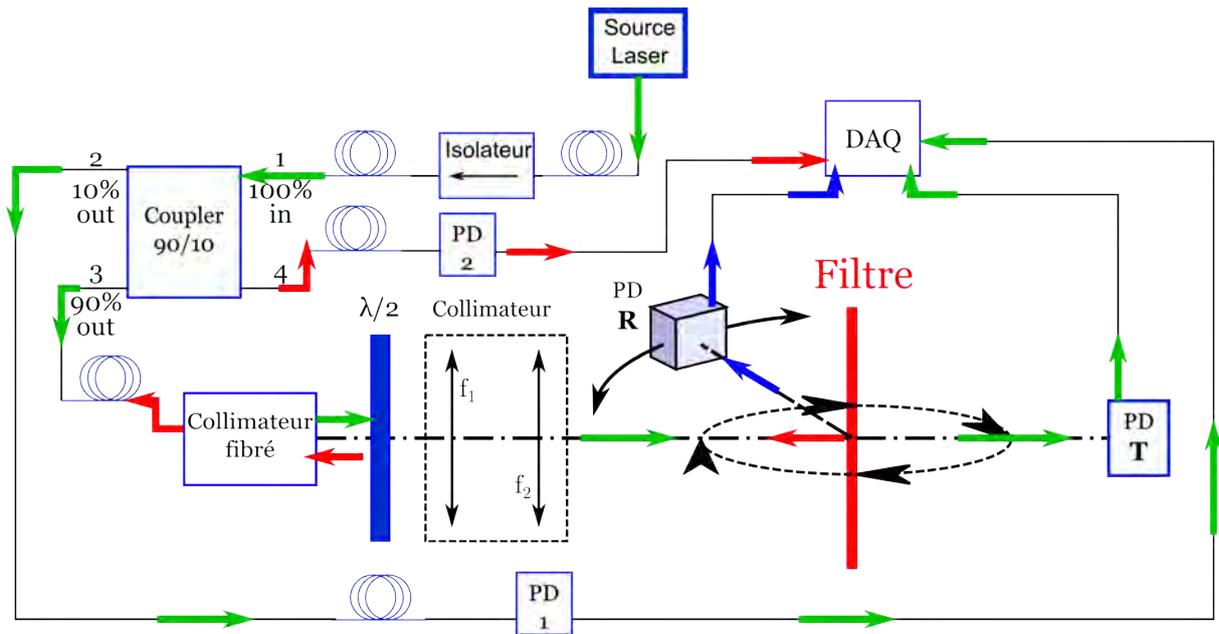


Figure 4.1 – Schéma du banc de caractérisation.

La polarisation en sortie du collimateur fibré est orientée grâce à une lame $\lambda/2$ de diamètre d'un pouce. Pour augmenter encore plus le diamètre du faisceau utile, on place un autre collimateur en espace libre constitué de deux lentilles convergentes de focales f_1 et f_2 respectivement.

Le faisceau collimaté peut alors illuminer le filtre à caractériser en incidence normale ou oblique. Dans le cas de l'incidence normale, le signal réfléchi est renvoyé vers la fibre selon le chemin de retour marqué par les flèches rouges et est récupéré par la photodiode $PD2$ en *InGaAs*. Le signal réfléchi sous incidence oblique est collecté par la photodiode $PD R$. Pour les deux incidences, le signal transmis est récupéré par la photodiode $PD T$. Les lentilles devant $PD R$ et $PD T$ permettent de focaliser le faisceau sur la surface de la photodiode en *InGaAs* de 3,5 mm de diamètre.

On cherche à effectuer la caractérisation du filtre en incidence oblique en réflexion et en transmission simultanément. Afin de pouvoir contrôler l'angle d'incidence et collecter le signal réfléchi, on a conçu le montage port-échantillon présenté sur la figure 4.2.

Le filtre est maintenu dans un support spécialement développé, décrit dans la partie consacrée à l'assemblage. L'ensemble est inséré dans le porte-échantillon rotatif de diamètre deux pouces qui est fixé sur la platine de translation n° 1. Cette platine permet des déplacements dans le plan horizontal selon les axes X et Y .

La platine, elle-même, est fixée sur un plateau tangentiel qui assure l'horizontalité du plan d'incidence. Sous le plateau tangentiel se trouve le support pour la photodiode $PD R$ et sa lentille qui collecte le signal en réflexion.

Ce support est monté sur la platine rotative motorisée *Platine 2θ* [115] (Thorlabs PRM1Z8), qui permet de suivre le signal réfléchi quand l'angle d'incidence change.

Le changement de l'angle d'incidence θ est effectué par la rotation du porte-échantillon autour de l'axe Z grâce à la platine rotative motorisée *Platine θ* [116] (Thorlabs NR360S/M).

Le porte-échantillon, la platine de translation $n^{\circ} 1$, le plateau tangentiel, le support de $PD \mathbf{R}$ et les platines de rotations sont fixés sur la platine de translation $n^{\circ} 2$ qui permet de déplacer l'ensemble dans le plan horizontal selon l'axe X .

Les signaux analogiques provenant de toutes les photodiodes sont recueillis simultanément par la carte d'acquisition DAQ . L'information collectée est ensuite traitée avec un logiciel MatLab.

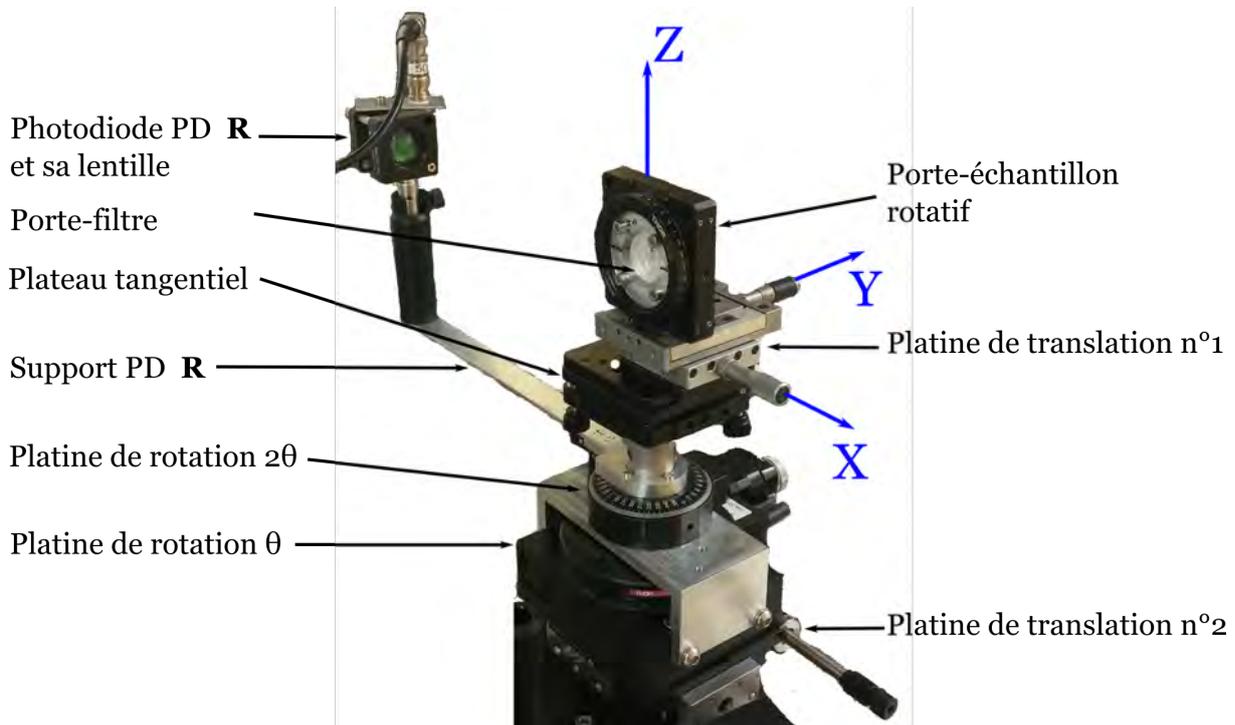


Figure 4.2 – Montage porte-échantillon.

4.3 Étalonnage du banc de caractérisation

Pour valider le fonctionnement du banc de caractérisation, un filtre Fabry-Pérot avec l'empilement présenté sur la figure 2.39 a été fabriqué et caractérisé. Le filtre a été fabriqué à l'Institut Fresnel avec la technologie PARMS (Chapitre 3, Section 3.4.1).

Pendant la caractérisation, le filtre est éclairé sous la polarisation rectiligne proche de la polarisation s à une dizaine de degrés près. Les lentilles du collimateur ont pour focales $f_1 = f_2 = 50 \text{ mm}$ afin d'obtenir un faisceau d'environ $4,5 \text{ mm}$ de diamètre. La cartographie de l'intensité du faisceau ainsi que les coupes transversale et longitudinale de l'intensité sont présentées sur la figure 4.3.

Les paramètres de mesures sont donnés sur la figure 4.3 (a). La taille du faisceau est mesurée à une distance de 95 cm du collimateur, à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ et avec une puissance de source de 3 mW , à l'aide de la caméra infra-rouge WiDy SWIR 320U [117]. Grâce à la très faible divergence du faisceau dans cette zone, et en raison d'encombrements mécaniques, le point de mesure est situé $17,5 \text{ cm}$ plus loin que l'emplacement du filtre.

Les coupes transversale et longitudinale du faisceau sont définies par rapport aux coordonnées X_{max} et Y_{max} du maximum de signal. Ces coupes sont représentées par les traits rouges sur la figure 4.3 (b) et (c). Les courbes correspondant aux coupes sont ajustées sur le profil Gaussien (courbes vertes sur la figure 4.3, (b) et (c)).

Le diamètre du faisceau à mi-hauteur de l'intensité est estimé à partir des courbes d'ajustement. Les diamètres des profils transversal et longitudinal sont d'environ $4,5 \text{ mm}$ et sont indiqués sur la figure 4.3 (a).

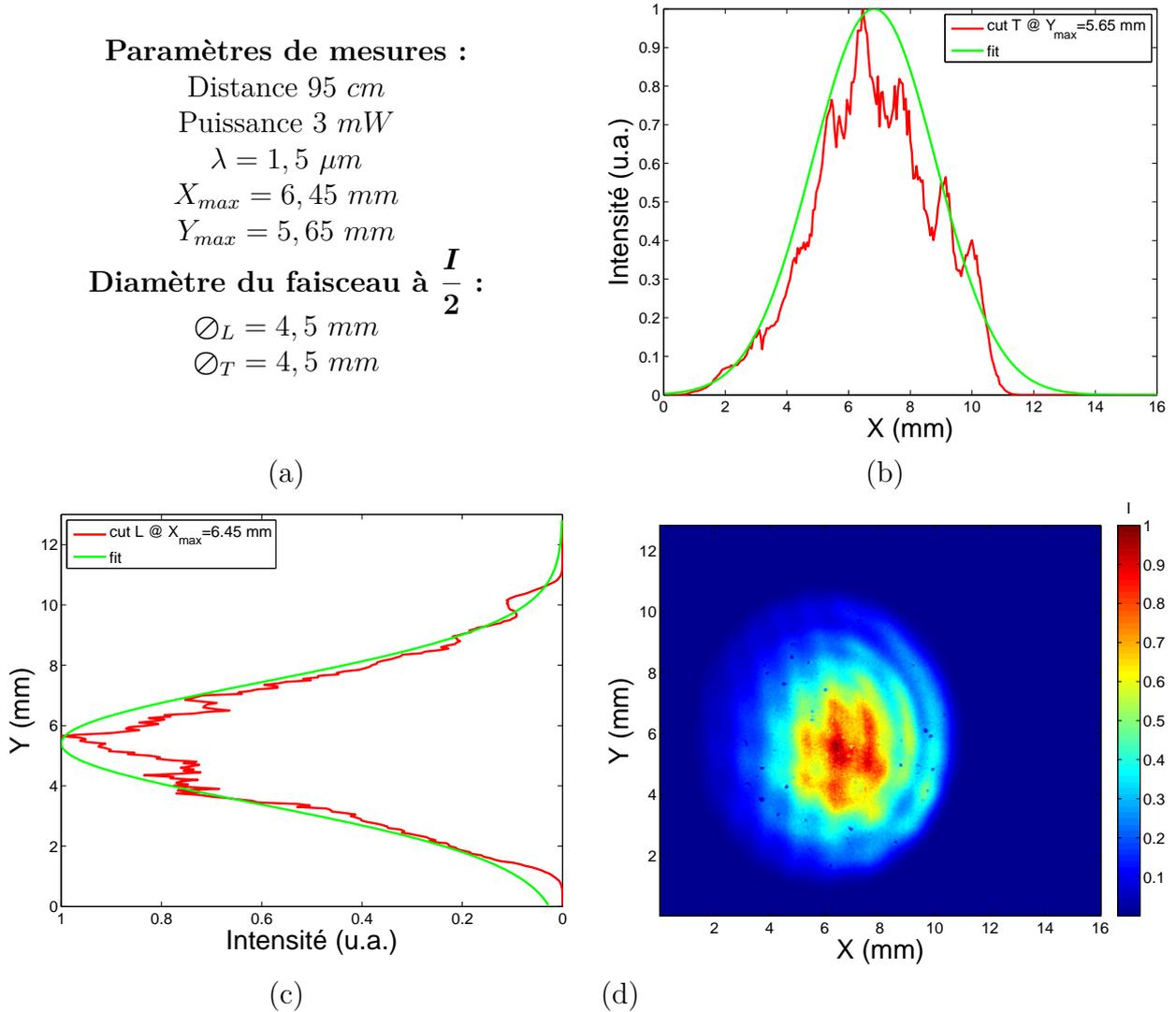


Figure 4.3 – Profil du faisceau à 95 cm après le collimateur avec les lentilles de focales $f_1 = f_2 = 50 \text{ mm}$: (a) paramètres de mesure : longueur d'onde $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, position de l'intensité maximale selon l'axe X du capteur X_{max} , position de l'intensité maximale selon l'axe Y du capteur Y_{max} et résultats de mesure : diamètre du faisceau \varnothing_T selon l'axe X et \varnothing_L selon l'axe Y , (b) coupe transversale du faisceau à Y_{max} , (c) coupe longitudinale du faisceau à X_{max} , (d) cartographie d'intensité du faisceau selon les axes X et Y .

La divergence du faisceau Gaussien est d'environ $0,014^\circ$ et est inférieure à la tolérance angulaire du filtre, calculée théoriquement, qui est de $0,045^\circ$. Ainsi, on peut caractériser

le filtre sous incidence oblique sans se poser la question de la tenue angulaire (Section 1.4.2).

Le filtre Fabry-Pérot est caractérisé en deux points P_1 et P_2 séparés de 6 mm l'un de l'autre, comme indiqué sur la figure 4.4 (a). Lors du passage du point P_1 au point P_2 , la procédure d'initialisation des mesures angulaires est renouvelée. Ceci peut entraîner un écart entre les mesures effectuées en ces deux points. La valeur de cet écart est estimée à $0,05^\circ$. Les courbes d'accordabilité (λ_{res} en fonction de l'angle d'incidence θ) théorique et expérimentales pour les deux points de mesure sont données sur la figure 4.4 (b). On note une très bonne concordance des courbes expérimentales en P_1 et P_2 qui témoigne d'une bonne uniformité des couches déposées. En revanche, une différence d'environ 2 nm (en λ_{res}) entre ces deux courbes et la courbe théorique, indique que les paramètres des couches obtenues ne coïncident pas exactement avec les paramètres visés.

L'accordabilité en longueur d'onde est la même pour toutes les courbes et est d'environ 8,5 nm sur une plage de 10° , mais selon une évolution non linéaire. Autour de 0° , l'évolution de la longueur d'onde de centrage en fonction de l'angle d'incidence est la plus faible et est égale à $0,02 \text{ nm}/^\circ$. En augmentant l'angle d'incidence, cette évolution se modifie, autour de 7° , elle est égale à $1,11 \text{ nm}/^\circ$. Étant donnée l'écart angulaire pouvant être engendré par la procédure d'initialisation ($0,05^\circ$), le décalage de la longueur d'onde de centrage est inférieur à 2 pm pour $\theta = 0^\circ$ et inférieur à 60 pm pour $\theta = 7^\circ$. L'effet sur les valeurs mesurées peut donc être négligé.

Ainsi, entre le point P_1 et le point P_2 il y a une différence de 0,4 nm entre les longueurs d'onde de centrage. Cela signifie qu'il y a un défaut d'uniformité de l'ordre de 0,4 nm sur 1550 nm, correspondant donc à $\frac{d\lambda}{\lambda} = 0,026\%$ pour un déplacement spatial de 6 mm, soit $\frac{d\lambda}{\lambda} = 0,43\%$ pour un déplacement spatial de 10 cm. Ces résultats sont conformes à l'uniformité spécifiée pour la machine de dépôt [59].

Les réponses spectrales du filtre pour des angles d'incidence compris entre 0° et 10° sont rassemblées sur la figure 4.4 (c) pour le point de mesure P_1 et sur la figure 4.4 (d) pour le point de mesure P_2 . La valeur maximale de l'ensemble des réponses spectrales en réflexion pour le point P_1 est inférieure à celle du point P_2 , probablement à cause de la diffusion due à la non-uniformité ou non-homogénéité des couches entre les deux points. Les variations du maximum de réflexion et du minimum de transmission, ont quant à elles, une période de 2,5 nm en longueur d'onde dont l'origine est incertaine. En effet, cette période correspondrait au comportement d'une cavité Fabry-Pérot parasite dont les dimensions n'ont aucun point commun avec la structure étudiée ici. Cette hypothèse est donc peu probable.

Une autre explication possible de cette variation périodique de l'intensité peut être la courbure du filtre qui génère des franges interférentielles. Ainsi, quand on varie l'angle d'incidence on se déplace à travers ces franges qui ont pour effet de moduler le signal mesuré.

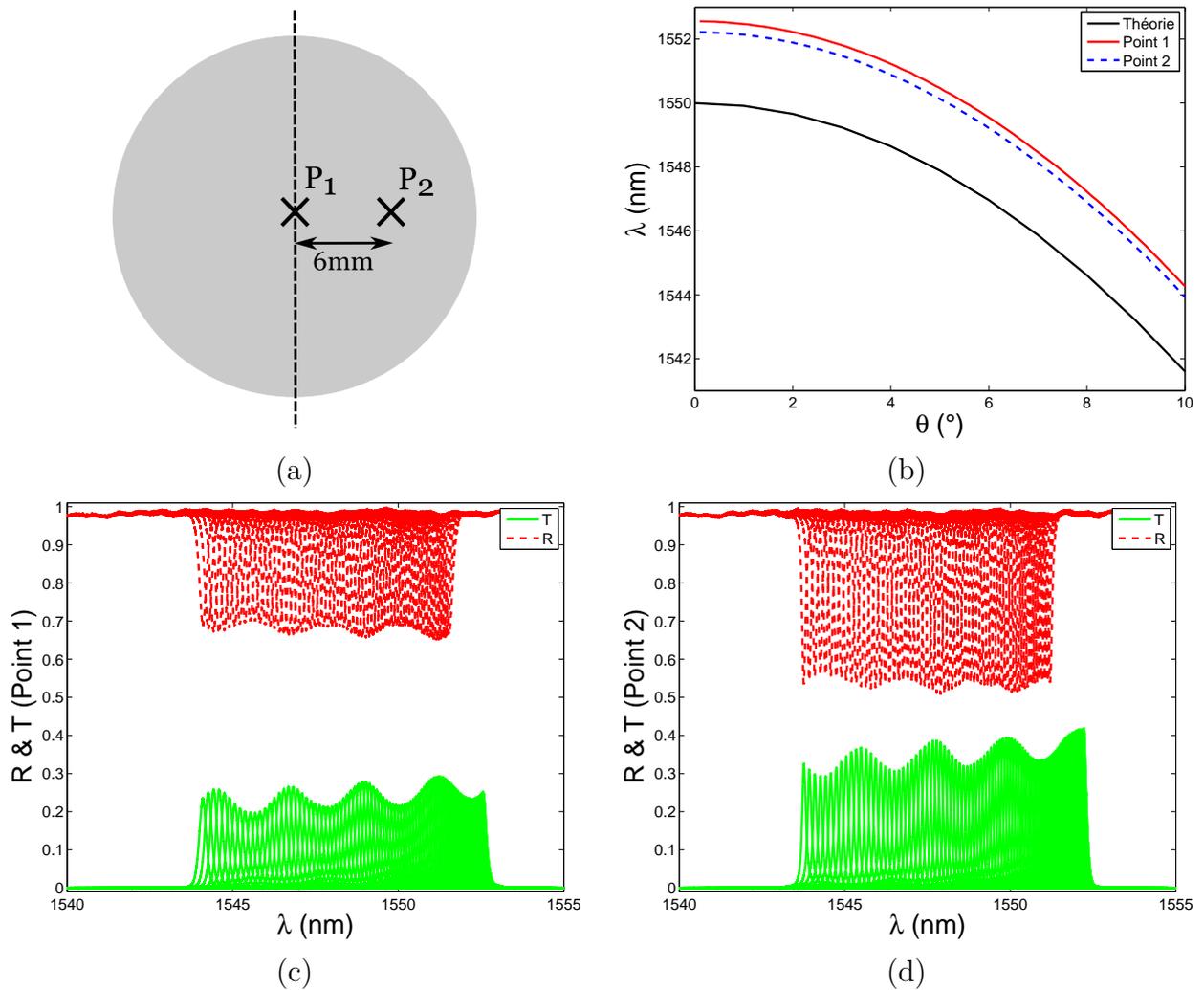


Figure 4.4 – Caractérisation du filtre Fabry-Pérot : (a) les deux points de mesure P_1 et P_2 séparés de 6 mm, (b) longueur d’onde de résonance en fonction de l’angle incidence, (c) l’ensemble des réponses spectrales en réflexion et transmission pour $\theta \in [0^\circ, 10^\circ]$ pour le point de mesure P_1 , (d) l’ensemble des réponses spectrales en réflexion et transmission pour $\theta \in [0^\circ, 10^\circ]$ pour le point de mesure P_2 .

La figure 4.5 montre la comparaison des réponses spectrales théoriques et expérimentales pour les deux points de mesure, pour l’incidence normale et l’incidence oblique à $\theta = 7^\circ$. La réponse théorique du filtre est donnée pour une onde plane.

L’effet de la non-uniformité estimée des couches déposées pour la taille du faisceau de 4,5 mm est de 0,27 nm pour $\lambda = 1550$ nm, soit un décentrage du filtre sur l’ensemble de la zone éclairée. Ainsi, la largeur spatiale du faisceau, en lien avec la non-uniformité des couches, est en partie responsable de la chute d’efficacité du filtre. Pour ne pas être gêné par cette non-uniformité, il aurait fallu un diamètre de faisceau inférieur à 0,1 mm. Mais, dans ce cas, la divergence du faisceau augmente et devient pénalisante pour le fonctionnement du filtre dont la tolérance angulaire n’est alors plus suffisante.

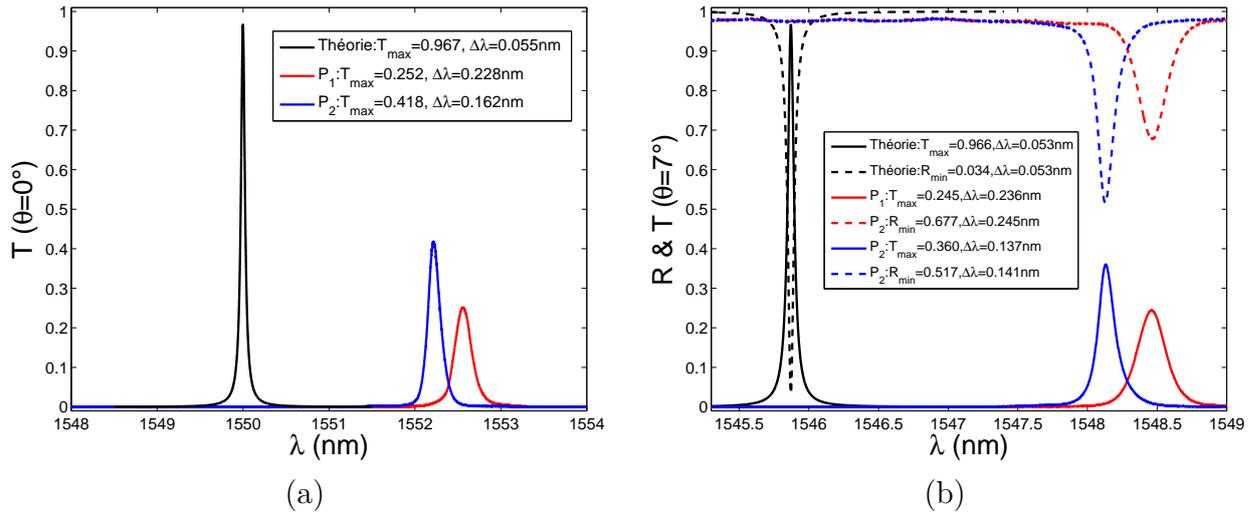


Figure 4.5 – Comparaison des réponses spectrales pour le point P_1 et pour le point P_2 avec la théorie : (a) incidence normale $\theta = 0^\circ$, (b) incidence oblique $\theta = 7^\circ$.

Les pertes d'énergie ($1 - R - T$) pour $\theta = 7^\circ$ sont de 8% pour le point P_1 et de 11% pour le point P_2 . Cette différence peut également être attribué à la non-uniformité des couches.

Le banc de caractérisation mis en œuvre ici a permis de relever expérimentalement les courbes de réponse spectrale, en réflexion et en transmission, d'un filtre Fabry-Pérot. L'interprétation du comportement de ce filtre est en accord avec la théorie et des données de fabrication.

La différence de la longueur d'onde de centrage de 2 nm peut être expliquée par la non-uniformité des couches optiques, de même que l'évolution de la largeur spectrale et des pertes engendrées. Ainsi, on peut conclure que ce banc de caractérisation permet une étude précise de la réponse spectrale de filtres et on peut envisager sa mise en œuvre pour la caractérisation des deux demi-structures du filtre à réseau résonnant et, dans un deuxième temps, pour la caractérisation du filtre assemblé.

4.4 Caractérisation des demi-filtres avec un faisceau de 4,5 mm de diamètre

Les deux demi-structures du filtre à réseau résonnant sont caractérisées en incidence classique avec un faisceau de 4,5 mm de diamètre. L'évolution théorique de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle incidence θ pour le demi-filtre sous incidence classique est donnée sur la figure 4.6. La courbe d'accordabilité du mode du filtre que l'on utilise pour le filtrage est indiqué en trait gras rouge. Comme dans le cas du filtre complet (Section 2.4.1), la courbe d'accordabilité est coupée par des courbes d'accordabilité d'autres modes. Les intersections se situent ici autour de $\theta = 0^\circ$ et 7° . Ainsi, pour ne pas être gêné par un deuxième mode, on choisit un angle $\theta = 5,5^\circ$ pour la caractérisation en incidence oblique. Sous une incidence de $5,5^\circ$ la longueur d'onde de résonance est alors proche de 1575 nm.

L'évolution de la longueur d'onde de centrage en fonction de l'angle d'incidence est linéaire et est égale à 11,2 nm/°. Dans ce cadre, étant donnée la précision de la procédure

d'initialisation angulaire ($0, 05^\circ$), les variations de la longueur d'onde inférieures à $0, 56 \text{ nm}$ peuvent être négligées.

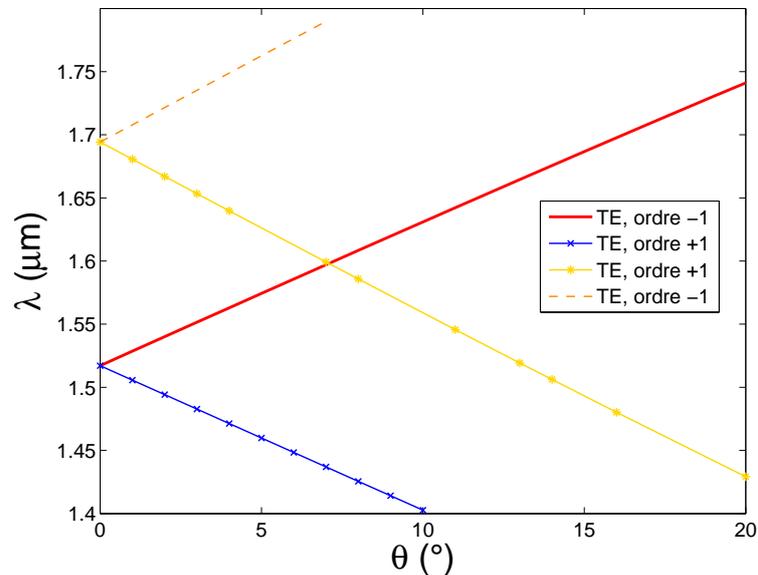


Figure 4.6 – Évolution théorique de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence θ pour un demi-filtre en incidence classique. Les différents modes existant dans la structure sont présentés.

Comme dans le cas du filtre Fabry-Pérot étudié précédemment, les deux demi-structures du filtre à réseaux résonnants sont caractérisées pour les points P_1 et P_2 (fig. 4.4, a). La comparaison des réponses spectrales en ces deux points avec la réponse théorique pour $\theta = 0^\circ$ et $5, 5^\circ$ est présentée sur la figure 4.7. La colonne de gauche correspond au premier demi-filtre noté F_1 et la colonne de droite correspond au deuxième noté F_2 . Les courbes théoriques sont indiquées pour une onde plane incidente par des traits noirs. La tolérance angulaire théorique du demi-filtre est d'environ $0, 011^\circ$.

Les courbes d'accordabilité en P_1 et P_2 pour les deux demi-filtres (fig. 4.7 a, b) se superposent parfaitement et sont proches de la théorie. La parfaite superposition des courbes expérimentales montre la grande similitude des deux demi-filtres. En revanche, la légère différence avec la théorie peut être expliquée par les erreurs apportées par la fabrication.

Comme dans le cas du filtre Fabry-Pérot, on observe une différence des longueurs d'onde de résonance, avec la théorie, pour le point P_1 et le point P_2 . Ce décalage est quasiment identique pour les deux points sur les deux demi-filtres.

Les réponses spectrales révèlent des pertes de 8,4% pour le point P_1 et de 12% pour le point P_2 du premier demi-filtre (fig. 4.7, e). Des pertes similaires sont constatées pour le deuxième demi-filtre (fig. 4.7, f) : 12,3% pour le point P_1 et 15% pour le point P_2 .

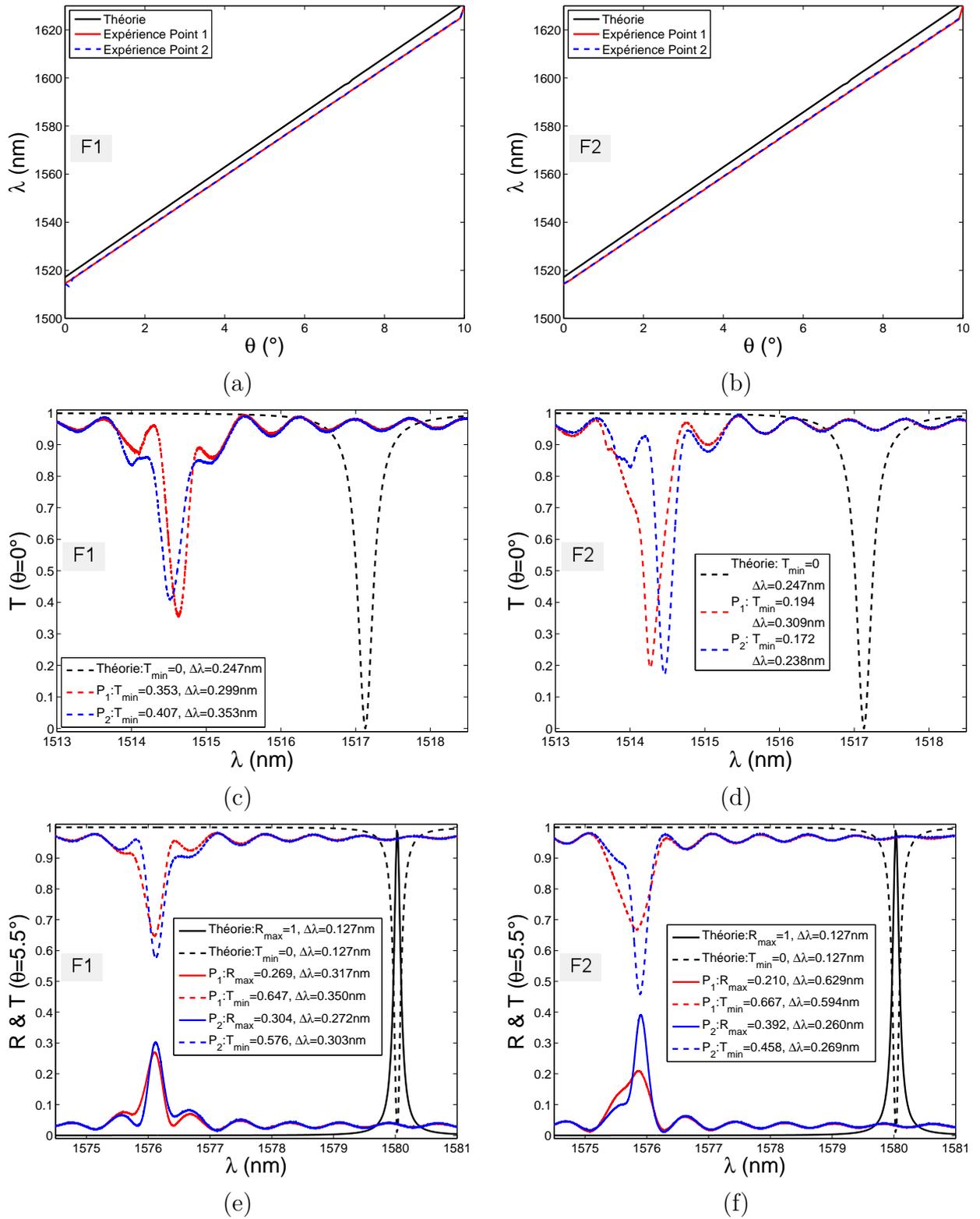


Figure 4.7 – Comparaison des réponses spectrales des deux demi-filtres : (a) longueur d'onde de résonance en fonction de θ pour le premier demi-filtre F1 : théorie en trait noir, point P_1 en trait rouge et point P_2 en trait bleu pointillé, (b) longueur d'onde de résonance en fonction de θ pour le deuxième demi-filtre F2 : théorie en trait noir, point P_1 en trait rouge et point P_2 en trait bleu pointillé, (c) réponse spectrale en transmission pour les deux points sur F1 à $\theta = 0^\circ$, (d) réponse spectrale en transmission pour les deux points sur F2 à $\theta = 0^\circ$, (e) réponse spectrale en réflexion (trait plein) et en transmission (trait pointillé) pour les deux points sur F1 à $\theta = 5,5^\circ$, (f) réponse spectrale en réflexion (trait plein) et en transmission (trait pointillé) pour les deux points sur F2 à $\theta = 5,5^\circ$.

La figure 4.8 représente la réponse spectrale des demi-filtres en fonction du point de mesure pour $\theta = 0^\circ$ (fig. 4.8, a) et $\theta = 5,5^\circ$ (fig. 4.8, b). Pour chaque angle d'incidence, le décentrage de la longueur d'onde de résonance entre les deux points est inférieur à $0,360 \text{ nm}$ et n'est pas significatif.

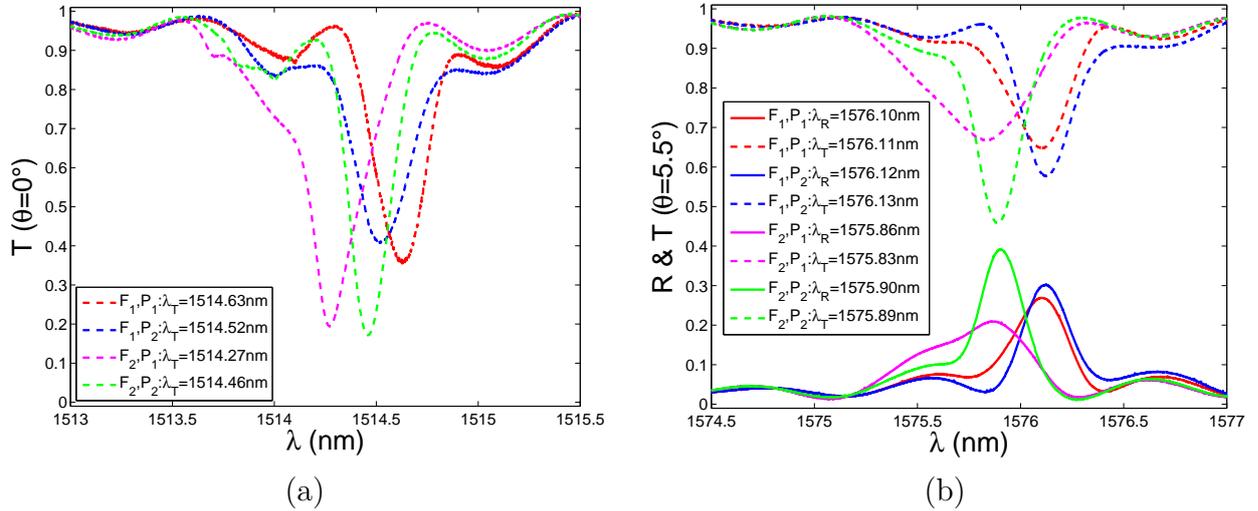


Figure 4.8 – Comparaison des réponses spectrales des deux demi-filtres mesurées au P_1 et au point P_2 : (a) incidence normale $\theta = 0^\circ$, (b) incidence oblique $\theta = 5,5^\circ$.

La comparaison des caractéristiques expérimentales des deux demi-filtres met en évidence de fortes similitudes entre les deux structures réalisées. Cependant, on peut noter un écart avec les performances théoriques qui peut être attribué à des imperfections de fabrication.

D'autre part, la divergence du faisceau incident ($0,014^\circ$) étant supérieure à la tolérance angulaire des demi-filtres ($0,011^\circ$), la largeur spectrale de la réponse se trouve dégradée et la réponse expérimentale ne peut pas atteindre 100% avec cette taille de faisceau. Nous devons donc élargir le faisceau afin d'améliorer les performances de filtrage.

4.5 Caractérisation des demi-filtres avec un faisceau de 7 mm de diamètre

Nous avons remplacé une des lentilles du collimateur par une lentille de focale supérieure afin d'augmenter la taille du faisceau incident. On obtient un système à deux lentilles avec les focales $f_1 = -50 \text{ mm}$ et $f_2 = 100 \text{ mm}$, qui nous permet d'obtenir maintenant un faisceau d'environ 7 mm en diamètre.

Comme dans le cas précédent, la taille du faisceau est mesurée à une distance de 95 cm du collimateur, à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ et avec une puissance de la source de 3 mW (fig. 4.9, a).

Les coupes transversale et longitudinale du faisceau sont représentées par les courbes rouges sur la figure 4.9 (b) et (c). Les courbes d'ajustement sont indiquées par les traits verts. La divergence du faisceau est maintenant de $0,008^\circ$, soit inférieure à la tolérance angulaire des demi-filtres qui est de $0,011^\circ$.

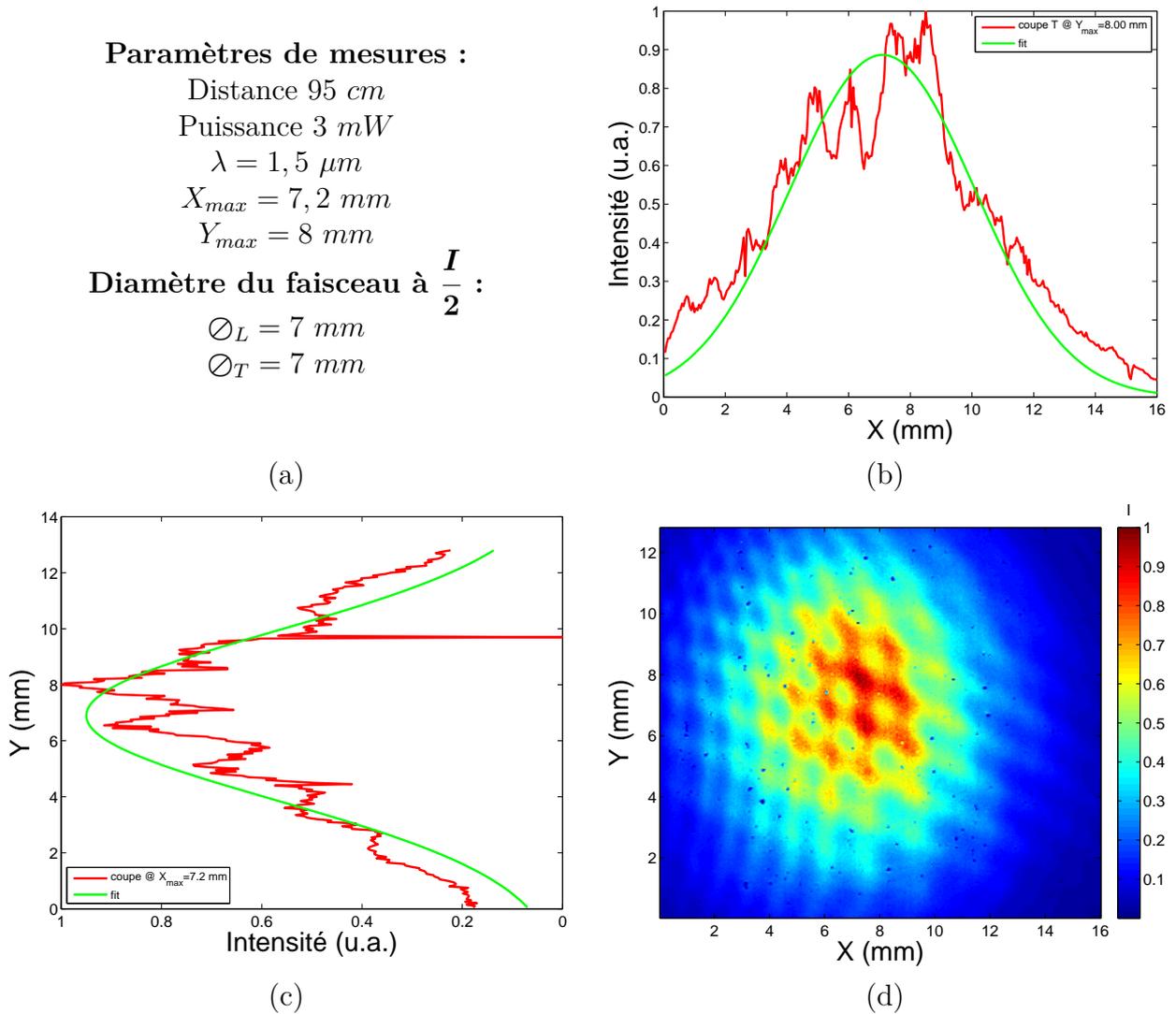


Figure 4.9 – Profil du faisceau à 95 cm après le collimateur avec les lentilles de focales $f_1 = -50 \text{ mm}$ et $f_2 = 100 \text{ mm}$: (a) paramètres de mesure : longueur d’onde $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, position de l’intensité maximale selon l’axe X du capteur X_{max} , position de l’intensité maximale selon l’axe Y du capteur Y_{max} et résultats de mesure : diamètre du faisceau \varnothing_T selon l’axe X et \varnothing_L selon l’axe Y , (b) coupe transversale du faisceau à Y_{max} , (c) coupe longitudinale du faisceau à X_{max} , (d) cartographie d’intensité du faisceau selon les axes X et Y .

Les caractérisations menées avec le faisceau précédent (diamètre 4,5 mm) ayant démontré de grandes similitudes dans le comportement des deux demi-filtres, nous avons choisi, ici, de ne reprendre les mesures que pour le demi-filtre $F2$.

La figure 4.10 présente donc la réponse spectrale du deuxième demi-filtre en fonction de la taille du faisceau pour les angles d’incidence de 0° et $5,5^\circ$. Le point éclairé est le point P_1 . Les mesures effectuées avec le faisceau de diamètre 4,5 mm sont repérées par le symbole \varnothing_1 , et celles effectuées avec le faisceau de diamètre 7 mm sont repérés par le symbole \varnothing_2 .

À l’incidence normale (fig. 4.10, a) l’amélioration de la réponse en transmission est de 6,2% et la largeur spectrale diminue de 22%. On note un écart d’environ 0,2 nm entre les longueurs d’onde de résonance pour les deux faisceaux. D’après la courbe d’accordabilité

du demi-filtre $F2$ indiquée sur la figure 4.7 (b), cet écart en longueur d'onde correspond à une erreur de pointé de $0,018^\circ$ qui est inférieure à la précision découlant de la procédure d'initialisation angulaire ($0,05^\circ$).

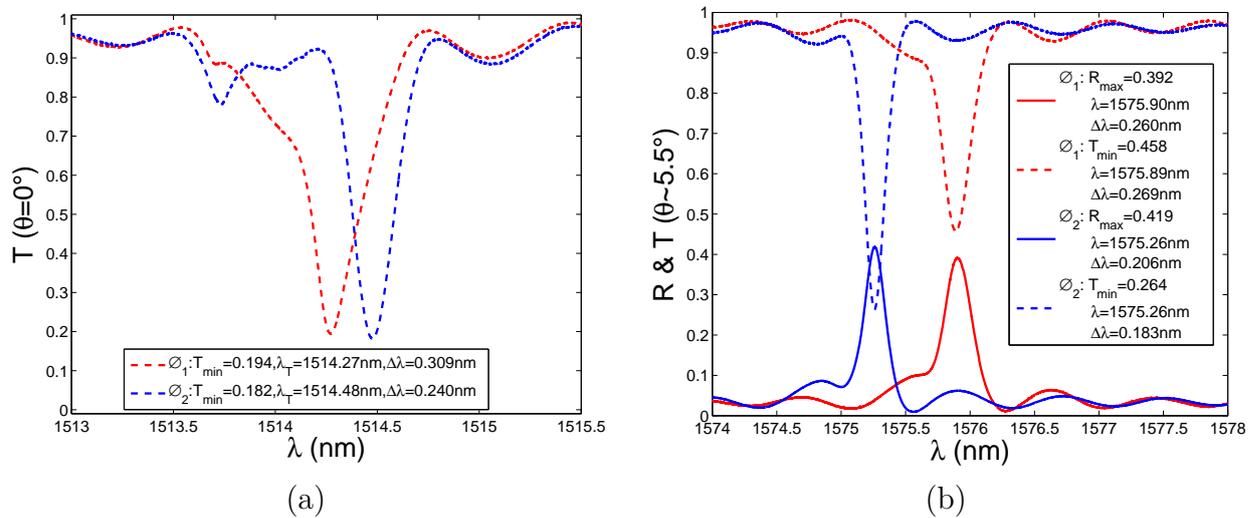


Figure 4.10 – Influence de la taille du faisceau sur la réponse spectrale du demi-filtre $F2$: (a) en transmission à l'incidence normale $\theta = 0^\circ$, (b) en réflexion et en transmission à l'incidence oblique $\theta = 5,5^\circ$.

La figure 4.10(b) montre la réponse spectrale en réflexion et en transmission du demi-filtre $F2$ à l'incidence $\theta = 5,5^\circ$ pour le faisceau de diamètre $4,5$ mm et pour le faisceau de diamètre 7 mm. Le décalage de la longueur d'onde de résonance est de $0,64$ nm, soit du même ordre de grandeur que l'écart engendré par la précision angulaire ($0,56$ nm).

La réflexion pour le faisceau de 7 mm augmente de 7% par rapport à celle du faisceau de $4,5$ mm tandis que la transmission diminue de 42% . Les pertes ($1 - R - T$) augmentent alors de 111% . On observe également que la largeur spectrale diminue d'environ 21% pour la réponse en réflexion et de 32% pour la réponse en transmission.

L'augmentation du diamètre du faisceau d'environ 60% conduit donc à une nette améliorations des largeurs spectrales des réponses en réflexion et en transmission, et à une amélioration moindre des valeurs des coefficients de réflexion et de transmission. Cette augmentation du diamètre du faisceau entraîne une augmentation de la surface éclairée d'environ 155% et engendre un accroissement des pertes de 111% . Ceci peut être dû à l'augmentation de la diffusion liée au moyennage du signal sur une plus grande surface. Il est également probable qu'une partie de l'énergie réfléchie soit diffusée en dehors de l'angle d'acceptation de la photodiode en réflexion qui ne collecte alors pas tout le signal.

4.6 Assemblage des deux demi-filtres

Afin d'obtenir une réponse du filtre indépendante de la polarisation, il faut assembler les deux demi-filtres avec un angle de $84,6^\circ$ entre les deux directions de périodicité et éclairer l'ensemble selon le plan bissecteur de ces deux directions.

Pour ajuster l'orientation relative des directions de périodicité, il faut pouvoir tourner un réseau par rapport à l'autre. Dans ce but, on a réalisé le porte-filtre présenté sur la figure 4.11.

La figure 4.11 (b) montre la vue en coupe du porte-filtre. L'entretoise plastique est placée à l'intérieur du support en aluminium. Sur cette entretoise plastique, une autre entretoise souple est montée. Le premier demi-filtre est positionné avec le réseau orienté vers le bas sur l'entretoise souple. Le deuxième demi-filtre est placé au-dessus avec le réseau orienté vers le haut. Afin d'éviter les réflexions parasites, une goutte de liquide d'indice est mise entre les deux substrats des deux demi-filtres. Une autre entretoise souple est placée au-dessus du deuxième demi-filtre. Le système d'entretoises souples et légèrement adhésives permet ainsi de maintenir le demi-filtre inférieur dans la même position tout en assurant l'orientation du demi-filtre supérieur.

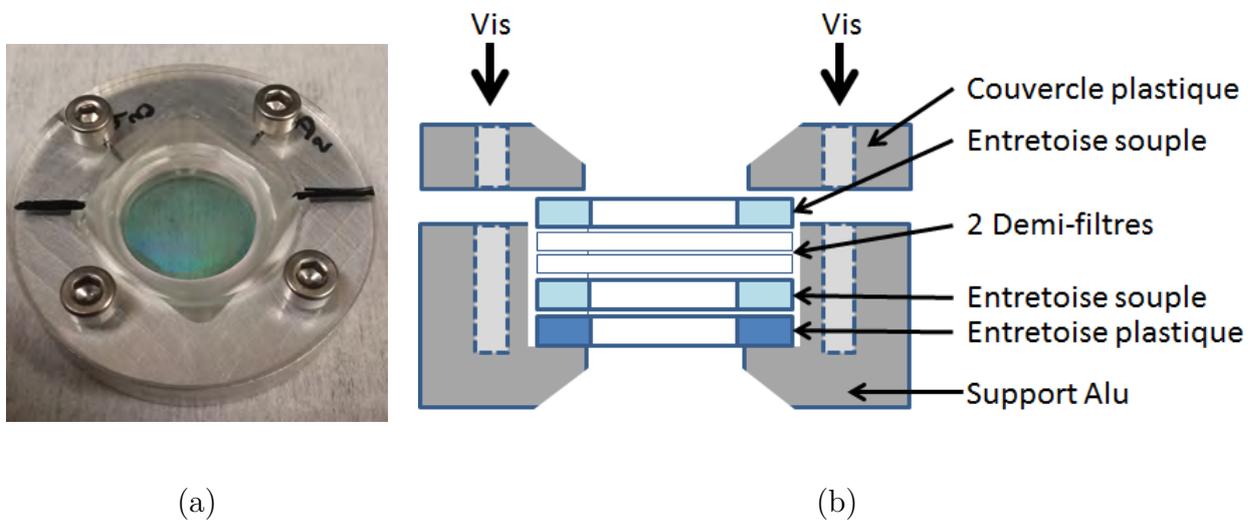


Figure 4.11 – Porte-filtre : (a) vue du filtre assemblé dans son support , (b) schéma en coupe de l'assemblage du filtre et du support.

Pour contrôler l'angle entre les deux réseaux, l'ensemble du filtre est éclairé en incidence normale verticale avec un laser $HeNe$ de longueur d'onde $632,8\text{ nm}$. Les ordres diffractés des deux réseaux, dans le plan des directions de périodicité de chaque demi-filtre, sont projetés sur le sol. Au sol, deux axes séparés de $84,6^\circ$ sont dessinés. En tournant le support en aluminium on oriente l'ensemble des ordres de diffraction du demi-filtre inférieur selon l'un des axes. Ensuite, en tournant le demi-filtre supérieur, on oriente ses ordres de diffraction selon l'autre axe. Cette procédure permet de maîtriser à environ $0,2^\circ$ près l'angle entre les réseaux.

Après le réglage de l'orientation relative des directions de périodicité, le couvercle plastique permet de maintenir l'ensemble en position. La vue du filtre assemblé est donnée sur la figure 4.11 (a). Le trait noir montre le plan bissecteur entre les directions de périodicité des deux demi-filtres.

4.7 Caractérisation du filtre complet

Le porte-filtre avec le filtre assemblé est monté dans le porte-échantillon rotatif (*fig. 4.2*). Ce porte-échantillon permet d'orienter le plan incidence (plan perpendiculaire au trait noir sur le porte-filtre) horizontalement, soit parallèle au sol. L'orientation du plan d'incidence est ensuite ajustée en contrôlant *in situ* le minimum du signal transmis pour la longueur d'onde de résonance.

La figure 4.12 présente l'évolution de la longueur d'onde de résonance en transmission en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations incidentes s et p . Les traits indiquant l'intensité transmise la plus faible (couleur jaune) correspondent au mode que l'on utilise pour le filtrage. Les traits indiquant une intensité supérieure correspondent aux autres modes présents dans la structure.

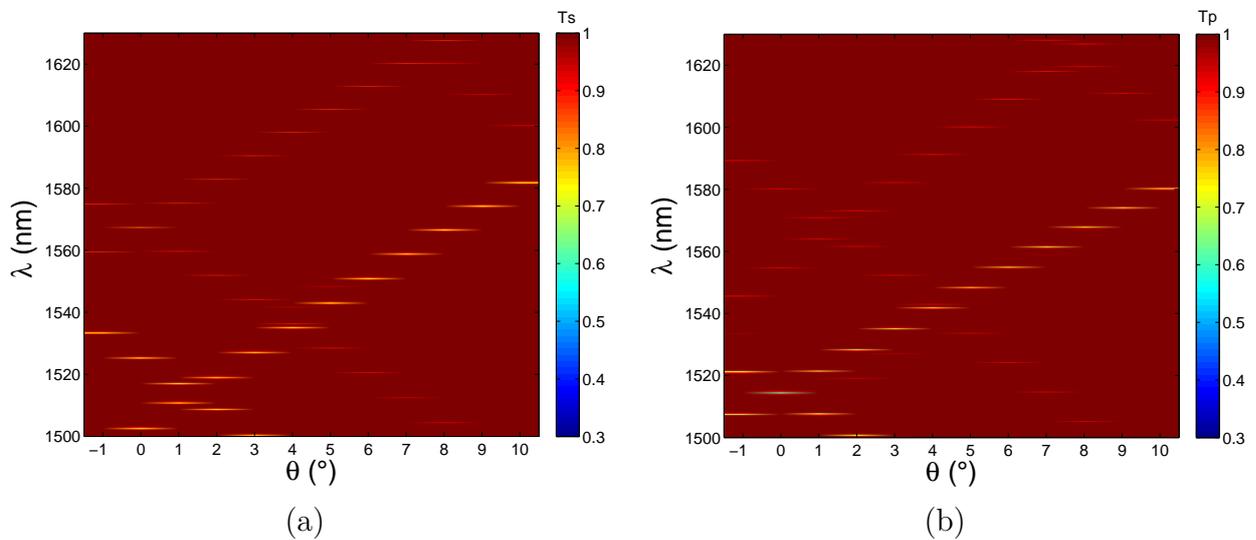


Figure 4.12 – Cartographie du signal en transmission en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence : (a) polarisation s de l'onde incidente, (b) polarisation p de l'onde incidente.

Au voisinage de l'incidence normale, on observe un écart d'environ $1,5^\circ$ entre les sommets des courbes d'accordabilité en polarisation s et p . Cet écart peut avoir plusieurs origines telles qu'un défaut de parallélisme entre les plans des deux réseaux, un défaut de planéité d'une demi-structure ou des deux, l'effet d'une contrainte mécanique, un défaut dans le maintien de la lame $\lambda/2$ ne garantissant pas sa rotation dans son plan, ou un effet cumulé de ces différentes possibilités.

Pour comprendre les conséquences de ce décentrage sur les performances du filtre, on trace les courbes expérimentales d'accordabilité pour les polarisations s et p ainsi que les courbes théoriques correspondantes sur la même figure 4.13.

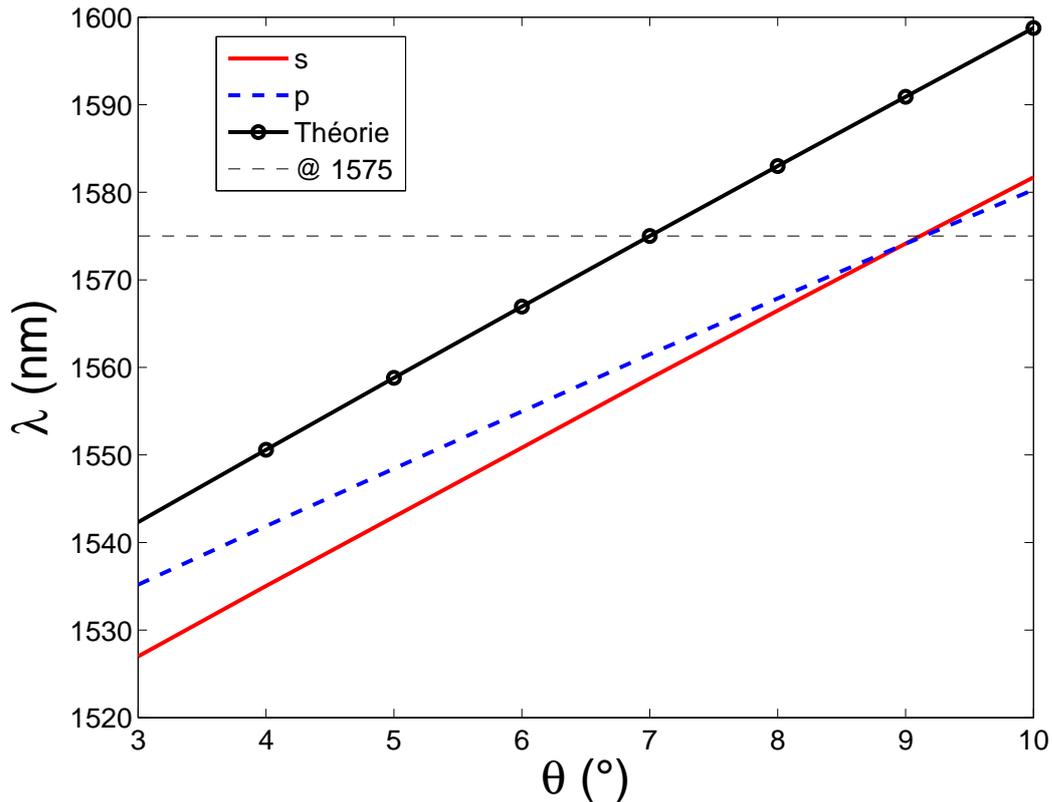


Figure 4.13 – Évolution de la longueur d’onde de résonance en fonction de l’angle d’incidence pour la réponse en transmission. Théorie : polarisation s ou polarisation p en trait noir avec les cercles. Expérience : polarisation s en trait plein rouge, polarisation p en trait pointillé bleu. La longueur d’onde $\lambda = 1575 \text{ nm}$ est repérée en trait pointillé noir.

On observe que l’accordabilité en polarisation s est de $7,72 \text{ nm}/^\circ$ alors que l’accordabilité en polarisation p est de $6,43 \text{ nm}/^\circ$. L’accordabilité théorique pour les polarisations s et p est identique. Elle est environ de $7,86 \text{ nm}/^\circ$, soit très voisine de l’accordabilité mesurée pour la polarisation s . Seul un décalage angulaire d’environ 2° apparaît entre ces deux courbes relatives à la polarisation s .

La différence observée entre les valeurs expérimentales pour les polarisations s et p peut être expliquée par le positionnement du filtre dans son support. En effet, ce résultat nous a conduits à vérifier le parallélisme entre le plan du filtre et le plan de son support tenu dans le porte-échantillon. Nous avons alors mesuré un défaut de parallélisme d’environ $0,5^\circ$. Ainsi, malgré un réglage initial rigoureux du plan d’incidence, ce dernier peut changer d’orientation lors d’une modification de l’angle d’incidence. Les propriétés d’accordabilité se trouvent donc modifiées par cet effet. Un nouveau support de filtre devra donc être conçu pour s’affranchir de ce problème.

On observe également que les deux courbes expérimentales (s et p) se croisent pour une longueur d’onde proche à $\lambda = 1575 \text{ nm}$, soit pour un angle d’incidence voisin de 9° (fig. 4.14).

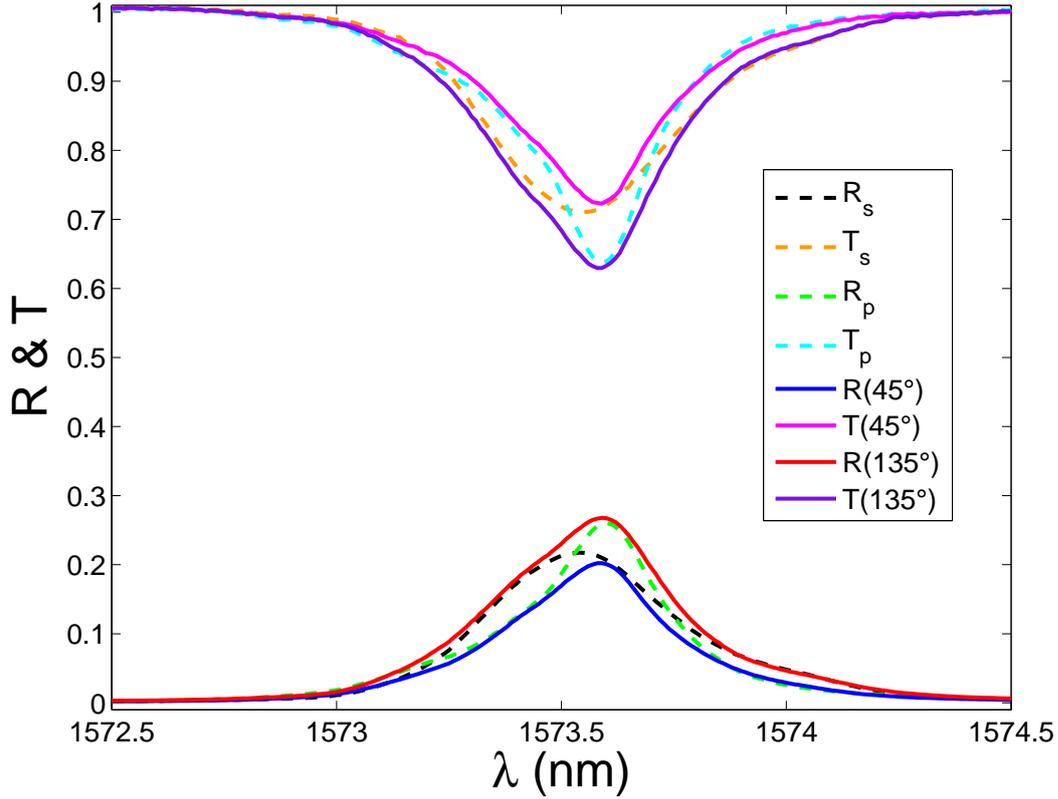


Figure 4.14 – Réponse spectrale du filtre à réseaux résonnant en fonction de la polarisation. En réflexion : R_s pour la polarisation s en trait noir pointillé, R_p pour la polarisation p en trait vert pointillé. En transmission : T_s pour la polarisation s en trait orange pointillé, T_p pour la polarisation p en trait bleu ciel pointillé. Les trait pleins indiquent les limites minimale et maximale de la réflexion (trait rouge et bleu) et de la transmission (trait violet et magenta) lorsque la polarisation incidente prend tous les états possibles.

Sur la figure 4.14, on observe que pour l'angle d'incidence de 9° la réponse du filtre est quasiment indépendante de la polarisation, en réflexion et en transmission. En effet, pour cet angle d'incidence, le passage de la polarisation s à la polarisation p se traduit par un décalage de la longueur d'onde de résonance voisin de $0,1 \text{ nm}$. On peut également remarquer, sur la figure 4.13, que le point d'intersection des courbes expérimentales pour les polarisations s et p correspond à un angle d'incidence très légèrement supérieur à 9° . L'écart observé sur la figure 4.14 et les coefficients d'accordabilité extraits de la figure 4.13 permettent de calculer la valeur de l'angle d'incidence procurant l'indépendance totale à la polarisation. Ainsi, le calcul montre que pour compenser le décalage observé de $0,1 \text{ nm}$, il faudrait éclairer le filtre sous l'angle d'incidence de $9,08^\circ$.

D'autre part, comme prévu par l'approche théorique exposée dans le chapitre 2 (Section 2.2.2), les polarisations orientées à 135° et 45° par rapport à la polarisation s sont proches des valeurs propres de la matrice \mathbf{S} en énergie. Cela correspond approximativement aux bornes de la réponse spectrale lorsque la polarisation de l'onde incidente prend tous les états possibles. Pour l'angle d'incidence de 9° , la réponse spectrale évolue donc entre les courbes en trait plein lorsque la polarisation varie. Ainsi, on peut remarquer

que les pertes (1-R-T) évoluent entre 8% et 10% et sont relativement stables. De plus, si on compare ces valeurs de pertes à celles mesurées sur les demi-filtres sous l'incidence de $5,5^\circ$ (1-R-T = 32%), on constate une diminution d'un facteur 3 à 4. La différence des angles d'incidence ne paraissant influencer que très peu la valeur des pertes, il est donc important de noter que celles-ci sont beaucoup plus faibles dans le filtre assemblé que dans les demi-structures prises séparément.

Enfin, sous l'incidence de 9° , la largeur spectrale de la réponse expérimentale en réflexion étant quasiment indépendante de la polarisation incidente, il en est de même pour le facteur de qualité. On mesure une largeur spectrale de $0,4 \text{ nm}$, ce qui conduit à un facteur de qualité voisin de 4000. Toutes les mesures de réponse spectrale du filtre ont été menées pour un éclairage dans le plan d'incidence orienté selon la bissectrice des directions de périodicité des deux réseaux croisés. Cependant, une confusion lors de l'assemblage du filtre nous a conduits à considérer la bissectrice de l'angle de $95,4^\circ$ et non celle de l'angle de $84,6^\circ$. Bien que le fonctionnement du filtre soit possible pour des plans d'incidence orientés selon les deux bissectrices, l'optimisation des performances suppose de travailler selon la bissectrice du plus petit angle. Ainsi, les mesures réalisées ici ne reflètent pas le comportement optimal du filtre et, afin de travailler dans cette configuration, une nouvelle campagne de caractérisation va prochainement être entreprise en tirant tous les enseignements de celle qui vient d'être menée.

4.8 Conclusion

Après la fabrication des deux demi-filtres décrite dans le chapitre 3, l'objectif était de déterminer leurs caractéristiques spectrales avant de les assembler et d'étudier le comportement du filtre ainsi réalisé.

Dans un premier temps, il a été nécessaire de concevoir et mettre en place un banc de caractérisation spécifique permettant de mesurer les performances des filtres aux réponses spectrales très étroites. Ce montage devait notamment permettre d'étudier les propriétés d'accordabilité et de dépendance à la polarisation de l'onde incidente. Après une description détaillée de ce banc, nous avons validé son fonctionnement en étudiant le comportement d'un filtre Fabry-Pérot constitué de 20 paires de couches. Le banc de caractérisation a alors permis d'analyser finement la réponse spectrale de ce filtre, en réflexion et en transmission, pour un faisceau d'éclairage de $4,5 \text{ mm}$ de diamètre. Cette opération a montré la pertinence d'utiliser ce banc pour l'étude des structures à réseau résonnant.

Les deux demi-filtres ont alors été caractérisés avec le faisceau utilisé précédemment. Cependant, cette largeur de faisceau ne permettant pas de garantir une divergence inférieure à la tolérance angulaire des demi-filtres, une amélioration du montage a dû être apportée. Une deuxième campagne de mesures a donc été menée avec un faisceau de 7 mm de diamètre. Par rapport aux mesures précédentes, elle a montré une nette amélioration des largeurs spectrales des réponses en réflexion (+21%) et en transmission (+32%), et une amélioration des coefficients de réflexion (+7%) et transmission (-42%). Ces variations se traduisent par un accroissement des pertes (+111%) dont la raison principale peut être attribuée à la diffusion sur une surface éclairée plus grande (+155%) associée à un défaut de collecte par le système de détection.

Une fois caractérisés, les deux demi-filtres ont été assemblés "substrat contre substrat" selon une procédure permettant de contrôler l'angle entre leurs directions de périodicité avec une précision voisine de $0,2^\circ$. Le filtre assemblé est maintenu dans un support réalisé

spécialement. La caractérisation spectrale du filtre complet, menée en fonction de la polarisation de l'onde incidente, a mis en évidence un décalage entre les courbes d'accordabilité expérimentale pour les polarisations s et p, alors que les courbes théoriques prédisaient un comportement identique. La raison probable de ce décalage est un déplacement du plan d'incidence lors du balayage angulaire. Néanmoins, nous montrons que les réponses spectrales du filtre pour les polarisations s et p deviennent identiques au voisinage de l'incidence de 9° correspondant à une longueur d'onde d'éclairement voisine de 1574 nm . Dans ces conditions, on mesure une largeur spectrale de $0,4 \text{ nm}$ conduisant à un facteur de qualité voisin de 4000. Enfin, on peut noter que les valeurs expérimentales optimales seraient obtenues pour un éclairement du filtre selon le plan d'incidence orthogonal à celui qui a été utilisé ici. Cette remarque, trop tardive pour être mise en œuvre dans le cadre de ces travaux, donnera prochainement lieu à une nouvelle campagne de caractérisation.

Conclusion générale

Les filtres spectraux à réseaux résonnants sont une nouvelle génération de filtres à bande étroite qui constituent une alternative très prometteuse aux filtres conventionnels multicouches Fabry-Pérot. Le pic de résonance d'un filtre à réseau résonnant peut être très fin et accordable en fonction de la longueur d'onde incidente. Ces propriétés en font des candidats de choix pour la spectroscopie spatiale embarquée.

L'objectif de ces travaux a été de concevoir, fabriquer et caractériser un filtre spectral à réseau résonnant pour la détection du dioxyde de carbone dans l'atmosphère, à partir d'un spectromètre situé à bord d'un satellite. Ce filtre devait alors répondre à un cahier des charges exigeant en raison de la spécificité du domaine d'application.

Ainsi, le filtre doit être à bande très étroite (facteur de qualité $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ proche de 10 000) avec une réflectivité moyenne hors résonance inférieure à 10^{-4} pour diminuer le bruit, fonctionnant dans le proche infra-rouge ($\lambda = 1575 \text{ nm}$) et indépendant de la polarisation de l'onde incidente. Le fonctionnement du filtre est prévu en réflexion sous incidence oblique ($\theta = 7^\circ$) pour séparer l'onde réfléchie de l'onde incidente. Enfin, le cahier des charges impose une accordabilité du filtre en longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence pour pouvoir effectuer l'analyse spectroscopique de l'atmosphère depuis un satellite en orbite.

D'après l'étude bibliographique que nous avons menée, il ressort qu'un seul type de filtres présente l'indépendance à la polarisation sous incidence oblique tout en étant accordable en fonction de l'angle d'incidence. Il s'agit de filtres à deux réseaux résonnants 1D croisés proposés par Fehrembach et al. [40] et étudiés dans la thèse de Chan Shin Yu [37]. Ainsi la conception du filtre étudié ici a été basée sur la structure à double réseaux 1D croisés.

Afin de concevoir un filtre avec les caractéristiques recherchées, un code original a été développé au sein de l'Institut de Fresnel. Il s'agit d'un code d'optimisation fusionné avec la Méthode Modale de Fourier pour le calcul sur des réseaux de diffraction. Grâce à ce code, un empilement de 6 couches dont la couche supérieure est une couche réseau a été conçu. La période du réseau est de 875 nm avec un facteur de remplissage de 0,5. La largeur spectrale théorique de la réponse de la structure est de $0,125 \text{ nm}$, correspondant à un facteur de qualité $Q = 12600$, et la réflectivité moyenne hors résonance est inférieure à $2 \cdot 10^{-4}$.

Dans la perspective de réalisation du filtre ainsi conçu, une étude de la tolérance de ses performances spectrales vis-à-vis des erreurs de fabrication a été effectuée. Cette étude a mis en évidence le paramètre de la structure le plus robuste, soit la réflectivité maximale à la résonance, ainsi que le paramètre le plus sensible, soit la réflectivité moyenne en dehors du pic de résonance. L'étude paramétrique nous a permis de prédire la dégradation possible de la réponse du filtre et de comprendre les enjeux de la fabrication avant de passer à la réalisation du filtre.

Dans le but de valider le concept théorique, le procédé complet de fabrication du filtre a été mis en place. Ce procédé met en œuvre des technologies compatibles avec la technologie CMOS. Le volet concernant la réalisation d'un empilement anti-reflet et d'un motif diffractant a été étudié. Le dépôt des couches optiques a été confié à l'équipe RCMO de l'Institut Fresnel dont c'est la spécialité. L'empilement constitué de 6 couches alternant de la silice et du pentoxyde de niobium a été déposé sur un substrat en silice fondue de un pouce de diamètre. D'après l'étude bibliographique qui a été menée, et pour des raisons de très haute résolution, de reproductibilité et de simplicité de processus, le choix technologique pour la définition du réseau dans la couche supérieure de silice s'est porté

sur la nano-impression. L'étalonnage de ce procédé a mis en évidence un rétrécissement de la période du réseau de 0,6%. Ce changement de la période étant reproductible, il a été pris en compte pendant la conception de la structure finale.

La combinaison de ces deux technologies nous a permis de réaliser deux structures constituant deux demi-filtres identiques d'environ 4 cm^2 chacun. La période du réseau fabriqué est de $874,5 \pm 0,3 \text{ nm}$ avec un facteur de remplissage proche de 0,5 et une profondeur de $44 \pm 0,6 \text{ nm}$.

Afin de déterminer expérimentalement leurs performances spectrales, les deux demi-filtres ont été caractérisés séparément avant d'être assemblés. Dans ce but, un banc de caractérisation spécifique permettant d'étudier la réponse du filtre en fonction de l'angle d'incidence a été mis en place. Ce montage a été validé par la caractérisation d'un filtre Fabry-Pérot travaillant en transmission.

La caractérisation des deux demi-filtres a été effectuée pour les diamètres de $4,5 \text{ mm}$ et 7 mm du faisceau incident. Cette caractérisation a révélé la similitude des réponses spectrales des deux demi-filtres et mis en évidence une forte augmentation des pertes que l'on a attribuée à l'augmentation de la diffusion pour le faisceau le plus large associée à un défaut de collecte par le système de détection.

Ensuite, les deux demi-filtres ont été assemblés "substrat contre substrat" et le filtre résultant a été caractérisé en fonction de la polarisation de l'onde incidente. Ceci a démontré un décalage entre les réponses spectrales en polarisation s et p . Malgré ceci, les deux réponses se superposent au voisinage de $\lambda = 1574 \text{ nm}$ qui est parfaitement dans la gamme recherchée des longueurs d'onde de travail. Les largeurs spectrales obtenues sont alors proches de $0,4 \text{ nm}$, correspondant ainsi à un facteur de qualité $Q \approx 4000$ qui, à ce stade, ne répond pas au cahier des charges. Cependant, une prochaine campagne de caractérisation selon une configuration d'éclairement optimisée devrait permettre d'améliorer ces premières performances.

Concernant les perspectives de ce travail, il est possible, sur le plan théorique, d'étendre au fonctionnement en transmission l'étude des filtres à réseaux 1D croisés fonctionnant en réflexion. Un article sur ce sujet est en cours de rédaction et l'approfondissement de cette étude est envisagé en raison de la simplicité de mise en œuvre caractérisant le filtrage en transmission.

Enfin, sur le plan pratique, de récents travaux au sein de notre équipe de recherche ont montré qu'il était envisageable de fabriquer un filtre à réseau résonnant de grande surface, pouvant atteindre 6 pouces de diamètre. Lorsqu'elle sera bien maîtrisée, la réalisation de telles structures devrait permettre d'explorer de nouveaux domaines d'application.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem. Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures. *Applied Physics Letters*, 69(27) :4154–4156, 1996.
- [2] G. Niederer, H. P. Herzig, J. Shamir, H. Thiele, M. Schnieper, and C. Zschokke. Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications. *Appl. Opt.*, 43(8) :1683–1694, Mar 2004.
- [3] A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, A. Talneau, and A. Sentenac. High q polarization independent guided-mode resonance filter with doubly periodic etched ta2o5 bidimensional grating. *J. Lightwave Technol.*, 28(14) :2037–2044, Jul 2010.
- [4] A. Monmayrant, S. Aouba, K. Chan Shin Yu, P. Arguel, A.-L. Fehrembach, A. Sentenac, and O. Gauthier-Lafaye. Experimental demonstration of 1d crossed gratings for polarization-independent high-q filtering. *Opt. Lett.*, 39(20) :6038–6041, Oct 2014.
- [5] P. Lalanne and D. Lemerancier-Lalanne. Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(2) :450–459, Feb 1997.
- [6] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9(9) :919–933, Sep 1973.
- [7] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20(3) :481–488, Mar 2003.
- [8] D. Lacour, J.-P. Plumey, G. Granet, and A.M. Ravaud. Resonant waveguide grating : Analysis of polarization independent filtering. *Optical and Quantum Electronics*, 33(4) :451–470, 2001.
- [9] J. M. Bendickson, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, and D. L. Brundrett. Guided-mode resonant subwavelength gratings : effects of finite beams and finite gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(8) :1912–1928, Aug 2001.
- [10] D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem. Resonant grating waveguide structures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(11) :2038–2059, Nov 1997.
- [11] I. A. Avrutsky, G. A. Golubenko, V. A. Sychugov, and A. V. Tishchenko. Spectral and laser characteristics of a mirror with a corrugated waveguide on its surface. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 16(8) :1063, 1986.
- [12] F. Lemarchand, A. Sentenac, and H. Giovannini. Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures. *Opt. Lett.*, 23(15) :1149–1151, Aug 1998.
- [13] A. L. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac. Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19(6) :1136–1144, Jun 2002.

- [14] F. Lemarchand, A. Sentenac, E. Cambril, and H. Giovannini. Study of the resonant behaviour of waveguide gratings : increasing the angular tolerance of guided-mode filters. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 1(4) :545, 1999.
- [15] O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach, and A. Sentenac. Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence. *J. Opt. Soc. Am. A*, 26(3) :676–679, Mar 2009.
- [16] X. M. Zhang, Q. W. Zhao, T. Zhong, A. B. Yu, E. H. Khoo, C. Lu, and A. Q. Liu. Variable nano-grating for tunable filters. In *TRANSDUCERS 2007 - 2007 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, pages 2417–2420, June 2007.
- [17] R. Magnusson and Y. Ding. Mems tunable resonant leaky mode filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(14) :1479–1481, July 2006.
- [18] A. S. P. Chang, K. J. Morton, H. Tan, P. F. Murphy, W. Wu, and S. Y. Chou. Tunable liquid crystal-resonant grating filter fabricated by nanoimprint lithography. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(19) :1457–1459, Oct 2007.
- [19] Q. Wang, D. Zhang, Y. Huang, Z. Ni, J. Chen, Y. Zhong, and S. Zhuang. Type of tunable guided-mode resonance filter based on electro-optic characteristic of polymer-dispersed liquid crystal. *Opt. Lett.*, 35(8) :1236–1238, Apr 2010.
- [20] X. Hu, Q. Chen, L. Wen, L. Jin, H. Wang, and W. Liu. Modulating spatial light by grating slot waveguides with transparent conducting oxides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(15) :1665–1668, Aug 2016.
- [21] M. J. Uddin and R. Magnusson. Guided-mode resonant thermo-optic tunable filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(15) :1412–1415, Aug 2013.
- [22] D. W. Dobbs and B. T. Cunningham. Optically tunable guided-mode resonance filter. *Appl. Opt.*, 45(28) :7286–7293, Oct 2006.
- [23] B. Sheng, H. Zhou, C. Tao, A. Zahid, Z. Ni, Y. Huang, R. Hong, and D. Zhang. Tunable and polarization-independent wedged resonance filter with 2d crossed grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, PP(99) :1–1, 2016.
- [24] Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young, and R. Magnusson. High-efficiency guided-mode resonance filter. *Opt. Lett.*, 23(19) :1556–1558, Oct 1998.
- [25] A. Mizutani, H. Kikuta, K. Nakajima, and K. Iwata. Nonpolarizing guided-mode resonant grating filter for oblique incidence. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(6) :1261–1266, Jun 2001.
- [26] S. Peng and G. M. Morris. Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings. *Opt. Lett.*, 21(8) :549–551, Apr 1996.
- [27] S. Peng and G. M. Morris. Resonant scattering from two-dimensional gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :993–1005, May 1996.
- [28] D. W. Peters, R. R. Boye, J. R. Wendt, R. A. Kellogg, S. A. Kemme, T. R. Carter, and S. Samora. Demonstration of polarization-independent resonant subwavelength grating filter arrays. *Opt. Lett.*, 35(19) :3201–3203, Oct 2010.
- [29] X.-H. Hu, K. Gong, T.-Y. Sun, and D.-M. Wu. Polarization-independent guided-mode resonance filters under oblique incidence. *Chinese Physics Letters*, 27(7) :074211, 2010.
- [30] X. Fu, K.Y., J. Shao, and Z. Fan. Nonpolarizing guided-mode resonance filter. *Opt. Lett.*, 34(2) :124–126, Jan 2009.

- [31] T. Alasaarela, D. Zheng, L. Huang, A. Priimagi, B. Bai, A. Tervonen, S. Honkanen, M. Kuittinen, and J. Turunen. Single-layer one-dimensional nonpolarizing guided-mode resonance filters under normal incidence. *Opt. Lett.*, 36(13) :2411–2413, Jul 2011.
- [32] M. R. Saleem, D. Zheng, B. Bai, P. Stenberg, M. Kuittinen, S. Honkanen, and J. Turunen. Replicable one-dimensional non-polarizing guided mode resonance gratings under normal incidence. *Opt. Express*, 20(15) :16974–16980, Jul 2012.
- [33] M. R. Saleem, S. Honkanen, and J. Turunen. Nonpolarizing single layer inorganic and double layer organic-inorganic one-dimensional guided mode resonance filters. In Georg von Freymann, Winston V. Schoenfeld, and Raymond C. Rumpf, editors, *Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics VI*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, mar 2013.
- [34] Y. Y. Li, C. Hu, Y. C. Wu, J. J. Chen, and H. H. Feng. Numerical investigation of one-dimensional nonpolarizing guided-mode resonance gratings with conformal dielectric films. *Opt. Express*, 21(1) :345–357, Jan 2013.
- [35] D. Lacour, G. Granet, J.-P. Plumey, and A. Mure-Ravaud. Polarization independence of a one-dimensional grating in conical mounting. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20(8) :1546–1552, Aug 2003.
- [36] G. Niederer, W. Nakagawa, H. P. Herzig, and H. Thiele. Design and characterization of a tunable polarization-independent resonant grating filter. *Opt. Express*, 13(6) :2196–2200, Mar 2005.
- [37] K. Chan Shin Yu. *Study of a double resonant network filter for embedded spectroscopy*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, January 2012.
- [38] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, O. Parriaux, U. Kroll, H.-J. Fuchs, and D. Schelle. Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22(12) :2799–2803, Dec 2005.
- [39] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, and A. Sentenac. High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of 60. *Applied Physics Letters*, 92(13), 2008.
- [40] A.-L. Fehrembach, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, P. Arguel, A. Sentenac, and O. Gauthier-Lafaye. Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings. *Opt. Lett.*, 36(9) :1662–1664, May 2011.
- [41] W. Wang, Q. Liu, G. Zhu, X. Li, S. He, T. Sa, X. Gao, and Y. Wang. Polarization-insensitive concentric circular grating filters featuring a couple of resonant peaks. *IEEE Photonics Journal*, 7(5) :1–10, Oct 2015.
- [42] S. Tibuleac and R. Magnusson. Reflection and transmission guided-mode resonance filters. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(7) :1617–1626, Jul 1997.
- [43] J. S. Patel and S.-D. Lee. Electrically tunable and polarization insensitive fabry-perot étalon with a liquid-crystal film. *Applied Physics Letters*, 58(22) :2491–2493, 1991.
- [44] J.-H. Lee, H.-R. Kim, and S.-D. Lee. Polarization-insensitive wavelength selection in an axially symmetric liquid-crystal fabry-perot filter. *Applied Physics Letters*, 75(6) :859–861, 1999.

- [45] K. Hirabayashi and T. Kurokawa. A tunable polarization-independent liquid-crystal fabry-perot interferometer filter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(7) :740–742, July 1992.
- [46] H. Tsuda, T. Yoshizawa, K. Hirabayashi, and T. Kurokawa. Polarization-independent tunable liquid-crystal fabry-perot interferometer filters. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35(4R) :2156, 1996.
- [47] Y. Morita and K. M. Johnson. Polarization-insensitive tunable liquid crystal fabry-perot filter incorporating polymer liquid crystal waveplates, 1998.
- [48] K.-C. Lin and W.-C. Chuang. Polarization-independent and electronically tunable fabry perot etalons with cross-orthogonal liquid-crystal layers. *Microwave and Optical Technology Letters*, 38(6) :475–477, jul 2003.
- [49] T. Kataoka, S. E. Day, D. R. Selviah, and A. Fernández. Polarization-insensitive liquid-crystal fabry-perot tunable optical filter. *SID Symposium Digest*, 35(1) :1530, 2004.
- [50] E.-A. Dorjgotov, A. K. Bhowmik, and P. J. Bos. Switchable polarization-independent liquid-crystal fabry-perot filter. *Appl. Opt.*, 48(1) :74–79, Jan 2009.
- [51] D. P. Bertsekas. *Nonlinear Programming*. Athena Scientific, 1999.
- [52] F. Lemarchand. Application of clustering global optimization to thin film design problems. *Opt. Express*, 22(5) :5166–5176, Mar 2014.
- [53] N. Kaiser and H. K. Pulker, editors. *Optical Interference Coatings (Springer Series in Optical Sciences)*. Springer, 2010.
- [54] F. Larramendy, L. Mazenq, P. Temple-Boyer, and L. Nicu. Three-dimensional closed microfluidic channel fabrication by stepper projection single step lithography : the diabolito effect. *Lab Chip*, 12 :387–390, 2012.
- [55] M. Niraula, J. W. Yoon, and R. Magnusson. Mode-coupling mechanisms of resonant transmission filters. *Opt. Express*, 22(21) :25817–25829, Oct 2014.
- [56] K. Chan Shin Yu, S. Aouba, and P. Arguel. Réalisation et résultats de caractérisation des filtres. Technical report, LAAS-CNRS, 2013.
- [57] TEVAK Company Ltd. HELIOS family. <http://www.tevak.cz/rubrika/258-Leybold-optics-Precision-Optics-HELIOS/index.htm>, 2011. [Online; accessed 04-August-2016].
- [58] A. Zöllner, H. Hagedorn, and J. Pistner W. Lehnert, M. Scherer, and Alzenau. Plasma assisted reactive magnetron sputtering of high performance interference filters. In *Proceedings of The Vacuum Symposium 2012*, 2012. [Online; accessed 04-August-2016].
- [59] T. Begou, H. Krol, C. Hecquet, C. Bondet, J. Lumeau, C. Grezes-Besset, and M. Lequime. Optical filters for uv to near ir space applications. In *Proceedings of the International Conference on Space Optics 2014*, 2014.
- [60] D. M. Tennant, T. L. Koch, P. P. Mulgrew, R. P. Gnall, F. Ostermeyer, and J-M. Verdiell. Characterization of near field holography grating masks for optoelectronics fabricated by electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 10(6) :2530–2535, 1992.
- [61] T. Glaser, S. Schröter, R. Pöhlmann, H-J. Fuchs, and H. Bartel. High-efficiency binary phase-transmission-grating using e-beam lithography. *Journal of Modern Optics*, 45(7) :1487–1494, 1998.

- [62] G. A. DeRose, L. Zhu, J. M. Choi, J. K. S. Poon, A. Yariv, and A. Scherer. Two-dimensional bragg grating lasers defined by electron-beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 24(6) :2926–2930, 2006.
- [63] S. A. Masturzo, J. M. Yarrison-Rice, H. E. Jackson, and J. T. Boyd. Grating couplers fabricated by electron-beam lithography for coupling free-space light into nanophotonic devices. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 6(6) :622–626, Nov 2007.
- [64] Y. R. Zhao, Z. K. Lei, Y. M. Xing, X. H. Hou, and P. C. Bai. Fabricating parameters optimization of high frequency grating by multi-scanning electron beam method. *Experimental Mechanics*, 54(1) :45–55, 2014.
- [65] J. Bolten, N. Koo, T. Wahlbrink, and H. Kurz. Definition of 15 nm half pitch grating structures by electron beam lithography double exposure techniques. *Microelectronic Engineering*, 110 :224 – 228, 2013.
- [66] L. R. Harriott. Scalpel : projection electron beam lithography. In *Particle Accelerator Conference, 1999. Proceedings of the 1999*, volume 1, pages 595–599 vol.1, 1999.
- [67] V. Kuiper, B. J. Kampherbeek, M. J. Wieland, G. de Boer, G. F. ten Berge, J. Boers, R. Jager, T. van de Peut, J. J. M. Peijster, E. Slot, S. W. H. K. Steenbrink, T. F. Teepen, and A. H. V. van Veen. Mapper : high throughput maskless lithography. In Uwe F. W. Behringer, editor, *25th European Mask and Lithography Conference*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, jan 2009.
- [68] T. Shiokawa, Y. Aoyagi, P. H. Kim, K. Toyoda, and S. Namba. 30 nm line fabrication on pmma resist by fine focused be ion beam. *Japanese Journal of Applied Physics*, 23(4A) :L232, 1984.
- [69] D. Urbańczyk, A. Wójcik-Jedlińska, J. Muszalski, A. Laszcz, M. Pluska, M. Gebski, T. Czyszanowski, A. Czerwinski, and M. Bugajski. Optical examination of high contrast grating fabricated by focused-ion beam etching. *Optical and Quantum Electronics*, 48(4) :1–9, 2016.
- [70] K. E. Zinoviev, C. Dominguez, and A. Vilà. Diffraction grating couplers milled in si₃n₄ rib waveguides with a focused ion beam. *Opt. Express*, 13(21) :8618–8624, Oct 2005.
- [71] M. S. Alias, H.-Y. Liao, T. K. Ng, and B. S. Ooi. Charging suppression in focused-ion beam fabrication of visible subwavelength dielectric grating reflector using electron conducting polymer. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 33(6), 2015.
- [72] N. Das, A. Karar, M.I Vasiliev, C. L. Tan, K. Alameh, and Y. T. Lee. Analysis of nano-grating-assisted light absorption enhancement in metal-semiconductor-metal photodetectors patterned using focused ion-beam lithography. *Optics Communications*, 284(6) :1694 – 1700, 2011.
- [73] J.-C. Zhang, Y.-W. Liu, C.-L. Huang, Q.-Q. Zhang, Y. Yi, Y. Zeng, X.-L. Zhu, Q.-P. Fan, F. Qian, L. Wei, H.-B. Wang, W.-D. Wu, and L.-F. Cao. Diffraction properties for 1000 line/mm free-standing quantum-dot-array diffraction grating fabricated by focused ion beam. *Chinese Physics Letters*, 31(12) :124204, 2014.
- [74] K. Chaganti, I. Salakhutdinov, I. Avrutsky, G. W. Auner, and J. Mansfield. Sub-micron grating fabrication on hafnium oxide thin-film waveguides with focused ion-beam milling. *Opt. Express*, 14(4) :1505–1511, Feb 2006.

- [75] M. Ding, P. Wang, T. Lee, and G. Brambilla. Focused ion beam engraved phase-shifted bragg grating microcavity resonator. 2011.
- [76] E. S. Snow, P. M. Campbell, and P. J. McMarr. Fabrication of silicon nanostructures with a scanning tunneling microscope. *Applied Physics Letters*, 63(6) :749–751, 1993.
- [77] A. Archer, J. M. Hetrick, M. H. Nayfeh, and I. Adesida. Nanofabrication on electron beam resist using scanning tunneling microscopy. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 12(6) :3166–3170, 1994.
- [78] Y. Yan, Y. He, Y. Geng, Z. Hu, and X. Zhao. Characterization study on machining PMMA thin-film using AFM tip-based dynamic plowing lithography. *Scanning*, pages n/a–n/a, feb 2016.
- [79] M. E. Pumarol, Y. Miyahara, R. Gagnon, and P. Grütter. Controlled deposition of gold nanodots using non-contact atomic force microscopy. *Nanotechnology*, 16(8) :1083, 2005.
- [80] M. S. Johannes, D. G. Cole, and R. L. Clark. Atomic force microscope based nanofabrication of master pattern molds for use in soft lithography. *Applied Physics Letters*, 91(12), 2007.
- [81] J.R. Tucker and T.-C. Shen. Prospects for atomically ordered device structures based on {STM} lithography. *Solid-State Electronics*, 42(7-8) :1061 – 1067, 1998.
- [82] A. Cotel. Meter-size gratings for multi-petawatt lasers. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page SM2M.2. Optical Society of America, 2016.
- [83] HORIBA Scientific. Gold Coated Master Pulse Compression Gratings. <http://www.horiba.com/scientific/products/diffraction-gratings/for-scientific-applications/gold-coated-pulse-compression/>, 2013. [Online ; accessed 30-September-2016].
- [84] T. Imazono, M. Ishino, M. Koike, H. Sasai, and K. Sano. Fabrication and evaluation of a wideband multilayer laminar-type holographic grating for use with a soft-x-ray flat-field spectrograph in the region of 1.7 kev. *Appl. Opt.*, 46(28) :7054–7060, Oct 2007.
- [85] A. J. Wolf, H. Hauser, V. Kübler, C. Walk, O. Höhn, and B. Bläsi. Origination of nano- and microstructures on large areas by interference lithography. *Microelectronic Engineering*, 98 :293 – 296, 2012. Special issue {MNE} 2011 - Part {II}.
- [86] C. Lin, S. Yan, and F. You. Fabrication and characterization of short-period double-layer cross-grating with holographic lithography. *Optics Communications*, 383 :17 – 25, 2016.
- [87] A. Rank, T. Kunze, T. Hoffmann, and A. F. Lasagni. Direct laser interference patterning of nickel molds for hot embossing of polymers. *Advanced Engineering Materials*, 18(7) :1280–1288, mar 2016.
- [88] J. G. Goodberlet. Patterning 100 nm features using deep-ultraviolet contact photolithography. *Appl. Phys. Lett.*, 76(6) :667, 2000.
- [89] L. Stuerzebecher, F. Fuchs, T. Harzendorf, and U. D. Zeitner. Pulse compression grating fabrication by diffractive proximity photolithography. *Optics Letters*, 39(4) :1042, feb 2014.
- [90] B. D. Gates, Q. Xu, M. Stewart, D. Ryan, C. G. Willson, and G. M. Whitesides. New approaches to nanofabrication : molding, printing, and other techniques. *Chemical Reviews*, 105(4) :1171–1196, apr 2005.

- [91] F. Jensen, E. Shkondin, O. Takayama, P. V. Larsen, M. D. Mar, R. Malureanu, and A. V. Lavrinenko. Fabrication of deep-profile al-doped ZnO one- and two-dimensional lattices as plasmonic elements. In Satoshi Kawata and Din Ping Tsai, editors, *Plasmonics : Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XIV*. SPIE-Intl Soc Optical Eng, sep 2016.
- [92] S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. J. Renstrom. Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers. *Applied Physics Letters*, 67(21) :3114, 1995.
- [93] M.D. Austin, W. Zhang, H. Ge, D. Wasserman, S. A. Lyon, and S. Y. Chou. 6 nm half-pitch lines and 0.04 μm 2 static random access memory patterns by nanoimprint lithography. *Nanotechnology*, 16(8) :1058–1061, may 2005.
- [94] A. Pimpin and W. Srituravanich. Review on micro- and nanolithography techniques and their applications. *Engineering Journal*, 16(1) :37–56, jan 2012.
- [95] H. Schiff, S. Park, B. Jung, C.-G. Choi, C.-S. Kee, S.-P. Han, K.-B. Yoon, and J. Gobrecht. Fabrication of polymer photonic crystals using nanoimprint lithography. *Nanotechnology*, 16(5) :S261–S265, mar 2005.
- [96] Y. Kanamori, H.i Katsube, T. Furuta, Sh. Hasegawa, and K. Hane. Design and fabrication of structural color filters with polymer-based guided-mode resonant gratings by nanoimprint lithography. *Japanese Journal of Applied Physics*, 48(6) :06FH04, jun 2009.
- [97] S. F. Lin, S. W. Zheng, and J. Y. Chang. Nano-imprint method for metal-assisted guided mode resonance biosensor. In *Microoptics Conference (MOC), 2013 18th*, pages 1–2, Oct 2013.
- [98] R. Magnusson, M. Shokooh-Saremi, Y. Hu, K. J. Lee, S. J. W. Platzter, A. K. Nebioglu, S. Zimmerman, and D. Wawro. Fabrication of guided-mode resonance elements by nanoimprint lithography. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 10(3) :1606–1615, mar 2010.
- [99] L. Zhao, Y. Jin, J. Li, H. Deng, H. Li, K. Huang, L. Cui, and D. Zheng. Fabrication of nb superconducting nanowires by nanoimprint lithography. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 25(3) :1–5, jun 2015.
- [100] M. Hornung, R. Ji, M. Verschuuren, and R. van den Laar. 6 inch full field wafer size nanoimprint lithography for photonic crystals patterning. In *Nanotechnology (IEEE-NANO), 2010 10th IEEE Conference on*, pages 339–342, Aug 2010.
- [101] S. H. Ahn and L. J. Guo. Large-area roll-to-roll and roll-to-plate nanoimprint lithography : A step toward high-throughput application of continuous nanoimprinting. *ACS Nano*, 3(8) :2304–2310, aug 2009.
- [102] S. H. Ahn and L. J. Guo. High-speed roll-to-roll nanoimprint lithography on flexible plastic substrates. *Adv. Mater.*, 20(11) :2044–2049, jun 2008.
- [103] W.-K. Kuo and Y.-Q. Luo. Implementation of guided-mode resonance optical filter using two-step nanoimprinting process. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*. The Optical Society, 2016.
- [104] Y.-P. Chen, Y.-P. Lee, J.-H. Chang, and L. A. Wang. Fabrication of concave gratings by curved surface UV-nanoimprint lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 26(5) :1690, 2008.
- [105] Ventex corporation. Canon Stepper Specification FPA-3000i4. <http://www.sil-tronix-st.com/home/silicon-wafers/silicon-wafer-specifications>, 2006. [Online; accessed 23-August-2016].

- [106] Sil'tronix. Silicon wafer specifications. <http://www.sil-tronix-st.com/home/silicon-wafers/silicon-wafer-specifications>, 2005. [Online; accessed 23-August-2016].
- [107] MicroChemicals. Antireflective Coating AZ Barli (BARC). http://www.microchemicals.com/products/photoresists/antireflective_coating.html, 2002. [Online; accessed 23-August-2016].
- [108] Shipley. Microposit®MF®CD-26 Developer. http://microchem.com/products/images/uploads/MF_CD_26_Data_Sheet.pdf. [Online; accessed 24-August-2016].
- [109] M. Schaepekens and G. S. Oehrlein. Asymmetric microtrenching during inductively coupled plasma oxide etching in the presence of a weak magnetic field. *Applied Physics Letters*, 72(11) :1293, 1998.
- [110] P. Arguel. *Conception et technologie de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant par la surface au moyen de réflecteurs de Bragg distribués*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, December 1995.
- [111] Zeon. Zeonor®basic properties. http://www.zeon.co.jp/business_e/enterprise/speplast/speplast2_9.html, 2010. [Online; accessed 23-August-2016].
- [112] Nanonex. Nanonex Nanoimprinter Family. <http://www.nanonex.com/machines.htm>, 2005. [Online; accessed 04-October-2016].
- [113] Micro Resist Technology. UV-curable polymer for UV-based nanoimprint lithography, mr-UVCur21-fast curing polymer system for pattern transfer. <http://www.microresist.de/en/products/mr-uvcur21-series>, 2015. [Online; accessed 13-September-2016].
- [114] Santec. Tunable Laser TSL-510 Discontinued as of March 31. <http://www.santec.com/en/products/instruments/tunablelaser/tsl-510>, 2016. [Online; accessed 26-September-2016].
- [115] Thorlabs. PRM1Z8 Motorized Precision Rotation Stage (Imperial) . <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PRM1Z8>, 2009. [Online; accessed 26-September-2016].
- [116] Thorlabs. NR360S/M - NanoRotator Stage with SM2-Threaded Center Hole, Metric . <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=NR360S/M>, 2009. [Online; accessed 26-September-2016].
- [117] New Imaging Technologies. WDR InGaAs Product Range. <http://www.new-imaging-technologies.com/ingaas-products.html>, 2014. [Online; accessed 26-September-2016].

Nouveaux concepts de filtres spectraux ultra-sélectifs pour spectroscopie embarquée

Les filtres spectraux à réseaux résonants, ou GMRF (Guided-Mode Resonance Filters), sont une nouvelle génération de filtres à bande étroite et constituent une alternative très prometteuse aux filtres conventionnels multicouches Fabry-Pérot. Le pic de résonance d'un GMRF peut être très fin spectralement et de longueur d'onde de centrage accordable en fonction de l'angle d'incidence. Ces propriétés sont particulièrement importantes pour la spectroscopie.

Les travaux antérieurs ont permis de mettre en œuvre une structure originale comportant deux réseaux 1D croisés. Les performances de ce filtre surpassent celles des filtres conventionnels par leur réponse spectrale subnanométrique, leur accordabilité, et leur capacité à s'affranchir de l'influence de la polarisation de l'onde incidente sous incidence oblique. Le but de ce travail est d'explorer les performances ultimes de ce type de dispositif en termes de résolution et taux de réjection, par une approche mêlant théorie, technologie et caractérisation. Nous présentons des résultats expérimentaux d'un filtre en réflexion indépendant de la polarisation, accordable sur 40 nm avec $8,3 \text{ nm}/^\circ$ d'accordabilité, ayant une réflexion de 10^{-3} sur une plage de 90 nm en dehors de la résonance et un facteur de qualité supérieur à 5000.

Mots-clés : filtre optique – filtre spectral – bande-étroite - réseau résonnant – indépendance à la polarisation – accordabilité spectrale - résonance de mode guidée – sub-longueur d'onde - nanophotonique – nanoimprint – spectroscopie embarquée – spectroscopie infrarouge – caractérisation spectrale

New ultra-narrow band optical filters for embedded spectroscopy

Guided Mode Resonance Filters (GMRF) are a new generation of narrowband optical filters and are a very promising alternative to conventional multilayer Fabry-Perot filters. The resonance peak of GMRF can be spectrally extremely thin and with a centering wavelength tunable according to the angle of incidence of the light. These properties are particularly important for spectroscopy.

Previous works have helped to implement an original structure with two 1D crossed gratings. The performance of this filter overpasses those of conventional filters in their spectral subnanometric response, tunability and their ability to overcome the influence of the polarization of the incident wave under oblique incidence. The aim of this work is to explore the final performances of such devices in terms of resolution and rejection rate, thanks to an approach combining theory, fabrication technology and characterization. We present experimental results of a polarization independent reflective filter, tunable over 40 nm with a tunability of $8.3 \text{ nm}/^\circ$, having a reflection of 10^{-3} on a 90 nm range outside the resonance and a quality factor over 5000.

Keywords : optical filter – spectral filter - narrow band - resonant grating - polarization independence - tunability – guided-mode resonance - subwavelength - nanophotonics - nanoimprint - embedded spectroscopy - infrared spectroscopy – spectral characterization