N°d'ordre NNT : 2024ISAL0005

THESE de DOCTORAT DE L'INSA LYON, membre de l'Université de Lyon

Ecole Doctorale N° 160
Electronique, Electrotechnique, Automatique

Spécialité/ discipline de doctorat :
Electronique, micro et nanoélectronique, optique et laser

Soutenue publiquement le 23/01/2024, par :
Théo Girerd

Interrogation en phase par holographie au voisinage de singularités de cristaux photoniques : application à la réalisation de capteurs à haute sensibilité

Devant le jury composé de :

DAGENS, Béatrice	Directrice de recherche, UPS-11	Présidente
LEREU, Aude	Directrice de recherche, Institut Fresnel	Rapportrice
CLUZEL, Benoit	Professeur des Universités, UB	Rapporteur
BAIDA, Fadi	Professeur des Universités, UBFC	Examinateur
HADJI, Emmanuel	Ingénieur de recherche CEA (HDR)	Examinateur
MANDORLO, Fabien	Maître de conférences (HDR), INL	Directeur de thèse
FERRIER, Lydie,	Maître de conférences, INL	Co-directrice de thèse
BERGUIGA, Lotfi,	Ingénieur de recherche, INL	Co-directeur de thèse

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
ED 206 CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	**M. Stéphane DANIELE** C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
ED 341 E2M2	**ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION** http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	**Mme Sandrine CHARLES** Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX e2m2.codir@listes.univ-lyon1.fr
ED 205 EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ** http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	**Mme Sylvie RICARD-BLUM** Laboratoire ICBMS - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
ED 34 EDML	**MATÉRIAUX DE LYON** http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	**M. Stéphane BENAYOUN** Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
ED 160 EEA	**ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	**M. Philippe DELACHARTRE** INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
ED 512 INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES** http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	**M. Hamamache KHEDDOUCI** Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 direction.infomaths@listes.univ-lyon1.fr
ED 162 MEGA	**MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	**M. Jocelyn BONJOUR** INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ED 483 ScSo	**ScSo**[1] https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	**M. Bruno MILLY** (INSA : J.Y. TOUSSAINT) Univ. Lyon 2 Campus Berges du Rhône 18, quai Claude Bernard 69365 LYON CEDEX 07 Bureau BEL 319 bruno.milly@univ-lyon2.fr

[1] ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Remerciement

L'achèvement de mon doctorat marque la fin de mon cursus universitaire et mon arrivée vers... autre chose. Ces trois dernières années m'auront beaucoup appris, tant sur le plan professionnel et scientifique que sur le plan personnel et humain. L'achèvement de ce projet n'aurait pas été possible sans le soutien précieux de nombreuses personnes, que je tiens à remercier.

Tout d'abord, mes encadrant·e·s de thèse, à commencer par Fabien Mandorlo, pour nos nombreuses discussions et pour toute l'aide que tu as pu m'apporter, Lotfi Berguiga, pour nos longs échanges concernant les aspects expérimentaux et plus globalement pour l'ensemble des connaissance que tu as pu me transmettre. Enfin je remercie Lydie Ferrier pour la fabrication des structures, son aide concernant l'aspect simulation numérique ainsi que sa participation active à la mise en place du projet. Enfin, je tiens à remercier l'ensemble des personnes ayant composé mon jury pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Ma gratitude s'étend également à tous les membres de l'équipe CaptBioPhot avec qui j'ai pu interagir, Taha, Cécile, Céline, Xavier mais aussi plus largement à l'ensemble du laboratoire de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) pour leur accueil. Mention spéciale à mes ami·e·s doctorant·e·s Alestair Wilson, Huiru Ren, Jérémy Dumoulin et Eva Kempf. Merci à vous pour tous ces super moments, votre soutien quotidien a été d'une grande importance pour moi ! Merci également aux formidables Benjamin Fornacciari, Maxime Gayrard et Jean-Charles Roux pour nos longs repas du midi, nos quelques bières et nos sorties toujours animées en manifestations. Échanger avec vous aura toujours été stimulant et je retiendrais un grand nombre des discussions que nous avons pu avoir.

Enfin, je souhaite exprimer ma plus grande reconnaissance envers celles et ceux sans qui cette aventure n'aurait pas été possible. Je pense notamment à mes parents et à ma sœur Lola, qui grâce à leur écoute et leurs conseils m'ont donné la force dont j'avais besoin pour poursuivre ce travail de thèse. Les liens qui nous unissent sont ce que j'ai de plus

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

précieux. Je remercie également, mais ami·e·s (dont certain·e·s ont déjà pu être cité·e·s plus haut) Yoann, Lauren, Laureline, Martin, Léo, Tiff et tant d'autres. Merci à vous pour tous nos moments partagés, ces instants valent de l'or ! Je tiens également à faire une mention spéciale pour mon binôme de longue date Théodore Remark aka Ouzo. Merci à toi pour tes conseils et nos nombreuses parties de play à discuter. Ce moment marque le début de notre nouvelle aventure qui j'en suis sûr sera palpitante.

Enfin, j'écris ces derniers mots en sachant qu'aucun d'entre eux ne pourra être à la hauteur de ce que je te dois, merci 1000 fois Mathilde pour ton soutien quotidien, pour nos échanges stimulants, ta joie de vivre et par dessus tout, ton amour.
T.O

"*Si t'es au stud' comme à l'usine, Babylone a gagné* - Népal"

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Page de garde **2**

Ecoles Doctorales **4**

Remerciement **4**

Notations **9**

Introduction **12**

1 Capteurs optiques à nano-transducteurs, contexte et positionnement du sujet **16**

1.1 Capteurs optiques à nano-transducteurs : contexte 17

1.1.1 Capteurs à transducteurs métalliques 17

1.1.2 Capteurs à transducteur diélectrique 21

1.1.3 Capteurs à transducteur optique : bilan 30

1.2 Interrogation en phase de nanotransducteurs photoniques : concepts de base 30

1.2.1 Spectres optiques associés aux cavités photoniques 30

1.2.2 Métrique des capteurs 33

1.2.3 Méthodes d'interrogation en phase de nano-transducteurs 37

1.2.4 Interrogation en phase de transducteur proche de singularité 39

1.3 Conclusion 43

1.4 Approche de la thèse : détection par interrogation en phase de cristaux photoniques proches de singularités de phase 44

2 Vers un capteur ultrasensible : accordabilité du couplage critique dans des structures à modes optiques Tamm **46**

2.1 Couplage critique dans des structures à modes optiques Tamm planaires . 47

2.1.1 Concepts fondamentaux 47

2.1.2 Couplage critique dans les structures Tamm planaires 50

2.2 Mode Tamm : vers un capteur ultrasensible 53

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.1 Théorie des modes couplés temporelle (TMCT) 53
2.2.2 Sensibilité en phase calculée à partir de la TMCT 57
2.2.3 Structuration métallique : vers l'accordabilité du couplage critique . 59
2.2.4 Impact de l'angle d'incidence sur le couplage critique 62
2.2.5 Fabrication des structures 64
2.3 Tamm structurés : caractérisation optique 68
2.3.1 Mesures spectrales en μ-réflectivité 68
2.3.2 Précautions expérimentales pour la mesure des spectres 71
2.3.3 Extraction des grandeurs associées aux résonances (Q, r_{min}, λ_{res}) . . 72
2.4 Validation de l'ajustement du couplage critique par la structuration 73
2.5 Conclusion 76

3 Interrogation en phase de structures Tamm proches du couplage critique : application à un capteur de température 77
3.1 Principe de fonctionnement de l'interrogation en phase 78
3.1.1 Principe de l'holographie 78
3.1.2 Interférences d'Young 80
3.1.3 Interféromètre pseudo-hétérodyne 82
3.1.4 Interféromètre à chemin commun 83
3.1.5 Module holographiques 84
3.1.6 Validation expérimentale du montage 90
3.2 Transducteur Tamm : application à un capteur de température 95
3.2.1 Calibration et mise en place du protocole de chauffage 96
3.2.2 Mesure indirecte de la sensibilité en phase 99
3.2.3 Interrogation en phase des structures Tamm 101
3.2.4 Impact du couplage critique sur la sensibilité en phase S_ϕ 109
3.3 Discussion 111
3.3.1 Propriétés des résonances en fonction de la technique de mesure utilisée 111
3.3.2 Amélioration de la ligne optique 112

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.3.3 Limite de détection du capteur . . . 115
3.4 Conclusion . . . 116

4 Transducteurs optimisés pour la détection de gaz 120
4.1 Transducteur adapté aux mesures de gaz . . . 121
4.1.1 Limites des modes optiques Tamm pour la détection de gaz . . . 121
4.1.2 Structure tout diélectrique : Bloch Surface Wave (BSW) . . . 123
4.1.3 Pertinence des Bloch Surface Wave pour les mesures de gaz . . . 126
4.2 Optimisation des BSW pour une application de capteur de gaz ultrasensible 129
4.2.1 Couplage critique pour les modes Bloch Surface Wave . . . 129
4.2.2 Structuration périodique de la couche en PMMA . . . 131
4.2.3 Validation expérimentale de l'accordabilité des BSW au couplage critique . . . 134
4.2.4 Mesure indirecte de la sensibilité en phase des BSW . . . 136
4.2.5 Mise en oeuvre expérimentale pour la mesure de gaz . . . 137
4.3 Conclusion . . . 138

5 Conclusion et perspectives 140

Liste des figures 145

Liste des Tableaux 148

6 Annexe 149
FDTD/RCWA . . . 149
Rigorous coupled-wave analysis (RCWA) . . . 150
Finite Difference Time Domain (FDTD) . . . 152
RCWA et FDTD : Comparaison et limites . . . 155
Algorithme de Lee pour la génération d'hologrammes . . . 155

Références 157

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Notations

α = Coefficient de dilatation thermique linéique (K^{-1})
a = Période du réseau (nm)
A_0 = Amplitude des faisceaux avant réflexion sur l'échantillon
A_{ref} = Amplitude du faisceau de référence après réflexion sur l'échantillon
A_{test} = Amplitude du faisceau test après réflexion sur l'échantillon.
$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i$ = Décalage spectral (nm)
$\Delta\lambda_{FWHM}$ = Largeur spectrale à mi-hauteur des résonances (nm)
$\Delta\phi$ = Saut de phase à la réflexion (rad)
ϵ = Permittivité (Fm^{-1})
η = Rapport de recouvrement
$\frac{dn}{dT}$ = Dépendance de la partie réelle de l'indice de réfraction vis à vis de la température (RIU/°C)
κ = Coefficient d'absorption
Λ = Espacement des interfranges
λ = Longueur d'onde (nm)
Λ = Période (m)
λ_{res} = Longueur d'onde de résonance (nm)
λ_B = Longueur d'onde de Bragg (nm)
ω = Pulsation (rad.Hz)
$\omega_{\mu R}$ = Waist du faisceau Gaussien associé au banc de micro-réflectivité
ω_{FO} = Waist du mode dans la fibre optique (μm)
ω_h = Waist de l'enveloppe Gaussienne $\Upsilon(x, y)$
ϕ = Phase à la réflexion (degré)
ϕ_{ref} = Phase après la réflection sur la surface de référence (DBR)
ϕ_{test} = Phase après la réflection sur le transducteur (DBR)
ϕ_u= Phase à la réflexion d'un Tamm hors résonance (degré)
σ_λ = Incertitude sur λ_{res} (nm)
σ_ϕ = Incertitude sur la phase (rad)
σ_i = Écart-type associé à la grandeur i
σ_R = Incertitude sur la réflectivité
τ_{rad} = Durée de vie associée aux pertes radiatives (s)
τ_{trans} = Taux de perte par transmission (Hz)
τ_i = Durée de vie associée aux pertes internes (s)
θ = Angle d'incidence (°)
$\tilde{n}$ = Indice de réfraction complexe (RIU)
$\Upsilon(x, y)$ = Enveloppe Gaussienne de l'interférogramme
$\vec{E}$ = Champ électrique ($V.m^{-1}$)
$\vec{H}$ = Champ magnétique ($A.m^{-1}$)
c = Vitesse de la lumière (ms^{-1})
f_L = Distance focale (mm)
f_{mod} = Fréquence de modulation hétérodyne
h = Épaisseur d'une couche (nm)
h_{PMMA} = Épaisseur de la couche en polymère PMMA
$I_{in}(x, y, t)$ = Hologramme avant interaction avec le Tamm
$I_{out}(x, y, t)$ = Hologramme après interaction avec le Tamm

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

I_{tot} = Intensité optique (Wm^{-2})
$\vec{k}$= Vecteur d'onde (m^{-1})
n = Indice de réfraction (RIU)
n_{eff} = Indice de réfraction effectif (RIU)
r = Coefficient de réflexion complexe en amplitude
R = Réflectivité
$|r_{ref}|$ = Module du coefficient de réflexion associé à la surface de référence
$|r_{test}|$ = Module du coefficient de réflexion associé au transducteur
r_{DBR} = Coefficient de réflexion complexe d'une onde se réfléchissant sur un DBR
R_{DMD} = Résolution du DMD
r_{min} = Coefficient de réflexion à la résonance
r_M = Coefficient de réflexion complexe d'une onde se réfléchissant sur un métal
r_u = Coefficient de réflexion complexe d'un Tamm hors résonance
S_λ = Sensibilité en longueur d'onde (nm/RIU)
S_ϕ = Sensibilité en phase (rad/RIU)
S_R = Sensibilité en réflectivité (/RIU)
t = Coefficient de transmission complexe en amplitude
T = Transmission en puissance
v_g = Vitesse de groupe (ms^{-1})
w= Largeurs des tiges métalliques (nm)
W_{fente} = Largeur de la fente
$< x >$ = Moyenne associée à la grandeur x
BIC = Bound states in the continum
BSW = Bloch Surface Wave
CC = Couplage critique
CL = Conditions aux limites
CP = Cristal photonique
CT = Contrôleur de température
DBR = Distributed Bragg Reflector
DMD = Digital Micro-mirror Device
EM = Electromagnétique
EP = Point exceptionnel
FBG = Fiber Bragg Grating
FDTD = Finite Difference Time Domain
FF = Facteur de remplissage
FFT = Fast Fourier Transform
FO = Fibre Optique
HGO = Holographie Générée par Ordinateur
LED = Light-Emitting Diode = diode électroluminescente
LOD = Limite de détection (RIU)
LSPR = Localized Surface Plasmon Resonance
MEB = Microscope électronique à balayage
MEF = Méthode des éléments finis
NP = Nanoparticules
OEM = Onde Electromagnétique
OSA = Analyseur de spectre
PECVD = Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition.
PMC = Perfect magnetic conductor
PML = Perfectly matched layer.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

PMMA = Polyméthacrylate de méthyle
Q = Facteur de qualité
RCWA = Rigorous coupled-wave analysis
RIU = Refractive Index Unit
SLM = Spatial Light Modulator = modulateur spatial de lumière
SNR = rapport signal sur bruit
SPR = Surface Plasmon Resonance
TE = Polarisation transverse électrique
TM = Polarisation transverse magnétique
TMC = Théorie des modes couplés
TMCT = Théorie des Modes Couplés Temporelle
TMM = Méthode des matrices de transferts
WGM = Whispering Gallery Mode

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

La révolution industrielle a permis de concevoir une grande variété de nouvelles technologies (automobile, télécommunication, électronique, informatique, etc). Cette augmentation drastique du nombre de procédés et de technologies a deux impacts majeurs sur nos besoins en termes de capteurs.
Premièrement, les étapes de fabrication sont de plus en plus nombreuses et complexes. Cela nécessite de les contrôler dans le temps et avec une haute précision. On peut citer par exemple l'industrie de la micro-électronique qui nécessite entre 100 et 1000 étapes pour la fabrication complète d'une puce. Chacune d'elles se doit d'être réalisée dans des conditions spécifiques et adaptées (température, taux d'humidité, pression, type de gaz et quantités).
Deuxièmement, ces nouvelles technologies ont un impact négatif fort sur l'environnement et la biodiversité. Il devient nécessaire de mettre au point des capteurs capables de réaliser une analyse fine des différents habitats naturels pour ainsi garantir leur non-dangerosité. Ces capteurs sont assujettis à un grand nombre de contraintes et se doivent d'être fonctionnels même lors de grandes variabilités de conditions d'utilisation.
Au-delà du contrôle de l'environnement extérieur, la demande de la part du domaine médicale pour obtenir des capteurs ultrasensibles ne cesse de croître. Ces capteurs doivent notamment être en mesure de faire une analyse *in vivo* de tissus humains ou d'origine animale. Ces différents besoins industriels et sanitaires ont mené à la nécessité de concevoir et fabriquer des capteurs à la fois plus sensibles, plus efficaces et plus spécifiques.

Approche électrique

Il existe une grande variété de capteurs mettant à profit différents phénomènes physiques. Pour exemple, la figure ci-dessous donne une liste non-exhaustive des principaux capteurs actuellement commercialisés pour la détection de gaz [1]. On y retrouve des capteurs utilisant la photo-ionisassion, les effets électrochimiques, la chromatographie ou bien encore les capteurs MOS et les e-noses.

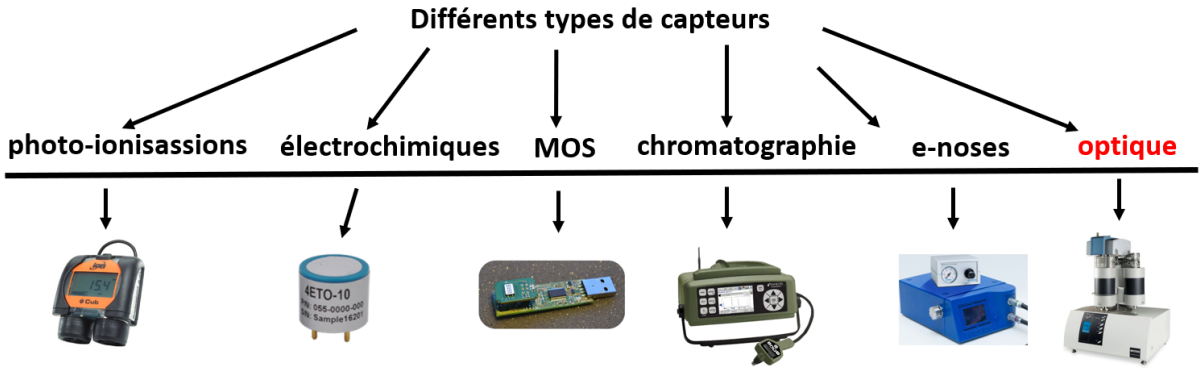


FIGURE 1 – Exemple de capteurs commerciaux utilisés pour mesurer la présence de gaz [1].

Ces capteurs (hors optique) se basent sur le constat qu'une perturbation extérieure telle que la présence de gaz, d'humidité ou d'échauffement autour de la zone sensible entraîne un changement de la réponse électrique du système (résistivité, constante diélectrique, etc). L'idée est de faire le lien entre la grandeur d'intérêt (concentration en gaz, température,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

etc.) et le courant ou la tension électrique récupéré en sortie du capteur.

Les capteurs électriques sont largement utilisés dans le milieu industriel et académique. Ils ont notamment l'avantage de pouvoir être produits massivement grâce à la maturité des technologies concernées. Cette forte capacité de production est un atout majeur car elle permet de réduire les coûts de fabrication et donc de démocratiser plus simplement leur utilisation.
Ils comportent néanmoins un certain nombre de points limitant leurs utilisations. On peut par exemple citer le fait que ces appareils soient souvent trop peu sensibles et/ou spécifiques. En plus de cela, ils peuvent être difficiles d'utilisation et donc nécessiter un personnel spécifiquement formé à leur manipulation. Au-delà de ces verrous, la contrainte principale pour ces capteurs réside dans le fait que les propriétés électriques soient fortement dépendantes des conditions extérieures. L'utilisation de capteurs électriques dans des conditions extrêmes (hautes températures, milieux radioactifs, tissus biologiques, etc.) reste donc relativement complexe voire impossible à envisager [2, 3].

Approche optique

Dans le but de pallier un certain nombre de ces verrous technologiques, de nouveaux capteurs basés sur une approche optique et l'utilisation de nanotransducteurs issus des procédés de la micro-électronique ont été développés au début des années 1980. Le principe de ces systèmes optiques est alors de relier une perturbation extérieure à la variation d'une grandeur optique telle que la polarisation, l'intensité, la fréquence, etc. Ce type de capteur possède différents avantages comparés à ceux précédemment cités.

Premièrement, ils peuvent être extrêmement sensibles grâce à une forte interaction lumière/matière mais également très spécifiques en cas de fonctionnalisation de leur surface [4][5][6]).
Deuxièmement, ces capteurs ont un temps de mesure relativement court permettant un monitoring en temps réel du milieu d'étude. Cela permet alors d'étudier la cinétique de certains mécanismes (réaction chimique, absorption de gaz par la matière etc).
Enfin, un avantage majeur de l'approche optique repose sur le fait qu'elle permette d'analyser du matériel biologique vivant sans l'endommager. Ce type d'échantillon requiert des rayonnements faiblement énergétiques. Pour cela, les fréquences optiques peuvent être ajustées de manière à produire des rayonnements non-destructifs. Pour cette raison, les capteurs optiques fonctionnent dans la gamme de longueur d'onde allant du NIR au MIR (de 0.75 à 50 μm).
Au-delà de ces 3 principaux avantages, l'approche optique offre en plus la possibilité de concevoir des capteurs de petites tailles (miniaturisation) et potentiellement à bas coût grâce à des procédés de fabrication stables et maîtrisés issus du domaine de la micro-électronique.

L'ensemble de ces différents aspects a ainsi rapidement rendu judicieuses la conception et la fabrication de nouveaux capteurs basés sur cette approche. On les retrouve de nos jours dans une large gamme de domaines tels que la médecine ou la biologie. Ils ont par exemple permis la détection de pathogènes [7], de troubles de la pression artérielle [8] ou bien encore de la présence de glucose dans le sang [9][10] ou de cancers [11][12]. Au-delà des applications dans le domaine de la médecine, ce type de dispositif optique offre également la possibilité de détecter d'infimes variations de concentration en vapeur de gaz [13, 14]. Parmi eux, nous pouvons notamment citer les Composés Organiques Volatils (COV) qui,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

même en faible quantité ont un impact négatif fort sur la santé des êtres vivants [15, 16]. L'équipe de Donghui Kou a par exemple conçu un dispositif photonique pouvant détecter des variations de Xylène allant jusqu'à 99.2 ppm (partie par million) [17]. Celle de Priyanka Biswas a elle conçu un capteur pouvant mesurer la présence d'une dizaine de gaz à l'échelle du nanogramme (7 ng de Toluène, 9 ng de Benzène [18]). De tels capteurs sont pour l'heure en mesure de détecter la présence de COV pour des concentrations allant de la centaine de ppm jusqu'à (pour les plus performants) la dizaine de ppb (partie par milliard) [19, 20].

Dans ce contexte, l'objectif de mon travail de thèse vise à concevoir un capteur à haute sensibilité par le biais d'une méthode originale d'interrogation en phase de transducteurs optiques structurés à l'échelle nano-métrique.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit se compose de 4 chapitres. L'organisation de ce document est la suivante :

Dans le premier chapitre, nous discuterons des principales approches optiques contemporaines utilisées pour la réalisation de transducteurs ultrasensibles. Nous mettrons notamment l'accent sur l'étude des nouveaux capteurs optiques faisant appel à des nanotransducteurs. Nous présenterons alors les avantages et inconvénients qui leur sont associés. Nous verrons ensuite que ce type de capteur optique repose principalement sur la détection de deux grandeurs physiques : l'intensité optique et la phase du rayonnement. Nous discuterons alors des intérêts de chacune de ces techniques et nous verrons que l'étude de la phase semble pertinente en vue de concevoir un capteur à très faible limite de détection. Dans la suite du chapitre, nous développerons les concepts fondamentaux associés l'interrogation en phase de structures photoniques et nous verrons qu'il est intéressant de s'appuyer sur la présence de points singuliers dans le spectre pour améliorer la sensibilité du capteur. Cela nous conduira finalement à dévoiler l'approche choisie pour ce travail de thèse en vue de réaliser un capteur optique ultrasensible dont les performances sont comparables à l'état de l'art.

Dans le chapitre 2, nous présenterons les nanotransducteurs optiques que nous avons principalement utilisés durant ce projet. Nous verrons qu'il s'agit de structures métallo-diélectriques appelées structures Tamm : celles-ci donnent lieu à un intense confinement de la lumière à l'échelle de sa longueur d'onde. Nous discuterons ensuite de la capacité des résonances des modes optiques Tamm à se rapprocher de singularités dans le spectre nommées points de couplage critique (CC). La littérature à ce sujet a déjà pu montrer empiriquement que ce type de singularités pouvait conduire à des capteurs aux performances égalant, voir dépassant, l'état de l'art.
Nous présenterons ensuite notre modèle basé sur la Théorie des Modes Couplés Temporelle (TMCT), qui, pour la première fois, fournit une relation analytique de la sensibilité en phase proche du CC au sein de structures Tamm. Cette section sera alors l'occasion de discuter de l'ensemble des grandeurs impactant les performances de ce type de transducteur. Nous verrons ensuite que l'ajustement de ces modes aux points de CC reste aujourd'hui une tâche difficile à réaliser expérimentalement. Cela nous conduira alors à approfondir la méthode originale d'accordabilité que nous proposons. Nous verrons notamment que celle-ci repose sur la structuration à l'échelle nanométrique de la matière.
Enfin, la dernière partie du second chapitre présentera les résultats expérimentaux que

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

nous avons pu obtenir en vue de valider notre approche d'accordabilité des résonances Tamm aux points de CC.

Dans le chapitre 3, nous présenterons nos premiers résultats concernant l'interrogation en phase des structures Tamm proches des points de couplage critique. Cela passera dans un premier temps par la description du système interférométrique original que nous avons mis en place et qui a pour but de rendre possibles des mesures de phase sur des nanotransducteurs hautement sensibles. Après l'avoir expérimentalement validée, cette ligne optique sera mise à profit et couplée aux transducteurs Tamm pour réaliser un capteur de température à haute performance. L'interrogation en phase de structures plus ou moins proches des points de CC nous permettra finalement de discuter de la pertinence d'utiliser des transducteurs proches de singularité de phase vis à vis des applications capteurs. Enfin, nous montrerons que ces premiers résultats sont prometteurs et que le capteur de température que nous avons conçu a d'ores et déjà des performances comparables à l'état de l'art pour ce type de transducteur et de mesure.

Les résultats présentés dans les trois premiers chapitres auront alors montré l'intérêt de notre approche pour la conception d'un capteur de température. Le chapitre 4 consistera quant à lui à mettre à profit l'ensemble de ces résultats pour la réalisation d'un capteur de gaz. Nous verrons alors qu'un autre type de mode optique appelé Bloch Surface Wave (BSW) est susceptible d'offrir de meilleures performances pour ce type de mesures. Les premiers résultats de caractérisation optiques de ces structures BSW seront montrés et l'estimation de leur sensibilité en phase ainsi que de leur limite de détection seront données.

Enfin, nous conclurons quant aux travaux présentés dans ce manuscrit, puis nous évoquerons par la suite les perspectives permettant d'aller au-delà des limites de détections atteintes jusque-là.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

Capteurs optiques à nano-transducteurs, contexte et positionnement du sujet

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.1 Capteurs optiques à nano-transducteurs : contexte

Les capteurs optiques abordés dans ce manuscrit mettent à profit l'utilisation de structures (généralement micrométriques) permettant un contrôle de la lumière à l'échelle sub-longueur d'onde et dont la réponse optique dépend de son environnement proche (température, atmosphère proche, indice de réfraction, etc.). L'avantage majeur de ce type de capteur réside dans le fait que ces transducteurs donnent lieu à un confinement spatial intense de la lumière. Cela entraîne une forte interaction entre la lumière et la matière et confère à ce type de dispositif la capacité de détecter d'infimes variations dans leur environnement. Ces nano-transducteurs peuvent être des guides d'ondes intégrés, des micro-résonateurs ou bien encore des cristaux photoniques [21]. On peut les classer en deux catégories principales : la première concerne les transducteurs pour lesquels au moins un des matériaux de la structure est métallique. On parle alors de nano-transducteurs métalliques ou plasmoniques. La deuxième catégorie concerne les structures pour lesquelles tous les matériaux sont des diélectriques, dans ce cas on parle de nano-transducteurs diélectriques.
Les sections suivantes ont pour but de détailler les principales méthodes faisant appel à ce type de structure pour la réalisation de capteurs ultra-sensibles.

1.1.1 Capteurs à transducteurs métalliques

Résonances plasmonique de surface (SPR)

Les capteurs à nano-transducteurs métalliques les plus répandus sur le marché sont ceux faisant appel aux modes de plasmons de surface (SPR). Ces modes optiques, découverts au début des années 1980 [22], sont issus d'ondes de densité de charges à l'interface entre un milieu de permittivité négative (métal) et un milieu de permittivité positive tel qu'un diélectrique (figure 2-a).

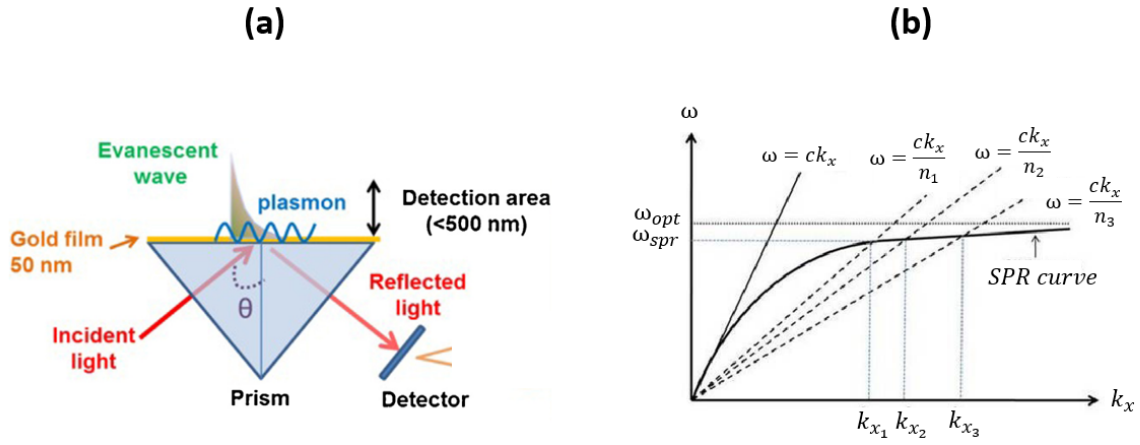


FIGURE 2 – Couplage de la lumière avec les modes SPR. (a) Configuration de Kretschmann permettant le couplage entre une OEM et l'onde SPR [23]. (b) Courbes de dispersion théoriques d'une onde lumineuse dans l'air puis dans des milieux d'indices supérieurs ($n_1 < n_2 < n_3$). La courbe foncé en noir montre la dispersion associée au mode SPR [24].

Pour qu'une Onde Électromagnétique (OEM) incidente se couple à l'onde de densité de charges, il faut faire correspondre les vecteurs d'ondes optiques $\vec{k_{opt}} = \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} \cdot \vec{u_k}$ et électriques $\vec{k_e} = \frac{2\pi}{\lambda_e} \cdot \vec{u_e}$ [25, 26]. De cette manière, la quantité de mouvement des photons est transférée

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

aux électrons ce qui permet la mise en place de l'onde de densité de charge et donc du mode SPR. L'un des inconvénients majeurs de ce couplage repose sur le fait que les modes SPR ne soient pas excitables par une onde venant directement de l'espace libre. En effet, la figure 2-b montre les courbes théoriques de dispersion $\omega(k)$ des modes SPR associés à des ondes venant de milieux d'indices de réfraction différents ($n_1 < n_2 < n_3$) [24]. Ces relations décrivent comment les fréquences et les vecteurs d'onde de la lumière sont liés. Lorsqu'une onde rencontre un matériau, seul les fréquences permises par ces relations se couplent au sein de la structure. On constate alors que dans le cas des modes SPR, la dispersion d'une onde venant de l'air ($\omega = c \cdot k_x$ car $n_{air} = 1$) ne croise pas celle du mode SPR (condition de couplage). Par conséquent, l'impulsion des photons incidents $P = \hbar \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_{air}$ n'est pas suffisante pour mettre en mouvement l'onde de densité de charge. Ce résultat a pour conséquence de rendre impossible le couplage direct d'une onde venant de l'air avec le mode SPR. On remarque néanmoins (courbes en pointillés) que dans certaines conditions un couplage devient possible.
En effet, la figure 2-a montre ainsi un exemple de configuration expérimentale permettant d'exciter ce type de modes [23]. La configuration la plus utilisée pour les SPR est la configuration dite de Kretschmann. Celle-ci repose sur l'utilisation d'un prisme (souvent en verre) placé en condition de réflexion totale interne. Le prisme modifie la dispersion de l'onde incidente (changement d'indice) : cela a pour conséquence de rendre possible le couplage entre les photons et le mode SPR. La lumière ainsi couplée va mettre en mouvement les charges libres à la surface du métal et donner lieu à une onde électromagnétique évanescente au niveau de l'interface métal/air (onde SPR).

L'intensité du champ électrique associé au mode SPR est majoritairement contenue dans la partie diélectrique (voir figure 3-a). Il s'agit donc de la zone la plus sensible du transducteur (concentration spatiale de la lumière).

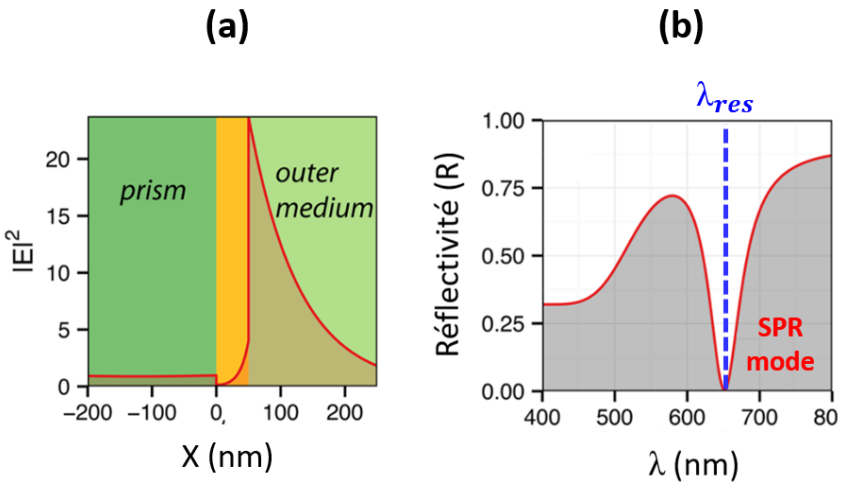


FIGURE 3 – Réponse optique des modes SPR. (a) Distribution du champ électrique d'un mode SPR (la zone orangée correspond à la partie métallique constituée de 50 nm d'or). (b) Spectre de réflectivité associé. Figures adaptées des travaux de Baptiste Auguié [27].

Lorsqu'un spectre large bande, éclaire la structure, seules certaines longueurs d'ondes peuvent se coupler au mode SPR pour un angle donné. La figure 3-b montre un exemple de spectre de réflexion typique de ces modes : on remarque une chute de la réflectivité R à une longueur d'onde que l'on nomme longueur d'onde de résonance et que l'on note λ_{res}. De par les conditions de couplage, cette longueur d'onde est fortement dépendante des

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

indices de réfraction des matériaux environnants : le mécanisme de transduction consiste alors à relier la valeur de λ_{res} à l'évolution de l'indice de réfraction avant (n_i), puis après perturbation (n_f) (figure 4).

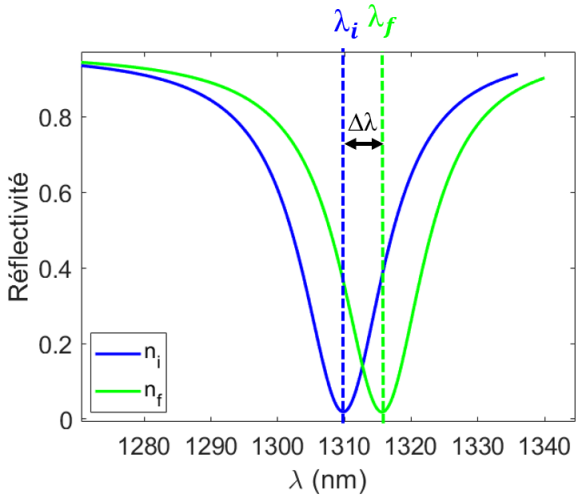


FIGURE 4 – Mécanisme de transduction basé sur le décalage spectral d'une résonance dû à une variation d'indice (passant de n_i à n_f) du transducteur ou de son environnement proche.

La sensibilité de ce type de capteur est exprimée en nanomètre par unité d'indice de réfraction (nm/RIU). On parle alors de sensibilité de volume en longueur d'onde S_λ. Celle-ci est définie par la relation suivante :

$$S_\lambda = \frac{\partial \lambda}{\partial n} \approx \frac{\Delta \lambda}{\Delta n} \tag{1}$$

Où $\Delta\lambda$ représente un décalage spectral de la résonance et où Δn représente une variation de l'indice de réfraction. Celle-ci peut être associée à une variation de température ΔT, une variation de pression ΔP, ou bien tout autre paramètre susceptible d'avoir un impact sur l'indice de réfraction de la structure ou de son environnement.

Au-delà de conduire à des sensibilités allant de quelques centaines de nm/RIU à plusieurs milliers [28], les SPR donnent également lieu à de faibles limites de détection (LOD). Cette grandeur traduit la capacité du capteur à détecter d'infimes variations dans l'environnement. Selon les mesures visées, elle peut par exemple être exprimée en degrés (capteur de température), en partie par million (ppm) pour les capteurs de gaz ou bien encore en Pascal (Pa) pour les capteurs de pression.

Grâce aux fortes sensibilités obtenues avec ce type de modes, les capteurs SPR sont utilisés dans une large gamme de domaines [26]. On les retrouve par exemple en médecine pour la détection de très faibles concentrations de virus tel que la grippe A (LOD = 193.3 ng/mL pour le marqueur H_5N_1) [29], mais encore dans la sécurité environnementale pour la détection de gaz (LOD = 0.5 ppm de NO_2 [30], LOD = 0.96 ppb pour des vapeurs d'acétone [31]). Bien que les capteurs SPR soient très sensibles et qu'ils aient déjà permis de mettre au point des solutions robustes, compactes et transportables [32, 33], leur développement à grande échelle reste malgré tout limité, principalement de par leur coût de fabrication élevé [34].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Résonances plasmonique de surface localisés (LSPR)

Nous avons vu que les modes SPR nécessitent une méthode spécifique pour effectuer le couplage entre une onde incidente et le mode résonant (utilisation de prismes). Dans le but d'assouplir ces conditions, de nouvelles structures ont été développées pour lesquelles le couplage lumière/matière est plus simple et ne nécessite pas de prisme ou de réseau de diffraction [35]. Pour cela, l'idée est de remplacer la couche mince de métal (structure 1D) par des nanoparticules (NP) métalliques de tailles comparables ou inférieures aux longueurs d'ondes incidentes (dimensions variables dans les 3 directions de l'espace). Ces nanoparticules peuvent être composées de différents métaux (généralement de l'or ou de l'argent) et avoir différentes formes telles que des sphères [36], des cylindres [37], des prismes [38] ou bien encore des formes triangulaires [39].

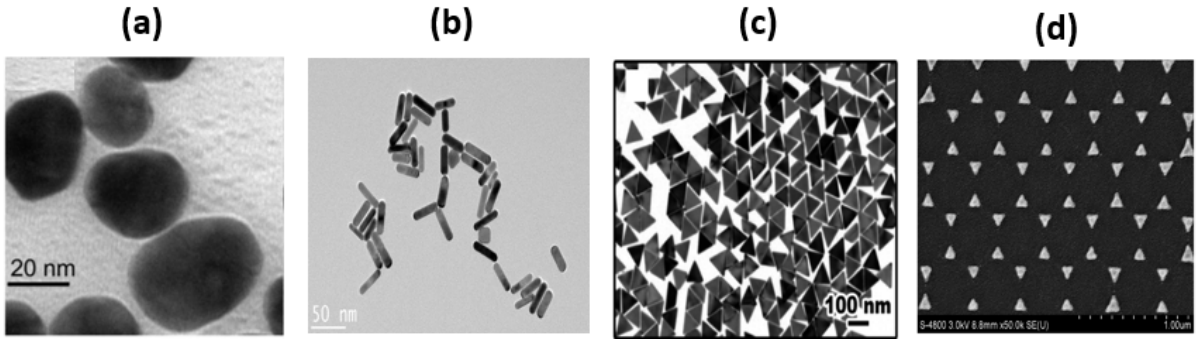


FIGURE 5 – Images MEB de différents types de nanoparticules associées aux capteurs type LSPR. (a) Sphères en or (b) cylindres en or (c) prismes en or et en argent (d) triangles en argent. Ces figures sont issues des références [36, 37, 38, 39].

En se couplant aux NP, la lumière incidente va donner lieu à une concentration du champ électrique fortement localisée à leurs abords, ce sont les modes LSPR (figure 6).

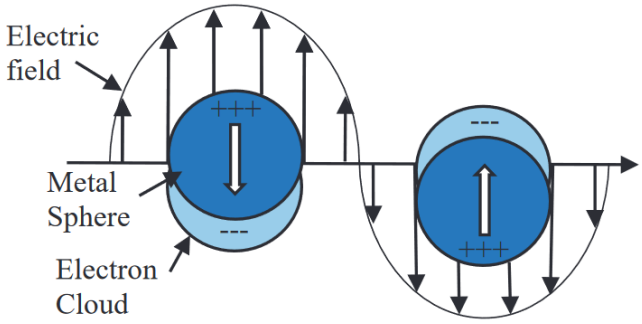


FIGURE 6 – Schéma illustrant la méthode d'excitation des LSRP [40].

De même que pour les modes SPR, le spectre de réflexion des modes LSPR présente des pics aux longueurs d'ondes de résonances. Le mécanisme de transduction consiste donc de nouveau à relier une variation spectrale à une variation de l'indice de réfraction (figure 4).
La forte densité de champ électrique proche des NP permet des mesures à très haute sensibilité. Les capteurs LSPR ont ainsi pu être utilisés en biologie pour la détection de faibles concentrations d'ATP ($LOD = 0.01\ \mu M$ [36]) ou bien de la toxine Ochratoxine A ($LOD = 12$ pM [37]), mais encore récemment en médecine pour la détection du COVID

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

19 ($LOD = 0.83$ pM [41]) ou bien de marqueurs liés aux cancers ($LOD = 500$ pg/mL pour l'AFP [42]).

Malgré les différents avantages qu'ont les modes LSPR (compacité, sensibilité), leur utilisation à grande échelle reste limitée par un certain nombre de verrous :

— Les performances de ce genre de capteurs sont largement dépendantes de la forme des NP [43]. Des mesures reproductibles peuvent donc être difficiles à réaliser de par la variabilité qu'il existe lors de leur fabrication.

— Il reste délicat de fixer les NP à la surface de la structure [44]. En effet, le déplacement des NP a pour conséquence la diminution des performances du capteur ainsi qu'une dégradation de la reproductibilité des mesures. Leur immobilisation reste encore une problématique active de recherche [45, 46].

— Une contrainte commune à tous les capteurs plasmoniques (dont les LSPR et SPR) est associée aux pertes optiques liées à la présence de métal dans les structures. En effet, le métal joue un rôle de dissipateur d'énergie par le biais de pertes intrinsèques (effet joule) [47, 48]. Cette dissipation interne est néfaste pour les performances de détection et vient notamment impacter le facteur de qualité des résonances Q défini par la relation $Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda_{FWHM}}$ où $\Delta\lambda_{FWHM}$ représente la largeur à mi-hauteur de la résonance. Cette grandeur mesure la finesse spectrale du mode résonant : plus Q est élevé et plus la résonance est fine. La présence de pertes dissipatives dans la structure induit des résonances spectralement larges de plusieurs dizaines voire centaines de nanomètres ($1 < Q < 50$). Cela impacte finalement la limite de détection (i.e. la plus petite variation mesurable par le capteur) car une résonance trop large rend difficile la résolution de décalages spectraux faibles.

1.1.2 Capteurs à transducteur diélectrique

Une solution permettant de profiter du fort confinement de la lumière tout en bénéficiant de résonances à plus haut facteur de qualité repose sur la conception de nano-structures dépourvues de matériaux absorbants et uniquement constituées de matériaux diélectriques. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les trois principaux types de nano-transducteurs diélectriques que l'on trouve dans la littérature et qui sont actuellement en cours d'étude aussi bien dans le milieu industriel qu'académique. Dans un premier temps, nous traiterons le cas des capteurs à fibres optiques. Dans un second temps nous nous intéresserons aux modes de galeries puis enfin dans une dernière partie aux capteurs à cristaux photoniques.

Fibres optiques (FO)

Les fibres optiques sont des guides d'ondes initialement utilisés pour le transport de la lumière sur de longues distances et avec peu de pertes (≈ 0.2 dB/km à 1550 nm pour une FO en silice pure). On dénombre aujourd'hui dans les océans pas moins de 900 000 km de fibres permettant le transport de plus de 99 % du trafic internet mondial.
Les FO les plus communes (fibres à saut d'indice) sont composées de trois parties cylindriques (figure 7). La première est le cœur de la fibre d'indice n_1 (souvent en silice). Le diamètre des cœurs de fibres est généralement compris entre 10 et 50 μm. La deuxième

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

partie s'appelle la gaine optique : elle est également constituée de verre (d'indice n_2) mais celui-ci est différent de celui du cœur dans le but d'avoir un indice plus faible ($n_2 < n_1$). Enfin, la dernière partie vient entourer les deux premières : celle-ci est généralement en plastique et sert de protection mécanique pour les couches en verre.

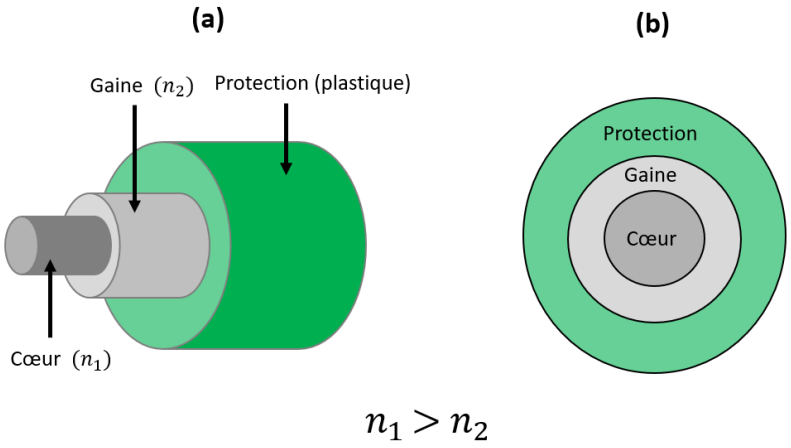


FIGURE 7 – Description d'une fibre optique à saut d'indice. (a) Fibre optique vue de côté et (b) de face.

Le principe de fonctionnement d'une FO est le suivant : la différence d'indice qu'il existe entre le cœur et la gaine rend possible le confinement grâce aux lois de Snell-Descartes et à la réflexion totale interne.
Si la lumière se propage dans le cœur avec un angle d'incidence supérieur à l'angle critique, on se retrouve en condition de réflexion totale et la lumière ne peut plus franchir l'interface cœur/gaine. Elle se propage alors avec peu de pertes dans la direction de la fibre.

La figure 8 montre les composants habituels d'un capteur à fibre optique : on y retrouve une source lumineuse suivie d'un transducteur puis d'un détecteur. La dernière partie contient les circuits électroniques (amplificateur, analyseur de spectre, etc.) nécessaires à la récupération de l'information utile.

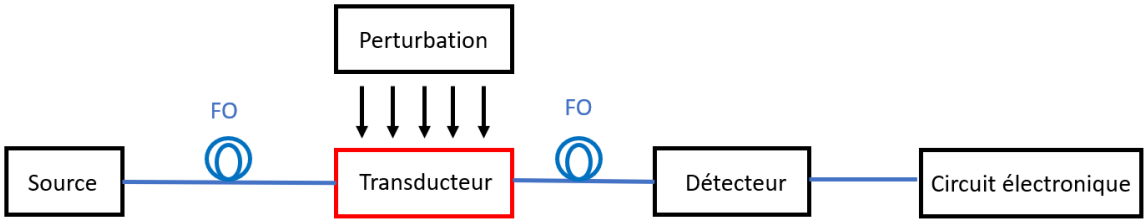


FIGURE 8 – Structure élémentaire d'un capteur à fibre optique. Figure adaptée issue des travaux de Naseer Sabri [49].

La réponse optique (réflexion/transmission, polarisation, phase, dispersion, etc.) des fibres optiques dépend de deux caractéristiques : leurs indices de réfraction ainsi que leurs géométries. Toute perturbation telle qu'un changement de température, de pression ou bien encore l'application d'une contrainte conduit à une variation de ces caractéristiques. En analysant le signal de sortie, il est alors possible d'établir une relation entre la réponse

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

optique du système et les perturbations extérieures. On aboutit donc à un capteur.

Les capteurs à fibres optiques peuvent être classés en deux catégories : la première concerne les capteurs intrinsèques et la deuxième les capteurs extrinsèques.
Les capteurs intrinsèques sont les capteurs pour lesquels le transducteur est directement la fibre optique. Dans ce cas, aucun élément de transduction n'est ajouté et c'est la perturbation extérieure qui vient directement influencer le signal dans la fibre. Dans cette catégorie, on peut retrouver les capteurs FO interférométriques, les réseaux de Bragg fibrés (Fiber Bragg Grating) ou bien encore les fibres dopées [49].
Dans le cas des capteurs extrinsèques, ce n'est plus la fibre qui sert de transducteur, mais un dispositif extérieur que l'on vient ajouter. La FO joue alors uniquement le rôle du transport de la lumière. Ce second type de capteur donne de très bons résultats, mais peut amener à des complexités supplémentaires associées au raccordement des différentes fibres.

L'approche intrinsèque ayant été la plus étudiée de par ses nombreux avantages est celle reposant sur l'utilisation des Fiber Bragg Grating (FBG) [50], expérimentalement mises en évidence en 1978 par Kenneth O et Hill [51]. Ces fibres comportent une modulation périodique de leur indice de réfraction sur une certaine portion (figures 9-a). Cela conduit à des interférences constructives entre l'onde propagative et l'onde contra-propagative donnant lieu à une nette hausse de la réflectivité à la longueur appelée longueur d'onde de Bragg λ_B (figure 9-b). Cette longueur d'onde dépend de l'indice du mode guidé ainsi que de la période de modulation des indices. Un changement proche de la structure (présence de gaz, variation de température ou de pression, etc.) conduit à une modification de l'une ou l'autre de ses caractéristiques et mène alors à un décalage de λ_B. De nouveau, le mécanisme de transduction repose sur le lien qu'il existe entre λ_B et l'évolution de la grandeur d'intérêt.

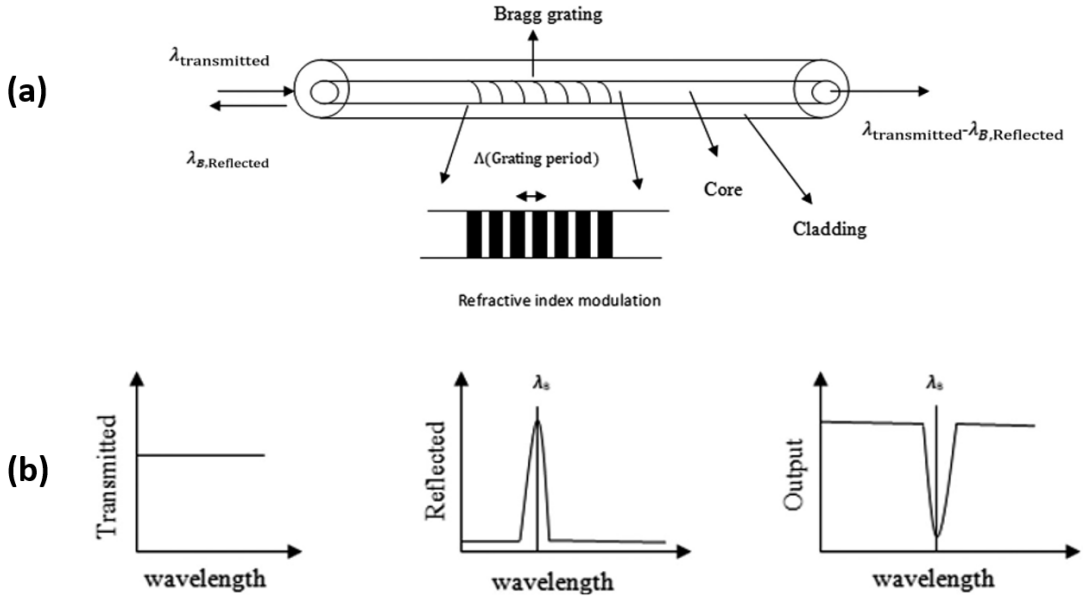


FIGURE 9 – Description d'un capteur à fibre optique FBG. (a) Schéma d'une fibre de type FBG, les zones hachurées représentent la portion où l'indice de réfraction du cœur est périodiquement modulé. (b) Spectre d'excitation entrant dans la fibre (lumière blanche) et spectres de réflectivité et de transmission associés. Figure issue de la référence [52].

Bien qu'au départ utilisées pour le transport de l'information par voie optique, les

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

avantages offerts par l'utilisation de FO ont rapidement permis de concevoir des capteurs pour une large gamme d'application. Les FO ont notamment l'avantage d'êtres légères, de petite taille, hautement sensibles mais également immunisées face aux interférences électromagnétiques et compatibles avec le multiplexage [49]. En plus de cela, les FO peuvent être utilisées pour faire des mesures même en cas d'environnements complexes (haute tension, haute température, milieu corrosif, etc.).

L'ensemble de ces points a rapidement rendu les FO attractives, elles ont notamment pu être utilisées pour des capteurs de température (S_λ = 18 pm/K [53]), de pression (S_λ = 3.24 nm/MPa [54]) ou bien encore de gaz (LOD de 0.4 ppm pour le monoxyde de carbone [55], de 20 ppm pour l'ammoniac [56]).

Modes de galerie (WGM)

Au-delà des capteurs à fibres optiques, des méthodes basées sur l'utilisation de modes de galeries, ou "Whispering Gallery Mode" (WGM) en anglais, ont été mises au point. Les modes WGM ont historiquement été étudiés en 1909 par Debye [57]. Ses calculs ont permis de montrer l'existence théorique de modes optiques aux abords de sphères diélectriques ou métalliques. La première observation expérimentale des modes WGM remonte à 1961 [58] : ces modes avaient alors permis de mettre au point un laser à état solide dans du $SmCaF_2$.

Les WGM ont l'avantage de pouvoir être supportés par divers types de structures : on les trouve par exemple dans des sphères, des cylindres, des disques, des anneaux ou bien encore dans des tores. La figure 10 montre un exemple des différentes géométries que peuvent avoir ce type de transducteur.

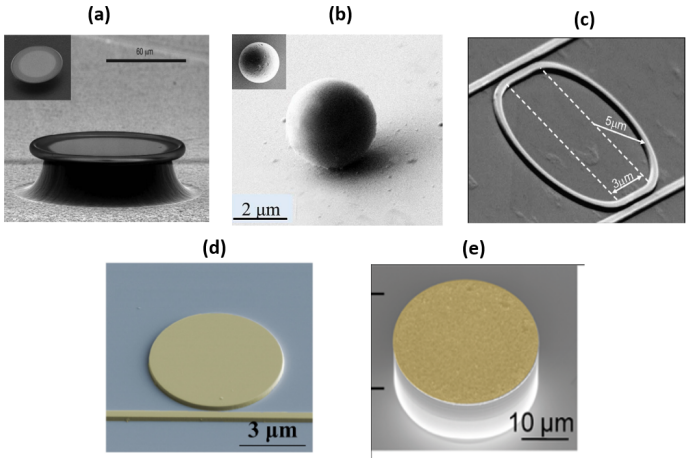


FIGURE 10 – Exemples de structures photoniques supportant un mode WGM. (a) Tore en silice [59] (b) sphère en polymère [60] (c) anneau en silicium [61] (d) disque en silicium [62] (e) cylindre en $AlGaAs$ [63]

La figure 11 montre quant à elle le principe de la transduction associée aux capteurs à WGM (cas d'un anneau résonant couplé à un guide d'onde).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

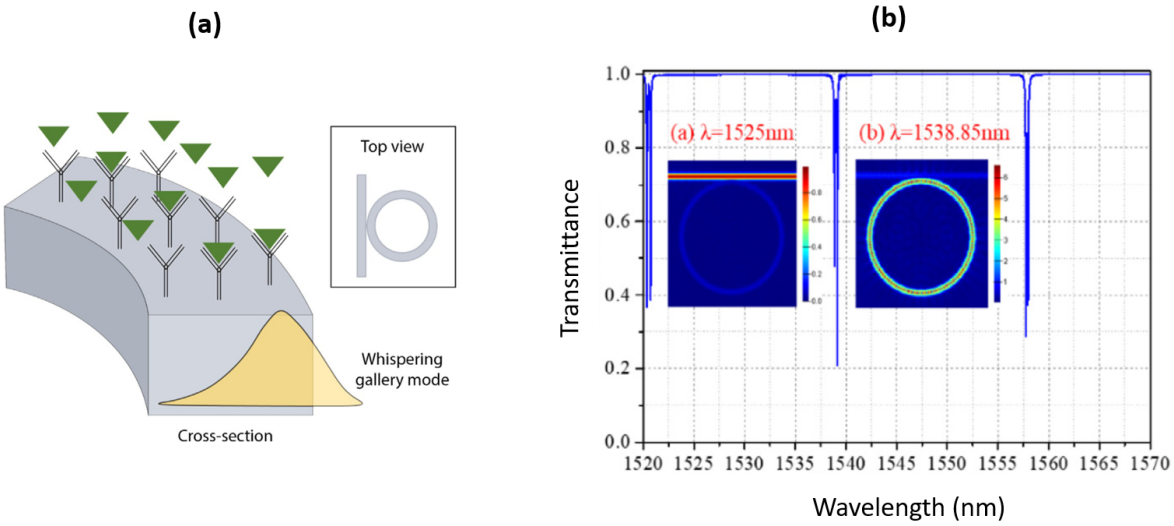


FIGURE 11 – Mécanisme de transduction associé aux capteurs WGM. (a) WGM se propageant dans un anneau résonant couplé à un guide d'onde [64] et (b) spectre de transmission généré par ce type de transducteur [65].

Pour ce type de configuration, on peut montrer que les longueurs d'onde de résonance sont données par [66] :

$$m \cdot \lambda_{res} = L \cdot n_{eff} \tag{2}$$

Ici m représente un entier naturel, λ_{res} la longueur d'onde de résonance, L le périmètre de l'anneau et n_{eff} l'indice effectif du mode guidé. En analysant cette équation, on constate que lorsque la circonférence de l'anneau est un multiple de la longueur d'onde incidente, la lumière peut se coupler du guide d'onde au résonateur (images figure 2-b). À cause de l'écart d'indice entre le matériau de l'anneau et celui de son environnement, l'onde qui se couple au résonateur est en grande partie confinée dans l'anneau, mais garde tout de même une partie de son champ électromagnétique (sous forme évanescente) aux abords de la structure (zone jaune figure 11-a).
La figure 11-b montre également le spectre de transmission obtenu lorsque de la lumière blanche est injectée en entrée du guide d'onde. On peut remarquer des pics dans la transmission correspondant aux différents ordres m de couplage. Les longueurs d'ondes correspondantes à ces pics sont fortement dépendantes de l'indice effectif des modes considérés ainsi que de la géométrie des structures (équation 2). Le principe du capteur est donc de faire le lien entre ces résonances et les différentes perturbations de l'environnement extérieur (pression, température, etc).

Un avantage majeur des structures associées aux WGM est qu'elles sont compatibles avec la technologie silicium [67]. Elles sont donc potentiellement réalisables à grande échelle, à faible coût et avec une très haute précision de fabrication.
Ces capteurs ont d'ores et déjà permis d'aboutir à des capteurs à haute sensibilité capables de détecter des composés à l'échelle de la molécule unique [68]. Ils ont également permis de concevoir des capteurs efficaces pour la mesure de forces ($S_\lambda = 7.664$ nm/N [69]), de variations de températures ($S_\lambda = 1.17$ nm/K [70], LOD $= 2 \times 10^{-4}$ °C [71], ou bien encore en médecine où les WGM ont permis la détection de virus unique telle que celui de la grippe A [72].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Malgré les nombreux avantages qu'offrent ces capteurs, ceux-ci ne sont pas exempts de problématiques limitant leurs utilisations. En réalité, il y a deux contraintes majeures qui y sont associées et qui proviennent toutes les deux du fait que ces modes soient liés à des facteurs de qualité extrêmement élevés (de 10^8 à 10^9) [59].

Cela a deux conséquences :

- Premièrement, le champ résonant est fortement localisé au sein même du guide. Cela impose que peu de lumière soit en contact direct avec l'extérieur. Or, nous verrons de manière détaillée dans la section 1.2.2 que la sensibilité est proportionnelle au recouvrement entre le champ résonant et la zone spatiale sujette aux perturbations d'indices ou de géométrie. Le faible recouvrement des modes WGM avec l'extérieur peut donc (selon le type de mesure visée) conduire à des sensibilités peu élevées.

- Deuxièmement, les facteurs de qualité élevés des WGM peuvent donner lieu à des difficultés de couplage entre la lumière incidente et le mode WGM [73]. Bien que de nombreuses techniques d'injection, telles que les fibres effilées, les prismes ou bien encore les guides plans aient été développées, cette étape primordiale d'injection reste délicate à réaliser et relativement onéreuse dans le cas des WGM.

Cristaux Photoniques (CP)

En plus des capteurs à fibres optiques et des modes WGM, une autre approche basée sur l'utilisation de cristaux photoniques (CP) a été développée dans les années 1990. Les CP sont des structures de tailles micrométriques ayant la particularité de présenter une périodicité de l'indice de réfraction à l'échelle sub-longueur d'onde. Cette périodicité peut être réalisée dans une, deux ou trois directions de l'espace, on parle alors de CP 1D, 2D et 3D (figure 12).

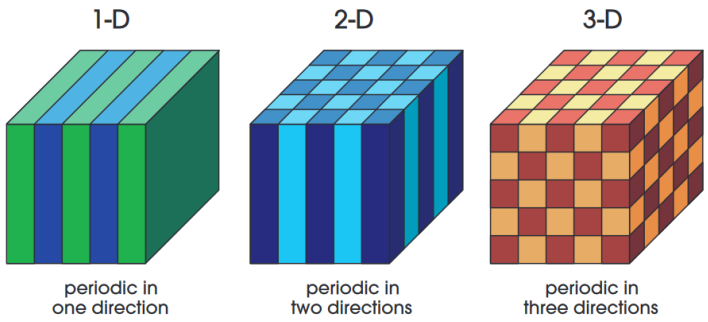


FIGURE 12 – Schéma de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D [74].

La modulation périodique de l'indice de réfraction a des conséquences sur la propagation de la lumière au sein de la structure. Des analogies sont possibles entre le comportement d'une onde électromagnétique dans un CP et celui d'un électron dans un semiconducteur (SC). La description de la lumière dans un CP se fait par le biais de concepts bien connus dans le domaine des semiconducteurs. En effet, la périodicité des indices de réfraction permet d'un point de vu analytique de mettre à profit des concepts tels que le théorème de Bloch, celui de bandes d'énergies ou bien encore de zones de Brillouin [74].
La présence de gaps photoniques dans la dispersion $\omega(k)$ causés par la modulation périodique de l'indice des matériaux permet par exemple de contrôler et d'ajuster les longueurs

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

d'ondes permises dans la structure. Cela donne la possibilité de moduler la réponse optique de tels transducteurs telle que la réflectivité ou la transmission. De plus, il est possible d'introduire des défauts (modification de la géométrie ou des indices) conduisant à des états spatialement localisés (résonances) et donnant lieu à un confinement intense de la lumière. Cette concentration de l'intensité lumineuse permet de nouveau d'augmenter l'interaction lumière/matière et d'aboutir à des capteurs ultrasensibles.

Nous allons dans les paragraphes suivants détailler l'apparition de modes résonants dans des cristaux photoniques 1D. L'approfondissement que nous faisons vis à vis de ce type de CP vient du fait que nous allons y avoir recours de manière intensive dans l'ensemble de ce manuscrit. Il faut cependant noter que des CP de géométrie plus complexe sont d'ores et déjà largement répandus dans diverses applications. La figure 13 montre ainsi un exemple de structure 2D que l'on peut trouver dans la littérature.

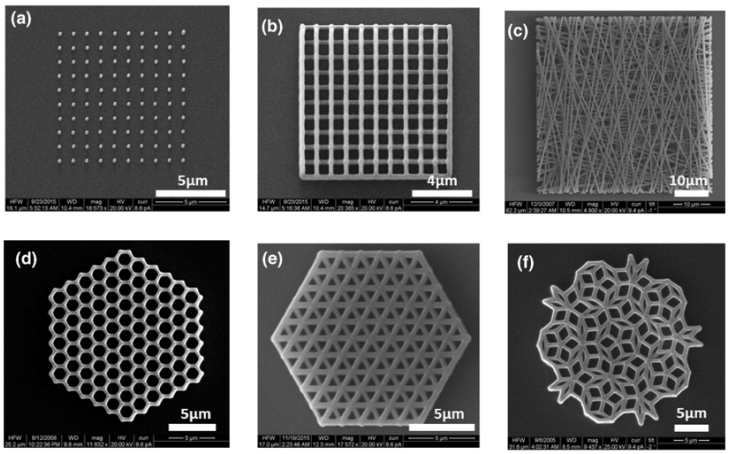


FIGURE 13 – Images MEB de cristaux photoniques 2D fabriqués par écriture laser. (a) Structure carrée, (b) filet de pêche, (c) pile de bois désordonnée, (d) nid d'abeille, (e) triangulaire et (f) structures photoniques en tuilage de Penrose [75].

La figure 14-b montre la dispersion $\omega(k)$ du CP 1D visible figure 14-a.

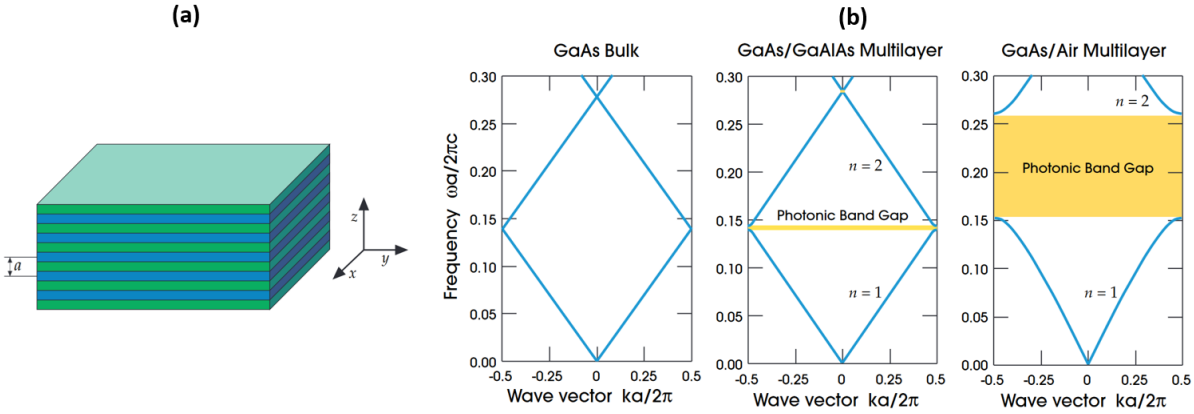


FIGURE 14 – Description d'un cristal photonique type miroir de Bragg. (a) CP 1D sous forme d'un empilement périodique de matériaux différents. (b) Structures de bandes associées : à gauche le cas d'un matériau homogène, au milieu le cas où le contraste d'indice est faible ($\epsilon_1 - \epsilon_2 = 1$) et à droite ou celui-ci est plus fort ($\epsilon_1 - \epsilon_2 = 12$). Figure issue de la référence [74].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Il s'agit d'une structure périodique appelée miroir de Bragg dont la période vaut a et l'épaisseur des couches $d = \frac{a}{2}$. Les différentes courbes sont associées à 3 configurations. La première (courbe de gauche) montre le cas où le CP est constitué d'un matériau unique de permittivité égale à $\epsilon = 13$ ($\epsilon = n^2$). Dans ce cas, il n'y a pas de modulation de l'indice et la dispersion est linéaire avec comme équation $\omega = vk$ ou $v = \frac{c}{n}$ représente la vitesse de phase de la lumière dans le matériau.
La deuxième courbe (celle du milieu) montre le cas où l'on alterne deux matériaux ayant des permittivités différentes mais relativement proches ($\epsilon_1 = 13$ et $\epsilon_2 = 12$). On peut alors faire deux remarques. Premièrement, on constate que la modulation périodique de ϵ mène à l'ouverture d'un gap photonique ainsi qu'à l'apparition de bandes de dispersions associées à différents ordres (n=1, n=2, ..., n=m). Deuxièmement, la relation de dispersion aux points de haute symétrie dans l'espace des k (bords de la zone de Brillouin) n'est plus linéaire mais quadratique : cela entraîne une vitesse de groupe v_g nulle ($v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$) en bord de zone de Brillouin ($k = \pm\frac{\pi}{a}$). Au niveau de ces points, l'onde est stationnaire et permet une augmentation drastique de l'interaction lumière matière.
Enfin, la dernière figure (à droite) représente le cas où l'écart de permittivité est plus important ($\epsilon_1 = 13$ et $\epsilon_2 = 1$). On constate alors que la structure de bande présente toujours un gap, mais que celui-ci est plus large que dans le cas précédent. La relation donnant la largeur du gap en fonction du contraste d'indice est la suivante [74] :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{mid}} = \frac{4}{\pi} \cdot arsin\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1}\right) \tag{3}$$

Où $\Delta\omega$ représente la largeur spectrale du gap (rad.Hz) et ω_{mid} sa pulsation centrale. En analysant cette relation, on constate que plus l'écart d'indices entre les différentes couches est important et plus la largeur spectrale de la bande interdite sera grande. Les OEM ayant des fréquences dans le gap ne peuvent pas se propager dans la structure et n'ont d'autre possibilités que d'être réfléchies à l'interface.

Bien que la périodicité induise un gap dans la dispersion, certains paramètres (géométrie, matériaux) peuvent être utilisés soit pour replier une bande initialement en dessous du cône de lumière (CL) soit pour créer des états discrets ou continus dans la densité d'états photoniques. La figure 15-a montre par exemple le cas d'une structure type Bragg mais dans laquelle un défaut a été ajouté (l'une des couches, en bleu, a une épaisseur différente).

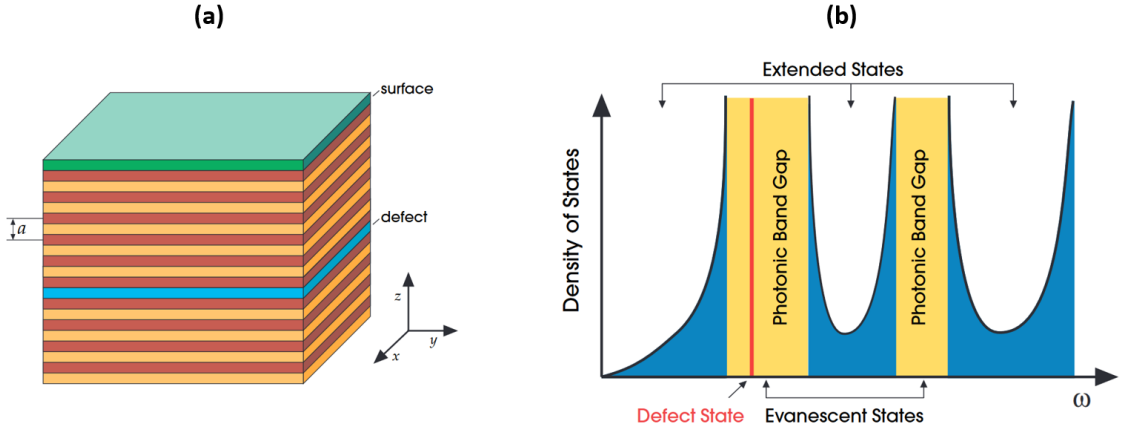


FIGURE 15 – Génération d'un mode résonant dans un miroir de Bragg. (a) Structure type Bragg dont l'épaisseur de l'une des couches est différente des autres. (b) Densité d'état optique associé. Figure issue de la référence [74].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La figure 15-b représente la densité d'état optique associée (le nombre d'états par mode) en fonction de la pulsation ω.

Les zones bleues représentent les états disponibles (la lumière peut se propager dans la structure), celles en jaunes représentent les zones associées aux gaps photoniques (la lumière ne peut s'y trouver que sous-forme d'un champ évanescent) et enfin la zone rouge (localisée en $\omega = \omega_{\text{défaut}}$) correspond quant à elle à l'état induit par le défaut (la lumière peut se coupler à la structure). On peut ici faire l'analogie avec les états ajoutés dans le gap lors du dopage d'un semiconducteur.

L'ajout de ce type de défaut peut donner lieu à une large gamme d'états (états d'interfaces, en volume, etc.) aboutissant sur un grand nombre de réponses optiques possibles. De même que pour les autres capteurs (SPR,WGM, FO, etc.) la méthode employée pour aboutir à un capteur consiste à générer des états donnant lieu à des résonances dans les spectres de transmission/réflexion/absorption. En effet, la réponse optique de ces états est très fortement dépendante de l'indice effectif $n_{eff}(x, y, z)$ du mode couplé et de la géométrie du cristal (période a). Une perturbation de l'une et/ou l'autre de ces grandeurs entraîne donc un changement de réponse du cristal photonique (réflectivité, transmission, longueur d'onde de résonance, etc.). Il s'agit ici du mécanisme de transduction du signal (figure 16).

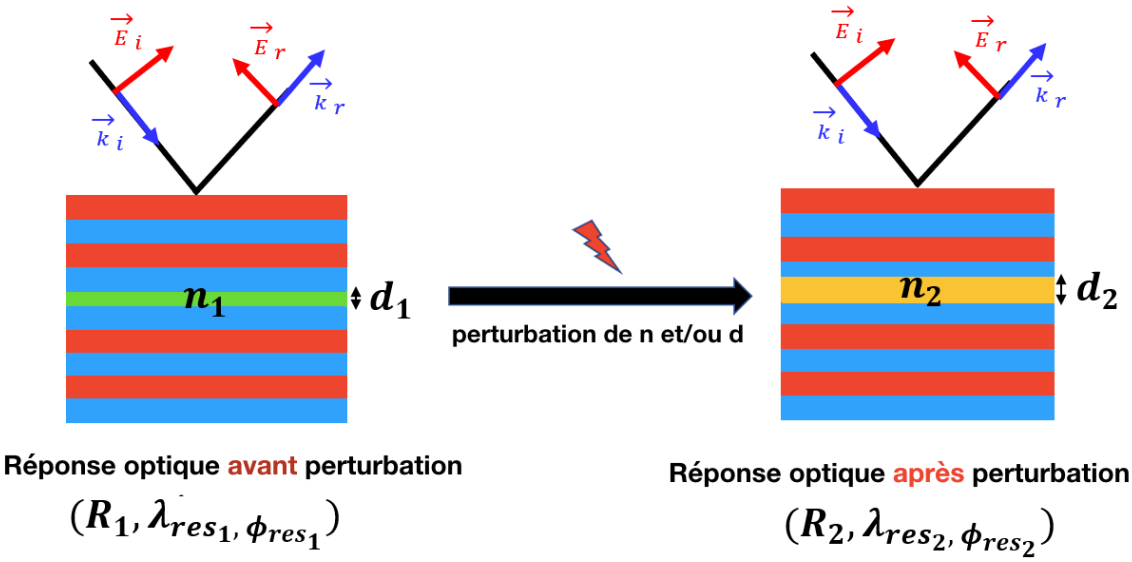


FIGURE 16 – Mécanisme de transduction pour un cristal photonique. Les vecteurs $\vec{k}$ et $\vec{E}$ représentent respectivement le vecteur d'onde et le champ électrique de l'onde incidente.

Les cristaux photoniques ont plusieurs intérêts d'un point de vue des applications capteurs. En premier lieu, ils offrent un intense confinement de la lumière donnant lieu à de fortes interactions avec les différentes perturbations (température, indice, composés biologiques, etc.). Ce confinement est associé à des facteurs de qualité élevés ($Q \approx 10^4 - 10^5$) donnant lieu à des résonances spectralement fines et à des limites de détection extrêmement basses. Ce type de capteur est étudié dans de nombreux domaines. M.G. Scullion et son équipe ont par exemple atteint une LOD de 1 $\mu g/mL$ pour la protéine associée à l'avidine [76]. L'équipe d'Isabel Barth à quant elle à conçu un capteur à cristaux photoniques capable de détecter jusqu'à 1 pg/mL de Procalcitonine (PCT) grâce à un CP 1D composé d'une couche de Si_3N_4 de période $a = 572$ nm [77]. Au-delà de leur utilisation pour

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des applications en biologie, les CP sont également utilisés pour obtenir des capteurs de température [78, 79, 80], de pression [81, 82] ou bien encore de gaz [83, 84].

1.1.3 Capteurs à transducteur optique : bilan

Les sections 1.1.1 et 1.1.2 ont permis de dresser une liste non-exhaustive des 2 différents types de nano-transducteurs activement étudiés. L'utilisation de nano-structures métalliques (SPR, LSPR) ou diélectriques (FO, CP, WGM) a notamment été discutée. Ces différentes structures donnent lieu à des dispositifs mettant à profit un confinement localisé de la lumière et pouvant conduire à des capteurs à hautes sensibilités et à faibles limites de détection. Ces dispositifs ont d'ores et déjà montré leur potentiel dans un large éventail de domaines, allant de la médecine à la biologie, en passant par des applications dans la sûreté environnementale.

Malgré tout, un certain nombre de contraintes (conditions de couplage, complexité de fabrication, coûts, difficultés de miniaturisation, etc.) limite toujours le transfert à grande échelle de ces capteurs vers le milieu industriel. Les acteurs du domaine fournissent donc un travail conséquent aussi bien d'un point de vue de la fabrication des structures (méthode de dépôt, développement de matériaux sensibles, etc.) que sur les aspects relatifs à leur caractérisation optique et leur simulation numérique (méthode de détection, caractéristiques du détecteur, développement de nouvelles solutions numériques, etc.). La finalité du travail qui est réalisé vise ainsi à être en mesure de produire de manière industrielle des capteurs photoniques étant à la fois hautement sensibles, stables, fiables, peu chers et suffisamment simples d'utilisation pour ne pas nécessiter de lourdes formations à l'utilisateur.

1.2 Interrogation en phase de nanotransducteurs photoniques : concepts de base

1.2.1 Spectres optiques associés aux cavités photoniques

Les travaux effectués durant cette thèse cherchent à obtenir un capteur ultrasensible à partir de nanotransducteurs présentant des résonances optiques dans leur spectre. Pour ce type de capteur, deux grandeurs de mesures sont intensivement étudiées dans la littérature : il s'agit de la réflectivité r (ou transmission) ainsi que de la phase associée ϕ. Nous allons dans les prochains paragraphes présenter l'origine de ces grandeurs ainsi que leur implication dans les différentes méthodes de détection. Nous verrons notamment que l'étude de l'une ou l'autre de ces grandeurs (réflexion et/ou déphasage) ne mène pas aux mêmes performances pour le capteur : cela nous conduira à la fin de ce chapitre à discuter de la pertinence de l'une ou l'autre des techniques en fonction des mesures visées.

Réflectivité, transmission et absorption

Lorsqu'un rayonnement électromagnétique E_0 d'amplitude e_0 et de phase ϕ_0 ($E_0 = e_0 \cdot e^{j\cdot\phi_0}$) rencontre un milieu différent de celui dans lequel il se propageait initialement, trois possibilités s'offrent à lui. Il peut être soit réfléchi (rayon bleu figure 17), soit transmis (rayon vert) ou absorbé par la matière.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

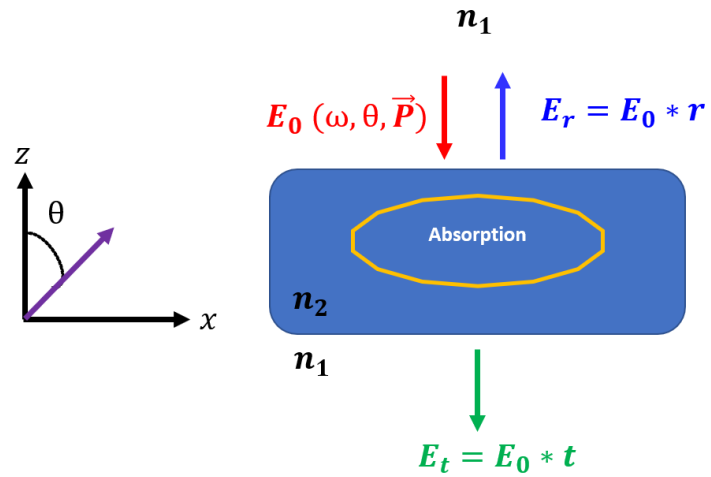


FIGURE 17 – Schéma des phénomènes de réflexion, de transmission et d'absorption associés à la rencontre avec un dioptre d'une onde électromagnétique de pulsation ω $(rad \cdot Hz)$, à l'angle d'incidence θ (°) et de polarisation $\vec{P}$ (°).

Le coefficient de réflexion à l'interface (noté r) est alors défini de la manière suivante :

$$r = \frac{E_r}{E_0} = |r| \cdot e^{j \cdot \phi_r} \tag{4}$$

Ici $|r|$ représente le module du coefficient de réflexion et ϕ_r la phase associée. Celle-ci sera discutée dans un paragraphe dédié. Le module de r est compris entre 0 (aucune lumière n'est réfléchie) et 1 (la totalité du rayonnement l'est). La grandeur r est relative à l'amplitude du champ électromagnétique : on peut également donner la proportion d'énergie réfléchie à l'aide de la grandeur $R = r \cdot r^* = |r^2|$ qui est reliée à l'intensité du champ électromagnétique.

Dans le cas où une partie du signal traverse la structure, nous quantifions la proportion du signal en sortie à l'aide du coefficient de transmission défini de la manière suivante :

$$t = \frac{E_t}{E_0} = |t| \cdot e^{j \cdot \phi_t} \tag{5}$$

De nouveau, si l'on parle d'énergie c'est le coefficient $T = t \cdot t^* = |t^2|$ qu'il faut prendre en compte.

Enfin, selon la composition chimique du matériau rencontré par la lumière, celle-ci est susceptible d'être absorbée par la matière et n'a alors d'autres choix que d'être dissipée au sein de la structure (présence de phonons).

La conservation de l'énergie impose :

$$R + T + A = 1 \tag{6}$$

Les coefficients R, T et A dépendent notamment des indices de la structure (n_1 et n_2), de la pulsation ω de lumière incidente ainsi que de son angle d'incidence θ et de sa polarisation $\vec{P}$ (direction des champs électriques et magnétiques).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Résonances de Fano

Nous avons déjà pu voir dans le début de ce chapitre que l'utilisation de nanotransducteurs à des fins de capteurs est fortement reliée à l'étude du spectre de réflectivité ou de transmission. Nous avons notamment vu que l'une des méthodes largement utilisée repose sur l'étude de résonances optiques dans les spectres.

Ces résonances peuvent avoir différents profils. Nous allons, dans ce paragraphe rapidement discuter des principaux type de spectres que nous allons rencontrer dans la suite de ce document.

Le premier correspond au profil dit de Lorentz et le second aux résonances de Fano [85]. L'équation permettant de décrire ces deux cas de figure est la suivante [86] :

$$R_{Fano}(\delta) = R_0 \cdot \frac{(q+\delta)^2}{1+\delta^2} \quad \text{avec} \quad \delta = 2 \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \tag{7}$$

Ici, R_0 est une constante, ω et ω_0 représentent respectivement la pulsation et la pulsation de résonance ($rad \cdot s^{-1}$), q le paramètre d'asymétrie de Fano (pouvant varier de $-\infty$ à $+\infty$) et enfin Γ correspond à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance ($rad \cdot s^{-1}$). Cette équation permet à partir d'un spectre expérimental de réaliser un ajustement de données capable de fournir des informations telles que la longueur d'onde de résonance $\lambda_0 = \frac{2\pi \cdot c}{\omega_0}$ ainsi que le facteur de qualité $Q = \frac{\omega_0}{\Gamma}$. Le facteur de qualité Q, peut également se mettre sous la forme suivante :

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda_{FWHM}} \tag{8}$$

Où $\Delta\lambda_{FWHM}$ représente la largeur à mi-hauteur de la résonance. Cette grandeur peut se comprendre comme un facteur de confinement du mode optique considéré : plus il est grand, plus les résonances sont fines et plus le mode est temporellement confiné. Au contraire, un facteur de qualité faible est synonyme d'un mode faiblement confiné supportant davantage de pertes.

Au-delà de ces paramètres, l'équation 7 contient également le paramètre q correspondant à l'asymétrie du profil. La figure 18 montre ainsi des résonances de Fano dont le paramètre q varie.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

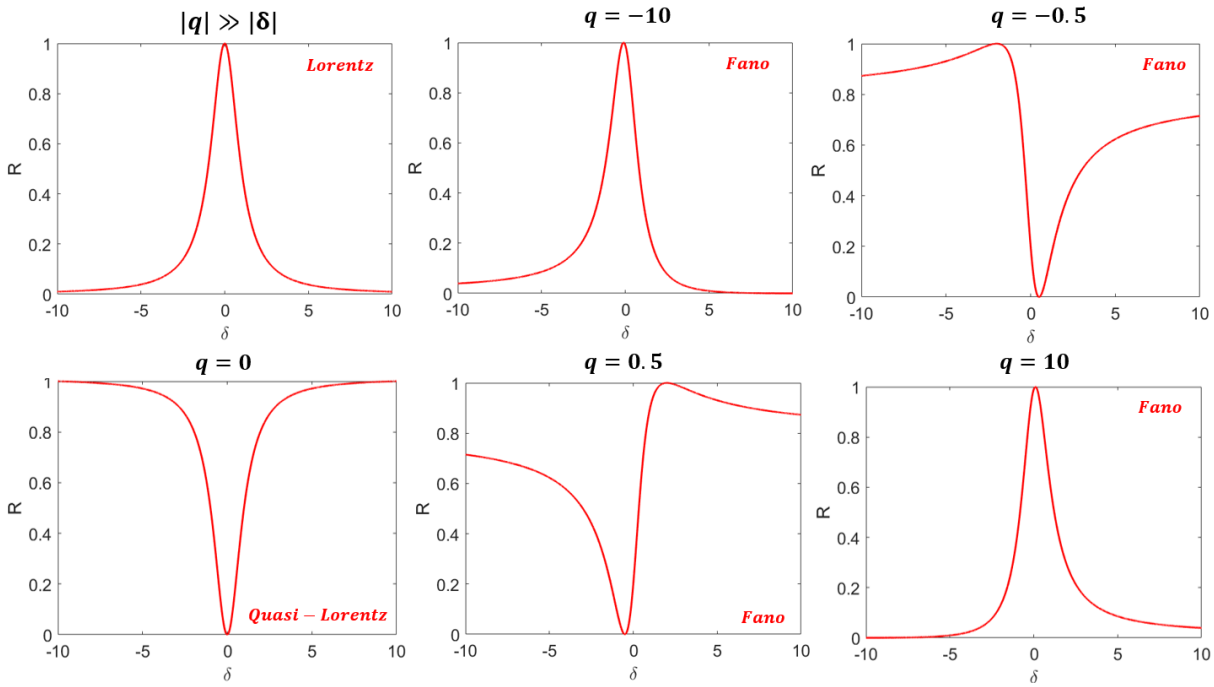


FIGURE 18 – Résonance de Fano et impact du paramètre d'asymétrie.

Dans le cas $|q| \gg |\delta|$ ou $q = 0$ on parle de profil Lorentzien où quasi-Lorentzien : ceux-ci sont caractérisés par une symétrie du spectre de réflexion, de transmission et d'absorption. Dans les cas où ce paramètre est différent de ces valeurs, on parle alors de profil de Fano. L'origine de ces deux profils distincts réside dans le couplage entre un état discret localisé et le continuum d'états qui l'entoure. Dans le cas où l'influence du couplage entre le continuum et l'état discret est faible, c'est le profil de Lorentz qui s'applique, dans le cas contraire, c'est celui de Fano [87].

1.2.2 Métrique des capteurs

Nous avons dans les paragraphes précédents parlé de capteurs photoniques basés sur l'étude de spectres. Nous allons dans les sections suivantes définir et détailler la métrique qui leur est associée. Les différentes méthodes d'interrogation de nanotransducteurs seront décrites et l'ensemble des grandeurs essentielles pour la caractérisation des performances d'un capteur seront données (sensibilité en longueur d'onde, sensibilité en phase, limite de détection, facteur de qualité, etc).

On trouve dans la littérature, deux principales méthodes d'interrogations de nanostructures type SPR ou cristaux photoniques. La première consiste à s'intéresser à l'intensité optique par le biais de la longueur d'onde de résonance ou de la réflectivité, la deuxième vise elle à détecter la phase de la lumière relative cette fois-ci à l'amplitude du rayonnement.

Interrogation en intensité

L'approche la plus répandue repose sur l'étude de l'intensité optique réfléchie, transmise ou absorbée par les structures. Dans le cas des mesures en intensité, la grandeur détectée est proportionnelle au carré du champ électrique associé à la lumière ($I \propto E \cdot E^*$) et s'exprime en Wm^{-2}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La figure 19 schématise les deux méthodes utilisées pour les mesures en intensité. La première consiste à suivre la longueur d'onde de résonances λ_{res} (wavelenght interrogation) et la seconde vise à s'intéresser à la réflectivité à une longueur d'onde spécifique (intensity modulation).

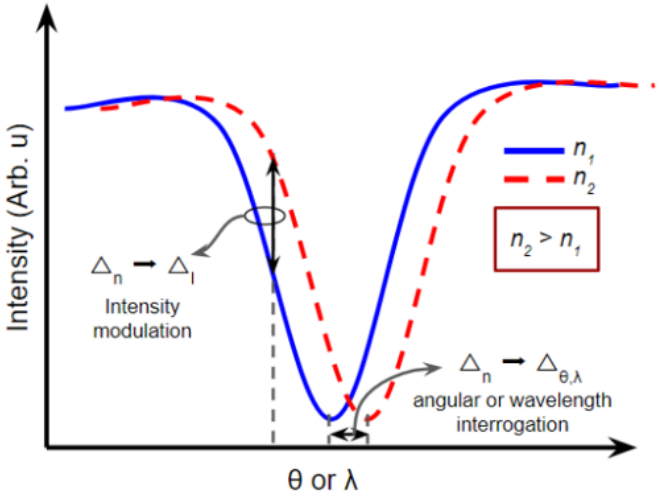


FIGURE 19 – Mécanismes de transduction associés à l'étude de spectres de réflexion (wavelength interrogation = intérêt pour λ_{res} et intensity interrogation = intérêt pour la valeur de la réflectivité à une longueur d'onde) [34].

Dans le cas des mesures consistant à suivre la longueur d'onde de résonance, on parle de sensibilité en longueur d'onde S_λ. Celle-ci est exprimée en nm/RIU et est donnée par la relation suivante :

$$S_\lambda = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial n} \tag{9}$$

Si ce que l'on cherche à mesurer n'est pas une variation d'indice de réfraction, la relation précédente peut se généraliser de la forme suivante :

$$S_\lambda = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial m} \tag{10}$$

Où m représente la variable d'étude (température, pression, concentration en gaz, etc.).

Bien que simple d'apparence, cette relation peut être développée dans le but de mettre en lumière un phénomène important à prendre compte pour ce type de mesure. En effet, une autre formulation que l'on peut trouver dans la littérature est la suivante [88, 89] :

$$S_\lambda = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial n} = \eta \cdot \frac{\lambda_{res}}{n_{eff}} \tag{11}$$

On reconnaît dans cette formule la longueur d'onde de résonance ainsi que l'indice effectif du mode couplé, la nouveauté repose sur le terme η représentant le facteur de recouvrement du champ électrique avec la zone assujettie aux perturbations. Il peut s'écrire de la façon suivante :

$$\eta = \frac{\int_{V_{pert}} \epsilon |\vec{E}|^2 dr^3}{\int_{V_{tot}} \epsilon |\vec{E}|^2 dr^3} \tag{12}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Où V_{pert} représente le volume concerné par les perturbations d'indice (présence de molécule, variation de température, etc.) et V_{tot} le volume total qu'englobe le champ électrique résonant (volume modal). Le paramètre η représente la part utile du champ, il vaut 1 dans le cas où les perturbations auraient lieu dans la totalité des zones couvertes par $\vec{E}$ et 0 dans le cas où celles-ci ont lieu dans des zones où la lumière ne se trouve pas. Pour s'assurer d'une bonne sensibilité, il est donc nécessaire de concevoir des structures optimisant le recouvrement du champ électrique avec les perturbations. Ce phénomène est crucial à prendre en compte lors de la conception des structures. Dans le cas des détections de composés moléculaires, l'une des manières d'augmenter η est par exemple de fonctionnaliser les surfaces de manière à contraindre les molécules d'intérêt dans les zones denses en lumière [90, 91, 92, 6].

Bien qu'elle fasse partie des paramètres importants dans la métrique d'un capteur, la sensibilité est une grandeur qui concerne uniquement le transducteur et ne prend pas en compte l'impact des outils expérimentaux associés à la détection même du signal (analyseur de spectre, photodétecteur, etc.). La grandeur prenant en compte les performances du transducteur mais également les limites imposées par les instruments de mesure est appelée limite de détection en longueur d'onde (LOD_λ). Plus la LOD est basse et plus le capteur est capable de mesurer de faibles variations dans l'environnement, la réalisation de capteur ultrasensibles a donc pour principal objectif de rendre cette grandeur aussi faible que possible. Dans le cas de mesure visant à suivre la longueur d'onde de résonance, celle-ci est donnée par la relation suivante [89, 93] :

$$LOD_\lambda = \frac{3 \cdot \sigma_\lambda}{S_\lambda} \tag{13}$$

Ici, σ_λ correspond au bruit de mesure associé à la détermination de λ_{res} (écart-type). Lors des mesures, celui-ci dépend de la résolution de l'analyseur de spectre (ou du spectromètre) mais également des perturbations pouvant exister au sein même du système de mesure (variation thermique, vibrations mécaniques, etc.).

Cette façon de procéder est relativement peu complexe à mettre en place et ne nécessite que d'un analyseur de spectre et d'une source large bande pour fonctionner. Ce type de mesure est le plus répandu et a déjà donné lieu à bon nombre de résultats dans divers domaines. On les retrouve par exemple en biologie ($S_\lambda = 137$ nm/RIU pour l'immunoglobuline G [94], $LOD = 100$ ag pour la protéine de l'Avidine [76]), mais encore pour la détection de gaz ($S_\lambda = 3$ pm/ppm pour NH_3 [95], $S_\lambda = 6.5$ nm/ppb pour le DMMP [96]) ou bien pour la détection de variations de température ($S_\lambda = 8.962$ nm/°C [97]).

Le suivi de la longueur d'onde de résonance est l'une des deux méthodes permettant d'utiliser un spectre à des fins de capteur. La figure 19 (intensité modulation) montre quant à elle la seconde méthode : celle-ci consiste à s'intéresser aux valeurs de réflectivité, de transmission ou d'absorption associées à la structure. Cette technique est la plus simple à mettre en place car elle ne nécessite qu'une source monochromatique et un photodétecteur. L'idée est alors de fixer la longueur d'onde incidente puis de relier la variation de réflectivité dR, de transmission dT ou d'absorption dA à la perturbation extérieure d'indice dn.
Pour ce type de mesures, on parle alors de sensibilité et de limite de détection en intensité. En prenant l'exemple d'un capteur fonctionnant en réflexion, celles-ci sont données par les relations suivantes [98, 99, 25] :

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$S_R = \frac{\partial R}{\partial n} \tag{14}$$

et

$$LOD_R = \frac{3 \cdot \sigma_R}{S_R} \tag{15}$$

Ici, σ_R correspond à l'incertitude de mesure associée à la détection de la valeur de la réflectivité. Cette méthode est relativement répandue et a déjà permis d'obtenir des capteurs à hautes performances dans une large gamme de domaine telle que la biologie (LOD de 0.01 μM pour l'ATP [36]) ou bien encore la médecine (LOD de 8.7×10^{-5} RIU pour le sucrose [46]).

Interrogation en phase

Au-delà des mesures en intensité, il est possible de s'intéresser à la phase à la réflexion ou en transmission du champ électrique résonant (relative à l'amplitude du champ). La figure 20 montre ainsi le principe de la mesure de phase. L'idée générale est de fixer la longueur d'onde à celle de résonance, puis de mesurer la valeur de la phase associée à la lumière réfléchie par la structure. La présence d'une perturbation va avoir comme conséquence de décaler la courbe $\phi(\lambda)$ et donc de faire varier la phase à la longueur d'onde considérée. En faisant le lien entre le saut de phase $\Delta\phi$ et la perturbation qui en est à l'origine, on aboutit finalement à un capteur.

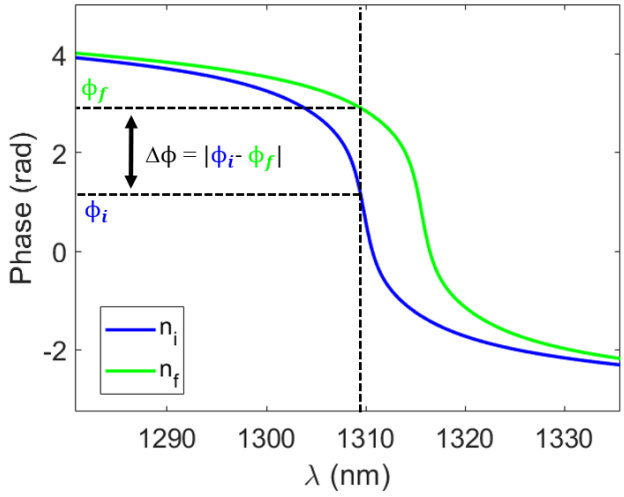


FIGURE 20 – Mécanisme de transduction lors de l'interrogation en phase d'un nanotransducteur dont l'indice varie.

Dans ce cas de figure, on parle de sensibilité en phase S_ϕ exprimée en rad/RIU (ou en degrés/RIU) et celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$S_\phi = \frac{\partial \phi}{\partial n} \tag{16}$$

Ou dans sa forme généralisée :

$$S_\phi = \frac{\partial \phi}{\partial m} \tag{17}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Avec m correspondant à la grandeur d'intérêt.

On peut cette fois-ci définir une limite de détection de phase LOD_ϕ définit par :

$$LOD_\phi = \frac{3 \cdot \sigma_\phi}{S_\phi} \tag{18}$$

Où σ_ϕ (rad) représente l'incertitude associée à la détection de la phase. Ce type d'interrogation en phase a d'ores et déjà permis de fournir des capteurs performants dans bons nombres de domaines d'application. On retrouve ainsi ce type de mesure pour la détection de molécules biologiques telles que la streptavidin ($LOD = 1$ pM) [100] ou la procalcitonin ($LOD = 1$ pg/mL [77], mais aussi pour des mesures de température ($S_\phi = 4.5$ deg/°C [101]) ou bien encore directement pour la détection de changement d'indice de réfraction ($LOD = 3.86 \times 10^{-6}$ RIU [102]).

Les différentes formules donnant les limites de détections associées à chacun des types d'interrogations ($LOD_\lambda, LOD_R, LOD_\phi$) sont toutes écrites sous forme d'un rapport. Dans les trois cas, les numérateurs dépendent de la qualité de la mesure (meilleure est la mesure et plus faible est le bruit) alors que le dénominateur concerne lui la sensibilité du transducteur. En effet, un transducteur à très haute sensibilité couplé à une méthode de mesure de mauvaise qualité (ou inversement) conduit à sous exploiter les performances du capteur. En conclusion, pour aboutir à un capteur ayant la LOD la plus basse possible, il est nécessaire de fournir un effort aussi bien sur l'efficacité du transducteur que sur la façon de procéder à la mesure.

1.2.3 Méthodes d'interrogation en phase de nano-transducteurs

Pour aboutir à un capteur basé sur la détection de la phase réfléchie (ou transmise) par un nano-transducteur, deux principales méthodes de mesure existent. La première consiste à utiliser l'ellipsométrie et la seconde l'interférométrie.

Ellipsométrie

L'une des méthodes la plus couramment employée dans le but d'interroger en phase une nanostructure consiste à détecter l'état de polarisation de la lumière réfléchie par le transducteur.
La caractérisation par ellipsométrie d'une structure permet de remonter à un large éventail de grandeurs physiques telles que l'épaisseur d'une couche déposée, la rugosité de celle-ci, son indice de réfraction ou bien encore son spectre de réflectivité et la phase qui y est associée.

Malgré les nombreux avantages de la méthode ellipsométrique (non-destructive, large gamme de grandeurs physiques détectables, etc.) et le fait que ce type de mesures ait permis de concevoir une grande variété de capteurs [101, 103, 104, 105], un certain nombre de contraintes limite l'utilisation de cette approche de caractérisation de la phase. La principale difficulté réside dans le fait que les mesures soient indirectes. Par conséquent, la bonne interprétation des résultats nécessite la mise la place de modèles physiques pouvant être complexes à implémenter (selon le type de structure et les matériaux qui la constituent).
Au-delà de cette première contrainte, celle fréquemment rencontré avec les ellipsomètre

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

peut venir d'une résolution spectrale trop faible (≈ 1 nm) et/ou d'un bruit de phase conséquent (≈ 1 °) ayant pour conséquence de rendre moins avantageuses les limites de détection de ce type de capteurs [101].

Interférométrie

La deuxième méthode de détection de la phase qui est largement répandue consiste à utiliser un interféromètre.

Les techniques de mesure par interférométrie sont utilisées depuis plus de 150 ans (expériences de Michelson et Morley) et sont encore aujourd'hui à l'origine de bon nombre de résultats expérimentaux (onde gravitationnelle, détection de gaz, détection de déplacements spatiaux, etc.).

Il existe une grande variété de systèmes interférométriques : les plus utilisés dans la littérature sont ceux de type Fabry-Pérot [106, 107], Sagnac [108, 109] ou bien encore des Mach-Zehnder (MZ) ou des interféromètre de Michelson [110]. Les mesures interférométriques sont largement employées de par les différents avantages qu'elles offrent (étude in-vivo, mesures directes, haute sensibilité, etc.). L'équipe de P. Sahoo a par exemple utilisé un interféromètre de MZ pour concevoir un capteur pouvant détecter des variations d'indice de réfraction d'un cristal photonique (couche mince 1D nano-structurée) aussi faible que 10^{-7} RIU (figure 21-a) [111]. Celle de I. Barth a quant à elle développé un interféromètre à chemin commun basé sur le recouvrement entre deux faisceaux provenant d'une même source mais dont l'un d'eux se trouve dans un état de polarisation TE et l'autre TM (figure 21-b). En couplant cette ligne optique avec deux nano-structures telles que des CP 1D structurés périodiquement dans une couche de Si_3N_4 (transducteur test et transducteur de référence), cette équipe est finalement parvenue à détecter la présence de bio-marqueurs à l'échelle de 1 pg/ml et avec une précision sur la phase de l'ordre de 0.03 ° [77].

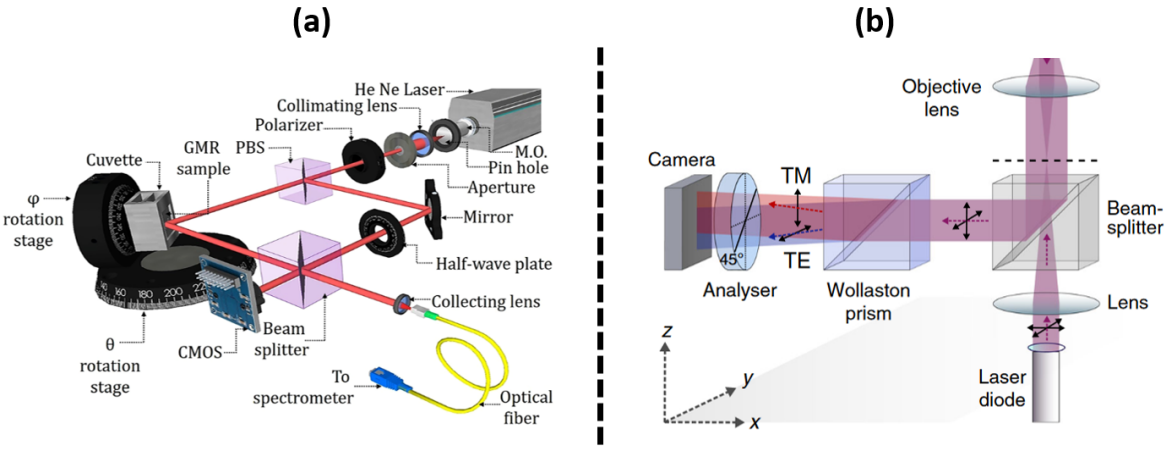


FIGURE 21 – Exemples de lignes interférométriques permettant une détection précise de la phase réfléchie sur un nano-transducteur. (a) Interféromètre type MZ donnant lieu à la détection d'une variation d'indice de réfraction de 10^{-7} RIU [111]. (b) Interféromètre à chemin commun pour la détection de bio-marqueurs infectieux à l'échelle du 1 pg/ml [77].

Bien que la détection de la phase à l'aide d'interféromètre ne soit pas exempte de contraintes (systèmes optiques complexes, difficultés d'alignement, etc.), ce type de dis-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

positif a par le passé largement montré qu'il rendait possible l'interrogation en phase de nano-transducteurs tout en offrant une haute sensibilité et un faible bruit de mesure. Nous détaillerons dans la suite de ce manuscrit l'interféromètre original que nous avons mis en place dans ce but d'interroger en phase les nano-transducteurs étudiés durant cette thèse.

1.2.4 Interrogation en phase de transducteur proche de singularité

Points singuliers dans le spectre : couplage critique (CC)

Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre une structure telle qu'un cristal photonique, il se produit un couplage entre la lumière incidente et les modes de résonance de la structure. Ce couplage provoque alors des interférences entre les ondes incidentes et réfléchies. Dans certains cas, ces interférences sont destructives et on observe une chute significative de la réflectivité à la longueur d'onde considérée (figure 22).

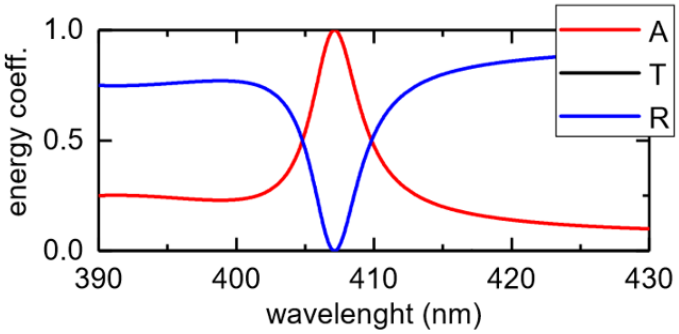


FIGURE 22 – Spectres associés au couplage critique au sein d'un cristal photonique. Figure issue des travaux de Rashid G. Bikbaev et son équipe [112].

Dans le cas où les interférences successives seraient parfaitement destructives, la réflectivité tend vers zéro ($R \to 0$) et on parle alors de résonances au Couplage Critique (CC). La lumière qui n'est pas réfléchie est alors soit transmise, soit absorbée. Des résonances proches de points de couplage critique ont ainsi expérimentalement été observées dans divers types de nanostructures tel que les SPR/LSPR [113, 103, 104], les structures métallo-diélectriques [114, 115, 112], ou bien encore les cristaux photoniques [116, 117].

L'origine du phénomène de couplage critique est interprétée de deux façons dans la littérature : on trouve ainsi selon la modélisation, soit une explication relative aux taux de pertes du résonateur [115, 114] (figure 23-a-b), soit à la correspondance entre la partie imaginaire de l'impédance $Z^* = \frac{E^*}{H^*}$ entre des interfaces spécifiques de la nanostructure [101] (figure 23-a-c).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

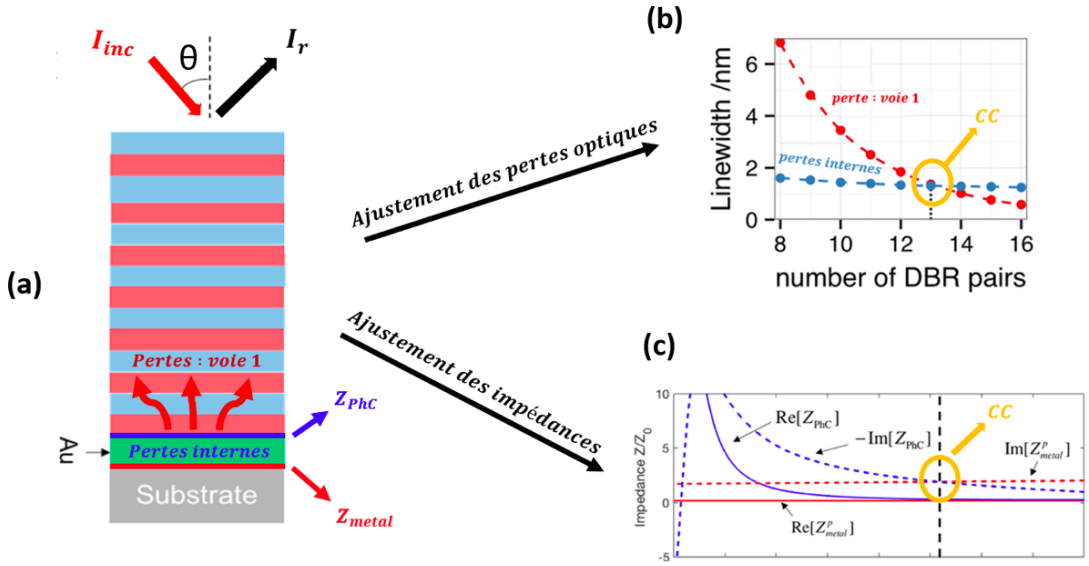


FIGURE 23 – Mécanisme d'accordabilité des résonances aux points de couplage critiques. (a) Schéma d'une structure composée d'un miroir de Bragg surmonté d'une couche métallique (structure Tamm). Ce type de résonateur est associé à des pertes internes et à des pertes par rayonnement (voie 1) (figure adaptée des travaux de Yoichiro Tsurimaki et son équipe [101]). (b) Évolution des taux de pertes en fonction du nombre de paires dans une structure Tamm [115]. (c) Évolution des impédances associées aux interfaces marquées en bleu et en rouge sur la figure (a) [101].

Pour ce qui est de la première interprétation, il s'agit de décrire la structure photonique comme un résonateur doté d'un certain nombre de paramètres dont des taux de perte associés à différentes voies d'entrée et de sortie de l'énergie. Ces pertes peuvent être sous forme d'un rayonnement entrant ou quittant la structure ou bien sous forme de pertes internes relatives à l'absorption. Selon le résonateur, le couplage critique se produit alors lorsque certains taux de pertes s'égalisent (cercle jaune figure 23-b). Cette modélisation d'une nanostructure par un résonateur sera développée dans la suite de ce manuscrit.

La deuxième interprétation que l'on trouve dans la littérature explique le couplage critique comme la correspondance entre les impédances des ondes éclairant les interfaces associées aux résonances optiques. Prenons pour exemple le cas de la structure visible sur la figure 23-a : celle-ci montre une structure type Tamm composée d'un miroir de Bragg surmonté d'une couche métallique en or puis d'un substrat. Nous verrons en détail dans la suite de ce document que ce type de structure supporte un mode optique à l'interface entre le métal et le miroir de Bragg. Yoichiro Tsurimaki et son équipe [101] ont ainsi montré que pour ces structures, le couplage critique se produit lorsque la partie imaginaire de l'impédance à l'interface miroir/métal égalise celle à l'interface métal/substrat (figure 23-a et c).

Quelque soit l'approche choisit pour décrire le couplage critique, la réalisation de structures proches de ces points singuliers nécessite une conception fine dont l'objectif est soit d'égaliser des taux de pertes, soit des impédances.
Pour ce faire, deux solutions existent lors de l'étape de conception : on peut jouer soit sur une variation locale des indices de réfraction (matériaux à changement de phase [118, 119, 120], matériaux poreux [121], etc.) (figure 24-a), soit imposer une variation locale de la géométrie de la structure (épaisseur des couches, structuration du matériau, etc.) [122, 123, 116, 115] (figures 24-b-c). Dans tous les cas, l'objectif vise ainsi à moduler de manière

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

contrôlée les caractéristiques du résonateur de manière à optimiser la réponse optique du système et tendre au plus près des singularités de couplage critique.

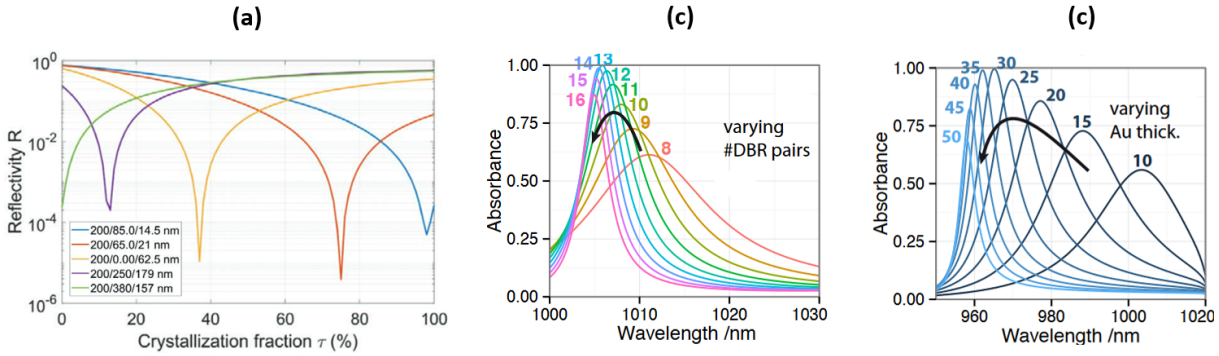


FIGURE 24 – Méthodes d'adaptation de résonances photoniques aux points de couplage critique. (a) Ajustement de l'épaisseur d'un empilement de couches Au/ITO/GST [118] et du taux de cristallisation. (b) Ajustement du nombre de paires de miroir de Bragg au sein d'une structure Tamm et (c) de l'épaisseur de métal pour le même type de structure [115].

L'un des principaux défis liés à l'utilisation du concept de couplage critique repose sur la difficulté de concevoir et de fabriquer des structures à proximité direct de ces points singuliers. En effet, de tels transducteurs nécessitent de contrôler la fabrication des structures à l'échelle du nanomètre [115, 124, 120]. Cette condition reste toujours délicate à obtenir expérimentalement et l'accordabilité des résonances aux points de CC constitue encore un domaine actif de recherche.
Cette capacité des résonances à s'approcher du phénomène de couplage critique est pertinente d'un point de vue des applications capteurs [125, 126, 127] (meilleure limite de détection). Nous verrons dans les paragraphes suivants que l'intérêt principal du couplage critique pour la réalisation de capteurs réside dans la singularité de phase qu'il induit.

Phase à la réflexion aux abords de singularités de phase

Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.4 que sous certaines conditions, les résonances associées aux structures photoniques pouvaient se trouver à proximité de points singuliers dans le spectre appelé points de couplage critique. Nous allons dans cette section détailler l'intérêt d'étudier la phase à la réflexion en ces points vis à vis des applications capteurs.

A.V Kabashin et son équipe ont montré à la fin des années 1990 qu'une diminution de la réflectivité entraîne un changement abrupt de la phase tel que visible sur la figure 25 [128, 129]. Les courbes 1 et 3 sont associées à des résonances SPR situées de part et d'autre de la singularité, la courbe 2 correspond quant à elle au saut de phase au point de couplage critique ($R = 0$). Il a ensuite été montré que ce type résonance entraîne une singularité de phase (phase non-définie en ces points) [130, 131].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

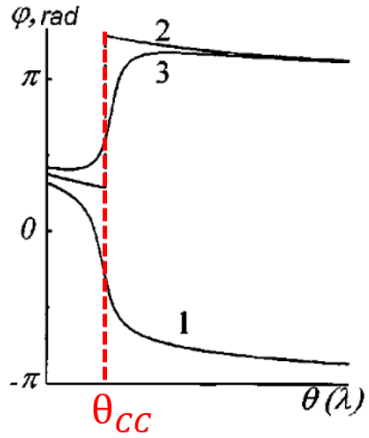


FIGURE 25 – Saut de phase de la lumière réfléchie proche de point de couplages critiques dans une structure SPR [129].

De plus, A.V Kabashin et son équipe ont également montré que l'étude du saut de phase à la réflexion proche de ces points singuliers pouvait donner lieu à une amélioration d'un facteur 2 de la limite de détection de ce type de capteur (comparé à ceux étudiant le spectre de réflectivité) [132]. La singularité de phase est fortement liée à l'environnement proche de la structure (géométrie et indices), il a ainsi été montré expérimentalement (principalement dans des structures SPR) que ces points sont associés à de fortes sensibilités en phase [100, 104, 133].

En parallèle, différentes équipes de recherche ont montré empiriquement qu'il existe une relation entre la sensibilité de phase S_ϕ et la valeur de la réflectivité minimale r_{min} [101, 103, 134, 135] : plus la réflectivité est faible et plus la sensibilité de phase est grande. Récemment, les recherches à l'INL ont permis d'élaborer un modèle analytique basé sur la TMCT pour décrire le comportement de la sensibilité en phase proche des points de CC au sein de structures SPR [120].
La figure 26-a montre ainsi la réflectivité associée à des résonances SPR dont l'épaisseur de la couche métallique passe de 48 nm à 51.25 nm (obtenue par simulation numérique) [120]. On constate alors que ces modifications sont en mesure de faire varier les minimums des spectres R_{min} sur plusieurs ordres de grandeurs. Cette variabilité de R_{min} s'explique par la proximité relative de chacune des structures avec les conditions de couplage critique. La figure 26-b montre la phase à la réflexion correspondant aux spectres de la figure (a). On observe le même comportement que sur la figure 25 : à savoir une variation d'autant plus brutale de la phase que la résonance est proche du point ou $R = 0$.
La figure 25-c montre la linéarité du déphasage induit par une variation d'indices de réfraction. On remarque également que la variation de phase ($\Delta\phi$) est d'autant plus grande que la résonance est proche du CC.
Enfin, la figure 25-d montre la sensibilité en phase du transducteur pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche métallique. Les points colorés correspondent aux valeurs associées aux courbes des figures (a), (b) et (c) : la courbe continue bleue montre le résultat obtenu par simulation numérique et la courbe pointillée rouge donne les valeurs de sensibilité en phase prédites par le modèle théorique que nous avons élaboré à l'INL, et que nous allons détailler dans le chapitre 2. On constate alors que ce modèle est capable de prédire de manière satisfaisante la sensibilité de modes SPR proche de singularités de phase. De plus, ces travaux ont également confirmé les premiers résultats théoriques en trouvant une équation analytique reliant la sensibilité en phase et le minimum de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

réflectivité de manière inversement proportionnelle $S_\phi \propto \frac{1}{r_{min}}$.

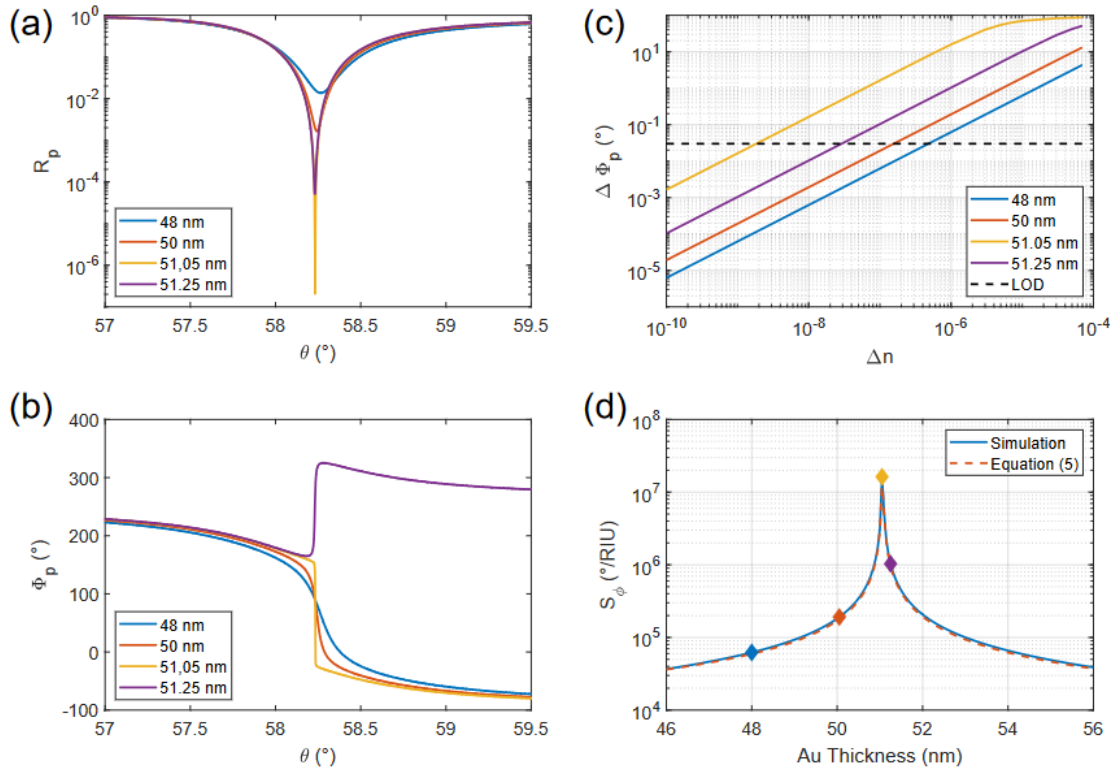


FIGURE 26 – Réponse optique et sensibilité en phase de mode SPR plus ou moins proches de point de couplage critique [120]. (a) Réflectivité du mode optique SPR pour une structure dont l'épaisseur de métal varie. (b) Phase à la réflexion correspondantes et (c) variation de la phase à la résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu proche de la structure. (d) Sensibilité en phase en fonction de l'épaisseur de métal.

En conclusion de ces quelques paragraphes, nous avons vu que les points de couplage critiques sont associés à des singularités dans le spectre donnant lieu à des sauts de phase abrupts et extrêmement sensibles aux variations de l'environnement proche de la structure. De plus, l'étude de la phase à la réflexion proche de ces points peut conduire à des capteurs dont les performances surpassent celles des dispositifs basés sur l'étude de l'intensité optique. Cette grandeur est donc judicieuse à mesurer à des fins de capteurs ultrasensibles.

1.3 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons vu qu'il existe depuis les années 1980 de nouveaux nanotransducteurs optiques basés sur le contrôle de la lumière à l'échelle de sa longueur d'onde. Ces nanostructures bénéficient de nombreux avantages en terme d'applications capteur : celles-ci offrent notamment un confinement intense de la lumière donnant lieu à de fortes interactions lumière/matière et permettant d'aboutir à des capteurs à hautes performances.

Après avoir défini les concepts fondamentaux associés aux cristaux photoniques, nous avons vu que l'utilisation de ce type de structure comme moyen de transduction passe principalement par l'étude de résonances dans les spectres de réflexion, de transmission ou d'absorption. Nous avons notamment vu qu'il est possible dans divers types de structures

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

(SPR/LSPR/CP) d'aboutir à des résonances proches de points singuliers appelés points de couplage critique. Ces singularités dans le spectre sont associées à 2 phénomènes caractéristiques : une réflectivité qui chute significativement ($R \to 0$) à la longueur d'onde de résonance λ_{res}, et un saut de phase abrupt à cette longueur d'onde.

Nous avons également vu qu'il existe deux principales méthodes d'interrogation pour ces transducteurs : soit une interrogation en intensité, soit une interrogation en phase. Les résultats fournis par la littérature ont cependant montré que ces deux méthodes ne sont pas équivalentes en terme de limite de détection. La détection de la phase est ainsi susceptible d'aboutir à un capteur dont la limite de détection est jusqu'à deux ordres de grandeur en dessous de celle associée à une détection de l'intensité. L'association entre les concepts d'interrogation en phase et de couplage critique (saut de phase drastique) est donc une solution judicieuse à explorer dans le but d'aboutir à un capteur ultrasensible.

1.4 Approche de la thèse : détection par interrogation en phase de cristaux photoniques proches de singularités de phase

Dans ce contexte, notre approche repose sur la réalisation d'un capteur par interrogation en phase de nano-transducteurs proches du couplage critique. Notre objectif est ainsi de réaliser un capteur optique dont les performances offrent la possibilité de détecter d'infimes variations de l'environnement.

Pour cela, mon travail de thèse consiste à travailler sur deux principaux aspects :

- Premièrement : la conception de structures photoniques présentant des résonances proches de singularité de phase. Nous allons notamment travailler sur des cristaux photoniques métallo-diélectriques appelés structures Tamm dont la géométrie est ajustée à l'échelle sub-longueur d'onde dans le but d'accorder les résonances au plus proche du couplage critique. Les structures conçues seront caractérisées optiquement puis interrogées en phase à l'aide d'un système interférométrique en vue de valider notre méthode d'accordabilité par le biais de la réalisation d'un capteur de température. Au-delà de la détection de variations de température, nous verrons dans la dernière partie de ce manuscrit que ces mêmes concepts, mais appliqués à des structures différentes (entièrement constituées de matériaux diélectriques) peuvent être employés en vue réaliser un capteur de gaz à hautes performances.

- Deuxièmement : la phase comme grandeur d'étude nécessite la mise en place d'un système de détection approprié. Dans ce projet, nous avons choisi de mettre au point un interféromètre original doté de spécificités donnant lieu à des mesures extrêmement précises de la phase. Nous verrons entre autres qu'une particularité de la ligne optique mise en place repose sur l'utilisation d'un module holographique permettant une mise en forme adéquate du front d'onde de la lumière incidente sur le transducteur. Bien que de premiers tests aient été effectués sur la ligne interférométrique avant mon arrivée au sein du laboratoire (ligne fonctionnant en transmission), une partie de mon travail de thèse a consisté à rendre le montage opérationnel en réflexion mais également à valider son bon fonctionnement ainsi que ses performances vis à vis d'une utilisation pour des applications de capteurs.

L'objectif de ces deux aspects de mon travail est d'obtenir un transducteur ultrasensible

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

grâce à l'utilisation de singularités dont nous pouvons exploiter les pleines capacités grâce à une méthode de détection à forte sensibilité.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Vers un capteur ultrasensible : accordabilité du couplage critique dans des structures à modes optiques Tamm

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

L'objectif de cette thèse est de réaliser un capteur à sensibilité extrême par le biais de nano transducteurs interrogés en phase. Le présent chapitre a pour but de détailler l'approche que nous avons adoptée. Dans un premier temps, nous décrirons les cristaux photoniques que nous utilisons. Nous verrons qu'il s'agit de structures métallo-diélectriques supportant des modes optiques appelés "modes Tamm", localisés à l'interface entre un miroir de Bragg et une couche métallique. Nous aborderons notamment les concepts fondamentaux relatifs à ce type de modes optiques.

Dans un second temps, nous verrons comment concevoir des structures Tamm optimisées pour des applications de capteurs de phase ultrasensibles. Dans ce but, le modèle théorique que nous avons développé sera présenté. Celui-ci offre, pour la première fois, une description analytique de la sensibilité en phase des résonances Tamm.
Nous verrons également comment augmenter drastiquement la sensibilité via l'utilisation de résonances associées aux points de couplage critique (CC). Nous décrirons ensuite l'approche originale que nous avons choisie dans le but d'accorder les résonances aux points de CC. Celle-ci est basée sur la structuration à l'échelle sub-longueur d'onde de la couche métallique : les étapes nécessaires à la fabrication des transducteurs seront alors présentées.

Dans une dernière section, nous aborderons la caractérisation expérimentale des structures Tamm. Pour cela, nous détaillerons la méthode que nous avons employée afin de mesurer les spectres de réflectivité, mais également celle qui nous a permis d'en extraire les paramètres utiles (facteur de qualité, minimum de réflectivité, etc.). Enfin, nous présenterons les principaux résultats obtenus concernant l'accordabilité du couplage critique. Nous montrerons finalement que la nano-structuration est une méthode pertinente pour ajuster les modes Tamm sur ces points singuliers.

Nous tenons ici à préciser les paramètres utilisés pour l'ensemble des simulations présentées dans ce manuscrit (tableau 1). La polarisation du champ électrique est orientée (sauf indication contraire) selon l'axe y (perpendiculaire au plan (x, z) et colinéaire aux tiges métalliques). Dans la mesure où nous visons pour des raisons expérimentales des résonances proches de 1300 nm, les indices du tableau ci-dessous, sont donnés pour cette longueur d'onde.

Matériaux	Origine des indices	n	κ	épaisseur (nm)
Si	Ed Palik [136]	3.50	≈ 0	107
SiO_2	Ed Palik [136]	1.44	≈ 0	260
Au	Johnson et Christy [137]	0.38	8.9	variable

TABLE 1 – Paramètres de simulations associés aux structures Tamm pour l'ensemble de ce manuscrit (les indices sont donnés pour $\lambda = 1300$ nm).

2.1 Couplage critique dans des structures à modes optiques Tamm planaires

2.1.1 Concepts fondamentaux

La première étude théorique des modes optiques Tamm remonte à 2007 [138] et leur démonstration expérimentale à 2008 [139]. Ces modes résonants sont situés à l'interface

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

entre un miroir de Bragg diélectrique (Distributed Bragg miror (DBR)) (figure 27-a) et une fine couche métallique. Les miroirs de Bragg diélectriques que nous utilisons sont constitués d'une alternance de couches Si/SiO_2 d'épaisseur $\frac{\lambda}{4n}$ ($\lambda = 1500$ nm) permettant d'ouvrir une bande interdite photonique de 1200 nm à 2200 nm. La couche métallique ainsi que le DBR pris séparément sont tous les deux très fortement réfléchissants (courbes rouge et bleu figure 27-d). Lorsque les deux sont mis en contact (figure 27-b), il y a apparition d'une cavité optique dans la dernière couche du DBR (figure 27-c) pouvant donner lieu à des interférences constructives pour les rayons réfléchis aux interfaces Si/Au et Si/SiO_2 et conduisant finalement à l'apparition de modes optique Tamm (courbe noire figure 27-d). Pour des raisons expérimentales, nous chercherons dans cette thèse à obtenir des résonances au voisinage de 1300 nm. La lumière qui n'est pas réfléchie par la structure peut-être *in fine* soit transmise, soit absorbée par le métal.

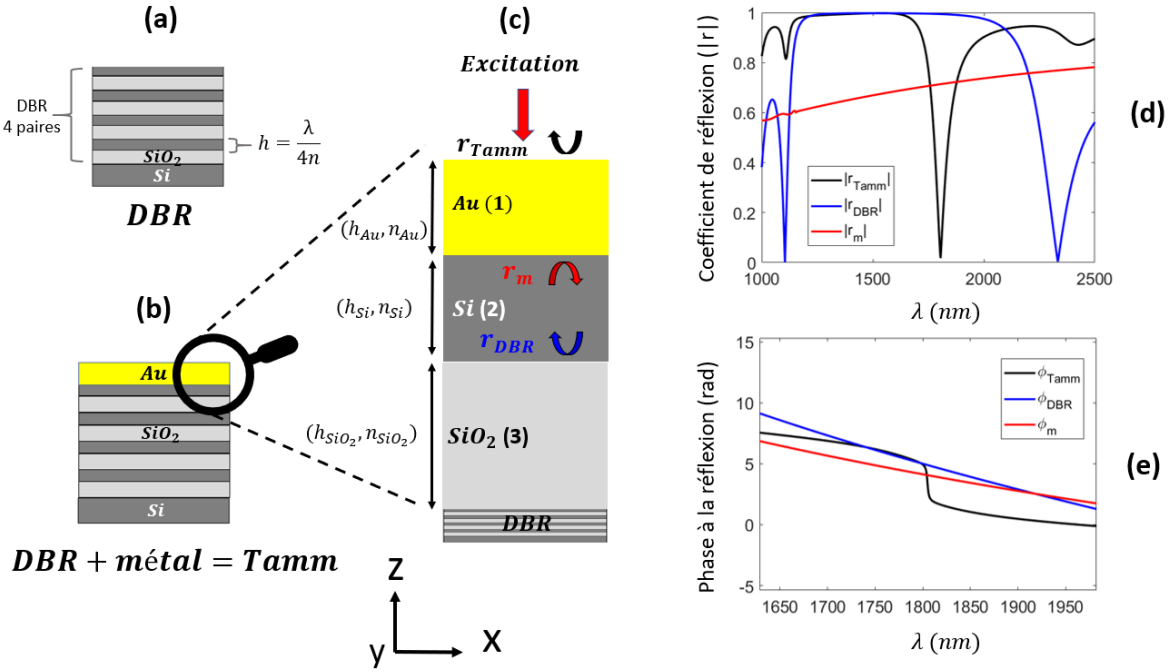


FIGURE 27 – Description optique des structures Tamm. (a) Structure DBR constituée de 4 paires de miroir de Bragg en Si/SiO_2 reposant sur un substrat en Si. (b) Structure Tamm composée d'un DBR plus d'une couche métallique en or. (c) Cavité Tamm située entre le DBR et la couche métallique, les coefficients $|r_{DBR}|$ et $|r_m|$ sont respectivement les modules associés à la réflexion d'une onde provenant de la dernière couche du DBR et se réfléchissant sur la couche en SiO_2 ou sur la couche en or. r_{Tamm} représente la réflexion pour l'ensemble de la structure. (d) Modules des coefficients de réflexion en amplitude (r_{DBR}, r_m et r_{Tamm}) obtenus par FDTD. L'épaisseur d'or utilisée pour ces simulations vaut $h_{Au} = 13$ nm. (e) Phase à la réflexion associée au DBR, à la couche métallique ainsi que la résonance Tamm.

La figure 27-e montre quant à elle la phase à la réflexion ϕ associée aux courbes de la figure 27-d. On remarque que ϕ_m et ϕ_{DBR} ont un comportement monotone sans saut de phase et faiblement variable ($\frac{d\phi_m}{d\lambda} \approx -1.1°/\text{nm}$ et $\frac{d\phi_{DBR}}{d\lambda} \approx -1.6°/\text{nm}$ pour $1300 < \lambda < 1900$ nm). En revanche, la courbe associée au mode optique Tamm montre la présence d'un saut de phase à la résonance.

La condition d'existence en incidence normale des modes Tamm est donnée par la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

relation suivante [115] :

$$1 - r_m \cdot r_{DBR} \cdot \exp(2 \cdot j \cdot k_0 \cdot n_{Si} \cdot h_{Si}) \approx 0 \tag{19}$$

Ici r_m représente le coefficient de réflexion complexe d'une onde se réfléchissant sur le métal vu depuis l'interface 2-1 (figure 27-c) et r_{DBR} celui associé à une onde se réfléchissant sur la deuxième couche du DBR (vu depuis l'interface 2-3). La grandeur $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ représente le vecteur d'onde dans le vide, n_{Si} et h_{Si} sont respectivement l'indice et l'épaisseur de la dernière couche du Bragg. Pour une structure donnée, l'équation 19 est finalement satisfaite pour un nombre limité de longueur d'onde faisant tendre $|r_{DBR}|$ et $|r_m|$ au voisinage de 1. Le champ électrique associé au mode Tamm est spatialement localisé à l'interface entre la première et la deuxième couche du DBR, l'amplitude du champ diminue exponentiellement dans le miroir de Bragg (figure 28-a). La figure 28-b permet de remarquer qu'il existe un mode optique Tamm même en $k_x = 0$: l'excitation de ces modes peut donc directement être réalisée en incidence normale.

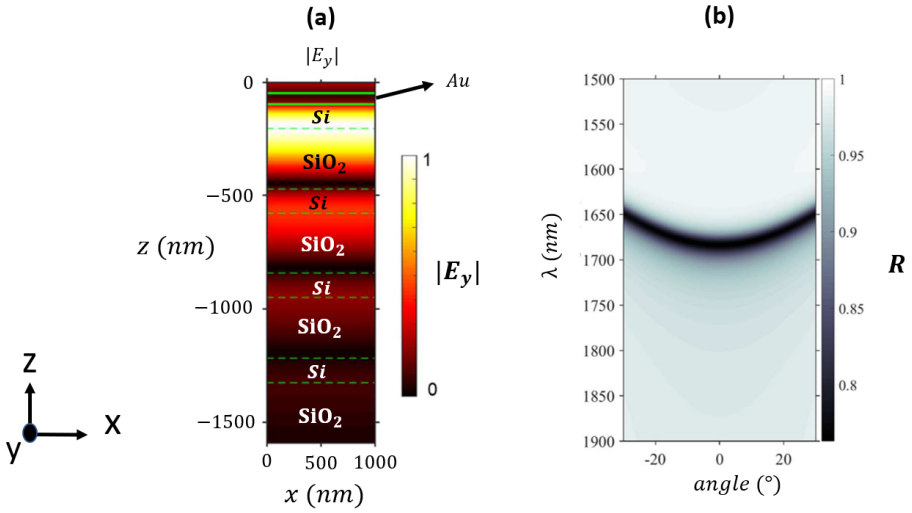


FIGURE 28 – Distribution du champ électrique $|E_y|$ et dispersion $\lambda(\theta)$ d'un mode optique Tamm (planaire) excité autour de l'incidence normale. (a) Distribution du champ électrique associée à un mode Tamm en $k_x = 0$ (incidence normale) simulée par FDTD. (b) Dispersion $\lambda(\theta)$ associée obtenue par RCWA. La structure à l'origine de ces résultats est formée d'un DBR Si/SiO_2 4 paires recouvert de 50 nm d'or.

La figure 29 montre l'évolution de la réflectivité en intensité ainsi que de la phase à la réflexion pour différents cas. Les courbes à gauche sont associées à un changement des indices optiques des matériaux composant la structure (n_{Si}, n_{SiO_2}), celles de droite sont quant à elles relatives à un changement de la géométrie du dispositif (h_{Au}, h_{Si}).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

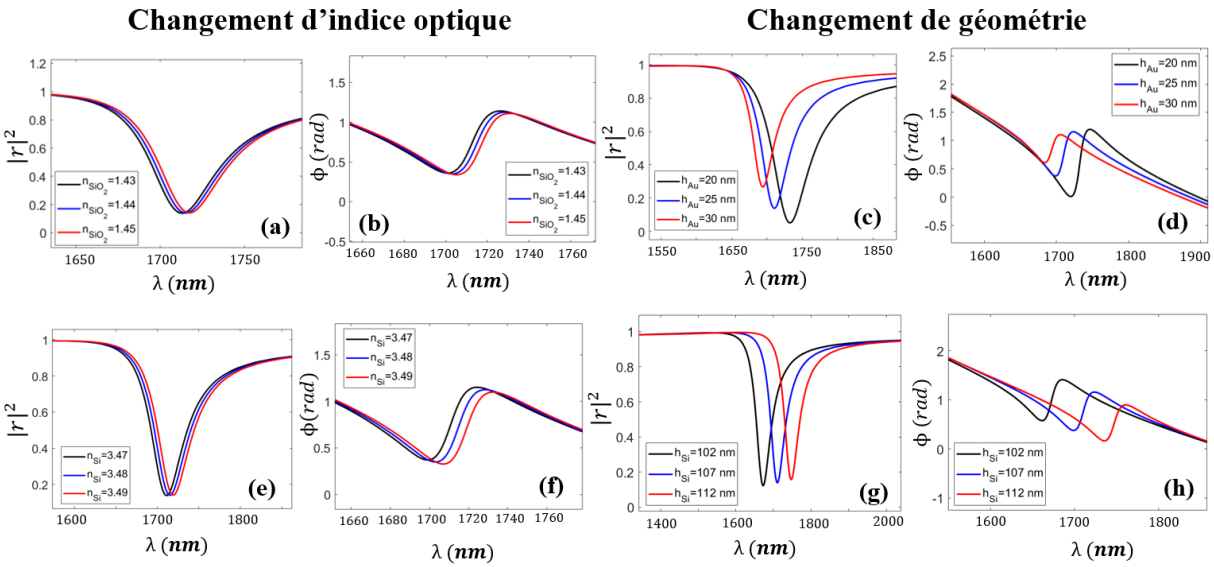


FIGURE 29 – Simulations FDTD de la réflectivité en intensité ainsi que de la phase à la réflexion d'un mode optique Tamm pour différents paramètres de la structure. Les figures (a), (b), (e) et (f) sont respectivement associées à une variation des indices de la silice n_{SiO_2} et du silicium n_{Si}. Les courbes (c), (d), (g) et (h) sont quant à elles associées à une variation des épaisseurs de métal et de la dernière couche de Silicium du DBR.

On constate avec cette figure que toute perturbation des indices ou bien de la géométrie de la structure conduit à une modification des paramètres de l'équation 19. Cela mène finalement à un changement de la réponse optique du système et donne lieu au mécanisme de transduction utile pour les applications capteurs. De plus, les figures 29-c et 29-g permettent de constater que la modification géométrique de la couche en silicium modifie essentiellement la longueur d'onde de résonance λ_{res}. Au contraire, la présence d'absorption dans la couche métallique ($\kappa \neq 0$) conduit à ce qu'une modification de h_{Au} impacte à la fois λ_{res} mais également $|r|^2$.

Ces différentes voies de transduction ont déjà pu être exploitées : des capteurs basés sur l'utilisation de mode optiques Tamm ont ainsi pu être réalisés. Ceux-ci ont permis de concevoir des capteurs de température (LOD de 0.2 °C [101]), des capteurs biologiques (LOD de 1 ppm pour la Dopamine [140]) ou bien encore des capteurs pour la détection de gaz ($LOD = 10^{-6}$ RIU du CO_2 [105]).

2.1.2 Couplage critique dans les structures Tamm planaires

Les figures 30 et 31 montrent les spectres de réflectivité en intensité $R = |r|^2$, les phases à la réflexion ϕ ainsi que les variations de ϕ par rapport à λ pour des structures Tamm DBR 4 paires dont l'épaisseur de l'or (figure 30) ou de la dernière couche du DBR (figure 31) varie. Ces figures illustrent la notion de couplage critique (CC) au sein de structure Tamm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

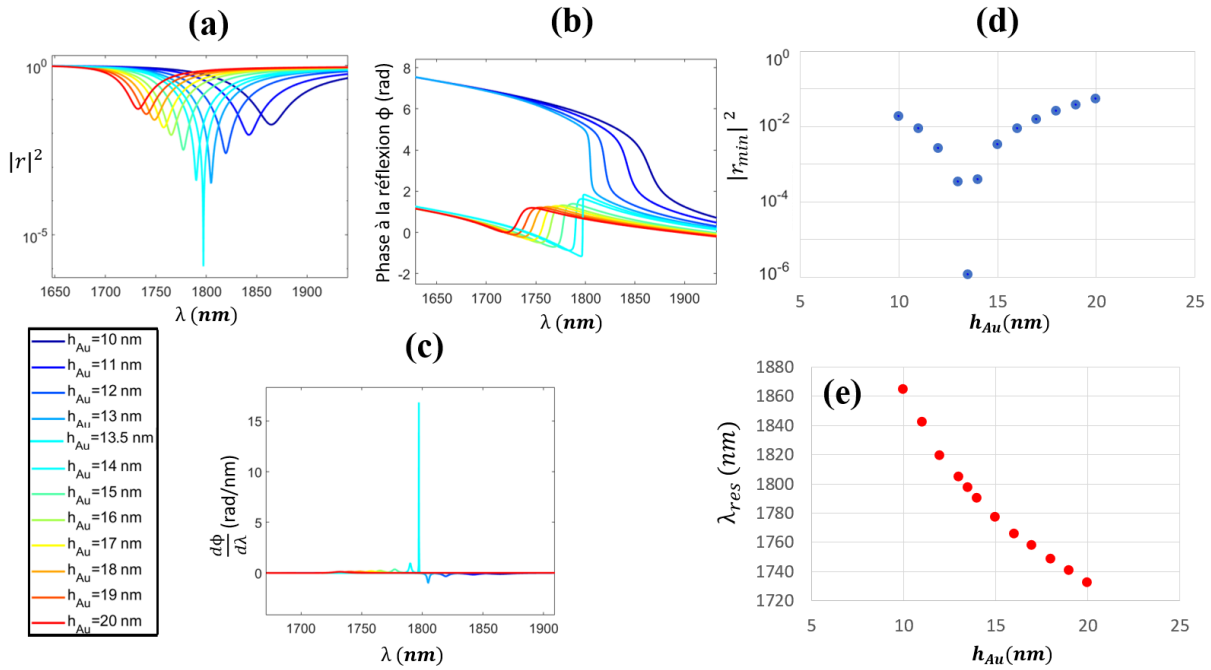


FIGURE 30 – Variation de la réponse optique d'une structure Tamm planaire en fonction de l'épaisseur d'or h_{Au}. (a) Réflectivité en intensité obtenue par FDTD, h_{Au} varie de 10 nm à 20 nm et (b) phase à la réflexion correspondante. (c) Variation de la phase en fonction la longueur d'onde. (d) et (e) Minimum de réflectivité et longueurs d'onde de résonances en fonction de l'épaisseur h_{Au}.

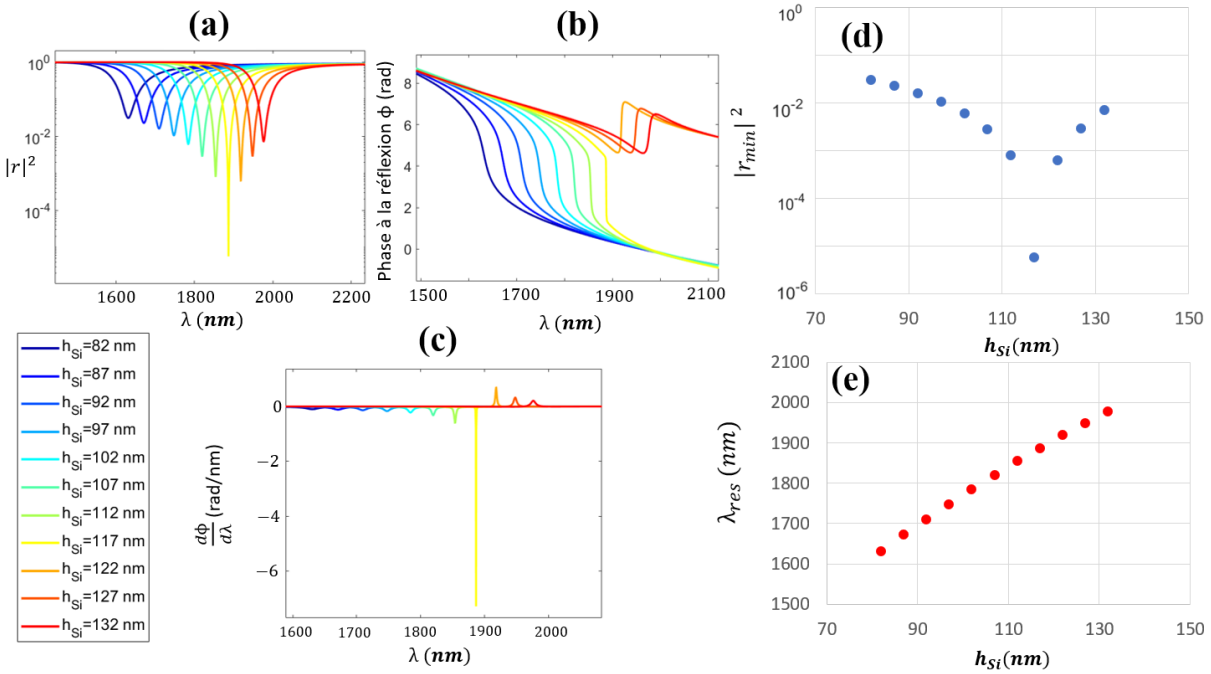


FIGURE 31 – Variation de la réponse optique d'une structure Tamm planaire en fonction de l'épaisseur h_{Si} de la dernière couche du miroir de Bragg. (a) Réflectivité en intensité obtenue par FDTD, l'épaisseur de la dernière couche du DBR varie de 82 nm à 132 nm (h_{Au} = 12 nm) et (b) phase à la réflexion correspondantes. (c) Dérivée de la phase par rapport à la longueur d'onde. (d) et (e) Minimum de réflectivité et longueurs d'onde de résonances en fonction de l'épaisseur h_{Si}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

On remarque sur les figures 30-a et 31-a que l'ajustement de l'épaisseur métallique ou de la dernière couche du DBR peut conduire à obtenir des résonances plus ou moins profondes. Cela est rendu possible grâce au phénomène de couplage critique (CC) dont l'origine au sein de structure Tamm planaire est décrite par les travaux de B. Auguié et de son groupe [115]. La réflectivité associée au mode Tamm s'écrit grâce à la relation suivante :

$$R = \frac{(\Gamma^B_{rad} - \Gamma^R_{rad} + \Gamma_{diss})^2}{(\Gamma^B_{rad} + \Gamma^R_{rad} + \Gamma_{diss})^2} \tag{20}$$

Où Γ^B_{rad} représente le taux de perte par transmission induit par le miroir de Bragg, Γ^R_{rad} celui associé à la lumière réfléchie et Γ_{diss} représente le taux de perte intrinsèque causé par l'absorption des photons dans le métal. Cette relation permet de déterminer les conditions nécessaires pour obtenir un spectre tendant théoriquement vers une réflectivité nulle. En effet, dans le cas ou $\Gamma^B_{rad} - \Gamma^R_{rad} + \Gamma_{diss} = 0$, le numérateur de la relation 20 devient nul et plus aucune lumière n'est réfléchie par la structure. Dans le cas où le miroir de Bragg est fortement réfléchissant ($\Gamma^B_{rad} \approx 0$), la condition de couplage critique ($R = |r_{Tamm}|^2 = 0$) devient finalement :

$$\Gamma^R_{rad} = \Gamma_{diss} \tag{21}$$

Lorsque la transmission de la lumière n'est pas possible, le couplage critique correspond donc au cas où la totalité de lumière incidente est absorbée par le métal. Les figures 30-a et 31-a montrent que la géométrie de la structure impacte la réflectivité des résonances (et donc les taux de pertes) : il est alors possible de l'optimiser de sorte à égaliser au mieux Γ^R_{rad} et Γ_{diss}.

Les figures 30-b et 31-b montrent la phase à la réflexion pour des structures plus ou moins proches du couplage critique (i.e $|r_{min}|$ plus ou moins bas). On remarque alors qu'il existe deux régimes pour la phase : soit elle est monotone (courbes bleues), soit elle présente deux extremums (courbes rouges). On constate aussi que le saut de phase à la réflexion devient de plus en plus abrupt à mesure que l'on se rapproche du CC. En effet, les figures 30-c et 31-c représentent la variation de la phase réfléchie en fonction de la longueur d'onde λ, on remarque alors que plus la résonance est profonde et plus $\frac{d\phi}{d\lambda}$ est grand.

Il a déjà été montré que la sensibilité en phase S_ϕ associée à une résonance peut s'écrire grâce à la relation suivante [103] :

$$S_\phi = \frac{d\phi}{dn} = \frac{d\phi}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda_{res}}{dn} = \frac{d\phi}{d\lambda} \cdot S_\lambda \tag{22}$$

Où $S_\lambda = \frac{d\lambda_{res}}{dn}$ représente la sensibilité en longueur d'onde. La sensibilité en phase est donc directement proportionnelle à $\frac{d\phi}{d\lambda}$: une résonance proche du couplage critique conduit ainsi à augmenter drastiquement la sensibilité en phase du transducteur.

Les avantages des modes Tamm pour les applications capteurs sont nombreux :

- Premièrement : l'excitation des modes optiques Tamm est possible en incidence normale.

- Deuxièmement : bien que la structure contienne du métal, ces modes génèrent moins

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

de pertes que les Surface Plasmon Polariton (SPR) où bien les LSPR (Localized Surface Plasmon Polariton) et permettent donc d'obtenir des facteurs de qualité plus élevés ($Q \approx 100$) [141].

- Troisièmement : nous avons vu qu'un avantage majeur des Tamm vis à vis des applications capteur repose sur le fait qu'il soit possible de concevoir des structures donnant lieu à des points singuliers tels que le couplage critique. Ces points ont le grand intérêt de mener à des variations extrêmement brutales de la phase à la réflexion.

Néanmoins, les Tamm ont deux principaux inconvénients pour les applications capteurs. Premièrement, les facteurs de qualité restent malgré tout relativement faibles par rapport aux structures dépourvues de métal et deuxièmement, il peut être délicat d'optimiser le recouvrement entre le champ résonant et l'analyte. En effet, le champ électromagnétique (EM) des Tamm est principalement contenu dans la structure (figure 28-a), il est donc préférable de les utiliser dans le cas où les variations d'indices ou de géométrie auraient lieu au sein même du transducteur.
Dans le cadre de ce projet, la démarche est de valider notre capteur par des mesures en température. La variation de cette grandeur impacte directement la géométrie (dilatation thermique) ainsi que les indices de l'ensemble de la structure. L'utilisation de modes Tamm est donc pertinente pour ce type de capteur. En réalité, l'écart existant entre les valeurs de la variation des indices en fonction de la température ($\frac{dn}{dT} \approx 10^{-4}\ K^{-1}$) et celle des coefficients de dilatation thermique linéaires ($\alpha \approx 10^{-6}\ K^{-1}$) conduit à rendre les effets géométriques négligeables vis à vis de ceux causés par les changements des indices.

Bien que la relation 22 conduise à une première description de la sensibilité en phase, celle-ci n'est pas analytique et ne permet pas de déterminer les grandeurs clés impactant S_ϕ. On constate notamment que le lien entre la sensibilité en phase et le minimum de réflectivité n'est pas direct. Pour pallier ce problème, nous avons cherché à obtenir une expression littérale de la relation $\phi(\lambda)$ par le biais de la théorie des modes couplés temporelle (TMCT). Une fois celle-ci déterminée, elle pourra être injectée dans la relation 22 pour conduire à une description analytique de la sensibilité en phase au sein des structures Tamm.

2.2 Mode Tamm : vers un capteur ultrasensible

2.2.1 Théorie des modes couplés temporelle (TMCT)

La TMCT est un outil qui permet à partir des caractéristiques d'interaction d'un résonateur avec l'extérieur (excitation, couplage, pertes, etc.) d'obtenir une expression analytique pour les coefficients complexes de réflectivité r et de transmission t. Pour cela, elle prend en compte les différents couplages entre les ondes d'entrées, de sorties et celles qui se couplent au résonateur. Dans le cas des modes Tamm, il s'agit d'un résonateur ayant un unique mode résonant à la pulsation ω_{res} ainsi que des pertes internes (absorption par le métal) et radiatives associés respectivement à des durées caractéristiques $\tau_{diss} = \frac{1}{\Gamma_{diss}}$ et $\tau_{rad} = \frac{1}{\Gamma_{rad}}$ exprimés en seconde (voir figure 32).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

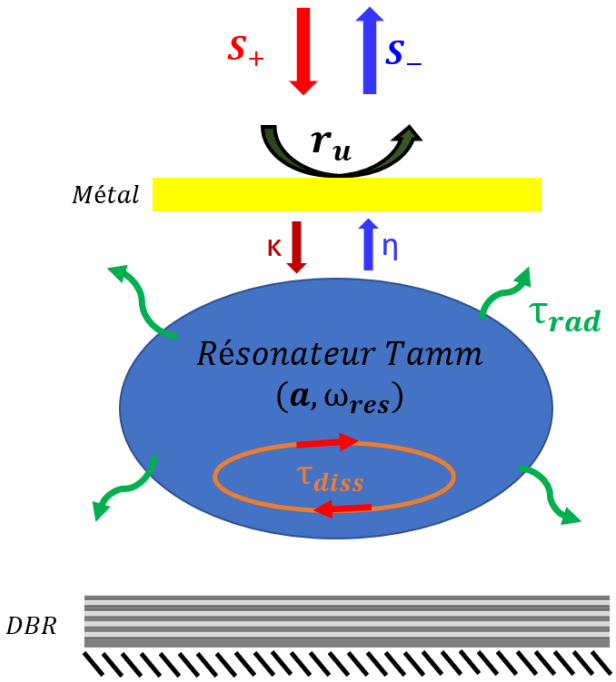


FIGURE 32 – Schéma associé à un résonateur type Tamm modélisé par la théorie des modes couplés temporelle. La flèche rouge correspond à ce qui rentre dans le système et la flèche bleue ce qui en sort.

Le résonateur est excité grâce à une onde plane d'amplitude S_+ donnant lieu après interaction avec le résonateur à une onde plane de sortie d'amplitude S_- (transmission négligeable grâce au DBR). La réflectivité complexe du résonateur r est alors donnée par la relation suivante :

$$r = \frac{S_-}{S_+} \tag{23}$$

La théorie des modes couplés permet d'établir une équation pour la variation temporelle de l'amplitude a de la résonance. Celle-ci s'écrit en fonction des amplitudes S_+ et S_- d'entrée et de sortie (dans un même milieu d'indice n_1, dans notre cas de l'air) ainsi que des caractéristiques du résonateur (ω_{res}, τ_{diss} et τ_{rad}).

La relation ainsi obtenue est la suivante :

$$\frac{da}{dt} = (j \cdot \omega_{res} - \frac{1}{\tau_{diss}} - \frac{1}{\tau_{rad}}) \cdot a + \kappa \cdot S_+ \tag{24}$$

$$S_- = r_u \cdot (-S_+ + \eta \cdot a) \tag{25}$$

Ici, $\kappa = \eta = \sqrt{2/\tau_{rad}}$ représentent les coefficients de couplage des ondes d'entrées et de sorties avec le résonateur (obtenus à partir du principe de conservation de l'énergie $R + T + A = 1$ ou A représente l'absorption totale dans les différentes couches ainsi que grâce à la symétrie de renversement du temps) [142]. r_u représente le coefficient de réflexion complexe hors résonance ($\omega \neq \omega_{res}$).
Après calcul, on aboutit à la relation suivante pour S_- :

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$S_- = r_u \cdot \left(-S_+ + \frac{2 \cdot \frac{S_+}{\tau_{rad}}}{j \cdot (\omega - \omega_{res}) + (\frac{1}{\tau_{diss}} + \frac{1}{\tau_{rad}})} \right) \tag{26}$$

À partir de l'équation 26, on arrive finalement à la relation suivante pour la réflectivité Tamm :

$$r(\omega) = r_u \cdot \frac{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{diss}} - j \cdot (\omega - \omega_{res})}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}} + j \cdot (\omega - \omega_{res})} \tag{27}$$

L'équation 27 prise en $\omega = \omega_{res}$ donne alors directement accès à la réflectivité minimum r_{min} :

$$r_{min} = r(\omega_{res}) = r_u \cdot \frac{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{diss}}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}} \tag{28}$$

Trois cas de figure sont à considérer : le premier cas correspond à celui où $\frac{1}{\tau_{rad}} > \frac{1}{\tau_{diss}}$ (sur-couplage). Dans ce cas, les pertes radiatives sont plus intenses que les pertes par dissipation et r_{min} est positif. Au contraire, dans le cas du sous-couplage ($\frac{1}{\tau_{rad}} < \frac{1}{\tau_{diss}}$) ce sont les pertes dissipatives qui dominent et r_{min} est négatif. Enfin, à l'interface entre ces deux régimes, on trouve le cas où τ_{rad} et τ_{diss} s'égalisent. Il s'agit en fait du phénomène de couplage critique conduisant à un r_{min} théoriquement nul ainsi qu'au saut de phase abrupt décrit dans la section 2.1.2. En cohérence avec la littérature [115], la condition de couplage critique associée aux modes Tamm s'écrit finalement :

$$\tau_{rad} = \tau_{diss} \tag{29}$$

L'absorption totale de la lumière par la structure se produit donc lorsque le taux de pertes dissipatives induit par l'absorption égalise celui associé aux pertes radiatives.

À partir de l'équation 27, il est également possible de calculer la phase à la réflexion ϕ associée à S_-. De nouveau, trois cas de figure sont à considérer :

— Lorsque la résonance est en sur-couplage ($\frac{1}{\tau_{rad}} > \frac{1}{\tau_{diss}}$), la phase à la réflexion est donnée par la relation suivante :

$$\phi = -atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{diss}}} \right) - atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}} \right) + \phi_u \tag{30}$$

— Dans le cas où $\frac{1}{\tau_{rad}} < \frac{1}{\tau_{diss}}$ (sous-couplage), la solution est donnée par :

$$\phi = -atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{diss}}} \right) - atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}} \right) + \phi_u + \pi \tag{31}$$

— Enfin, dans le cas où $\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{1}{\tau_{diss}}$ (couplage critique), la solution est donnée par la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

relation suivante :

$$\phi = (1 - sign(\omega - \omega_{res})) \cdot \frac{\pi}{2} - atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}}\right) + \phi_u \tag{32}$$

Ici, ϕ_u représente la phase à la réflexion hors résonance.

En prenant les équations 30 et 31 (à π près) proche de la résonance ($\omega \approx \omega_{res}$), il est possible d'écrire :

$$\phi \sim -\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{diss}}}\right) - \left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}}\right) + \phi_u \tag{33}$$

Puis en incluant la relation 28 :

$$\phi \sim -2 \cdot \frac{\omega - \omega_{res}}{\omega_{res}} \cdot \left(\frac{r_u}{r_{min}} + 1\right) \cdot Q + \phi_u \tag{34}$$

Où Q représente le facteur de qualité de la résonance défini par :

$$Q = \frac{\omega_{res}}{2 \cdot \left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{diss}}\right)} \tag{35}$$

En prenant en compte le fait que $|r_u| \approx 1$, et en évaluant l'expression 34 proche du couplage critique ($|r_{min}| \ll |r_u|$), il est alors possible d'écrire :

$$\phi \sim -2 \cdot \frac{\omega - \omega_{res}}{\omega_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} + \phi_u \tag{36}$$

L'équation 36 permet finalement de décrire analytiquement le comportement de la phase à la réflexion sur une structure Tamm excitée proche de la résonance et au voisinage du couplage critique. En suivant la relation 36, la variation de la phase à la réflexion vis à vis de la pulsation de résonance ω_{res} peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{d\phi}{d\omega_{res}} = -\frac{2\omega}{\omega_{res}^2} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \tag{37}$$

À la résonance (ω=ω_{res}), on peut finalement écrire :

$$\frac{d\phi}{d\omega_{res}} = -\frac{2}{\omega_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \tag{38}$$

On constate alors grâce à la relation 38 et en cohérence avec les simulations FDTD (voir figure 30-c et 31-c) que la variation de la phase à la résonance est d'autant plus abrupte que le minimum de réflectivité r_{min} est bas. De plus, on peut noter que le signe de r_{min} conditionne directement la variation décroissante (r_{min}>0 pour le sur-couplage) ou croissante (r_{min}<0 pour le sous-couplage) de la phase à la résonance. Ces résultats sont donc en accord avec les figures 30-b et 31-b (deux régimes pour la phase à la réflexion).

Dans le cadre de cette thèse, la démarche consiste finalement à structurer la couche métallique de manière à ajuster les paramètres τ_{diss} et τ_{rad} de sorte à se rapprocher au plus près du couplage critique et donc des sauts de phase extrêmement abrupts.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.2 Sensibilité en phase calculée à partir de la TMCT

La théorie des modes couplés nous permet de déterminer une relation analytique pour la phase à la réflexion sur une structure Tamm. Pour aller plus loin, les équations 30 et 31 peuvent être exploitées de manière à conduire à une formule analytique pour la sensibilité en phase S_ϕ proche des points de couplage critique (calcul de $\frac{d\phi}{d\lambda}$) [120].

Pour ce faire, nous avons vu que la sensibilité en phase au voisinage de λ_{res} s'écrit sous la forme suivante [103] :

$$S_\phi(\lambda_{res}) = \frac{d\phi}{dn} = \frac{d\phi}{d\lambda_{res}} \cdot \frac{d\lambda_{res}}{dn} \tag{39}$$

En écrivant la relation 39 non pas en fonction de la longueur d'onde de résonance mais en fonction de ω_{res}, on peut alors écrire :

$$S_\phi(\lambda_{res}) = \frac{d\phi}{d\omega_{res}} \cdot \frac{d\omega_{res}}{d\lambda_{res}} \cdot \frac{d\lambda_{res}}{dn} = \frac{d\phi}{d\omega_{res}} \cdot \frac{d\omega_{res}}{d\lambda_{res}} \cdot S_\lambda \tag{40}$$

À partir de la relation 38, et en utilisant la relation $\frac{d\omega_{res}}{d\lambda_{res}} = \frac{-\omega_{res}}{\lambda_{res}}$, on arrive finalement à la relation analytique suivante pour la sensibilité en phase au voisinage de la résonance :

$$S_\phi = \frac{2}{\lambda_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \cdot S_\lambda \tag{41}$$

Cette relation est intéressante à plusieurs titres : tout d'abord, elle permet de mettre en évidence les paramètres clés jouant sur la sensibilité en phase. On remarque notamment que S_ϕ dépend de la longueur d'onde de résonance λ_{res}, du facteur de qualité Q, de la valeur de la réflectivité à la résonance r_{min}, mais aussi de la sensibilité en longueur d'onde S_λ. Ensuite, la dépendance linéaire de S_ϕ vis à vis de S_λ indique qu'un bon capteur de phase doit avant tout être un bon capteur en intensité. Enfin, on remarque que r_{min} est au dénominateur de la relation 41 : cette grandeur ($\frac{1}{r_{min}}$) peut donc servir de gain pour la sensibilité en phase. Nous avons donc tout intérêt à travailler autour d'un point de couplage critique pour lequel ce terme tend vers 0.

De plus, la relation 41 peut être réécrite en remplaçant les termes r_{min} et Q à l'aide des équations 28 et 35. Cette relation permet alors d'exprimer la sensibilité en phase directement en fonction des paramètres du modèle TMCT :

$$S_\phi = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda_{\text{res}}^2 \cdot \left(\frac{1}{\tau_{\text{rad}}} - \frac{1}{\tau_{\text{dis}}}\right)} \cdot S_\lambda \tag{42}$$

On comprend alors directement l'intérêt de se placer au voisinage de points de couplage critique pour lesquels $\frac{1}{\tau_{rad}} \approx \frac{1}{\tau_{dis}}$ et où S_ϕ diverge.

Nous avons vu que la modification de l'épaisseur de métal conduit à rendre les résonances plus ou moins proches du couplage critique et donc à faire varier les valeurs de $|r_{min}|$ (figure 30). Notre étude concernant l'impact du couplage critique sur la sensibilité en phase est faite via la conception d'un capteur de température (modification des indices optiques causée par un changement de température des matériaux). Dans ce contexte, nous avons réalisé deux simulations pour des structures Tamm dont l'épaisseur de métal varie de 10 nm à 20 nm. La première simulation est réalisée lorsque la température du système vaut $T_{simulation} = 300$ K et la deuxième pour $T_{simulation} = 300.5$ K ($\Delta T = 0.5$ K). Cette

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

élévation de température entraîne un changement des indices optiques de la structure ($\frac{dn_{Si}}{dT} = 3.54 \times 10^{-4}$ RIU/K et $\frac{dn_{SiO_2}}{dT} = 1.77 \times 10^{-5}$ RIU/K) et donc une variation de la longueur d'onde de résonance ainsi que de la phase à la réflexion (figure 33-a-b). Malgré plusieurs tentatives effectuées, la variation d'indice de l'or en fonction de la température n'a pas pu être évaluée durant cette thèse. Pour compenser approximativement cet inconnu, les coefficients $\frac{dn}{dT}$ de la silice et du silicium ont été légèrement adaptés (augmentés) pour rendre compte des mesures expérimentales associées à S_λ (section 3.2.2).

La sensibilité en phase obtenue par simulation est déterminée grâce à la relation suivante :

$$S_\phi(FDTD) \approx \frac{\Delta\phi}{\Delta T} \tag{43}$$

Ces simulations permettent également d'extraire l'ensemble des paramètres de la relation 41 (λ_{res}, Q, $|r_{min}|$, S_λ) pour chacune des épaisseurs d'or (de 10 nm à 20 nm). Il est alors possible de déterminer pour chaque valeur de h_{Au} (et donc chaque valeur de $|r_{min}|$) la sensibilité en phase prévue théoriquement par l'équation 41. La figure 33-c montre la sensibilité en phase déterminée grâce au modèle TMC ainsi que celle obtenue par FDTD.

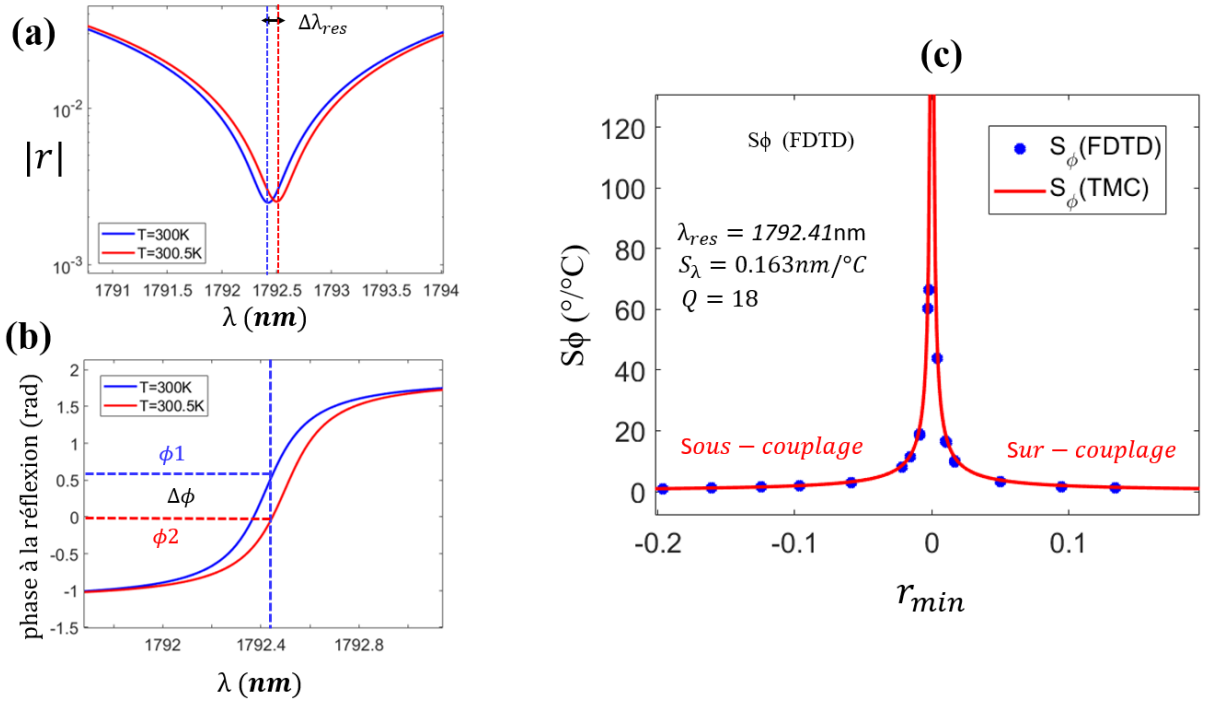


FIGURE 33 – Sensibilité en phase des modes optiques Tamm (structure planaire) au voisinage du couplage critique. (a) Réflectivité d'un mode optique Tamm à $T = 300$ K et $T = 300.5$ K et (b) phase à la réflexion associée. (c) Sensibilité en phase en fonction du minimum de réflectivité.

On constate alors le très bon accord entre les prédictions théoriques et les résultats numériques ainsi obtenus. Cela conduit finalement à valider notre modèle. Celui-ci donne pour la première fois accès à une équation analytique pour la phase à la réflexion associée à un mode optique Tamm. Des mesures expérimentales de la sensibilité en phase seront réalisées et permettront de tester expérimentalement ce dernier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.3 Structuration métallique : vers l'accordabilité du couplage critique

Parmi les grandeurs présentes dans l'équation 41, trois peuvent être ajustées pour conduire à augmenter la sensibilité en phase. La première correspond au facteur de qualité Q, la seconde à la longueur d'onde de résonance λ_{res} et la dernière au coefficient de réflexion minimum $|r_{min}|$. Néanmoins, le facteur de qualité est fortement dépendant du type de résonateur utilisé (SPR/WGM/Tamm). Pour un résonateur donné, il ne peut donc que légèrement varier ($10 < Q_{Tamm} < 100$). Pour ce qui concerne λ_{res} : nous visons expérimentalement des résonances dans l'infrarouge ($\lambda \approx 1300$ nm), cette contrainte limite donc les longueurs d'ondes minimum exploitables.
Enfin, le dernier levier correspond à $|r_{min}|$. Nous avons vu dans le cas des structures Tamm planaires que les points de couplage critique (CC) sont associés à des $|r_{min}|$ théoriquement nul. Nous avons également vu que plus la réflectivité est basse et plus le saut de phase à la résonance est abrupt (et donc S_ϕ élevée). Notre démarche est donc d'exploiter le phénomène de CC dans des structures Tamm de manière à rendre la réflectivité la plus faible possible pour ainsi augmenter drastiquement la sensibilité en phase.

Il a déjà été montré que l'ajustement de l'épaisseur de la dernière couche du DBR ainsi que de l'épaisseur de la couche métallique permet de rapprocher les résonances au plus près des conditions de couplage critique [115, 101, 131].
Cepenant, ces méthodes d'ajustement souffrent d'un inconvénient majeur. En effet, pour accorder le couplage critique, les épaisseurs de métal ou de Si doivent être ajustées avec une précision de l'ordre du nanomètre (voir figure 30-d et 31-d). Cela est une contrainte forte et difficilement réalisable avec les techniques actuelles de fabrication.
Pour pallier ces difficultés et se rapprocher au plus près du couplage critique, une nouvelle approche a récemment été développée : la couche métallique n'est plus continue, mais structurée périodiquement avec une période $a \ll \lambda$ (voir figure 34) [143]. Durant ce projet, nous nous sommes concentrés sur l'étude de structuration 1D dans le but de mettre en évidence l'intérêt pour une application capteur de ce type de structures. Néanmoins, les résultats pourraient parfaitement être étendus aux réseaux périodiques 2D.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

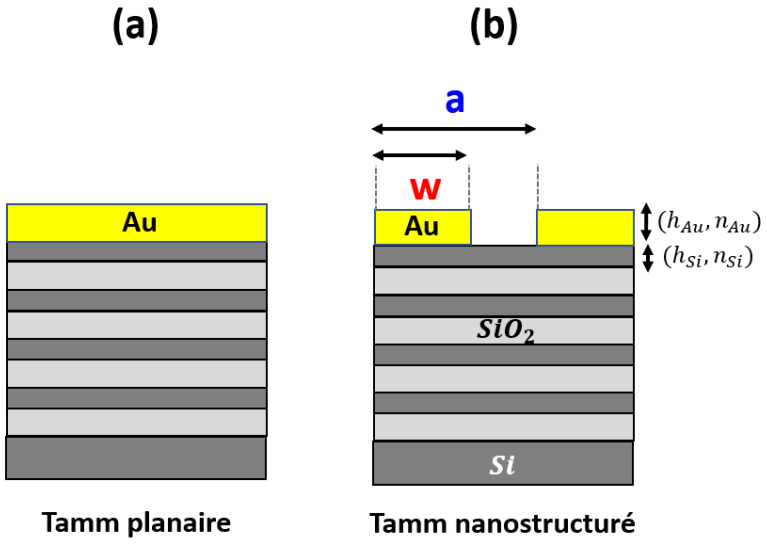


FIGURE 34 – Schéma des différentes configurations des structures Tamm. (a) Tamm planaire. (b) Tamm nanostructuré.

La structuration périodique du métal à l'échelle sub-longueur d'onde ($\frac{a}{\lambda} \ll 1$) entraîne la réplication de la bande de dispersion de la structure planaire dans l'espace des vecteurs d'onde (k) avec une période égale à $\frac{2\pi}{a}$ (voir figure 35).

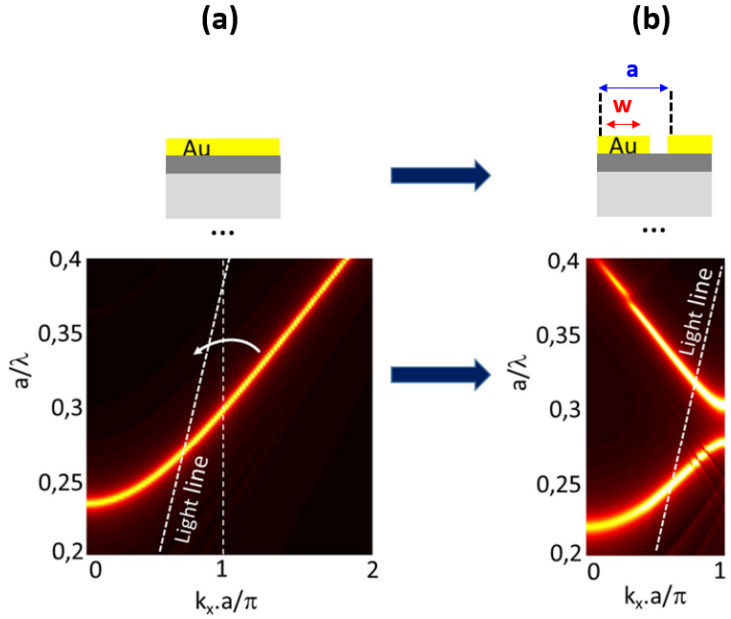


FIGURE 35 – Conséquence de la structuration périodique de la couche métallique sur la dispersion des modes Tamm. Il y a réplication de la structure de bande du Tamm planaire avec une période $\frac{2\pi}{a}$. (a) Simulation numérique de la dispersion d'un mode optique Tamm pour une structure planaire et une polarisation TE et (b) pour un Tamm structuré (réseau 1D) de période $a = 400$ nm et de largeur de tiges métallique $w = 250$ nm (FF = 0.625) [143].

Il est alors possible, grâce à la seule structuration de la couche métallique, de moduler

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

les propriétés de dispersion de la structure [143]. Il y a deux degrés de liberté induits par la structuration : la période a et le facteur de remplissage FF.

Celui-ci est défini par la relation suivante :

$$FF = \frac{w}{a} \tag{44}$$

Cette grandeur est comprise entre 0 et 1 : une valeur de $FF = 0$ signifie qu'il n'y a pas de métal (uniquement le DBR) et une valeur de $FF = 1$ signifie que la dernière couche est non structurée (couche mince de métal). Le FF peut être utilisé comme levier dans le but de moduler la dispersion des modes optiques Tamm. En effet, lorsque ce paramètre varie, il y a modification de l'intensité de couplage entre les modes propagatifs et contra-propagatifs. Cela offre finalement la possibilité de modifier des grandeurs telles que le gap photonique ou bien les courbures de bandes.
La période de la structuration permet quant à elle d'ajuster la longueur d'onde de résonance à la longueur d'onde de travail souhaité.

La structuration métallique est un avantage d'un point de vue des applications capteurs. En effet, la figure 36-a montre des simulations numériques FDTD donnant la réflectivité d'un mode Tamm associées à différentes valeurs de FF pour une période $a = 660$ nm et une épaisseur d'or $h_{Au} = 50$ nm.

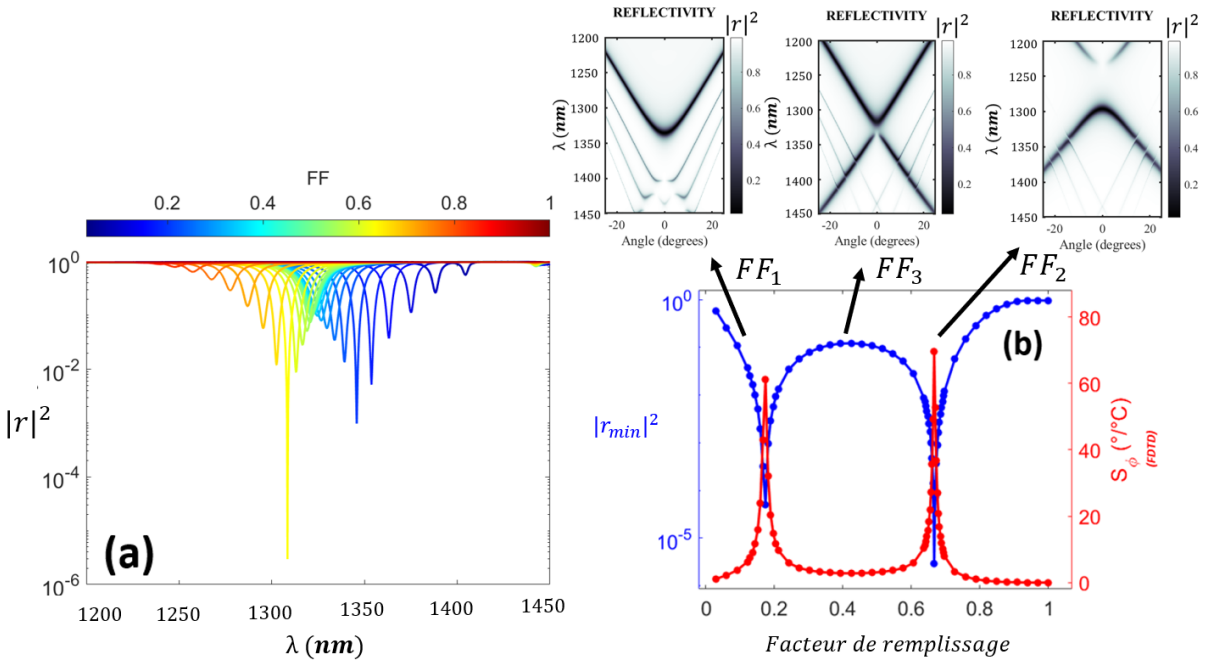


FIGURE 36 – Réponse des modes optiques Tamm pour différentes valeurs du facteur de remplissage FF. (a) Spectre de réflectivité simulé par FDTD pour une structure Tamm nanostructurée pour des valeurs du FF comprises entre 0 et 1. (b) Courbe du minimum de réflectivité en fonction du facteur de remplissage (en bleu) et sensibilité en phase correspondante (en rouge). L'épaisseur d'or est égale à 50 nm et la période $a = 660$ nm, ($h_{Si} = 107$ nm $h_{SiO_2} = 260$ nm.)

La courbe bleue de la figure 36-b représente les minimums de réflectivité (échelle logarithmique) associés à chacun des spectres de la figure 36-a. On constate qu'il y a deux valeurs du facteur de remplissage ($FF_1 \approx 0.17$ et $FF_2 \approx 0.67$) qui conduisent à une forte

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

diminution de la réflectivité ($FF_1 : |r_{min}|^2 = 5,0 \times 10^{-5}$ et $FF_2 : |r_{min}|^2 = 2,9 \times 10^{-6}$). Dans le cas présent, faire varier le FF de 0 à 1 conduit à accorder le minimum de réflectivité sur 6 ordres de grandeur. En fait, la modification du FF entraîne un changement des taux de pertes τ_{rad} et τ_{diss} : les deux FF donnant lieu à une chute drastique de la réflectivité sont finalement ceux se rapprochant des conditions de l'équation 29. La figure 36-b montre également les dispersions associées aux points de CC ($FF_1 \approx 0.17$, $FF_2 \approx 0.67$) ainsi que hors CC pour $FF_3 \approx 0.42$ (simulation RCWA). On remarque ici que la modification du facteur de remplissage est associée à un changement de courbure de bande : la structuration permet finalement d'obtenir 2 points de couplage critique associés à 2 modes correspondants à des bandes de dispersions de courbures opposées. La courbe en rouge de la figure 36-b montre la sensibilité en phase associée : on remarque alors que la sensibilité augmente drastiquement pour ces mêmes valeurs de FF.

Ces premières simulations permettent de faire deux remarques importantes :

— Premièrement, en cohérence avec la littérature ainsi qu'avec le modèle théorique, ces simulations confirment que plus la réflectivité est faible, et plus la sensibilité en phase sera grande. L'origine de ce phénomène vient du fait que plus la réflectivité est basse et plus le saut de phase est abrupt ($\frac{d\phi}{d\lambda} \propto \frac{1}{r_{min}}$) (voir équation 38).

— Deuxièmement, la structuration de la couche métallique impacte les paramètres τ_{diss} et τ_{rad} de manière à se rapprocher (à deux reprises) de la condition de l'équation 29. La nano-structuration du métal sous forme d'un réseau périodique 1D est donc théoriquement une méthode efficace dans le but d'ajuster les résonances avec les points de couplage critique pour les applications capteurs.

En ce qui concerne la fabrication de telles structures, il y a plusieurs avantages à accorder le couplage critique grâce à la structuration de la couche métallique. Premièrement, le FF est un degré de liberté continu et finement ajustable lors de la fabrication ($\Delta FF_{min} \approx 0.001$). Deuxièmement, comparé à l'adaptation du CC via la modification de l'épaisseur de la première couche DBR ou de la couche métallique, la nano-structuration permet sur un seul échantillon de tester un grand nombre de structures dont les paramètres a et w peuvent être différents. Par exemple, il n'est donc plus nécessaire de fabriquer un échantillon par point de CC mais un seul ayant plusieurs séries de couples (a, w) suffit. De plus, la comparaison entre les figures 30, 31 et 36 montre que le gradient de FF nécessaire pour ajuster le CC est une contrainte moins forte qu'ajuster l'épaisseur de métal ou celle de la dernière couche de Bragg. C'est donc cette approche originale que nous avons choisi pour ajuster finement les structures au plus près des points de couplage critique.

2.2.4 Impact de l'angle d'incidence sur le couplage critique

Pour des questions de simplicité d'utilisation, nous avons fait le choix de concevoir notre capteur de manière à ce que celui-ci fonctionne en incidence normale ou quasi-normale. Néanmoins, il est expérimentalement difficile de s'assurer d'être parfaitement dans ces conditions. La figure 37 montre ainsi l'impact d'un écart à la normale pour des structures Tamm proches des FF de couplage critique figure 36 (FF=0.17 et FF=0.67).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

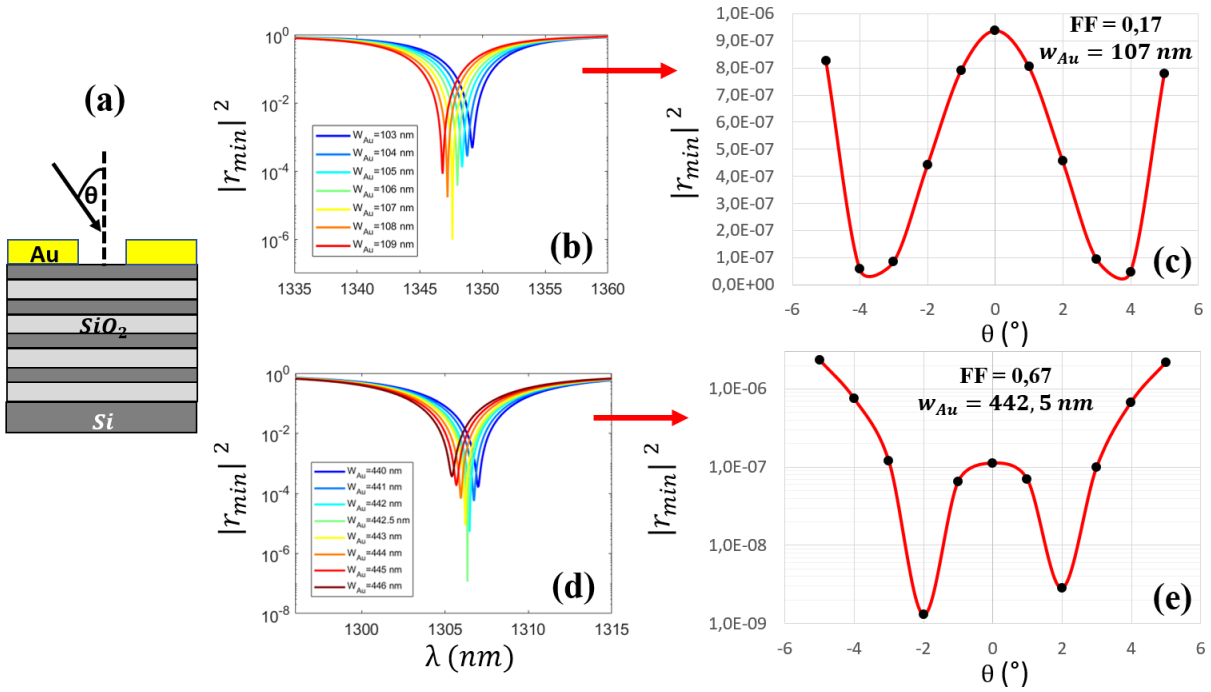


FIGURE 37 – Minimum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. (a) Schéma d'une structure Tamm éclairé par une OEM d'angle d'incidence θ. (b-d). Spectres de réflectivité correspondants à des structures proches des points de CC de la figure 36 (FF_1 et FF_2). (c-e) Minimum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence correspondant aux structure où $w_{Au} = 107$ nm (FF_1) et $w_{Au} = 442.5$ nm (FF_2). $h_{Au} = 50$ nm.

Les courbes (b) et (d) de cette figure correspondent à des structures pour lesquelles la largeur des tiges métalliques varie de 1 nm (adaptation du CC). On remarque ainsi que ce sont celles où $w_{Au} = 107$ nm (petit FF) et $w_{Au} = 442.5$ nm (grand FF) qui sont les plus proches de la singularité. A partir de ces deux structures, les figures 37-c et 37-e montrent la variation de $|r_{min}|^2$ lorsque l'angle d'incidence varie de -5° à +5°.

Plusieurs remarques peuvent alors être faites :

1. Premièrement, on constate sur ces deux figures que les points de couplage critique ne sont pas situés exactement en gamma ($\theta = 0°$) mais de manière symétrique en $\theta \pm 3.8°$ (FF_1) et $\theta \pm 2.0°$ (FF_2). Dans les deux cas, l'incidence normale offre donc des résonances extrêmement profondes ($|r_{min}|^2 \approx 10^{-7}$) mais elle ne permet pas de minimiser de manière optimale la réflectivité.
2. Deuxièmement, on remarque qu'un écart angulaire de 5° donne lieu à une variation d'un ordre de grandeur sur $|r_{min}|^2$ pour le petit FF et de plus de trois ordres pour le CC à grand FF. L'impact de l'angle d'incidence vis à vis de la résonance est donc plus important pour le FF le plus grand.

La figure 38 montre cette fois-ci le cas d'une structure de FF=0.44 (hors point de couplage critique de la figure 36). On constate alors que cette courbe n'a pas le même comportement que dans le cas de résonances proches du CC : le minimum de réflectivité le plus bas est cette fois-ci localisé en $\theta = 1°$ et un écart de plus ou moins 5° ne fait varier cette fois-ci le minimum des résonances que de 0.01%. L'impact de l'angle d'incidence est donc à prendre en compte principalement dans le cas de résonances proches des singularités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

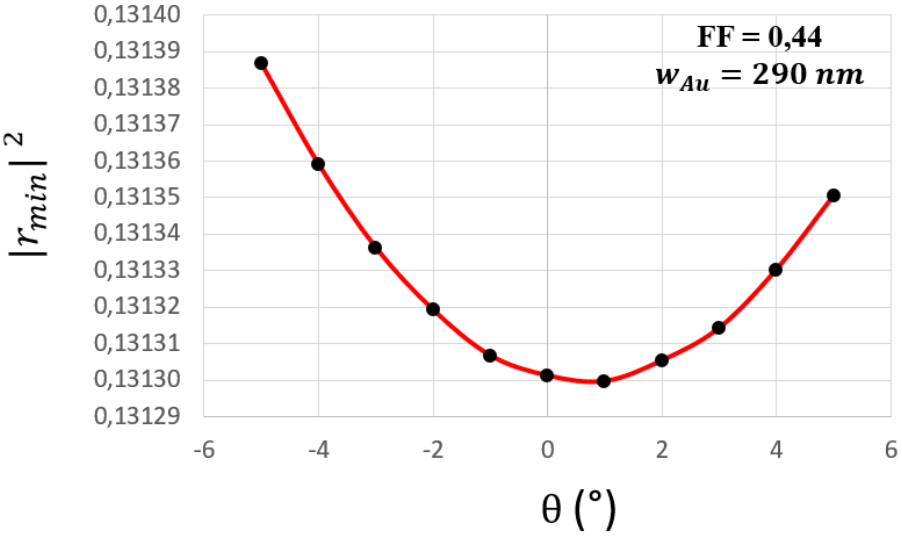


FIGURE 38 – Minimum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour des résonances hors point de CC. $w_{Au} = 290$ nm, l'épaisseur d'or est égale à 50 nm et la période $a = 660$ nm, ($h_{Si} = 107$ nm $h_{SiO_2} = 260$ nm.).

En conclusion, ce paragraphe nous a permis de voir que l'incidence normale sur des structures Tamm donne lieu à des $|r_{min}|^2$ extrêmement bas mais pouvant encore être minimisées via un décalage angulaire inférieur à 4°. Nous verrons dans le troisième chapitre de ce manuscrit (section 3.2.3) comment ces considérations angulaires ont été traitées de manière expérimentale.

2.2.5 Fabrication des structures

Le substrat initial est constitué d'une couche de silicium cristallin <100> et d'épaisseur égale à 500 μm, (figure 39-a). La première étape de fabrication vise à déposer le miroir de Bragg (DBR) sur le substrat (figure 39-b). Pour cela, chaque couche est déposée via le procédé PECVD (Plasma Enhanced Chimical Vapor Deposition). Les épaisseurs sont ajustées de manière à ce que les interférences des ondes successivement réfléchies par les interfaces soient constructives pour la lumière réfléchie proche de $\lambda = 1.5$ μm. Cela correspond à des couches amorphes de Si et SiO_2 d'épaisseur $h_{Si} = 107$ nm et $h_{SiO_2} = 260$ nm. Le plateau de réflexion attendu pour ces structures commence donc à 1200 nm et se termine à 2200 nm. Les propriétés optiques attendues correspondent à la figure 27-d (r_{DBR}, en bleu).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

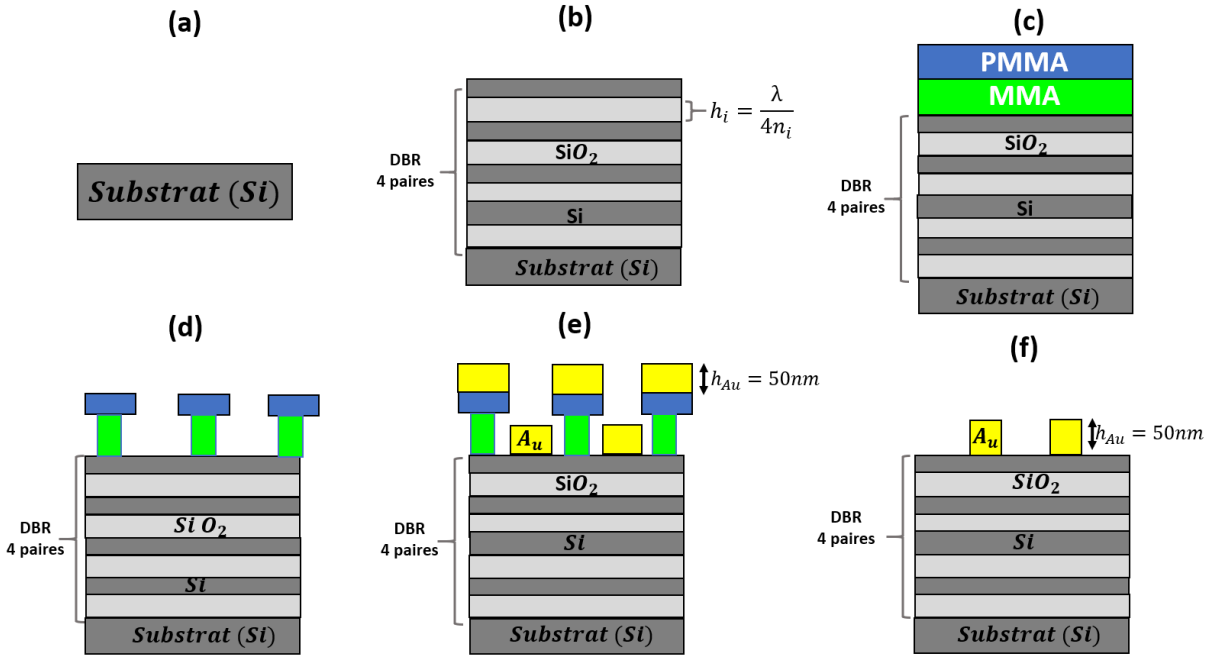


FIGURE 39 – Schéma des différentes étapes de fabrication conduisant aux Tamm nano structurés. (a) Substrat initial constitué de silicium puis (b) dépôt du DBR par PECVD. (c) Dépôts des couches de MMA et de PMMA par *spin coating* et (d) structuration de la résine par la lithographie électronique puis développement. (e) Dépôt du métal par évaporation. Enfin, (f) Tamm nano structuré obtenu après lift-off (métal sous forme de tiges métalliques).

La seconde étape consiste à déposer par *spin coating* une couche de résine en *MMA* puis une autre de *PMMA* (figure 39-c). Une lithographie électronique puis un développent sont ensuite réalisés. Cela conduit à définir les motifs désirés (des tiges métalliques) dans les couches de résine (figure 39-d). Les dernières étapes de fabrication consistent à déposer le métal par le biais d'une méthode d'évaporation (figure 39-e) puis à procéder au rinçage de la structure à l'acétone (lift-off). Cela permet de retirer la résine présente à la surface de la structure et conduit aux structures Tamm structurées sub-longueur d'onde présentées dans la section précédente (figure 39-f). Nous avons vu que l'ajustement de la résonance Tamm proche des points de CC requiert des paramètres géométriques bien précis. Nous allons donc balayer différents paramètres (période, FF) lors de la fabrication de manière à obtenir les résonances les plus proches du couplage critique possibles. Les figures 40-a-b montrent un exemple de cristaux photoniques ainsi fabriqués (une ligne représente une période et une colonne un FF). La figure (b) montre un zoom sur l'une des structures : sa dimension vaut $50 \times 50\ \mu m^2$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

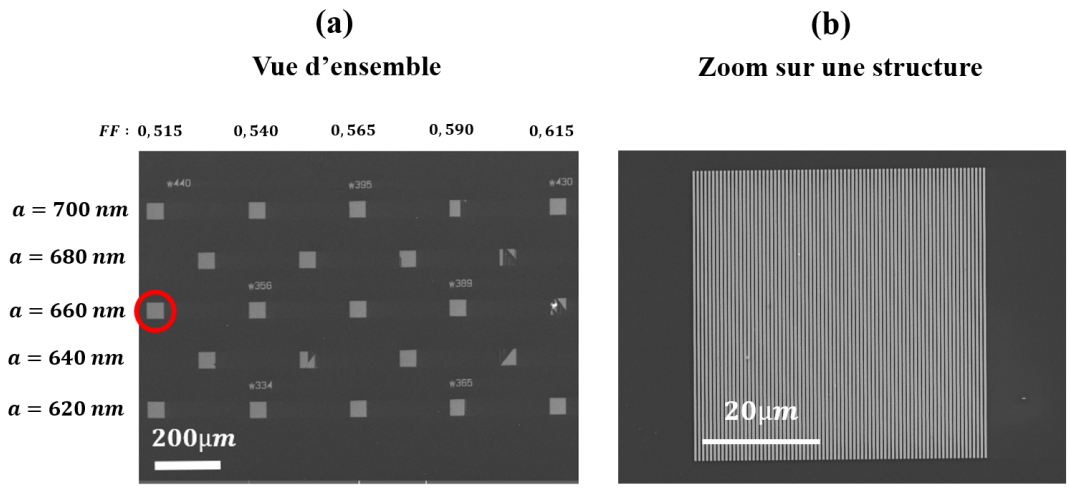
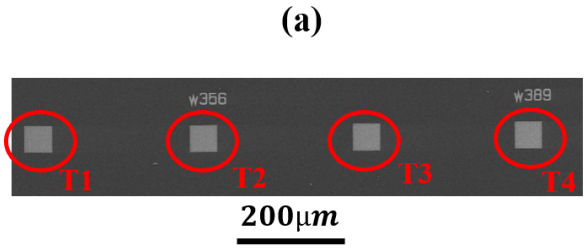


FIGURE 40 – Image MEB du premier échantillon Tamm. (a) Matrice de structures Tamm de dimensions 50×50 μm^2 et d'épaisseur d'or $h_{Au} = 50$ nm. (b) Zoom sur la structure entourée en rouge figure (a), la période vaut $a = 660$ nm et le FF 0.515.

Variabilité des largeurs de tiges métalliques

Une analyse au MEB des structures Tamm (figure 41-a) a permis de constater un écart entre les valeurs théoriques des largeurs de tiges prévues par la lithographie et celles mesurées expérimentalement (voir figure 41-b). Ces écarts sont causés par des effets de proximité lors de l'étape de lithographie : cela a pour conséquence de conduire à des tiges plus larges que celles prévues théoriquement.



(b)

Tamm (a=660nm)	W théorique (nm)	W mesurée (nm)	FF théorique	FF mesurée
T1	339	460	0,514	0,697
T2	356	477	0,539	0,722
T3	372	516	0,564	0,781
T4	389	534	0,589	0,809

FIGURE 41 – Extraction expérimentale des largeurs de tiges associées aux structures Tamm. (a) Matrice de structure Tamm de dimensions 50×50 μm^2 et de période $a = 660$ nm ($h_{Au} = 50$ nm). (b) Valeurs théoriques (définis à la lithographie) et expérimentales (déterminées grâce à l'analyse des images MEB) des largeurs de tiges métalliques des structures Tamm de la figure (a) (image MEB effectuée aux centres des structures).

La période est en revanche bien reproduite : les valeurs mesurées expérimentalement ($a = 662$ nm) sont donc très proches de celles définies théoriquement ($a = 660$ nm).
Pour mettre en évidence les effets de proximité, nous avons mesuré les largeurs de tiges le long de la direction x d'un cristal photonique Tamm. Les figures 42-a-b-c montrent respectivement le bord gauche, le centre ainsi que le bord droit d'une structure Tamm de période $a = 660$ nm (structure T_1 de la figure 41-a). Les graphes (d), (e) et (f) de la figure 42 donnent respectivement les largeurs de tiges métalliques associées à chacune des images MEB (a), (b) et (c). On constate alors la très bonne uniformité concernant la largeur des tiges métalliques présentes au centre de la structure ($< w >= 460$ nm). En revanche, les figures (d) et (f) montrent un rétrécissement des tiges métalliques à mesure que l'on

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

se rapproche du bord de la structure. Cela concerne les 8 premières tiges et correspond finalement à une distance de $\approx 5\ \mu m$.

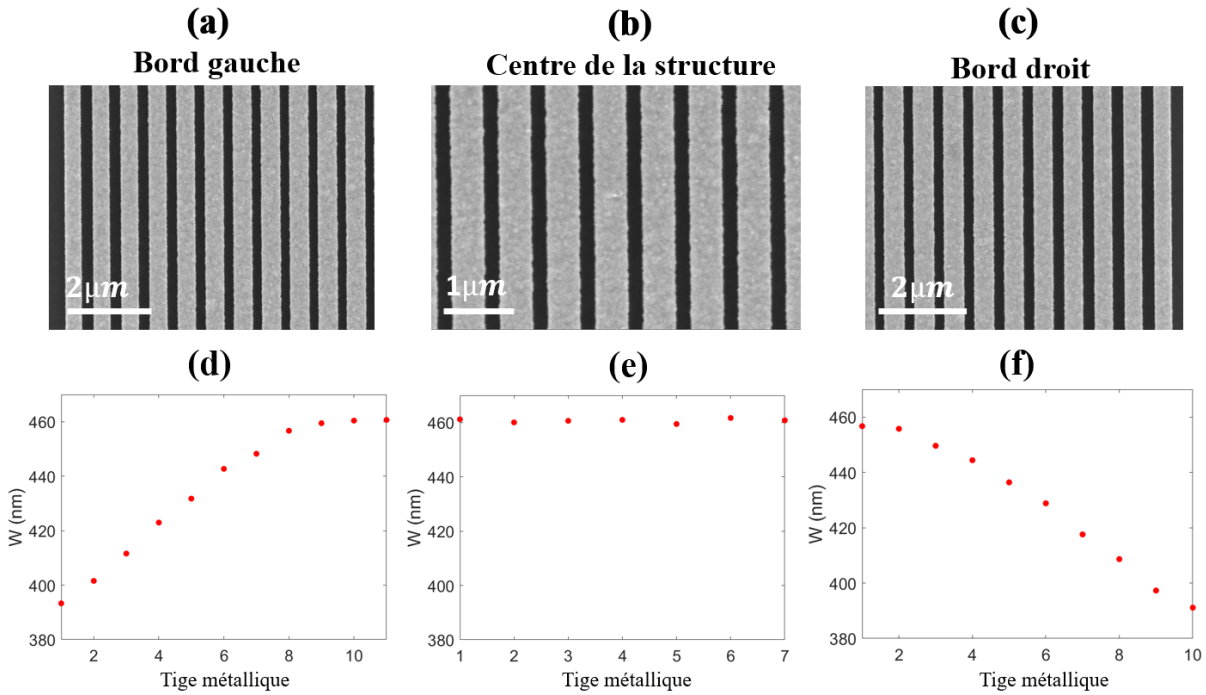


FIGURE 42 – Variabilité de la largeur des tiges métalliques. (a), (b) et (c) Images MEB du bord gauche, du centre ainsi que du bord droit de la structure Tamm T_1 de la figure 41-a. Les courbes (d), (e) et (f) représentent l'évolution des largeurs des tiges métalliques w associées à (a), (b) et (c).

Par conséquence, la caractérisation optique de ces structures doit donc être faite au centre de l'échantillon de manière à ne pas souffrir de la variabilité associée à w. Les premières structures que nous avons fabriquées sont des carrés de 50 μm de côté. En prenant en compte les $2 \times 5\ \mu m$ du bord des structures où w n'est pas constant, il y a finalement une zone de 40 μm où les mesures peuvent être faites.

En conclusion, l'excitation des modes optiques Tamm supportés par les structures que nous avons fabriquées doit être faite à l'aide d'un faisceau optique dont le waist est inférieur à 20 μm (voir figure 43). Pour caractériser optiquement nos échantillons, nous avons utilisé des lasers dont les waists ne dépassent pas 17 μm : le cristal photonique est donc suffisamment grand pour que le faisceau d'excitation puisse être placé au centre avec une marge de 6 μm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

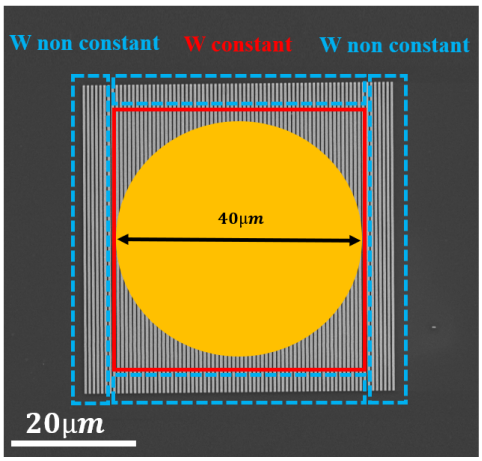


FIGURE 43 – Image MEB de la structure T_1 de la figure 41. Les carrés bleus montrent les zones ou les largeurs de tiges ne sont pas constantes, le carré rouge correspond à la zone uniforme en w et le disque orange illustre la dimension maximale que doit avoir le faisceau d'excitation.

2.3 Tamm structurés : caractérisation optique

2.3.1 Mesures spectrales en μ-réflectivité

Une fois fabriquées, plusieurs séries de structures Tamm ayant des paramètres différents (largeur des tiges, périodes) ont été caractérisées optiquement dans le but de valider expérimentalement l'accordabilité du couplage critique grâce à la structuration de la couche métallique. Cette étape de caractérisation vise à déterminer les spectres $R(\lambda)$ de différentes structures Tamm (plus ou moins proches du CC). Une fois ces spectres mesurés, ils seront exploités de manière à en extraire certains des paramètres présents dans l'équation 41 (Q, λ_{res}, $|r_{min}|$). Cela nous permettra finalement d'obtenir une mesure indirecte de la sensibilité en phase $|S_\phi|$. La caractérisation optique des structures Tamm est rendue possible grâce au banc de micro-réflectivité développé au sein du laboratoire et fonctionnant dans le NIR. Le montage optique associé est visible sur la figure 44.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

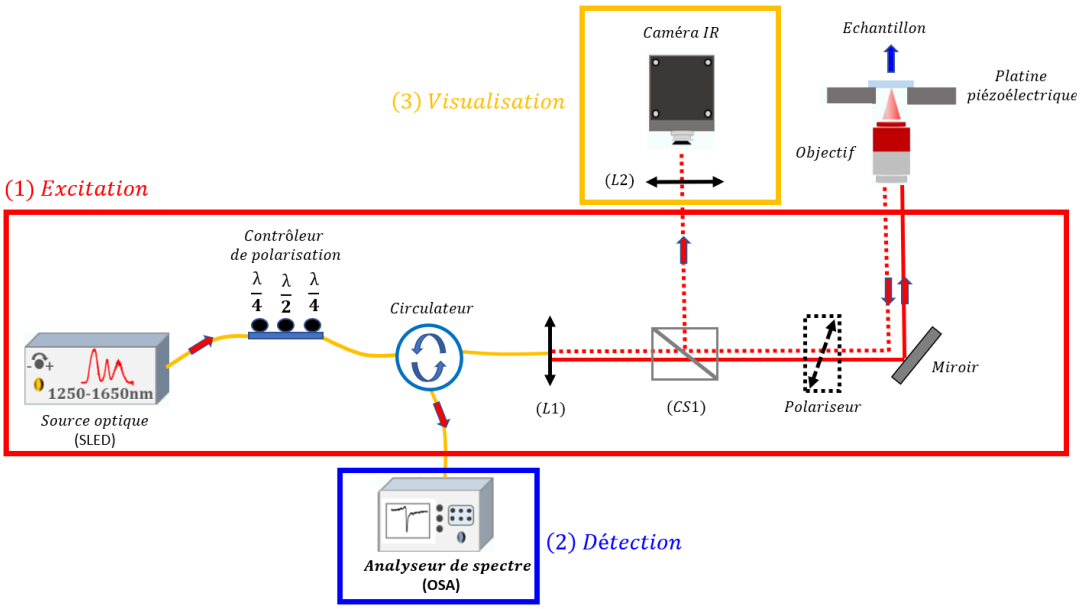


FIGURE 44 – Schéma du banc optique de micro-réflectivité utilisé pour les mesures sur les structures Tamm. Il se compose de trois parties distinctes : un premier groupe d'éléments est utilisé pour l'excitation, un deuxième pour la détection du signal et le troisième sert à la visualisation (L_1, L_2 = lentille, $CS1$= cube séparateur).

La source lumineuse d'excitation utilisée est une SLED de la compagnie *Amonics* couvrant une gamme de longueur d'onde allant de 1250 nm à 1650 nm. La lumière produite par la SLED est ensuite couplée à une fibre optique monomode fonctionnant sur la gamme 1260 $nm < \lambda_0 <$ 1625 nm et supportant un mode de diamètre $2\omega_{FO} = 10$ μm autour de 1300 nm. La fibre rentre alors dans un contrôleur de polarisation permettant un premier contrôle de la polarisation. L'objectif est d'obtenir une polarisation linéaire pour le champ électrique selon la direction désirée. Dans le cas du mode visé la polarisation doit être alignée avec la direction des tiges métalliques (polarisation TE). Suite à cela, la lumière traverse un circulateur puis une lentille (L_1) de focale $f_{L_1} = 12$ mm collimatant la lumière en espace libre sous forme d'un faisceau Gaussien. La lumière excitatrice rencontre ensuite un cube séparateur (CS1) puis un polariseur permettant une seconde vérification de la polarisation. La lumière rencontre ensuite un miroir qui redirige la lumière dans un objectif (O1) X10 MPlan APO NIR *Mitutoyo* et conduisant à focaliser le faisceau dans le plan de l'échantillon avec un waist de 8.5 μm. Le faisceau utilisé est donc compatible avec la zone où la valeur des largeurs de tiges métalliques est uniforme (voir figure 43). Le positionnement de l'échantillon est ajusté de manière fine grâce à une platine piézoélectrique 3 axes commandée par Labview. Celle-ci permet de s'assurer que la source optique soit toujours à la même position (au centre) pour chacune des différentes mesures.
L'alignement de la source optique avec les cavités résonantes est réalisé grâce à une caméra fonctionnant dans l'infrarouge. Celle-ci permet de voir simultanément le faisceau et la surface de l'échantillon.
Une fois réfléchie par la structure, la lumière parcourt le chemin inverse et le circulateur permet d'envoyer le signal à un analyseur de spectre OSA MS9740A de la marque *Anristu* ayant une résolution maximale de 30 pm et pouvant mesurer des facteurs de qualité allant jusqu'à 45000.

L'OSA donne l'intensité optique reçue en fonction de la longueur d'onde. Pour accéder aux spectres des structures, il est nécessaire de procéder à une étape de normalisation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Celle-ci est réalisée grâce à une mesure de référence effectuée en dehors de la structure Tamm que l'on cherche à caractériser (suffisamment loin pour que l'intensité optique du faisceau ne se couple pas à la cavité). Cette mesure de référence est donc faite au niveau du miroir de Bragg (DBR) et les spectres finaux correspondent donc à des mesures relatives à ce miroir. Le signal collecté par l'OSA (I_{ref}) lors de la mesure de référence peut s'écrire sous la forme d'un produit entre le champ d'excitation I_{source}, le champ associé à la réponse du DBR $R_{DBR}(\lambda) = |r_{DBR}|^2(\lambda)$ ainsi que le champ transmis T_{tot} par la totalité des composants du banc de mesure (lentille, cube, etc.) :

$$I_{ref}(\lambda) = I_{source}(\lambda) \cdot R_{DBR}(\lambda) \cdot T_{tot}(\lambda) \tag{45}$$

Celui associé à la mesure réalisée sur la structure Tamm (I_{mes}) peut quant à lui s'écrire :

$$I_{mes}(\lambda) = I_{source}(\lambda) \cdot R_{Tamm}(\lambda) \cdot T_{tot}(\lambda) \tag{46}$$

La normalisation du signal I_{mes} grâce à I_{ref} conduit finalement à obtenir le spectre $R_r(\lambda)$ suivant :

$$R_r(\lambda) = \frac{I_{mes}(\lambda)}{I_{ref}(\lambda)} = \frac{R_{Tamm}(\lambda)}{R_{DBR}(\lambda)} \tag{47}$$

Nous prendrons pour la suite la convention d'écrire $R_r = |r_r|^2$ lorsqu'il s'agit de spectres relatifs à une mesure de référence.

La figure 45-a montre un exemple de spectre de référence associé à I_{ref} et réalisé sur le DBR, la figure 45-b est quant à elle associée au spectre I_{mes} effectué sur la structure Tamm (avant normalisation). Enfin la courbe (c) montre le spectre $R_r(\lambda)$ finalement obtenu après normalisation.

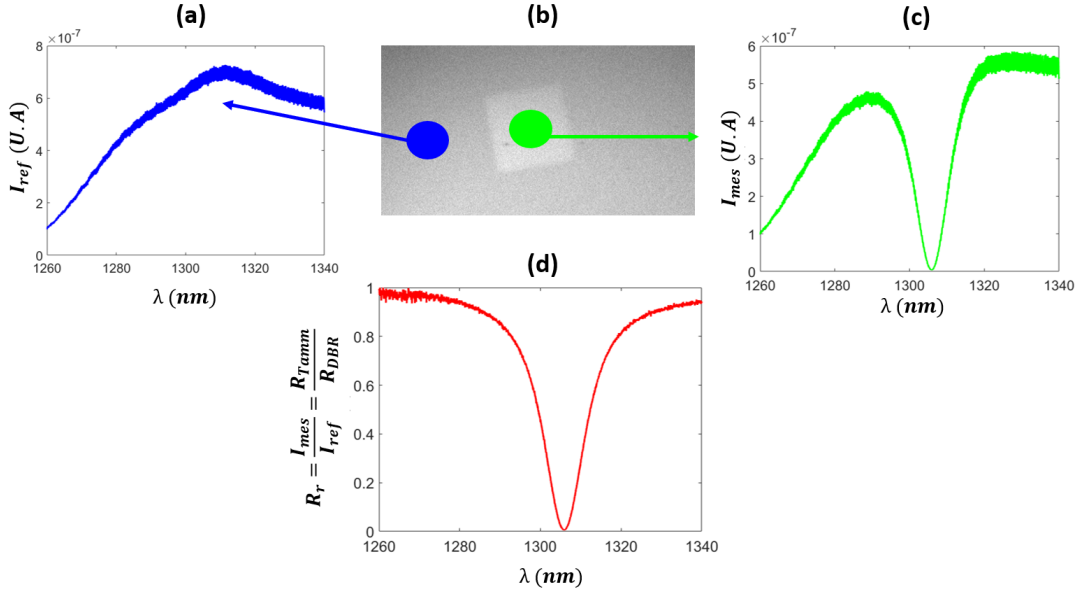


FIGURE 45 – Réflectivité d'un mode optique Tamm obtenue à partir du banc de micro-réflectivité. (a) Courbe de référence associée à I_{ref} et mesurée proche de la structure d'étude (sur le DBR). (b) Spectre associé à I_{mes} mesuré en superposant le faisceau d'excitation avec une cavité Tamm. (c) Réflectivité relative obtenue en faisant le rapport du deuxième spectre avec le premier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.3.2 Précautions expérimentales pour la mesure des spectres

Certaines précautions expérimentales doivent être prises de manière à s'assurer de la qualité des spectres mesurés. Les deux paramètres importants à prendre en compte sont notamment la polarisation de la lumière incidente ainsi que la résolution de l'analyseur de spectre utilisé.

Impact de la polarisation du faisceau d'excitation

La figure 46-b montre un exemple de spectres obtenus par FDTD pour une structure Tamm et pour une polarisation du champ électrique allant de 90° ($\vec{E}$ le long des tiges métalliques) à 80°.

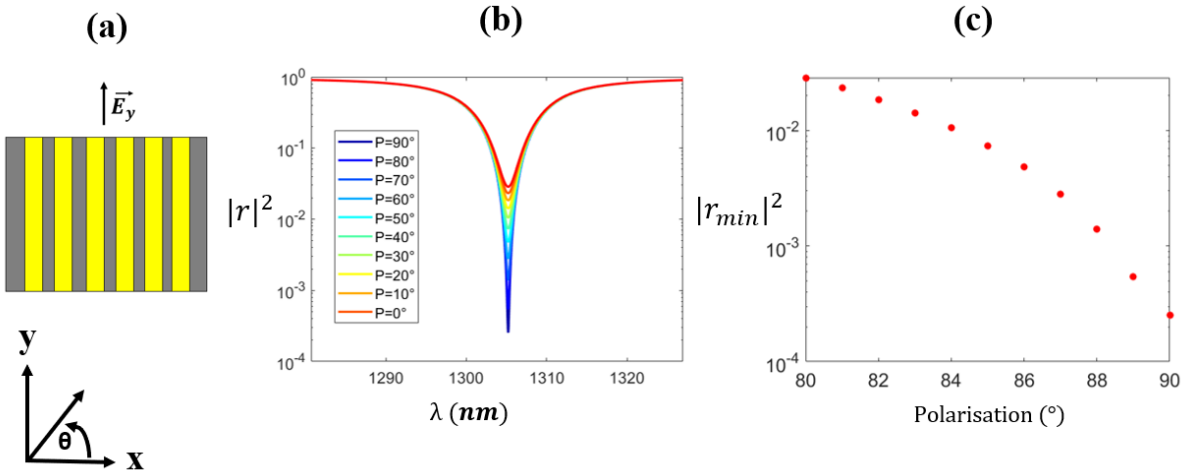


FIGURE 46 – Réflectivité en intensité associée à une structure Tamm pour différentes conditions de polarisation du champ électrique. (a) Schéma vu du haut de la structure Tamm. (b) Réflectivité pour différents angles de polarisations. (c) Minimas de réflectivité correspondants. $a = 660$ nm, $w = 444$ nm, $h_{Au} = 50$ nm.

On constate avec cette figure qu'un écart de 10° sur la polarisation entraîne une augmentation de la réflectivité sur plus de 2 ordres de grandeurs. Dans le cadre de nos mesures, la polarisation est contrôlée au degré près et celle-ci est fixée à partir de l'étude en temps réel des minimums des résonances (mesurés par l'OSA).

Choix de la résolution de l'analyseur de spectre (OSA)

La figure 47 montre différents spectres réalisés sur une structure Tamm et pour lesquelles la résolution de l'OSA varie de 0.05 nm à 0.5 nm. Cette étude a montré qu'une résolution trop faible entraîne une augmentation du bruit de mesure. Il faut donc choisir une résolution suffisamment fine pour bien résoudre les résonances tout en ne dépassant pas une certaine valeur de manière à s'assurer du bon rapport signal sur bruit lors de la mesure. Les différentes mesures que nous avons effectuées ont montré qu'une résolution de 0.2 nm (courbe jaune) remplissait favorablement ces conditions (sans dégrader le facteur de qualité et la réflectivité minimum).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

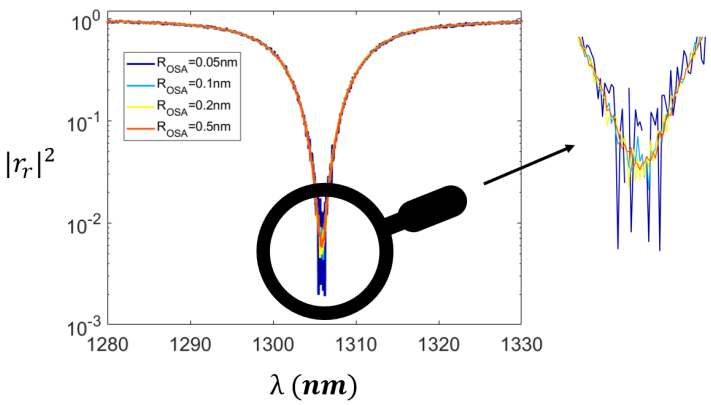


FIGURE 47 – Spectres Tamm pour différentes résolutions de l'analyseur de spectre (OSA).

Il est néanmoins nécessaire de s'assurer que cette résolution est suffisante pour bien résoudre les résonances visées. Nous avons vu que le facteur de qualité peut être défini par la relation suivante :

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda_{FWHM}} \tag{48}$$

Nous travaillons avec des résonances proches de 1300 nm, le facteur de qualité maximal que nous permet de déterminer l'OSA vaut donc :

$$Q_{max} = \frac{1300}{0.2} = 6500 \tag{49}$$

Le facteur de qualité des Tamm est proche de la centaine. Dans ces conditions ($\frac{Q_{max}}{Q_{Tamm}} > 10$), une résolution de 0.2 nm est donc adaptée aux mesures visées. Cette valeur a donc été choisie pour l'ensemble des spectres associés aux structures Tamm que nous avons réalisés.

2.3.3 Extraction des grandeurs associées aux résonances (Q, r_{min}, λ_{res})

La mesure d'un spectre sur une structure Tamm (à température ambiante) permet d'extraire certaines grandeurs présentes dans l'équation 41. Celles directement accessibles sont le facteur de qualité Q, le minimum de réflectivité $|r_{min}|$ ainsi que les longueurs d'onde des résonances λ_{res}. Nous pouvons ici préciser que la mesure expérimentale de r_{min} ne donne pas directement accès à son signe. D'autres mesures sont donc nécessaires pour déterminer si le mode est en sous ($r_{min} < 0$) ou sur-couplage ($r_{min} > 0$) (section 2.2.1).

La figure ci-dessous montre un exemple d'ajustement de données réalisé à l'aide d'un profil de Fano (section 1.2.1).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

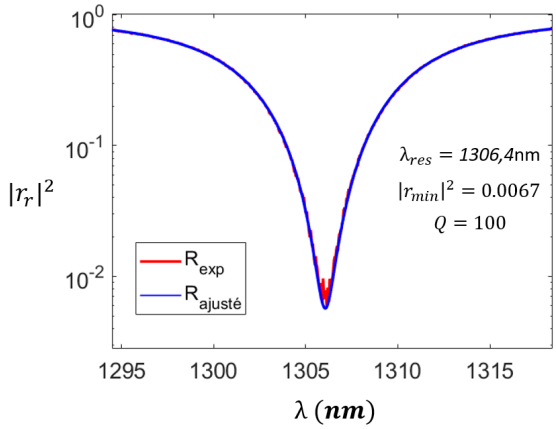


FIGURE 48 – Spectre de réflectivité expérimentale d'une structure Tamm de période $a = 660$ nm et de largeur de tiges métallique $w = 460$ nm (FF=0.70, $h_{Au} = 50$ nm). La courbe rouge correspond aux données expérimentales et la courbe bleue à l'ajustement des données réalisé grâce à une relation de Fano (équation 7) (sur le logarithme de $|r_r|^2$).

Ces différentes grandeurs sont extraites pour deux principales raisons. Premièrement, cela permet de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux des simulations FDTD présentées dans la figure 36. Deuxièmement, une fois ces grandeurs extraites, elles pourront être implémentées dans l'équation 41 : cela nous permettra de confronter nos résultats expérimentaux associés à la sensibilité en phase avec le modèle théorique que nous avons développé.

Cette section nous a permis de présenter le système de mesure ainsi que le protocole que nous avons utilisé dans le but d'extraire les spectres de résonance des structures Tamm. Notre objectif est maintenant d'exploiter ce banc de mesure de manière à étudier l'impact de la structuration de la couche métallique vis à vis des résonances ainsi que du couplage critique associé aux modes optiques Tamm.

2.4 Validation de l'ajustement du couplage critique par la structuration

Deux échantillons Tamm ont été fabriqués dans le but d'étudier l'impact du couplage critique sur la sensibilité en phase. Chacun d'entre eux contient des structures (≈ 220) pour lesquelles nous avons fait varier la période de la structuration mais également les largeurs des tiges métalliques (et donc le FF). De plus, nous avons vu qu'il existe deux points de couplage critique associés à deux FF différents (voir figure 36-b). Chaque échantillon contient donc deux séries de structures, l'une pour laquelle les FF sont proches du premier point de couplage critique ($FF \approx 0.20$) et l'autre où les FF sont proches du second point de couplage critique ($FF \approx 0.70$).

Le premier échantillon fabriqué contient des structures Tamm de dimensions 50×50 μm^2. Celles du second sont quant à elles de dimensions 100×100 μm^2. Bien que la taille du waist utilisé soit adapté pour la caractérisation des structures du premier échantillon, nous avons vu qu'il existe une certaine variabilité concernant la largeur des tiges métalliques proche des bords de la structure. Cette augmentation de la taille des structures a donc pour but d'assurer une meilleure uniformité géométrique en cas de variation spatiale de la prise de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La figure 49 montre des spectres obtenus par micro-réflectivité et réalisés sur le premier échantillon. La caractérisation de ces premières structures Tamm a révélé que bien que les résonances soient présentes, le dimensionnement choisi ne permettait pas de couvrir les deux côtés du couplage critique (changement de signe de $\tau_{rad} - \tau_{diss}$). En effet, on constate sur les graphes de la figures 49 que la modification du FF entraîne uniquement une variation croissante de la réflectivité minimale.

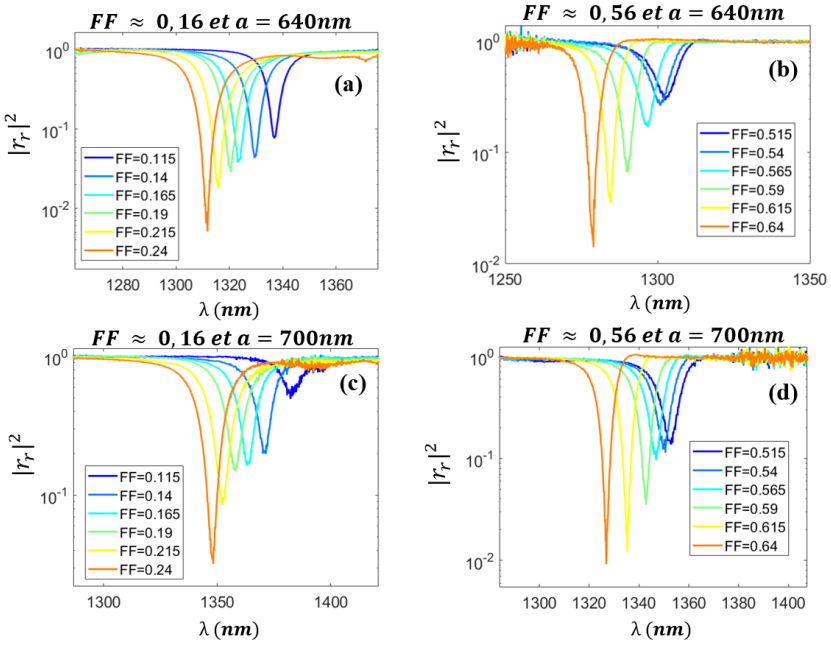


FIGURE 49 – Caractérisation optique du premier échantillon Tamm à l'aide du banc de micro-réflectivité. Réflectivité associée à des structures Tamm de période $a = 640$ nm (a-b) et $a = 700$ nm (c-d). Les figures de gauche sont associées à des structures à faible facteur de remplissage ($FF \approx 0.16$) celles de droites sont associées à des FF proches de 0.56.

La caractérisation de ce premier échantillon nous a donc conduits à légèrement décaler les plages de FF explorées (écart entre la conception et la caractérisation). Cet écart est principalement imputable aux effets de proximité agissant lors de la lithographie (section 2.2.5). Une fois cette nouvelle gamme de FF déterminée, celle-ci a finalement été utilisée pour la fabrication du second échantillon.

Les figures 50-a-b (que l'on peut comparer aux courbes théoriques de la figure 36) montrent les spectres obtenus par micro-réflectivité pour des structures Tamm de période $a = 640$ nm et 660 nm ($h_{Au} = 50$ nm). Les figures de gauche représentent les spectres associés au point de couplage critique à faible facteur de remplissage, celles de droite correspondent à celui associé au fort FF. En accord avec les simulations de la figure 36-b, ces figures montrent qu'à la fois les positions spectrales, mais aussi les minimums de réflectivité des résonances sont impactés par une variation du FF. La figure 50-c montre les minimum de réflectivité $|r_{min}|^2$ correspondant aux figures 50-a-b.Nous montrons avec ce résultat, qu'une modification des largeurs de tiges métalliques avec un pas de 17 nm sur une gamme de 340 nm ($0.090 < FF < 0.615$) permet d'adapter les résonances de part et d'autre des deux points de couplage critique ($FF_1 = 0.214$ et $FF_2 = 0.514$), (valeurs théoriques prévues par la lithographie). Grâce à cette structuration de la couche métallique, nous sommes donc capables d'accorder le minimum de réflectivité sur deux ordres de grandeur (de $R = 10^{-1}$ à $R = 10^{-3}$).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

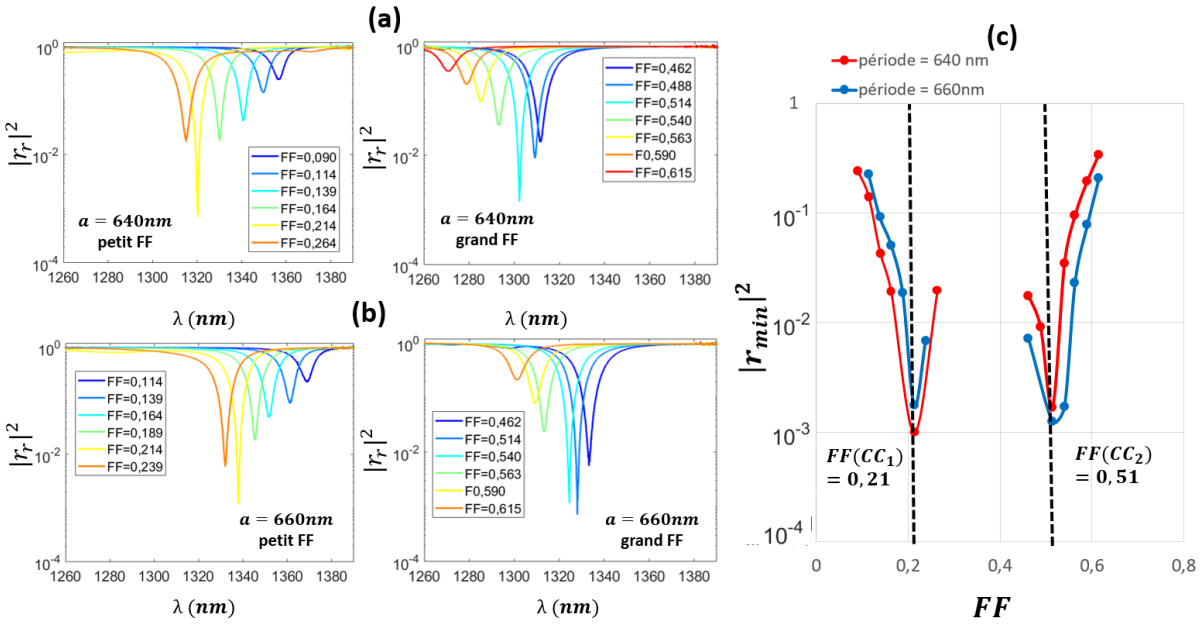
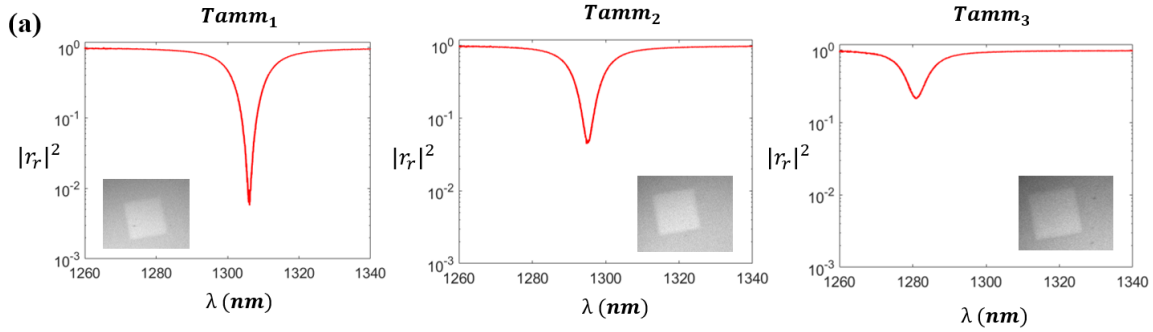


FIGURE 50 – Caractérisation optique du deuxième échantillon Tamm à l'aide du banc de micro-réflectivité. Spectres de réflectivité expérimentaux associés à des structures Tamm de période $a = 640$ nm (figure a) et $a = 660$ nm (figure b) ($h_{Au} = 50$ nm) pour des FF théoriques variant de 0.090 à 0.615. (c) Minimum de réflectivité associé aux spectres des figures (a) et (b) en fonction du FF.

Ces mesures permettent également de choisir des structures avec différentes valeurs de r_{min} (i.e plus ou moins proche du CC) qui seront utilisées pour les mesures de phases. Aussi, nous pourrons confronter les résultats expérimentaux avec la relation 41 et ainsi vérifier l'augmentation de la sensibilité en phase lorsqu'on se rapproche des points de couplage critique. Trois structures ont ainsi été sélectionnées : leurs caractéristiques sont données sur la figure 51.



(b)

Tamm	FF	λ_{res} (nm)	$\lvert r_{min}\rvert^2$	Q
1	0,70	1306,04	0,0067	100
2	0,72	1295,05	0,045	111
3	0,78	1280,79	0,21	125

FIGURE 51 – Structures Tamm sélectionnées pour les mesures de phase. (a) Spectres de réflectivité ($a = 660$ nm, $h_{Au} = 50$ nm). (b) Caractéristiques de chacun des spectres (à température ambiance ≈ 26 °C). Les FF sont calculés à partir des valeurs de tiges mesurées au MEB et données dans le tableau 41-b

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Au-delà des différentes proximités avec le point de CC, ces structures ont été choisies car les longueurs d'onde des résonances sont proches de 1300 nm : elles sont donc adaptées aux outils de mesures expérimentaux que nous utilisons.

2.5 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons premièrement décrit les nano transducteurs que nous utilisons. Nous avons vu qu'il s'agit de modes Tamm, résonants à l'interface entre une couche métallique et un miroir de Bragg. Ces modes offrent un confinement intense de la lumière au sein de la structure mais également un saut de phase abrupt à la résonance proche de points de couplage critique. Il a ainsi été montré que ces deux caractéristiques rendent pertinente l'interrogation en phase de tels transducteurs en vue d'une application de capteur en température.

Dans un second temps, nous avons montré qu'en partant d'un modèle basé sur la théorie des modes couplés, nous étions capables d'obtenir une relation analytique de la sensibilité en phase à la résonance associée aux modes Tamm (équation 41). Cette équation permet la mise en lumière des grandeurs clés pouvant impacter les performances du transducteur. Celles-ci sont finalement la longueur d'onde de résonance λ_{res}, le facteur de qualité Q, la sensibilité en longueur d'onde S_λ et enfin le minimum de réflectivité r_{min}.
Ce modèle théorique ainsi que les premières simulations numériques réalisées ont conduit à montrer que plus la réflectivité est basse et plus la sensibilité en phase est grande. Il a alors été vu qu'une manière d'augmenter drastiquement la sensibilité en phase est de faire appel aux points de couplages critiques. Ces points peuvent théoriquement donner lieu à des résonances où $|r_{min}| = 0$ et conduire ainsi à améliorer les performances du capteur.

Les premiers résultats expérimentaux ont permis de montrer qu'une façon originale d'accorder les résonances Tamm avec le couplage critique est de structurer la couche métallique sous forme d'un réseau périodique 1D. Le nouveau degré de liberté offert par la structuration permet l'optimisation des paramètres géométriques de manière à se rapprocher au plus près de la condition de couplage critique. Notre approche a ainsi pu être validée par le biais de mesures de minimums de réflectivité allant jusqu'à $|r_{min}|^2 \approx 10^{-3}$. L'avantage majeur offert par cette méthode d'accordabilité par nano-structuration de la matière repose sur le fait qu'un seul échantillon est suffisant pour s'ajuster au mieux sur les points de couplage critique. Cette caractéristique facilite la conception et la fabrication de structures Tamm ultrasensibles.

Le chapitre suivant vise à utiliser ces structures à modes optiques Tamm comme transducteurs pour une application de capteur en température. Nous procéderons à l'interrogation en phase des structures et nous décrirons de manière détaillée la ligne interférométrique originale qui a été mise en place à cet effet. Nous étudierons également la pertinence de notre approche consistant à faire appel à des modes Tamm proches du couplage critique. L'interrogation en phase de structures plus ou moins proches de ces points singuliers nous permettra alors de conclure quant à la pertinence du couplage critique concernant la sensibilité en phase des modes Tamm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Interrogation en phase de structures Tamm proches du couplage critique : application à un capteur de température

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Nous avons pu voir dans le chapitre précédent que la structuration de la couche métallique est une solution pertinente dans le but d'ajuster les résonances Tamm avec le couplage critique (CC). Nous avons également vu que la proximité des résonances avec les points de CC peut théoriquement conduire à une augmentation drastique de la sensibilité en phase du transducteur.
La validation expérimentale de cette propriété nécessite la mise en place d'un système interférométrique donnant accès à la phase de la lumière réfléchie. La première partie de ce chapitre vise ainsi à décrire l'interféromètre que nous avons développé. Nous verrons notamment que celui-ci a la particularité de reposer sur des concepts d'holographies.

Une fois notre interféromètre validé, celui-ci sera utilisé pour une application de capteur en température. Notre objectif sera alors d'extraire la phase à la réflexion associée aux 3 structures Tamm que nous avons sélectionnées. Celles-ci sont plus ou moins proches du couplage critique et l'étude de leur sensibilité nous permettra finalement de conclure quant à la pertinence d'utiliser des résonances proches de singularités de phase. De plus, des mesures directes de la sensibilité en phase ont été réalisées (sur la structure Tamm au $|r_{min}|$ le plus bas) dans le but d'être confrontées à notre modèle analytique (présenté dans le précédent chapitre). Nous pourrons ainsi comparer la sensibilité en phase expérimentale et celle obtenue à l'aide notre modèle.

3.1 Principe de fonctionnement de l'interrogation en phase

Dans cette première section, nous allons détailler le montage interférométrique à haute sensibilité que nous avons développé dans le but d'interroger en phase des nanostructures pour des applications capteurs.
Le principe de la mesure consiste à envoyer un signal initial $I_{in}(x, y, t)$ sur la nanostruture (placée dans un plan (x, y)) : l'interaction entre la lumière, le transducteur ainsi que le milieu d'étude, va alors le modifier de manière à aboutir à un signal perturbé $I_{out}(x, y, t)$ en sortie de système. L'analyse des perturbations permet finalement de déterminer d'éventuelles variations dans le milieu d'étude (température, indices, etc.).

3.1.1 Principe de l'holographie

Le mot holographie vient des mots grecs *holos* qui signifie "en entier" et *graphein* qui signifie "écrire". L'holographie signifie donc "tout représenter" : cela vise à ne pas se limiter à détecter l'amplitude de l'onde mais également sa phase de manière à caractériser complètement le profil lumineux. L'idée de l'holographie est donc d'être en mesure de passer de l'enregistrement d'une photographie (enregistrement de l'intensité) à celui d'un hologramme, contenant à la fois les informations relatives à l'intensité mais également celles concernant la phase de la lumière.

L'holographie conventionnelle remonte à 1948 avec les travaux de Dennis Gabor [144]. Celui-ci a montré que deux étapes étaient suffisantes pour produire des hologrammes. La première consiste à l'enregistrer et la seconde à le lire.
L'étape d'enregistrement historiquement employée consistait à superposer deux faisceaux dans un plan. Le premier provient de la réflexion ou de la transmission de l'objet O que l'on cherche à former : il est associé au champ électrique $\mathbf{E}_{\mathrm{O}}$. Le deuxième est un faisceau de référence cette fois-ci associé au champ $\mathbf{E}_{\mathrm{R}}$ (voir figure 52-a).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

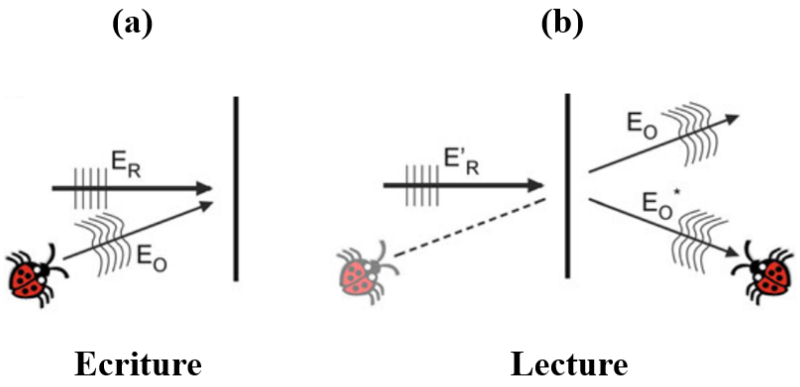


FIGURE 52 – Schéma de l'enregistrement et de la lecture d'un hologramme. (a) Enregistrement de l'hologramme et (b) lecture de celui-ci. Figure issue des travaux de Myung K. Kim [145]

La superposition spatiale des faisceaux conduit à générer une figure d'interférence caractéristique de l'objet O (et du faisceau de référence). Celle-ci est ensuite enregistrée grâce à une surface photosensible. Le motif ainsi obtenu contient à la fois l'information sur l'amplitude mais également celle concernant la phase des ondes incidentes : il s'agit donc d'un hologramme. En chaque point, celui-ci est alors défini par la relation suivante [145] :

$$I = |\mathbf{E}_\mathrm{R} + \mathbf{E}_\mathrm{O}|^2 = |\mathbf{E}_\mathrm{R}|^2 + |\mathbf{E}_\mathrm{O}|^2 + \mathbf{E}_\mathrm{R}^*\mathbf{E}_\mathrm{O} + \mathbf{E}_\mathrm{R}\mathbf{E}_\mathrm{O}^* \tag{50}$$

Où $\mathbf{E}_\mathrm{O}^*$ et $\mathbf{E}_\mathrm{R}^*$ sont les conjugués de $\mathbf{E}_\mathrm{O}$ et $\mathbf{E}_\mathrm{R}$. Les deux premiers termes correspondent à la somme des intensités de chacune des deux ondes et les deux derniers sont relatifs quant à eux aux interférences entre celles-ci.
L'étape suivante consiste en la lecture de l'hologramme ainsi produit (reconstruction 3D de l'objet O) (figure 52-b). Pour cela, une troisième onde $\mathbf{E}'_\mathrm{R}$ est envoyée sur l'hologramme. En le rencontrant, la lumière est alors diffractée selon différents ordres (différentes directions de propagations). Cela conduit à produire le champ $\mathbf{E}$ suivant :

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}'_\mathrm{R} \cdot I = \mathbf{E}'_\mathrm{R} \cdot |\mathbf{E}_R + \mathbf{E}_O|^2 \\ &= \mathbf{E}'_\mathrm{R} \cdot |\mathbf{E}_R|^2 + \mathbf{E}'_\mathrm{R} \cdot |\mathbf{E}_O|^2 + \mathbf{E}'_\mathrm{R}\mathbf{E}_R^*\mathbf{E}_O + \mathbf{E}'_\mathrm{R}\mathbf{E}_R\mathbf{E}_O^*\end{aligned} \tag{51}$$

Les deux derniers termes de l'équation (51) sont proportionnels au champ associé à l'objet O ($\mathbf{E}_O$ et $\mathbf{E}_O^*$). L'un des ordres de diffraction (ici le 3ème du membre de droite) contient donc l'image de l'objet O en intensité mais également en phase.

Bien qu'auparavant directement réalisée dans l'espace réel (holographie conventionnelle), l'étape de lecture des hologrammes peut de nos jours être réalisée sur ordinateur. Il s'agit alors d'holographie digitale pour laquelle la figure d'interférence est directement enregistrée grâce à une caméra CCD puis traitée numériquement. Le comportement de la lumière étant analytiquement décrit par les équations de Maxwell, la lecture de l'hologramme se fait alors en simulant numériquement la projection d'une onde sur l'interférogramme.

Au-delà de l'holographie digitale, il est également possible d'utiliser l'holographie générée par ordinateur (HGO). Dans ce cas, ce n'est plus la lecture de l'hologramme qui se fait de manière numérique mais son enregistrement. Cela est rendu possible par des appareils tels que des modulateurs spatiaux de lumière (ou SLM en anglais). Les SLM sont capables

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

de générer une grande variété d'hologrammes préalablement définis : la reconstruction finale de l'image se fait alors en l'éclairant avec un rayonnement optique conduisant à faire diffracter la lumière comme décrit par la relation (51). L'HGO a donc l'avantage de s'affranchir de l'étape d'enregistrement. Cela présente l'intérêt d'éviter certaines contraintes expérimentales telles que les conditions de cohérence associées aux sources. De plus, l'HGO peut mener à des hologrammes de haute résolution. En effet, procéder à un enregistrement de manière numérique permet de s'affranchir des perturbations qui pourraient avoir lieu dans le milieu de propagation. On évite ainsi de dégrader la qualité finale de l'hologramme.

Dans ce contexte, la particularité de notre système interférométrique est qu'il s'appuie sur l'holographie générée par ordinateur. Nous avons notamment recours à un SLM pour la génération d'hologrammes assurant deux fonctions essentielles (qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre) :

- La génération de deux faisceaux Gaussiens pour les interférences de Young.
- La modulation temporelle de la phase d'un des faisceaux (interféromètre pseudo-hétérodyne).

3.1.2 Interférences d'Young

Le système interférométrique que nous développons est basé sur les interférences de Young dont le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 53.

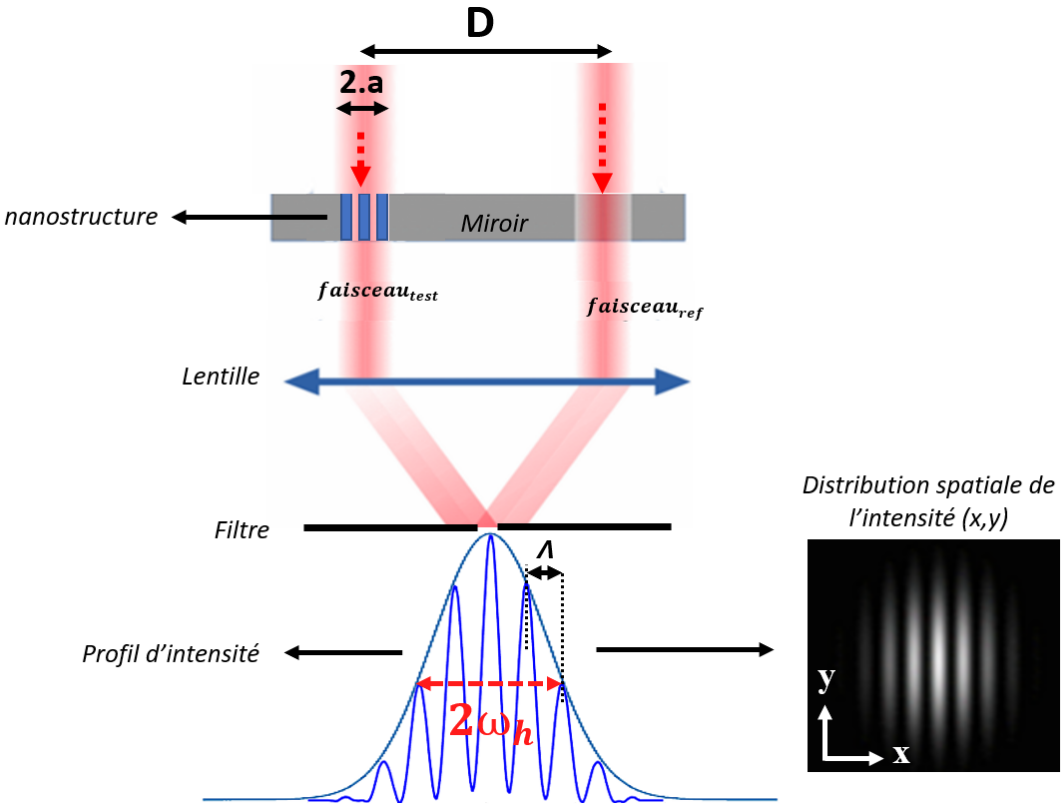


FIGURE 53 – Schéma du principe de la méthode des interférences d'Young pour l'interrogation en phase de nanostructures.

Dans un premier temps, deux faisceaux Gaussiens colinéaires (d'amplitude A_0) sont

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

générés par HGO. La lumière du premier faisceau se dirige ensuite en direction de la nanostructure ($faisceau_{test}$ sur la figure 53), puis génère un signal en interagissant avec elle. La phase de la lumière associée à ce premier faisceau est impactée par les changements d'indices du transducteur ou bien par ceux de sa géométrie : il s'agit donc du faisceau test. La lumière du deuxième faisceau ($faisceau_{ref}$), est quant à elle envoyée sur une surface de référence (DBR dans le cas des Tamm) proche du transducteur mais suffisamment loin pour que la lumière ne puisse pas se coupler à la cavité. Ce faisceau sert de référence car sa phase ne subit pas de variation abrupte (ϕ_{DBR} figure 27-e du chapitre 2).

Les deux faisceaux (maintenant d'amplitude A_{ref} et A_{test}) partent alors parallèlement en direction de la lentille : une fois celle-ci traversée, cela donne lieu à leur focalisation au niveau du plan focal. Il y a alors recouvrement spatial des deux faisceaux ce qui conduit à des interférences. Dans le plan focal (x,y) de la lentille, il est alors possible d'exprimer le profil d'intensité lié aux interférences d'Young (voir figure 53) : celui-ci correspond à des franges d'interférence dont le profil peut être décrit par la relation suivante :

$$I_{out}(x,y,t) = I_0 \cdot \Upsilon(x,y) \times \left[|A_{ref}|^2 + |A_{test}|^2 + 2 \cdot |A_{ref}| \cdot |A_{test}| \cdot \cos\left(2\pi\frac{x}{\Lambda} + \phi_{ref}(t) - \phi_{test}(t)\right)\right] \quad (52)$$

avec :

$$I_0 = cste, \qquad \Upsilon(x,y) = e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_h^2}}, \qquad \Lambda = \frac{\lambda f}{D}, \qquad \omega_h = \frac{\lambda f}{\pi a} \quad (53)$$

Ici, D représente la distance centre à centre entre les deux spots, a le waist des deux faisceaux Gaussiens, f la focale de la lentille et (ϕ_{test}, ϕ_{test}) les phases des deux faisceaux après interaction avec l'échantillon et dans le plan d'interférences (figure 53). L'enveloppe de la figure d'interférences est une courbe Gaussienne $\Upsilon(x,y)$ dont la largeur à $\frac{1}{e^2}$, est égale à $2\omega_h$. Λ représente l'espacement entre les franges.

La largeur de la figure d'interférence ($2\omega_h$) est inversement proportionnelle à la largeur du faisceau Gaussien initial ($2a$), tandis que la distance entre les franges Λ est inversement proportionnelle à la distance D entre les deux faisceaux (voir équation (53)). Par conséquent, le nombre de franges à l'intérieur de l'enveloppe est directement régi par le rapport D/a. La position des franges est régie par la différence de phase $\Delta\phi_{out} = \phi_{ref} - \phi_{test}$. Le faisceau servant de référence ne subit pas de variation de sa phase (matériaux non-sensibles), la mesure de $\Delta\phi_{out}$ nous renseigne donc directement sur la phase de l'onde associée à ϕ_{test} (faisceau ayant interagi avec le transducteur).

Nous précisons ici que le montage que nous venons de décrire peut fonctionner soit en transmission ($A_{ref} = t_{ref} \cdot A_0$ et $A_{test} = t_{test} \cdot A_0$) (figure 53), soit en réflexion. Le système optique expérimental que nous avons mis en place fonctionne en réflexion (variation abrupte de la phase réfléchie) : c'est donc cette configuration que nous allons détailler dans la suite de ce chapitre.

Dans le cas d'un système en réflexion et de par les natures différentes des surfaces réfléchissantes associées aux deux faisceaux, les amplitudes A_{ref} et A_{test} peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$A_{ref} = r_{ref} \cdot A_0 \quad (54)$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

et

$$A_{test} = r_{test} \cdot A_0 \tag{55}$$

Où A_0 représente l'amplitude complexe du champ électrique des deux faisceaux avant leur rencontre avec la surface réfléchissante et r_{ref} et r_{test} correspondent respectivement aux coefficients complexes de réflexion en amplitude associés au DBR et au mode optique Tamm. La relation (52) peut alors se réécrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} I_{out}(x,y,t) = I_0 \cdot \Upsilon(x,y) \cdot A_0^2 \\ \times \left[|r_{ref}|^2 + |r_{test}|^2 + 2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot \cos\big(2\pi \frac{x}{\Lambda} + \phi_{ref}(t) - \phi_{test}(t)\big) \right] \end{aligned} \tag{56}$$

Le changement abrupt de la phase du faisceau test causé par une variation dans l'environnement du transducteur (pression, température, présence de gaz, etc.) entraîne finalement un glissement des franges à l'intérieur de l'enveloppe : leurs positions nous renseignent donc sur la différence de phase instantanée qu'il existe entre les deux faisceaux.

De plus, un filtre spatial est placé au centre de la tâche d'interférence de manière à ne mesurer que la frange la plus brillante du plan focal. Cela conduit à mesurer uniquement le profil $I_{out}(0,0,t)$ décrit par la relation suivante :

$$I_{out}(0,0,t) = I_0 \cdot A_0^2 \cdot \left[|r_{ref}|^2 + |r_{test}|^2 + 2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot \cos\big(\phi_{ref}(t) - \phi_{test}(t)\big) \right] \tag{57}$$

Afin de quantifier précisément le changement de phase à la réflexion, deux spécificités ont été implémentées à notre système interférométrique.

3.1.3 Interféromètre pseudo-hétérodyne

La première concerne la modulation temporelle à la fréquence f_{mod} de la phase associée au bras de référence. La rampe de phase (de période 2π rad) donnant lieu à cette modulation s'écrit de la manière suivante :

$$\phi_{ref}(t) = 2\pi \cdot f_{mod} \cdot t + \phi_0 \quad [mod\ 2\pi] \tag{58}$$

Il en résulte un glissement périodique de la figure d'interférence d'Young dans la direction x. Cela permet alors de réécrire l'équation (57) sous la forme suivante :

$$I_{out}(0,0,t) = I_0 \cdot A_0^2 \left[|r_{ref}|^2 + |r_{test}|^2 + 2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot \cos\big(2\pi \cdot f_{mod} \cdot t - \phi_{test}(t) + \phi_0\big) \right] \tag{59}$$

L'intérêt de la modulation temporelle du signal réside dans le fait que cela offre la possibilité de filtrer et donc d'éliminer les bruits de mesure excepté à la fréquence de modulation f_{mod}. Le signal $I_{out}(0,0,t)$ est finalement démodulé pour extraire les grandeurs relatives à $|r_{ref}|$, $|r_{test}|$ et $\phi_{test} - \phi_0$. L'hétérodynage de la mesure conduit donc à une amélioration du rapport signal sur bruit associé à l'extraction de ces grandeurs. Des informations supplémentaires à ce sujet seront données dans la suite de ce chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.1.4 Interféromètre à chemin commun

La deuxième spécificité de notre interféromètre est qu'il est à trajets communs. Cela signifie que la trajectoire de la lumière parcourant chacun des deux bras est quasiment identique (quelques μm les séparent) (figure 53). Les deux faisceaux optiques traversent donc l'ensemble des composants très proches l'un de l'autre. Les changements de températures ou bien les vibrations mécaniques vont donc impacter de la même manière les chemins optiques des deux faisceaux ce qui conduit à rendre notre système interférométrique moins sensible aux fluctuations de la phase lors de la propagation des signaux.

En effet, supposons que la lumière parcourant chacun des deux bras de l'interféromètre subisse une fluctuation de son amplitude et de sa phase à la fréquence de modulation f_{mod}. Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$A_{ref} = A^0_{ref} + \delta A_{ref} = A^0_{ref}\left(1 + \frac{\delta A_{ref}}{A^0_{ref}}\right), \quad \phi_{ref} = 2\pi f_{mod} + \delta\phi_{ref} \tag{60}$$

$$A_{test} = A^0_{test} + \delta A_{test} = A^0_{test}\left(1 + \frac{\delta A_{test}}{A^0_{test}}\right), \quad \phi_{test} = \phi^0_{test} + \delta\phi_{test} \tag{61}$$

De plus, comme les trajets sont communs :

$$\frac{\delta A_{ref}}{A^0_{ref}} = \frac{\delta A_{test}}{A^0_{test}} = \delta A_{norm} \tag{62}$$

$$\delta\phi_{ref} = \delta\phi_{test} = \delta\phi \tag{63}$$

En intégrant les équations (60), (61), (62) et (63) à l'équation (56) le signal de sortie peut s'écrire de la manière suivante :

$$I_{out}(0,0,t) = I_0 \cdot \left(A^0_{ref} \cdot (1 + \delta A_{norm})\right)^2 \Big[|r_{ref}|^2 + |r_{test}|^2 + 2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot cos(2\pi \cdot f_{mod} \cdot t - \delta\phi - \phi^0_{test} + \delta\phi)\Big] \tag{64}$$

Qui est de la forme :

$$I_{out}(0,0,t) = I_{DC} + I_{AC}(t) \tag{65}$$

Ici I_{DC} et $I_{AC}(t)$ représentent respectivement les parties non-modulées et modulées du signal.

Après quelques calculs, la partie modulée peut finalement s'écrire :

$$I_{AC}(t) = 2 \cdot I_0 \cdot A_0^2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot (1 + 2\delta A_{norm}) \cdot cos\left(2\pi \cdot f_{mod} \cdot t - \phi^0_{test} + \phi_0\right) \tag{66}$$

L'amplitude et la phase démodulée sont donc respectivement :

$$A_{demod} = 2 \cdot I_0 \cdot A_0^2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot (1 + 2\delta A_{norm}) \tag{67}$$

et

$$\phi_{demod} = \phi^0_{test} - \phi_0 \tag{68}$$

On remarque alors que le chemin commun conduit à ce que la phase démodulée ne

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dépende pas des fluctuations expérimentales $\delta\phi$. Cette méthode permet donc de s'assurer d'une bonne stabilité de la phase mesurée.

De plus, l'amplitude démodulée peut, par le biais d'une mesure relative, nous permettre d'extraire l'information correspondante à la grandeur $|r_{test}|$.
En effet, dans le cas où les deux faisceaux rencontrent la surface de référence, l'amplitude démodulée peut s'écrire de la manière suivante :

$$A_{demod}(\text{référence}) = 2 \cdot I_0 \cdot A_0^2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{ref}| \cdot (1 + 2\delta A_{norm}) \tag{69}$$

Une fois cette mesure effectuée, le faisceau test peut être placé sur la nanostructure pour cette fois-ci mesurer l'amplitude suivante :

$$A_{demod}(\text{test}) = 2 \cdot I_0 \cdot A_0^2 \cdot |r_{ref}| \cdot |r_{test}| \cdot (1 + 2\delta A_{norm}) \tag{70}$$

En faisant le rapport des équations (70) et (69), on obtient finalement le signal suivant :

$$A_{demod}(\text{relative}) = \frac{A_{demod}(\text{test})}{A_{demod}(\text{référence})} = \frac{|r_{test}|}{|r_{ref}|} = |r_r| \tag{71}$$

Dans le cas des structures Tamm, la surface rencontrée par le faisceau de référence correspond au miroir de Bragg associé à $|r_{Bragg}| \approx 1$. En revanche, le faisceau test rencontre une structure Tamm associée à $|r_{Tamm}|$. L'équation (71) appliquée à nos mesures permet donc d'extraire directement la grandeur suivante :

$$A_{demod}\left(\frac{\text{Tamm}}{\text{Bragg}}\right) = \frac{A_{demod}(\text{Tamm})}{A_{demod}(\text{Bragg})} = \frac{|r_{Tamm}|}{|r_{Bragg}|} \approx \frac{|r_{Tamm}|}{1} \approx |r_{Tamm}| \tag{72}$$

Pour résumer, notre système a deux différentes particularités visant à améliorer la précision des mesures de phase. La première correspond à l'hétérodynage : celle-ci a pour but d'éliminer l'ensemble des bruits de mesure en dehors de ceux à la fréquence de modulation f_{mod}. La deuxième correspond au fait que l'interféromètre développé soit à chemin commun : cette spécificité rend cette fois-ci notre système très peu sensible aux fluctuations de phase induites par le banc optique lui-même. Ces deux éléments conduisent finalement à améliorer le rapport signal sur bruit (SNR) ainsi que la stabilité de l'interféromètre. Ces caractéristiques sont à prendre en compte dans la mesure où détecter avec fiabilité de faibles variations de phase nécessite un système interférométrique de haute précision.

3.1.5 Module holographiques

La première étape pour réaliser le montage d'Young précédemment décrit, nécessite de générer deux faisceaux Gaussiens (référence et test) ayant des paramètres bien précis (waist (a), distance de séparation (D)). Une méthode originale pour le faire consiste à directement façonner le front d'onde d'une source laser à l'aide de l'holographie assistée par ordinateur ainsi que d'un modulateur spatial de lumière (SLM). Dans ce projet, nous avons choisi un SLM à micro-miroirs numériques (digital micro-mirror device (DMD)) (figure 54-a).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

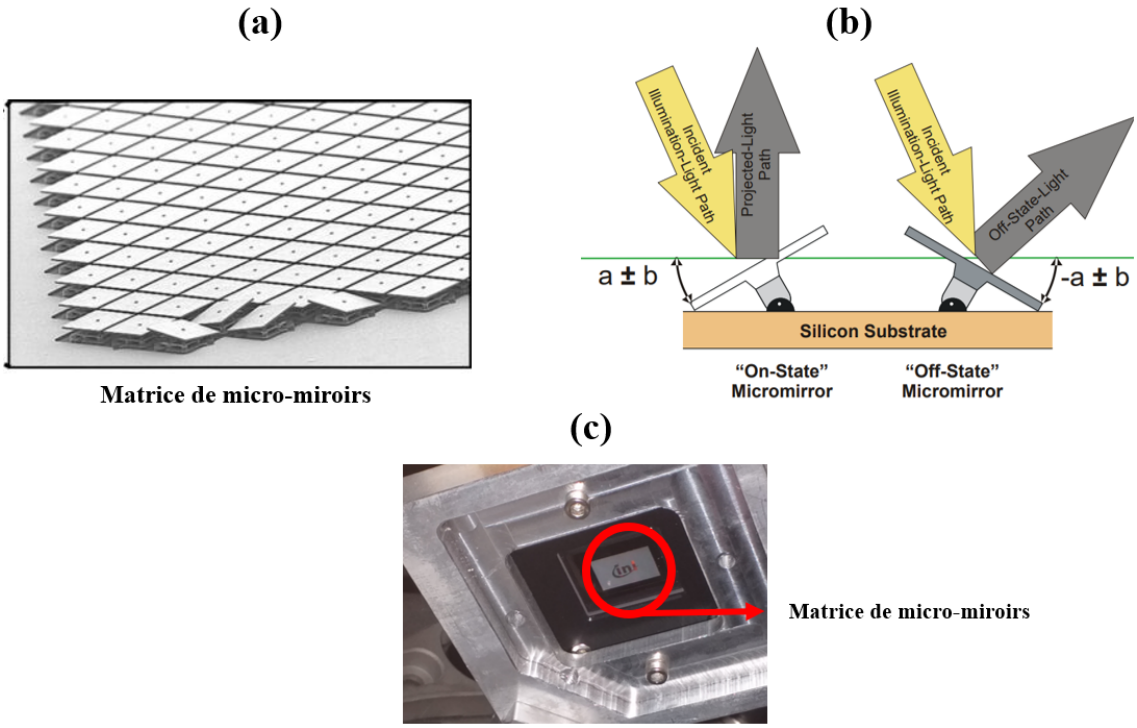


FIGURE 54 – Illustration d'un DMD-SLM. (a) Matrice de micro-miroirs associée à un DMD (*Texas Instruments* DLP2010). (b)À gauche, schéma d'un micro-miroir dans la position "on" et à droite en position "off". (c) DMD DLP650LNIR utilisé dans notre ligne optique.

Un DMD est une matrice 2D de micro-miroirs pouvant basculer entre deux positions (ici ±12°) (figure 54-b). L'une est appelée position ON et permet de réfléchir la lumière correspondante dans le système, l'autre (position OFF) renvoie la lumière à l'extérieur de l'interféromètre. Par conséquent, ce dispositif permet d'encoder un motif binaire dans le SLM. Au-delà des DMD, il existe également des SLM basés sur l'utilisation de cristaux liquides (LCOS-SLM). Néanmoins, les DMD ont le net avantage (comparé aux LCOS) d'offrir un balayage rapide ($f_{DMD} \approx 12.5$ kHz et $f_{LCOS} < 100$ Hz) rendant possible la modulation à haute fréquence du front d'onde de la lumière. Malgré tout, la dimension du faisceau laser illuminant les miroirs (de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres) est faible par rapport à la résolution du DMD ($R_{DMD} = 10.8\ \mu m$). Par conséquent, très peu de pixels contribuent à la formation des faisceaux et peu de lumière rentre dans l'interféromètre (dégradation du SNR). Pour pallier ce problème, nous avons décidé de façonner, non pas directement les faisceaux Gaussiens mais plutôt le profil d'intensité des interférences d'Young correspondant à leur transformée de Fourier $I_{in}(x, y, t)$. De cette manière, le motif couvre une surface plus grande sur le SLM et plus de pixels sont mis en jeu lors de la formation de l'hologramme.

Génération des hologrammes

Pour ce faire, la première étape consiste à produire numériquement une cartographie 2D de l'amplitude $A(x, y)$ et de la phase $\phi(x, y)$ des deux faisceaux désirés (de dimensions a, distants de D et dont la phase de l'un des spots est modulée) (figure 55-a).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

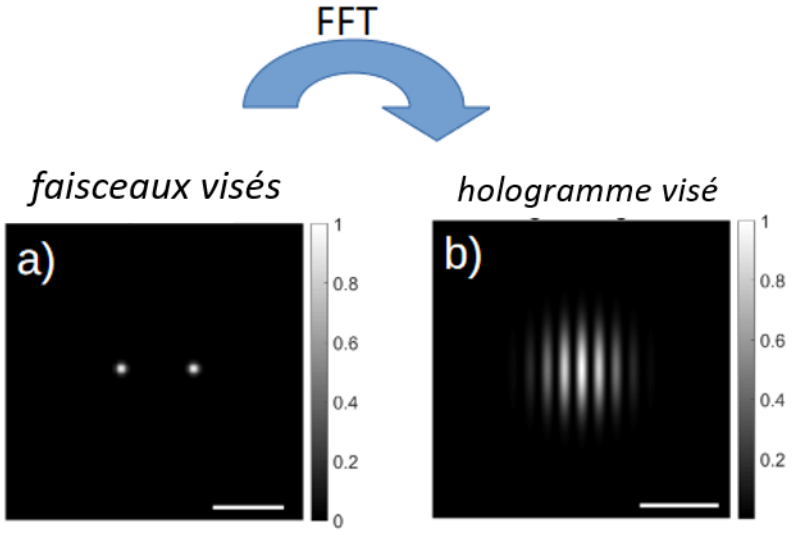


FIGURE 55 – Processus de génération des hologrammes. (a) Construction numérique des deux faisceaux Gaussiens. (b) Transformée de Fourier du profil associé à la figure (a).

On calcule ensuite la transformée de Fourier de l'image des deux faisceaux Gaussiens donnant lieu à des franges d'interférence similaires à la figure d'interférence d'Young $I_{in}(x, y, t)$ et définies par la relation (52) (voir figure 55-b).

Encodage binaire de l'hologramme

Le DMD impose néanmoins une réponse binaire (on/off) : il est donc nécessaire de procéder à une étape d'encodage permettant d'approximer au mieux un profil analogique $I_{in}(x, y, t)$ à partir d'un profil binaire (associé à chaque micro miroir). On retrouve deux grandes méthodes d'encodage de champ complexe dans la littérature : la première est celle faisant appel à la méthode de Lee [146] et la deuxième est appelée méthode des supers pixels [147]. En raison d'un nombre trop faible de pixels (1280×800) sur notre DMD (DLP650LNIR de Texas Instruments), la méthode des supers pixels n'a pas été employée et c'est la méthode de Lee qui a été choisie.

Celle-ci agit comme un filtre non-linéaire et permet à partir d'un hologramme analogique d'entrée $I_{in}(x, y, t)$ de calculer un motif binaire diffractant adapté.
En effet, de par la nature du fonctionnement d'un DMD, les seuls hologrammes $h(x, y)$ pouvant être générés sont de la forme :

$$h(x, y) = 0 \text{ ou } 1 \ \forall (x, y) \tag{73}$$

Or, nous souhaitons générer des faisceaux $S_{analogique}(x, y)$ dont l'amplitude $s(x, y)$ et la phase $\phi(x, y)$ puissent être de la forme suivante :

$$S_{analogique}(x, y) = s(x, y) \cdot exp\Big(j \cdot \phi(x, y)\Big) \tag{74}$$

L'objectif ici, est donc de déterminer l'objet diffractant binaire $h(x, y)$, qui, lorsqu'il se trouve éclairé par une source de référence permet de diffracter la lumière de sorte à conduire au faisceau désiré $S_{analogique}(x, y)$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour ce faire, la méthode de Lee consiste à utiliser un filtre défini de la manière suivante (plus d'information sont données dans l'annexe 6 de ce document) :

$$-\frac{q}{2} \leq \frac{\phi(x,y)}{2\pi} + n \leq \frac{q}{2} \text{ avec } n \in N \tag{75}$$

Avec

$$q = \frac{sin^{-1}(\pi \cdot s(x,y))}{\pi} \tag{76}$$

Où, pour rappel, $s(x,y)$ correspond à l'amplitude du champ complexe que l'on souhaite produire.
L'équation 75 correspond finalement à la condition permettant de générer des hologrammes binaires à partir du filtre de Lee. Néanmoins, seul le premier ordre de diffraction contient le motif analogique désiré (voir annexe 6). Il est donc nécessaire de séparer les différents ordres de manière à ne récupérer que celui-ci. Pour cela, la relation (75) est modifiée et un réseau de période T est ajouté.

La relation permettant finalement d'obtenir le champ complexe désiré à partir de l'algorithme de Lee est la suivante :

$$-\frac{q}{2} \leq \frac{\phi(x,y)}{2\pi} + n + \frac{x}{T} \leq \frac{q}{2} \tag{77}$$

La figure 56-a montre ainsi le motif associé à l'hologramme analogique $I_{in}(x,y)$ qui est envoyé dans l'algorithme de Lee et qui permet d'aboutir à l'hologramme binaire désiré (figure 56-b).

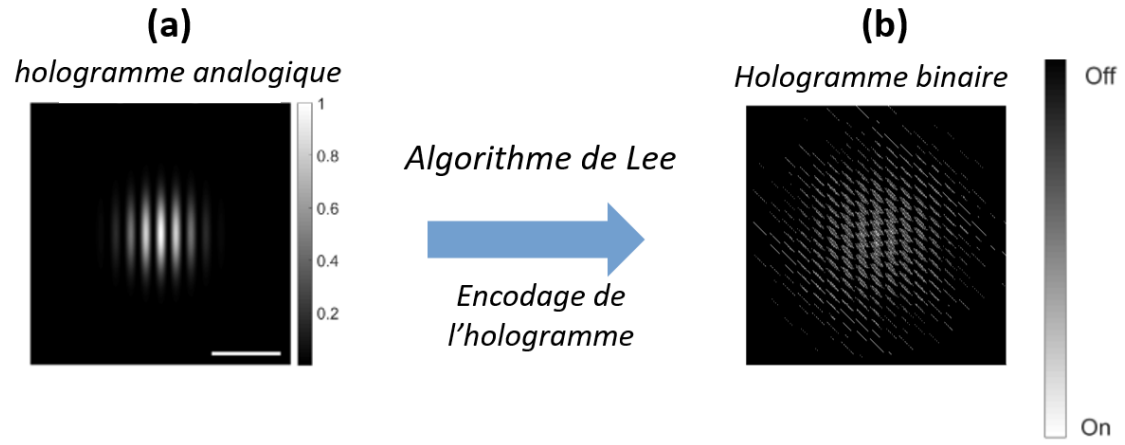


FIGURE 56 – Encodage des hologrammes. (a) Hologramme analogique d'entrée (profil d'interférence d'Young) et (b) hologramme binaire généré à partir du profil (a) et en utilisant la méthode de Lee.

Ces quelques aspects théoriques nous ont permis de décrire notre méthode de production d'hologrammes : nous allons maintenant détailler la mise en œuvre expérimentale du montage donnant lieu à la mise en forme finale des faisceaux.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Mise en œuvre expérimentale de l'interféromètre

La figure 57 montre un schéma du banc expérimental que nous avons mis en place dans le but de produire le faisceau de référence ainsi que celui de test.

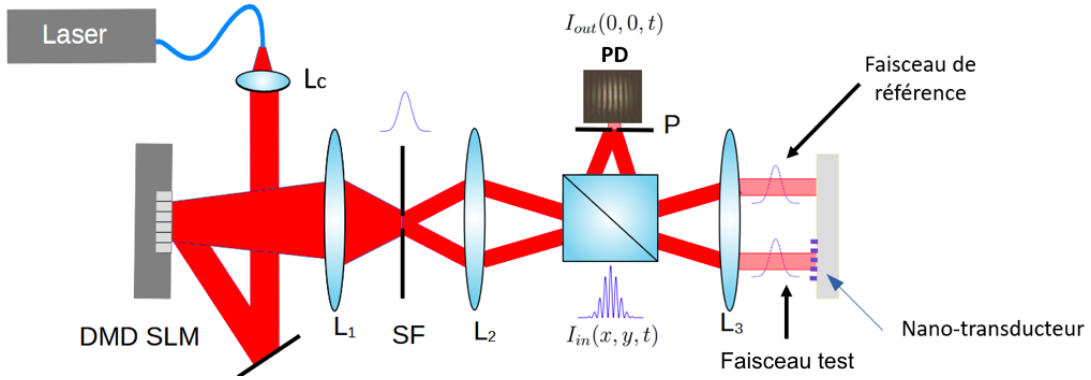


FIGURE 57 – Schéma de principe du système interférométrique. Le DMD-SLM ainsi que les lentilles L_1, L_2 et le filtre spatial (SF) servent à la génération des hologrammes. La lentille L_3 permet la mise en forme du faisceau rencontrant la structure Tamm. Le signal est finalement détecté après une fente (P) et à l'aide d'une photodiode (PD).

Pour commencer, un faisceau laser fibré rencontre une lentille de collimation L_c permettant d'élargir le waist de sortie à 2.3 mm (adapté à la taille de la zone centrale de la matrice de micro-miroir mesurant 13.8 mm × 8.6 mm). Une fois illuminé par un faisceau Gaussien, le motif binaire encodé dans le DMD (figure 58-a) va diffracter la lumière dans de nombreux ordres.

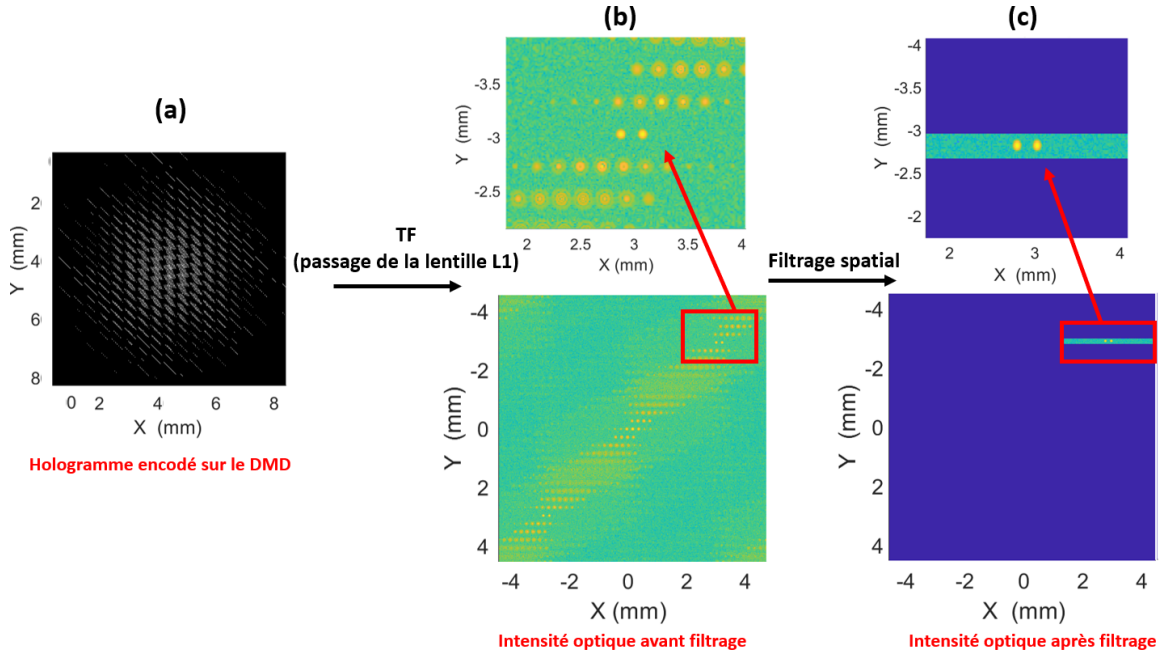


FIGURE 58 – Processus de filtrage spatial des hologrammes. (a) Hologramme binaire encodé sur le DMD. (b) Intensité optique après diffraction sur le DMD et juste avant le filtrage spatial. (c) Faisceaux Gaussiens obtenus après filtrage. Ces figures sont issues de l'algorithme de génération d'hologrammes que nous utilisons, il s'agit ici de faisceaux dont le waist et la distance de séparation sont respectivement $a = 8$ μm et $D = 80$ μm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour obtenir le champ complexe analogique désiré, il est alors nécessaire de ne garder que le premier ordre de diffraction. Pour ce faire, une fois la lumière réfléchie sur le DMD, elle traverse une première lentille (L_1) permettant de focaliser la lumière au niveau d'un filtre spatial (SF) (figure 58-b). Celui-ci est alors positionné judicieusement de manière à ne conserver que l'ordre de diffraction adapté (m=1) (figure 58-c). Le profil d'intensité ainsi obtenu dans le plan focal de la lentille L_1 correspond alors exactement au profil d'intensité complexe associé aux deux faisceaux Gaussiens préalablement définis (transformée de Fourier de l'interférogramme).

La lumière ainsi filtrée continue alors son chemin puis rencontre une nouvelle lentille L_2 conduisant à obtenir le profil d'Young désiré $I_{in}(x, y, t)$ dans son plan focal (voir figure 59-a et figure 57).

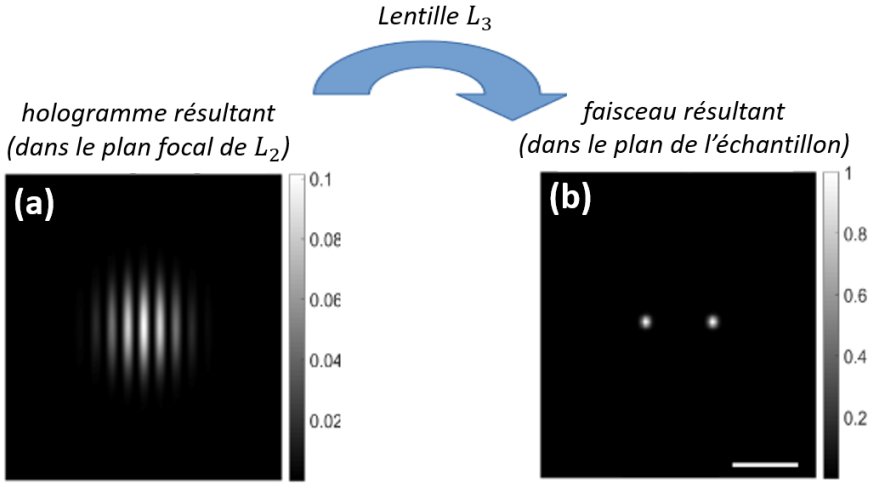


FIGURE 59 – Mise en forme des faisceaux. (a) Profil d'intensité associé à l'hologramme formé dans le plan focal de L_2. (b) Intensité dans le plan de l'échantillon obtenue après la transformée de Fourier de l'hologramme.

L'ensemble de ces différentes étapes (DMD + lentilles L_1, L_2 + filtre) constituent la méthode de génération des hologrammes. Enfin, l'hologramme ainsi généré traverse une dernière lentille L_3 donnant finalement lieu dans le plan de l'échantillon aux faisceaux Gaussiens définis à la première étape (voir figure 59-b).

Le processus de modulation consiste alors à générer 100 hologrammes en répétant à chaque fois le processus mais en faisant varier la phase du faisceau test entre chaque hologramme. Cela conduit à obtenir la rampe de phase décrite par l'équation (58). Une fois réfléchis par la structure, les deux faisceaux interfèrent dans le plan focal arrière de la dernière lentille L_3 puis rencontrent une fente et enfin un photodétecteur (PD) permettant finalement de mesurer le signal modulé $I_{out}(0, 0, t) = I_{AC}(t)$. La démodulation du signal se fait alors grâce à son analyse de Fourier sur un nombre entier de cycles. En prenant $I_{out}(0, 0, t)$ à la fréquence de modulation, on obtient finalement les valeurs de l'amplitude démodulée (équation (67)) et du déphasage (équation (68)).

La section suivante vise à valider le montage que nous venons de présenter. Pour ce faire, des mesures expérimentales ont été réalisées.

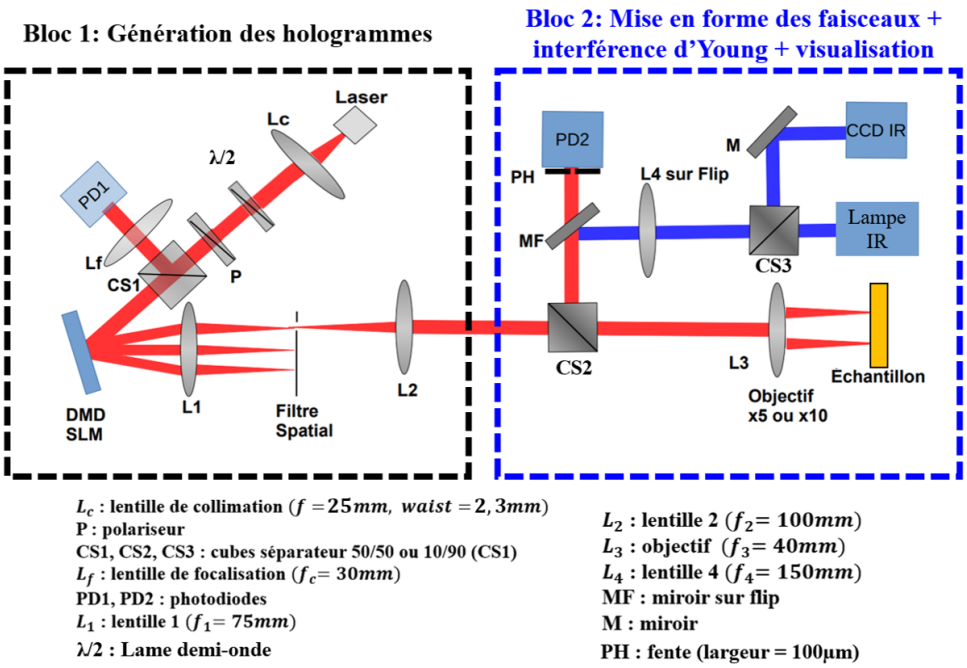
Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.1.6 Validation expérimentale du montage

Génération des hologrammes

L'expérience des fentes de young peut fonctionner soit en transmission, soit en réflexion. Dans le cas des structures Tamm, nous avons vu que c'est la phase associée à la lumière réfléchie par la structure qui présente une variation abrupte. Nous avons donc mis en place le banc interférométrique dans cette configuration (figure 60).

(a)



(b)

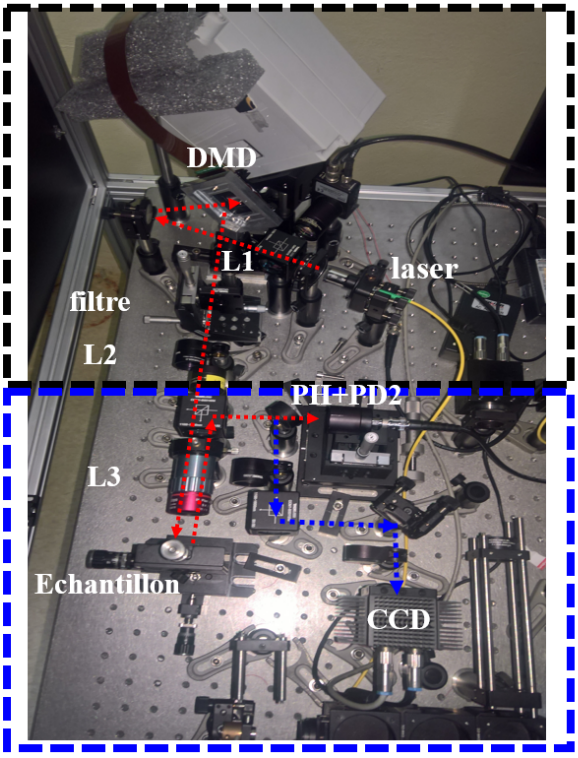


FIGURE 60 – Interféromètre expérimental permettant l'interrogation en phase de nano-transducteurs. (a) Schéma de l'interféromètre développé et (b) photo de celui-ci.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ce montage peut être divisé en deux parties, un premier bloc sert pour la génération des hologrammes (DMD + L_1 + SF + L_2), et un second pour la mise en forme finale des faisceaux ainsi qu'à l'expérience d'interférence d'Young.

La partie avec le faisceau bleu de la figure 60-a correspond à la ligne optique servant uniquement à imager la surface de l'échantillon. Cette partie est nécessaire pour positionner les faisceaux avec précision sur les cavités résonantes. Le miroir MF est monté sur un système de bascule permettant de passer rapidement et simplement de la configuration d'observation (présence du miroir) à celle de la mesure interférométrique (absence du miroir).

Le premier bloc se compose d'une source laser NIR accordable qui génère un faisceau Gaussien collimaté grâce à une première lentille L_c. La lumière passe ensuite à travers un polariseur puis une lame $\frac{\lambda}{2}$ de manière à aligner la polarisation linéaire avec la direction désirée ($\vec{E}$ selon les tiges métalliques de l'échantillon). Elle rencontre ensuite un premier cube séparateur 10/90 (CS_1) permettant d'envoyer 10% du signal dans une photodiode (PD1) de manière à normaliser le signal final et ainsi éviter les fluctuations d'intensité causées par la source laser. Le reste du signal rencontre ensuite le DMD-SLM dont les miroirs sont pilotés binairement grâce à l'algorithme de Lee comme décrit dans la section 3.1.5. Le DMD que nous utilisons est un modèle de *Texas Instruments* (DLP650LNIR) : celui-ci fonctionne pour des longueurs d'ondes comprises entre 800 et 2000 nm. Il est composé d'une matrice de micro-miroirs (1280×800) de côté 10.8 μm pouvant restituer des motifs binaires avec un taux rafraîchissement allant jusqu'à 12.5k Hz. La lumière ainsi diffractée par le DMD rencontre alors le système L_1, SF, L_2 donnant lieu à l'hologramme voulu dans le plan focal de la lentille L_2.

Mise en forme des faisceaux

Une fois le premier bloc franchi (encadré en noir sur la figure 60-b), la lumière rencontre le second (entouré en bleu sur la même figure) conduisant à la mise en forme finale du faisceau ainsi qu'à l'expérience d'interférence d'Young. Pour cela, le faisceau traverse un second cube séparateur CS_2 (50/50) puis un objectif NIR Mitutoyo X5 ($f_3 = 40mm$) conduisant à produire les deux spots Gaussiens (référence et test) désirés dans le plan de l'échantillon. La figure 61-a montre un exemple de profil lumineux ainsi obtenu, il s'agit ici de deux faisceaux Gaussiens de même amplitude de waist égaux à 8 μm et séparés de 80 μm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

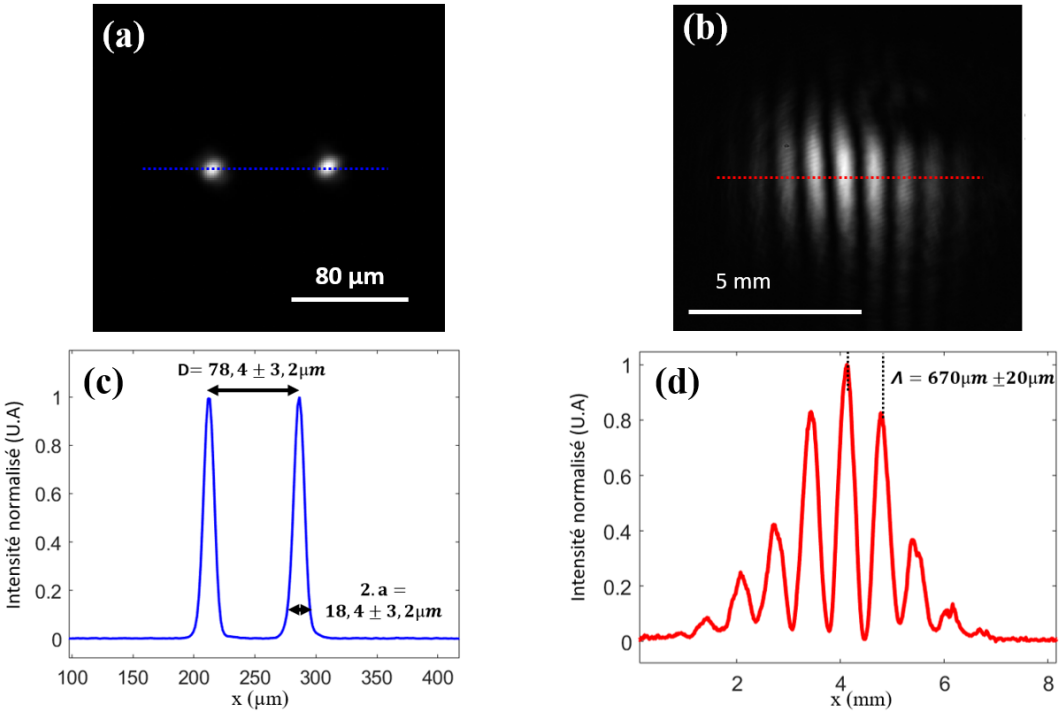


FIGURE 61 – Faisceaux Gaussiens et franges d'interférence expérimentales obtenus grâce au module holographique. (a) Faisceaux Gaussiens dans le plan focal image de L3. (b) Motif expérimental d'interférences de Young dans le plan focal objet de L_3. (c) et (d) sections horizontales des faisceaux Gaussiens et de l'interférogramme.

Après avoir interagi avec l'échantillon, les deux faisceaux repartent en direction de l'objectif puis du cube séparateur CS_2 pour rencontrer une fente PH de largeur 100 μm puis finalement le photodétecteur PD2 en $InGaAs$ (SM05PD4A de Thorlabs de section 1 mm) placé dans le plan focal arrière de l'objectif où se trouve la figure d'interférence d'Young (voir figure 61-b). Le signal $I_{AC}(t)$ est alors amplifié grâce à un convertisseur de courant de gain maximum valant 10^8 V/A (modèle Thorlabs PDA200C) puis enregistré grâce à une carte d'acquisition *National Instruments* (NI 9234) fonctionnant à 51.2 kHz. Trois signaux sont finalement enregistrés : celui associé à $I_{AC}(t)$ (signal de mesure), celui correspondant à $I_{PD1}(t)$ et enfin le signal du trigger associé au DMD-SLM. La récupération du signal sur la PD1 a pour but de normaliser $I_{AC}(t)$ par rapport au laser d'excitation. Le trigger a pour objectif de définir la base de temps nous permettant de connaître l'instant exact du déclenchement de chaque hologramme. Il s'agit en fait de l'horloge associée à notre système interférométrique.

Modulation et démodulation du signal

De manière à moduler la phase du faisceau de référence comme décrit par la relation (58), nous procédons à l'échantillonnage expérimental du signal par le biais de la relation suivante :

$$\phi_{\mathrm{ref},i} \equiv 2\pi \cdot f_{mod} \cdot \Delta t \cdot i \ (\mathrm{mod}\ 2\pi), \ \text{avec } i = 1, \ldots, N_{hologramme} \tag{78}$$

Où $N_{hologramme}$ représente le nombre d'hologrammes par cycle. Ce paramètre est limité par le taux de rafraîchissement du DMD $f_{DMD} = \frac{1}{\Delta t}$ qui est de 12.5 kHz. L'objectif est de démoduler au moins N_{cycle} (chacun de déphasage 360°) sur un temps d'intégration $\tau = \Delta t \cdot N_{hologramme} \cdot N_{cycle}$. Dans notre cas, nous avons arbitrairement choisi

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$N_{hologramme} = N_{cycle} = 100$. Par conséquent, le pas de phase est de 3.6° par hologramme et chacun se succède tous les $\Delta t = 125\ \mu s$ ($f_{DMD} = 8$ kHz). La phase d'un cycle est donc modulée sur 360 degrés toutes les 12.5 ms ($f_{mod} = 80$ Hz) et l'acquisition des 100 cycles se fait alors toutes les 1.25 s.

Avant de placer une structure Tamm dans le système interférométrique, nous avons analysé sa réponse lorsque les deux spots rencontrent un miroir d'argent. La figure 62-a montre le signal expérimental $I_{AC}(t)$ ainsi détecté par la PD2 puis amplifié.

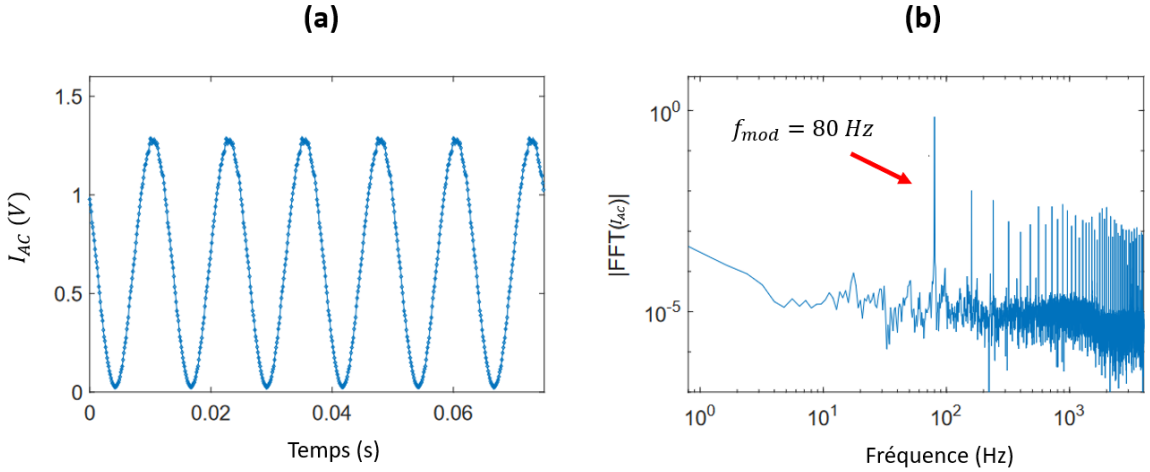


FIGURE 62 – Signal interférométrique démodulé. (a) Signal modulé $I_{AC}(t)$ lorsque les deux spots rencontrent un miroir en argent (6 premiers cycles). (b) Transformée de Fourier du signal $I_{AC}(t)$ sur 100 cycles.

On constate la bonne modulation sinusoïdale du signal comme décrite par la relation (66). La qualité de la modulation est confirmée par la transformée de Fourier (FFT) après 100 cycles de modulation (figure 62-b). On remarque alors nettement le pic à 80 Hz : en prenant la valeur du signal à cette fréquence (démodulation), on remonte finalement aux quantités associées à l'amplitude et à la phase démodulée. De plus, le SNR entre la valeur de la FFT à 80 Hz et le fond continu dépasse 5000 : la phase ainsi démodulée sera extraite avec une très bonne précision.

Stabilité dans le temps du signal démodulé

La stabilité du système dans le temps a également été étudiée : la figure 63-a montre ainsi la phase démodulée mesurée sur 10 minutes. On constate une légère dérive linéaire (-0.0009° par seconde) de la phase en fonction du temps. Bien que l'origine précise de cette dérive ne soit pas connue avec certitude, celle-ci peut s'expliquer par des fluctuations mécaniques (DMD, lentille, fente) et thermiques (température de la pièce) durant la mesure. La figure (b) montre le résultat lorsque la dérive est soustraite de la figure (a). On remarque alors une bonne homogénéité de la phase, l'écart-type correspondant vaut $\sigma_\phi = 0.073°$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

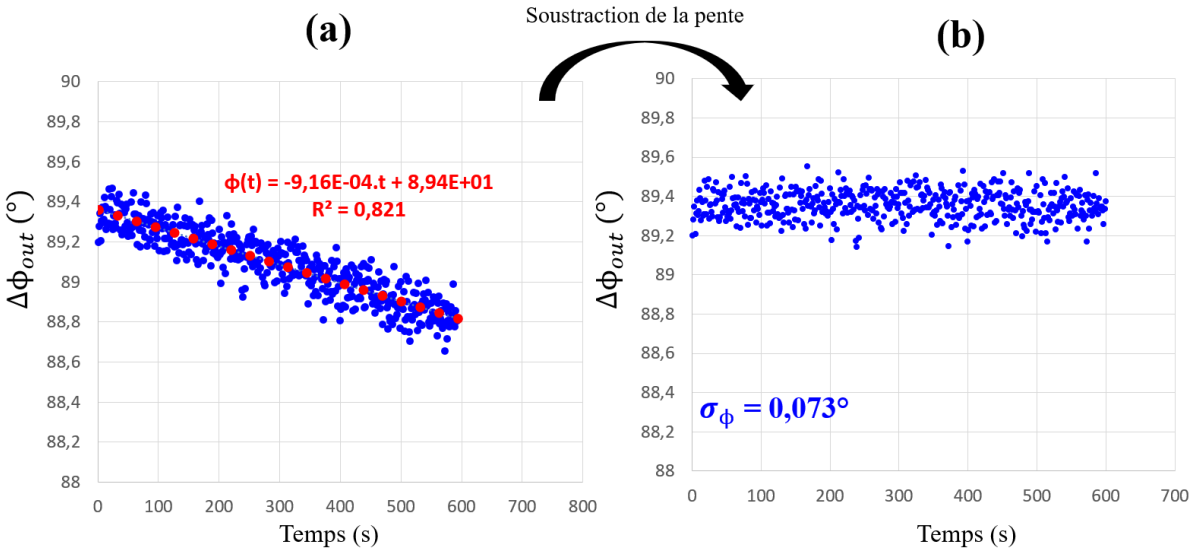


FIGURE 63 – Stabilité dans le temps de la phase démodulée mesurée sur un miroir d'argent. (a) Phase à la réflexion démodulée en fonction du temps. (b) Phase démodulée après soustraction de la dérive.

La figure 64 montre le résultat associé à des mesures de stabilité à l'échelle de la minute (pour 10 minutes de mesure). L'analyse de ces données a montré que notre système pouvait dans ces conditions atteindre une précision moyenne de $\sigma_\phi = 0.065°$.

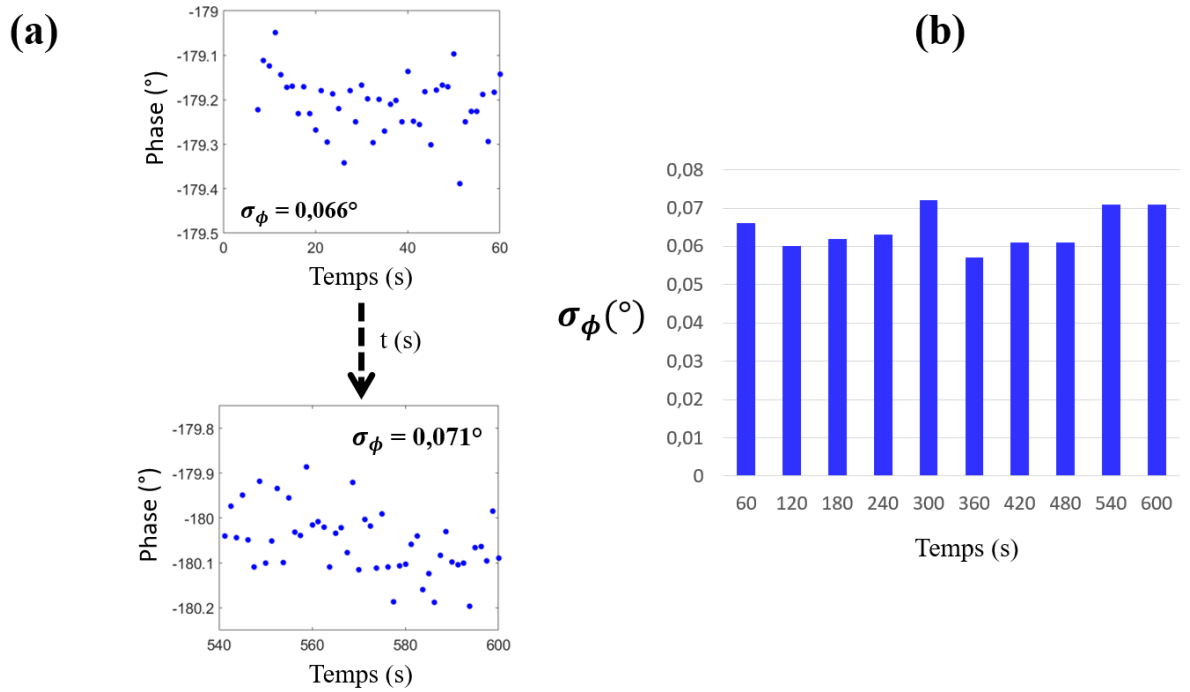


FIGURE 64 – Stabilité de la phase démodulée sur des temps de une minute. (a) Résultats associés à la première et dernière minute de mesure ($\approx$ 50 points par mesure). (b) Histogramme donnant l'écart-type associé à la phase sur chacune des minutes. Les mesures ont été effectuées sur un miroir d'argent.

La figure 65 présente l'amplitude démodulée associée aux mesures de la figure 63. On constate de nouveau une très bonne uniformité et l'écart-type (après normalisation grâce

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

à la PD1) vaut $\sigma_A = 0.44$ mV.

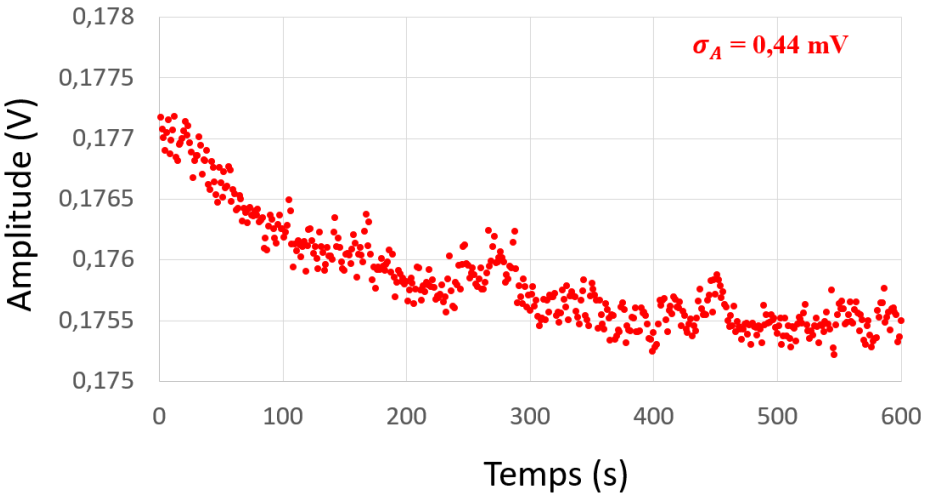


FIGURE 65 – Stabilité dans le temps de l'amplitude démodulée et normalisée par le signal de la PD1.

Cette étude concernant la stabilité de notre système a donc permis de montrer que notre méthode permet des mesures de phase avec une précision comparable voir dépassant les interféromètres proposés dans la littérature tel que celui de l'équipe de I. Barth ($\sigma_\phi = 0.030°$) [77] ou bien de P.K. Sahoo ($\sigma_\phi \approx 0.22°$ [111]) ou encore de l'équipe de V. G. Kravets qui obtient un bruit de phase valant $\sigma_\phi \approx 0.5°$ (ellipsomètre) [104]. Ces différents résultats nous permettent de valider le montage expérimental que nous avons mis en place. Celui-ci peut maintenant être utilisé à des fins d'application capteur via des mesures de la phase à la réflexion associée non plus à un miroir mais cette fois-ci à des structures Tamm structurées sub-longueur d'onde.

3.2 Transducteur Tamm : application à un capteur de température

Une fois le système interférométrique mis en place puis validé, nous l'avons utilisé pour des applications capteurs via des mesures de température. L'origine de la température comme grandeur d'étude vient principalement d'une plus grande simplicité de mise en place que dans le cas de mesures avec des liquides ou des gaz (micro-fluidique, système de circulation de gaz, etc.). Ces mesures sont réalisées sur des structures Tamm jouant ici le rôle de transducteur.

L'interrogation en phase de ces structures a deux principaux objectifs :

1. Valider le bon fonctionnement du banc interférométrique pour des applications de capteurs en température.

2. Comparer les sensibilités en phase pour des structures Tamm plus ou moins proches du couplage critique (CC). Ces résultats, nous permettrons de conclure concernant l'impact et l'intérêt des points de CC vis à vis des performances du transducteur. Enfin, ces dernières mesures nous conduiront à conclure quant à la pertinence d'ajuster le couplage critique grâce à la structuration sub-longueur d'onde de la matière.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.2.1 Calibration et mise en place du protocole de chauffage

Dans le but d'interpréter correctement les mesures de température, nous avons préalablement étudié la façon dont chauffent les structures au contact du contrôleur de température (CT). L'objectif de cette étude préliminaire est de mesurer la température des structures lorsqu'une température de consigne est assignée au CT. Cette étape est nécessaire dans la mesure où la sensibilité en phase dans le régime linéaire $S_\phi = \frac{\Delta\phi}{\Delta T}$ et la sensibilité en longueur d'onde $S_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\Delta T}$ sont toutes les deux dépendantes des écarts de températures ΔT : une erreur sur cette grandeur impacte donc directement les résultats associés aux sensibilités. Le CT utilisé permet de définir une température avec une précision de 0.1 °C et une stabilité de 0.01 °C (TC-1-100s de la compagnie *Bioscience Tools*). La température est finalement régulée grâce à un thermocouple placé sur le support.
Les figures 66-a-b montrent la platine chauffante que nous avons utilisée : elle se compose d'une surface chauffante entourée d'un isolant thermique. La cellule comporte un trou en son centre pour laisser la possibilité à l'utilisateur d'utiliser des structures fonctionnant en transmission.

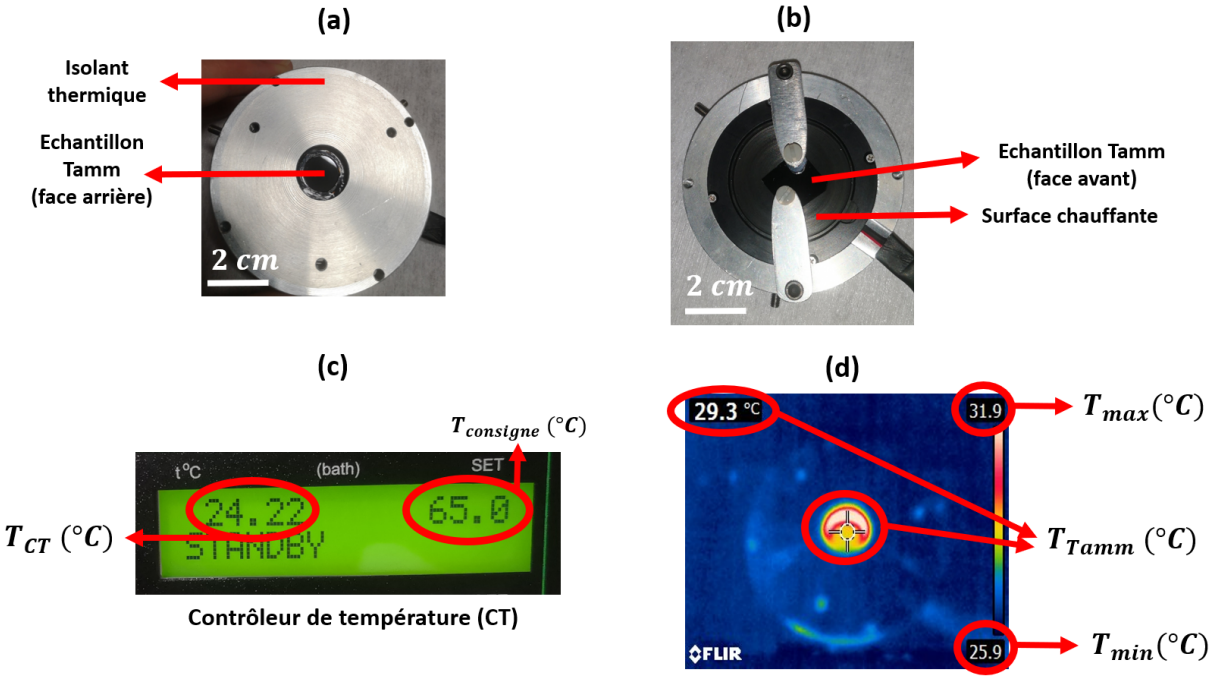


FIGURE 66 – Système de chauffage : contrôleur de température (CT). (a) Image vue du dessous et (b) du dessus de la platine chauffante TC-1-100s de la compagnie *Bioscience Tools*. (c) Température de consigne et celle en temps réel du contrôleur de température. (d) Image infrarouge de la platine chauffante enregistrée à la caméra thermique *FLIR Ex Series* pour une consigne à 35 °C.

L'échantillon Tamm est ensuite fixé au centre de la platine à l'aide de deux vis (voir figure 66-b). Une fois l'échantillon correctement positionné, le CT est relié à son alimentation et une température de référence est établie pour la surface chauffante (voir figure 66-c). Dans le but de calibrer la température de l'échantillon, une caméra thermique de la série *FLIR Ex* fonctionnant dans l'infrarouge est employée. Celle-ci permet une détection locale des échauffements avec une précision $\sigma_{\Delta T} \approx 0.5$ °C. La figure 66-d montre un exemple d'image ainsi obtenue.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Calibration de la température

La figure 67 montre les résultats donnés par la caméra thermique lorsque la température de consigne du CT passe de 30 °C à 65 °C par pas de 5 °C. La figure 68 montre quant à elle la relation entre la température de l'échantillon mesurée à la caméra et celle donnée par le CT ($T_{cam} = \alpha \cdot T_{CT} + T_0$), on constate alors que ces deux températures ne correspondent pas ($\alpha = 0.496$ et $T_0 \neq 0$). Ce décalage peut s'expliquer par les échanges thermiques existant entre l'échantillon et l'environnement alentour ainsi qu'entre l'échantillon et le support chauffant : ceux-ci conduisent à dissiper l'énergie de manière à réduire l'élévation de température de l'échantillon (nécessité de la calibration en température). En conséquence, les valeurs numériques de températures utilisées pour les mesures seront celles données par la caméra thermique et non celles indiquées par le contrôleur de température.

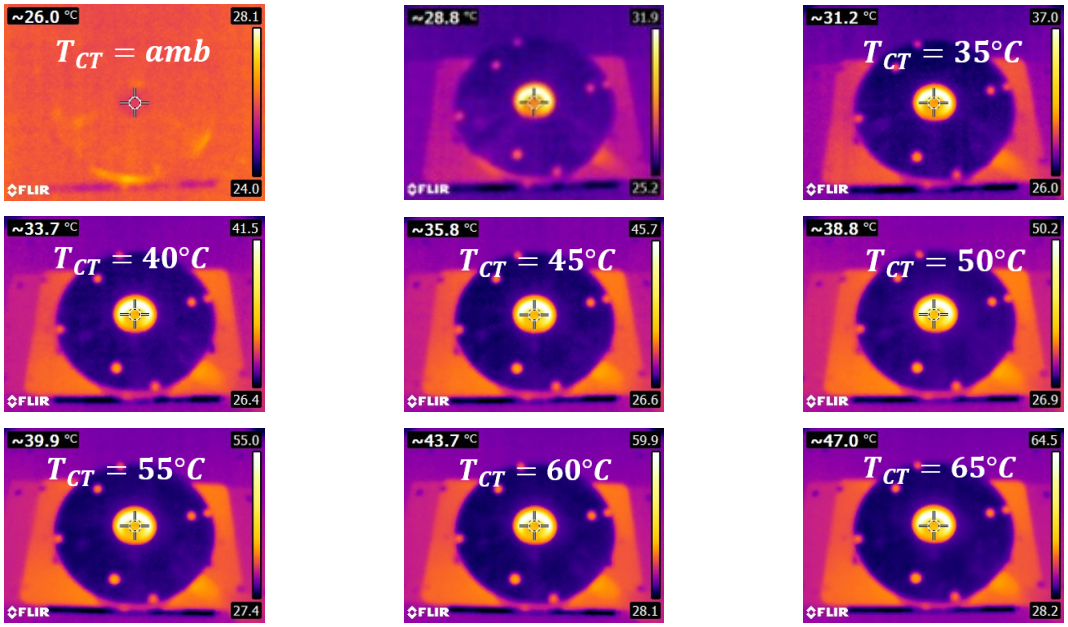


FIGURE 67 – Calibration de la température de l'échantillon : images infrarouges de l'échantillon Tamm pour 8 températures du CT.

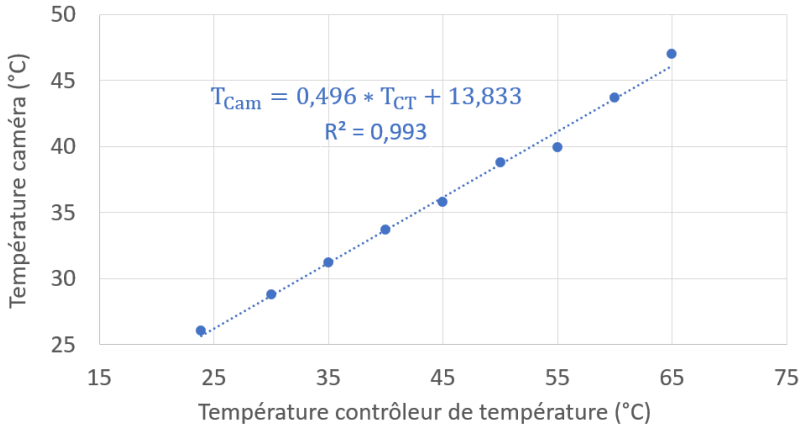


FIGURE 68 – Température effective de l'échantillon en fonction de celle imposée sur le contrôleur de température.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Protocole de chauffage

Au-delà de cette première étude, nous avons également cherché à déterminer la cinétique du chauffage. Pour cela, nous avons réalisé des mesures dans le temps à l'aide de la caméra thermique (figure 69). L'objectif ici, est d'évaluer le temps que met le système pour arriver à sa température d'équilibre.

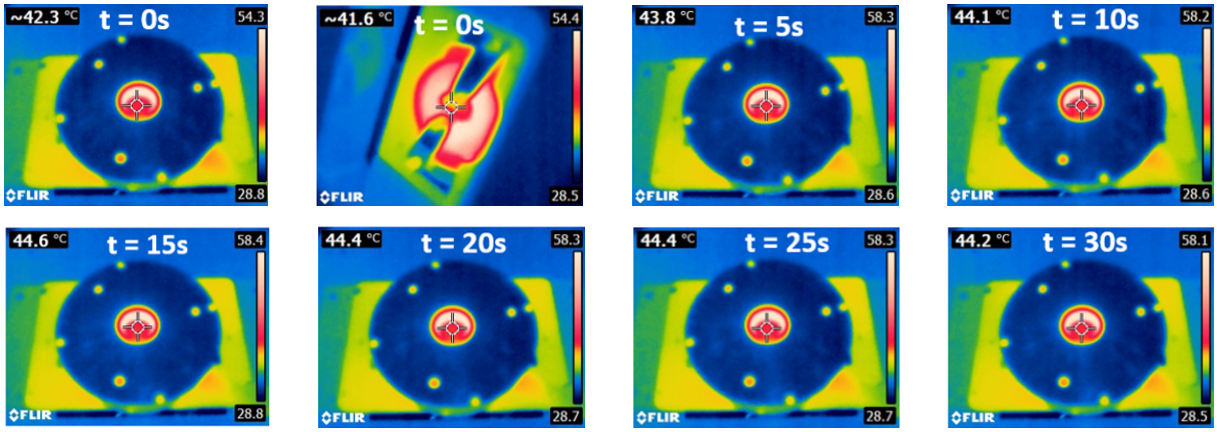


FIGURE 69 – Images infrarouges de l'échantillon prises toutes les 5 secondes lorsque la température de consigne passe de $T_{CT} = 55$ °C à $T_{CT} = 60$ °C

La figure 70 montre les résultats associés aux différentes températures de consigne. La première mesure est réalisée avant que le CT ne soit activé (t=0 seconde), les suivantes sont faites (toutes les 5 secondes) une fois que le CT a commencé à chauffer.

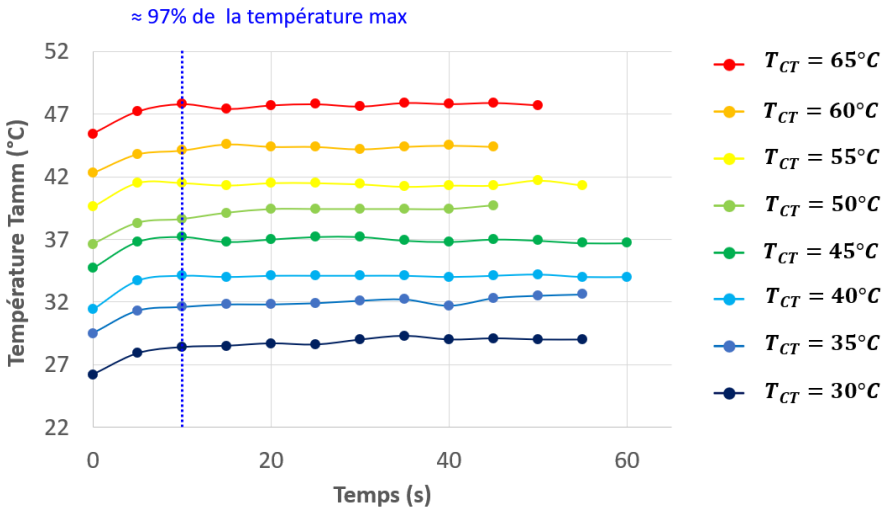


FIGURE 70 – Cinétique du chauffage de l'échantillon Tamm. Température effective de l'échantillon dans le temps pour différentes températures de consigne du CT (de 30 à 65 °C).

On constate finalement que la cinétique de chauffage est rapide car 97% de la température max est atteinte en 10 secondes. Il est donc nécessaire d'attendre au moins cette durée entre le début et la fin de la mesure de manière à s'assurer de la stabilisation thermique de l'échantillon. Une fois ces premières mesures de calibration effectuées, nous avons pu procéder à la détermination de la sensibilité en longueur d'onde S_λ.

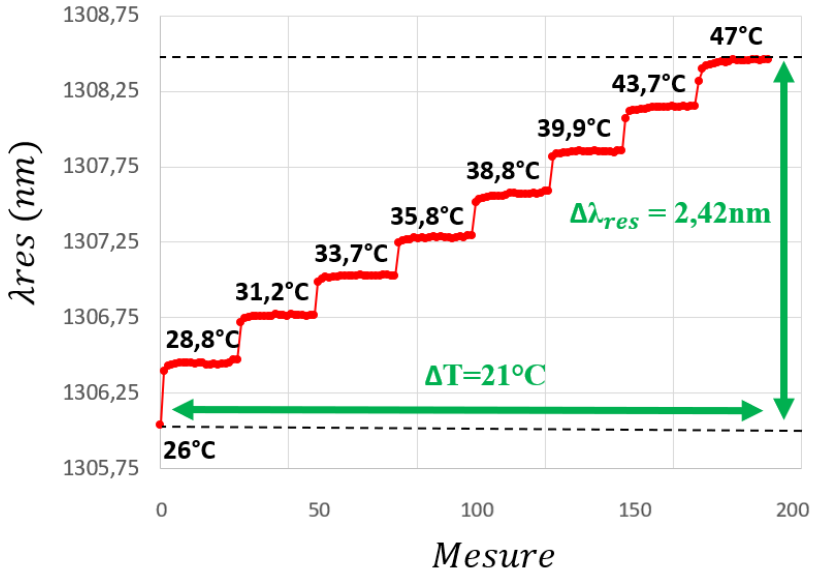
Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.2.2 Mesure indirecte de la sensibilité en phase

Sensibilité en longueur d'onde S_λ

Nous avons vu dans la section 2.3.3 que la caractérisation des structures Tamm à l'aide du banc de micro-réflectivité permet de déterminer 3 des 4 grandeurs présentes dans l'équation de la sensibilité en phase (41) (Q, $|r_{min}|$, λ_{res}). L'extraction de la dernière grandeur, à savoir la sensibilité en longueur d'onde S_λ, nécessite de réaliser des mesures en température. L'objectif de cette étape est d'évaluer l'ensemble des paramètres associés au modèle TMC : cela conduit à obtenir une mesure indirecte de S_ϕ que nous pourrons comparer aux mesures directes obtenues grâce au banc interférométrique précédemment décrit.

Dans le but d'extraire la sensibilité en longueur d'onde S_λ, nous avons utilisé le banc de mico-réflectivité décrit dans la section 2.3. La platine chauffante est ajoutée au montage pour permettre le chauffage de l'échantillon. De cette manière, nous pouvons pour chaque température, tracer un spectre de réflectivité relatif $R_R(\lambda, T_i) = |r_r|^2(\lambda, T_i)$. Les différents spectres mesurés sont alors traités (voir section 2.3.3) de manière à déterminer les longueurs d'onde de résonance $\lambda_{res}(T_i)$ associées. La figure 71 montre l'évolution de la position de la résonance λ_{res} en fonction de la température pour une structure Tamm de FF=0.70 et d'épaisseur d'or valant 50 nm. La mesure commence lorsque la structure Tamm est à température ambiante ($T_0 = 26$ °C), les plateaux suivants (durée ≈ 10 min) correspondent aux différents pas de température imposés par le CT et évalués grâce à la caméra thermique.



T_{Tamm} (°C)	σ_λ (pm)
26,0	X
28,8	8,6
31,2	6,2
33,7	6,5
35,8	7,1
38,8	12,5
39,9	6,3
43,7	10,2
47,0	17,6

FIGURE 71 – Évolution de la longueur d'onde de résonance Tamm en fonction de la température (1 mesure = 30 secondes) et écart-type associé à l'extraction de la longueur d'onde de résonance (FF=0.70 et $a = 1200$ nm).

On remarque alors nettement les différents sauts de λ_{res} lorsque la température augmente. Un écart de $\Delta T = 21$ °C conduit finalement à un décalage de 2.42 nm pour la longueur d'onde de résonance. Une fois l'ajustement de données réalisé, l'écart-type moyen associé à l'extraction de λ_{res} vaut $\sigma_\lambda = 9.4$ pm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La figure 72-a montre les spectres correspondant aux dernières mesures de chacun des différents plateaux de la figure 71. La figure 72-b donne l'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de la température de l'échantillon. On observe finalement le décalage linéaire de λ_{res} vis à vis de la température. La pente de la droite $\lambda_{res}(T)$ donne alors directement accès à la sensibilité en longueur d'onde de la structure Tamm considérée.

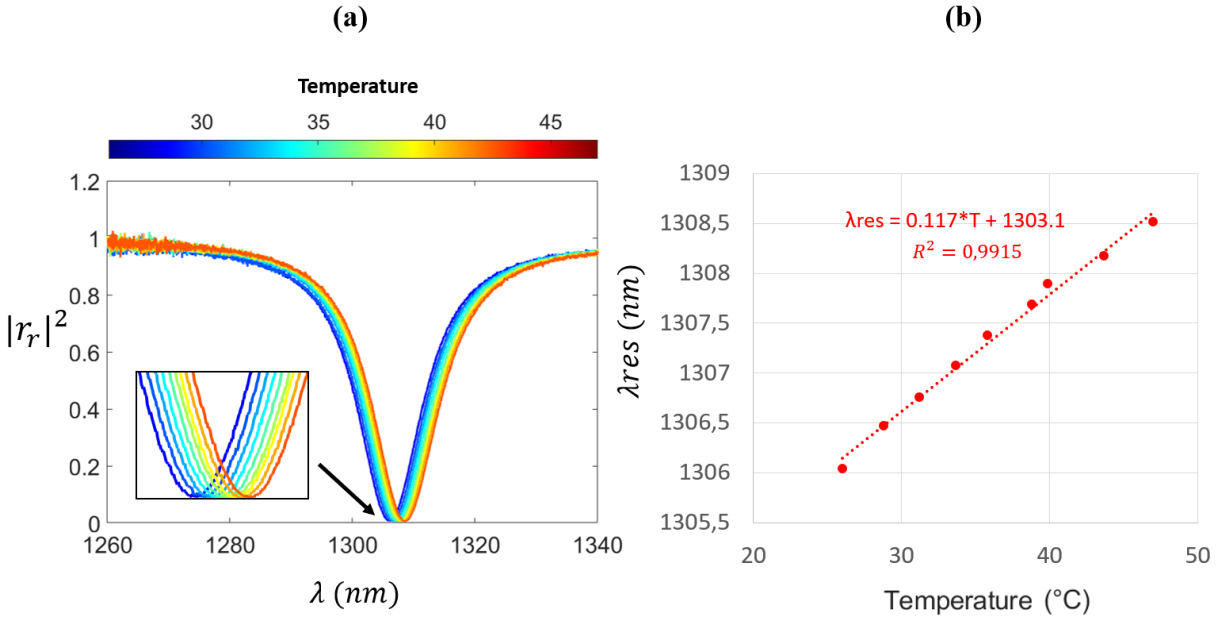


FIGURE 72 – Sensibilité en longueur d'onde de la structure Tamm au $|r_{min}|$ le plus bas. (a) Spectres $|r_r|(\lambda)$ mesurés grâce au banc de micro-réflectivité. (b) Longueur d'onde de résonance λ_{res} en fonction de la température effective de la structure.

Celle-ci vaut donc :

$$S_\lambda = 0.117 \text{ nm/°C } \pm \text{ } 0.0032 \text{ pm/°C} \tag{79}$$

La limite de détection correspondante vaut finalement :

$$LOD_\lambda = \frac{3 \cdot \sigma_{\lambda_{res}}}{S_\lambda} = \frac{3 \cdot 0.0094}{0.117} = 0.24 \text{ °C} \tag{80}$$

Sensibilité en phase calculée à l'aide la TMCT

Les transducteurs Tamm nanostructurés que nous utilisons offrent donc une bonne sensibilité en longueur d'onde, comparable voir même dépassant celle que l'on peut trouver dans la littérature pour ce type de mode optique ($S_\lambda = 0.0057$ nm/°C [101], $S_\lambda = 0.0653$ nm/°C [148], $S_\lambda = 0.0500$ nm/°C [149]). De plus, l'ensemble des paramètres du modèle analytique que nous développons sont maintenant connus pour la structure Tamm d'étude ($\lambda_{res} = 1306$ nm, $Q = 100$, $|r_{min}| = 0.082$ et $S_\lambda = 0.117$ nm/°C). Nous sommes donc capables d'estimer de manière indirecte la sensibilité en phase attendue pour cette structure (celle au $|r_{min}|$ le plus bas) : elle est finalement estimée à partir de la relation 41 à $S_\phi(\text{indirecte}) \approx 12,5$ °/°C.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.2.3 Interrogation en phase des structures Tamm

Les mesures précédentes ont permis d'extraire l'ensemble des paramètres du modèle analytique associé à la structure Tamm au $|r_{min}|$ le plus bas. Une mesure indirecte de la sensibilité en phase pour cette structure (FF=0.70, période = 660 nm, $h_{Au} = 50$ nm) a notamment pu être faite. L'objectif maintenant est de confronter cette mesure indirecte avec une mesure directe de S_ϕ réalisée grâce à l'interrogation en phase de l'échantillon. Pour ce faire, le même contrôleur de température que précédemment décrit est ajouté au système d'interrogation en phase. Celui-ci nous permet alors d'imposer des variations de température contrôlées à la structure.
Le système interférométrique que nous avons développé n'a encore jamais été utilisé pour des applications capteurs. Son utilisation a donc nécessité la mise en place d'un protocole bien précis que nous allons décrire dans les paragraphes suivants.

Protocole de mesure de phase sur les structures Tamm

La mesure de la phase à la réflexion sur une structure Tamm nécessite des conditions expérimentales très précises. Trois paramètres doivent notamment être fixés en amont de la mesure de phase. Il s'agit de la longueur d'onde du laser d'excitation, de la polarisation incidente ainsi que de la position du système fente/PD2 par rapport au profil d'interférence. Les paragraphes suivants ont pour but de décrire le protocole employé pour maîtriser et ajuster convenablement ces trois grandeurs.

Étape (1) : ajustement de la longueur d'onde du laser

Premièrement, l'échantillon est placé sur le banc et la longueur d'onde du laser est fixée à celle associée à la longueur d'onde de résonance trouvée grâce au banc de micro-réflectivité ($\lambda_{laser} = \lambda_{res}$). Dans le cas de la structure d'étude, on s'attend pour une température de 30 °C à ce que λ_{res} soit proche de 1306 nm. Néanmoins, la longueur d'onde de résonance obtenue grâce à la micro-réflectivité peut ne pas être la plus adaptée au banc interférométrique. En effet, la température ambiante de la pièce ainsi que la position exacte du laser ont un impact sur λ_{res}. Pour s'assurer d'être dans les conditions optimales d'excitation, la longueur d'onde du laser est donc finement adaptée à celle donnant lieu à la réflectivité la plus faible. La figure 73 montre un exemple d'image enregistrée grâce à la caméra IR (trajet optique bleu figure 60). La figure (a) montre le cas où la longueur d'onde du laser est éloignée de λ_{res} (le faisceau dans le cadre rouge est nettement visible car fortement réfléchi), la (b) illustre le cas ou $\lambda_{laser} \approx \lambda_{res}$ (celui-ci disparaît grâce au couplage avec le mode optique Tamm).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

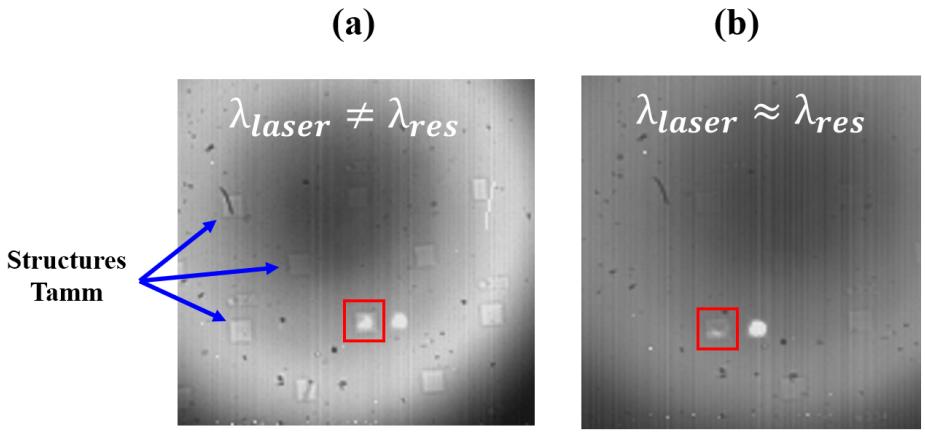


FIGURE 73 – Image IR d'une structure Tamm pour deux configurations de la longueur d'onde d'excitation. (a) Réponse optique d'une structure Tamm lorsque $\lambda_{laser} \neq \lambda_{res}$ puis (b) lorsque $\lambda_{laser} \approx \lambda_{res}$.

Dans un premier temps, nous positionnons le spot test sur la structure d'étude, puis nous ajustons la longueur d'onde du laser de manière à l'éteindre le plus efficacement possible. Le signal interférométrique reçu sur la PD2 est ensuite amplifié puis lu sur un oscilloscope (grâce au miroir sur flip figure 60). Meilleur est le couplage avec le mode Tamm et plus faible seront les oscillations de $I_{AC}(t)$. La longueur d'onde du laser est donc finement ajustée de manière à minimiser l'amplitude du signal reçu sur l'oscilloscope (figure 74).

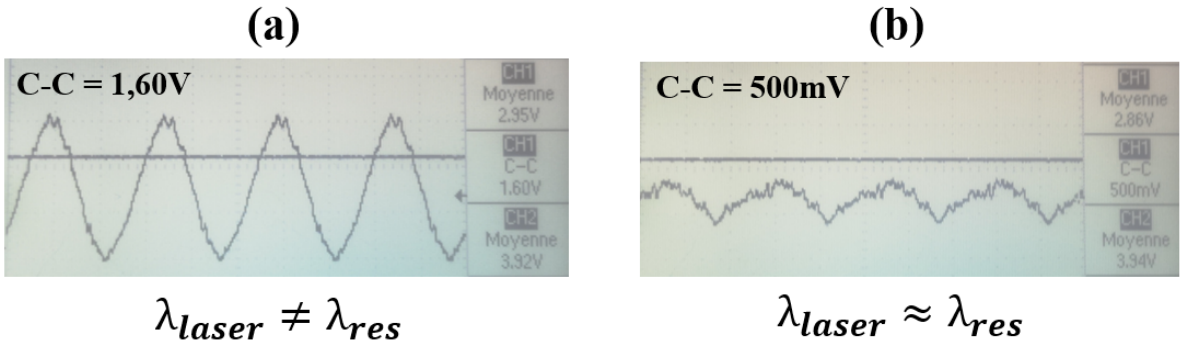


FIGURE 74 – Signaux mesurés par le photodétecteur pour deux configurations de la longueur d'onde d'excitation. L'image (a) correspond au cas où $\lambda \neq \lambda_{res}$ et l'image (b) au cas où $\lambda \approx \lambda_{res}$.

Étape (2) : ajustement de la polarisation

Une fois la longueur d'onde d'excitation déterminée, il est nécessaire de procéder à une étape de contrôle de la polarisation. En effet, le couplage de la lumière avec le mode Tamm est fortement dépendant de l'état de polarisation de la source lumineuse. Dans le cas du mode que nous visons, la polarisation doit être alignée avec les tiges métalliques (tout comme nous avons dû le faire pour les mesures de micro-réflectivité).

La figure 75 montre des images réalisées à la caméra IR lorsque la polarisation incidente est perpendiculaire (figure a) puis colinéaire (figure b) aux tiges métalliques. Dans le premier cas, on constate que le faisceau test reste nettement visible en réflexion (la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

lumière ne se couple pas au mode optique Tamm). Dans le second, la lumière incidente est absorbée et n'est plus apparente. On remarque alors qu'une polarisation mal choisie impacte fortement la réflectivité de la structure. Pour obtenir la résonance au $|r_{min}|$ le plus bas, il est donc nécessaire de l'ajuster finement.

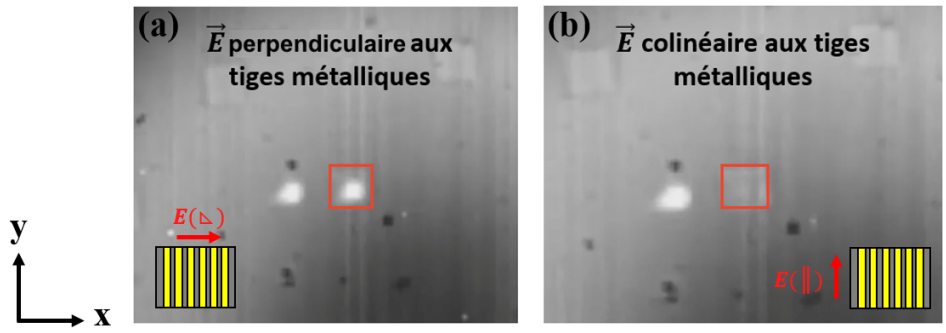


FIGURE 75 – Image IR d'une structure Tamm selon la polarisation d'excitation. Polarisation incidente perpendiculaire (figure a) puis parallèle (figure b) aux tiges métalliques.

De la même manière que pour l'ajustement de λ_{res}, la polarisation est dans un premier temps ajustée à l'aide d'un contrôle visuel sur la caméra IR puis finement ajustée grâce au signal mesuré sur la PD2 et à l'aide de l'oscilloscope. Néanmoins, la source laser impose initialement un état de polarisation qui n'a pas de raison d'être le même que celui adapté au couplage avec le Tamm. Une lame $\frac{\lambda}{2}$ est donc ajoutée à l'interféromètre (figure 60). Une fois le bon état de polarisation trouvé à l'aide du polariseur (extinction du faisceau test), la lame à retard est tournée de manière à maximiser la quantité de lumière rentrant dans le système de mesure.

Étape (3) : ajustement de la position du détecteur (PD2) et de la fente (PH)

Une fois la longueur d'onde du laser choisie et sa polarisation fixée, il est nécessaire de contrôler la position de la fente et du détecteur PD2 (figure 76). Pour cela, les deux spots sont placés en dehors des structures Tamm (les deux faisceaux sont fortement réfléchis par le DBR). Le bloc PD2/fente est ensuite déplacé selon les axes x (perpendiculaire aux tiges) et y (colinéaire aux tiges). L'objectif, ici, est de trouver la position (x, y) fournissant le signal le plus élevé sur la PD2 (l'interférogramme est maximal en son centre).

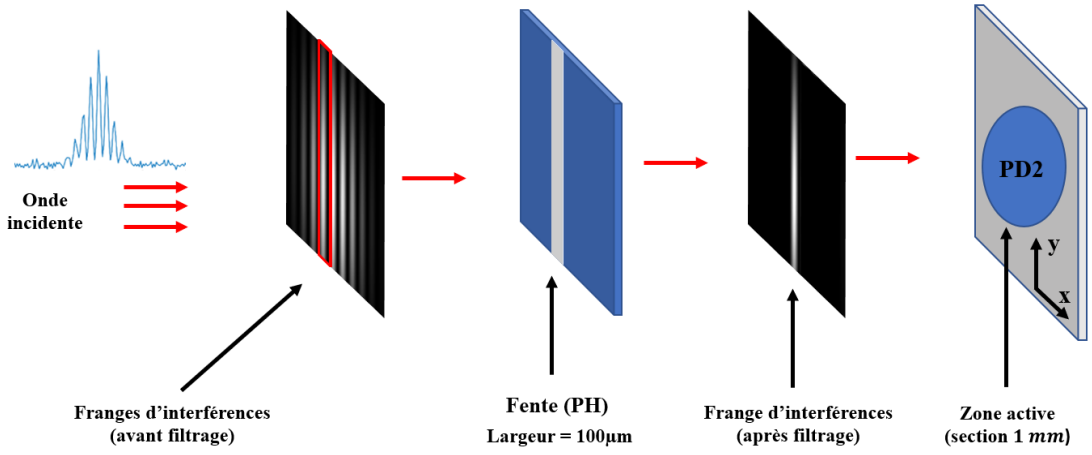


FIGURE 76 – Alignement du photodétecteur (PD2) avec la frange la plus brillante de l'interférogramme grâce au filtre spatial PH.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

De par le montage expérimental (et en restant dans l'approximation de Gauss des petits angles), chaque position x de l'interférogramme est associée à un angle d'incidence $\theta = \frac{x}{f_3}$ (f_3 = focale de l'objectif jouant le role de la lentille L_3 sur la figure 60-a). La gamme angulaire couverte par l'interférogramme est directement liée au waist ω du faisceau Gaussien par la relation $\Delta\theta = \frac{\lambda}{\pi w} = 3°$ ($\lambda = 1.3\ \mu m$, $w = 8\ \mu m$). La lumière incidente sur la fente est donc composée d'ondes dont l'angle d'incidence est compris ente $-3°$ et $+3°$. Néanmoins, la fente (de largeur 100 μm) située devant le détecteur permet de filtrer le signal lors de sa collecte pour ne laisser passer qu'une partie des ondes incidentes. La PD2 ne détecte finalement que les ondes dont l'angle d'incidence est compris entre $-0,07°$ et $+0,07°$ ($\Delta\theta = \frac{W_{fente}}{2 \cdot f_3}$ où W_{fente} représente la largeur de la fente). L'alignement du détecteur avec la première frange d'interférence permet donc à la fois de maximiser le signal reçu dans le détecteur (meilleur SNR), mais également de s'assurer que la mesure est faite en $\theta \approx 0\ °$ ($k_x \approx 0$).

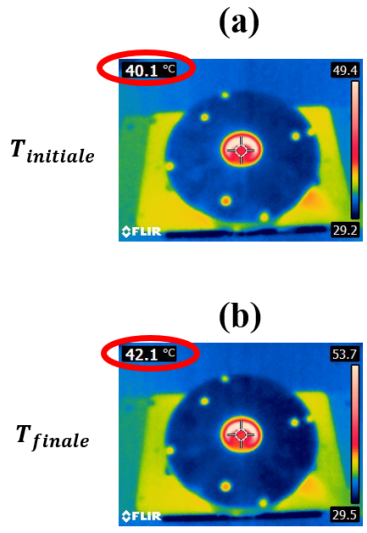
Une fois la mise en place du système interférométrique effectué (choix de λ_{res}, de la polarisation et vérification du bon placement du système fente/PD2), il est possible de procéder à l'interrogation en phase des structures Tamm.

Interrogation en phase des modes optiques Tamm

L'interrogation en phase des nanostructures nécessite également un protocole précis. Les paragraphes suivants visent à décrire la méthode expérimentale que nous avons développée et qui conduit à l'extraction de la phase à la réflexion sur des structures Tamm.

Étape (1) : mesure de la température

Dans un premier temps, la caméra thermique est utilisée pour évaluer la température initiale T_{initiale} de l'échantillon avant échauffement (voir figure 77-a). Pour ce faire, une dizaine de mesures sont faites pour une même température de consigne imposée par le CT (relevée au centre des échantillons à l'emplacement des marqueurs des figures 77-a-b).



(c)

$T_{initiale}$ (°C)	T_{finale} (°C)	$< T_{initiale} >$ (°C)	$< T_{finale} >$ (°C)	ΔT (°C)
40,3	42,8	39,9	42,4	2,5
40,1	42,9	σ $T_{initiale}$ (°C)	σ T_{finale} (°C)	σ ΔT (°C)
40,3	42,3	0,3	0,3	0,6
40,1	42,2			
39,6	42,2			
39,9	42,7			
39,2	42,4			
39,9	42,3			
40	42,4			
40,2	42,7			
39,6	42,1			

FIGURE 77 – Image IR d'une structure Tamm avant (a) puis après (b) mise en route du système de chauffage. (c) Températures initiale et finale de la structure Tamm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les températures trouvées sont alors moyennées et la valeur ainsi obtenue sera utilisée comme valeur initiale de la température. Pour ne pas dépendre des fluctuations de température de la pièce, la température initiale est imposée à une valeur supérieure à celle de la température ambiante, soit environ 40 °C.

Une fois la mesure de phase effectuée, le même processus sera répété pour cette fois-ci déterminer la température finale T_{finale} de l'échantillon (voir figure 77-b). Cela permet finalement d'évaluer l'écart $\Delta T = T_{\text{finale}} - T_{\text{initiale}}$ (voir figure 77-c). Cet écart de température sera alors finalement utilisé pour le calcul de la sensibilité en phase $S_\phi = \frac{\Delta\phi}{\Delta T}$.

Étape (2) : mesure de référence

Nous avons vu que l'extraction de la réflectivité des structures nécessite une mesure de référence (voir équation (72)). Pour ce faire, nous fixons la température de consigne à la valeur souhaitée puis nous déplaçons spatialement les faisceaux de manière à ce qu'ils rencontrent tous les deux le miroir de Bragg (voir figure 78-a). La mesure de l'amplitude et de la phase démodulée peut alors démarrer et conduit à l'obtention du signal de référence (voir figure 78-b). Une fois le signal analysé, la moyenne de l'amplitude est calculée (ici $< A_{ref} >= 1.392\,V$) et sera utilisée pour normaliser la mesure réalisée sur la nanostructure.

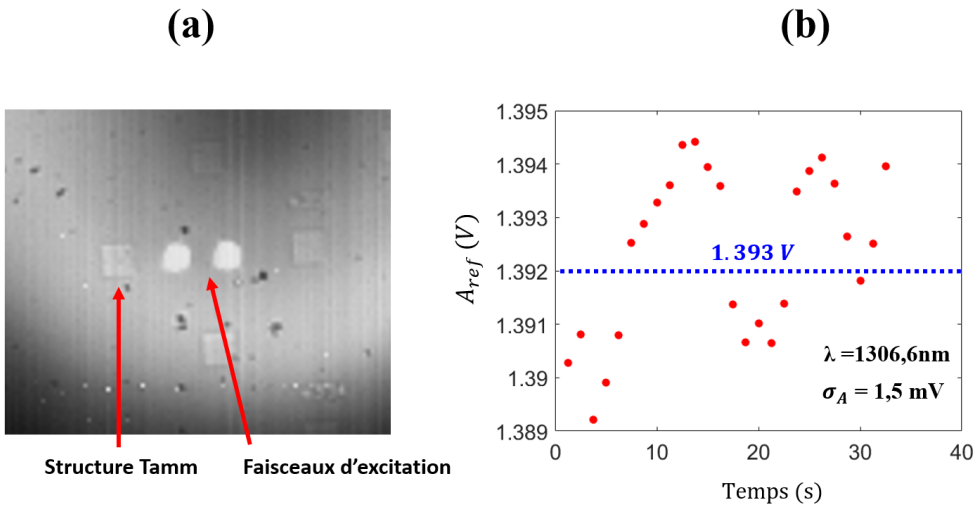


FIGURE 78 – Mesure de référence pour l'extraction de la réflectivité. (a) Image IR de la position de référence des deux faisceaux. (b) Amplitude de référence démodulée.

Étape (3) : Interrogation en phase des structures Tamm

Une fois ces deux premières étapes effectuées, nous pouvons procéder à l'interrogation en phase de la structure d'étude. Pour cela, l'échantillon est déplacé (en x et y) de manière à ce que le centre du faisceau test éclaire cette fois-ci le centre de la structure Tamm (voir figure 79-a).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

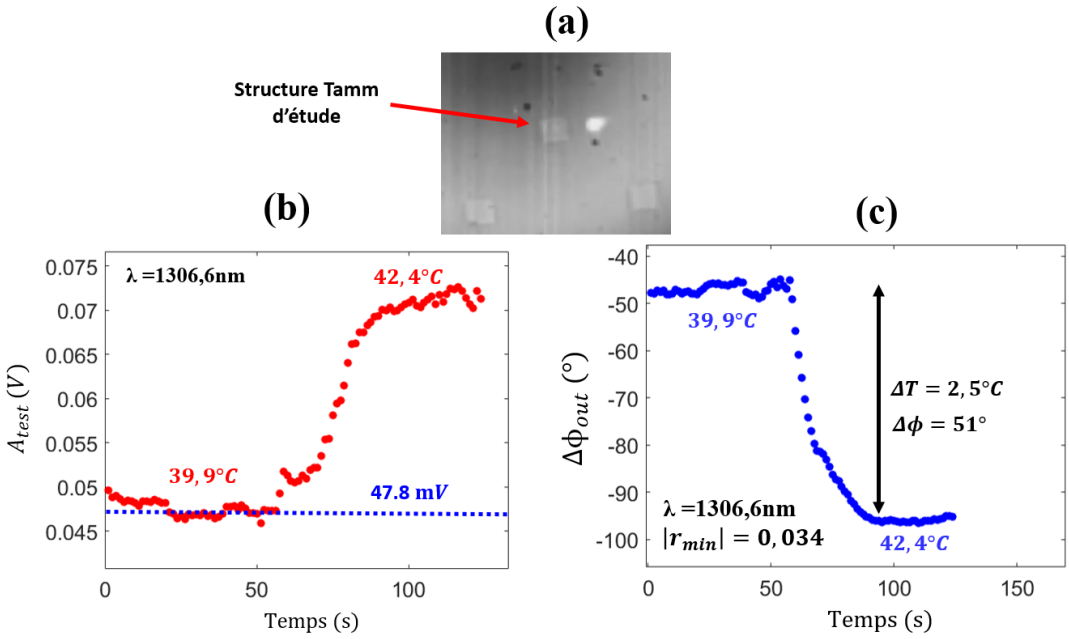


FIGURE 79 – Signal interférométrique démodulé correspondant à l'interrogation en phase d'une structure Tamm. (a) Image IR des faisceaux d'excitation lors de la mesure de phase. (b) Amplitude démodulée et (c) phase démodulée.

Nous lançons ensuite la mesure puis, après quelques instants, nous activons le contrôleur de température de manière à chauffer l'échantillon. Une fois la température stabilisée, nous arrêtons la mesure puis nous récupérons le signal démodulé. Les figures 79-b-c montrent ainsi l'amplitude et la phase démodulée obtenue pour une structure Tamm lorsque sa température passe de 39.9 °C à 42.4 °C.
Une fois le signal traité, deux informations en sont extraites. Premièrement, la valeur de l'amplitude démodulée avant échauffement est moyennée ($< A_{test} >= 0.0478\ V$) de manière à être normalisée à l'aide de la mesure de référence. La réflectivité relative associée à la structure d'étude est alors obtenue grâce à la relation suivante :

$$|r_r| = \frac{< A_{test} >}{< A_{ref} >} = 0.034 \tag{81}$$

Deuxièmement, l'analyse de la courbe associé à la phase à la réflexion montre un saut de phase abrupte $\Delta\phi = 51°$. Cette variation brutale de la phase traduit le changement de température de l'échantillon : nous pouvons finalement en extraire la sensibilité en phase via le calcul suivant :

$$S_\phi = \frac{\Delta\phi}{\Delta T} = 20.4\ °/°\text{C} \tag{82}$$

Ce premier résultat nous permet ainsi de valider le bon fonctionnement de la ligne optique que nous avons mise en place.

Sensibilité de la mesure aux réglages optiques

Nous avons vu dans la section 3.2.3 que la position du détecteur (PD2) et de la fente était ajustée de manière à se superposer avec la frange la plus brillante de l'interférogramme ($x = 0$). Nous avons également vu qu'à chaque position x correspond un angle d'incidence θ.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Des mesures de la sensibilité en phase pour différentes positions du détecteur mais pour le même couple ($\lambda = 1306.6$ nm, $\Delta T = 2.5$ °C) ont été réalisées (structure au $|r_{min}|$ le plus bas). La figure 80 montre les résultats ainsi obtenus.

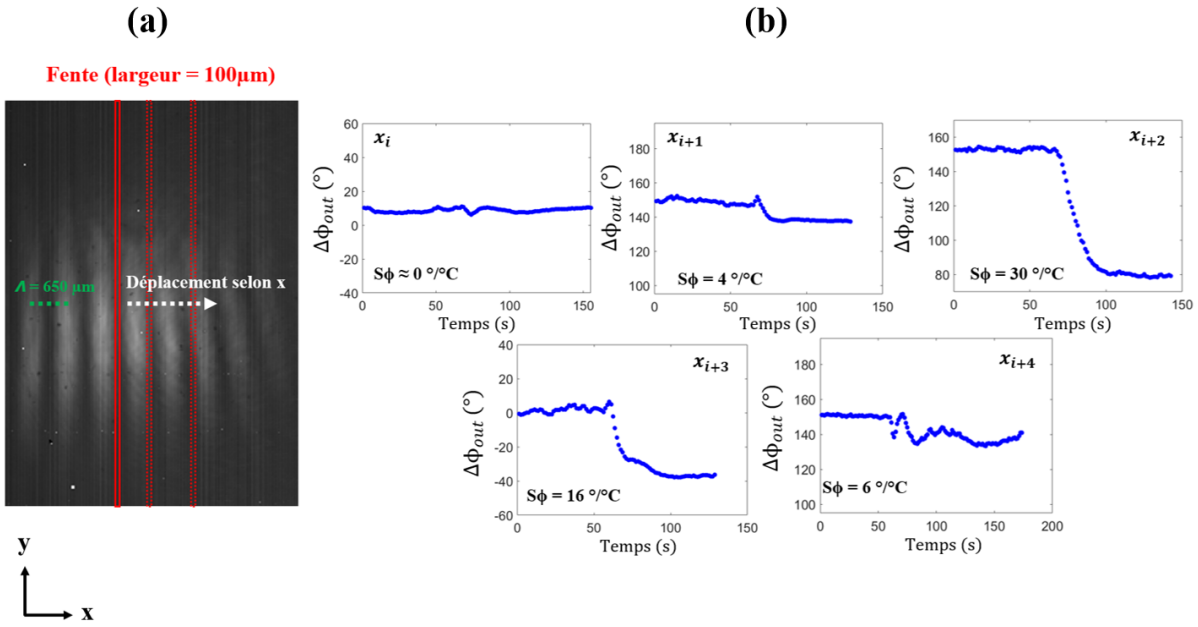


FIGURE 80 – Impact de la position du détecteur sur la sensibilité en phase du capteur. (a) Images IR d'un interférogramme lorsque le faisceau test est placé sur la structure au $|r_{min}|$ le plus bas, les rectangles rouges représentent la fente à différentes positions x. (b) Phase démodulée en fonction du temps lorsque la température de l'échantillon augmente de 2,5 °C ($\lambda = 1306,6$ nm) et pour différentes positions x_i du photodétecteur.

On remarque alors sur la figure 80-b que la position de la PD2 (et de la fente) impacte fortement la réponse optique du transducteur Tamm au $|r_{min}|$ le plus bas. En effet, cette étude a montré que la position centrale du détecteur (incidence normale) n'était pas celle conduisant à la meilleure sensibilité en phase (figure 37). On passe ainsi d'une sensibilité proche de zéro pour une première position de la PD2 à $S_\phi = 30$ °/°C pour une position adaptée du détecteur : il est donc nécessaire de l'optimiser. Pour ce faire, la démarche consiste dans un premier temps à fixer la fente à la position $x = 0$, puis ensuite à finement la déplacer (selon x et y) de manière à obtenir le signal le plus faible sur l'oscilloscope. Ce protocole optimisé est finalement celui que nous avons utilisé pour l'ensemble des mesures présentées dans ce manuscrit.

Cet écart angulaire n'est cependant pas une surprise dans la mesure où le couplage critique dans les structures que nous avons conçues n'est pas en $k_x = 0$ (incidence normale) mais pour un angle légèrement différent (section 37). Nous avons en effet vu dans le deuxième chapitre de ce manuscrit que les points de CC pour ces structures pouvaient être à des angles allant jusqu'à ±2.0°. L'ajustement de la position de la PD2 vise donc à trouver l'angle donnant lieu à la résonance la plus profonde.

Bien que les simulations numériques prévoyaient effectivement de moins bonnes performances en gamma qu'à l'angle optimal (minimisation de $|r_{min}|$), nous pouvions tout de même nous attendre à ce qu'une incidence normale soit suffisante pour obtenir de bonnes sensibilités. Or, nos résultats montrent de très faibles sauts de phase en $k_x = 0$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Une analyse fine du champ complexe (r et ϕ) serait pertinente à réaliser pour expliquer cet écart. Néanmoins, ce type de mesure nécessite un système d'imagerie haute résolution. Bien qu'une caméra haute performance ait récemment été ajoutée à la ligne optique, celle utilisée durant ma thèse offre une résolution qui n'est pas suffisante pour réaliser les mesures que nous venons de citer. La caractérisation complète de cet écart de sensibilité est donc actuellement en cours au sein de mon équipe de recherche.

Une fois la position du détecteur optimisée, nous pouvons procéder à l'interrogation en phase associée aux structures Tamm. La figure 81-a montre la phase démodulée lorsque la mesure consiste à imposer différentes températures à l'échantillon. Au début de la mesure, le contrôleur de température est fixé à $T_{CT} = 30$ °C puis nous réalisons des variations de température en augmentant entre chaque saut la valeur de T_{CT} avec un pas de 1 °C (soit ≈ 0.5 °C en température effective). La température de l'échantillon passe ainsi de 30 °C à 30.5 °C puis de 30 °C à 31.0 °C etc. Une fois la dernière température imposée, T_{CT} est de nouveau fixé à 30 °C puis nous arrêtons la mesure et récupérons le signal démodulé.

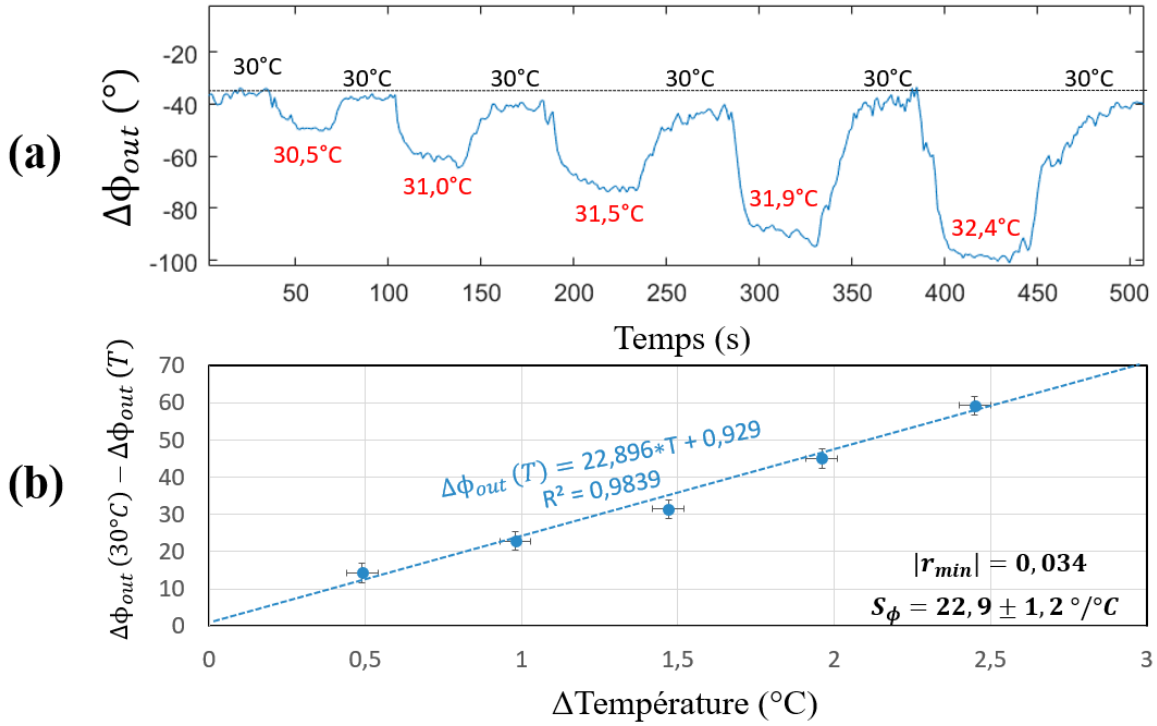


FIGURE 81 – Phase démodulée pour 5 paliers de température. (a) Phase à la réflexion en fonction du temps. (b) Phase démodulée associée aux plateaux de température visibles figure (a).

Une fois la température rétablie à la valeur d'origine, on constate que la phase revient à une valeur proche de sa valeur initiale. Il existe néanmoins un écart ($\approx 3°$) entre $\Delta\phi_{out}(T_{\text{initiale}})$ et $\Delta\phi_{out}(T_{\text{finale}})$: celui-ci pourrait s'expliquer par une différence entre la température effective de l'échantillon à l'instant de départ et en fin d'expérience (précision du CT).

La figure 81-b montre les sauts de phase associés à chacun des cinq paliers visibles sur la figure (a). On remarque alors la bonne linéarité de $\phi(\Delta T)$ pour cette gamme de température. La sensibilité en phase correspondante est directement donnée par la pente et vaut ici :

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$S_\phi = \frac{d\phi}{dT} = 22.9 \pm 1.2\ ^\circ/^\circ\mathrm{C} \tag{83}$$

Une fois chacun des paramètres optimisés (λ, polarisation, position du détecteur), notre système interférométrique, couplé au transducteur Tamm le plus sensible, permet de mesurer des sensibilités en phase allant jusqu'à $S_\phi = 31.9 \pm 1.3^\circ/^\circ\mathrm{C}$ (voir figure 82)

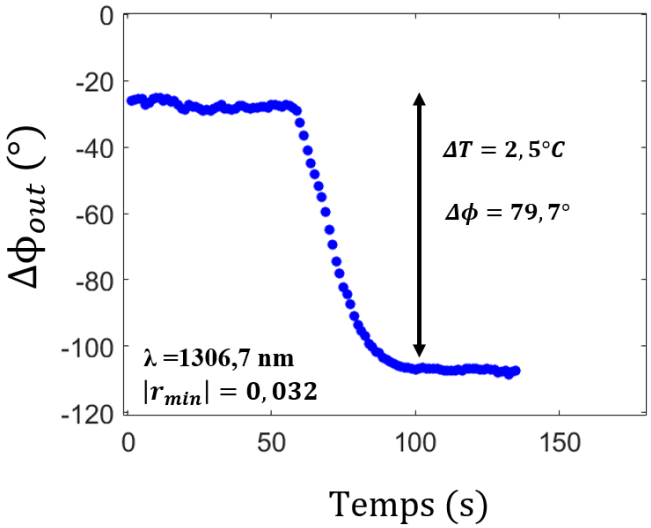


FIGURE 82 – Phase démodulée en fonction du temps pour la structure Tamm la plus sensible (FF=0.70).

Ces premières mesures expérimentales nous permettent de valider le bon fonctionnement du système interférométrique que nous utilisons en tant que capteur de température. Nous montrons grâce à ces premiers résultats que nous sommes capables de mesurer la phase à la réflexion sur une nanostructure de manière précise et que dans le cas d'une application de capteur en température. Nous obtenons une sensibilité en phase allant au-delà de celle trouvée dans la littérature pour ce type de transducteur et de mesure ($S_\phi = 4.5\ ^\circ/^\circ\mathrm{C}$ [101]). Les mesures présentées jusqu'à présent ont été réalisées sur la structure Tamm présentée dans la section 2 et ayant le minimum de réflectivité le plus bas (FF=0.70). La section suivante a pour but de présenter les mêmes types de mesures, mais cette fois-ci en utilisant les deux autres structures que nous avons sélectionnées (plus ou moins proches du couplage critique). Nous pourrons alors conclure quant à l'intérêt des singularités de phase vis à vis des applications capteurs.

3.2.4 Impact du couplage critique sur la sensibilité en phase S_ϕ

Les deux autres structures Tamm présentées dans cette partie sont elles aussi recouvertes de 50 nm d'or et leur période vaut 660 nm (figure 41). Leurs interrogations en phase ont été effectuées à l'aide du protocole optimisé précédemment décrit.
La figure 83 montre les mesures ainsi réalisées sur chacune des trois structures Tamm sélectionnées en fin de second chapitre. Nous pouvons à ce stade remarquer que les sauts de phase associés aux Tamm 1 et 2 sont de même signe (négatif). Celui associé au Tamm 3 est quant à lui de signe opposé (positif). Ce changement de signe de $\Delta\phi_{out}$ peut s'expliquer par le fait que le Tamm 3 et les Tamm 1 et 2 soient d'un côté différent du couplage critique (sur et sous-couplage) (figure 30-b et 31-b).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

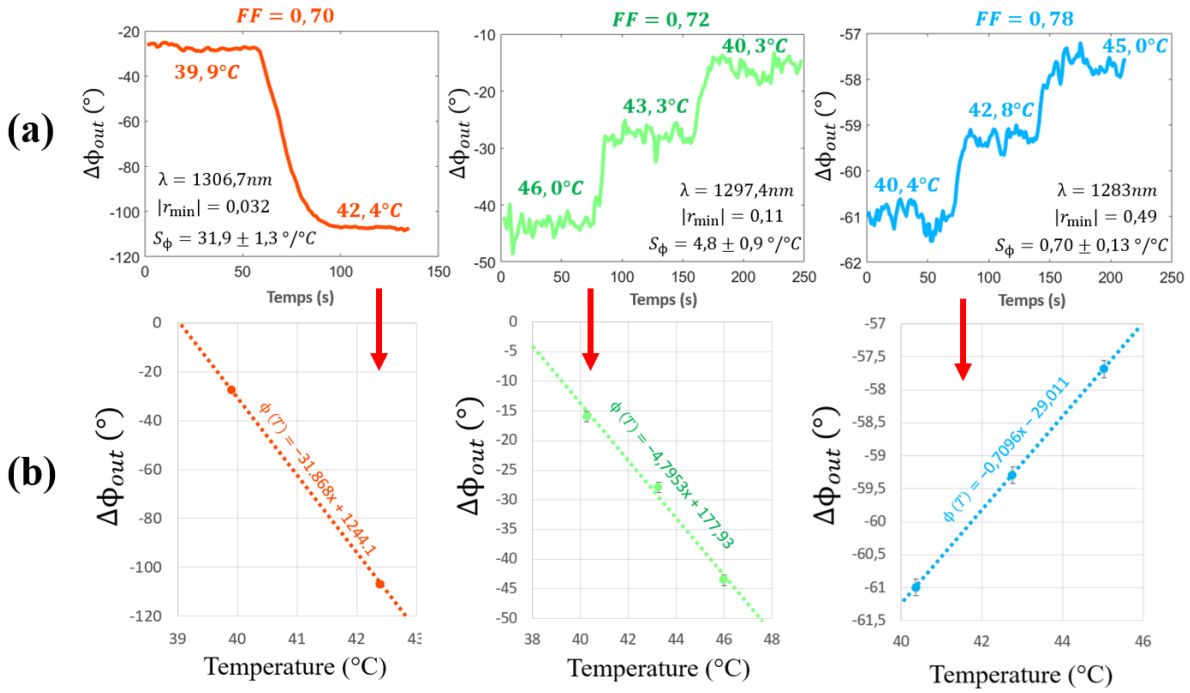


FIGURE 83 – Variation de la phase démodulée lors d'une variation de températures des 3 structures Tamm plus ou moins proches du couplage critique. (a) Phase démodulée en fonction du temps associée aux 3 structures Tamm plus ou moins proches du couplage critique. (b) Variation correspondante de la phase en fonction de la température.

Ces différentes mesures nous permettent d'étudier l'impact de la proximité du couplage critique vis à vis de la sensibilité S_ϕ. La figure 84 montre finalement les résultats associés aux trois structures Tamm sélectionnées.

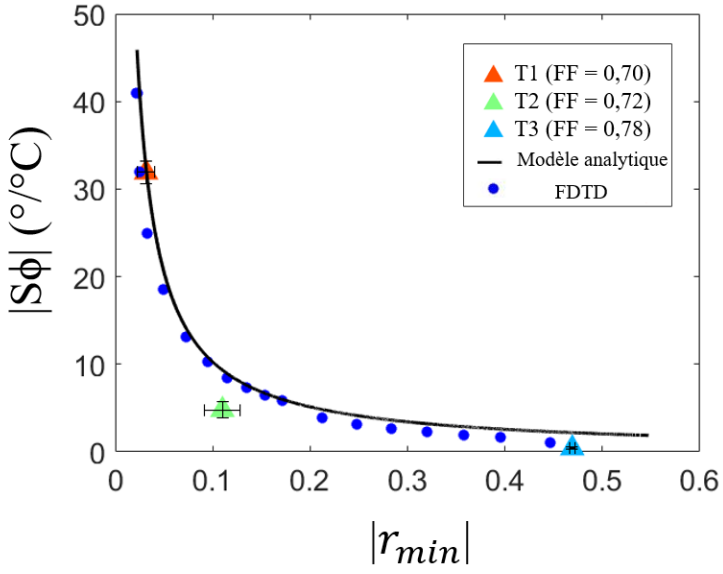


FIGURE 84 – Sensibilité en phase en fonction de $|r_{min}|$.

Les triangles correspondent aux mesures directes de $|S_\phi|$: ces résultats sont conformes avec la simulation et la modélisation qui prédisent l'augmentation de la sensibilité en phase à mesure que la résonance Tamm se rapproche du couplage critique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Au-delà de la validation de l'augmentation de $|S_\phi|$ à l'approche du CC, ces mesures ont pu être confrontées au modèle analytique que nous avons développé et qui est décrit dans le second chapitre de ce manuscrit (équation 41). En effet, la courbe noire figure 84 correspond à la sensibilité en phase obtenue de manière indirecte à l'aide des grandeurs précédemment extraites pour la structure la plus sensible : FF=0.70, $a = 660$ nm, $Q = 100$, $\lambda = 1306.7$ nm, $S_\lambda = 0.117$ nm/°C, $|r_{min}| = 0.032$. Nous pouvons alors ré-estimer la sensibilité en phase théorique prédite par notre modèle : après calcul on trouve $S_\phi(indirect) = S_\phi(direct) = 31.9$ °/°C. Nous montrons ainsi que notre description analytique permet de décrire de manière satisfaisante l'évolution de la sensibilité en phase S_ϕ associée aux modes optiques Tamm lorsque les résonances se rapprochent du couplage critique. Celui-ci met donc en lumière l'ensemble des grandeur physique impactant la sensibilité en phase et permet ainsi de concevoir des transducteurs Tamm performants pour des applications capteurs.

3.3 Discussion

3.3.1 Propriétés des résonances en fonction de la technique de mesure utilisée

Le tableau 2 rappelle les paramètres associés aux trois structures que nous avons étudiées. En comparant les valeurs de λ_{res} et de $|r_{min}|$ présentes dans le tableau 2 (mesure indirecte par micro-réflectivité VS mesure direct par interférométrie), deux remarques peuvent être faites :

		Mesures indirectes par μ-réflectivité			Mesures directes par interférométrie	
Tamm	FF	Q	$\|r_{min}\|$	λ_{res} (nm)	$\|r_{min}\|$	λ_{res} (nm)
1	0.70	100	0.082	1306.04	0.032	1306.70
2	0.72	111	0.21	1295.05	0.11	1297.40
3	0.78	125	0.46	1280.79	0.49	1283.00

TABLE 2 – Comparaisons entre les valeurs des paramètres des résonances Tamm obtenues par micro-réflectivité et par interférométrie.

- Premièrement, on constate un écart entre les longueurs d'onde de résonance trouvées par micro-réflectivité et celles maximisant la sensibilité en phase S_ϕ. Cela s'explique principalement par le fait que la température de l'échantillon n'est pas la même lors des mesures de micro-réflectivité ($T = T_{ambiant} \approx 26$ °C) et lors des mesures de phase ($T \approx 40$ °C). Or, nous avons vu que les structures d'étude ont une sensibilité en longueur d'onde $S_\lambda = 0.117$ nm/°C, l'écart de température entre les deux mesures conduit donc aux décalages vers le rouge des résonances que nous observons. Une autre raison pouvant être en partie à l'origine de cet écart concerne la position du bloc fente/PD2 associé à ligne interférométrique. Nous avons en effet vu que, selon sa position dans le plan (x, y), la lumière incidente est associée à des vecteurs d'onde k_x, k_y (et donc des longueurs d'ondes) pouvant être différents de ceux attendus en incidence normale.

- Deuxièmement, on remarque un écart entre les valeurs des $|r_{min}|$ mesurés par micro-réflectivité et celles obtenues par interférométrie (tableau 2). Cette différence peut cette fois-ci s'expliquer par la différence de gamme angulaire associée aux deux méthodes. En effet, le faisceau d'excitation utilisé lors des mesures par micro-réflectivité possède un waist $w_{\mu R} = 8.5$ μm donnant lieu à une dispersion

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

angulaire valant 2.8°. Or, nous avons vu que la gamme angulaire associée au système interférométrique vaut 0.14°. Par conséquent, les mesures par micro-réflectivité sont associées à une gamme d'angles plus grande que pour le système interférométrique. La réflectivité est alors pondérée par des valeurs moins avantageuses de $|r_{min}|$ (plus hautes). En conclusion, la ligne interférométrique est en mesure de détecter des coefficients de réflexion pouvant être inférieurs de plusieurs ordres de grandeur à ceux obtenus par micro-réflectivité.

3.3.2 Amélioration de la ligne optique

Une amélioration du banc tout récemment implémentée concerne l'ajout sur la ligne optique d'une platine de déplacement permettant de modifier la position de la première lentille L_1. En effet, une difficulté qui n'a pas été abordée dans ce manuscrit vient de la dispersion intrinsèque du SLM donnant lieu pour chaque longueur d'onde d'émission du laser, à une position (x, y) des faisceaux Gaussiens dans le plan de l'échantillon. Par conséquent, entre chaque longueur d'onde testée, il est nécessaire de repositionner précisément les faisceaux (un sur le DBR et l'autre sur le nano-transducteur). Cette contrainte rend complexe voir impossible la mesure des courbes $R(\lambda)$ et $\phi(\lambda)$ et donne ainsi lieu à des difficultés pour optimiser proprement la longueur d'onde d'excitation λ_{exc}. Pour contourner ce verrou, la solution choisie repose donc sur l'ajout d'une platine de déplacement associée à L_1. Celle-ci permet (après la calibration) de faire varier la position de la première lentille entre chaque λ_{exc} de manière à garder fixe la position des faisceaux dans le plan (x, y).
Des premières mesures réalisées après cette amélioration ont d'ores et déjà été effectuées sur la structure Tamm la plus sensible (FF=0.70), les résultats sont présentés figure 85.

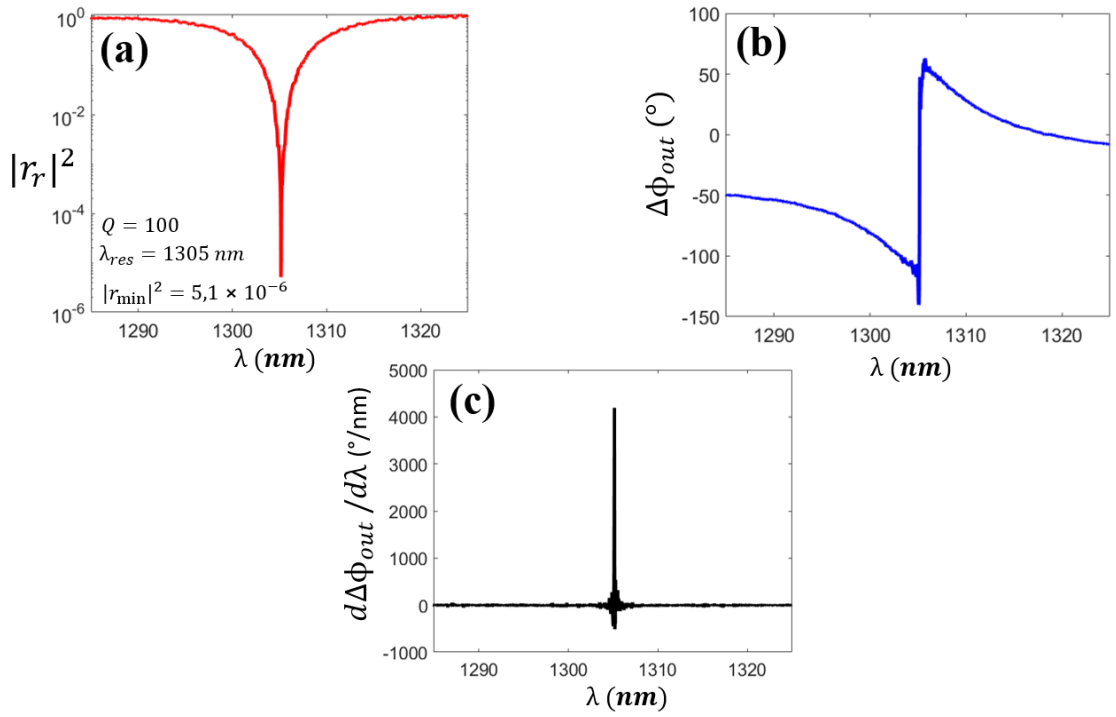


FIGURE 85 – Mesure des spectres complexes à l'aide du système interférométrique. (a) Spectre de réflectivité relatif ($|r_r|^2 = \frac{|r_{Tamm}|}{|r_{Bragg}|}^2$) mesuré sur la structure la plus sensible (FF=0.70) et à l'aide de la platine de déplacement. (b) Phase à la réflexion associée. (c) Variation de la phase en fonction de la longueur d'onde associée à la courbe (b).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La possibilité de tracer expérimentalement le spectre ainsi que la phase en fonction de la longueur d'onde des différents transducteurs a plusieurs intérêts : premièrement cela nous permet sur un même banc de mesure d'extraire l'ensemble des caractéristiques associées aux résonances $(Q, \lambda_{res}, r_{min})$ (figure 85-a). Deuxièmement, l'ajout de cette platine est une solution judicieuse pour optimiser avec précision la longueur d'onde d'excitation. En effet, on constate sur la figure 85-a que nous sommes maintenant capables de détecter des minimum de réflectivité allant jusqu'à $|r_{min}|^2 = 5.1 \times 10^{-6}$ soit 3 ordres de grandeur en dessous des valeurs trouvées avant l'ajout de la platine de repositionnement ($|r_{min}|^2 \approx 10^{-3}$). Cette amélioration de la ligne interférométrique offre donc la possibilité de directement fixer λ_{exc} à λ_{res} et ainsi de s'assurer d'avoir le r_{min} le plus bas et donc la sensibilité en phase la plus haute. Les figure 85-b-c montrent la phase à la réflexion associée au spectre de la figure (a) ainsi que la variation de la phase par rapport à la longueur d'onde. Celles-ci permettent alors d'illustrer de manière expérimentale la variation abrupte de la phase à la résonance. Des valeurs de $\frac{d\Delta\phi_{out}}{d\lambda}$ allant jusqu'à ≈ 4200 °/nm ont ainsi été mesurées.

Malgré l'avantage théorique significatif que de tels minimums de réflectivité ont vis à vis de la sensibilité en phase, ce type de spectre ultra profond reste pour l'heure difficilement exploitable pour des applications capteurs. En effet, les figures 86-a-b montrent la réflectivité relative ainsi que la phase à la réflexion associée (les différents paliers correspondent à une élévation de 0.5°C de la température de l'échantillon).
Les zones encadrées en noires correspondent à un intervalle de mesure durant lequel la réflectivité minimale est extrêmement basse ($|r_{min}|^2 \approx 10^{-8}$) : on constate alors sur le même intervalle mais sur la figure 86-b qu'une réflectivité ultra faible est pour l'heure associée à une fluctuation extrêmement brutale de la phase réfléchie ($\sigma_\phi \approx 320°$).

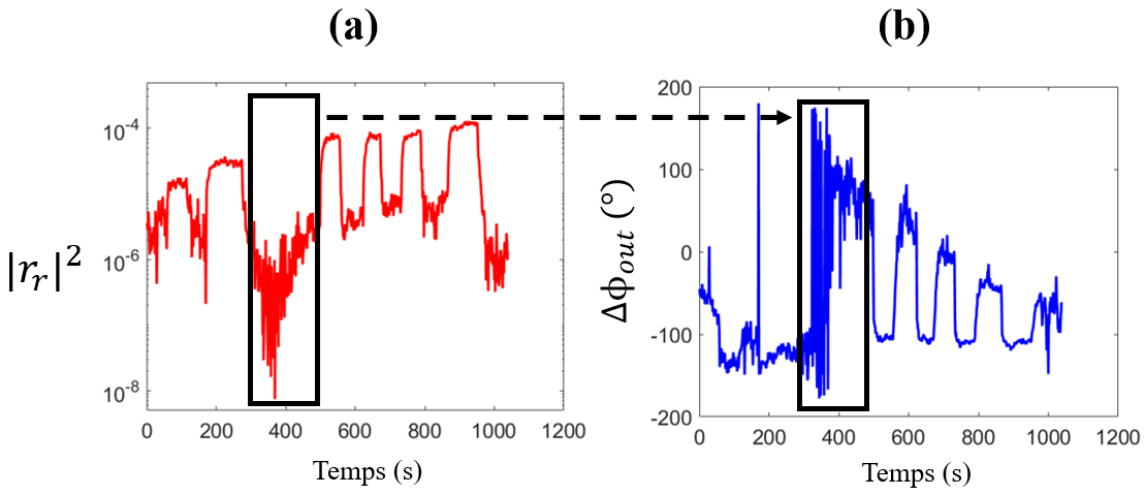


FIGURE 86 – Impact d'une réflectivité ultra basse sur le bruit de phase. (a) Réflectivité relative ($|r_r|^2 = \frac{|r_{Tamm}|}{|r_{Bragg}|}^2$) de la structure Tamm où FF=0.70 en fonction du temps et (b) phase à la réflexion associée.

Par conséquent, pour ces spectres ultra-profonds, ce n'est plus uniquement une amplification de la sensibilité en phase qui est observée mais également une augmentation drastique du bruit de mesure. Ces deux aspects rendent ainsi de tels spectres inexploitables vis à vis des applications capteurs.

L'étude de ce phénomène d'intensification du bruit de phase est actuellement en cours

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

de réalisation au sein du laboratoire. Une explication à ce comportement repose sur le fait que la sensibilité du transducteur soit suffisamment grande pour détecter les fluctuations internes du contrôleur de température. En effet, en calculant à partir de notre modèle théorique (équation 41) la sensibilité attendue pour un spectre où $|r_{min}|^2 \approx 10^{-8}$, $Q = 100$, $\lambda_{res} = 1305$ nm, $S_\lambda = 117$ pm), on trouve $S_\phi = 11884$ °/°C. Ce résultat indique que dans de telles conditions, une variation de température de 0.02°C est suffisante pour expliquer une fluctuation de la phase proche de 320°C (figure 86-b). Or, nous avons vu en début de chapitre que notre contrôleur de température est stable à 0.01 °C (d'après le constructeur) : les fortes fluctuations que nous observons pourraient donc s'expliquer par le manque de stabilité du contrôleur de température que nous utilisons. De plus, le taux d'humidité présent dans l'atmosphère proche de la structure n'a pas été monitoré : une variation forte de cette grandeur pourrait également jouer un rôle important concernant la stabilité de phase des mesures.

Enfin, une autre remarque peut-être faite à partir de la figure 86. On constate, une fois la zone au $|r_{min}|$ profond dépassée ($t > 450$ s), qu'une variation de 0.5°C de la température est en mesure de faire varier la phase d'une valeur $\approx 140°$ ce qui correspond à une sensibilité en phase expérimentale de $S_\phi = 280°/°C$. Or, en comparant cette valeur à celle calculée à partir de l'équation 41, soit $S_\phi = 537$ °/°C (avec : $|r_{min}|^2 = 3.61 \times 10^{-6}$, $Q = 100$, $\lambda_{res} = 1305$ nm, $S\lambda = 117$ pm), on constate un écart de 257 °/°C entre ces grandeurs.
Cet écart peut cette fois-ci s'expliquer par la saturation de la phase pour de tels spectres. La figure 87 montre ainsi la réflectivité ainsi que la phase réfléchie simulée par FDTD pour une structure Tamm dont les performances sont similaires à celles expérimentalement mesurées figure 85-a et figure 86-a ($|r_{min}|^2 = 4.0 \times 10^{-6}$, $S_\lambda = 117$ pm et $Q = 131$).

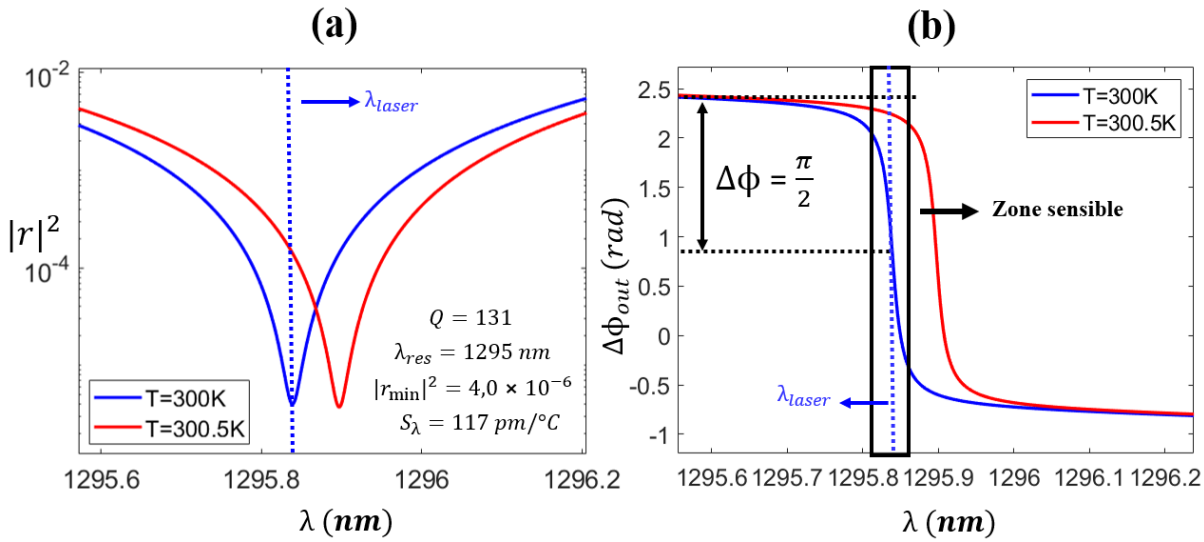


FIGURE 87 – Réflectivité ultra profonde et saturation de la phase. (a) Spectre de réflectivité simulé par FDTD pour une structure Tamm dont la température varie de 0.5 °C ($w_{Au} = 475.83$ nm, $h_{Au} = 50$ nm, $a = 660$ nm). (b) Phase à la réflexion correspondante.

La courbe rouge montre le résultat obtenu après une augmentation de 0.5°C de la température de l'échantillon. On constate finalement que pour de telles valeurs de $|r_{min}|^2$, S_λ et S_ϕ, le décalage vers le rouge causé par l'élévation de température induit instantanément la saturation de la phase. Cette saturation peut donc fortement être à l'origine de l'écart entre nos mesures expérimentales et le modèle analytique.
On comprend avec ces premiers résultats qu'il existe un compromis à trouver entre la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

sensibilité en longueur d'onde et celle en phase. Dans le cas d'une sensibilité en phase extrême due à un facteur de qualité élevé ou à un spectre extrêmement profond, il peut s'avérer judicieux de réduire volontairement la sensibilité en longueur d'onde de manière à ne pas saturer la phase. Dans le cas contraire, la S_λ doit être maximisée de manière à jouer en faveur de la sensibilité en phase.

3.3.3 Limite de détection du capteur

Les sensibilités (en longueur d'onde et en phase) sont des quantités permettant de quantifier l'efficacité d'un transducteur. Néanmoins, cette quantité ne permet pas à elle seule de comparer différents capteurs. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser la limite de détection (LOD) associée à chacune de ces deux métriques (intérêt pour λ_{res} ou $\Delta\phi_{out}$). En effet, la LOD est une grandeur faisant appel aussi bien aux transducteurs (S_ϕ, S_λ) qu'à la méthode de mesure du signal (σ_ϕ, σ_λ). L'objectif d'un capteur ultrasensible est de rendre la LOD la plus faible possible de manière à être en mesure de détecter d'infimes variations dans l'environnement. L'amélioration de la limite de détection peut donc passer soit par l'optimisation de la technique de mesure (diminution de σ), soit par l'augmentation de la sensibilité du transducteur.

Nous avons vu que la LOD associée aux mesures en intensité est calculée à l'aide de la relation suivante [89] :

$$LOD_\lambda = \frac{3 \cdot \sigma_\lambda}{S_\lambda} \tag{84}$$

Dans cette équation, σ_λ représente le bruit associé à la détermination de la longueur d'onde de résonance (à température constante). Dans notre cas, celui-ci s'explique par le bruit d'amplitude ainsi qu'à la résolution de l'analyseur de spectre. Pour les mesures d'intensité, nous avons trouvé σ_λ à 9.4 pm et $S_\lambda = 117$ pm/°C. La limite de détection en longueur d'onde associée vaut donc $LOD_\lambda = 0.24$ °C.

Pour les mesures de phase, la limite de détection est définie par la relation suivante :

$$LOD_\phi = \frac{3 \cdot \sigma_\phi}{S_\phi} \tag{85}$$

où σ_ϕ représente le bruit associé à la phase. Nous avons vu dans la section 3.1.6 que la stabilité de phase lors des mesures sur le miroir d'argent vaut $\sigma_\phi(miroir) = 0.065°$. Néanmoins, l'analyse de σ_ϕ lors des mesures de température (faisceau test sur la structure Tamm) a montré que cela entraîne une dégradation de la stabilité en phase (tableau 3).

Structure réfléchissante	σ_ϕ (°)	S_ϕ (°/°C)	LOD_ϕ (°C)
T1	0.84	31.9	0.079
T2	0.65	4.8	0.40
T3	0.31	0.7	1.32
Miroir d'argent	0.065	X	X

TABLE 3 – Stabilité de la phase σ_ϕ associée aux 3 structures Tamm ainsi qu'au miroir d'argent.

On remarque alors qu'une fois en conditions de mesure, la stabilité vaut au mieux $\sigma_\phi = 0.31°$ soit 5 fois plus que lors des mesures sur le miroir d'argent. De plus, on

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

constate également que plus la structure Tamm est sensible et plus σ_ϕ est grand. Une explication à cela vient du fait que plus le transducteur est sensible et plus les perturbations environnementales (variation de température ou de la position du laser) ont un impact sur sa réponse optique. Dans le cas de la structure la plus proche du couplage critique (i.e la plus sensible), la stabilité de phase vaut finalement $\sigma_\phi = 0.84°$ (soit 13 fois moins bonne que sur le miroir d'argent). Par conséquent, la limite de détection de phase associée est alors :

$$LOD_\phi = \frac{3 \times 0.84}{31.9} = 0.079 \text{ °C} \tag{86}$$

En comparant LOD_ϕ et LOD_λ, on remarque alors que pour la structure la plus sensible, les mesures de phase mènent au mieux à améliorer d'un facteur 3 les plus petites variations de température mesurables par le capteur.
Pour atteindre la même limite de détection en intensité qu'en phase (à sensibilité de longueur d'onde constante), il faudrait pouvoir déterminer la longueur d'onde de résonance avec une précision de 3 pm (soit 3 fois moins que ce que permet notre banc de micro-réflectivité).

Bien qu'un certain nombre de mesures de stabilité aient été faites, le travail fourni durant cette thèse a principalement consisté à améliorer la sensibilité en phase du transducteur. Il serait donc pertinent pour la suite de réaliser un travail de métrologie pour tenter cette fois-ci de diminuer le bruit de la mesure. En effet, un capteur dont la sensibilité est extrême, mais dont la stabilité de mesure n'est pas à la hauteur conduira à diminuer fortement les performances du capteur. Il est donc nécessaire de porter une attention sur ces deux paramètres de manière à avoir une stabilité de mesure suffisamment bonne pour exploiter au mieux la sensibilité élevée du transducteur.

3.4 Conclusion

La première partie de ce chapitre nous a permis de décrire le système interférométrique haute sensibilité que nous avons développé. Nous avons notamment vu que son originalité repose sur le fait qu'il dispose d'un module holographique dont le but est de générer deux faisceaux Gaussiens bien spécifiques (waist, distance de séparation) tout en modulant temporellement la phase de l'un des deux faisceaux. Notre interféromètre a deux particularités offrant la possibilité de réaliser des mesures de phase hautement sensibles. La première vient du fait que celui-ci soit à chemin commun et la seconde du fait que la mesure soit hétérodyne. Ces deux spécificités ont pour but de fortement diminuer les bruits de mesure : la stabilité de notre système permet ainsi de réaliser des mesures de phase avec une précision comparable à ce que l'on retrouve dans la littérature.

Dans un second temps, nous avons exploité notre interféromètre en vue d'une application de capteur en température. Pour cela, les transducteurs Tamm structurés sub-longueur d'onde décrits dans le second chapitre ont été utilisés. Ceux-ci ont tout d'abord été placés sur le banc de micro-réflectivité puis chauffés à l'aide d'un contrôleur de température. Ces mesures préliminaires ont permis d'extraire la sensibilité en longueur d'onde ainsi que la limite de détection du mode optique Tamm considéré ($S_\lambda = 0.117$ nm/°C et $LOD_\lambda = 0.24$ °C). La valeur de S_λ a alors pu être implémentée dans le modèle analytique que nous avons exploité de manière à obtenir une mesure indirecte de la sensibilité en phase S_ϕ.

Après fois avoir développé un protocole expérimental optimisé, nous avons pu effectuer

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

l'interrogation en phase des structures Tamm à l'aide du système interférométrique. Ces mesures ont finalement montré que nous étions capables d'obtenir des sensibilités en phase allant jusqu'à $S_\phi = 31.9$ °/°C ainsi qu'à une limite de détection en phase LOD_ϕ de 0.079 °C. Nous avons ainsi montré que les performances de notre capteur sont comparables voir même dépassent celles associées aux dispositifs similaires que l'on trouve dans la littérature [101]. De plus, l'étude des limites de détection en intensité et en phase (pour le même transducteur) a montré que la phase offre de meilleures performances que le suivi de la longueur d'onde de résonance (pour le transducteur le plus sensible).
Bien que nos résultats concernant la sensibilité (en longueur d'onde et en phase) soient au niveau de l'état l'art pour ce type de structure, il reste nécessaire d'indiquer que d'autres configurations (principalement SPR et fibres optiques à cristal photonique) donnent lieu à de meilleurs résultats vis à vis des mesures de température ($S_\lambda = 2.08$ nm/°C [150], $S_\lambda = 6.6$ nm/°C [151] pour des FO à CP et $S_\lambda = 2.40$ nm/°C [152] pour un capteur à mode SPR). La démarche de notre travail consiste à étudier (par le biais d'un capteur de température) la pertinence de l'interrogation en phase de modes optiques Tamm proches de singularités : la comparaison avec l'état de l'art des capteurs de température par voie photonique montre que d'autres types de modes offrent de meilleures performances. Le capteur que nous avons conçu a donc pour but de fournir une méthode permettant d'augmenter la sensibilité du transducteur (quel que soit le type de mesure visée). Nous n'avons donc pas cherché à obtenir un capteur spécifiquement conçu pour détecter des variations de température au niveau de l'état de l'art.

Trois différents Tamm structurés sub-longueur d'onde et plus ou moins proches du couplage critique ont ensuite été placés sur le banc interférométrique. Cela nous a permis de comparer l'impact des singularités telles que le couplage critique vis à vis de la sensibilité en phase. Les résultats présentés dans ce chapitre ont finalement montré que l'utilisation de résonances proches du couplage critique est une méthode pertinente dans le but de drastiquement augmenter la sensibilité des modes optiques Tamm. La solution originale que nous proposons pour finement adapter les résonances avec ces points singuliers (structuration de la couche métallique) est donc appropriée et peut conduire à des transducteurs extrêmement sensibles.

Enfin, les mesures directes de la sensibilité en phase ont pu être comparées aux prédictions de notre modèle théorique obtenues à partir des mesures effectuées sur le banc de micro-réflectivité. Cette étude a montré que notre modèle permet pour la première fois de décrire analytiquement le comportement de S_ϕ associé aux modes optiques Tamm. Cette validation expérimentale offre finalement la possibilité de déterminer les paramètres pertinents en vue d'augmenter la sensibilité en phase. On constate alors qu'une résonance à fort facteur de qualité Q ainsi qu'à haute sensibilité en longueur d'onde S_λ conduit à accroître S_ϕ. Au contraire, plus la longueur d'onde de résonance λ_{res} et le minimum de réflectivité $|r_{min}|$ sont faibles, et plus la sensibilité en phase sera grande. Dans le cadre de cette thèse, les sensibilités élevées que nous avons mesurées ont ainsi exploité le très faible $|r_{min}|$ offert par la singularité de phase se trouvant au sein de Tamm structurés à l'échelle sub-longueur d'onde spécifiquement conçus pour s'adapter aux points de couplage critique.

Les résultats que nous avons présentés jusqu'à présent nous ont permis de valider notre méthode pour des applications de capteurs en température. Le chapitre suivant a pour but de décrire les premiers travaux que nous avons réalisés en vue d'adapter notre capteur pour la détection de gaz. Nous étudierons notamment un autre type de transducteur tout

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

diélectrique susceptible d'offrir de meilleures performances pour ce type de mesure que les transducteurs Tamm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Transducteurs optimisés pour la détection de gaz

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les précédents chapitres nous ont permis de présenter la démarche employée durant cette thèse afin de réaliser un capteur par interrogation en phase à l'aide de structures Tamm optimisées. Nous avons notamment vu que l'utilisation de modes proches de points singuliers tel que le couplage critique était une solution adaptée dans le but d'obtenir des sensibilités extrêmes. Nous avons ainsi montré via des mesures de température réalisées grâce à un système interférométrique haute précision et couplé aux échantillons Tamm structurés sub-longueur d'onde, que nous étions capables d'aboutir à un capteur de température sensible et à faible limite de détection.

Fort de ces nouveaux outils et concepts (système de mesure et adaptation des résonances au voisinage de points singuliers), ceux-ci vont être exploités dans le but de concevoir un capteur optimisé cette fois-ci pour des mesures de détection de gaz.
Cependant, nous allons voir en première partie de ce chapitre que de par la distribution spatiale du champ électrique des modes Tamm, ces transducteurs ne sont pas les plus adaptés à ce type de mesure. Nous montrerons ainsi les limites des modes optiques Tamm pour des mesures de gaz.

Dans une deuxième partie de chapitre, nous présenterons les nouvelles structures entièrement diélectriques qui ont été conçues. Nous verrons que celles-ci présentent des modes optiques appelés onde de Bloch de surface ou Bloch Surface Wave (BSW). Ces modes de surface sont confinés à l'interface entre un milieu diélectrique périodique et l'environnement extérieur. Nous présenterons alors les avantages de ces modes pour des mesures de gaz.

Dans une dernière section, nous verrons que la structuration à l'échelle sub-longueur d'onde de la matière reste une solution efficace dans le but de concevoir des structures BSW proches de points singuliers tels que les points de couplage critique (saut de phase extrême). De nouveau, nous verrons que l'utilisation de modes proches des points de CC peut conduire à obtenir un capteur de gaz à haute performance. Enfin, nous présenterons les premiers résultats expérimentaux concernant la caractérisation optique des structures BSW optimisées.

4.1 Transducteur adapté aux mesures de gaz

4.1.1 Limites des modes optiques Tamm pour la détection de gaz

Pour qu'un mode optique soit sensible à une variation de l'environnement, il est nécessaire qu'il y ait un recouvrement spatial entre le champ électrique du mode résonant et la zone de l'espace où le milieu change (température, pression, présence de molécules, présence de gaz, etc). Dans le cas des structures Tamm, nous avons vu que le champ électrique se situe principalement dans la structure au niveau de la dernière couche de silicium du miroir de Bragg. La figure 88 montre la distribution spatiale (à la longueur d'onde de résonance) du champ électrique $|E_y(x,z)|$ normalisé pour des structures Tamm de différents facteurs de remplissage (FF). On constate avec cette figure que quel que soit le FF, le champ électrique reste principalement au sein de l'échantillon.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

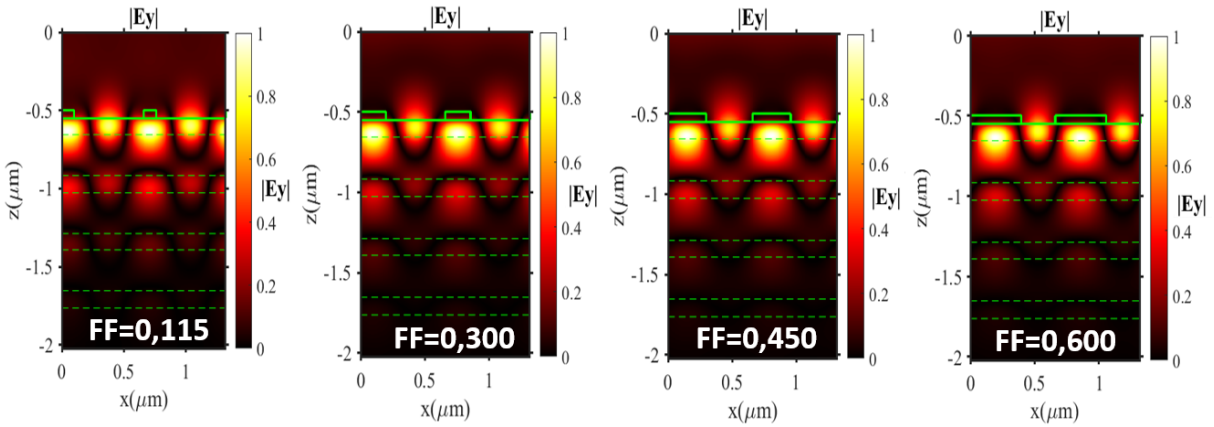


FIGURE 88 – Distribution spatiale de la norme du champ électrique (normalisé) à la résonance des modes optiques Tamm pour différents FF ($a = 660$ nm, polarisation selon y, $h_{Au} = 50$ nm, $h_{Si} = 107$ nm, $h_{SiO_2} = 260$ nm).

La raison principale limitant le recouvrement entre le champ électrique des modes optiques Tamm et l'air qui l'entoure relève du fait que ce type de mode soit principalement confiné à l'interface métal/a-Si (atténuation exponentielle du champ couplé au résonateur).

Ce faible recouvrement est une contrainte forte pour la conception d'un capteur de gaz. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit que la sensibilité en longueur d'onde du capteur S_λ pouvait s'écrire selon la relation suivante : [88, 89]

$$S_\lambda = \eta \cdot \frac{\lambda_{res}}{n_{eff}} \tag{87}$$

le terme η représentant le facteur de recouvrement du champ électrique avec la zone assujettie aux perturbations (équation 12). Ce terme vaut 1 dans le cas où la totalité de la zone d'analyse serait recouverte par le champ électrique et 0 dans le cas où les deux ne se superposent pas.

Dans le cas des structures Tamm et des mesures de gaz, le terme η est finalement trop faible et conduit à drastiquement limiter la sensibilité en longueur d'onde ($S_\lambda \approx 10$ nm/RIU pour une variation de l'air entourant la structure).
Nous avons également vu que la sensibilité en phase à la résonance pouvait s'écrire de la manière suivante [103] :

$$S_\phi = \frac{d\phi_{res}}{d\lambda_{res}} \cdot S_\lambda = \frac{2}{\lambda_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \cdot S_\lambda \tag{88}$$

Les deux sensibilités étant directement proportionnelles entre elles, la mauvaise sensibilité en longueur d'onde des modes optiques Tamm mène directement à dégrader la sensibilité en phase du transducteur.

En conséquence, ce type de mode optique convient pour des applications capteurs lorsque la variation environnementale se trouve au sein même du transducteur. Les modes optiques Tamm sont donc bien adaptés aux mesures de température (changement des indices des matériaux de la structure) mais bien moins judicieux lorsqu'il s'agit de détecter la présence de gaz dans l'air proche de celle-ci. Il faut néanmoins noter (bien que ce ne soit pas notre approche dans ce travail de thèse) que l'utilisation de matériaux poreux a déjà

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

permis de contourner cette limite [27, 124]. Une adaptation des matériaux de la structure peut ainsi rendre pertinente l'utilisation des modes Tamm pour des mesures de gaz.

Pour aller au-delà de cette contrainte, nous avons cherché à utiliser d'autres types de modes optiques ayant cette fois-ci la particularité d'être sensibles à l'environnement proche du transducteur. Pour cela, nous étudions les ondes de Bloch de surface (ou Bloch Surface Waves BSW en anglais) [153, 154].

4.1.2 Structure tout diélectrique : Bloch Surface Wave (BSW)

En 1977 Yeh, Yarif et Cho [155, 156, 157] ont expérimentalement montré la présence de modes optiques appelés Bloch Surface Wave résonant à l'interface entre un milieu diélectrique périodique et un milieu diélectrique homogène tel que l'air environnant la structure (d'indice n_{ext}).

Non avons vu dans le deuxième chapitre de ce manuscrit qu'un empilement périodique de matériaux diélectriques pouvait conduire à un miroir dont la réflectivité vaut 1 sur une certaine gamme de longueur d'onde. La gamme de longueurs d'onde réfléchies par la structure correspond alors au gap photonique dont l'origine provient des interférences constructives associées aux rayons successivement réfléchis par les différentes couches de la structure. La figure 89-a montre une structure périodique se composant d'un miroir de Bragg constitué de 3 alternances de Si/SiO_2 surmontée de 260 nm de SiO_2. La figure 89-b montre la dispersion associée (autour de l'incidence normale).

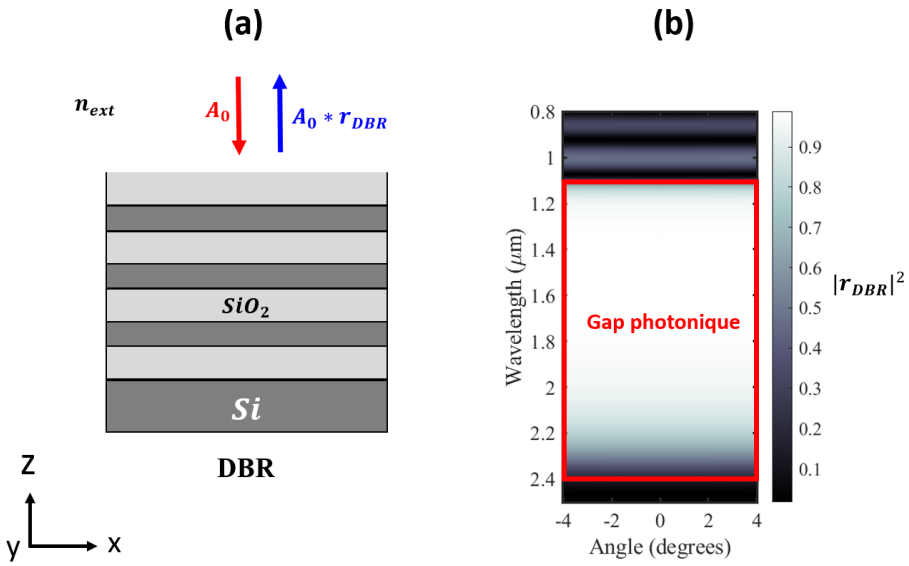


FIGURE 89 – Structure diélectrique périodique pour les BSW. (a) Miroir de Bragg élémentaire à partir duquel la structure BSW est fabriquée. (b) Dispersion correspondante. Les paramètres de simulations sont les même que ceux utilisés pour les structures Tamm dans le second chapitre (tableau 1)

On constate que le gap photonique s'étend de 1100 nm à 2200 nm, cet intervalle est donc bien adapté à la longueur d'onde de travail ($\lambda = 1300$ nm).

En modifiant légèrement cette structure diélectrique élémentaire, il devient possible d'exploiter un mode BSW apparaissant dans le gap photonique).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ce léger changement de la structure peut passer par la modification ponctuelle de l'épaisseur des couches de la structure. L'image 90-a issue des travaux de Daniele Aurelio [158] nous permet d'illustrer ce concept. Le principe consiste ici à modifier l'épaisseur des trois dernières couches d'un empilement supposé infini de couches en Si/SiO_2. Le facteur σ (compris entre 0 et 1) représente le paramètre permettant de quantifier l'écart avec la structure d'origine. La ligne en pointillé noir représente ici la ligne de lumière correspondant à une onde incidente depuis l'air (les ondes dans ce cône sont susceptibles de se coupler à la structure). On remarque alors sur la figure 90-b que l'introduction d'une variation des paramètres géométriques de la structure conduit à l'apparition de mode dans le gap photonique (ligne en rouge). Ce sont finalement ces modes qui sont appelés Bloch Surface Wave (BSW).

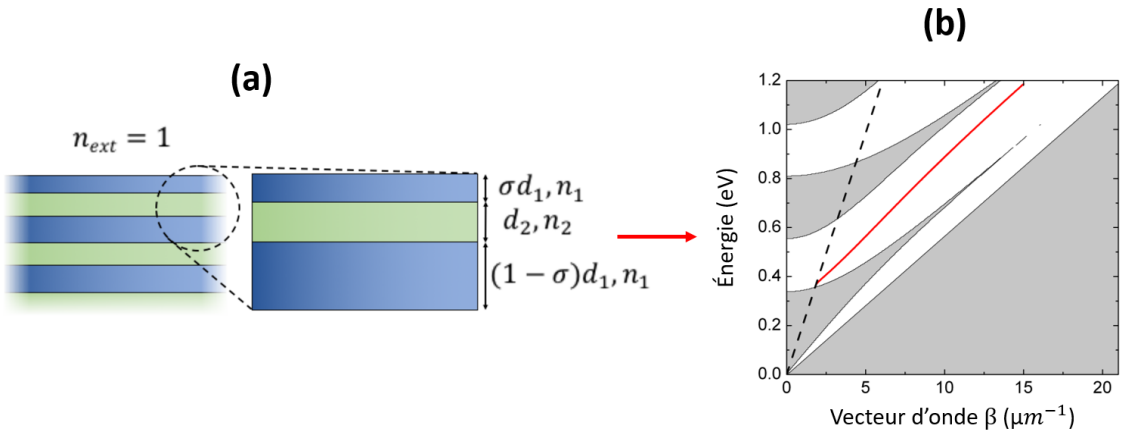


FIGURE 90 – Origine des BSW. (a) Schéma de plusieurs alternances semi-infinies de couches en Si et SiO_2 et d'épaisseur $d_1 = 260$ nm et $d_2 = 320$ nm. (b) Dispersion correspondante. Figure issue des travaux de Daniele Aurelio [158]

Bien que les BSW soient situés sous le cône de lumière, il existe expérimentalement deux solutions de couplages afin de déterminer leurs propriétés optiques. L'utilisation d'un prisme (figure 91-a) ou bien d'un réseau diffractant (figure 91-b).

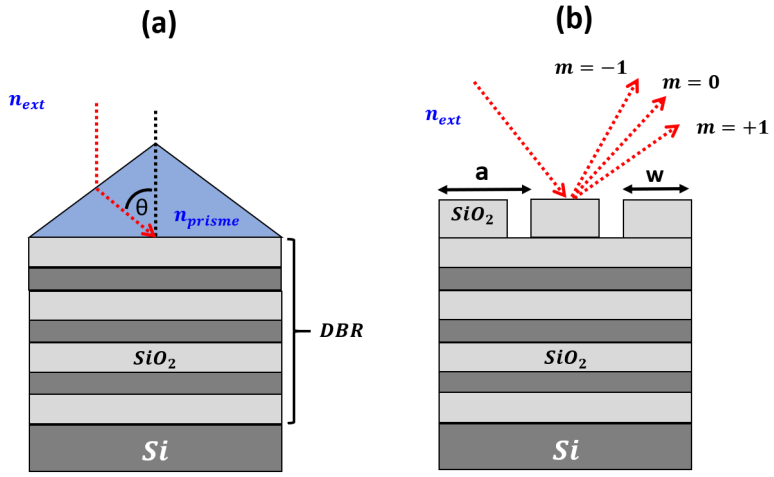


FIGURE 91 – Couplage de la lumière avec les BSW. (a) Utilisation d'un prisme en configuration Otto-Kretschmann. (b) Utilisation d'un réseau de diffraction de période a.

Nous avons déjà vu que l'utilisation d'un prisme en configuration Otto-Kretschmann [159] est une solution permettant de coupler une onde extérieure avec une onde de plasmon

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

de surface (SPR). De la même manière, un prisme en verre placé sur la structure BSW peut conduire à adapter le vecteur d'onde incident et ainsi conduire au couplage entre une onde venant de l'air et celle associée aux BSW. Néanmoins, cette solution ne permet pas, comme nous allons le voir, d'explorer plusieurs points de couplage autour du couplage critique sur un seul et même échantillon.

La deuxième solution de couplage consiste à réaliser un réseau de période a dans la dernière couche de la structure. La lumière incidente (de vecteur d'onde $k_{inc} = n_{\text{ext}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin(\theta)$) va diffracter selon différents ordres m. La relation suivante donne alors la condition de couplage entre l'ordre diffracté et la composante parallèle du vecteur d'onde associé au BSW k_{BSW} :

$$\frac{2\pi n_{\text{ext}}}{\lambda_0} \cdot \sin(\theta) + m \cdot k_{\text{réseau}} = k_{\text{BSW}} \tag{89}$$

Le réseau vient donc modifier d'une quantité $m \cdot k_{\text{réseau}} = m \cdot \frac{2\pi}{a}$ le vecteur d'onde incident : en choisissant un réseau approprié, il est finalement possible que l'un des ordres diffractés se couple à l'onde BSW.

La figure 92-a-b montre un schéma de la structure BSW que nous allons étudier.

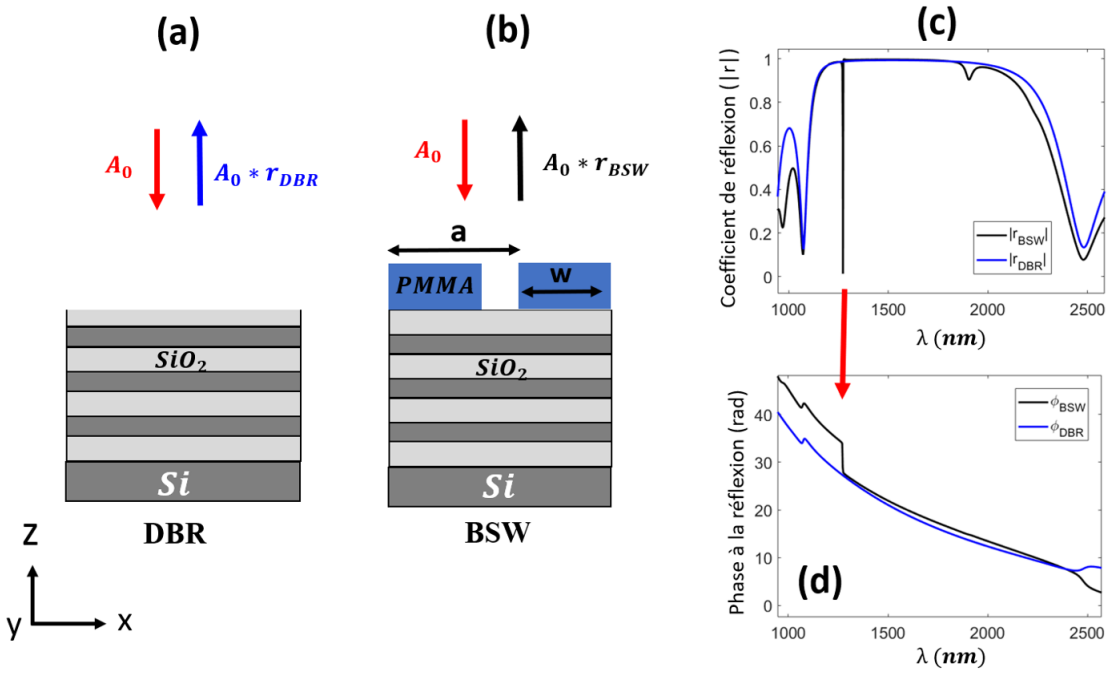


FIGURE 92 – Description optique des structures Bloch Surface Wave. (a) DBR constitué de 3 paires de miroirs de Bragg en Si/SiO_2 surmontées d'une couche de SiO_2 et reposant sur un substrat en Si ($h_{Si} = 107$ nm, $h_{SiO_2} = 260$ nm). (b) Structure BSW composée d'un DBR et d'une couche nano-structurée de PMMA de période $a = 1200$ nm et de largeur de tiges $w = 590$ nm ($h_{PMMA} = 300$ nm). (c) Modules des coefficients de réflexion en amplitude obtenus par FDTD pour une incidence normale (r_{DBR} = courbe bleu, r_{BSW} = courbe noir). (d) Phase à la réflexion associée.

Celle-ci se compose d'un miroir de Bragg (3 paires de Si/SiO_2 + 260 nm de SiO_2) recouvert d'un réseau périodique ($a = 1200$ nm) de polymère type PMMA (Polyméthacrylate de méthyle) d'épaisseur $h_{\text{PMMA}} = 300$ nm et de largeur $w = 590$ nm ($n_{PMMA} = 1.50$).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

On reconnaîtra ici le DBR utilisé pour la fabrication des structures Tamm (la dernière couche en silicium n'a pas été déposée). La figure 92-c montre les modules des coefficients de réflexion (en incidence normale) correspondant à la structure DBR seule $|r_{DBR}|$ (courbe bleue) ainsi qu'à la structure BSW $|r_{BSW}|$ (courbe noire). On remarque que l'ajout d'un réseau de PMMA conduit à l'apparition d'un mode BSW résonant au sein du gap photonique à $\lambda_{res} = 1272$ nm. La figure 92-d montre la phase à la réflexion correspondante : on constate alors, au même titre que pour les résonances Tamm, que la résonance BSW est associée à un saut de phase rendant possible l'interrogation en phase de tels transducteurs.

Pour cette première structure d'essai, le PMMA a été choisi pour deux principales raisons :

- Premièrement, le PMMA est utilisé au sein du laboratoire en tant que résine électrosensible pour la lithographie électronique. Ce matériau est donc déjà bien connu et aucune étape de développement technologique supplémentaire n'est nécessaire pour fabriquer les premières structures BSW.

- Deuxièmement, en présence de solvant dans l'air, les polymères sont capables de changer de volume ou d'indice [160, 161, 162]. Ils sont ainsi directement sensibles à leur environnement. En revanche, une étape de fonctionnalisation reste nécessaire pour rendre le polymère sélectif à une molécule spécifique.

Néanmoins, nous verrons dans la partie traitant des perspectives de ce projet, que d'autres pistes prometteuses sont en cours d'étude au sein de notre équipe (utilisation de matériaux poreux). Pour la suite de ce chapitre, nous nous concentrerons uniquement sur la description d'un capteur BSW correspondant à la structure figure 92-b.

4.1.3 Pertinence des Bloch Surface Wave pour les mesures de gaz

Nous avons vu dans la section 4.1.1, que la distribution spatiale du champ électrique est une grandeur importante à prendre en compte pour améliorer les performances du capteur. Les figures 93-a-b montrent la distribution de champ $|E_y|$ associée à un mode Tamm et à un BSW donnant lieu tous les deux à une résonance dont $|r_{min}|^2 \approx 6 \times 10^{-4}$.

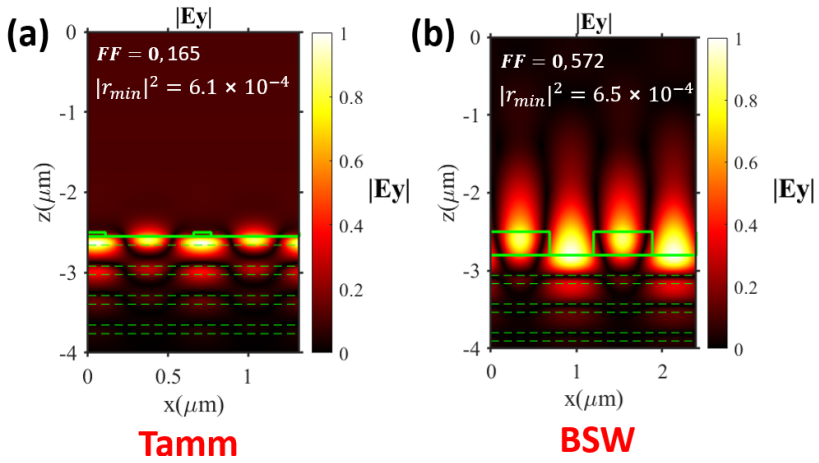


FIGURE 93 – Distribution spatiale de la norme du champ électrique $|E_y|$ des modes optiques Tamm et BSW. (a) Carte $|E_y(x, z)|$ pour une structure Tamm (a=660 nm) et (b) pour une structure BSW de période $a = 1200$ nm : $h_{PMMA} = 300$ nm, $h_{Au} = 50$ nm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

On constate alors que la longueur de pénétration dans l'air passe de quelques dizaines de nanomètres pour les modes optiques Tamm à plusieurs centaines pour les BSW. Cette caractéristique offre donc aux BSW un meilleur recouvrement entre le champ électrique et l'air proche de la structure que celui relatif aux modes Tamm.

Nous avons tracé figure 94 la réflectivité $|r|^2$, la phase à la réflexion ϕ ainsi que la variation de la phase par rapport à la longueur d'onde $\frac{d\phi}{d\lambda}$ (obtenue par FDTD) associés aux BSW et pour trois cas de figures (FF=0.49). Les premières courbes (a-b-c) montrent le cas où l'indice de la dernière couche du DBR passe de $n_{SiO_2} = 1.44000$ à $n_{SiO_2} = 1.44010$ (par pas de 1×10^{-5} RIU). Les courbes (d-e-f) montrent quant à elles les résultats lorsque c'est l'indice de la couche en polymère qui varie ($1.50000 < n_{PMMA} < 1.50010$). Enfin les courbes (g-h-i) correspondent à l'impact d'une variation de l'indice de l'air ($1.00000 < n_{air} < 1.00010$) entourant la structure. Dans les trois cas, la courbe de référence (indice initial) est associée à une résonance dont le facteur de qualité vaut $Q = 1253$ et le minimum de réflectivité $|r_{min}|^2 = 1.93 \times 10^{-4}$.

On constate ainsi qualitativement l'impact entre la localisation de la perturbation d'indice et la réponse optique du mode BSW. On remarque notamment que les résultats des deux premières lignes sont relativement similaires en terme de décalage spectral et de variation de la phase à la réflexion (variation de n_{PMMA} et n_{SiO_2}). Au contraire, les courbes correspondantes à la variation de l'indice de l'air montrent un fort décalage de la résonance. L'utilisation de BSW nous assure donc d'un recouvrement adapté entre le champ électrique et les molécules de gaz susceptibles de se trouver proches de la structure.

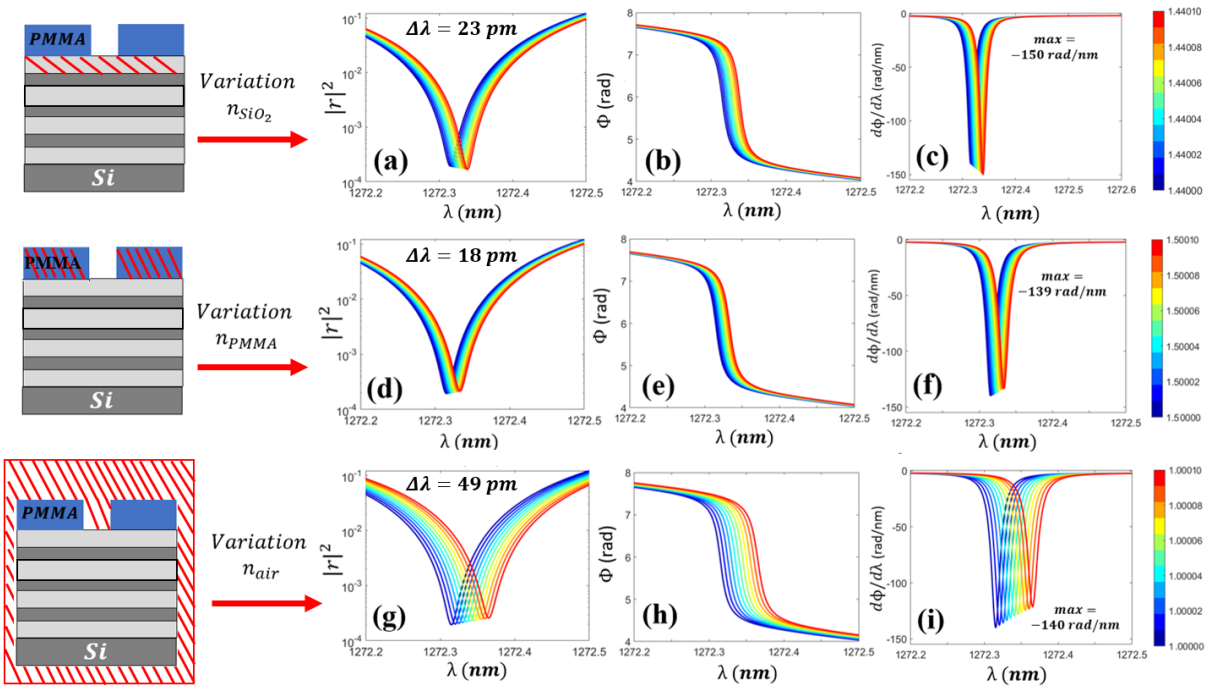


FIGURE 94 – Réponses optiques associées à une structure BSW pour différentes variations des indices des matériaux proches de la surface (zones hachurées en rouge). (a-b-c) Réflectivité, phase à la réflexion et variation de la phase lorsque l'indice du SiO_2 change. (d-e-f) pour une variation de l'indice de la PMMA. (g-h-i) pour une variation de l'indice de l'air proche de la structure. $a = 1200$ nm, $h_{PMMA} = 300$ nm, $w_{PMMA} = 590$ nm (FF=0.49).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La figure 95 montre les longueurs d'onde de résonances correspondant aux figures 94-a-d-g. Ces figures nous permettent alors d'extraire les sensibilités en longueurs d'onde associées ($S_\lambda = \frac{d\lambda_{res}}{dn}$). On remarque finalement que pour une même variation d'indice ($\Delta n_{SiO_2} = \Delta n_{PMMA} = \Delta n_{air} = 10^{-5}$ RIU) les Bloch Surface Wave offrent la sensibilité la plus élevée lorsque c'est l'indice de l'air qui varie ($S_\lambda(SiO_2) = 234$ nm/RIU, $S_\lambda(PMMA) = 184$ nm/RIU, $S_\lambda(Air) = 498$ nm/RIU). L'utilisation de ce type de mode à des fins d'application de capteur de gaz est donc pertinente. Nous pouvons cependant noter que ces valeurs de S_λ sont inférieures à ce que l'on peut trouver dans la littérature ($S_\lambda \approx 5000$ nm/RIU) : cet écart est en partie dû au fait que pour nos simulations, seules les trois dernières couches de la structure subissent une variation d'indice [163, 164, 165, 166].

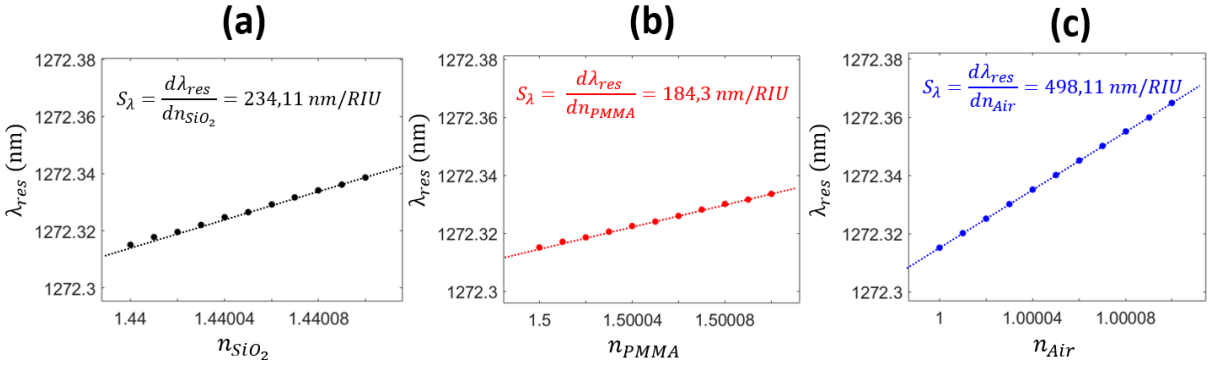


FIGURE 95 – Longueur d'onde de résonance pour une variation des indices de la structure BSW. (a), (b), (c) Variation respective de la couche en SiO_2 du DBR, de la couche en PMMA ainsi que de l'air entourant la structure. Dans les trois cas, le saut d'indice vaut $\Delta n = 10^{-5}$ RIU. Les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la figure 94.

Les résultats que nous venons de présenter montrent directement l'avantage offert par les BSW vis à vis de la sensibilité en longueur d'onde S_λ et de la détection de gaz (modes très sensibles aux variations d'indice de l'air). La figure 96 montre la phase à la résonance associée à chacun des cas précédemment décrits.

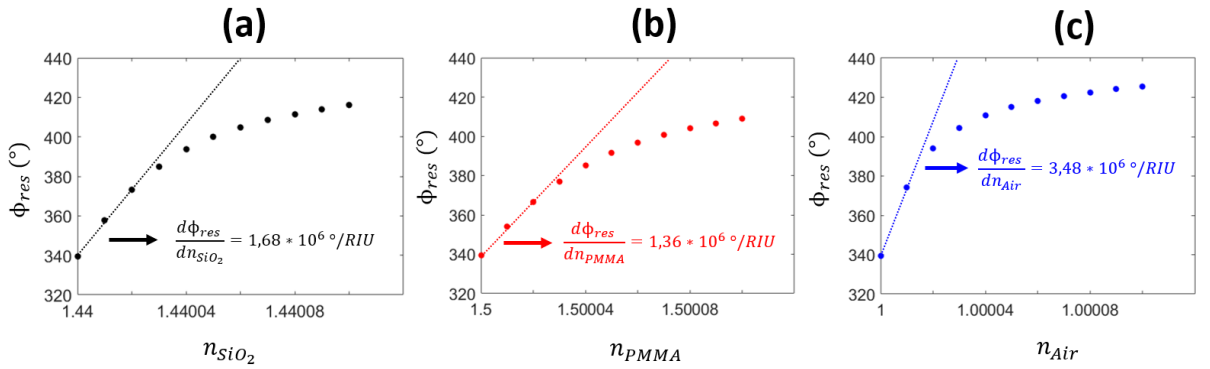


FIGURE 96 – Phase à la résonance pour une faible variation des indices de la structure BSW. (a), (b), (c) Variation respective pour la couche en SiO_2 du DBR, pour la couche en PMMA ainsi que pour l'air entourant la structure ($Q = 1253$, $|r_{min}| = 0.0139$).

Les droites noires, rouges et bleues sont associées aux zones linéaires de fonctionnement du capteur. Une fois ces zones dépassées, on observe le phénomène de saturation. En effet,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

selon la sensibilité du transducteur, il arrive un moment où les perturbations sont trop intenses et conduisent à ce que la longueur d'onde d'excitation ne soit plus sur la gamme de longueurs d'onde correspondant à la variation de phase (figure 94-b-e-h). En effet, pour maximiser la sensibilité en phase, la longueur d'onde incidente doit être initialement fixée à celle de résonance. Or, lorsqu'une variation d'indice a lieu le spectre se décale et la longueur d'onde d'excitation devient différente de la longueur d'onde de résonance. Par conséquent, l'expérimentateur se retrouve dans une zone non-sensible des courbes de la figure 94-b-e-h et la phase ne varie alors que très peu. Une solution pour limiter la saturation serait donc de faire varier entre chaque mesure la longueur d'onde du laser d'excitation dans le but que celle-ci correspondent à chaque fois à λ_{res} (au risque de voir $|r_{min}|^2$ varier légèrement).

À partir des portions linéaires des courbes 96-a-b-c, il est finalement possible d'extraire les sensibilités en phase correspondantes $S_\phi = \frac{d\phi_{res}}{dn}$. Celles-ci sont comparables voir même dépassent l'état de l'art [77, 105, 111] :

$$S_\phi(SiO_2) = 1.68 \times 10^6 \ °/\text{RIU} \tag{90}$$
$$S_\phi(\text{PMMA}) = 1.36 \times 10^6 \ °/\text{RIU} \tag{91}$$
$$S_\phi(\text{air}) = 3.48 \times 10^6 \ °/\text{RIU} \tag{92}$$

On constate finalement que $\frac{S_\phi(\text{air})}{S_\phi(SiO_2)} \approx \frac{S_\lambda(\text{air})}{S_\lambda(SiO_2)}$: l'amélioration de la sensibilité en phase est donc dans ce cas directement liée à l'augmentation de la sensibilité en longueur d'onde S_λ. Ces résultats montrent que dans le cas des BSW c'est bien l'indice de l'air environnant qui joue le rôle le plus important sur la sensibilité en phase.

Nous allons maintenant, montrer que les structures BSW peuvent être optimisées de manière à améliorer drastiquement leurs performances en terme de détection.

4.2 Optimisation des BSW pour une application de capteur de gaz ultrasensible

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que la distribution spatiale du champ électrique des BSW induit une bonne sensibilité en longueur d'onde vis à vis d'une variation de l'indice de l'air proche du transducteur. Nous allons dans cette seconde section, nous concentrer sur l'optimisation des structures en vue d'obtenir des sensibilités en phase extrêmes. Nous allons notamment voir, au même titre que pour les modes Tamm chapitre 2 et 3), que le premier terme de l'équation 88 ($\frac{d\phi_{res}}{d\lambda_{res}}$) peut lui aussi être drastiquement augmenté par le biais de singularités de phase (couplage critique) de manière à conduire à des sensibilités en phase extrêmes.

4.2.1 Couplage critique pour les modes Bloch Surface Wave

Nous avons vu dans la section 2.2.1 que la théorie des modes couplés temporelles adaptée au cas des résonateurs Tamm conduit à déterminer une équation analytique pour le coefficient de réflexion r ainsi que la phase à la réflexion ϕ. Il est possible de montrer que les BSW peuvent être modélisés par le même type de résonateur à une modification près. En effet, dans le cas des Tamm, la présence de métal dans la cavité induit des pertes par absorption associées à τ_{diss}. En revanche, les BSW se trouvent au sein de structures

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

diélectriques dont les pertes par absorption sont négligeables (absorption très faible des matériaux à ces longueurs d'onde : $\kappa_{Si} \approx \kappa_{PMMA} \approx 10^{-7}$). Par conséquent, la même démarche que présentée dans la section 2.2.1 du chapitre 2 peut être utilisé à condition de considérer cette fois-ci non plus les pertes par absorption mais celles associées à la transmission de la structure (τ_{diss} remplacé par τ_{trans}) [167].

Après la prise en compte de cette modification, le coefficient de réflectivité associé aux BSW peut finalement s'écrire :

$$r(\omega) = r_u \cdot \frac{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{trans}} - j \cdot (\omega - \omega_{res})}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{trans}} + j \cdot (\omega - \omega_{res})} \tag{93}$$

De nouveau, en évaluant l'équation 93 en $\omega = \omega_{res}$, on obtient la réflectivité minimum r_{min} :

$$r_{min} = r(\omega_{res}) = r_u \cdot \frac{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{trans}}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{trans}}} \tag{94}$$

On retrouve alors les trois cas de figure correspondants au sur-couplage ($\frac{1}{\tau_{rad}} > \frac{1}{\tau_{trans}}$, r_{min} positif), au sous-couplage ($\frac{1}{\tau_{rad}} < \frac{1}{\tau_{trans}}$, r_{min} négatif) ou bien entre ces deux régimes, le cas $\tau_{rad} = \tau_{trans}$. Il s'agit de nouveau du phénomène de couplage critique conduisant à $r_{min} = 0$ (et cette fois-ci à $t_{max} = 1$). La condition de couplage critique associée aux modes BSW s'écrit finalement :

$$\tau_{rad} = \tau_{trans} \tag{95}$$

Il est également possible à partir de l'équation 93 d'obtenir la phase à la réflexion associée à chacun des régimes (sur/sous couplage, couplage critique). Celles-ci s'écrivent de manière similaire à ce que nous avons vu dans la section 2.2.1. La phase réfléchie dans le cas du sur-couplage s'écrit par exemple de la manière suivante :

$$\phi = -atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_{trans}}}\right) - atan\left(\frac{\omega - \omega_{res}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{trans}}}\right) + \phi_u \tag{96}$$

Avec le même raisonnement que celui décrit dans les sections 2.2.1 et 2.2.2, nous pouvons obtenir les relations analytiques donnant la variation de la phase à la résonance en fonction de la longueur d'onde ainsi que la sensibilité en phase au voisinage de la résonance pour le cas des BSW :

$$\frac{d\phi}{d\omega_{res}} = -\frac{2}{\omega_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \tag{97}$$

$$S_\phi = \frac{d\phi}{d\omega_{res}} \cdot \frac{d\omega_{res}}{d\lambda_{res}} \cdot S_\lambda = \frac{2}{\lambda_{res}} \cdot \frac{Q}{r_{min}} \cdot S_\lambda \tag{98}$$

Ces relations, identiques à celles trouvées dans le cas des modes optiques Tamm, nous permettent de mettre en lumière un deuxième avantage des BSW face aux Tamm. En effet, la relation 97 indique que la variation de la phase à la résonance en fonction de la pulsation (ou de la longueur d'onde) dépend linéairement du facteur de qualité Q. Or, le fait que les structures BSW ne comportent pas de métal offre la possibilité à ces modes d'atteindre de fortes valeurs pour le facteur de qualité ($\approx$ 10 fois plus que les modes

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Tamm). Les figures 97-a-b montrent ainsi que pour notre exemple, les résonances Tamm et BSW sont respectivement associées à des facteurs de qualité valant $Q = 94$ et $Q = 1253$. Par conséquent, on remarque sur les figures 97-c-d (et en cohérence avec la relation 97) que la variation de la phase à la résonance est drastiquement améliorée dans le cas des BSW (à $|r_{min}|$ et λ_{res} constant à $\approx 3\%$ près).

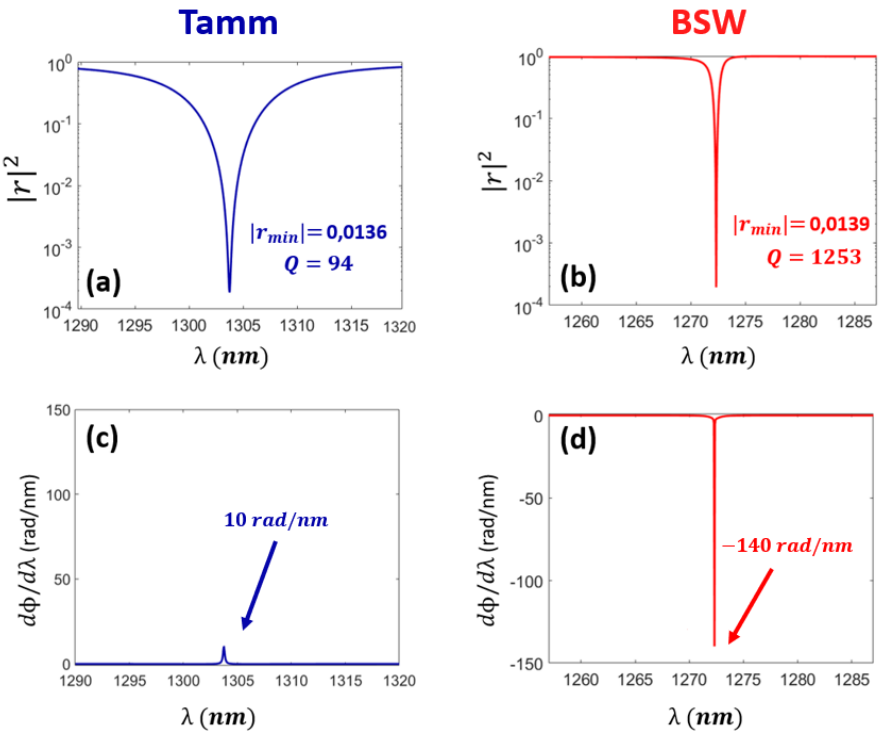


FIGURE 97 – Impact du facteur de qualité sur la variation de phase à la réflexion. (a) et (b) Spectres associés à un mode optique Tamm et à un BSW. (c) et (d) Variation de la phase en fonction de la longueur d'onde correspondant à (a) et (b). $a_{Tamm} = 660$ nm, $a_{BSW} = 1200$ nm. $h_{PMMA} = 300$ nm, $h_{Au} = 50$ nm, $w_{PMMA} = 590$ nm, $w_{Au} = 444$ nm.

Le facteur de qualité élevé de ces modes est donc un atout de plus des BSW en vue de leur interrogation en phase.

Au-delà du facteur de qualité, la relation 98 permet de constater que comme pour le cas des modes Tamm, le minimum de réflectivité $|r_{min}|$ est une grandeur qui peut servir de levier vis à vis de la sensibilité en phase. Nous allons maintenant voir qu'il est possible d'optimiser les structures BSW de manière à produire des résonances proches de points singuliers donnant lieu à des réflectivités extrêmement faibles.

4.2.2 Structuration périodique de la couche en PMMA

Nous avons vu que les modes BSW pouvaient se trouver en condition de couplage critique (CC) dans le cas où les pertes radiatives égaliseraient les pertes par transmission ($\tau_{rad} = \tau_{trans}$). Nous allons ici voir qu'il est de nouveau possible de structurer la matière de manière à trouver un jeu de paramètres géométriques permettant comme pour les Tamm de rapprocher les résonances BSW aux abords des points de CC.
La figure 98 montre le minimum de réflectivité en fonction du facteur de remplissage $FF = \frac{w}{a}$ associée à des résonances BSW pour une structure dont l'épaisseur de PMMA h_{PMMA} vaut 300 nm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

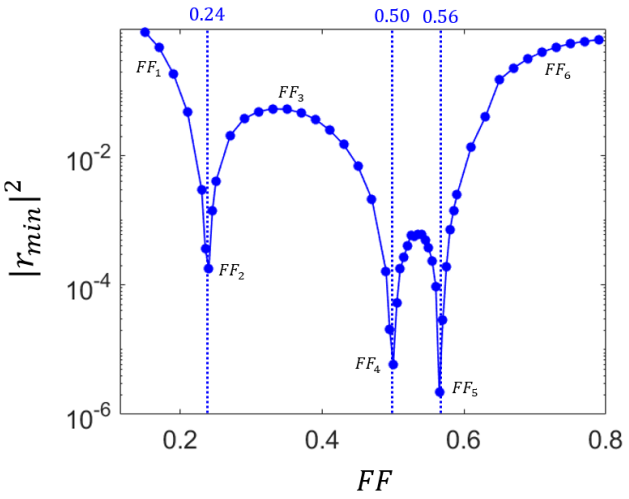


FIGURE 98 – Minimum de réflectivité en fonction du facteur de remplissage FF=w/a : $a = 1200$ nm, $h_{PMMA} = 300$ nm.

On remarque alors sur cette figure qu'il existe des facteurs de remplissage (ici $FF_2 = 0.24$, $FF_4 = 0.50$, $FF_5 = 0.56$) pour lesquels la réflectivité chute drastiquement : ce sont les points de couplage critique. De plus, on constate que, contrairement au cas des structures Tamm présentées en début de manuscrit, les BSW offrent trois points de CC et non deux.

Pour illustrer l'origine de cette différence, la figure 99 montre les courbes de dispersion obtenues par RCWA. On constate alors, au même titre que pour les modes Tamm, que les différents points de CC se situent soit sur une bande de dispersion de courbure négative ($FF < FF_4$), soit sur une bande à courbure positive lorsque le facteur de remplissage augmente (modification du couplage entre les modes propagatifs et contra-propagatifs) [168, 169]. La jonction entre les deux situations (illustrée par la courbe FF_4 de la figure 99) correspond alors au point où les deux bandes (courbure positive ou négative) se couplent. Ces singularités, appelées points exceptionnels (EP) sont de nature différente des points de couplage critique (physique non-hermitienne i.e dégénérescence de la partie réelle et complexe de la pulsation des modes). Leurs particularités ne seront pas abordées dans ce manuscrit, de plus amples informations pourront cependant être trouvées dans les références suivantes : [170, 171, 172, 173].

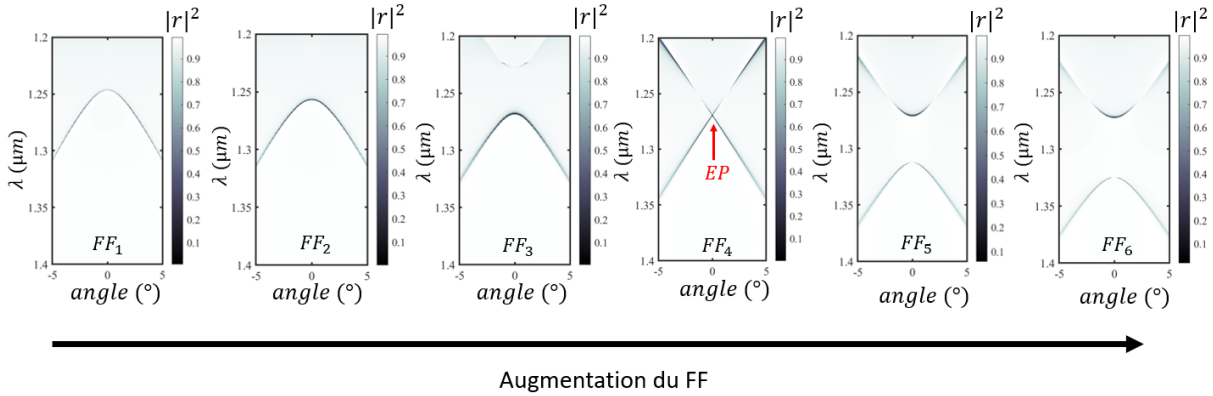


FIGURE 99 – Évolution de la dispersion des modes BSW en fonction du facteur de remplissage. $a = 1200$ nm, $h_{PMMA} = 300$ nm.

Bien qu'un débat existe toujours dans la littérature vis à vis de la pertinence de ces

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

points pour des applications capteurs (augmentation du bruit de mesure aux EP [174, 175, 176]), ce type de singularité resterait à l'avenir judicieux à étudier dans la mesure où les EP sont associés à une chute drastique de la réflectivité ainsi qu'à une variation brutale de la phase pouvant donner lieu à une augmentation significative de la sensibilité.

De manière à estimer l'impact de l'épaisseur de la dernière couche de PMMA vis à vis de l'accordabilité du couplage critique, nous avons tracé sur la figure 100 les minimum de réflectivité en fonction du FF et pour plusieurs valeurs de h_{PMMA} (a = 1200 nm). On constate avec cette figure que, quelle que soit l'épaisseur de PMMA, il existe des FF donnant lieu à des points où la réflectivité est très faible (couplage critique). En revanche, cette figure montre que la position de ces points varie fortement avec cette grandeur. En effet, un écart de 5 nm sur l'épaisseur de h_{PMMA} entraîne pour un même FF la variation de $|r^2_{min}|$ sur plus de 4 ordres de grandeur.

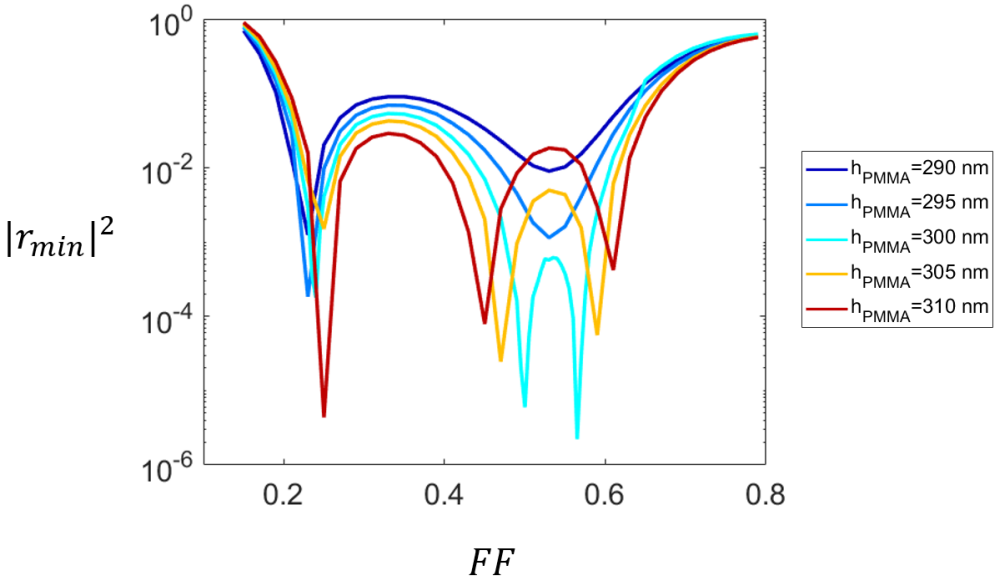


FIGURE 100 – Impact de l'épaisseur de PMMA sur le minimum de réflectivité des BSW.

De plus, on constate avec la figure 100 qu'il existe une différence entre le point de CC associé au faible facteur de remplissage (FF_2) et ceux à plus fort FF. En effet, on remarque que le premier point de CC est nettement moins sensible à une variation d'épaisseur de PMMA que les autres (CC et EP). Ce point de CC passe ainsi d'un FF valant 0.23 pour h_{PMMA} = 290 nm à 0.25 pour h_{PMMA} = 310 nm ($\frac{\Delta FF}{\Delta h_{PMMA}} = 0.001$ nm^{-1}). En revanche, on remarque, pour les deux autres singularités et pour une même variation de l'épaisseur de PMMA, qu'il se produit un décalage de 0.08 pour le FF ($\frac{\Delta FF}{\Delta h_{PMMA}} = 0.004$ nm^{-1}). Par conséquent, ce premier point de CC est 4 fois moins sensible à une variation des paramètres géométriques que ceux à plus fort FF. Enfin, on remarque sur la figure 100 que l'épaisseur de PMMA est en mesure (selon sa valeur) de faire fusionner l'EP et le point de CC associé au fort FF. En effet, on constate que plus l'épaisseur de PMMA diminue et plus ils se rapprochent jusqu'à n'en former qu'un en dessous de h_{PMMA} = 300 nm. On remarque alors que ce cas de figure donne lieu à des $|r_{min}|^2$ moins profond mais dont la valeur varie moins en fonction du FF.

En conclusion, bien que le premier point de CC soit moins sensible à ce paramètre géométrique, une attention particulière doit être portée sur l'épaisseur de polymère lors de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

la fabrication de l'échantillon sous peine d'obtenir des structures dont les FF ne correspondent pas aux points de couplage critique. Les résonances sont alors moins profondes et mènent *in fine* à une dégradation de la sensibilité en phase du transducteur.

Ici, le couplage critique donne de nouveau lieu à des variations abruptes de la phase à la résonance susceptibles d'améliorer les performances du capteur (figure 101-a-b). En effet, la figure 101-c montre la sensibilité en phase S_ϕ en fonction du minimum de réflectivité r_{min}. On remarque que l'expression analytique de S_ϕ (équation 41), adaptée au cas des BSW est de nouveau capable de décrire de manière suffisante le comportement de la sensibilité en phase associée aux modes optiques BSW. L'ensemble des remarques faites dans les sections 2.2.2 et 2.2.3 concernant les modes optiques Tamm et le CC restent donc valables pour le cas des BSW (intérêt du CC vis à vis de la sensibilité en phase).

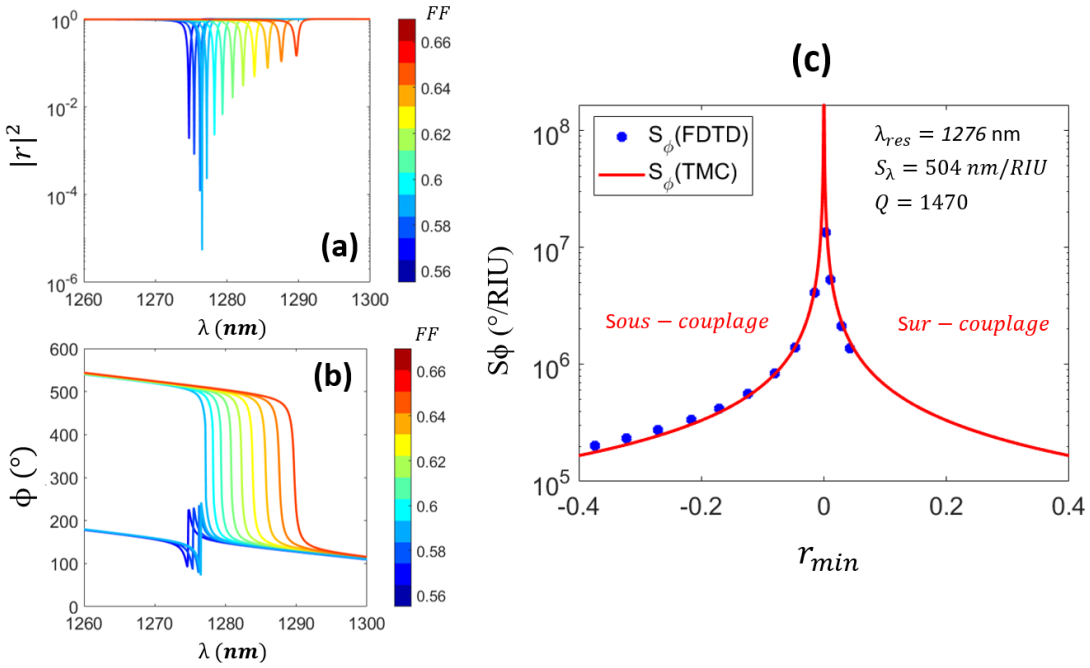


FIGURE 101 – Sensibilité en phase des modes BSW au voisinage du couplage critique. (a) Spectres BSW associés à des résonances des deux côtés du troisième point de couplage critique de la figure 98 (FF_5). (b) Phase à la réflexion correspondante. (c) Sensibilité en phase en fonction du minimum de réflectivité obtenue à partir de la FDTD et de la TMCT.

Notre démarche est donc dans la continuité de ce que nous avons présenté dans le cas des modes optiques Tamm. Il s'agit donc de structurer ($a < \lambda$) la couche de PMMA de manière à optimiser les pertes (cette fois-ci par transmission et non plus par absorption) du résonateur de sorte à approcher la résonance au plus proche du couplage critique.

4.2.3 Validation expérimentale de l'accordabilité des BSW au couplage critique

Dans le but de valider expérimentalement l'accordabilité des BSW avec le couplage critique, deux premières structures ont été fabriquées. Celles-ci se composent d'un DBR avec une alternance de 3 paires de Si/SiO_2 sur lequel se trouve une dernière couche de 260 nm de SiO_2 recouverte d'un réseau périodique 1D en PMMA.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Le premier échantillon (BSW1) contient des structures à différents FF (centrés sur FF=0.49 et FF=0.56) et dont les périodes sont $a = 1100$ nm, $a = 1200$ nm et $a = 1300$ nm ($h_{PMMA} = 280$ nm). Le deuxième échantillon BSW2 (toujours de FF centré sur 0.49 et 0.56) a quant à lui des structures dont les périodes sont de 1250 nm, 1300 nm et 1350 nm ($h_{PMMA} = 300$ nm). Ces deux échantillons ont été caractérisés optiquement à l'aide du banc de micro-réflectivité décrit dans la section 2.3 de ce manuscrit (figure 102). Les points de CC explorés expérimentalement correspondent aux FF_2 et FF_5 de la figure 98.

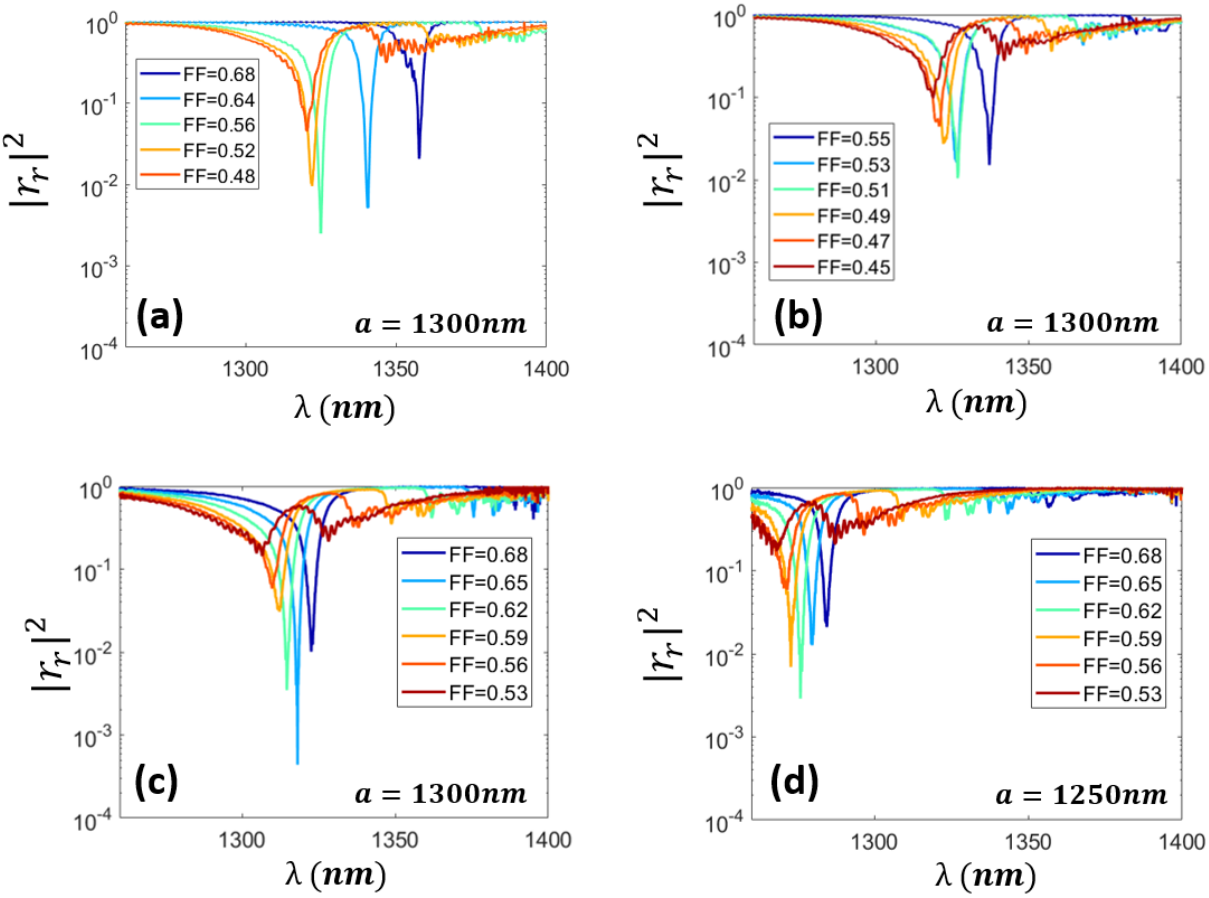


FIGURE 102 – Spectres de réflectivité de différentes structures BSW avec différents FF. (a) et (b) Spectres des BSW associés aux structures du premier échantillon (BSW1) pour des FF respectivement centrés sur 0.56 et 0.49 ($a = 1300$ nm et $h_{PMMA} = 280$ nm). Spectres associés aux structures du deuxième échantillon (BSW2) pour le FF centré sur 0.56 et pour des périodes de $a = 1300$ nm et $a = 1250$ nm ($h_{PMMA} = 300$ nm).

On constate sur ces 4 courbes (et en cohérence avec la figure 101) que la modification du facteur de remplissage permet de faire passer les résonances d'un côté puis de l'autre du point de couplage critique. Cette méthode est donc de nouveau pertinente en vue d'ajuster les BSW aux singularités de phase.
En revanche, on remarque que les structures fabriquées ne permettent pas de finement s'ajuster avec le CC, le minimum de réflectivité que nous avons mesuré vaut $|r_{min}|^2 = 4.3 \times 10^{-4}$. Cette lacune vient du pas de variation de FF que nous avons choisi. Celui-ci s'avère suffisamment large pour couvrir les deux côtés du couplage critique mais il n'est pas assez fin pour que les résonances soient aux abords directs du CC. En resserrant la gamme de facteurs de remplissage par exemple autour de $FF = 0.65$ et $FF = 0.62$ (figure 102-c), il serait possible d'obtenir des résonances dont le $|r_{min}|^2$ serait

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

meilleur.

De plus, le facteur de qualité expérimentalement mesuré est très largement inférieur à celui attendu par les simulations FDTD ($Q_{exp} = 115$, $Q_{FDTD} = 1470$). Bien que l'origine de cet écart ne soit pas encore connue, celui-ci pourrait s'expliquer par l'ajout de défauts (paramètres géométriques et indices réels de la structure) lors des étapes de fabrication. Ceux-ci auraient alors comme impact de limiter le confinement de la lumière et de donner lieu à des pertes ayant pour conséquence de dégrader la valeur de Q.

4.2.4 Mesure indirecte de la sensibilité en phase des BSW

Bien que l'utilisation de ces premières structures BSW pour des applications de capteur de gaz soit prévue, celles-ci n'ont, par manque de temps, pas pu être réalisées durant ma thèse. Nous avons cependant vu (figure 101) que le modèle analytique était théoriquement suffisant pour décrire le comportement de la sensibilité en phase de tel mode optique. Par conséquent, nous pouvons d'ores et déjà estimer la sensibilité en phase théorique attendue pour la structure BSW au spectre expérimental le plus prometteur (a=1300 nm et FF=0.650).

Pour ce faire, les paramètres du spectre expérimental associé au $|r_{min}|$ le plus bas (figure 102-c) ont été extraits puis implémentés dans l'équation 98. Néanmoins, les mesures de gaz n'ayant pas été réalisées, la sensibilité en longueur d'onde utilisée pour le calcul de la sensibilité en phase est celle obtenue à l'aide des simulations FDTD. De plus, les incertitudes concernant la longueur d'onde de résonance σ_λ et la phase σ_ϕ sont également inconnues. De par la proximité des valeurs expérimentales de Q et de $|r_{min}|$ trouvées pour les BSW et les Tamm, nous utiliserons les mêmes valeurs d'incertitudes pour ces nouvelles structures que pour les Tamm ($\sigma_\lambda = 9.4$ pm et $\sigma_\phi = 0.84$ °). Les estimations obtenues sont données dans le tableau suivant :

λ_{res} (nm)	r_{min}	Q	S_λ (nm/RIU)	S_ϕ (°/RIU)	LOD_λ (RIU)	LOD_ϕ (RIU)
1318	0.021	115	473	2.26×10^5	5.80×10^{-5}	1.12×10^{-5}

TABLE 4 – Estimation des performances de la structure BSW la plus sensible. $a = 1300$ nm, $FF = 0.650$.

Plusieurs remarques peuvent être faites :

— Premièrement, la sensibilité en phase estimée a pour valeur 2.26×10^5 °/RIU et la limite de détection 1.12×10^{-5} RIU. En comparant avec les capteurs similaires au nôtre que l'on trouve dans la littérature [77, 177, 105], on remarque que bien que la valeur de S_ϕ soit similaire voire même dépasse celles trouvées par d'autres équipes, la limite de détection estimée pour notre capteur reste elle, inférieure aux capteurs de l'état de l'art [178, 111, 179, 180]. Cet écart est principalement dû à l'incertitude de mesure associée à la détection de la phase ($\sigma_\phi = 0.84°$) ainsi qu'au facteur de qualité de nos structures (≈ 100). Il s'avère que notre bruit de mesure est environ 10 fois plus important que celui des capteurs similaires (interrogation en phase). Ce résultats confirme donc l'intérêt de le minimiser. En effet, dans le cas où nous aurions le même bruit de phase en condition de mesure (faisceau test sur la structure BSW) que lors des mesures que nous avons effectuées sur le miroir d'argent (σ_ϕ(miroir) $= 0.065°$), alors la LOD estimée serait de $LOD_\phi = 8.63 \times 10^{-7}$ RIU.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

et les performances de notre capteur deviendraient comparables à l'état de l'art actuel. Enfin, si les facteurs de qualité expérimentaux atteignaient ceux prévus par les simulations, la limite de détection deviendrait inférieure à 10^{-7} RIU et notre capteur serait alors compétitif pour bon nombre d'applications.

— Deuxièmement, on constate qu'en calculant de la même manière les limites de détection que dans le cas des Tamm, on retrouve une meilleure LOD pour les mesures associées à la phase ($LOD_\phi = 1.12 \times 10^{-5}$ RIU) que pour celles où l'on suit la longueur d'onde de résonance ($LOD_\lambda = 5.80 \times 10^{-5}$ RIU). Le gain d'un facteur ≈ 5 de LOD_ϕ vis à vis de LOD_λ confirme donc que l'utilisation de la ligne optique présentée dans le troisième chapitre de ce manuscrit serait de nouveau une méthode de mesures judicieuse d'un point de vue application capteur.

4.2.5 Mise en oeuvre expérimentale pour la mesure de gaz

Bien que la détection de gaz n'ait pas pu être réalisée durant ma thèse, les différents équipements nécessaires à ce type de mesure ont récemment été achetés et reçus. L'adaptation de ces équipements pour le système interférométrique est actuellement en cours de réalisation par les membres de l'équipe.

Pour la gestion des gaz et de leur dilution, le choix a été fait de se porter vers le Dynacalibrator Model 505 de la compagnie Vici Metronics (figure 103-a). Cet appareil commercial, basé sur la dilution de gaz par perméation, est capable de produire des concentrations allant de la fraction de ppb à la centaine de ppm pour divers types de gaz (précision de 1%). De plus, le Dyna 505 est en mesure de contrôler avec précision la température des gaz de sortie pour des températures allant de 30 °C à 110 °C avec une stabilité de 0.01 °C.
Le Dyna 505 est capable de prendre en charge une grande variété de gaz tel que le méthane, le dioxyde de carbone ou bien encore l'hélium. Dans la mesure où le capteur que nous développons n'a jamais été mis en place, nous avons choisi dans un premier temps de faire les mesures à l'aide d'un gaz non-toxique à faible concentration, à savoir l'éthanol.

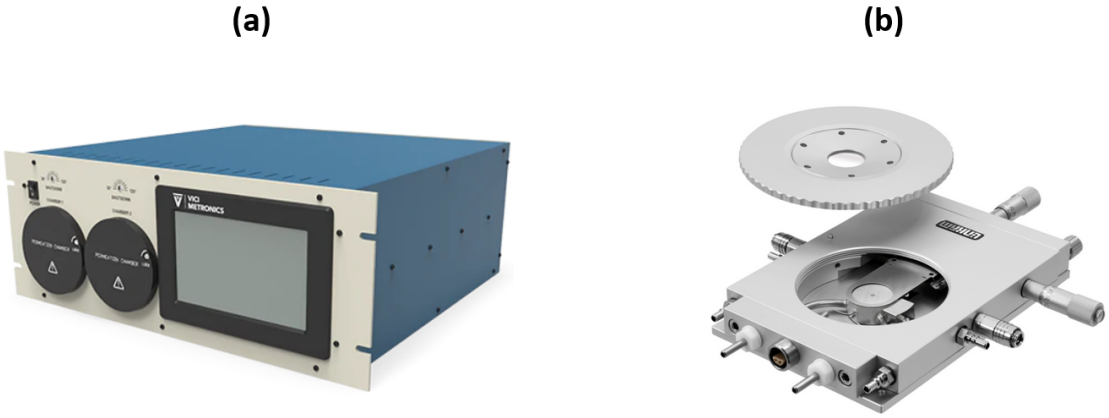


FIGURE 103 – Équipements utilisés pour les mesures de gaz à l'aide de la ligne interférométrique. (a) Dynacalibrator 505 permettant la dilution du gaz et (b) enceinte Linkam dans laquelle se trouvera l'échantillon BSW.

Une fois la concentration en gaz désirée obtenue à l'aide la chambre à perméation, celui-ci sera finalement injecté dans une cellule de la compagnie Linkam (figure 103). Cette

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

enceinte de confinement hermétique (dans laquelle le taux d'humidité pourra cette fois-ci être mesuré) accueillera alors l'échantillon qui sera simultanément exposé à des vapeurs d'éthanol ainsi qu'à la lumière incidente (grâce à une vitre transparente placée sur la face supérieure de la cellule Linkam). En plus de permettre l'exposition de l'échantillon aux vapeurs de gaz, l'enceinte Linkam permet de réguler thermiquement l'échantillon sur des températures comprises entre -195 °C et 320 °C avec une stabilité < 0.1 °C. Ce contrôle de la température permettra ainsi non seulement de stabiliser thermiquement l'échantillon (réduction du bruit de mesure) mais offrira également la possibilité de définir des températures de fonctionnement optimales pour les mesures de gaz.

4.3 Conclusion

En conclusion, ce 4ème chapitre nous a permis de présenter la démarche que nous avons adoptée pour passer de la réalisation d'un capteur de température (utilisation des modes optiques Tamm) à celui d'un capteur de gaz à haute performance.

Nous avons notamment vu les limites des modes optiques Tamm pour ce type de mesure (faible recouvrement du champ avec l'environnement et faible facteur de qualité). Ces premières remarques nous ont alors conduit à présenter les nouvelles structures entièrement diélectriques que nous allons utiliser. Nous avons vu qu'il s'agit de structures similaires à celles des Tamm mais dans lesquelles la couche de métal est remplacée par un réseau périodique en polymère non-absorbant (PMMA). Ce type de structure présente des modes optiques appelés Bloch Surface Wave (BSW) qui sont principalement localisés à l'interface entre le réseau périodique en PMMA et le miroir de Bragg (mode de surface). Nous avons alors vu que l'un des intérêts majeurs des BSW vis à vis des mesures de gaz repose sur le bon recouvrement entre le champ électrique et l'air proche de la surface (là où se trouvent les molécules cible).

Dans un second temps, nous avons vu que la même démarche utilisée que dans le cas des modes Tamm pouvait être employée pour les BSW : à savoir l'utilisation du couplage critique comme levier sur les performances du capteur. Nous avons alors vu que le modèle analytique basé sur la Théorie des Modes Couplés Temporelle (TMCT) présenté dans le second chapitre peut s'adapter au cas des BSW. Celui-ci offre de nouveau, la possibilité de mettre en lumière les paramètres clé impactant la sensibilité en phase de tels transducteurs. Nous avons notamment vu que la minimisation du minimum de réflectivité associé aux résonances pouvait encore servir à drastiquement augmenter la sensibilité en phase des BSW.

Nous avons ensuite montré par le biais de simulation numérique et de mesures expérimentales réalisées par micro-réflectivité sur des structures BSW fabriquées au laboratoire que la structuration périodique à l'échelle sub-longueur d'onde de la couche en PMMA reste une solution adaptée pour améliorer les performances du capteur. Des résonances où le $|r^2_{min}|$ varie de $\approx 10^{-1}$ à $\approx 10^{-4}$ ont ainsi été mesurées et ont permis de valider expérimentalement notre méthode d'ajustement des résonances BSW avec les points de singularités de phase correspondant au couplage critique.

Enfin, une dernière partie prospective nous a permis de mettre à profit notre modèle analytique pour estimer la sensibilité en phase de la structure BSW la plus prometteuse ($|r_{min}|$ le plus bas). Bien que l'analyse de ces résultats ne puisse être que qualitative de par

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

certaines données manquantes lors des calculs, nous avons vu que ce premier échantillon BSW pouvait potentiellement offrir une sensibilité en phase comparable à l'état de l'art avec néanmoins une limite de détection ($LOD \approx 10^{-5}$ RIU) supérieure à ce que l'on trouve dans la littérature ($10^{-7} < LOD < 10^{-8}$ RIU). Cela nous a alors permis de discuter de l'impact des incertitudes de mesure vis à vis de la LOD : une diminution du bruit de phase d'un facteur 10 serait ainsi capable de rendre notre capteur compétitif vis à vis des dispositifs affichant les meilleures performances que l'on trouve dans la littérature. Pour finir, la comparaison des limites de détection en longueur d'onde et en phase estimées a confirmé que l'interrogation en phase de ce type de nano-transducteurs était associée à de meilleures performances. Le système interférométrique que nous avons mis en place est donc de nouveau une méthode de mesure adaptée pour des applications de capteurs visant des limites de détection extrêmement faibles.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était de concevoir un capteur ultrasensible par interrogation en phase de nano-transducteurs optiques.
Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons traité des différentes approches basées sur l'utilisation de nano-transducteurs optiques que l'on trouve dans la littérature pour la réalisation de capteurs à haute sensibilité. Nous avons commencé par dresser une liste des principaux modes optiques associés à ce type de capteurs en donnant notamment les avantages et inconvénients qui leur sont associés.
Nous avons ensuite abordé les aspects concernant les différentes méthodes d'interrogations de ces nano-transducteurs. Nous avons alors vu que le mécanisme de transduction est principalement basé : soit sur la détection de l'intensité optique soit de sa phase. Les différences entre ces deux méthodes et leurs performances ont ensuite été discutées. Nous avons alors vu que des résonances proches de points singuliers dans le spectre appelés point de couplage critique (CC) étaient associés à une chute drastique de la réflectivité ($R \to 0$) ainsi qu'à une singularité de phase donnant lieu à variation extrêmement brutale de la phase à la résonance. Les résultats de la littérature à ce sujet ont ensuite montré qu'il existe un lien entre la sensibilité en phase et la proximité des résonances avec les points de CC. Nous avons finalement vu que l'interrogation en phase de structures présentant ce type de singularités était une solution adaptée en vue de réaliser un capteur aux performances extrêmes. C'est donc l'approche que nous avons choisi de suivre pour ce travail de thèse.

Dans le second chapitre, nous avons commencé par décrire les principales structures photoniques que nous avons étudiées dans ce manuscrit. Nous avons vu qu'il s'agit de modes optiques Tamm résonant à l'interface entre une couche métallique et un milieu diélectrique périodique. Nous avons alors discuté de l'accordabilité des résonances optiques Tamm avec les points de couplage critique et les premiers résultats numériques présentés ont permis de montrer la pertinence de mode optique Tamm proche de singularité de phase pour des applications de capteurs.
Cela nous a alors conduit à présenter notre modèle basé sur la Théorie des Modes Couplés Temporelle (TMCT) et qui a pour but de décrire de manière analytique le comportement de la sensibilité en phase de ce type de transducteurs proche du couplage critique. En cohérence avec la littérature, notre modèle a confirmé la relation inversement proportionnelle entre la sensibilité en phase S_ϕ et le minimum de réflectivité r_{min} (pertinence du CC). Au-delà de la réflectivité, notre modèle nous a également permis de discuter des grandeurs pertinentes à prendre en compte en vue d'augmenter S_ϕ. Des résonances à forts facteurs de qualité Q, à fortes sensibilités en longueurs d'onde S_λ et à faible longueur d'ondes de résonances doivent ainsi être visées pour s'assurer de maximiser les performances des modes optiques Tamm.
La difficulté d'ajuster les résonances Tamm aux points de couplage critique a ensuite été discuté et nous à conduit à présenter la méthode originale que nous proposons. Il s'agit de structurer la couche métallique à l'échelle sub-longueur d'onde et de manière périodique en vue de moduler finement la dispersion des modes Tamm et de favoriser l'apparition de résonances proche de singularités.
Après avoir été fabriquées, les premières structures Tamm nano-structurées ont été caractérisées à l'aide d'un banc de micro-réflectivité capable d'en extraire le spectre de réflexion. Les résultats ont finalement permis de valider notre méthode d'accordabilité

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des résonances aux points de CC. Nous avons ainsi montré que nous sommes en mesure de moduler le minimum de réflectivité $|r_{min}|^2$ sur plus de 4 ordres de grandeurs. De plus, ces premières mesures nous ont permis de sélectionner 3 structures plus ou moins proches de la singularité et qui plus tard ont été utilisées en vue de quantifier l'impact de la proximité des résonances avec les points de CC vis à vis de la sensibilité en phase.

Dans un troisième chapitre, nous avons présenté nos résultats concernant l'interrogation en phase des structures Tamm proches de singularités de phase. Pour ce faire, nous avons commencé par décrire le principe et la mise en place du système interférométrique spécialement dédié permettant de faire les mesures. Nous avons vu que celui-ci repose sur les interférences d'Young dont l'étude de l'interférogramme permet d'extraire la phase du signal recherché. Cette ligne optique a la particularité d'implémenter un module holographie donnant lieu à la génération de deux faisceaux Gaussiens aux paramètres bien précis et dont la phase de l'un d'eux est modulée dans le temps. Des mesures de phase réalisées sur un miroir d'argent ont alors permis de valider notre interféromètre ainsi que quantifier ses performances. Celui-ci est finalement capable de détecter la phase réfléchie avec une précision comparable voir dépassant les performances des dispositifs similaires que l'on trouve dans la littérature et ce, même pour des r_{min} très bas (10^{-5}).
Une fois caractérisé, ce système interférométrique a ensuite été utilisé non plus sur un miroir d'argent, mais cette fois-ci sur les transducteurs Tamm sélectionnés dans le second chapitre (plus ou moins proches du couplage critique). Les résultats obtenus ont alors permis de faire plusieurs constats :

- Premièrement, l'interrogation en phase en vue d'une application de capteur en température du transducteur Tamm le plus prometteur a donné lieu à des sensibilités en phase allant jusqu'à $S_\phi = 31.9$ °/°C ainsi qu'à une limite de détection en phase LOD_ϕ de 0.079°C. Ces résultats ont alors montré que les performances de notre méthode sont comparables voir même dépassent celles associées aux capteurs de température basés sur l'interrogation en phase de structures Tamm que l'on trouve dans la littérature [101]. De plus, l'étude des limites de détection en intensité et en phase (pour le même transducteur) a montré que cette deuxième grandeur pouvait offrir de meilleures performances que le suivi de la longueur d'onde de résonance.

- Deuxièmement, l'étude des 3 structures Tamm au $|r_{min}|^2$ plus ou moins bas (i.e plus ou moins proches du CC) a permis de montrer expérimentalement la pertinence des singularités vis à vis de la sensibilité en phase du transducteur. En passant ainsi de $S_\phi = 0.7$ °/°C à $S_\phi = 4.8$ °/°C puis à $S_\phi = 31.9$ °/°C et en donnant lieu à des limites de détection allant de $LOD_\phi = 1.32$ °C à $LOD_\phi = 0.079$ °C, nous avons finalement montré que notre méthode d'accordabilité des résonances Tamm aux points de CC basée sur la structuration à l'échelle nanométrique de la matière est une voie judicieuse pour obtenir un capteur de température aux performances comparables à l'état de l'art pour ce type de transducteur.

Les résultats donnés dans le troisième chapitre de ce manuscrit ont permis de valider expérimentalement le modèle analytique TMCT qui a été discuté dans le chapitre 2. Celui-ci peut donc servir pour concevoir des transducteurs en s'assurant d'optimiser chacun des paramètres pouvant influencer la sensibilité en phase de mode Tamm proche de singularité.
L'ensemble des résultats fournis dans les chapitres 2 et 3 ont ainsi permis de valider

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

notre approche visant à combiner un interféromètre original et à haute stabilité avec des nano-transducteurs ultrasensibles ajustés proche de singularité de phase en vue d'une application de capteurs de température.

En gardant cette approche, le quatrième chapitre de ce manuscrit nous a permis de discuter d'un autre type de transducteur tout diélectrique basé sur les Bloch Surface Wave (BSW) et dont les propriétés optiques sont pertinentes pour la réalisation d'un capteur de gaz ultrasensible.
Il a notamment été montré que les BSW pouvaient au même titre que les modes optiques Tamm être ajustés proche de point de couplage critique et de la singularité de phase qui y est associé. Cet ajustement des résonances avec le CC peut de nouveau être effectué par le biais de la structuration périodique à l'échelle sub-longueur d'onde de la matière. Les résultats de caractérisation optique par micro-réflectivité obtenus sur les premières structures BSW ont ainsi expérimentalement montré que notre approche pouvait conduire à ajuster le minimum de réflectivité des résonances BSW sur 4 ordres de grandeurs.
Bien que l'interrogation en phase des structures BSW pour une application de capteur de gaz n'ait pas été réalisée durant cette thèse, le modèle TMCT adapté à ce type de mode optique a permis de faire une première estimation quantitative des performances qui peuvent en être attendues en terme de sensibilité en phase et de limite de détection. Bien que ces résultats pour notre capteur prévoient des performances inférieures à l'état de l'art à ce sujet ($S_\phi = 2.26 \times 10^5$ °/RIU et $LOD_\phi = 1.12 \times 10^{-5}$ RIU). Ces premières conclusions nous ont permis de montrer la pertinence de notre approche d'interrogation en phase de structures BSW proches de singularités en vue d'une application de capteur de gaz.

Perspectives

Plusieurs perspectives sont envisageables pour la suite de ces travaux. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories : premièrement, les améliorations possibles concernant la méthode de mesure interférométrique (travail sur la ligne optique pour diminuer σ_ϕ) et deuxièmement celles pouvant être apportées aux nano-transducteurs eux-mêmes (augmentation de S_ϕ).

Concernant la ligne optique :

- Premièrement, une amélioration possible pour la ligne optique serait de mettre à profit le module holographique dans le but de réaliser le multiplexage des mesures (plusieurs mesures effectuées simultanément). En effet, bien que le module holographique nous ait servi jusqu'à présent à générer deux faisceaux Gaussiens, il pourrait à l'avenir être en capacité de produire un plus grand nombre de faisceaux. Au prix d'une plus grande quantité de calculs et de la conception d'un algorithme adapté, cela nous permettrait alors en gardant la même méthode (génération de faisceaux de références et de tests) de procéder à l'interrogation en phase simultanée de multiples nano-transducteurs.

- Deuxièmement, une autre possibilité pour tenter de réduire le bruit de mesure consisterait à faire une analyse fine de l'impact de la ligne optique vis à vis du front d'onde de la lumière incidente sur le transducteur. En effet, il n'est pas exclu que les hologrammes soient légèrement modifiés (ajout de bruits d'amplitude et de phase) lors de leur passage à travers les différents composants optiques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Or, un avantage de produire les faisceaux à l'aide d'un système holographique réside dans le fait que nous puissions générer des fronts d'ondes qui prennent en compte en amont les perturbations que subira plus tard la lumière. De cette manière, nous pourrions nous assurer d'être au plus proche du profil visé dans le plan de l'échantillon et tenter de produire des mesures dépassant les limites de détection actuelles.

- Enfin, une autre amélioration de la ligne optique en cours de développement au sein de mon équipe concerne l'utilisation d'une caméra haute résolution pour remplacer la photodiode de mesure (PD2). Cette ajout pourrait ainsi permettre de mesurer le diagramme de rayonnement de la structure mais aussi la phase à la réflexion dans l'ensemble du plan (x,y) de l'échantillon. Nous pourrions donc choisir et explorer de manière plus précise les zones sensibles du transducteur.

Concernant les nano-transducteurs photoniques :

- Pour augmenter la sensibilité en phase du transducteur dans le cas de détection de gaz, plusieurs solutions sont possibles. L'une d'elles, que nous n'avons pas abordée dans ce manuscrit, mais qui est actuellement en cours de développement dans l'équipe qui m'a accueilli, repose sur l'utilisation de matériaux poreux. L'équipe de Marco Abbarchi et David Grosso a par exemple montré qu'ils étaient capables d'atteindre des sensibilités en longueur d'onde allant jusqu'à $S_\lambda = 4470$ nm/RIU pour la détection de l'IPrOH (isopropanol) [181]. De tels résultats ont été obtenus dans une structure composée d'une couche de titane nanostructurée encapsulée dans une couche de silice poreuse déposée par voie sol-gel. Ce type de matériaux poreux a la particularité de comporter des micro-pores favorisant l'interaction entre la lumière et la structure. La surface d'interaction entre le champ résonant et le gaz présent dans le transducteur est ainsi drastiquement augmentée et cela conduit à de fortes sensibilités en longueur d'onde. L'utilisation de ce type de matériaux nous permettrait ainsi de concevoir des capteurs optimisés pour le type de détection que nous visons (mesure de gaz). Dans le cas du développement technologique effectué par l'équipe à laquelle j'appartiens, le matériau poreux principalement étudié est la silice via un procédé sol-gel, la taille des pores et d'environ 10 nm. Une fois ce matériau déposé sous forme d'une couche mince, les cristaux photoniques sont réalisés par nano-impression. Des mesures utilisant ces structures pour la détection de vapeurs d'éthanol vont ainsi prochainement être effectuées.

- Une deuxième piste concernant l'amélioration des performances du transducteur consiste à choisir un matériau sensible dont la réponse est spécifique à un type de gaz donné. En effet, l'une des problématiques non-traitée dans ce manuscrit repose sur le fait qu'une multitude de paramètres peut modifier l'indice de réfraction d'une structure (température, pression, humidité, présence de gaz, etc.). Par conséquent, lors d'une mesure, il peut être délicat de s'assurer de bien détecter une variation optique relative à la grandeur que l'on cherche à étudier. Dans le cas des mesures de gaz, il peut par exemple être nécessaire de détecter la présence d'un gaz particulier dans un mélange. Pour ce faire, il a déjà été montré que certains matériaux réagissent de manière plus ou moins intense en présence de différentes molécules. Par exemple, Liu et son équipe ont montré à l'aide d'un capteur à fibre optique que la silice est un matériau sensible pour l'ammoniac (NH_3) [182]. En revanche, la silice peut interagir

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

avec d'autres type de gaz et n'est donc pas spécifique à NH_3. Pour contourner cette contrainte, Tang et son équipe ont quant à eux utilisé un matériau composé d'oxyde de fer et de silice qui ont été dopés avec des particules d'argent [183]. Le capteur ainsi fabriqué permet de mesurer des concentrations allant jusqu'à 100 ppb et de manière hautement spécifique (le capteur ne réagit que très peu à d'autres gaz). Au-delà des mesures pour l'ammoniac, d'autres matériaux ont été développés : on trouve ainsi des travaux concernant des structures composées d'oxyde d'étain poreux SnO_2 dans une matrice de silice pour la détection jusqu'à 5 ppm des gaz type NO_x (NO, NO_2, N_2O) [184], ou bien encore d'oxyde d'étain dopé au nickel pour la détection spécifique de dioxyde de soufre SO_2 [185]. Malgré tout, les capteurs que nous venons d'aborder ne sont majoritairement pas des capteurs optiques mais électriques (mesure de la résistance électrique du matériau). En conséquence, bien que la spécificité des matériaux qu'ils utilisent soit encourageante, il serait néanmoins nécessaire de valider cette approche pour une solution optique. L'ajout d'un matériau spécifique à nos structures photoniques nous permettrait finalement, en gardant la même méthode que présentée dans ce manuscrit (interrogation en phase de transducteurs proches de singularités), d'être en mesure de réaliser un capteur à la fois hautement performant, mais également spécifique à une molécule de gaz donnée.

- Enfin, bien que nos travaux se soient concentrés sur l'étude du couplage critique à des fins d'applications capteurs, d'autres types de singularités pourraient également être utilisées pour augmenter la sensibilité du transducteur. Nous pouvons notamment citer les points exceptionnels (EP abordé dans la section 4.2.2) ou bien encore les "Bound states In the Continuum" ou BIC [186, 187]. Ce type de singularité fait référence à des modes résonants dont le facteur de qualité peut théoriquement tendre vers l'infini (confinement total et intense de la lumière). Nous avons vu dans ce manuscrit qu'un facteur de qualité élevé entraîne une augmentation de la variation de la phase par rapport à la longueur d'onde $\frac{d\phi}{d\lambda}$. La sensibilité en phase étant directement proportionnelle à cette quantité, les BIC pourraient ainsi conduire à drastiquement améliorer les performances du transducteur. Les travaux d'Ahmet A. Yanik ont par exemple montré que des résonances plasmoniques proches de BIC pouvaient conduire à l'observation d'une mono-couche de protéine A/G [188]. Au-delà des applications des BIC dans le domaine de la biologie, ce type de singularités a également permis de fabriquer des capteurs de température [189, 190] ou bien encore d'indice de réfraction [191, 192]. Bien que non-abordés dans ce manuscrit, les structures Tamm mais aussi les BSW présentent également des BIC, l'optimisation des résonances proches de ces points est ainsi une alternative prometteuse en vue d'améliorer les performances de tels transducteurs pour des applications capteurs.

Au-delà des améliorations que l'on peut apporter aux transducteurs ou à la ligne optique, nos travaux ont également ouvert la voie à la production d'un modèle théorique complet visant à décrire pour chaque type de mesure (mesure en intensité, spectrale ou en phase) la limite de détection attendue pour le capteur. Cette modélisation pourrait ainsi permettre à toute personne cherchant à concevoir un capteur photonique, de déterminer la méthode de mesure la plus adaptée en fonction des appareils de mesure disponibles et des propriétés optiques du transducteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des figures

1 Exemple de capteurs commerciaux utilisés pour mesurer la présence de gaz [1]. . . . 12
2 Couplage de la lumière avec les modes SPR. . . . 17
3 Réponse optique des modes SPR. . . . 18
4 Mécanisme de transduction basé sur le décalage spectral d'une résonance dû à une variation d'indice (passant de n_i à n_f) du transducteur ou de son environnement proche. . . . 19
5 Images MEB de différents types de nanoparticules associées aux capteurs type LSPR. . . . 20
6 Schéma illustrant la méthode d'excitation des LSRP [40]. . . . 20
7 Description d'une fibre optique à saut d'indice. . . . 22
8 Structure élémentaire d'un capteur à fibre optique. . . . 22
9 Description d'un capteur à fibre optique FBG. . . . 23
10 Exemples de structures photoniques supportant un mode WGM. . . . 24
11 Mécanisme de transduction associé aux capteurs WGM. . . . 25
12 Schéma de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D [74]. . . . 26
13 Images MEB de cristaux photoniques 2D fabriqués par écriture laser. . . . 27
14 Description d'un cristal photonique type miroir de Bragg. . . . 27
15 Génération d'un mode résonant dans un miroir de Bragg. . . . 28
16 Mécanisme de transduction pour un cristal photonique. . . . 29
17 Schéma des phénomènes de réflexion, de transmission et d'absorption associés à la rencontre d'une onde électromagnétique avec un dioptre . . . 31
18 Résonance de Fano et impact du paramètre d'asymétrie. . . . 33
19 Mécanismes de transduction associés à l'étude de spectres de réflexion (wavelength interrogation = intérêt pour λ_{res} et intensity interrogation = intérêt pour la valeur de la réflectivité à une longueur d'onde) [34]. . . . 34
20 Mécanisme de transduction lors de l'interrogation en phase d'un nanotransducteur dont l'indice varie. . . . 36
21 Exemples de lignes interférométriques permettant une détection précise de la phase réfléchie sur un nano-transducteur. . . . 38
22 Spectres associés au couplage critique au sein d'un cristal photonique. . . . 39
23 Mécanisme d'accordabilité des résonances aux points de couplage critiques. 40
24 Méthodes d'adaptation de résonances photoniques aux points de couplage critique. . . . 41
25 Saut de phase de la lumière réfléchie proche de point de couplages critiques dans une structure SPR [129]. . . . 42
26 Réponse optique et sensibilité en phase de mode SPR plus ou moins proches de point de couplage critique [120]. . . . 43
27 Description optique des structures Tamm. . . . 48
28 Distribution du champ électrique $|E_y|$ et dispersion $\lambda(\theta)$ d'un mode optique Tamm (planaire) excité autour de l'incidence normale. . . . 49
29 Simulations FDTD de la réflectivité en intensité ainsi que de la phase à la réflexion d'un mode optique Tamm pour différents paramètres de la structure. 50
30 Variation de la réponse optique d'une structure Tamm planaire en fonction de l'épaisseur d'or h_{Au}. . . . 51
31 Variation de la réponse optique d'une structure Tamm planaire en fonction de l'épaisseur h_{Si} de la dernière couche du miroir de Bragg. . . . 51

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

32 Schéma associé à un résonateur type Tamm modélisé par la théorie des modes couplés temporelle. . . . 54
33 Sensibilité en phase des modes optiques Tamm (structure planaire) au voisinage du couplage critique. . . . 58
34 Schéma des différentes configurations des structures Tamm. . . . 60
35 Conséquence de la structuration périodique de la couche métallique sur la dispersion des modes Tamm. . . . 60
36 Réponse des modes optiques Tamm pour différentes valeurs du facteur de remplissage FF. . . . 61
37 Minimum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. . . . 63
38 Minimum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour des résonances hors point de CC. . . . 64
39 Schéma des différentes étapes de fabrication conduisant aux Tamm nano structurés. . . . 65
40 Image MEB du premier échantillon Tamm. . . . 66
41 Extraction expérimentale des largeurs de tiges associées aux structures Tamm. 66
42 Variabilité de la largeur des tiges métalliques. . . . 67
43 Image MEB de la structure T_1 de la figure 41. . . . 68
44 Schéma du banc optique de micro-réflectivité utilisé pour les mesures sur les structures Tamm. . . . 69
45 Réflectivité d'un mode optique Tamm obtenue à partir du banc de micro-réflectivité. . . . 70
46 Réflectivité en intensité associée à une structure Tamm pour différentes conditions de polarisation du champ électrique. . . . 71
47 Spectres Tamm pour différentes résolutions de l'analyseur de spectre (OSA). 72
48 Spectre de réflectivité expérimentale d'une structure Tamm de période $a = 660$ nm et de largeur de tiges métallique $w = 460$ nm (FF=0.70, $h_{Au} = 50$ nm). . . . 73
49 Caractérisation optique du premier échantillon Tamm à l'aide du banc de micro-réflectivité. . . . 74
50 Caractérisation optique du deuxième échantillon Tamm à l'aide du banc de micro-réflectivité. . . . 75
51 Structures Tamm sélectionnées pour les mesures de phase. . . . 75
52 Schéma de l'enregistrement et de la lecture d'un hologramme. . . . 79
53 Schéma du principe de la méthode des interférences d'Young pour l'interrogation en phase de nanostructures. . . . 80
54 Illustration d'un DMD-SLM. . . . 85
55 Processus de génération des hologrammes. . . . 86
56 Encodage des hologrammes. . . . 87
57 Schéma de principe du système interférométrique. . . . 88
58 Processus de filtrage spatial des hologrammes. . . . 88
59 Mise en forme des faisceaux. . . . 89
60 Interféromètre expérimental permettant l'interrogation en phase de nano-transducteurs. . . . 90
61 Faisceaux Gaussiens et franges d'interférence expérimentales obtenus grâce au module holographique. . . . 92
62 Signal interférométrique démodulé. . . . 93
63 Stabilité dans le temps de la phase démodulée mesurée sur un miroir d'argent. 94
64 Stabilité de la phase démodulée sur des temps de une minute. . . . 94

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

65 Stabilité dans le temps de l'amplitude démodulée et normalisée par le signal de la PD1. 95
66 Système de chauffage : contrôleur de température (CT). 96
67 Calibration de la température de l'échantillon : images infrarouges de l'échantillon Tamm pour 8 températures du CT. 97
68 Température effective de l'échantillon en fonction de celle imposée sur le contrôleur de température. 97
69 Images infrarouges de l'échantillon prises toutes les 5 secondes lorsque la température de consigne passe de $T_{CT} = 55$ °C à $T_{CT} = 60$ °C 98
70 Cinétique du chauffage de l'échantillon Tamm. Température effective de l'échantillon dans le temps pour différentes températures de consigne du CT (de 30 à 65 °C). 98
71 Évolution de la longueur d'onde de résonance Tamm en fonction de la température (1 mesure = 30 secondes) et écart-type associé à l'extraction de la longueur d'onde de résonance (FF=0.70 et $a = 1200$ nm). 99
72 Sensibilité en longueur d'onde de la structure Tamm au $|r_{min}|$ le plus bas. . 100
73 Image IR d'une structure Tamm pour deux configurations de la longueur d'onde d'excitation. 102
74 Signaux mesurés par le photodétecteur pour deux configurations de la longueur d'onde d'excitation. 102
75 Image IR d'une structure Tamm selon la polarisation d'excitation. 103
76 Alignement du photodétecteur (PD2) avec la frange la plus brillante de l'interférogramme grâce au filtre spatial PH. 103
77 Image IR d'une structure Tamm avant puis après mise en route du système de chauffage. 104
78 Mesure de référence pour l'extraction de la réflectivité. 105
79 Signal interférométrique démodulé correspondant à l'interrogation en phase d'une structure Tamm. 106
80 Impact de la position du détecteur sur la sensibilité en phase du capteur. . 107
81 Phase démodulée pour 5 paliers de température. 108
82 Phase démodulée en fonction du temps pour la structure Tamm la plus sensible (FF=0.70). 109
83 Variation de la phase démodulée lors d'une variation de températures des 3 structures Tamm plus ou moins proches du couplage critique. 110
84 Sensibilité en phase en fonction de $|r_{min}|$. 110
85 Mesure des spectres complexes à l'aide du système interférométrique. . . . 112
86 Impact d'une réflectivité ultra basse sur le bruit de phase. 113
87 Réflectivité ultra profonde et saturation de la phase. 114
88 Distribution spatiale de la norme du champ électrique (normalisé) à la résonance des modes optiques Tamm pour différents FF. 122
89 Structure diélectrique périodique pour les BSW. 123
90 Origine des BSW. 124
91 Couplage de la lumière avec les BSW. 124
92 Description optique des structures Bloch Surface Wave. 125
93 Distribution spatiale de la norme du champ électrique $|E_y|$ des modes optiques Tamm et BSW. 126
94 Réponses optiques associées à une structure BSW pour différentes variations des indices des matériaux proches de la surface. 127

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

95 Longueur d'onde de résonance pour une variation des indices de la structure BSW. . . . 128
96 Phase à la résonance pour une faible variation des indices de la structure BSW. . . . 128
97 Impact du facteur de qualité sur la variation de phase à la réflexion. . . . 131
98 Minimum de réflectivité en fonction du facteur de remplissage FF=w/a : $a = 1200$ nm, $h_{PMMA} = 300$ nm. . . . 132
99 Évolution de la dispersion des modes BSW en fonction du facteur de remplissage. $a = 1200$ nm, $h_{PMMA} = 300$ nm. . . . 132
100 Impact de l'épaisseur de PMMA sur le minimum de réflectivité des BSW. . . 133
101 Sensibilité en phase des modes BSW au voisinage du couplage critique. . . 134
102 Spectres de réflectivité de différentes structures BSW avec différents FF. . 135
103 Équipements utilisés pour les mesures de gaz à l'aide de la ligne interférométrique. . . . 137
104 Schéma d'un réseau de diffraction 1D de période Λ. . . . 150
105 Résultats de simulations RCWA associés à une structure Tamm composée d'un DBR constitué de 4 paires en Si/SiO_2 et d'une couche mince d'or de 25nm. . . . 152
106 Schéma d'une structure Tamm modélisée grâce au logiciel Lumerical. . . . 153
107 Simulation FDTD de la réponse optique Tamm en réflexion. . . . 154
108 RCWA/FDTD : utilisation et limites des méthodes. . . . 155
109 Filtre non-linéaire de Lee. . . . 156

Liste des tableaux

1 Paramètres de simulations associés aux structures Tamm pour l'ensemble de ce manuscrit (les indices sont donnés pour $\lambda = 1300$ nm). . . . 47
2 Comparaisons entre les valeurs des paramètres des résonances Tamm obtenues par micro-réflectivité et par interférométrie. . . . 111
3 Stabilité de la phase σ_ϕ associée aux 3 structures Tamm ainsi qu'au miroir d'argent. . . . 115
4 Estimation des performances de la structure BSW la plus sensible. $a = 1300$ nm, $FF = 0.650$. . . . 136

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexe

FDTD/RCWA

La réponse optique des modes résonants traités dans ce manuscrit est fortement dépendante de la géométrie de la structure, mais aussi des indices des matériaux qui la composent. Dans le but de concevoir les transducteurs les plus optimisés, nous avons recours à l'utilisation d'outils numériques offrant la possibilité de simuler le comportement de la lumière sur de telles structures.
Le comportement de la lumière dans les milieux continus est décrit par les équations de Maxwell. Celles-ci peuvent s'écrire soit dans le domaine temporel :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{99a}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{libre} \tag{99b}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{99c}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_{libre} \tag{99d}$$

Soit dans le domaine fréquentiel :

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \tag{100a}$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = \rho_{libre} \tag{100b}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \tag{100c}$$

$$\nabla \times \vec{H} = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} + \vec{J}_{libre} \tag{100d}$$

Ici, $\vec{B}$ représente le champ magnétique exprimé en Tesla (T), $\vec{D}$ le champ de déplacement électrique ($C \cdot m^{-2}$), ρ_{libre} la densité de charges libres ($C \cdot m^{-3}$), $\vec{E}$ le champ électrique ($V \cdot m^{-1}$), $\vec{H}$ le champ d'excitation magnétique ($A \cdot m^{-1}$), $\vec{J}_{libre}$ la densité de courant libre ($A \cdot m^{-2}$), $\tilde{\epsilon}$ la permittivité relative complexe du milieu et $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ ($F \cdot m^{-1}$) celle du vide $\left(\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}}\right)$. Enfin, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ($T \cdot m \cdot A^{-1}$) représente la perméabilité du vide et ω la pulsation de la lumière (Hz).

Bien qu'ayant l'avantage de pouvoir être résolues sans approximations, ces équations adaptées au cas des cristaux photoniques Tamm nano-structurés sont trop complexes pour que leur résolution soit réalisée de manière analytique. Pour s'affranchir de cette contrainte, des méthodes de simulation numérique ont été développées. Celles-ci exploitent grandement les avancées réalisées en informatique et notamment concernant la capacité de calcul des processeurs.
Ces outils de simulation permettent de résoudre les équations de Maxwell (trouver le champ électrique $\vec{E}$ ou magnétique $\vec{H}$) dans le domaine temporel [$\vec{E(t)}$ et $\vec{H(t)}$] ou fréquentiel [$\vec{E(\omega)}$ et $\vec{H(\omega)}$]. Les deux méthodes utilisées dans ce projet sont celles faisant appel soit à la méthode dite de la "Rigorous Coupled-Wave Analysis" (RCWA) (domaine fréquentiel), soit à celle de la "Finite Difference Time Domain" (FDTD) (domaine temporel).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les programmes numériques tels que la RCWA ou la FDTD sont utiles pour la résolution de 3 grandes catégories de problèmes :

— Trouver les modes propres optiques supportés par une structure suite à une excitation. Cela donne accès aux modes, aux fréquences de résonance ainsi qu'aux facteurs de qualité.

— Trouver la réponse optique de la structure causée par une excitation. La source peut être une onde plane, un dipôle ou bien encore un mode guidé. Les informations obtenues peuvent être la réflectivité, la transmission, l'absorption ou bien encore la carte de distribution des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en champ proche ou lointain.

— Trouver les relations de dispersion $\omega(k)$ de la lumière dans une structure.

Les paragraphes suivants ont pour but de décrire les outils de simulation numérique que nous avons employés (RCWA, FDTD) : nous expliquerons notamment leur principe de fonctionnement ainsi que les différents paramètres que chacune des techniques nous a permis d'extraire.

1 Rigorous coupled-wave analysis (RCWA)

La RCWA est une méthode datant des années 1980 [193, 194] utilisée pour simuler la diffraction de la lumière réfléchie et transmise sur des structures périodiques telles que des réseaux ou bien des cristaux photoniques. Le terme "rigourous" fait référence au fait que la RCWA est une méthode de résolution exacte des équations de Mawxell (tous les ordres de diffractions sont théoriquement pris en compte). La figure 104 montre le cas le plus simple d'un réseau de période Λ selon la direction x.

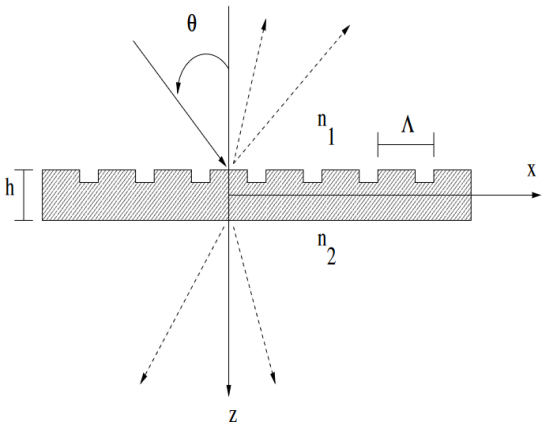


FIGURE 104 – Schéma d'un réseau de diffraction 1D de période Λ. La flèche pleine représente le rayon incident et celles en pointillés représentent les rayons diffractés par la structure. Figure issue de la référence [195].

Lorsqu'une onde plane arrive sur une telle structure, elle se trouve diffractée selon différents ordres définis par la formule des réseaux :

$$k'_x = k_x + m \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{101}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ici m est un entier naturel, k_x et k'_x représentent les composantes tangentielles selon l'axe x des vecteurs d'onde respectivement pour l'onde incidente et l'onde diffractée. La RCWA a pour but de déterminer l'efficacité de diffraction (l'énergie dans chaque ordre). Pour cela, l'idée est de chercher les solutions des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel sous forme d'ondes planes décrites par une série de Fourier s'écrivant :

$$U(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \cdot e^{\left(j \cdot \frac{2\pi \cdot m}{\Lambda} \cdot x\right)} \tag{102}$$

Ici, les coefficients C_m représentent la pondération associée à chacun des ordres m. En troncaturant la série, on garde une quantité finie d'ordres N donnant lieu à un système d'équations linéaires résolvable numériquement. La RCWA permet finalement de déterminer la réponse optique du système avec un temps de calcul relativement court, de l'ordre de la minute (1D) à la dizaine de minutes (2D). Le principal inconvénient de cette technique repose sur la nécessité d'avoir des structures périodiques ou planaires, condition obligatoire pour que le théorème de Bloch s'applique et pouvoir utiliser la décomposition en série de Fourier.

Il existe de nombreux algorithme de RCWA : certains sont commerciaux comme ceux des entreprises "Lumerical FDTD Solutions" et Synopsys (RSoft Suite). Pour ce projet c'est le logiciel opensource S^4 (Stanford Stratified Structure Solver) développé par Victor Liu de l'université de Stanford (USA) qui a été utilisé [196]. Ce programme permet notamment de calculer les spectres de transmission, de réflexion ou d'absorption de structures composées de couches minces à motifs périodiques. De plus, S^4 peut être utilisé pour calculer les dispersions $\omega(k)$ de la lumière au sein des structures (voir figure 105-d).

Pour fonctionner, S^4 fonctionne en 5 étapes :

1. Définition des caractéristiques spectrales : gamme de longueur d'onde ($\lambda_{min} < \lambda < \lambda_{max}$) et nombre de points correspondant.
2. Définition des épaisseurs (h_i) et indices ($\tilde{n_i}(\lambda)$) des différentes couches de la structure.
3. Définition du type de réseaux (1D, 2D, 3D) ainsi que du type de motifs (losange, carrés, triangle, etc).
4. Définition du nombre d'ordres de diffraction à prendre en compte ainsi que des angles d'incidence et de polarisation.
5. Définition de la structure (emplacement des différentes couches)

Une fois ces cinq étapes faites, le calcul peut commencer et donne lieu aux types de résultats visibles sur la figure ci-dessous.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

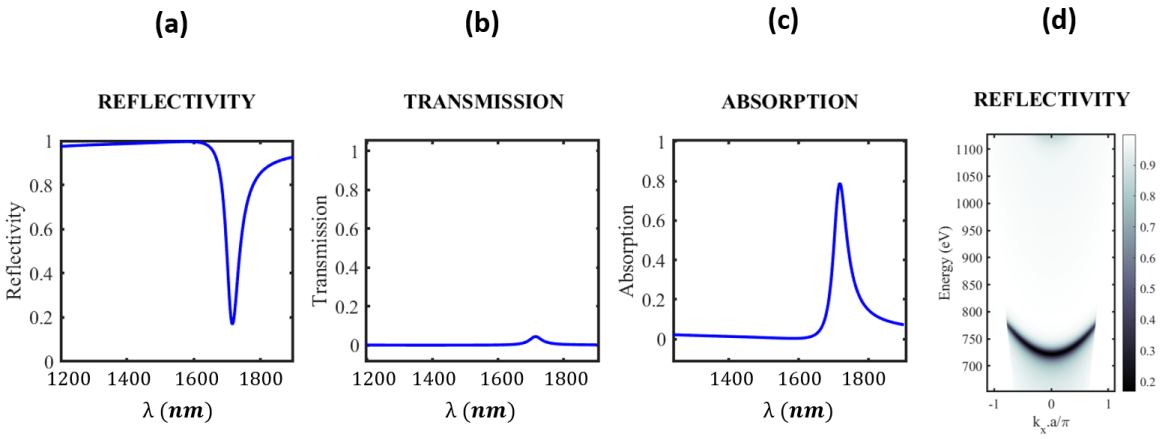


FIGURE 105 – Résultats de simulations RCWA associés à une structure Tamm composée d'un DBR constitué de 4 pairs en Si/SiO_2 et d'une couche mince d'or de 25nm (polarisation = 0°, nombre d'ordres N = 7). Les courbes (a), (b) et (c) montrent les spectres en incidence normale associé à la réflectivité, à la transmission et à l'absorption. La figure (d) représente la dispersion $\omega(k)$ correspondante.

Dans le cadre de ce projet, la méthode RCWA a principalement été utilisée en raison de sa rapidité de calcul. Cela permet de concevoir des structures plus efficacement et notamment de tester une large gamme de paramètres (géométrie, indices) de manière à déterminer lesquels donnent lieu à la réponse optique attendue. L'inconvénient majeur de la RCWA est qu'elle ne donne pas directement accès à la phase à la réflexion $\phi(\lambda)$. Pour obtenir cette grandeur nous nous sommes servis d'une deuxième méthode numérique, cette fois-ci associée à la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel.

Finite Difference Time Domain (FDTD)

La deuxième méthode de résolution numérique des équations de Maxwell que nous avons utilisé est celle dite des "Différences Finies dans le Domaine Temporel" (ou FDTD en anglais). Cet outil de simulation date de la fin des années 1960 [197]. Il est largement utilisé pour la modélisation des ondes électromagnétiques rencontrant des structures complexes telles que des cristaux photoniques ou des guides d'onde.

La FDTD a de nombreux avantages :

— Premièrement, cette méthode est relativement simple à mettre en œuvre et ne nécessite aucune hypothèse simplificatrice telle que les approximations paraxiales ou les ondes planes pour fonctionner.

— Deuxièmement, de par sa description temporelle, la méthode FDTD peut être utilisée pour résoudre des problèmes transitoires dans lesquels les solutions varient rapidement avec le temps.

— Troisièmement, comparée à la RCWA, cette méthode permet de simuler la propagation de la lumière dans tous les types de structures, même celles qui ne sont pas périodiques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour la méthode FDTD, l'espace et le temps sont divisés sous forme d'une grille définie par une discrétisation par différences finies selon les trois directions spatiales et d'un pas temporel constant.

Le champ électrique $\vec{E}(x, y, z, t)$ et l'excitation magnétique $\vec{H}(x, y, z, t))$ sont alors calculés aux n nœuds de cette grille et les rotationnels $\overrightarrow{rot}$ ainsi que les dérivées par rapport au temps $\frac{\partial}{\partial t}$ présentes dans les équations de Maxwell sont approximées par des différences finies [74].
En partant des valeurs d'origines de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ définies par le champ électromagnétique de la source optique, les valeurs suivantes sont calculées avec un schéma "saute-mouton".

Au-delà des applications dans le domaine des nano transducteurs optiques, la méthode FDTD a été utilisée de manière intensive dans bon nombre d'applications allant de la conception d'antennes à celle de circuits imprimés. Dans le cadre de ce projet, c'est le logiciel "Lumerical FDTD Solutions" de la compagnie Ansys que nous avons utilisé.
Ce logiciel permet de simuler le comportement d'une onde électromagnétique rencontrant une nanostructure (1D, 2D ou 3D). Pour cela, il faut dans un premier temps définir une source lumineuse (gamme de longueurs d'onde, nombre de points, angle d'incidence, polarisation). Celle-ci peut être une onde plane, un faisceau Gaussien ou tout autre profil. La seconde étape vise à définir la géométrie des différentes couches ainsi que les indices ($\tilde{n} = n + j \cdot \kappa$) des matériaux composant la structure. La figure 106-a montre un exemple de structure simulée grâce à *Lumerical* : il s'agit d'une structure Tamm composée de 4 alternances Si/SiO_2 surmonté d'une couche mince d'or de 30 nm.

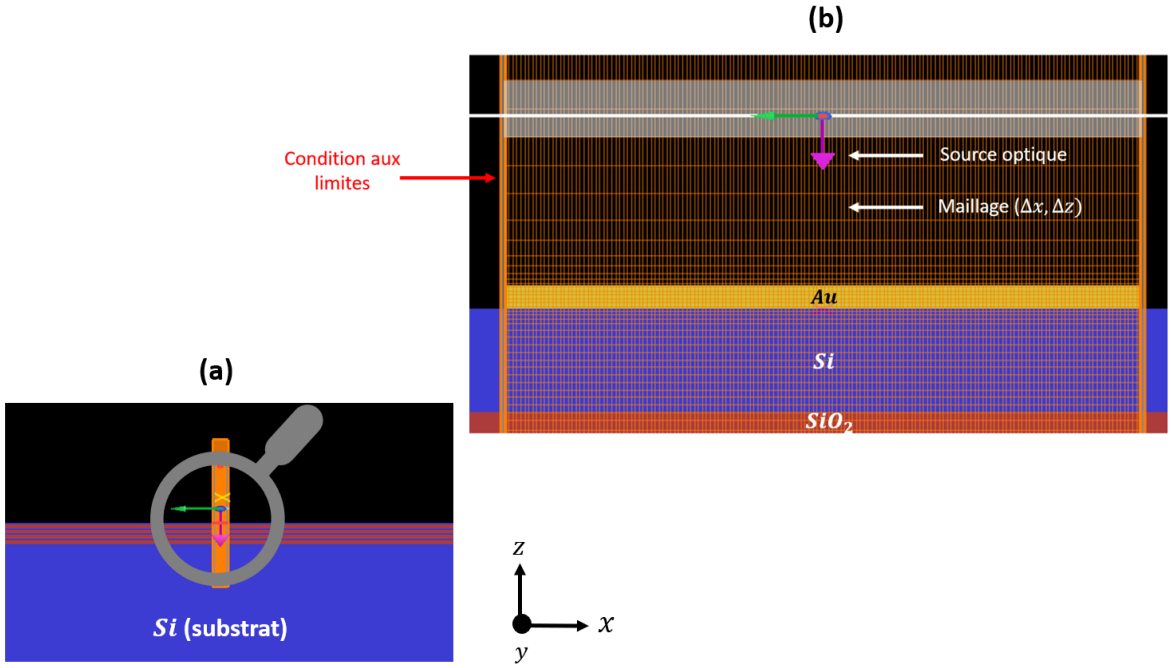


FIGURE 106 – Schéma d'une structure Tamm modélisée grâce au logiciel Lumerical. (a) Vue globale d'une structure Tamm. (b) Zoom sur la structure (a), on peut voir les deux premières couches du DBR ainsi que la fine couche métallique. La grille orange correspond au maillage et les deux axes verticaux délimitent la zone de simulation.

La figure 106-b montre un zoom sur l'interface DBR/or. On peut voir la source optique : la flèche violette correspond à la direction du vecteur d'onde $\vec{k}$, celle en verte à la direction

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

du champ magnétique $\vec{H}$ et celle en bleu à celle du champ électrique $\vec{E}$ (polarisation dite Transverse Électrique (TE)). La grille orange correspond au maillage 2D, c'est dans cette zone que la simulation électromagnétique est réalisée. Le choix du maillage est primordial car une mauvaise discrétisation de l'espace entraînera des erreurs dans les simulations. Dans notre cas, le logiciel Lumerical propose un mode permettant d'ajuster automatiquement la discrétisation. Le maillage est alors adapté de manière à ce que les pas de discrétisation spatiale soient petits ($\approx 2-3$ nm) proche des interfaces mais plus grands dans les zones où $\tilde{n}$ est constant. De cette manière, le maillage est à la fois suffisamment fin pour ne pas donner d'erreurs dans les simulations mais également bien adapté pour ne faire conduire à des temps de calculs trop longs.
La zone associée aux simulations est bornée par des conditions aux limites (CL). Le choix des conditions aux limites est fait en fonction de plusieurs indicateurs tels que la géométrie (structure périodique ou non), les matériaux utilisés (métal, diélectrique, magnétique, etc.) ou encore la position de la source (dans la structure ou à l'extérieur). *Lumerical* offre la possibilité d'utiliser diverses CL telles que la "Perfectly Matched Layer" (PML), la "Perfect Magnetic Conductor" (PMC) ou bien encore des conditions périodiques. Dans notre cas, deux contraintes définissent les CL. Premièrement, la structure est périodique selon x, il faut donc des CL périodiques dans cette direction de manière à répliquer la structure. Deuxièmement, les ondes électromagnétiques sont susceptibles d'être réfléchies selon la direction z (structure de taille finie). Ces réflexions parasites peuvent générer des artefacts conduisant à des résultats erronés. Pour éviter cela, nous utilisons des CL de type PML pour les frontières au-dessus et en dessous de l'espace simulé. Celles-ci permettent d'absorber la quasi-totalité de la lumière rencontrant ces parois.
Pour ce projet, la méthode FDTD a été utilisée pour extraire deux principales informations : les spectres de réflectivité des modes optiques Tamm ($|r|^2(\lambda)$) ainsi que des courbes de la phase à la réflexion associées $\phi(\lambda)$. La figure 107 montre des exemples de résultats ainsi obtenus.

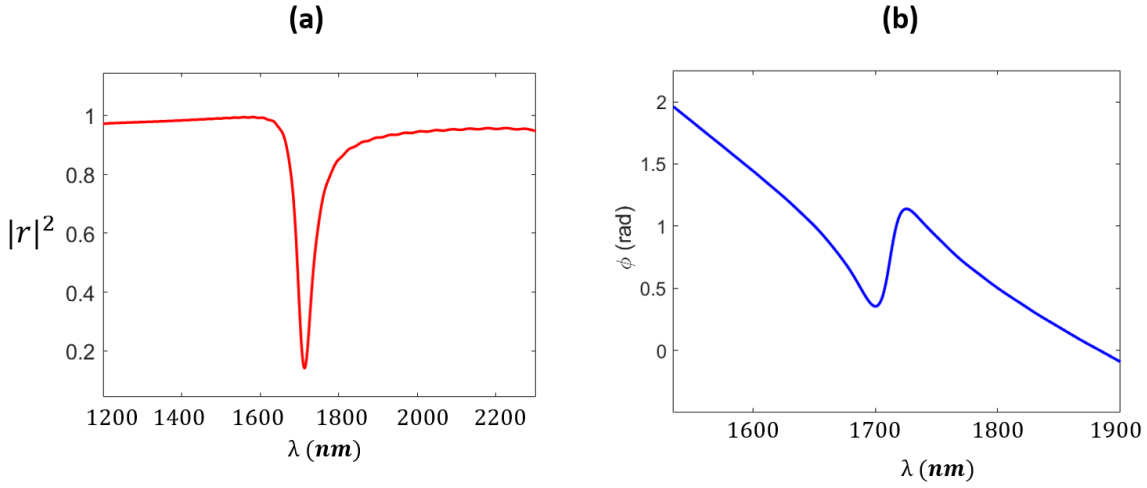


FIGURE 107 – Simulation FDTD de la réponse optique Tamm en réflexion. (a) Spectre de réflectivité et (b) phase à la réflexion d'une structure Tamm planaire (DBR 4 paires + 25 nm d'or). $h_{Au} = 25$ nm, $h_{Si} = 107$ nm $h_{SiO_2} = 260$ nm.

La méthode FDTD nous a permis de faire la plus grande partie des simulations indispensables à la conception des nano transducteurs employés dans ce projet. Bien que très attractive de par sa robustesse, cette technique a l'inconvénient majeur de nécessiter

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

selon, les structures, un maillage fin donnant lieu à un temps de calcul relativement long (de quelques minutes à plusieurs heures, voir jours).

RCWA et FDTD : Comparaison et limites

La figure 108 résume les différents avantages et inconvénients de la RCWA et de la FDTD (en fonction de nos besoins). La dernière ligne du tableau donne l'utilisation que nous avons faite de chacune des méthodes.

	RCWA	FDTD
Avantages	- Rapidité des calculs	- Robustesse - Accès à la phase à la réflexion
Inconvénients	- Structures périodiques obligatoires - Phase à la réflexion non directement accessible	- Temps de calcul long
Utilisation	- Réflectivité (R) des structures Tamm - Courbes de dispersion $\omega(k)$	- Spectres ($\|r\|$) des structures Tamm - Phase à la réflexion $\phi(k)$

FIGURE 108 – RCWA/FDTD : utilisation et limites des méthodes.

Au-delà de la RCWA et de la FDTD, d'autres méthodes numériques existent [198]. Citons par exemple la "Méthode des Éléments Finis" (MEF) ou bien encore la méthode des matrices de transferts (TMM) pour les problèmes 1D. Chacun de ces outils a ses avantages et ses inconvénients : il convient alors à l'utilisateur de définir lesquelles sont les plus appropriées pour les simulations visées. Dans notre cas, le choix de la RCWA et de la FDTD s'est fait de par le bon compromis qu'elles offrent entre le temps de calcul nécessaire et la précision des résultats obtenus.

Algorithme de Lee pour la génération d'hologrammes

Nous avons dans la section 3.1.5 de ce manuscrit, abordé des notions relatives à l'holographie et notamment à la génération d'hologrammes à l'aide de méthodes numériques. Nous allons ici donner de plus amples information concernant l'algorithme de Lee qui est utilisé pour la productions des hologrammes présentés dans ce document.

Pour rappel, l'objectif de la méthode de Lee est de trouver l'objet binaire donnant lieu après diffraction de la lumière à l'hologramme analogique désiré.

Pour cela, la méthode proposée par Lee est la suivante :

Premièrement, la fonction cosinus appliquée au profil de phase analogique désiré $\phi(x, y)$ (voir figure 55-b) passe par le filtre non-linéaire visible figure 109.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

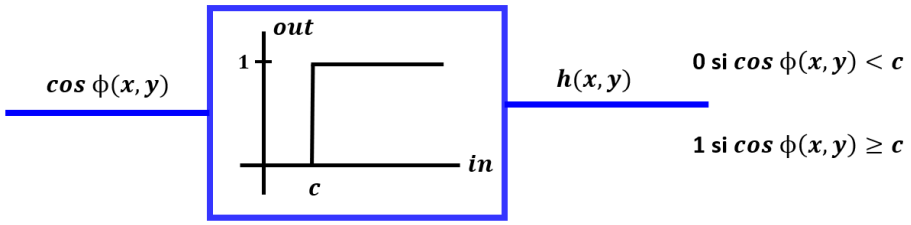


FIGURE 109 – Filtre non-linéaire de Lee. Figure adaptée de la référence [146].

Le signal de sortie $h(x, y)$ est binaire : il vaut 1 dans le cas où $cos(\phi(x, y)) > c$ et 0 sinon. La valeur c est définit par :

$$c = cos(\pi \cdot q) \tag{103}$$

et

$$q = \frac{sin^{-1}(\pi \cdot s(x, y))}{\pi} \tag{104}$$

Où, pour rappel, $s(x, y)$ correspond à l'amplitude du champ électrique désiré.

Le signal de sortie $h(x, y)$ peut se mettre sous forme d'une série de Fourier décrie par la relation suivante [146] :

$$h(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(m \cdot \pi \cdot q)}{m \cdot \pi} \cdot exp(j \cdot m \cdot \phi(x, y)) \tag{105}$$

En ne prenant que le premier orre de cette série (m=1), nous pouvons écrire :

$$h_1(x, y) = \frac{\sin(\pi \cdot q)}{\pi} \cdot exp(j \cdot \phi(x, y)) \tag{106}$$

qui, grâce à la relation (104) peut finalement s'exprimer de la façon suivante :

$$h_1(x, y) = s(x, y) \cdot exp(j \cdot \phi(x, y)) \tag{107}$$

On remarque alors que la relation (107) correspond au profil analogique recherché (équation 74).

Nous avons vu que le signal de sortie de l'algorithme de Lee est non nul uniquement dans le cas :

$$cos(\phi(x, y)) > cos(\pi q) \tag{108}$$

L'équation 108 est finalement celle qui permet à partir d'un hologramme analogique désiré de trouver la forme géométrique de l'objet diffractant 2D nécessaire à sa génération.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Références

[1] Laurent Spinelle et al. “Review of portable and low-cost sensors for the ambient air monitoring of benzene and other volatile organic compounds”. In : Sensors 17.7 (2017), p. 1520.

[2] Anam Munawar et al. “Nanosensors for diagnosis with optical, electric and mechanical transducers”. In : RSC advances 9.12 (2019), p. 6793-6803.

[3] Naseer Sabri et al. “Fiber optic sensors : short review and applications”. In : Recent trends in physics of material science and technology (2015), p. 299-311.

[4] Edy Wijaya et al. “Surface plasmon resonance-based biosensors : From the development of different SPR structures to novel surface functionalization strategies”. In : Current Opinion in Solid State and Materials Science 15.5 (2011), p. 208-224.

[5] Subramaniyam Narasimman et al. “Influence of surface functionalization on the gas sensing characteristics of ZnO nanorhombuses”. In : Journal of Alloys and Compounds 706 (2017), p. 186-197.

[6] Amirmostafa Amirjani et Erfan Rahbarimehr. “Recent advances in functionalization of plasmonic nanostructures for optical sensing”. In : Microchimica Acta 188 (2021), p. 1-17.

[7] Morgan G Blevins et al. “Roadmap on universal photonic biosensors for real-time detection of emerging pathogens”. In : Photonics. T. 8. 8. MDPI. 2021, p. 342.

[8] Sven Poeggel et al. “Optical fibre pressure sensors in medical applications”. In : Sensors 15.7 (2015), p. 17115-17148.

[9] David C Klonoff. “Noninvasive blood glucose monitoring”. In : Diabetes care 20.3 (1997), p. 433-437.

[10] Paul W Barone, Robert S Parker et Michael S Strano. “In vivo fluorescence detection of glucose using a single-walled carbon nanotube optical sensor : design, fluorophore properties, advantages, and disadvantages”. In : Analytical chemistry 77.23 (2005), p. 7556-7562.

[11] Baljinder Kaur, Santosh Kumar et Brajesh Kumar Kaushik. “Recent advancements in optical biosensors for cancer detection”. In : Biosensors and Bioelectronics 197 (2022), p. 113805.

[12] Tarunnum Parvin et al. “Differential optical absorption spectroscopy-based refractive index sensor for cancer cell detection”. In : Optical Review 28 (2021), p. 134-143.

[13] Muhammad Shahzeb Khan et al. “Photonic crystals : a review as promising tool for the selective detection of toxic gases”. In : Mater. Innov 2 (2022), p. 139-152.

[14] Cesar Elosua et al. “Volatile organic compound optical fiber sensors : A review”. In : Sensors 6.11 (2006), p. 1440-1465.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[15] Ioannis Manisalidis et al. “Environmental and health impacts of air pollution : a review”. In : Frontiers in public health 8 (2020), p. 14.

[16] Palas Mondal et al. “Exhaled Volatile Organic Compounds (VOCs). A Potential Biomarkers for Chronic Disease Diagnosis”. In : Volatile Org. Compd 50083 (2021).

[17] Donghui Kou et al. “High-sensitive and stable photonic crystal sensors for visual detection and discrimination of volatile aromatic hydrocarbon vapors”. In : Chemical Engineering Journal 375 (2019), p. 121987.

[18] Priyanka Biswas et al. “A portable micro-gas chromatography with integrated photonic crystal slab sensors on chip”. In : Biosensors 11.9 (2021), p. 326.

[19] Jifang Tao et al. “Hybrid photonic cavity with metal-organic framework coatings for the ultra-sensitive detection of volatile organic compounds with high immunity to humidity”. In : Scientific reports 7.1 (2017), p. 41640.

[20] Dejun Liu et al. “High sensitivity optical fiber sensors for simultaneous measurement of methanol and ethanol”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 271 (2018), p. 1-8.

[21] Yangyang Chen et al. “Optical biosensors based on refractometric sensing schemes : A review”. In : Biosensors and Bioelectronics 144 (2019), p. 111693.

[22] Bo Liedberg, Claes Nylander et Ingemar Lunström. “Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing”. In : Sensors and actuators 4 (1983), p. 299-304.

[23] Pranveer Singh. “SPR biosensors : historical perspectives and current challenges”. In : Sensors and actuators B : Chemical 229 (2016), p. 110-130.

[24] Wan Maisarah Mukhtar, Razman Mohd Halim et Hazirah Hassan. “Optimization of SPR signals : Monitoring the physical structures and refractive indices of prisms”. In : EPJ Web of Conferences. T. 162. EDP Sciences. 2017, p. 01001.

[25] Marek Piliarik et Jiří Homola. “Surface plasmon resonance (SPR) sensors : approaching their limits ?” In : Optics express 17.19 (2009), p. 16505-16517.

[26] Jiří Homola. “Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species”. In : Chemical reviews 108.2 (2008), p. 462-493.

[27] Baptiste Auguié et al. “Tamm plasmon resonance in mesoporous multilayers : toward a sensing application”. In : Acs Photonics 1.9 (2014), p. 775-780.

[28] Barbora Špačková et al. “Optical biosensors based on plasmonic nanostructures : a review”. In : Proceedings of the IEEE 104.12 (2016), p. 2380-2408.

[29] Chi Lok Wong et al. “A phase-intensity surface plasmon resonance biosensor for avian influenza A (H5N1) detection”. In : Sensors 17.10 (2017), p. 2363.

[30] Ayushi Paliwal et al. “Room temperature detection of NO2 gas using optical sensor based on surface plasmon resonance technique”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 216 (2015), p. 497-503.

[31] Fahad Usman et al. “Acetone vapor-sensing properties of chitosan-polyethylene glycol using surface plasmon resonance technique”. In : Polymers 12.11 (2020), p. 2586.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[32] Pakorn Preechaburana et al. “Surface plasmon resonance chemical sensing on cell phones”. In : Angewandte Chemie International Edition 51.46 (2012), p. 11585-11588.

[33] Onur Tokel et al. “Portable microfluidic integrated plasmonic platform for pathogen detection”. In : Scientific reports 5.1 (2015), p. 1-9.

[34] Briliant Adhi Prabowo, Agnes Purwidyantri et Kou-Chen Liu. “Surface plasmon resonance optical sensor : A review on light source technology”. In : Biosensors 8.3 (2018), p. 80.

[35] Mikael Svedendahl et al. “Refractometric sensing using propagating versus localized surface plasmons : a direct comparison”. In : Nano letters 9.12 (2009), p. 4428-4433.

[36] Liping Xie, Xiaojun Yan et Yanan Du. “An aptamer based wall-less LSPR array chip for label-free and high throughput detection of biomolecules”. In : Biosensors and Bioelectronics 53 (2014), p. 58-64.

[37] Bobin Lee et al. “An optical fiber-based LSPR aptasensor for simple and rapid in-situ detection of ochratoxin A”. In : Biosensors and Bioelectronics 102 (2018), p. 504-509.

[38] Joe Otsuki, Kosuke Sugawa et Shota Jin. “Plasmonic triangular nanoprism sensors”. In : Materials Advances 2.1 (2021), p. 32-46.

[39] Wei Zhou et al. “A label-free biosensor based on silver nanoparticles array for clinical detection of serum p53 in head and neck squamous cell carcinoma”. In : International journal of nanomedicine (2011), p. 381-386.

[40] Nurul Diyanah Samsuri et al. “Synthesis methods of gold nanoparticles for Localized Surface Plasmon Resonance (LSPR) sensor applications”. In : EPJ Web of Conferences. T. 162. EDP Sciences. 2017, p. 01002.

[41] Yanjun Yang et al. “Silver nanotriangle array based LSPR sensor for rapid coronavirus detection”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 359 (2022), p. 131604.

[42] Srdjan S Acimovic et al. “LSPR chip for parallel, rapid, and sensitive detection of cancer markers in serum”. In : Nano letters 14.5 (2014), p. 2636-2641.

[43] Jie Cao, Tong Sun et Kenneth TV Grattan. “Gold nanorod-based localized surface plasmon resonance biosensors : A review”. In : Sensors and actuators B : Chemical 195 (2014), p. 332-351.

[44] Hyeong-Min Kim et al. “Improved stability of gold nanoparticles on the optical fiber and their application to refractive index sensor based on localized surface plasmon resonance”. In : Optics & Laser Technology 114 (2019), p. 171-178.

[45] Theobald Lohmueller, Eva Bock et Joachim P Spatz. “Synthesis of quasi-hexagonal ordered arrays of metallic nanoparticles with tuneable particle size”. In : Advanced Materials 20.12 (2008), p. 2297-2302.

[46] Jeeban Kumar Nayak, Purnendu Parhi et Rajan Jha. “Graphene oxide encapsulated gold nanoparticle based stable fibre optic sucrose sensor”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 221 (2015), p. 835-841.

[47] Shuang Zhang et al. “Plasmon-induced transparency in metamaterials”. In : Physical review letters 101.4 (2008), p. 047401.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[48] Xueer Chen et al. “All-dielectric metasurfaces with high Q-factor Fano resonances enabling multi-scenario sensing”. In : Nanophotonics 11.20 (2022), p. 4537-4549.

[49] Naseer Sabri et al. “Toward optical sensors : Review and applications”. In : Journal of Physics : Conference Series. T. 423. 1. IOP Publishing. 2013, p. 012064.

[50] Byoungho Lee. “Review of the present status of optical fiber sensors”. In : Optical fiber technology 9.2 (2003), p. 57-79.

[51] Kenneth O Hill et al. “Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication”. In : Applied physics letters 32.10 (1978), p. 647-649.

[52] Jasjot K Sahota, Neena Gupta et Divya Dhawan. “Fiber Bragg grating sensors for monitoring of physical parameters : A comprehensive review”. In : Optical Engineering 59.6 (2020), p. 060901-060901.

[53] Vijay Shanker Chaudhary et al. “Twin core photonic crystal fiber for temperature sensing”. In : Materials Today : Proceedings 33 (2020), p. 2289-2292.

[54] HY Fu et al. “High pressure sensor based on photonic crystal fiber for downhole application”. In : Applied optics 49.14 (2010), p. 2639-2643.

[55] Chenyu Yao et al. “Sub-ppm CO detection in a sub-meter-long hollow-core negative curvature fiber using absorption spectroscopy at 2.3 μm”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 303 (2020), p. 127238.

[56] Xuefeng Li et al. “Doubled optical path length for photonic bandgap fiber gas cell using micromirror”. In : Japanese Journal of Applied Physics 50.6S (2011), 06GM01.

[57] Peter Josef William Debye. “Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material”. In : Livres (2014).

[58] CGB Garrett, W Kaiser et WL Bond. “Stimulated emission into optical whispering modes of spheres”. In : Physical Review 124.6 (1961), p. 1807.

[59] DK Armani et al. “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip”. In : Nature 421.6926 (2003), p. 925-928.

[60] Wei Xu et al. “Whispering-gallery mode lasing from polymer microsphere for humidity sensing”. In : Chinese Optics Letters 16.8 (2018), p. 081401.

[61] Katrien De Vos et al. “Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing”. In : Optics express 15.12 (2007), p. 7610-7615.

[62] Samantha M Grist et al. “Silicon photonic micro-disk resonators for label-free biosensing”. In : Optics express 21.7 (2013), p. 7994-8006.

[63] Mathieu Munsch et al. “Room temperature, continuous wave lasing in microcylinder and microring quantum dot laser diodes”. In : Applied Physics Letters 100.3 (2012), p. 031111.

[64] Alexander Drayton, Isabel Barth et Thomas F Krauss. “Guided mode resonances and photonic crystals for biosensing and imaging”. In : Semiconductors and Semimetals. T. 100. Elsevier, 2019, p. 115-148.

[65] Ya-nan Zhang et al. “Magnetic field sensor based on ring WGM resonator infiltrated with magnetic fluid”. In : Journal of Magnetism and Magnetic Materials 493 (2020), p. 165701.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[66] Maria C Cardenosa-Rubio, Heather M Robison et Ryan C Bailey. “Recent advances in environmental and clinical analysis using microring resonator–based sensors”. In : Current opinion in environmental science & health 10 (2019), p. 38-46.

[67] Frank Vollmer et Stephen Arnold. “Whispering-gallery-mode biosensing : label-free detection down to single molecules”. In : Nature methods 5.7 (2008), p. 591-596.

[68] Martin D Baaske, Matthew R Foreman et Frank Vollmer. “Single-molecule nucleic acid interactions monitored on a label-free microcavity biosensor platform”. In : Nature nanotechnology 9.11 (2014), p. 933-939.

[69] Tindaro Ioppolo et al. “Micro-optical force sensor concept based on whispering gallery mode resonators”. In : Applied optics 47.16 (2008), p. 3009-3014.

[70] Linhua Xu et al. “High-Q silk fibroin whispering gallery microresonator”. In : Optics express 24.18 (2016), p. 20825-20830.

[71] C-H Dong et al. “Fabrication of high-Q polydimethylsiloxane optical microspheres for thermal sensing”. In : Applied physics letters 94.23 (2009), p. 231119.

[72] Frank Vollmer, Stephen Arnold et David Keng. “Single virus detection from the reactive shift of a whispering-gallery mode”. In : Proceedings of the National Academy of Sciences 105.52 (2008), p. 20701-20704.

[73] AB Matsko et al. “Review of applications of whispering-gallery mode resonators in photonics and nonlinear optics”. In : IPN Progress Report 42.162 (2005), p. 1-51.

[74] John D Joannopoulos et al. “Molding the flow of light”. In : Princet. Univ. Press. Princeton, NJ [ua] (2008).

[75] Artem Sinelnik et al. “Optical properties of 2D photonic structures fabricated by direct laser writing”. In : SN Applied Sciences 1 (2019), p. 1-7.

[76] MG Scullion, A Di Falco et TF Krauss. “Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications”. In : Biosensors and Bioelectronics 27.1 (2011), p. 101-105.

[77] Isabel Barth et al. “Common-path interferometric label-free protein sensing with resonant dielectric nanostructures”. In : Light : Science & Applications 9.1 (2020), p. 96.

[78] Shutao Wang et al. “Photonic crystal sensor based on Fano resonances for simultaneous detection of refractive index and temperature”. In : Journal of Applied Physics 128.3 (2020), p. 034501.

[79] Mazen M Abadla, Hussein A Elsayed et Ahmed Mehaney. “Novel design for the temperature sensing using annular photonic crystals”. In : Silicon 13.12 (2021), p. 4737-4745.

[80] Yongqin Yu et al. “Some features of the photonic crystal fiber temperature sensor with liquid ethanol filling”. In : Optics express 18.15 (2010), p. 15383-15388.

[81] Krishnan Vijaya Shanthi et Savarimuthu Robinson. “Two-dimensional photonic crystal based sensor for pressure sensing”. In : Photonic sensors 4 (2014), p. 248-253.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[82] Saeed Olyaee et Ali Asghar Dehghani. “High resolution and wide dynamic range pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal”. In : Photonic Sensors 2 (2012), p. 92-96.

[83] Daniel Pergande et al. “Miniature infrared gas sensors using photonic crystals”. In : Journal of Applied Physics 109.8 (2011), p. 083117.

[84] Paola Lova et al. “Label-free vapor selectivity in poly (p-phenylene oxide) photonic crystal sensors”. In : ACS applied materials & interfaces 8.46 (2016), p. 31941-31950.

[85] Ugo Fano. “Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts”. In : Physical review 124.6 (1961), p. 1866.

[86] Mikhail F Limonov et al. “Fano resonances in photonics”. In : Nature Photonics 11.9 (2017), p. 543-554.

[87] Christian Ott et al. “Lorentz meets Fano in spectral line shapes : a universal phase and its laser control”. In : Science 340.6133 (2013), p. 716-720.

[88] Mohamed El Beheiry et al. “Sensitivity enhancement in photonic crystal slab biosensors”. In : Optics express 18.22 (2010), p. 22702-22714.

[89] Ian M White et Xudong Fan. “On the performance quantification of resonant refractive index sensors”. In : Optics express 16.2 (2008), p. 1020-1028.

[90] Maiko Girschikofsky et al. “Optical sensor for real-time detection of trichlorofluoromethane”. In : Sensors 19.3 (2019), p. 632.

[91] Giuseppe Antonacci et al. “Ultra-sensitive refractive index gas sensor with functionalized silicon nitride photonic circuits”. In : APL photonics 5.8 (2020), p. 081301.

[92] Manuela Oliverio et al. “Chemical functionalization of plasmonic surface biosensors : a tutorial review on issues, strategies, and costs”. In : ACS applied materials & interfaces 9.35 (2017), p. 29394-29411.

[93] Qilin Duan et al. “Surface plasmonic sensors : Sensing mechanism and recent applications”. In : Sensors 21.16 (2021), p. 5262.

[94] Graham J Triggs et al. “Chirped guided-mode resonance biosensor”. In : Optica 4.2 (2017), p. 229-234.

[95] Ting Hao et Kin Seng Chiang. “Graphene-based ammonia-gas sensor using in-fiber Mach-Zehnder interferometer”. In : IEEE Photonics Technology Letters 29.23 (2017), p. 2035-2038.

[96] Todd H Stievater et al. “Trace gas absorption spectroscopy using functionalized microring resonators”. In : Optics letters 39.4 (2014), p. 969-972.

[97] Shu-na Wang et al. “A Mach-Zehnder interferometer-based High Sensitivity Temperature sensor for human body monitoring”. In : Optical Fiber Technology 45 (2018), p. 93-97.

[98] Atef Shalabney et Ibrahim Abdulhalim. “Sensitivity-enhancement methods for surface plasmon sensors”. In : Laser & Photonics Reviews 5.4 (2011), p. 571-606.

[99] M Golosovsky et al. “Midinfrared surface-plasmon resonance : A novel biophysical tool for studying living cells”. In : Journal of Applied Physics 105.10 (2009).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[100] Kandammathe Valiyaveedu Sreekanth et al. “Biosensing with the singular phase of an ultrathin metal-dielectric nanophotonic cavity”. In : Nature communications 9.1 (2018), p. 369.

[101] Yoichiro Tsurimaki et al. “Topological engineering of interfacial optical Tamm states for highly sensitive near-singular-phase optical detection”. In : ACS Photonics 5.3 (2018), p. 929-938.

[102] Guoqiang Lan et al. “Highly sensitive and wide-dynamic-range liquid-prism surface plasmon resonance refractive index sensor based on the phase and angular interrogations”. In : Chinese Optics Letters 14.2 (2016), p. 022401.

[103] Borislav Vasić et Radoš Gajić. “Enhanced phase sensitivity of metamaterial absorbers near the point of darkness”. In : Journal of Applied Physics 116.2 (2014), p. 023102.

[104] VG Kravets et al. “Singular phase nano-optics in plasmonic metamaterials for label-free single-molecule detection”. In : Nature materials 12.4 (2013), p. 304-309.

[105] Syuan-Guei Huang, Kuo-Ping Chen et Shie-Chang Jeng. “Phase sensitive sensor on Tamm plasmon devices”. In : Optical Materials Express 7.4 (2017), p. 1267-1273.

[106] Chuang Wu et al. “High-pressure and high-temperature characteristics of a Fabry–Perot interferometer based on photonic crystal fiber”. In : Optics letters 36.3 (2011), p. 412-414.

[107] Mingran Quan, Jiajun Tian et Yong Yao. “Ultra-high sensitivity Fabry–Perot interferometer gas refractive index fiber sensor based on photonic crystal fiber and Vernier effect”. In : Optics letters 40.21 (2015), p. 4891-4894.

[108] Xinyong Dong, Hwa Yaw Tam et Ping Shum. “Temperature-insensitive strain sensor with polarization-maintaining photonic crystal fiber based Sagnac interferometer”. In : Applied physics letters 90.15 (2007), p. 151113.

[109] Yundong Liu et al. “Highly sensitive temperature sensor based on Sagnac interferometer using photonic crystal fiber with circular layout”. In : Sensors and Actuators A : Physical 314 (2020), p. 112236.

[110] Sulaiman Khan, Stéphane Le Calvé et David Newport. “A review of optical interferometry techniques for VOC detection”. In : Sensors and Actuators A : Physical 302 (2020), p. 111782.

[111] Pankaj K Sahoo, Swagato Sarkar et Joby Joseph. “High sensitivity guided-mode-resonance optical sensor employing phase detection”. In : Scientific reports 7.1 (2017), p. 7607.

[112] Rashid G Bikbaev, Stepan Ya Vetrov et Ivan V Timofeev. “Epsilon-near-zero absorber by Tamm plasmon polariton”. In : Photonics. T. 6. 1. MDPI. 2019, p. 28.

[113] Lu Kong et al. “Sensitivity-enhanced SPR sensor based on graphene and subwavelength silver gratings”. In : Nanomaterials 10.11 (2020), p. 2125.

[114] Mina Vafaei, Mahmood Moradi et Gholam Hossein Bordbar. “Highly sensitive refractive index sensing by epsilon near zero metamaterials”. In : Optik 244 (2021), p. 167617.

[115] Baptiste Auguié, Axel Bruchhausen et Alejandro Fainstein. “Critical coupling to Tamm plasmons”. In : Journal of Optics 17.3 (2015), p. 035003.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[116] Jessica R Piper, Victor Liu et Shanhui Fan. “Total absorption by degenerate critical coupling”. In : Applied Physics Letters 104.25 (2014), p. 251110.

[117] Xia Zhang et al. “Absorbance enhancement of monolayer MoS 2 in a perfect absorbing system”. In : Physical Review Materials 6.4 (2022), p. 045202.

[118] Sébastien Cueff et al. “Reconfigurable flat optics with programmable reflection amplitude using lithography-free phase-change material ultra-thin films”. In : Advanced Optical Materials 9.2 (2021), p. 2001291.

[119] Kandammathe Valiyaveedu Sreekanth, Song Han et Ranjan Singh. “Ge2Sb2Te5-based tunable perfect absorber cavity with phase singularity at visible frequencies”. In : Advanced Materials 30.21 (2018), p. 1706696.

[120] Lotfi Berguiga et al. “Ultimate phase sensitivity in surface plasmon resonance sensors by tuning critical coupling with phase change materials”. In : Optics Express 29.25 (2021), p. 42162-42175.

[121] So Hee Kim et al. “Single-Material, Near-Infrared Selective Absorber Based on Refractive Index-Tunable Tamm Plasmon Structure”. In : Advanced Optical Materials 10.6 (2022), p. 2102388.

[122] Vahagn K Mkhitaryan et al. “Tunable complete optical absorption in multilayer structures including Ge2Sb2Te5 without lithographic patterns”. In : Advanced Optical Materials 5.1 (2017), p. 1600452.

[123] Xinzhao Yue et al. “High-sensitivity refractive index sensing with the singular phase in normal incidence of an asymmetric Fabry–Perot cavity modulated by grating”. In : Optics & Laser Technology 157 (2023), p. 108697.

[124] Zaky A Zaky et al. “Refractive index gas sensor based on the Tamm state in a one-dimensional photonic crystal : Theoretical optimisation”. In : Scientific reports 10.1 (2020), p. 9736.

[125] Gyeong Cheol Park et Kwangwook Park. “Critically coupled Fabry–Perot cavity with high signal contrast for refractive index sensing”. In : Scientific reports 11.1 (2021), p. 19575.

[126] Donato Conteduca et al. “Beyond Q : the importance of the resonance amplitude for photonic sensors”. In : ACS photonics 9.5 (2022), p. 1757-1763.

[127] Yongzhi Cheng et al. “Terahertz narrowband perfect metasurface absorber based on micro-ring-shaped GaAs array for enhanced refractive index sensing”. In : Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures 146 (2023), p. 115527.

[128] Andrei Viktorovich Kabashin et Petr Ivanovich Nikitin. “Interferometer based on a surface-plasmon resonance for sensor applications”. In : Quantum Electronics 27.7 (1997), p. 653.

[129] AN Grigorenko, PI Nikitin et AV Kabashin. “Phase jumps and interferometric surface plasmon resonance imaging”. In : Applied Physics Letters 75.25 (1999), p. 3917-3919.

[130] Mengqi Liu et al. “Spectral phase singularity and topological behavior in perfect absorption”. In : Physical Review B 107.24 (2023), p. L241403.

[131] Svetlana V Boriskina et Yoichiro Tsurimaki. “Sensitive singular-phase optical detection without phase measurements with Tamm plasmons”. In : Journal of Physics : Condensed Matter 30.22 (2018), p. 224003.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[132] Andrei V Kabashin, Sergiy Patskovsky et Alexander N Grigorenko. “Phase and amplitude sensitivities in surface plasmon resonance bio and chemical sensing”. In : Optics Express 17.23 (2009), p. 21191-21204.

[133] Haomin Song et al. “Dispersion topological darkness at multiple wavelengths and polarization states”. In : Advanced Optical Materials 5.12 (2017), p. 1700166.

[134] Zarko Sakotic et al. “Topological scattering singularities and embedded eigenstates for polarization control and sensing applications”. In : Photonics Research 9.7 (2021), p. 1310-1323.

[135] PI Nikitin et al. “Surface plasmon resonance interferometry for biological and chemical sensing”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 54.1-2 (1999), p. 43-50.

[136] Edward D Palik. Handbook of optical constants of solids. T. 3. Academic press, 1998.

[137] Peter B Johnson et R-WJPrB Christy. “Optical constants of the noble metals”. In : Physical review B 6.12 (1972), p. 4370.

[138] M Kaliteevski et al. “Tamm plasmon-polaritons : Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror”. In : Physical Review B 76.16 (2007), p. 165415.

[139] ME Sasin et al. “Tamm plasmon polaritons : Slow and spatially compact light”. In : Applied physics letters 92.25 (2008), p. 251112.

[140] Farnaz Amouyan et al. “Tamm plasmon-based dopamine detection by using a chitosan-polyaniline-gold nanostructure”. In : Optical Materials Express 13.3 (2023), p. 783-795.

[141] Morgan G Blevins, Anna PM Michel et Svetlana V Boriskina. “Planar nanophotonic structures for intensity based readout refractive index sensing applied to dissolved methane detection”. In : OSA Continuum 3.12 (2020), p. 3556-3573.

[142] Shanhui Fan, Wonjoo Suh et John D Joannopoulos. “Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators”. In : JOSA A 20.3 (2003), p. 569-572.

[143] Lydie Ferrier et al. “Tamm plasmon photonic crystals : From bandgap engineering to defect cavity”. In : Apl Photonics 4.10 (2019), p. 106101.

[144] Dennis Gabor. “A New Microscopi Prinnciple”. In : nature 161 (1948), p. 777-778.

[145] Myung K Kim et Myung K Kim. Digital holographic microscopy. Springer, 2011.

[146] Wai-Hon Lee. “Binary synthetic holograms”. In : Applied optics 13.7 (1974), p. 1677-1682.

[147] Sebastianus A Goorden, Jacopo Bertolotti et Allard P Mosk. “Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device”. In : Optics express 22.15 (2014), p. 17999-18009.

[148] Massoudi Radhouene et al. “Novel design of ring resonator based temperature sensor using photonics technology”. In : photonic sensors 7 (2017), p. 311-316.

[149] Partha Sona Maji et Ritwick Das. “Hybrid-Tamm-plasmon-polariton based self-reference temperature sensor”. In : Journal of Lightwave Technology 35.14 (2017), p. 2833-2839.

[150] XC Yang et al. “Temperature sensor based on photonic crystal fiber filled with liquid and silver nanowires”. In : IEEE Photonics Journal 8.3 (2016), p. 1-9.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[151] Wenwen Qian et al. “High-sensitivity temperature sensor based on an alcohol-filled photonic crystal fiber loop mirror”. In : Optics letters 36.9 (2011), p. 1548-1550.

[152] Yutong Song et al. “Temperature sensor based on surface plasmon resonance with TiO2-Au-TiO2 triple structure”. In : Materials 15.21 (2022), p. 7766.

[153] Aude L Lereu et al. “Surface plasmons and Bloch surface waves : Towards optimized ultra-sensitive optical sensors”. In : Applied Physics Letters 111.1 (2017).

[154] Alberto Sinibaldi et al. “Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 174 (2012), p. 292-298.

[155] Pochi Yeh, Amnon Yariv et Chi-Shain Hong. “Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory”. In : JOSA 67.4 (1977), p. 423-438.

[156] Pochi Yeh, Amnon Yariv et Alfred Y Cho. “Optical surface waves in periodic layered media”. In : Applied Physics Letters 32.2 (1978), p. 104-105.

[157] A Yariv Cho, A Yariv et P Yeh. “Observation of confined propagation in Bragg waveguides”. In : Applied Physics Letters 30.9 (1977), p. 471-472.

[158] Daniele Aurelio et al. “Integrated optics based on Bloch surface waves”. In : (2019).

[159] Erwin Kretschmann et Heinz Raether. “Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light”. In : Zeitschrift für Naturforschung A 23.12 (1968), p. 2135-2136.

[160] Cameron LC Smith et al. “Enhanced transduction of photonic crystal dye lasers for gas sensing via swelling polymer film”. In : Optics letters 36.8 (2011), p. 1392-1394.

[161] N Madamopoulos et al. “Polymer-based photonic sensors for physicochemical monitoring”. In : Advanced Environmental, Chemical, and Biological Sensing Technologies III. T. 5993. SPIE. 2005, p. 31-39.

[162] Haowei Yang et al. “A visual water vapor photonic crystal sensor with PVA/SiO2 opal structure”. In : Applied Surface Science 423 (2017), p. 421-425.

[163] Shuaiwen Gan et al. “Ultra-sensitive refractive index sensors based on bloch surface waves with transition metal dichalcogenides”. In : IEEE Sensors Journal 19.19 (2019), p. 8675-8680.

[164] Esteban Gonzalez-Valencia, Rodrigo Acuna Herrera et Pedro Torres. “Bloch surface wave resonance in photonic crystal fibers : towards ultra-wide range refractive index sensors”. In : Optics Express 27.6 (2019), p. 8236-8245.

[165] Tianyu Tu et al. “Excitation of Bloch surface wave on tapered fiber coated with one-dimensional photonic crystal for refractive index sensing”. In : Optics Express 25.8 (2017), p. 9019-9027.

[166] E Gonzalez-Valencia et al. “Side-polished photonic crystal fiber sensor with ultra-high figure of merit based on Bloch-like surface wave resonance”. In : Optics & Laser Technology 169 (2024), p. 110129.

[167] Marco Liscidini et John E Sipe. “Analysis of Bloch-surface-wave assisted diffraction-based biosensors”. In : JOSA B 26.2 (2009), p. 279-289.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[168] Sun-Goo Lee et Robert Magnusson. “Band flips and bound-state transitions in leaky-mode photonic lattices”. In : Physical Review B 99.4 (2019), p. 045304.

[169] Sun-Goo Lee et Robert Magnusson. “Band dynamics of leaky-mode photonic lattices”. In : Optics Express 27.13 (2019), p. 18180-18189.

[170] Mohammad-Ali Miri et Andrea Alu. “Exceptional points in optics and photonics”. In : Science 363.6422 (2019), eaar7709.

[171] Philippe Lalanne. “La physique non-hermitienne des cavités optiques”. In : Photoniques 100 (2020), p. 46-52.

[172] Jan Wiersig. “Review of exceptional point-based sensors”. In : Photonics Research 8.9 (2020), p. 1457-1467.

[173] Lydie Ferrier et al. “Unveiling the enhancement of spontaneous emission at exceptional points”. In : Physical Review Letters 129.8 (2022), p. 083602.

[174] Jan Wiersig. “Prospects and fundamental limits in exceptional point-based sensing”. In : Nature communications 11.1 (2020), p. 2454.

[175] Hoi-Kwan Lau et Aashish A Clerk. “Fundamental limits and non-reciprocal approaches in non-Hermitian quantum sensing”. In : Nature communications 9.1 (2018), p. 4320.

[176] Mengzhen Zhang et al. “Quantum noise theory of exceptional point amplifying sensors”. In : Physical review letters 123.18 (2019), p. 180501.

[177] Kandammathe Valiyaveedu Sreekanth et al. “Sensitivity enhanced biosensor using graphene-based one-dimensional photonic crystal”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 182 (2013), p. 424-428.

[178] Wen-Kai Kuo et al. “Tunable phase detection sensitivity of transmitted-type guided-mode resonance sensor in a heterodyne interferometer”. In : Optics Express 22.19 (2014), p. 22968-22973.

[179] Weijing Kong et al. “High-sensitivity sensing based on intensity-interrogated Bloch surface wave sensors”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 193 (2014), p. 467-471.

[180] Fabrizio Giorgis et al. “Experimental determination of the sensitivity of Bloch surface waves based sensors”. In : Optics Express 18.8 (2010), p. 8087-8093.

[181] Mehrnaz Modaresialam et al. “Enhanced Refractive Index Sensitivity through Combining a Sol–Gel Adsorbate with a TiO2 Nanoimprinted Metasurface for Gas Sensing”. In : ACS Applied Materials & Interfaces 13.44 (2021), p. 53021-53029.

[182] Dejun Liu et al. “Sol-gel silica coated optical fiber sensor for ammonia gas detection”. In : 2016 15th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN). IEEE. 2016, p. 1-3.

[183] Yongliang Tang et al. “Room-temperature NH3 gas sensors based on Ag-doped γ-Fe2O3/SiO2 composite films with sub-ppm detection ability”. In : Journal of Hazardous Materials 298 (2015), p. 154-161.

[184] Tian-Tian Li et al. “Fabrication of porous tin dioxide with enhanced gas-sensing performance toward NO x”. In : Journal of Materials Science 55 (2020), p. 11949-11958.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[185] Punit Tyagi et al. “Metal oxide catalyst assisted SnO2 thin film based SO2 gas sensor”. In : Sensors and Actuators B : Chemical 224 (2016), p. 282-289.

[186] Chia Wei Hsu et al. “Bound states in the continuum”. In : Nature Reviews Materials 1.9 (2016), p. 1-13.

[187] Shaimaa I Azzam et Alexander V Kildishev. “Photonic bound states in the continuum : from basics to applications”. In : Advanced Optical Materials 9.1 (2021), p. 2001469.

[188] Ahmet A Yanik et al. “Seeing protein monolayers with naked eye through plasmonic Fano resonances”. In : Proceedings of the National Academy of Sciences 108.29 (2011), p. 11784-11789.

[189] Ildar Yusupov et al. “Chipless wireless temperature sensor based on quasi-BIC resonance”. In : Applied Physics Letters 119.19 (2021).

[190] Linhui Guo et al. “Toroidal dipole bound states in the continuum in all-dielectric metasurface for high-performance refractive index and temperature sensing”. In : Applied Surface Science 615 (2023), p. 156408.

[191] Yonghao Liu, Weidong Zhou et Yuze Sun. “Optical refractive index sensing based on high-Q bound states in the continuum in free-space coupled photonic crystal slabs”. In : Sensors 17.8 (2017), p. 1861.

[192] Silvia Romano et al. “Ultrasensitive surface refractive index imaging based on quasi-bound states in the continuum”. In : ACS nano 14.11 (2020), p. 15417-15427.

[193] K Knop. “Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves”. In : JOSA 68.9 (1978), p. 1206-1210.

[194] MG Moharam et TK Gaylord. “Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction”. In : JOSA 71.7 (1981), p. 811-818.

[195] Eric Silberstein. “Généralisation de la méthode modale de Fourier aux problèmes de diffraction en optique intégrée. Application aux convertisseurs modaux par ingénierie des modes de Bloch.” In : HAL 2002 (2002).

[196] Victor Liu et Shanhui Fan. “S4 : A free electromagnetic solver for layered periodic structures”. In : Computer Physics Communications 183.10 (2012), p. 2233-2244.

[197] Kane Yee. “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media”. In : IEEE Transactions on antennas and propagation 14.3 (1966), p. 302-307.

[198] Jie Feng et Mattheos Santamouris. “Numerical techniques for electromagnetic simulation of daytime radiative cooling : A review”. In : AIMS Mater Sci 6 (2019), p. 1049.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'INSA LYON, MEMBRE DE L'UNIVERSITE DE LYON

NOM : GIRERD
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 23/01/2024

Prénoms : Théo

TITRE : Interrogation en phase par holographie au voisinage de singularités de cristaux photoniques : application à la réalisation de capteurs à haute sensibilité.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2024ISAL0005

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique (EEA)

Spécialité : Electronique, micro et nanoélectronique, optique et laser

RESUME :

La demande de la part d'acteurs industriels et académiques pour des capteurs dépassant les limites de détection actuelles ne cesse de croître (détections de cancers, procédés industriels).
L'une des approches prometteuses pour obtenir de tels dispositifs repose sur l'utilisation de nano-transducteurs optiques dont les résonances sont sensibles aux variations de l'environnement (indice de réfraction, géométrie de la structure).
Le travail de cette thèse vise ainsi à concevoir et caractériser des dispositifs basés sur l'utilisation de modes optiques Tamm proches de points singuliers, en particulier les points de couplage critique, pour lesquels une variation extrêmement abrupte de la phase à la réflexion est obtenue. Pour se rapprocher au plus près de ces points et explorer expérimentalement la sensibilité en phase du capteur avec sa proximité aux points de couplage critique, nous avons développé une méthode originale basée sur la nanostructuration de couche métallique.
L'élaboration d'un modèle analytique exprimant la sensibilité en phase en fonction de la proximité au point de couplage critique nous a permis de mettre en exergue les paramètres clés de la structure et du système de mesures pour améliorer la sensibilité en phase de manière significative.
Afin de démontrer expérimentalement ces concepts, nous avons développé un interféromètre original qui permet, grâce à une mise en forme de faisceau assistée par holographie, de mesurer précisément la sensibilité en phase des transducteurs optiques. Nous démontrons ainsi qu'une structure Tamm nanostructurée associée à un système interférométrique adapté permet la réalisation d'un capteur de température à très grande sensibilité.
Enfin, nous verrons qu'en adaptant les matériaux de notre transducteur (matériaux diélectriques poreux), le même concept peut être appliqué à des modes de Bloch de surface pour concevoir un capteur de gaz dont les sensibilités théoriques ouvrent la voie à la réalisation de capteurs de gaz à très faible concentration (< 100 ppm).

MOTS-CLÉS : Cristaux photoniques, mise en forme de faisceaux, holographie, Interférométrie, Tamm, ondes de Bloch de surface, couplage critique.

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon – UMR5270

Directeur de thèse : Fabien Mandorlo

Président de jury : Béatrice DAGENS

Composition du jury : Béatrice DAGENS , Aude LEREU, Benoit CLUZEL, Fadi BAIDA, Emmanuel HADJI, Fabien MANDORLO, Lydie FERRIER, Lotfi BERGUIGA

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0005/these.pdf © [T. Girerd], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés