



HAL
open science

Structures guidantes à bande interdite photonique à base de silicium nanoporeux

Patrick Ferrand

► **To cite this version:**

Patrick Ferrand. Structures guidantes à bande interdite photonique à base de silicium nanoporeux. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001. Français. NNT : . tel-00003341v1

HAL Id: tel-00003341

<https://theses.hal.science/tel-00003341v1>

Submitted on 10 Sep 2003 (v1), last revised 28 Oct 2004 (v2)

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

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

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'université Joseph Fourier – Grenoble 1

Spécialité : physique

présentée et soutenue publiquement par

Patrick FERRAND

le 14 septembre 2001

Structures guidantes à bande interdite photonique à base de silicium nanoporeux

Composition du jury

<i>Président :</i>	Jacques Derouard
<i>Rapporteurs :</i>	Henri Benisty Clivia M. Sotomayor Torres
<i>Examineurs :</i>	Pierre Benech Daniel Maystre
<i>Directeur de thèse :</i>	Robert Romestain

Mis en page avec la classe thloria.

Avant-propos

On m'avait prévenu. Dès mon arrivée dans le laboratoire, on me l'avait dit : le bon expérimentateur note tout ! Le courant, la tension, la température du jour, la mouche qui passe, tout ! J'aurais dû suivre ce conseil jusqu'au bout. Et j'aurais alors noté les noms de toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse. Faute de quoi je mesure aujourd'hui l'exercice périlleux qui consiste à dresser une liste, en n'omettant personne. Tâche d'autant plus délicate que — je le sais bien — ces pages-là, tout le monde les lit !

En premier lieu, je tiens à remercier Marcel Vallade et Roland Hérino pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Spectrométrie Physique.

Merci à Jacques Derouard, qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Merci à Clivia Sotomayor Torres d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail ; je suis impatient de la rejoindre à l'université de Wuppertal. Merci aussi à Henri Benisty, également rapporteur ; les conseils qu'il m'a donnés à l'occasion de rencontres aussi brèves qu'espacées sont pour beaucoup dans les orientations prises par ce travail, et je regrette vraiment qu'il n'ait pu assister à la soutenance. Merci enfin à Pierre Benech et Daniel Maystre d'avoir accepté de participer au jury. Merci à tous d'avoir consacré votre temps et vos compétences à juger ce travail.

La direction scientifique de ce travail a été assurée par Robert Romestain. Par la confiance qu'il m'a accordée, sa compétence, sa disponibilité, ses "questions qui fusent", mais aussi son ouverture d'esprit hors norme face à certaines de mes interprétations, il m'a offert une formation de chercheur de haut niveau. Je voudrais qu'il soit assuré de ma profonde reconnaissance. Et merci de m'avoir ramené sain et sauf du *Pas de la mort* !

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec Susanna Setzu. J'ai pu bénéficier de sa grande expérience concernant les caprices du silicium poreux. De toutes ces années, je ne retiendrai ni son sadisme (elle a prolongé son séjour en France uniquement pour me voir souffrir pendant la rédaction), ni sa mauvaise foi (elle m'a obligé à déployer des moyens colossaux pour lui prouver que l'ajout de glycérol rend notre électrolyte trouble. Je l'ai gagné de justesse, ce pari, mais je l'ai gagné !), ni la seule erreur qu'elle commet en français (pour une réponse positive à une phrase interro-négative, on ne dit pas "oui" mais "si"), mais plutôt sa bonne humeur, et tous les conseils et encouragements qu'elle m'a prodigués au long de ces années, jusqu'au jour J. Qu'elle soit assurée de ma gratitude et de toute mon amitié.

Sans Davide Loi, je n'aurais jamais eu l'occasion d'utiliser le code de calcul du MIT. Merci pour le grand bond qu'il nous a permis de faire en l'installant, et aussi pour ses conseils sur le bon usage du klaxon chez nos voisins italiens (mots-clés : jolies filles, etc.). Bonne chance pour la suite !

Gilles Lérondel est à l'origine de mes débuts dans le "poreux", il y a cinq ans. Merci pour son encadrement et son enthousiasme, à une époque où la fabrication "à la main" d'un échantillon multicouche offrait son lot de stress et de suspense.

Pendant ces années, j’ai pu compter sur les conseils “éclairés”, à la fois scientifiques et techniques, de Jean-Claude Vial, ses encouragements, son ampoule de vélo, son monochromateur de course. Merci pour l’intérêt qu’il a porté à mon travail et pour son enthousiasme communicatif. Pour retranscrire l’ambiance qui régnait dans cette salle du bout du couloir, penser à un doublage son, composé de quelques coups de gueule, le tout rythmé par Bobby Lapointe ou Balavoine!

Un grand merci à tous les membres de l’équipe “silicium poreux”, Ahmad Bsiesy, Fritz Müller, Gérard Dolino, Mireille Ligeon, Roland Hérino, Serge Barret, et les thésards pour les discussions scientifiques, les bons tuyaux, . . . et les pots!

Merci au personnel de l’atelier, pour les pièces qu’il a parfois dû usiner en un temps record, et à Alain Ubelmann, qui a réalisé l’interface informatique du montage d’optique guidée.

Sans aucun doute, Nahan Mamek (plus connu sous le nom de scène d’André Nahmani) aura été le plus proche de moi pendant ces années, à moins de deux mètres. Merci pour ses conseils quant à l’alignement de mes équations ou de mes graphes. Je lui suis particulièrement reconnaissant d’avoir multiplié ses efforts pour arriver le plus tard possible dans le bureau, le matin, pour ne pas perturber ma rédaction! Bien des fois il a dû me trouver fort insolent, mais qu’il soit assuré (s’il peut distinguer les petits caractères de ces quelques lignes) de toute ma sympathie. À peine plus loin, dans le bureau voisin, il y a Serge Huant, que je remercie d’avoir eu la bonté de mobiliser ses connaissances à travers le monde afin que la fréquentation de mon site web dépasse celle du sien.

Merci à Bernard Gelloz. C’est grâce à son ancienne carte de cantine que j’ai eu le privilège de fréquenter quotidiennement la table des “vrais chercheurs” que sont les permanents.

Merci aux membres (anciens et actuels) du groupe OPSO ainsi qu’à toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à rendre ces années agréables : Bahram (qui, contrairement à ce qui a été affirmé dans de précédents travaux [Setz], ne gagne pas si souvent que ça à la pétanque), Béa (qui a préféré choisir un emploi dans lequel on ne maîtrise pas ses horaires), Coralie, David, Donald E. Knuth (merci d’avoir inventé \TeX), Fabrice, Fernand, Fred (au fait, tu soutiens quand?), Hervé, Jean-François, Heiner, Irina (que j’aurais aimé croiser avant mon départ), Isabelle, Jörg, Lætitia, Laurent, Loana, Max (bonne chance pour ta thèse), Michael N., Mickaël B. (merci pour ta contribution à la ventilation du couloir et bonne chance pour la fin — et non pas fin — de ta thèse), Mickaël G.

Et enfin, et surtout, merci Virginie!

Sommaire

Introduction	vii
Notations	xi
Chapitre 1 Optique dans les milieux matériels	1
1.1 Milieu homogène	1
1.2 Généralisation à des structures multicouches	3
1.3 Propagation guidée	3
1.4 Bande interdite photonique	6
Chapitre 2 Présentation du silicium poreux	9
2.1 Formation	9
2.2 Propriétés	11
2.3 Méthodes de structuration	16
Chapitre 3 Méthodes expérimentales	21
3.1 Élaboration des échantillons	21
3.2 Caractérisations optiques par la surface	25
3.3 Caractérisations optiques en géométrie guidée	28
Chapitre 4 Émission de structures planaires	39
4.1 Calculs d'émission spontanée	39
4.2 Émission dans une couche simple	43
4.3 Influence de la structure optique	47
Chapitre 5 Structures guidantes	53
5.1 Différents types de pertes	53
5.2 Calcul des pertes	56
5.3 Étude d'un guide à saut d'indice	64
5.4 Étude d'un guide à bande interdite photonique	72
Chapitre 6 Contrôle de la propagation guidée	83
6.1 Principe	83
6.2 Méthode des modes couplés	85
6.3 Description de l'échantillon	88
6.4 Mesures de transmission	90

TABLE DES MATIÈRES

6.5 Discussion	94
Conclusion	105
Annexe A Expression du vecteur de Poynting	109
A.1 Polarisation TE	109
A.2 Polarisation TM	110
Annexe B Atténuation liée à la divergence du faisceau guidé	111
Publications	113
Bibliographie	115

Table des figures

1.1	Ondes planes à l'interface deux milieux semi-infinis	2
1.2	Schéma d'un guide d'onde planaire et distribution du champ associé aux modes	4
1.3	Courbes de dispersion d'un guide d'onde planaire typique	5
1.4	Schéma d'un milieu diélectrique périodique fini. Spectre de réflectivité typique d'un miroir de Bragg	7
2.1	Modèle de dissolution du silicium poreux	10
2.2	Micrographies des différents types de silicium poreux	12
2.3	Profil de diffraction d'un échantillon de silicium poreux	13
2.4	Spectre typique de photoluminescence du silicium poreux	14
2.5	Variation de la partie réelle de l'indice du silicium poreux en fonction de la porosité de la couche	15
2.6	Illustration de la structuration en profondeur	17
2.7	Structure périodique de silicium macroporeux	19
3.1	Cellule utilisée pour l'électrolyse	22
3.2	Schéma du montage utilisé pour la structuration holographique	23
3.3	Spectre de réflectivité d'une couche simple et valeurs d'indice déduites	26
3.4	Montage de photoluminescence à angle variable	27
3.5	Montage pour l'injection de lumière blanche dans le guide d'onde	29
3.6	Propagation des faisceaux guidés vue du dessus du guide et ouvertures respective du faisceau incident et du mode guidé	30
3.7	Montage utilisé pour un pompage localisé d'émetteurs intégrés à la structure.	31
3.8	Montage de collection de la lumière en sortie du guide	32
3.9	Image de la tranche de sortie du guide	33
3.10	Exemple de spectres de transmission de guides multimodes et transformées de Fourier associées	35
4.1	Représentation schématique du calcul d'émission	42
4.2	Série de spectres de photoluminescence pour différents angles d'une couche simple de silicium poreux	44
4.3	Diagramme d'émission d'une couche simple	46

TABLE DES FIGURES

4.4	Spectres de photoluminescence à différents angles d'une micro-cavité	48
4.5	Diagrammes d'émission de la microcavité	50
5.1	Différents processus qui participent aux pertes optiques	53
5.2	Illustration del l'élargissement du mode dû aux pertes	57
5.3	Vue schématique d'une structure planaire guidante et flux éner-gétiques	58
5.4	Pertes dans un guide à fuites	61
5.5	Pertes dans un guide absorbant	63
5.6	Courbes de dispersion du guide planaire	65
5.7	Distribution du champ électrique dans le guide	66
5.8	Spectres de transmission	67
5.9	Pertes mesurées	69
5.10	Comparaison entre les pertes mesurées et des estimations	70
5.11	Spectre de la lumière diffusée	72
5.12	Profil d'indice du guide à bande interdite photonique	73
5.13	Structure de bande projetée de l'empilement infini	75
5.14	Dispersion du mode guidé	77
5.15	Distribution en profondeur de la puissance guidée	78
5.16	Spectres de photoluminescence émise par la tranche et pertes déduites	79
5.17	Comparaison de l'atténuation liée aux fuites calculées avec les pertes mesurées	80
6.1	Comparaison des courbes de dispersion de guides planaire et périodique	84
6.2	Modification de la dispersion d'un mode couplé	87
6.3	Géométrie de la mesure de transmission sur un guide périodique	90
6.4	Spectres de transmission mesurés sur le guide périodique	91
6.5	Comparaison des spectres de transmission avec le calcul	93
6.6	Carte d'indice du guide périodique.	95
6.7	Évolution des spectres de transmission pour différents azimuts ϕ	99
6.8	Transmission d'un guide périodique fini calculée par une mé-thode à base de matrices de transfert	100
6.9	Représentation schématique des modes (trait épais) du guide périodique dans le plan (O, k_x, k_y)	101
6.10	Étude angulaire de l'émission d'une structure guidante périodique	102
B.1	Effets de la divergece du faisceau guidé	111
B.2	Atténuation résultant de la divergence	112

Introduction

Plus, plus vite, plus loin. Tels pourraient être résumés en quelques mots les progrès spectaculaires accomplis durant toute la seconde moitié du XX^e siècle dans le domaine des sciences et techniques de l'information. Et ce n'est qu'un début. À l'aube de ce nouveau siècle, l'enjeu économique (et politique) est colossal et rien ne semble pouvoir arrêter cette troisième révolution industrielle : la vitesse et la capacité des ordinateurs continuent de suivre la loi de Moore¹, tandis que les autoroutes de l'information² n'en finissent pas de voir leur débit s'accroître, conjointement à leur développement tentaculaire. Sur ce dernier aspect, l'optique occupe déjà une place de choix. Mieux encore, elle est pressentie comme une alternative à la microélectronique (qui constitue le cœur de nos ordinateurs), que d'aucuns redoutent de voir buter sur des limites physiques dans les prochaines décennies.

Dans ce contexte, l'apparition du concept des matériaux dits à *bande interdite photonique* (on les appelle aussi *cristaux photoniques*) a suscité de la part de la communauté scientifique un enthousiasme³ tel que même des quotidiens nationaux s'en sont fait l'écho récemment⁴. Il s'agit de matériaux transparents, généralement artificiels, dont l'indice optique est structuré de façon périodique selon une ou plusieurs directions de l'espace, ce qui leur permet de s'opposer à la traversée d'ondes électromagnétiques, dans certaines conditions, lorsque la période de structuration est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde considérée [Joan]. Le principe était certes déjà connu et utilisé depuis plusieurs décennies pour réaliser des miroirs interférentiels au moyen d'empilements diélectriques périodiques [Yeh]. Mais au delà de la généralisation à plusieurs dimensions, le coup de génie tenait plutôt à l'analogie avec la physique des semiconducteurs, laissant entrevoir des applications prometteuses : en 1987, dans

1. Cette *loi*, du nom de Gordon Moore, cofondateur de la firme Intel, prévoit un doublement de la capacité des microprocesseurs tous les 18 mois environ [Moor65] (ou réédition [Moor98]). Depuis 1975, elle n'a jamais été démentie. Elle s'observe également sur le coût du stockage sur disque dur qui, à capacité égale, chute de moitié pendant cette même période tandis que la densité du stockage double.

2. On doit cette métaphore à Al Gore, lors d'un discours prononcé en 1993. Il était alors vice-président des États-Unis. C'était en outre le thème du sommet du G7 qui s'est tenu en février 1995 à Bruxelles.

3. On peut en mesurer l'ampleur en parcourant *The Ultimate Collection of Photonic Band Gap Research Links* sur <http://www.neci.nj.nec.com/homepages/vlasov/photonic.html>.

4. Cf. par exemple la pleine page consacrée aux cristaux photoniques dans *Le Monde* daté du 2 février 2001.

INTRODUCTION

son article fondateur [Yabl87], Yablonovitch y voit un moyen de vaincre certaines limitations des lasers à semiconducteurs en termes de bruit, seuil, etc., tirant parti d'une inhibition de l'émission spontanée, prédite quarante ans auparavant par Purcell [Purc46], mais appliquée à une échelle microscopique. Plus tard, les opportunités offertes pour la réalisation de circuits optiques de taille réduite à l'extrême [Meki96], ou la mise en évidence de propriétés réfractives anormales [Lin96, Gral00], allaient jeter les bases d'un nouveau pan de la physique contemporaine. Car l'intérêt pour les cristaux photoniques ne réside pas seulement dans leurs applications potentielles : même si de nombreuses analogies formelles avec les propriétés électroniques des semiconducteurs sont évoquées, ils constituent bel et bien une voie nouvelle à explorer.

Mais les obstacles sont nombreux. D'un point de vue théorique, on se heurte à des calculs très lourds dès lors que l'on prend en compte les trois dimensions de l'espace. D'un point de vue expérimental, la fabrication des cristaux photoniques est confrontée principalement à deux exigences : un fort contraste d'indice⁵ et une structuration de période équivalente à la longueur d'onde étudiée. C'est à cause de cette dernière contrainte que les premières structures tridimensionnelles ont été réalisées pour le domaine des micro-ondes. En ce qui concerne l'optique, la période requise (inférieure au micron) est une contrainte majeure, et les premières réalisations ont dû attendre les récents progrès accomplis dans les techniques lithographiques, et se contenter d'une structuration limitée aux deux dimensions du plan [Krau96a]. À l'heure actuelle, mis à part des assemblages de type tas de bois [Lin99], très lourds à mettre en œuvre, seules les opales⁶ constituent des structures véritablement tridimensionnelles [Migu97], mais la régularité à grande échelle reste encore un problème.

Pour ces raisons, de plus en plus de groupes s'orientent désormais vers des matériaux alternatifs, pour lesquels les contrastes d'indices accessibles sont certes parfois moins élevés que dans le cas des semiconducteurs, mais suffisants pour des structures confinées verticalement par guidage conventionnel. Ils offrent souvent une plus grande souplesse de fabrication⁷.

Le silicium nanoporeux appartient de toute évidence à cette catégorie : les indices accessibles en jouant sur la porosité sont certes notablement moins élevés que dans le cas du silicium massif, mais les procédés de fabrication sont simples et offrent la possibilité de différents types de structurations. La luminescence à température ambiante, dans certaines conditions, et la capacité à héberger des émetteurs, constituent d'autres propriétés enviables et ont été largement exploitées par le passé, en conjugaison des effets de filtrage et d'extraction apportés par des structures verticales de type microcavité [Setz00].

5. Le fort contraste d'indice est une condition nécessaire pour que la bande interdite soit commune à un maximum de directions.

6. Les opales sont, à l'état naturel, des pierres dont les reflets irisés sont dus aux interférences produites par l'empilement compact des microbilles siliceuses qui les composent. Elles constituent le seul exemple de cristal photonique tridimensionnel naturel. On sait réaliser ces empilements de façon artificielle et contrôlée.

7. On peut notamment citer certains polymères, qui se prêtent même à des assemblages en structure d'opale [Roma01].

Par contre, la structuration périodique de l'indice dans le plan, rendue possible par un procédé de gravure holographique relativement simple [Lero97c], n'a jamais fait l'objet d'études optiques, excepté en termes de diffraction par la surface, ignorant ainsi une opportunité de contrôler l'émission de lumière dans le plan, fléau des structures à émission de surface.

C'est à cette propagation dans le plan qu'est consacré ce travail, et plus particulièrement aux possibilités de la contrôler par une structuration périodique. Avec cette perspective, nous avons choisi dans un premier temps de structurer verticalement le matériau, afin de donner lieu à un transport de lumière efficace dans le plan, par effet de guidage, puis nous avons réalisé une structuration périodique limitée, pour simplifier le problème, à une seule direction du plan, direction selon laquelle nous avons étudié la propagation de lumière guidée.

Dans un premier chapitre, nous formulerons quelques rappels d'optique des milieux matériels structurés. Nous insisterons particulièrement sur la notion de mode guidé, qui interviendra de façon omniprésente dans l'ensemble du manuscrit, ainsi que sur l'apparition de bande interdite photonique résultant d'une structuration périodique.

Le chapitre 2 sera consacré au silicium poreux en général. L'accent sera mis particulièrement sur ses propriétés optiques et son aptitude à la structuration.

Le chapitre 3 décrira les méthodes expérimentales utilisées à la fois pour l'élaboration et pour les caractérisations optiques. Dans la dernière partie, un accent particulier sera mis sur la configuration expérimentale utilisée en optique guidée pour des caractérisations, soit en lumière blanche, soit en exploitant l'émission intrinsèque du matériau.

Le chapitre 4 sera le point de départ de notre étude : à titre préliminaire, nous nous intéresserons à l'émission de lumière, dans le cadre général des structures planaires, l'idée sous-jacente étant la caractérisation de l'émission intrinsèque du silicium, le procédé de fabrication par gravure pouvant faire craindre (ou espérer) une disproportion entre le nombre de dipôles horizontaux et verticaux, ces derniers n'intervenant que dans l'émission dans le plan. Une méthode classique de calcul de l'émission spontanée sera d'abord présentée, puis nous détaillerons les mesures d'émission verticale réalisées sur des échantillons de silicium nanoporeux bénéficiant d'une structuration uniquement verticale. Les propriétés de l'émission intrinsèque, les effets en termes de redistribution spectrale et angulaire, efficacité d'extraction, seront également analysés et discutés.

Le chapitre 5 sera consacré à la réalisation et à l'étude de structures permettant un guidage dans le plan. Nous évoquerons les différentes sources de pertes susceptibles de limiter le guidage et proposerons une méthode numérique générale permettant de les évaluer quantitativement. Deux types de structures guidantes, exploitant soit un guidage conventionnel à saut d'indice soit un guidage par bande interdite photonique, seront décrits et analysés en termes de gamme spectrale, de pertes, et d'émission guidée.

Enfin, dans le chapitre 6, nous utiliserons cette propagation guidée pour sonder une structuration périodique de l'indice dans le plan. Nous commencerons par exposer les points clés de la méthode des modes couplés, puis nous

INTRODUCTION

analyserons les mesures de transmission réalisées en lumière blanche et nous nous intéresserons aux conséquences en termes d'émission de surface.

L'ensemble des résultats obtenus nous permettra d'évaluer les potentialités du silicium nanoporeux en tant que matériau à bande interdite photonique, tant d'un point de vue fondamental qu'appliqué.

Notations

Nous dressons ci-dessous la liste des principales notations utilisées dans le manuscrit. Les grandeurs complexes sont signalées par un astérisque (*). Il n'est pas fait mention des notations de portée très locale.

Notation	Définition
$A_{\uparrow\downarrow}$	terme source* à ajouter au champ électrique de l'onde dans le sens $\pm z$
c	vitesse de la lumière dans le vide
e_2	épaisseur de la couche guidante
e_3	épaisseur de la gaine inférieure
e_c	épaisseur de la couche qui constitue la cavité
e_H	épaisseur de la couche de fort indice
e_L	épaisseur de la couche de faible indice
\mathbf{E}	champ électrique*
$E_{i\uparrow}$	amplitude* de l'onde dans le sens $+z$ (couche i)
$E_{i\downarrow}$	amplitude* de l'onde dans le sens $-z$ (couche i)
\mathbf{H}	champ magnétique*
j	densité de courant d'anodisation
\mathbf{k}	vecteur d'onde*
\mathbf{k}_0	vecteur d'onde dans le vide
k_{\parallel}	composante tangentielle de \mathbf{k}
K	période du réseau réciproque
L	longueur de propagation (dans un guide d'onde)
n	indice optique*
n_1	indice du milieu au dessus d'un guide (en général de l'air)
n_2	indice* de la couche guidante
n_3	indice* de la gaine inférieure
n_c	indice* de la couche qui constitue la cavité
n_e	indice extraordinaire (verticalement)
n_{eff}	indice effectif d'un mode guidé
n_H	indice* de la couche de fort indice
n_L	indice* de la couche de faible indice
n_o	indice ordinaire (dans le plan)
\mathbf{P}	partie réelle du vecteur de Poynting
x, y, z	coordonnées cartésiennes (\hat{z} est perpendiculaire à la surface)

NOTATIONS

Notation	Définition
α	coefficient d'atténuation
β	composante tangentielle de \mathbf{k} (en optique guidée)
γ	déclinaison (angle par rapport à l'horizontale)
δ	paramètre d'anisotropie
ϵ_0	permittivité du vide
ϵ	constante diélectrique* (ou permittivité relative)
ϕ	azimut (angle dans le plan)
Φ	flux d'énergie
$\kappa_{p,lm}$	coefficient* de couplage des modes l et m via la p -ième harmonique de la perturbation
λ	longueur d'onde dans le vide
Λ	période de la modulation d'indice
μ_0	perméabilité magnétique du vide
σ	écart type des fluctuations de hauteur d'une surface rugueuse
θ	angle d'incidence (par rapport à la normale)
ω	fréquence angulaire

Chapitre 1

Optique dans les milieux matériels

Nous rappelons dans ce chapitre les principes de base qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques. Nous traitons également deux situations particulières : la propagation guidée et la propagation dans un milieu périodique.

1.1 Milieu homogène

1.1.1 Ondes planes

Comme tout phénomène électromagnétique en général, l'optique est gouverné par les quatre équations de Maxwell [Jack]. Dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique, de constante diélectrique complexe ϵ et en l'absence de sources, elles s'écrivent en unités SI

$$\begin{aligned}\nabla \wedge \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0, \\ \nabla \wedge \mathbf{H} &= \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0,\end{aligned}\tag{1.1}$$

où l'on désigne par \mathbf{E} et \mathbf{H} les champs électrique et magnétique, et où ϵ_0 et μ_0 représentent la permittivité et la perméabilité magnétique du vide. En combinant ces équations, on montre (i) que chacun des champs vérifie une équation d'onde, (ii) qu'ils sont reliés par une relation très simple. Aussi, nous nous bornerons à exprimer les relations à venir en fonction du champ électrique, dont l'équation d'onde

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0\tag{1.2}$$

admet comme solutions des ondes planes de la forme⁸

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)],\tag{1.3}$$

8. Dans cette expression ainsi que dans celles qui suivent, le champ \mathbf{E} est une grandeur complexe, dont la partie réelle constitue le champ physique.

CHAPITRE 1. OPTIQUE DANS LES MILIEUX MATÉRIELS

de longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi c/\omega$, de fréquence $\nu = \omega/2\pi$, et dont le vecteur d'onde \mathbf{k} est défini de telle sorte que $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ est un trièdre direct et

$$k^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (1.4)$$

où $n \equiv \sqrt{\epsilon}$ et $\mu_0 \epsilon_0 c^2 \equiv 1$. En outre, la moyenne temporelle du flux d'énergie de cette onde à travers une surface fermée est donné par le flux à travers cette même surface de la partie réelle \mathbf{P} du vecteur de Poynting complexe, soit

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*). \quad (1.5)$$

Les ondes planes revêtent une importance particulière dans la mesure où elles constituent une base commode sur laquelle peut être développée toute onde électromagnétique. En outre, les équations qui régissent leur comportement à l'interface de deux milieux sont simples et peuvent être résolues rigoureusement.

1.1.2 Interface de deux milieux homogènes

Considérons l'interface entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 , telle qu'elle est représentée sur la figure 1.1. Dans la mesure où notre système est invariant selon les deux directions $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$, les conditions aux limites doivent être satisfaites à tout instant et sur toute l'interface. Ceci impose les mêmes variations spatiale et temporelle du champ électrique en tout point du plan xy , donc la conservation des composantes tangentielles des vecteurs d'onde. Aussi, nous pouvons écrire l'amplitude du champ électrique sous la forme $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(z) \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)]$, et dans chaque milieu i , on montre facilement que $\mathbf{E}(z)$ peut s'écrire comme la somme de deux ondes se propageant dans le sens $+z$ (\uparrow) ou $-z$ (\downarrow), selon

$$\mathbf{E}_i(z) = E_{i\uparrow} \exp(+ik_{z,i}z) + E_{i\downarrow} \exp(-ik_{z,i}z) = \begin{pmatrix} E_{i\uparrow} \\ E_{i\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

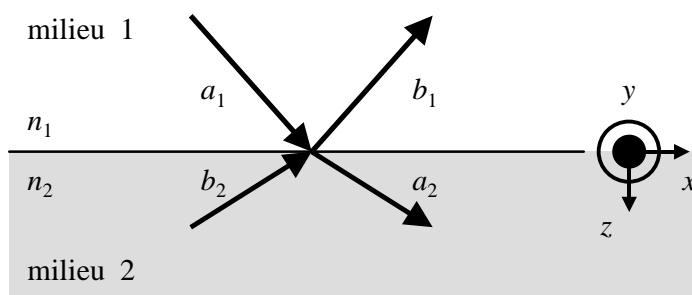


FIG. 1.1. – Ondes planes (chaque flèche représente le vecteur d'onde) de part et d'autre d'une interface. Les amplitudes des champs électriques associés sont indiquées près de chaque flèche. Dans le cas présent, $n_1 > n_2$.

1.2. GÉNÉRALISATION À DES STRUCTURES MULTICOUCHES

Les conditions de continuité des champs électromagnétiques permettent de relier les valeurs des amplitudes de part et d'autre de l'interface. En polarisation TE (lorsque \mathbf{E} est le long de $\hat{\mathbf{y}}$),

$$\begin{cases} (\mathbf{E}_{1\uparrow} + \mathbf{E}_{1\downarrow}) &= (\mathbf{E}_{2\uparrow} + \mathbf{E}_{2\downarrow}) \\ k_{z,1}(\mathbf{E}_{1\uparrow} - \mathbf{E}_{1\downarrow}) &= (\mathbf{E}_{2\uparrow} - \mathbf{E}_{2\downarrow})k_{z,2} \end{cases}, \quad (1.7)$$

et en polarisation TM (lorsque \mathbf{E} est dans le plan xz),

$$\begin{cases} k_{z,1}/k_1(\mathbf{E}_{1\uparrow} + \mathbf{E}_{1\downarrow}) &= (\mathbf{E}_{2\uparrow} + \mathbf{E}_{2\downarrow})k_{z,2}/k_2 \\ k_1(\mathbf{E}_{1\uparrow} - \mathbf{E}_{1\downarrow}) &= (\mathbf{E}_{2\uparrow} - \mathbf{E}_{2\downarrow})k_2 \end{cases}. \quad (1.8)$$

Étant donné l'équation 1.4, il apparaît que les couples $(\mathbf{E}_{1\uparrow}, \mathbf{E}_{1\downarrow})$ et $(\mathbf{E}_{2\uparrow}, \mathbf{E}_{2\downarrow})$ sont liés de façon biunivoque par l'équation 1.7 (ou 1.8, suivant le polarisation).

1.2 Généralisation à des structures multicouches

Les équations 1.7 et 1.8, écrites sous forme matricielle, constituent les briques majeures du formalisme dit des *matrices de transfert*. Cette méthode analytique est utilisée pour calculer le champ électrique en tout point d'une structure multicouche, au moyen d'une succession d'opérations matricielles élémentaires.⁹

Outre sa rigueur, la puissance de cette méthode réside dans sa généralité : aucune restriction n'est faite sur les valeurs possibles du vecteur d'onde ou des indices, si bien qu'elle peut décrire une grande variété de situations. Très efficace pour calculer la réflectivité, la transmission de structures multicouches (réflecteurs de Bragg, microcavités, etc.), nous verrons qu'elle peut s'adapter à des situations moins conventionnelles, pour calculer par exemple la modification de l'émission d'un dipôle dans une structure arbitraire (cf. § 4.1.2) ou les fuites d'un mode de guide (cf. § 5.2).

1.3 Propagation guidée

1.3.1 Réflexion totale

Les relations de continuité ont pour conséquence que les champs ne dépendent de l'indice du milieu que par le biais de la composante du vecteur d'onde qui est normale à l'interface. Dans la configuration de la figure 1.1, en posant $k_0 \equiv \omega/c$, d'après l'équation 1.4, elle vérifie

$$\beta^2 + k_{z,i}^2 = k_0^2 n_i^2, \quad (1.9)$$

où nous avons désigné par β la composante tangentielle du vecteur d'onde (aussi appelée *constante de propagation*) pour nous conformer aux usages de

9. L'ouvrage de Yeh [Yeh] est une référence en la matière.

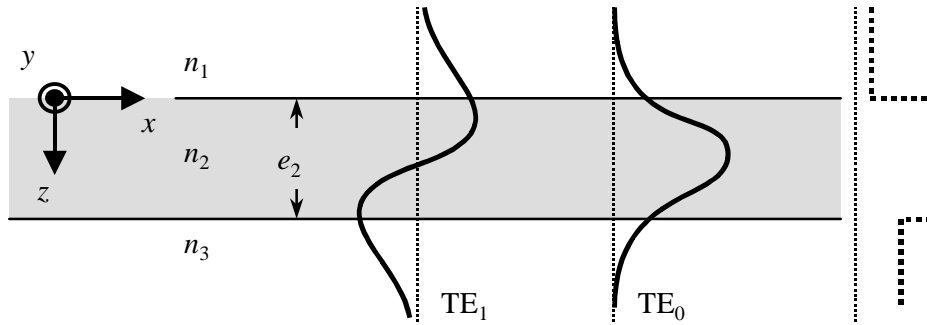


FIG. 1.2. – Vue schématique d'un guide d'onde planaire. La distribution du champ électrique des deux premiers modes TE_0 et TE_1 est reportée, ainsi que le profil d'indice (en pointillés).

l'optique guidée. Il apparaît en particulier que si $\beta > k_0 n_i$, alors $k_{z,i}$ est imaginaire pur, ce qui interdit la propagation de l'onde suivant \hat{z} dans le milieu d'indice n_i .

Lorsqu'une onde plane attaque l'interface d'un milieu semi-infini dans lequel sa constante de propagation ne l'autorise pas à se propager, elle subit une réflexion totale. Dans le milieu "interdit", le champ électromagnétique décroît exponentiellement sur une profondeur de même ordre de grandeur que la longueur d'onde ; l'onde est dite *évanescence* et le transport d'énergie se fait uniquement au voisinage de l'interface, parallèlement à celle-ci.

1.3.2 Notion de mode guidé

Le guidage est un moyen efficace de transporter de l'énergie, en confinant la lumière dans un milieu, grâce à des réflexions totales contre des matériaux voisins d'indice plus faible. Néanmoins, la condition de réflexion totale n'est pas suffisante pour permettre le guidage : on montre facilement que les conditions de continuité des champs aux interfaces ne peuvent être vérifiées que pour un ensemble discret et fini de valeurs de β qui constituent les *modes* du guide. Dans la mesure où chaque mode guidé se comporte comme une onde plane dans la direction longitudinale du guide, on a coutume de donner pour chaque mode son indice effectif n_{eff} , défini par $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$.

En outre, chaque mode possède sa propre distribution de champ électrique, comme l'illustre la figure 1.2, sur laquelle est schématisé un guide planaire asymétrique, d'épaisseur e_2 , avec $n_1 < n_3 < n_2$.

1.3.3 Dispersion

Lorsque l'étude d'une structure guidante couvre une large gamme spectrale, il est utile de considérer la dispersion des modes. La courbe de dispersion,

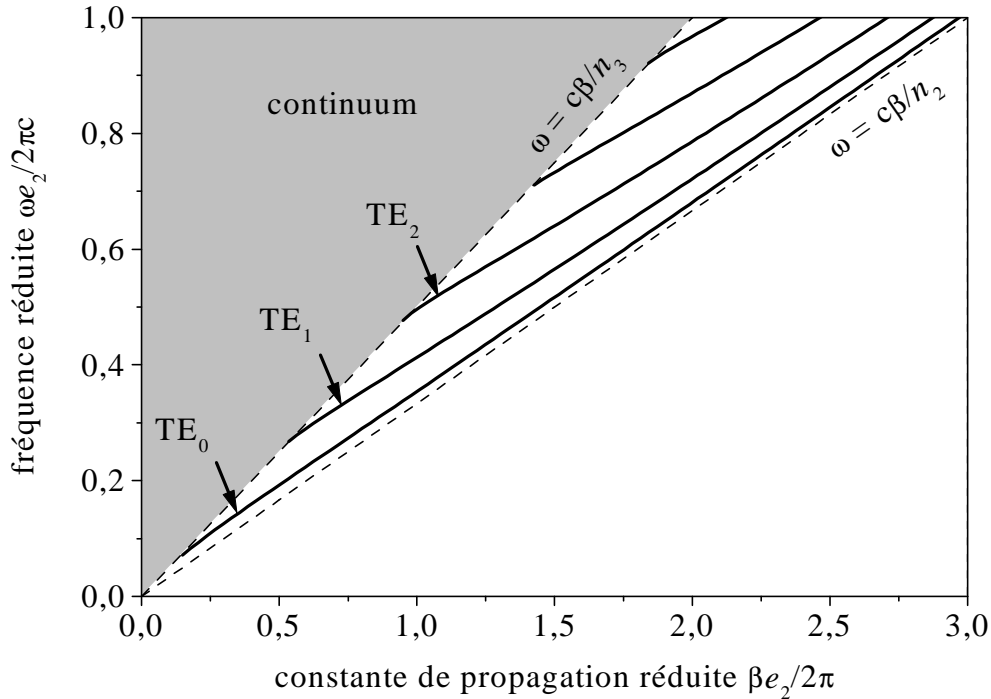


FIG. 1.3. – Courbes de dispersion d'un guide d'onde planaire asymétrique tel que celui qui est dessiné sur la figure 1.2. Les indices choisis ici sont $n_1 = 1$, $n_2 = 3$, $n_3 = 2$, et seule la polarisation TE est représentée. Les premiers modes guidés sont indiqués par des flèches. Les droites en pointillés indiquent les limites du domaine d'existence des modes guidés.

calculée pour le guide de la figure 1.2 est représentée sur la figure 1.3. Malgré les valeurs spécifiques des indices, cette figure garde un caractère de généralité. Il apparaît notamment que les modes appartiennent à une région limitée par les droites $\omega = c\beta/n_2$ et $\omega = c\beta/n_3$, qui correspondent respectivement à une propagation rasante dans la couche guidante, et à la limite de réflexion totale contre le matériau environnant d'indice n_3 . La figure met clairement en évidence l'augmentation progressive du nombre de modes pouvant être guidés dans la structure, lorsque la fréquence augmente. Quant à la zone grisée, elle correspond à un continuum de modes dits *rayonnants* qui, en l'absence de confinement par réflexion totale sur les deux interfaces, se propagent au delà de la couche guidante.

1.3.4 Relations d'orthogonalité

Il est possible de montrer que dans le cas d'un guide non absorbant, les modes guidés sont orthogonaux aux modes du continuum et orthogonaux entre

CHAPITRE 1. OPTIQUE DANS LES MILIEUX MATÉRIELS

eux [Marc]. Pour notre guide planaire, cette dernière propriété s'écrit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{E}_i \wedge \mathbf{H}_j^*] \cdot \hat{\mathbf{x}} dz = \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{E}_j^* \wedge \mathbf{H}_i] \cdot \hat{\mathbf{x}} dz = 0, \quad i \neq j, \quad (1.10)$$

où i et j indexent les modes guidés.

1.3.5 Couplage par la tranche

Le moyen le plus conventionnel pour injecter de la lumière dans un guide consiste à focaliser un faisceau sur la tranche du guide. Il s'agit d'un processus éminemment complexe (les effets de bords jouent ici un rôle majeur) ; on retiendra cependant que

- l'ouverture angulaire du faisceau incident doit être inférieure à l'ouverture effective du guide ;
- la distribution de champ de l'onde incidente est décomposée sur la base des modes (guidés et radiatifs) du guide ; dit autrement, le couplage avec un mode sera d'autant plus efficace que la figure projetée sur la tranche du guide correspondra à son profil de puissance transportée.

1.4 Bande interdite photonique

Dans le cas d'un milieu dont la constante diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$ varie de façon périodique (on emploie alors le terme de *cristal photonique*), les équations de Maxwell se réduisent à une équation aux valeurs propres [Joan] en \mathbf{H} , similaire à l'équation de Schrödinger que vérifie la fonction d'onde d'un électron dans le potentiel périodique d'un réseau cristallin d'ions.

Cette analogie permet l'utilisation des outils cristallographiques développés pour la physique du solide : on montre notamment que les solutions sont des ondes de Bloch [Ashc]. Mais l'intérêt des milieux périodiques réside sans conteste dans l'apparition possible de plages d'énergie appelées *bandes interdites photoniques* pour lesquelles la propagation des photons est interdite.

1.4.1 Milieu périodique unidimensionnel

Le milieu périodique unidimensionnel est un cas d'école. Il a été étudié très tôt : Kossel [Koss66] a étudié ses similitudes avec la physique du solide en 1966, et Yeh *et al.* [Yeh77a] l'ont formulé en terme de matrices de transfert quelques années plus tard. Il a le mérite d'illustrer la notion de bande interdite photonique de façon particulièrement intuitive, d'autant que les calculs peuvent être menés au moyen de méthodes numériques relativement rudimentaires.

Nous raisonnerons dans un premier temps sur une structure finie, que l'on appelle *miroir de Bragg* : il s'agit d'un empilement périodique de couches diélectriques d'indices n_1 et n_2 de période Λ , comme le montre la figure 1.4a. Pour une onde plane en incidence normale (selon l'axe $\hat{\mathbf{z}}$ sur la figure), on

1.4. BANDE INTERDITE PHOTONIQUE

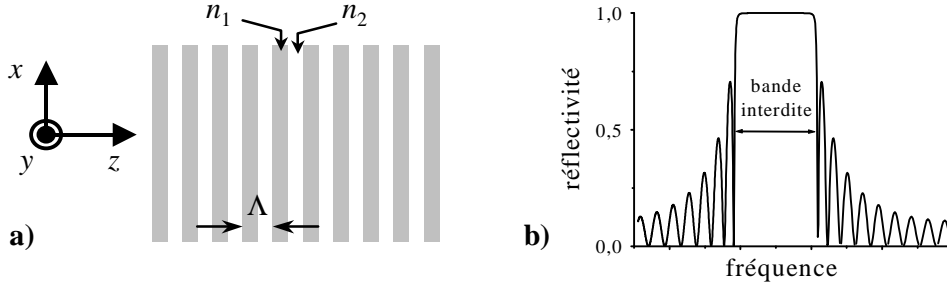


FIG. 1.4. – a) Schéma d'un milieu diélectrique périodique fini. b) Spectre de réflectivité typique d'un miroir de Bragg faisant apparaître une bande interdite.

montre que les réflexions multiples sur les interfaces successives sont en phase si les couches ont une épaisseur optique d'un quart de longueur d'onde. Cela se traduit dans la structure par l'établissement d'une onde stationnaire dont l'enveloppe décroît en profondeur. Expérimentalement, cette situation donne lieu à la réflexion quasi-totale de l'onde incidente, dans une gamme finie de fréquences qui constitue la bande interdite, comme l'illustre la figure 1.4b. On montre en outre que la largeur de la bande interdite est proportionnelle au contraste d'indice $n_1 - n_2$.

Dans le cas d'une structure infinie, nous serions dans la gamme énergétique où les solutions de l'équation aux valeurs propres sont évanescentes, ce qui interdit la propagation d'énergie.

Sous une incidence oblique, l'épaisseur optique est modifiée, et la bande interdite est décalée à des fréquences plus élevées. En outre, sa largeur change généralement, car les relations de continuité aux interfaces dépendent de l'incidence et de la polarisation. Autrement dit, à fréquence donnée, la bande interdite possède une certaine acceptation angulaire, d'autant plus importante que le contraste d'indice est élevé.

1.4.2 Généralisation à plusieurs dimensions

Le cas d'un milieu périodique le long de plusieurs directions est plus complexe, même si les principes qui gouvernent l'ouverture de bande interdite sont les mêmes.

Tout l'intérêt réside dans la possibilité d'obtenir une bande interdite pour toutes les directions de propagation. A deux dimensions, on retiendra que la structure la plus simple possédant une bande interdite complète, c'est-à-dire pour toutes les directions et pour les deux polarisations est le réseau triangulaire de cylindres [Plih91]. Elle nécessite cependant un rapport d'indice supérieur à 3. Des structures plus complexes, exploitant une symétrie d'ordre plus élevé, peuvent se contenter d'un rapport d'indice beaucoup plus faible, rendant possible l'utilisation de silice [Zoor00]. A trois dimensions, Ho *et al.* [Ho90] ont été les premiers à montrer théoriquement que la structure diamant était un bon candidat. On signalera également la *Yablonovite*, nom donné à

CHAPITRE 1. OPTIQUE DANS LES MILIEUX MATÉRIELS

la structure suggérée peu de temps après par Yablonovitch *et al.* [Yabl91a], et qui permet d'obtenir une structure cubique à faces centrées par une astucieuse série de perçages bien orientés.

Dans ce chapitre, nous avons vu brièvement les principes généraux qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux matériels. Nous avons insisté sur deux configurations très différentes, qui ont cependant comme point commun d'être capables, au moins dans une région limitée de l'espace, de s'opposer sous certaines conditions à la propagation de lumière : par réflexion totale pour le guide d'onde ou par effet de bande interdite photonique pour le cristal photonique. Chaque fois, la dispersion des photons s'en trouve fortement affectée.

Chapitre 2

Présentation du silicium poreux

Nous décrivons brièvement dans ce chapitre la formation du matériau, ainsi que ses principales propriétés¹⁰, notamment optiques. Nous insistons ensuite tout particulièrement sur les différents moyens offerts quant à sa structuration.

L'histoire du silicium poreux commence il y a presque un demi-siècle lorsque Uhler [Uhl56] puis Turner [Turn58] observent un film coloré de nature inconnue à la surface de leurs échantillons, en mettant au point une méthode électrochimique pour le polissage du silicium. Quelques années plus tard, les travaux de Memming et Schwandt [Memm66a] puis de Theunissen [Theu72], montre que sa formation résulte d'une dissolution localisée du silicium et non d'un dépôt en surface.

Dans les années qui suivent, l'étude du matériau est notamment motivée par ses potentialités concernant la réalisation de structures de type silicium sur isolant [Arit77], mais c'est en 1990 que la découverte de la luminescence du silicium poreux à température ambiante par Canham [Canh90] a l'effet d'une bombe : les potentialités en terme d'applications optoélectroniques, interdites au silicium en raison de son gap indirect, génèrent une croissance exponentielle du nombre de publications sur le sujet.

2.1 Formation

2.1.1 Conditions de formation

Le silicium poreux est obtenu par attaque électrochimique d'un substrat monocristallin de silicium dans une solution à base d'acide fluorhydrique (HF). Le silicium constitue l'anode, tandis qu'un métal inerte (platine) immergé dans l'électrolyte joue le rôle de la cathode. Les principaux paramètres entrant en

10. Une description plus complète des processus de formation du matériau peut être trouvée dans le recueil des cours donnés à l'école des Houches [Vial95]. Quant aux propriétés du matériau, elles font l'objet de nombreux articles de revue [Fauc96, Cull97, Kova99] et d'un ouvrage spécialisé [Canh].

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU SILICIUM POREUX

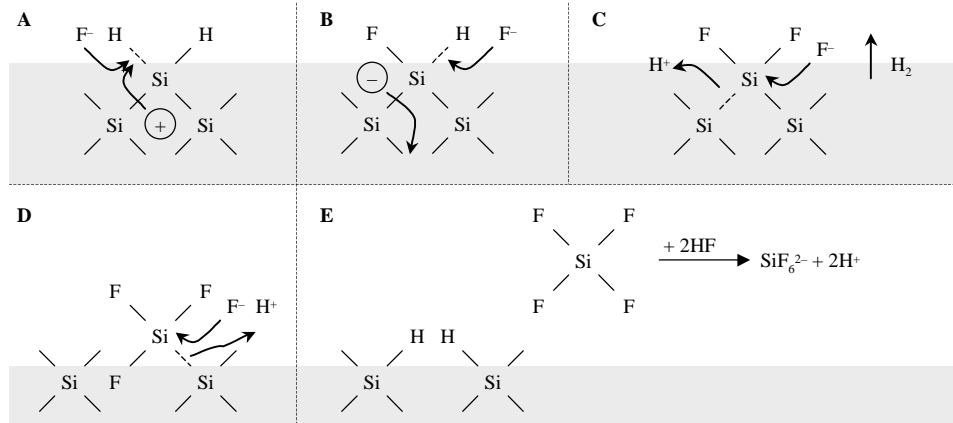


FIG. 2.1. – *Étapes successives du modèle de dissolution du silicium poreux proposé par Lehmann et Gösele [Lehm91]. La région grisée représente le silicium massif. La capture d'un trou dans la première réaction justifie le rôle critique joué par le dopage du silicium.*

jeu sont :

- le dopage du substrat de silicium,
- le dosage de la solution en HF,
- la densité de courant d'anodisation,
- l'illumination éventuelle.

La formation d'une couche poreuse n'est possible que dans un régime électrochimique particulier, fondamentalement différent du régime d'électropolissage.

2.1.2 Réactions mises en jeu

La dissolution électrochimique du silicium est un processus d'oxydation. La séquence des différentes réactions chimiques et électrochimiques, proposée par Lehmann et Gösele [Lehm91] est reportée sur la figure 2.1. Il apparaît notamment que la première étape (A), qui correspond à la cassure d'une liaison Si-H à la surface du silicium, nécessite la capture d'un trou h^+ , ce qui justifie le rôle critique joué par le dopage du substrat. Les réactions électrochimiques (A et B), puis simplement chimiques (C-E) qui s'enchaînent permettent de briser progressivement les liaisons autour de chaque atome de surface, afin de le mettre en solution, sous forme d'une molécule SiF_4 . Le processus se répète sur les atomes suivants. La surface du cristal est donc alternativement recouverte de fluor (étape C) et d'hydrogène (étape E). D'autres modèles ont été proposés ; ils diffèrent quelque peu dans le détail des réactions, mais l'influence des paramètres extérieurs (trous, électrons), reste globalement la même [Allo97].

2.1.3 Formation des pores

Si la dissolution, c'est-à-dire l'élimination de matière, est relativement bien comprise, les mécanismes qui sont responsables de la formations de pores sont d'une origine beaucoup plus controversée. Pourquoi l'attaque s'initie-t-elle à un endroit plutôt qu'un autre? Comment s'effectue la croissance des pores?

Aucune de ces questions n'a obtenu de réponse irréfutable. Les modèles proposés sont nombreux et variés [Smit92], ils s'appuient tantôt sur des réactions chimiques, en raison de différences d'activité chimique en différents points de la surface du substrat, tantôt sur des phénomènes physiques, à cause de défauts électriques (effet de pointe) [Beal85b] dus à des irrégularité de la surface de silicium, ou bien à cause d'une instabilité du front de dissolution [Vala97]. Tous convergent cependant vers la croissance d'un front de dissolution localisé au fond de la couche poreuse.

2.1.4 Conséquences sur l'homogénéité des couches

Nous venons de voir que le processus était limité au fond de la couche poreuse, seul endroit où coexistent le silicium, les ions fluor et les trous. Dans le cas d'une électrolyse pratiquée à densité de courant constante, on peut supposer en première approximation que les conditions électrochimiques ne varient pas au cours du temps¹¹, et donc que la formation en régime constant donne lieu à une couche parfaitement homogène en profondeur. C'est effectivement ce qui est constaté expérimentalement : les couches font preuve d'une homogénéité très satisfaisante, tant dans le plan qu'en profondeur, et leur épaisseur est généralement proportionnelle à la durée pendant laquelle le courant a circulé.

2.2 Propriétés

2.2.1 Propriétés structurales

Porosité

La porosité est définie comme le pourcentage volumique d'air dans le matériau. Cette caractéristique macroscopique peut être mesurée par gravimétrie, de préférence sur des couches épaisses. Les valeurs accessibles en silicium poreux sont typiquement comprises typiquement entre 15 et 90 %.

Il est maintenant bien établi que la porosité dépend principalement de la densité de courant et du dosage de l'électrolyte. On retiendra qu'elle augmente lorsque la densité de courant augmente ou lorsque la concentration en HF diminue.

Nous ne ferons mention de la porosité de nos échantillons qu'à titre indicatif, tant les propriétés structurales et optiques peuvent différer, même à porosité identique.

11. C'est l'appauvrissement de l'électrolyte, ou tout simplement la progression difficile des espèces chimiques dans le dédale de pores, qui est généralement redouté.

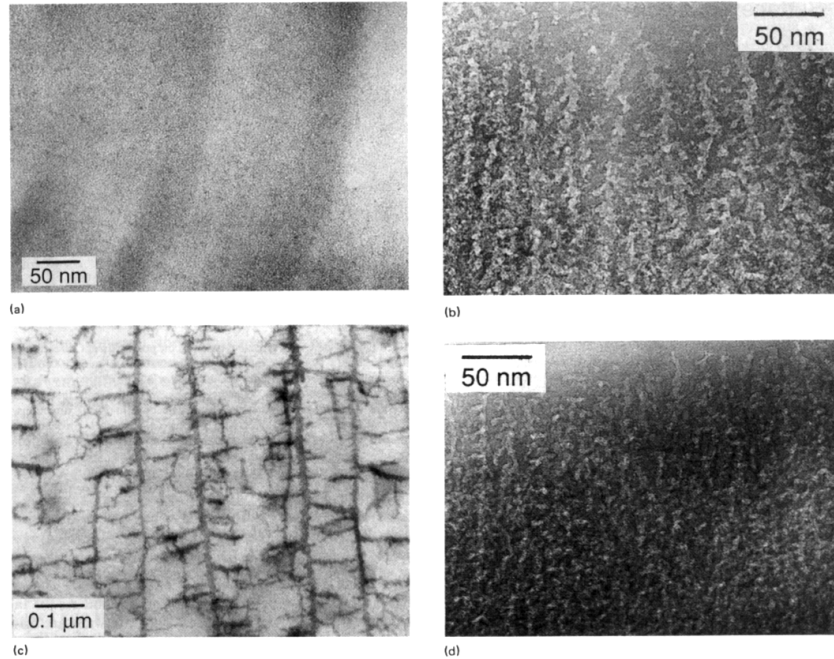


FIG. 2.2. – Clichés de microscopie électronique à transmission montrant les quatre types de silicium poreux : a) type p : structure en éponge ; b) type p^+ : structure colonnaire ; c) type n : macropores ; d) type n^+ : également colonnaire. D'après [Smit92].

Morphologie

La taille et la forme des pores sont essentiellement liées au dopage du substrat de départ. Quatre catégories de silicium poreux, illustrées sur la figure 2.2, sont donc traditionnellement distinguées, selon ce dopage (ρ désigne la résistivité, $N_{a/d}$ la concentration d'accepteurs/donneurs). Il s'agit :

- du type p ($\rho \sim 1 \Omega \text{ cm}$; $N_a \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) : la structure, de type *éponge*, est relativement isotrope (certes peu visible sur la figure 2.2a). Les cristallites, assimilables à des ellipsoïdes de taille nanométrique, sont fortement interconnectées ;
- du type p^+ ($\rho \sim 10^{-3} \Omega \text{ cm}$; $N_a \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) : la structure est fortement anisotrope (colonnaire), les pores cylindriques, d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, et possèdent de nombreux branchement latéraux (figure 2.2b) ;
- du type n ($\rho \sim 1 \Omega \text{ cm}$; $N_d \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) : la formation de la couche nécessite un apport de trous par illumination. À faible, épaisseur, la structure est similaire au type p . Au delà d'une centaine de nanomètres, des macropores se forment (figure 2.2c) ;
- du type n^+ ($\rho \sim 10^{-3} \Omega \text{ cm}$; $N_d \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) : la structure est assez

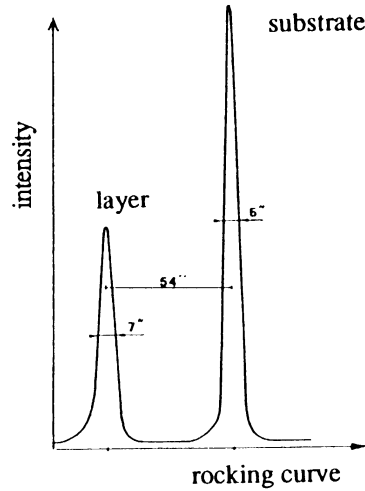


FIG. 2.3. – Profil de diffraction de rayons X à haute résolution obtenu sur un échantillon de type p^+ . D'après [Barl84].

semblable à celle du type p^+ (figure 2.2d).

Les deux premiers types sont de loin les plus étudiés. Pour notre part, nous nous limiterons au cas du type p nanoporeux, qui possède la propriété de luminescence.

Cristallinité

Le silicium poreux conserve après sa formation une cristallinité inattendue, proche de celle du substrat de départ.

Le profil *historique* de diffraction de rayons X à haute résolution, obtenu sur un échantillon de type p^+ , est reproduit sur la figure 2.3. Les largeurs des pics dus au silicium poreux (*layer*) et au substrat cristallin (*substrate*) sont comparables. L'écart angulaire entre les pics indique une légère elongation (10^{-4}) du paramètre de maille du réseau cristallin de la couche poreuse, dans une direction normale à la surface, attribué aux contraintes liées à la présence de liaisons Si-H [Barl84]. À noter que dans le cas du type p , la qualité cristalline est légèrement inférieure, et on mesure des dilatations de l'ordre de 10^{-3} .

2.2.2 Propriétés optiques

Luminescence

La photoluminescence à température ambiante, découverte par Canham en 1990 [Canh90], a déclenché l'intérêt que l'on connaît pour le silicium poreux. La figure 2.4, tirée de l'article original, illustre l'émission rouge, donc à des énergies plus importantes que le gap du silicium massif (1,1 eV), mesurée sur des échantillons de forte porosité.

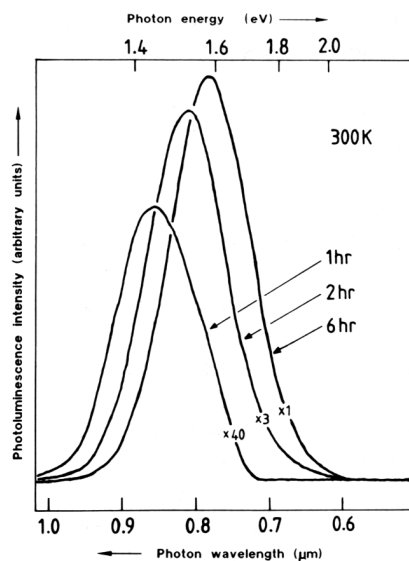


FIG. 2.4. – Spectre de photoluminescence à température ambiante tiré de l'article original de Canham [Canh90]. Il s'agit d'un échantillon de type *p*, de porosité initiale 70 %, qui a séjourné après son anodisation pendant les durées indiquées dans une solution d'*HF*. On notera l'augmentation de la luminescence et son décalage vers le bleu.

Dès sa découverte, la luminescence a suscité un grand intérêt, notamment pour tenter d'expliquer son existence. Pas moins d'une vingtaine de modèles ont été d'abord proposés. Aujourd'hui, bien qu'aucun de ceux qui sont encore d'actualité (Cf. la revue de Cullis *et al.* [Cull97]) n'ait apporté de réponse irréfutable, c'est celui du confinement quantique, qui attribue la photoluminescence rouge¹² au cristallites de silicium confinées qui est le plus souvent évoqué. Dans ce modèle (le premier suggéré [Canh90, Lehm91]), le confinement quantique augmente l'énergie des porteurs, d'où le décalage énergétique. En outre, la localisation des porteur, conjuguée à la passivation de la surface des cristallite par des liaisons Si-H ou Si-O augmente de façon drastique la part relative des recombinaisons radiatives [Miha98].

Une autre approche, faisant intervenir des composés luminescents à la surface des cristallites, a encore de nombreux partisans, elle bute cependant sur l'interprétation de nombreux résultats expérimentaux.

L'électroluminescence a également été mise évidence, lors de l'oxydation anodique du silicium poreux [Hali91]. Malgré les progrès accomplis pour créer des contacts solides (métaux, polymères), les diodes réalisées restent handicapées par une faible efficacité et une durée de vie limitée, et leur utilisation en série paraît aujourd'hui sérieusement compromise [Cull97].

¹². D'autres photoluminescences ont été mises en évidence, dans le bleu et dans le proche infrarouge. D'efficacité moindre, elles sont attribuées à des effets radicalement différents [Fauc96].

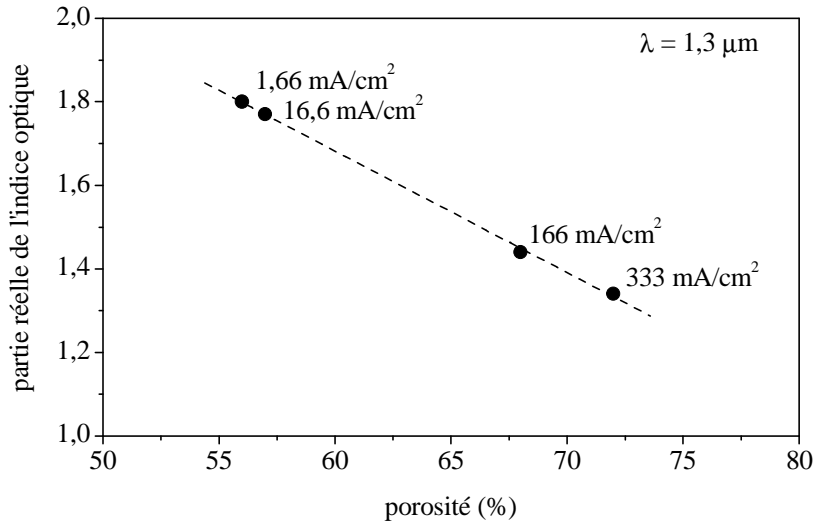


FIG. 2.5. – Variation de la partie réelle de l'indice du silicium poreux en fonction de la porosité de la couche. Valeurs mesurées à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ sur des échantillons de type *p*, anodisés dans une solution contenant 35 % de HF. Les densités de courant correspondantes sont indiquées en face de chaque point. La plage des indices accessibles (de 1,3 à 1,8 ici) est propre aux conditions expérimentales.

Quoi qu'il en soit, rien n'a encore permis de trancher quant à la nature homogène (chaque émetteur posséderait une émission large) ou inhomogène (distribution d'émetteurs monochromatiques) de la raie d'émission du silicium poreux, même si on peut penser que l'émission est certainement inhomogène, dans la mesure où l'énergie d'excitation joue un rôle sélectif [Kova98].

Indice optique

L'indice optique du silicium poreux a été étudié bien avant sa luminescence. Dès 1984, Pickering *et al.* [Pick84] mettent en évidence que le silicium nanoporeux peut être décrit dans la gamme des longueurs d'ondes optiques par un indice optique moyen, en raison de la taille nanométrique des hétérogénéités qui le constituent.

L'indice du silicium poreux est un compromis entre celui du silicium massif ($\text{Re}(n) \approx 3,5$) et celui de l'air ($\text{Re}(n) = 1$), une augmentation de la porosité se traduisant par une diminution de l'indice, comme l'illustre la figure 2.5. Néanmoins, il serait vain de vouloir prédire avec précision l'indice d'une couche poreuse connaissant sa porosité; de nombreux modèles plus ou moins élaborés (Lorentz-Lorenz, Maxwell-Garnet, etc.) existent pour décrire ce genre de milieux hétérogènes, mais leurs résultats assez décevants dans le cas du silicium poreux [Thei95] illustrent la complexité du matériau.

Il est en outre apparu, lors de mesures précises en géométrie guidée, que le silicium poreux était un matériau anisotrope uniaxe positif (l'indice extraordinaire n_e est supérieur à l'indice ordinaire n_o), avec un axe optique perpendi-

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU SILICIUM POREUX

culaire à la surface du substrat [Miha97]. Le paramètre d'anisotropie δ , défini par

$$\delta = (n_e/n_o)^2 - 1, \quad (2.1)$$

prend dans le cas du silicium poreux de type p , pourtant catalogué comme isotrope¹³, des valeurs de l'ordre de 0,05. La polarisation de la photoluminescence qui en résulte a été attribuée à la forme ellipsoïdale des cristallites, avec une orientation préférentielle du grand axe perpendiculairement au plan [Kova95, Lava95].

Quant à la partie imaginaire de l'indice, ses valeurs indiquent des propriétés d'absorption proches de celles du silicium massif : comportement relativement métallique à grande énergie (au delà du vert), et plutôt diélectrique dans le proche infrarouge.

La gamme intermédiaire (entre 1 et 2 eV) a été très étudiée, en raison des réponses qu'elle pouvait apporter quant à l'origine de la luminescence [Kova99]. On s'attendait notamment à observer un décalage du seuil d'absorption vers les hautes énergies, signature de l'augmentation (par confinement quantique) de la valeur du gap. Différentes études ont été menées, par mesures de transmission sur des couches autosupportées [vBeh97], d'effet mirage [Bala96], ou de photoconductivité [Lero00], mais l'interprétation des mesures se heurte à la distribution de taille des cristallites (2–5 nm dans le cas du type p) : l'allure des spectres de transmission est dominée par l'influence des grosses cristallites, alors que les petites cristallites donnent la forme des spectres de photoluminescence.

2.3 Méthodes de structuration

Nous décrivons dans cette partie les différents moyens qui permettent de structurer le matériau à une échelle inférieure au micron, notamment de façon périodique afin de générer une bande interdite photonique pour les longueurs d'onde optiques.

2.3.1 Structuration en profondeur

Principe

La structuration en profondeur découle directement de la remarquable propriété décrite en § 2.1.4 : lors de la formation de la couche, la porosité — et *a fortiori* l'indice — dépend principalement de la densité de courant qui circule. Il est alors facile de faire varier la porosité en profondeur en modifiant la densité de courant pendant l'anodisation. Comme l'illustre la figure 2.6, une

¹³. Dans le cas du silicium poreux de type p^+ , le paramètre d'anisotropie est typiquement deux fois plus important [Miha97].

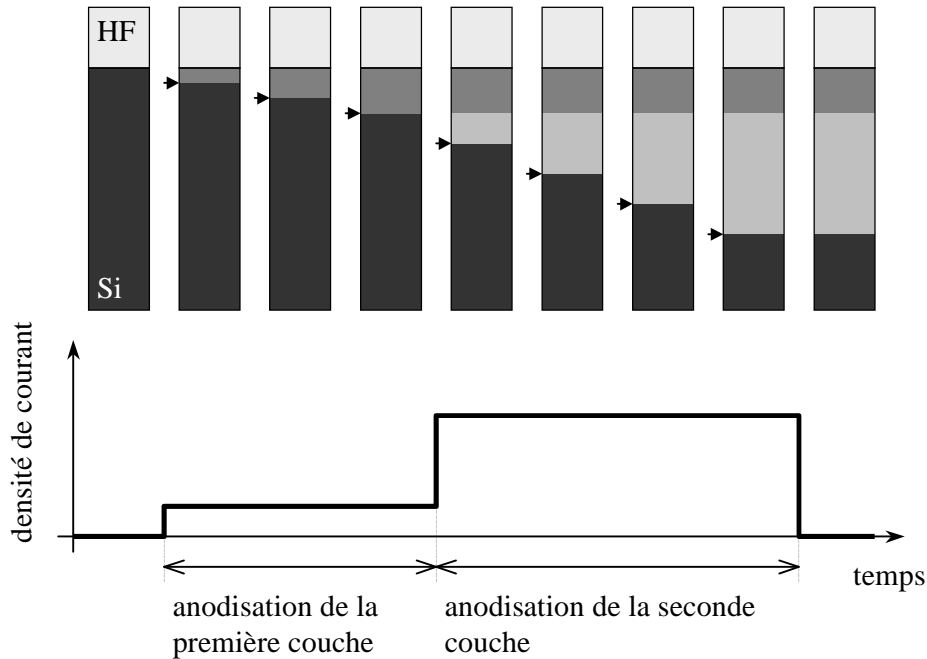


FIG. 2.6. – *Illustration de la structuration en profondeur. La séquence de courants d'anodisation (en bas) forme successivement deux couches de porosité, donc d'indice différent. La progression de l'attaque aux instants correspondants est également schématisée (en haut). L'interface où se produit l'anodisation est indiquée par une flèche.*

succession de deux densités de courant différentes aboutit à l'anodisation successive de deux couches distinctes. À noter que la vitesse d'attaque augmente généralement avec le courant utilisé.

Une séquence périodique de courants permet donc de réaliser des multicouches périodiques à base de silicium, possédant des propriétés de bande interdite photonique (réflecteurs de Bragg [Vinc94] et microcavités [Pell95]).

On retiendra donc qu'il s'agit d'une formation en profondeur (c'est la couche la plus *enterrée* qui est formée la dernière), à opposer aux méthodes de croissance (dépôt, épitaxie, etc.).

Limitations

Nous l'avons vu en § 2.1.4, les couches sont supposées homogènes en profondeur, et l'épaisseur proportionnelle à la durée d'anodisation. Les structures multicouches ayant une réponse optique très critique, elles constituent des configurations très exigeantes, et ces hypothèses trouvent leurs limites, notamment en raison de la finesse des couches.

En particulier, nous avons constaté lors de l'étude de multicouches que les

indices et épaisseurs étaient légèrement différentes de celles qu'on aurait pu déduire des mesures sur des couches épaisses. De tels écarts ont été mis en évidence en étudiant la dispersion du mode d'une cavité luminescente, au moyen de mesures de photoluminescence résolues en angle, au moyen du montage qui sera détaillé en § 3.2.2 : les calculs, effectués en toute généralité, montrent en effet que si les couches fines qui constituent les couches du miroir de Bragg ont rigoureusement la même épaisseur optique¹⁴, alors le mode d'une cavité demi-onde a une énergie indépendante de sa polarisation, même à incidence non nulle (cf. la discussion sur la longueur d'onde de résonance des modes, page 49). De telles considérations nous ont permis de contrôler et de corriger les écarts [Setz00].

2.3.2 Structuration dans le plan

Principe

Nous avons vu en § 2.1.2 que l'anodisation d'un substrat de silicium en contact avec une solution d'acide fluorhydrique était conditionnée par la présence de trous. Elle ne nécessite cependant pas obligatoirement une circulation de courant, si l'on utilise par exemple des trous générés en illuminant le matériau [Nogu93, Leta96].

Ce procédé est également applicable à partir de silicium massif, ou de couches de silicium poreux déjà formées lorsqu'elles sont encore dans leur électrolyte. L'illumination induit de façon localisée dans le plan une augmentation de la porosité, éventuellement jusqu'à l'élimination totale du silicium. Des réseaux de diffraction ont ainsi pu être gravés en balayant un faisceau focalisé sur une couche de silicium poreux [Alex96]. Pour notre part, nous préférons utiliser une structuration dite *holographique*, qui consiste à illuminer le matériau par une figure d'interférence, produite au moyen du montage qui sera décrit en § 3.1.3, cette méthode étant beaucoup plus adaptée à la structuration périodique et régulière de grandes surfaces, jusqu'à des pas inférieurs au micron [Lero97c].

Excepté le type p^+ , moins sensible, étant donné son fort dopage, aux trous générés optiquement, tous les types de silicium poreux se prêtent à la structuration holographique [Setz]. Nous nous sommes limité dans ce travail au cas du silicium de type p , qui permet de scinder l'élaboration en deux étapes : gravure des couches en profondeur, puis la structuration holographique.

Limitations

La principale limitation est liée au processus d'absorption de lumière responsable de la création des trous : la lumière, qui provient du dessus de la couche, a donc une action restreinte en surface, sur une certaine épaisseur. Les études précédentes, effectuées sur des structures de grande période, ont montré que la profondeur efficace de structuration était du même ordre que la longueur

14. Ceci ne peut être vrai qu'à un seul angle.

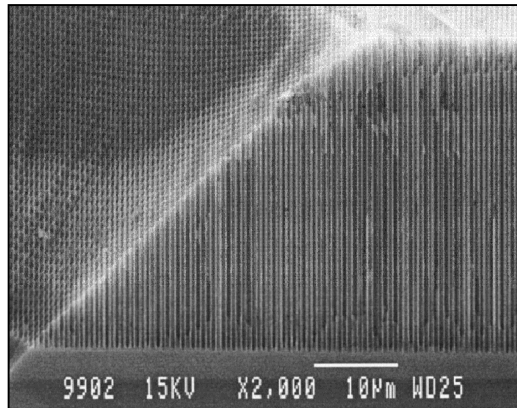


FIG. 2.7. – Cliché de microscopie électronique d'une structure de silicium macroporeux. Les pores ont été initiés par lithographie holographique dans un réseau triangulaire de 680 nm de période. Les pores cylindriques atteignent une profondeur de 50 μm . D'après Rowson et al. [Rows99b]

de pénétration de la lumière utilisée pour l'illumination [Setz], soit de l'ordre de deux microns, si l'on utilise la raie verte du laser à argon.

2.3.3 Croissance contrôlée de macropores

Le procédé mis au point par Grüning *et al.* [Grun96] constitue un autre type de structuration particulièrement efficace, basé sur un contrôle de la nucléation et de la croissance des macropores obtenus sur un substrat de type *n*.

Le substrat de départ est gravé par lithographie, de telle sorte qu'un réseau d'amorces (sous forme de pyramides inversées) soit créé en surface. Un contrôle fin des paramètres d'anodisation permet de restreindre la nucléation des macropores à ces amorces, puis de poursuivre la croissance des pores dans des conditions de courant et de tension constante (par asservissement d'une illumination en face arrière), de telle sorte que le diamètre ne change pas en cours d'anodisation.

En utilisant un procédé de lithographie holographique, la période des motifs a pu être abaissée sous la barre du micron [Rows99b], comme l'illustre la figure 2.7 tout en bénéficiant d'un rapport d'aspect et d'une qualité optique qui ont permis de mettre en évidence une bande interdite bidimensionnelle complète dans le proche infrarouge (1,55 μm).

L'intérêt de ces structures réside cependant davantage dans le caractère idéal de leur géométrie bidimensionnelle qui se prête parfaitement à la confrontation avec les prévisions théoriques, que dans leurs applications potentielles, en raison de l'absence de confinement vertical.

Dans ce chapitre, nous avons donné une présentation volontairement large du silicium poreux. Pour la suite de ce travail, basé sur du silicium nanoporeux de

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU SILICIUM POREUX

type p, nous retiendrons qu'il s'agit d'un matériau luminescent, homogène, dont l'indice peut prendre à volonté des valeurs comprises entre 1,2 et 1,8, et dont la transparence l'apparente à un matériau diélectrique dans le proche infrarouge. Nous avons vu en outre que ce matériau se prêtait à une structuration en profondeur ou dans le plan.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Nous détaillons dans ce chapitre les procédés expérimentaux utilisés, à la fois pour la réalisation des échantillons (anodisation et structuration holographique), et pour les caractérisations optiques. Un accent tout particulier est mis, dans la dernière partie, sur la configuration expérimentale utilisée pour les caractérisations en optique guidée.

3.1 Élaboration des échantillons

3.1.1 Préparation du substrat

Nous avons utilisé des substrats de silicium monocristallin de type p , faiblement dopés au bore, de résistivité comprise entre 3 et 7 Ω cm et d'orientation cristallographique (100). Afin de permettre un bon contact ohmique en face arrière pour l'anodisation, une couche d'aluminium est évaporée à l'arrière du substrat ; les opérations de nettoyage, évaporation et recuit sont effectués en salle blanche.

Nous avons occasionnellement utilisé des substrats de faible épaisseur (typiquement 100 μ m) car ils permettent un clivage franc, seul garant de la qualité optique nécessaire pour mener à bien les mesures par la tranche, en géométrie guidée.

3.1.2 Anodisation

La solution électrolytique utilisée pour préparer les échantillons présentés dans ce manuscrit est un mélange d'acide fluorhydrique, d'eau et d'éthanol absolu, dans des proportions volumiques 35:35:30. La présence d'éthanol accroît le mouillage sur le silicium, tout en favorisant le dégagement de l'hydrogène gazeux généré par la réaction chimique.

L'anodisation est réalisée dans la cellule représentée schématiquement sur la figure 3.1. Les matériaux et la conception satisfont au cahier des charges particulièrement contraignant imposé par la nature hautement corrosive, volatile et toxique de la solution.

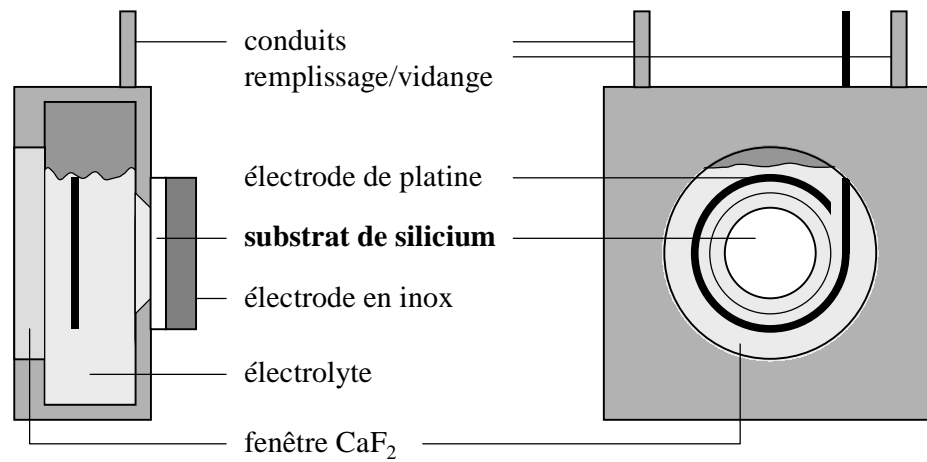


FIG. 3.1. – Cellule utilisée pour l'électrolyse. Les joints toriques, sur lesquels s'appuient la fenêtre et le substrat de silicium ne sont pas représentés.

Aussi, la cellule est une enceinte fermée, usinée en polyéthylène (*cestilene*), d'une capacité de quelques millilitres d'électrolyte. Le substrat de silicium est plaqué verticalement contre un orifice circulaire, offrant une surface de $0,9 \text{ cm}^2$ au contact de l'électrolyte. Remplissage et vidange sont réalisés à travers deux conduits sur le dessus.

Pour permettre une illumination pendant les étapes de photodissolution, une ouverture circulaire en face avant de la cellule est équipée d'une fenêtre en fluorure de calcium (CaF_2), matériau inerte vis-à-vis de l'électrolyte. Ce composant répond en outre aux exigences de l'holographie, telles qu'elles sont décrites en 3.1.3.

Le contact dans l'électrolyte est pris au moyen d'un fil de platine rigide, et c'est une électrode en inox, appliquée contre la face arrière du substrat, qui permet le contact arrière. Le courant circule entre ces deux électrodes. Il est fourni par un galvanostat EG&G PAR 273. Lors de l'anodisation de multicouches, le séquençage des courants est programmée par l'intermédiaire d'un micro-ordinateur. Les densités de courants j utilisées sont typiquement comprises entre 10 et 400 mA/cm^2 .

Après l'anodisation, l'électrolyte est vidangé et le rinçage est assuré par une circulation d'eau désionisée pendant cinq minutes. Lorsque la structure formée possède des zones de forte porosité, ce rinçage est suivi d'un rinçage à l'éthanol, puis au pentane. Cette méthode, proposée par Belmont *et al.* [Belm96], permet d'accroître la stabilité mécanique des couches en diminuant les contraintes lors du séchage, qui est ensuite effectué sous flux d'azote.

La disposition verticale du substrat, assez peu courante, est nécessaire : elle permet de s'affranchir de toute perturbation de l'illumination frontale par l'interface agitée de l'électrolyte ; en outre, les bulles d'hydrogène dégagées sont

3.1. ÉLABORATION DES ÉCHANTILLONS

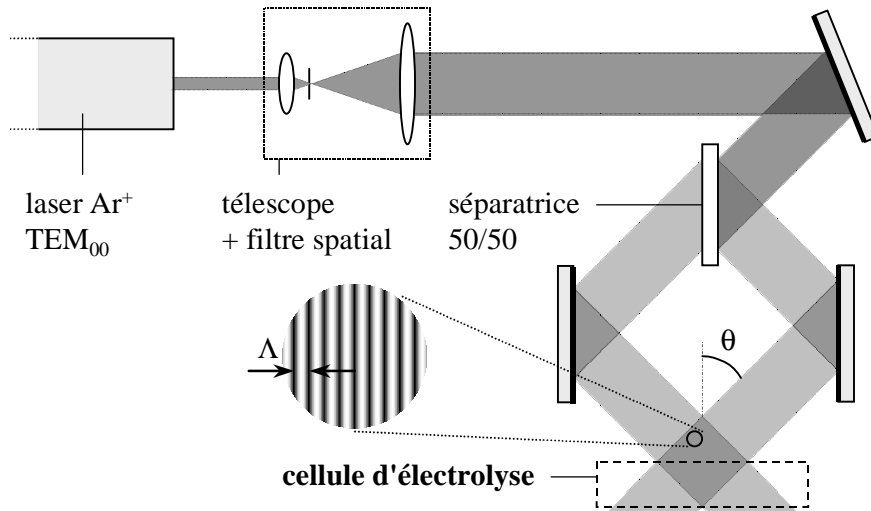


FIG. 3.2. – Schéma du montage utilisé pour la structuration holographique. Tous les faisceaux sont dans le plan horizontal. La polarisation est verticale. Les deux derniers miroirs de renvoi sont orientables afin de pouvoir ajuster l'angle θ . La cellule d'électrolyse (en pointillés) est placée dans une zone où les faisceaux interfèrent.

alors chassées hors du trajet du faisceau. Mais elle n'est pas sans inconvénient : nous avons en effet constaté que les anodisations pratiquées à la verticale donnaient systématiquement des échantillons peu homogènes. La raison de ce phénomène n'est pas clairement établie. Cependant, dans la mesure où les bulles générées par la réaction chimique s'évacuent verticalement, on peut craindre qu'elles induisent une convection de la solution devant et dans la couche poreuse, pouvant créer des conditions chimiques variables en différents points de l'échantillon. Pour s'affranchir partiellement de ce problème, l'anodisation dans le noir est faite en maintenant la cellule à l'horizontale ; la cellule n'est redressée qu'au moment de la structuration holographique.

3.1.3 Structuration holographique

Le principe de la structuration holographique repose sur l'illumination de l'échantillon par une figure d'interférence. En particulier, la superposition de deux ondes planes cohérentes polarisées TE, de longueur d'onde λ , en vis-à-vis avec un angle d'incidence θ , donne lieu à des franges non localisées (plans parallèles d'égale intensité), comme l'illustre la figure 3.2 : l'intensité lumineuse est modulée sinusoidalement avec une période

$$\Lambda = \lambda / (2 \sin \theta). \quad (3.1)$$

CHAPITRE 3. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

La cellule électrolytique, représentée en pointillés, est placée dans cette distribution d'intensité, qui s'en trouve peu changée. En effet, si la réfraction dans les différents milieux traversés (fenêtre, électrolyte) modifie l'angle d'incidence des faisceaux, la période du motif, elle, n'est pas affectée, car le facteur $\sin\theta$ de l'équation 3.1 doit être remplacé dans un milieu d'indice n_i par $n_i \sin\theta_i$ qui a la même valeur, selon les lois de Snell-Descartes¹⁵. En outre, si en toute rigueur les réflexions sur les interfaces de la cellule produisent également des franges parallèles à ces interfaces, les coefficients de réflexion peu élevés contre l'échantillon donnent des franges peu contrastées, qui se décalent continûment au cours de la dissolution, si bien que leur intensité est uniformisée. Finalement, le seul effet notable est la chute d'intensité en profondeur de la couche, causée par l'absorption du faisceau par le matériau.

Le montage expérimental, schématisé sur la figure 3.2, utilise comme source lumineuse le mode TEM₀₀ de la raie verte ($\lambda = 514,5$ nm) d'un laser Coherent Innova 90-6 à argon ionisé. Pour obtenir une figure d'interférence la plus proche du cas idéal qui vient d'être exposé, il convient de respecter les règles suivantes :

- les faisceaux doivent être assimilables à des ondes planes. L'expansion du faisceau gaussien au moyen d'un télescope permet de réduire le rayon de courbure du front d'onde, tout en produisant un étalement de la distribution transversale d'intensité. Dans notre cas, un grandissement de vingt fois produit un faisceau de diamètre 30 mm, réduit à 20 mm par un diaphragme. En outre, nous veillons à n'utiliser que des composants optiques dont la planéité est garantie meilleure que $\lambda/10$.
- les deux faisceaux doivent être cohérents. Ils sont obtenus dans notre montage par division d'amplitude, au moyen d'une lame séparatrice. Dans le montage tel qu'il est représenté, les longueurs des parcours des deux faisceaux sont quasiment identiques, et la surface à illuminer est de l'ordre du centimètre carré, si bien que la longueur de cohérence de quelques centimètres est suffisante. Pour un montage moins symétrique (avec plus de deux faisceaux, par exemple), ou pour illuminer de plus grandes surfaces, il sera nécessaire d'utiliser un étalon intra-cavité, afin de sélectionner une seule fréquence, et d'obtenir ainsi une longueur de cohérence décuplée.
- le faisceau doit être exempt de tout défaut d'intensité, comme les franges, trous, ou anneaux, dus à la diffusion par des rayures, poussières, etc. L'utilisation d'un diaphragme en diamant¹⁶, de diamètre 10 μm au foyer de la première lentille du télescope permet un filtrage spatial, en éliminant la contribution des défauts, qui est alors défocalisée hors de l'axe du faisceau. La propreté des composants est soigneusement contrôlée. Ils bénéficient généralement d'un traitement antireflet (excepté la fenêtre de

15. Ceci n'est vrai que parce que les faisceaux sont symétriques par rapport à un plan perpendiculaire aux interfaces.

16. Il s'agit en réalité d'une filière, fournie gracieusement par Patrick Alleysson, Société des Filières Balloffet, 01150 Lagnieu.

3.2. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES PAR LA SURFACE

la cellule, pour des raisons de compatibilité chimique avec l'électrolyte). Les composants plans (séparatrice et fenêtre) utilisent en outre des substrats en coin (1°), afin de dévier hors de l'axe initial du faisceau les réflexions sur la deuxième interface.

- le déphasage entre les deux faisceaux doit être maintenu rigoureusement constant — à l'échelle de la longueur d'onde — pendant la durée de l'illumination. La fixation solide sur une table en marbre, montée sur amortisseurs, assure à l'ensemble du montage la rigidité et la stabilité nécessaires. La boîte à gants qui surmonte cette partie du montage le protège à la fois des poussières et des gradients thermiques.

Les échantillons sont typiquement illuminés pendant quelques minutes par deux faisceaux d'une densité de puissance de quelques milliwatts par centimètre carré.

Le principal avantage de cette méthode réside dans sa simplicité : la structuration ne nécessite pas de masque, la période du motif est facilement modifiable en changeant l'angle θ , et un montage soigné permet de garantir une homogénéité parfaite sur de grandes surfaces. Une configuration plus complexe, utilisant davantage de faisceaux, permet d'envisager des motifs plus complexes, difficilement réalisables avec un masque. La limite inférieure de la période, d'après l'équation 3.1, est $\lambda/2$ pour des faisceaux rasants. En pratique, l'ouverture angulaire maximale de la fenêtre nous limitera à une valeur légèrement supérieure¹⁷.

3.1.4 Oxydation anodique

L'oxydation anodique est réalisée après rinçage dans la même cellule électrochimique, en utilisant une solution molaire d'acide chlorhydrique, et une densité de courant constante de 1 mA/cm^2 . La circulation de courant est maintenue jusqu'à ce que le contact entre la couche de silicium poreux et le substrat soit coupé [Bsie91]. Ceci se manifeste par une brusque envolée de la tension à appliquer, et nous choisissons de couper à la valeur de 10 V.

3.2 Caractérisations optiques par la surface

3.2.1 Mesures de réflectivité

La réflectivité des échantillons a été mesurée perpendiculairement à leur surface, de l'ultraviolet au proche infrarouge ($0,250\text{--}2,5 \mu\text{m}$), au moyen d'un spectrophotomètre double faisceau Perkin-Elmer Lambda 9 équipé d'un accessoire de réflectivité absolue. Un spectre typique, faisant apparaître les franges d'interférence dues à l'épaisseur finie de la couche, est tracé sur la figure 3.3a.

¹⁷. En réalité, une cellule à fenêtres latérales, perpendiculaires à l'échantillon permettrait d'atteindre la valeur $\lambda/2n$, où n est l'indice de l'électrolyte. Nous n'avons pas eu la nécessité de descendre aussi bas.

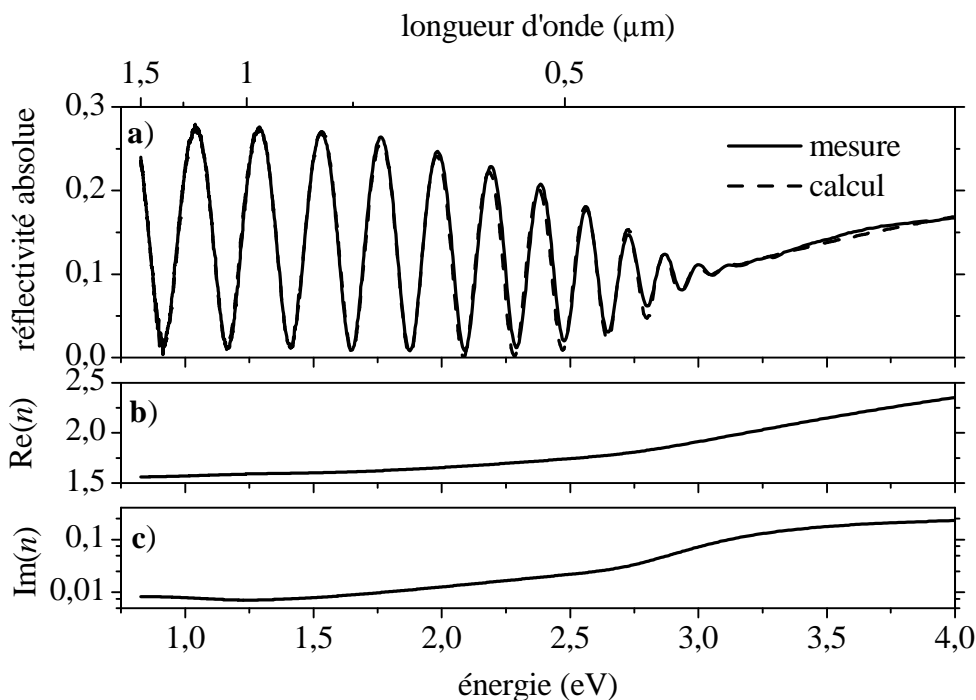


FIG. 3.3. – a) Spectre de réflectivité d'une couche simple de silicium poreux. Le spectre théorique (en pointillés) a été ajusté sur le spectre expérimental (en trait plein). Valeurs b) de la partie réelle et c) de la partie imaginaire de l'indice utilisées dans l'ajustement. Le calcul utilise une épaisseur de couche de $1,52 \mu\text{m}$.

Ces mesures sont effectuées de façon quasi-systématique, car elles permettent une caractérisation précise et non destructive des couches poreuses.

La méthode que nous utilisons consiste à ajuster sur le spectre expérimental un spectre théorique calculé rigoureusement en utilisant une méthode à base des matrices de transfert évoquée en 1.2. Les principaux paramètres à ajuster sont l'épaisseur et les valeurs d'indice complexe de la couche en plusieurs points dans toute la gamme spectrale étudiée, le programme se chargeant de l'interpolation. Les valeurs d'indice du substrat de silicium sont issues de la littérature [Aspn83]. La courbe tracée en pointillés sur la figure 3.3a illustre la précision d'ajustement réalisé sur un spectre de réflectivité de couche simple. La dispersion des parties réelle et imaginaire de l'indice est également reportée respectivement sur les Figs. 3.3b et 3.3c.

L'intérêt de cet ajustement réside dans son caractère unique. En effet, si c'est le produit de l'épaisseur par la partie réelle de l'indice qui détermine l'interfrange, ce sont les indices des matériaux (couche et substrat) qui détermineront seuls le contraste et le niveau moyen de réflectivité. En particulier, la zone où les franges disparaissent (au delà de 3 eV dans notre exemple) à cause de l'absorption qui ne permet plus à la lumière d'atteindre l'interface inférieure

3.2. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES PAR LA SURFACE

de la couche, la réflectivité est simplement déterminée par les lois de Fresnel, à l'interface d'un milieu semi-infini. De telles considérations permettent de se convaincre des rôles indépendants joués par l'épaisseur et l'indice. Avec en outre comme hypothèse que l'indice varie de façon monotone dans la gamme considérée, nous avons pu vérifier qu'un seul jeu de paramètres permettait un ajustement correct.

Cette méthode est également applicable à des structures plus complexes, composées de multicouches, même si l'ajustement d'une courbe calculée est plus délicat, tant le nombre de paramètres intervenant peut s'accroître. Il est également possible de prendre en compte la rugosité que l'on rencontre parfois à l'interface inférieure de certains types de couches [Lero97b] (la valeur de la rugosité quadratique moyenne est alors introduite et elle intervient dans les coefficients des matrices de transfert aux interfaces [Lero99]) ainsi que d'éventuelles inhomogénéités d'épaisseur.

3.2.2 Mesures de photoluminescence

Pour les mesures de photoluminescence (PL) émise par la surface des échantillons, nous avons utilisé le montage schématisé sur la figure 3.4. Son principal intérêt réside dans le contrôle de l'angle et de l'ouverture angulaire de collection, tout en garantissant des conditions de pompage constantes.

L'échantillon est placé sur un support orientable. Le faisceau de pompe, fourni par le laser décrit précédemment, est transporté par une fibre optique multimode dont la sortie est solidaire du porte-échantillon, et focalisé sur une tâche d'environ 1 mm^2 à la surface de l'échantillon. À noter que le faisceau issu de la fibre multimode a perdu toute polarisation. La tâche lumineuse est

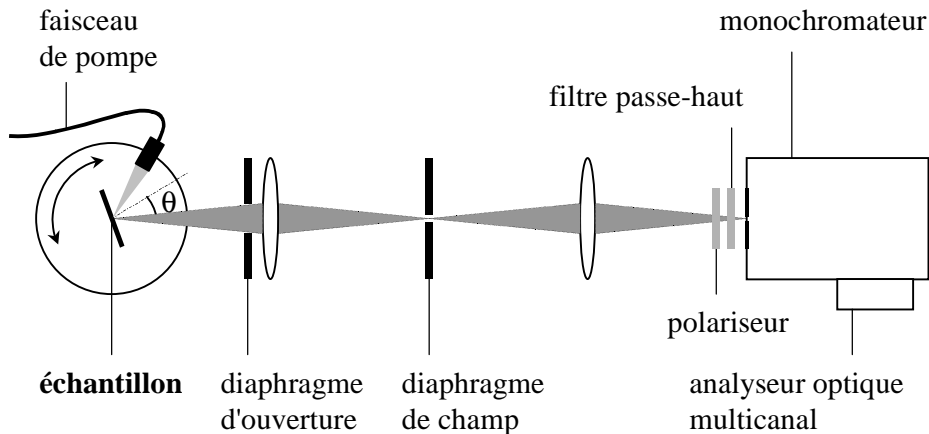


FIG. 3.4. – Montage utilisé pour les mesures de photoluminescence résolues en angle. Le faisceau de pompe est fixe par rapport à l'échantillon lorsque l'on modifie l'angle θ .

CHAPITRE 3. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

d'abord imagée sans grandissement sur un diaphragme de champ, lui-même conjugué de la fente d'entrée du monochromateur. Cette image intermédiaire n'apporte rien à la mesure (la fente du monochromateur est beaucoup plus restrictive), mais doit être vue comme un report dans un plan plus dégagé de la fente du monochromateur peu accessible autrement. Le contrôle de la région analysée est ainsi facilité. Un filtre passe-haut (gélatine Kodak 23A) permet d'éliminer la lumière parasite provenant du faisceau de pompe, et la polarisation adéquate est sélectionnée par un film polarisant Polaroid HN 38.

L'analyse spectrale est confiée à un monochromateur Chromex 250IS équipé d'un réseau de 80 traits par millimètre, blazé à 870 nm, offrant une résolution de l'ordre du nanomètre. L'acquisition se fait via un analyseur optique multicanal Princeton 512TKB, basé sur un dispositif à couplage de charges (CCD) en silicium, composé d'une matrice de 512 pixels de côté, refroidi à -50°C par un élément Peltier. Un micro-ordinateur permet de collecter les données.

On utilisera soit la raie verte (514,5 nm) soit la raie bleue (457,9 nm) du laser argon. La densité de puissance de pompage est de l'ordre de quelques milliwatts par millimètre carré. On travaillera avec une ouverture angulaire de 1° de demi-angle au sommet. Une accumulation pendant quelques secondes suffit généralement à rendre le rapport signal/bruit acceptable.

3.3 Caractérisations optiques en géométrie guidée

Le principe des mesures en géométrie guidée est relativement simple : il s'agit d'introduire la lumière dans une structure guidante, puis de la collecter en fin de parcours, afin d'en réaliser l'analyse spectrale. Dans la pratique, les difficultés sont liées non seulement à la taille microscopique (au moins le long d'une direction) de l'objet à étudier, mais aussi à l'étendue spectrale de la lumière à utiliser.

Nous détaillons ici un ensemble de configurations qui permettent une étude spectrale de structures guidantes. Nous proposons l'introduction de lumière selon deux procédés : l'injection de lumière blanche par la tranche ou l'excitation d'un émetteur interne. La sélectivité de la collection, ainsi que les méthodes d'acquisition du signal sont ensuite décrites. Enfin, nous discutons les conséquences de la propagation simultanée de plusieurs modes guidés dans la structure.

3.3.1 Cahier des charges

L'absorption du silicium poreux implique d'importantes restrictions du point de vue des longueurs d'ondes envisageables : la longueur des échantillons étant de l'ordre du millimètre, il n'est pas possible de travailler dans le visible. Comme nous souhaitons en outre sonder une grande plage spectrale, nous utiliserons la quasi-totalité du proche infrarouge ($0,7 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$), ce qui limite fortement l'éventail de détecteurs utilisables.

L'épaisseur des échantillons est moins critique : dans la mesure où les contrastes d'indice accessibles ne sont pas colossaux, il n'est pas utile de descendre

3.3. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES EN GÉOMÉTRIE GUIDÉE

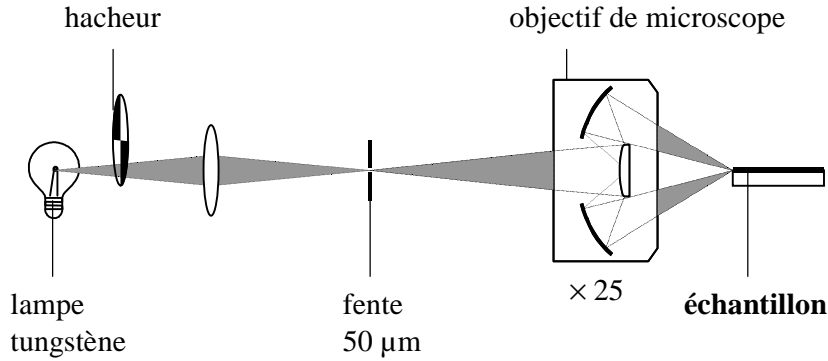


FIG. 3.5. – Montage pour l'injection de lumière blanche dans le guide d'onde. Le filament, la fente et la tranche de l'échantillon sont rectilignes et perpendiculaires au plan de la figure, qui n'est pas à l'échelle.

au dessous d'une épaisseur d'un micron pour avoir une structure monomode (ou tout au moins faiblement multimode). L'injection de lumière est délicate, mais tout à fait possible avec une bonne mécanique de précision.

Enfin, signalons que les guides ne sont pas confinés latéralement. Ceci facilite l'injection de la lumière, mais le faisceau guidé qui diverge (dans le plan du guide) doit être entièrement collecté en sortie. Nous verrons par la suite que cette caractéristique géométrique n'est pas contraignante, que notre configuration expérimentale l'utilise avec profit.

3.3.2 Injection de lumière blanche

Description du montage

Notre source de lumière blanche est une simple ampoule à filament de tungstène : le spectre d'émission, proche de celui du corps noir, couvre une large gamme, du visible à l'infrarouge.

Le montage est représenté sur la figure 3.5. Le filament, qui a été choisi très fin et rectiligne, est parallèle à la tranche horizontale du guide (ces deux objets sont donc perpendiculaires au plan de la figure). L'image du filament est projetée sur une fente également horizontale de hauteur $50\ \mu\text{m}$. Ceci constitue une source de dimension réduite, qui est à son tour imagée sur la tranche du guide au moyen d'un objectif de microscope¹⁸ de grandissement 25 (ouverture numérique 0,4). L'image projetée, longiligne, d'environ $2\ \mu\text{m}$ de hauteur, illumine la tranche sur une longueur de $40\ \mu\text{m}$. La modulation de l'intensité, réalisée au moyen d'un hacheur, est nécessaire au traitement du signal, comme il en sera discuté en § 3.3.4.

¹⁸. Pour obtenir effectivement le grandissement nominal, la distance standard de 150 mm a été respectée entre la fente et la bague de l'objectif.

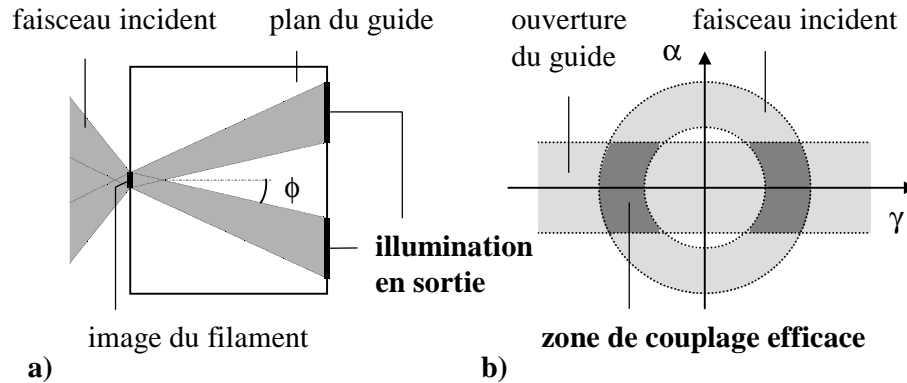


FIG. 3.6. – a) Propagation des faisceaux guidés vue du dessus du guide. b) Ouvertures respective du faisceau incident et du mode guidé (vue frontale). Le couplage n'est possible que dans les zones où il y a recouvrement.

Comme il est indispensable que le couplage soit réalisé avec une efficacité similaire dans toute la plage spectrale, nous avons utilisé un objectif de microscope de type *Cassegrain*, que l'utilisation de miroirs métalliques rend rigoureusement achromatique. La grande distance de travail (ici 14,5 mm) est un autre avantage particulièrement appréciable dans notre cas. Quant à l'aveuglement axial dû à l'ombrage créé par le petit miroir convexe, il constitue le seul défaut notable, et nous avons pu nous en accommoder.

Efficacité du couplage

Malgré la forme peu conventionnelle du faisceau incident, cette configuration permet un couplage efficace dans un guide plan. Expérimentalement, l'observation de la tranche du guide illuminée en sortie montre que la lumière se propage effectivement dans le plan du guide, mais uniquement autour de deux directions obliques symétriques, comme l'illustre la figure 3.6a.

Comme nous l'avons vu en § 1.3.5, le couplage de la lumière par la tranche est un phénomène complexe. On peut cependant expliquer qualitativement l'effet observé en considérant à la fois la géométrie du faisceau incident, compris entre deux cônes coaxiaux, et l'ouverture angulaire du mode guidé, restreinte verticalement. La figure 3.6b illustre les deux géométries, où nous avons noté ϕ l'azimut (dans le plan du guide) et γ la déclinaison (angle vertical). Le couplage à l'intérieur du guide n'est possible que dans la zone de recouvrement des deux ouvertures. Une ouverture de mode telle que celle dessinée permet d'envisager un couplage limité à des valeurs d'azimut non nulles et symétriques. Aucune lumière ne peut se propager à azimut nul, car les trop fortes déclinaisons imposées par l'ouverture de l'objectif sont alors hors de l'ouverture du mode.

Expérimentalement, nous avons constaté des efficacités globales de couplage-

3.3. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES EN GÉOMÉTRIE GUIDÉE

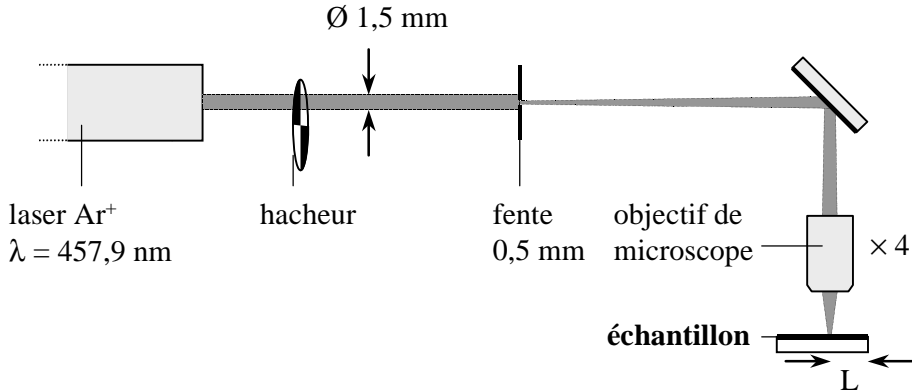


FIG. 3.7. – Montage utilisé pour un pompage localisé d'émetteurs intégrés à la structure.

collection tout à fait raisonnables, de l'ordre de la dizaine de pour cent.

L'injection de lumière blanche permet d'exploiter pleinement la large gamme spectrale offerte par un filament de tungstène. Cependant, l'injection par la tranche n'est pas sans inconvénient. La principale limitation est d'ordre pratique : la qualité des interfaces qui est requise est difficile à obtenir, et c'est pour cette raison qu'il est difficile d'obtenir par clivage des échantillons de longueur inférieure au millimètre. D'un point de vue mécanique, le couplage réclame en outre une extrême précision. Le principal risque réside dans des conditions de couplage peu reproductibles et parfois peu stables dans le temps.

3.3.3 Émetteur interne

L'utilisation d'un émetteur intégré à la structure à étudié est une méthode qui a fait ses preuves pour la caractérisation de structures guidantes à bande interdite photonique [Labi97b]. Elle permet de s'affranchir de l'injection de lumière qui peut être problématique, notamment lorsque l'épaisseur des couches guidantes est très faible.

Il s'agit donc d'utiliser une structure guidante qui possède en outre des propriétés de photoluminescence. L'émetteur peut être le matériau lui-même, comme dans notre cas, mais l'insertion d'un autre système (molécules de colorant, puits ou boîtes quantiques) est également possible. En sélectionnant spatialement une zone au moyen du faisceau de pompe, on crée une source localisée. Si la densité d'émetteurs est constante dans le plan, déplacer le faisceau de pompe revient à déplacer *virtuellement* l'émetteur.

Nous utilisons le montage qui est présenté sur la figure 3.7. La pompe est la raie bleue ($\lambda = 457,9 \text{ nm}$) d'un laser à argon. Cette longueur d'onde permet un pompage efficace et superficiel en raison du fort coefficient d'absorption du silicium poreux. Le faisceau, modulé par un hacheur, est envoyé sur une

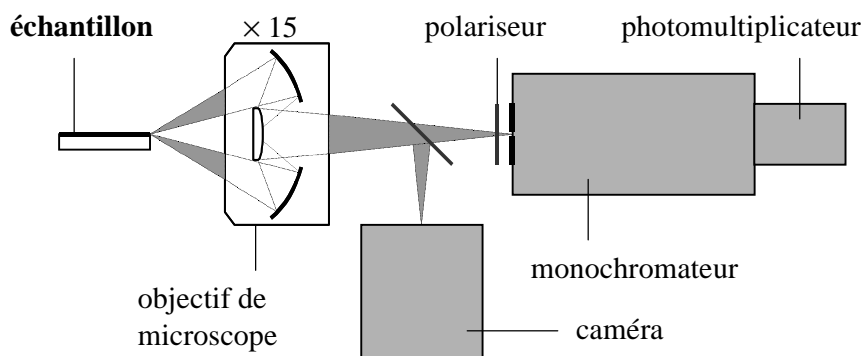


FIG. 3.8. – Montage de collection de la lumière en sortie du guide. La figure n'est pas à l'échelle.

fente horizontale de $500 \mu\text{m}$. L'image de cette fente est ensuite projetée au moyen d'un objectif de microscope standard de faible grandissement sur la surface de l'échantillon. On obtient ainsi une illumination de forme *grosso modo* rectangulaire, de dimensions $130 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$, la dimension la plus longue étant parallèle à la tranche de sortie, à une distance L .

La méthode consistant à focaliser directement le faisceau parallèle du laser n'a pas été retenue, car les densités de puissance obtenues causaient au matériau des dégâts irréversibles. Avec notre configuration, nous disposons d'un émetteur étendu (la mise au point se fait à l'œil nu), de telle sorte que nous bénéficions d'un niveau de signal confortable, malgré la densité de puissance inférieure à 1 W cm^{-2} .

À noter que la grande étendue de l'émetteur (par rapport à la largeur de la tranche de sortie sur la quelle est réalisée la collection de lumière) ainsi que la divergence du faisceau seront la cause d'une atténuation de l'indice mesurée lorsque L augmentera. Ce point, et surtout la correction à apporter pour s'en affranchir, seront détaillés dans l'annexe B.

3.3.4 Mesure

Collection

La lumière issue du guide est collectée grâce à un objectif de microscope Cassegrain de grandissement 15 (ouverture numérique 0,28), comme l'illustre la figure 3.8. À ce stade, on profite du fait que la lumière qui a été effectivement guidée peut être discernée spatialement de celle qui s'est propagée dans l'air ou dans le substrat. En effet, le confinement vertical qui prend fin en sortie du guide donne lieu à une importante divergence verticale du faisceau, si bien que cette lumière est vue comme étant *émise* par la tranche de sortie¹⁹. C'est ce

19. En comparaison, la lumière qui s'est propagée dans l'air provient du plan de la tranche d'entrée, et celle qui s'est propagée dans le substrat semble provenir d'un plan intermédiaire,

3.3. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES EN GÉOMÉTRIE GUIDÉE

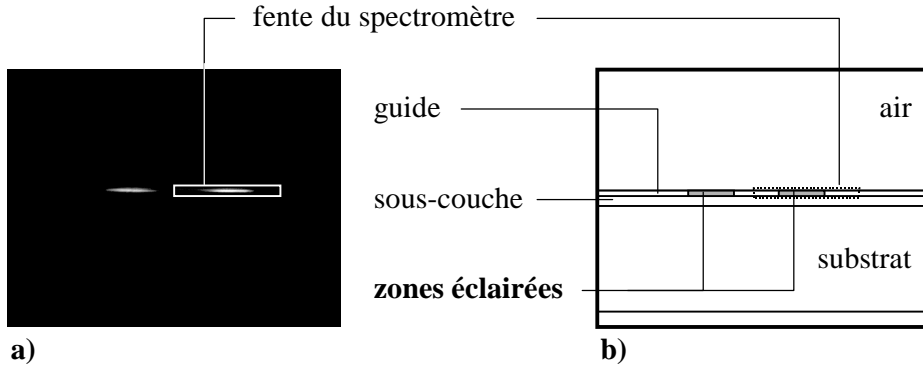


FIG. 3.9. – a) Image de la tranche de sortie du guide d'onde. Le rectangle horizontal représente la position relative de la fente du spectromètre. b) Représentation schématique.

faisceau que nous devons collecter.

Aussi, nous formons l'image de la tranche de sortie sur la fente d'entrée du spectromètre. Une lamelle de verre oblique, insérée sur le parcours lumineux, réfléchit environ un dixième de la lumière, afin de projeter simultanément une image identique²⁰ sur une caméra Hamamatsu C2400-03 à tube Vidicon, efficace à la fois dans le visible et dans le proche infrarouge (0,4–1,8 μm).

Lorsque l'ensemble du montage utilise l'injection par une tranche et la collection par la tranche opposée, nous sommes dans une configuration dite *end-fire*, et le contrôle simultané par la caméra est indispensable car l'illumination de la tranche de sortie est le seul critère indiquant un couplage efficace à l'entrée. En outre, les positions relatives de la caméra, du spectromètre, et de la séparatrice sont réglées une fois pour toutes : on peut donc par la suite superposer virtuellement la silhouette de la fente du spectromètre sur l'image de la caméra, afin de contrôler précisément la région qui sera mesurée.

Une image typique enregistrée par la caméra en géométrie *end-fire* est reproduite sur la figure 3.9a. La couche guidante, horizontale, présente deux régions illuminées, en raison de la propagation oblique qui a été discutée en § 3.3.4. La position relative de la fente du spectromètre est indiquée par un rectangle blanc. Dans la mesure où les faisceaux guidés sont divergents, les zones illuminées peuvent être plus ou moins longues suivant la longueur du guide. Bien que réglable, la longueur de la fente nous limite cependant à l'une des deux régions.

La sélectivité spatiale est assurée à la fois en profondeur par la mise au

en raison de la refraction du faisceau.

20. En réalité, comme l'angle d'incidence de la lamelle est proche de l'angle de Brewster du verre, seule une des deux polarisations est réfléchi efficacement : TE lorsque l'axe de la caméra est orienté tel qu'il est dessiné sur la figure 3.8, TM lorsqu'il est perpendiculaire au plan de la figure.

CHAPITRE 3. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

point sur le plan de la tranche de sortie, et verticalement par la fente du spectromètre. À noter que sur l'image de la figure 3.9a, la restriction due à la faible épaisseur de la couche guidante peut paraître suffisante. Ce n'est pas toujours le cas : dans des conditions de couplage moins favorables, on peut observer une lumière résiduelle au dessus du guide ou dans le substrat, et la fente permet de s'en affranchir.

En géométrie *end-fire*, l'efficacité du montage (abstraction faite du couplage) est directement reliée au recouvrement des ouvertures des deux objectifs (injection et collection) : dans le cas présent, nos objectifs ne sont pas identiques, mais le recouvrement des ouvertures respectives est de l'ordre de 70 %. Avec un émetteur interne, on ampute le signal de l'émission axiale ; on peut néanmoins compter sur une efficacité de collection de quelques dizaines de pour cent.

Analyse spectrale et acquisition

L'analyse spectrale est réalisée au moyen d'un monochromateur Jobin-Yvon H20IR, de focale 200 mm, d'ouverture $f/4,2$, équipé d'un réseau de 600 traits par millimètre, offrant une résolution de 1 nm, suffisante pour nos besoins. Le détecteur est un tube photomultiplicateur Hamamatsu, équipé d'une photocathode de InGaAs, et refroidi à -80°C par une circulation d'azote liquide. On bénéficie ainsi simultanément d'une large plage spectrale (du visible au proche infrarouge) et d'une grande sensibilité.

L'acquisition des spectres est pilotée par un micro-ordinateur, qui synchronise la rotation pas-à-pas du réseau, et l'acquisition du courant généré dans le photomultiplicateur, par l'intermédiaire d'un amplificateur à détection synchrone EG&G PAR 5209 : le signal a été modulé (à environ 3 kHz dans le cas présent) au moyen d'un hacheur placé soit devant le filament de tungstène, soit sur le parcours du faisceau de pompe, et la détection synchrone consiste à extraire du signal détecté la composante modulée à même fréquence (avec un déphasage adéquat) ; on parvient par ce moyen à isoler un signal noyé dans le bruit environnant (éclairage ambiant, etc.).

L'acquisition d'un spectre dure typiquement quelques minutes.

3.3.5 Cas des guides multimodes

Nous avons décrit les montages de ce chapitre en nous limitant à des considérations d'optique géométrique. Cependant, il convient de ne pas perdre de vue les propriétés de dispersion des modes guidés, particulièrement dans le cas de guides multimodes.

En effet, comme nous l'avons vu en § 1.3.2, chaque mode guidé est caractérisé par un indice effectif n_{eff} qui traduit sa vitesse de phase. Lorsque plusieurs modes guidés se sont propagés sur une longueur L , chacun a subi un déphasage $k_0 n_{\text{eff}} L$ qui lui est propre, si bien qu'en sortie du guide, on observe des effets analogues à ceux produits par un interféromètre de Mach-Zender à multiples

3.3. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES EN GÉOMÉTRIE GUIDÉE

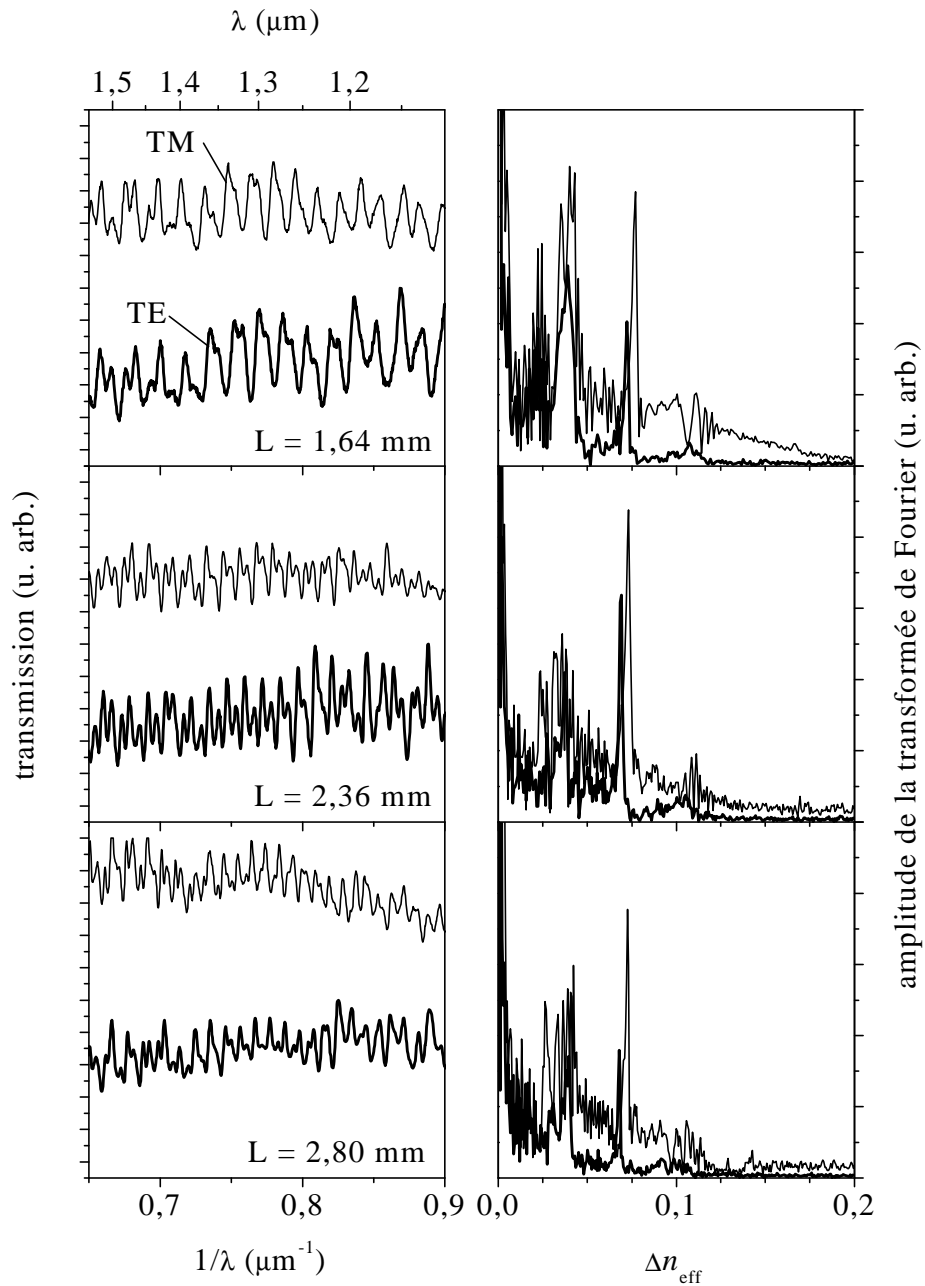


FIG. 3.10. – À gauche : spectres de transmission réalisés sur un même guide d'onde faiblement multimode, pour les deux polarisations TE et TM, et pour trois longueurs de propagation L (indiquées sur chaque spectre). À droite : amplitude de la transformée de Fourier associée à chaque spectre. Les harmoniques associées sont exprimées en termes d'écart d'indice effectif Δn_{eff} .

CHAPITRE 3. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

voies²¹. Aussi, la superposition des ondes issues d'une paire de modes séparés d'un écart d'indice effectif Δn_{eff} , donne lieu à des franges d'interférences, sinusoïdales en fonction de l'inverse de la longueur d'onde et dont la période vaut

$$\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{\Delta n_{\text{eff}} L}. \quad (3.2)$$

Notons que nous avons supposé ici que les écarts Δn_{eff} ne dépendaient pas de la longueur d'onde, ce qui n'est vrai qu'en première approximation. Il en est de même des indices des matériaux.

Des exemples de spectres perturbés par des franges d'interférences sont tracés sur la figure 3.10. Ils proviennent d'une série de mesures de transmission, réalisées sur un même guide d'onde faiblement multimode, pour les deux polarisations TE et TM, et pour trois longueurs de propagation, indiquées sur chaque spectre. Étant donné la complexité du jeu de franges, nous avons eu recours à une transformation de Fourier discrète pour en extraire les différentes harmoniques. L'amplitude de la transformée de Fourier associée est tracée en face de chaque spectre. Nous avons également écrit les "fréquences" associées en termes d'écart d'indice effectif Δn_{eff} associé, pour obtenir des tracés facilement comparables.

On constate effectivement que malgré l'importante modification de l'allure des spectres lorsque la longueur de propagation augmente, la répartition des harmoniques reste parfaitement inchangée, confirmant qu'elle est associée à la structure modale du guide.

L'interprétation de ces mesures demeure néanmoins délicate, car rien ne permet d'affirmer que les différents couples de modes du guide sont représentés de façon exhaustive. À titre d'exemple, nous avons calculé que l'échantillon qui a servi aux mesures tracées sur la figure 3.10 possède dans cette gamme spectrale cinq modes guidés²² ; or, sur chaque figure, pour chaque polarisation, seuls trois pics sont clairement identifiables, et leurs valeurs permettent de les associer aux interférences dues aux trois modes d'ordres les plus bas. Notre guide possède donc cinq modes, mais seuls les trois premiers sont utilisés.

Inversement, dans nos conditions expérimentales (valeurs typiques de Δn_{eff} , de L , et résolution spectrale), nous retiendrons qu'un spectre exempt de franges indique qu'un seul mode a transporté la lumière (sans pour autant que le guide soit monomode).

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les méthodes expérimentales utilisées pour la formation et la structuration du silicium poreux. On retiendra leur caractère relativement simple et peu coûteux. Le facteur temps est également

21. Il serait faux de parler d'interférence entre les modes guidés. En effet, les modes guidés étant orthogonaux (cf. § 1.3.4), ils s'ignorent (comme les différentes voies de l'interféromètre) ; l'interférence n'a lieu qu'entre les ondes *issues* des différents modes guidés.

22. Les paramètres du calcul sont $n_1 = 1$; $n_2 = 1,7$; $n_3 = 1,4$; $d = 2,5 \mu\text{m}$, avec les notations de la figure 1.2

3.3. CARACTÉRISATIONS OPTIQUES EN GÉOMÉTRIE GUIDÉE

appréciable, puisque la durée totale de fabrication d'un échantillon ne dépasse généralement pas la demie heure.

En dehors des techniques de caractérisation somme toute classiques comme les mesures de réflectivité ou de photoluminescence par la surface, nous avons présenté un banc expérimental satisfaisant aux contraintes propres à la géométrie guidée, mais permettant néanmoins — c'est moins courant — des mesures par la tranche de la transmission en lumière blanche ou de la photoluminescence.

CHAPITRE 3. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

Chapitre 4

Émission de structures planaires

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'émission du silicium poreux dans des structures planaires. Il s'agit dans un premier temps de caractériser l'émission intrinsèque du matériau d'un point de vue spectral et angulaire, afin d'évaluer la proportion relative des émetteurs orientés horizontalement et verticalement, ces derniers étant fortement impliqués dans l'émission dans le plan. Nous commençons par détailler une approche classique, proposée par Benisty et al. [Beni98a], permettant de calculer l'émission de dipôles dans une structure planaire arbitraire, puis nous la confrontons à des mesures de photoluminescence résolues en angle réalisées sur deux types de structures de silicium poreux : une couche simple, puis une microcavité.

4.1 Calculs d'émission spontanée

L'émission spontanée n'est pas une propriété immuable, mais dépend fortement de l'endroit où se trouve l'émetteur (atome, dipôle oscillant, etc.) [Purc46]. De nombreux travaux sont menés pour étudier l'émission en milieu confiné ; la motivation tient tant à un intérêt fondamental [Haro89] que pratique, pour la réalisation de dispositifs émetteurs de lumière plus performants (lasers semiconducteurs à bas seuil [Bjor95], diodes électroluminescentes à haute brillance [Beni98b1, Beni98b2], sources à photon unique [Gera98]).

4.1.1 Hypothèses

Les deux méthodes de calcul que nous présentons ici reposent sur les mêmes hypothèses, à savoir :

- la géométrie de la structure optique est supposée planaire, c'est-à-dire possédant une symétrie de translation continue le long du plan, ce qui autorise une description en termes d'ondes planes, dont la composante tangentielle du vecteur d'onde est notée k_{\parallel} ;²³, les deux directions du plan étant équivalentes,

23. À noter que k_{\parallel} est équivalent au β de l'optique guidée, simple question d'usage.

CHAPITRE 4. ÉMISSION DE STRUCTURES PLANAIRES

- l'émetteur est une assemblée de dipôles électriques, distribués de façon homogène dans le plan ;
- nous nous limitons à un régime de couplage faible : dans le cas d'une structure optique résonante telle qu'une microcavité, on suppose que les émetteurs qui résonnent à la même énergie que la cavité sont très mineurs, et qu'ils possèdent en outre une durée de vie très longue. Ainsi, l'émission ne perturbe pas le mode optique de la cavité.
- nous ne nous intéressons qu'à la puissance rayonnée en champ lointain (les effets de champ proche sont néanmoins rigoureusement pris en compte dans la structure).

4.1.2 Méthode des termes sources

La méthode des termes sources, proposée par Benisty *et al.* [Beni98a], repose sur un traitement classique de l'émission, au moyen de la méthode des matrices de transfert évoquée en § 1.2 (habituellement réservée au calcul de structures optiques passives), grâce à l'adjonction de termes sources.

Nous reprenons ici les étapes-clés de la méthode²⁴. Nous donnons dans un premier temps la définition des termes sources, puis nous détaillons la résolution matricielle du champ électromagnétique. Enfin, nous donnons la relation entre champ électrique et puissance rayonnée.

Définition des termes sources

Les sources sont représentées par des discontinuités du champ électromagnétique que l'on introduit artificiellement dans le calcul, dans le plan des dipôles.

Dans un milieu infini d'indice n_i , l'émission en champ lointain d'un dipôle, selon son orientation ((v) pour un dipôle vertical, (h) pour un dipôle horizontal) et la polarisation considérée (TE ou TM), donne lieu à une puissance rayonnée par unité d'angle solide est donnée par l'une des quatre expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dP}{d\Omega}\right)^{(v),TE} &= 0 & , & \quad \left(\frac{dP}{d\Omega}\right)^{(v),TM} = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta_i, \\ \left(\frac{dP}{d\Omega}\right)^{(h),TE} &= \frac{3}{16\pi} & , & \quad \left(\frac{dP}{d\Omega}\right)^{(h),TM} = \frac{3}{16\pi} \cos^2 \theta_i. \end{aligned} \tag{4.1}$$

On notera que ces expressions sont normalisées, c'est-à-dire que chaque dipôle émet dans les 4π stéradians une puissance totale unité, répartie éventuellement entre deux polarisations. En outre, les expressions données pour le dipôle (h) correspondent à une moyenne prise sur tous les azimuts possibles.

²⁴. Pour une description plus détaillée, ainsi qu'une analyse de quelques exemples, l'article original est incontournable.

4.1. CALCULS D'ÉMISSION SPONTANÉE

Les termes sources sont obtenus directement à partir des équations 4.1 comme la racine carrée de la puissance émise correspondante, pondérée par le signe adéquat déterminé par des considérations de continuité des champs. Leur expression, selon qu'elle s'applique à une onde se propageant dans le sens $+z$ (symbolisée par \uparrow) ou $-z$ (\downarrow), est donnée par l'une des quatre relations suivantes :

$$\begin{aligned} A_{\downarrow,\uparrow}^{(v),\text{TE}} &= 0, & A_{\downarrow,\uparrow}^{(v),\text{TM}} &= \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{k_{\parallel}}{k_i}, \\ A_{\downarrow,\uparrow}^{(h),\text{TE}} &= \pm \sqrt{\frac{3}{16\pi}}, & A_{\downarrow,\uparrow}^{(h),\text{TM}} &= \pm \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \frac{k_{z,i}}{k_i}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

L'expression des angles en termes de composantes du vecteur d'onde est un moyen commode pour traiter avec le même formalisme les ondes planes et évanescentes, étant entendu que k_{\parallel} prend toutes les valeurs permises par la couche de plus fort indice, et que c'est l'équation d'onde (équation 1.4) qui décide de la valeur de $k_{z,i}$: dans une couche non absorbante, $k_{z,i}$ vaut entre 0 et $n_i\omega/c$ pour une onde plane, et entre $i0$ et $+i\infty$ pour une onde évanescente. On peut ainsi rendre compte en toute rigueur de la puissance rayonnée dans chacune des couches sans exception.

Calcul du champ dans la structure

Connaissant les termes sources, le champ électrique est calculé dans l'ensemble de la structure optique, qui est schématisée sur la figure 4.1, par la méthode des matrices de transfert, sachant que ce sont les valeurs à l'extérieur de la structure qui vont caractériser la puissance rayonnée.

La localisation de l'émetteur impose en toute logique que le champ de part et d'autre de la structure soit restreint à des ondes fuyantes (schématisées par des flèches noires sur la figure 4.1). Les amplitudes associées sont notées E_{ext} et E_{sub} , respectivement côté extérieur et côté substrat, et sont reliées au champ électrique de part et d'autre du plan de dipôles par les relations matricielles

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ E_{\text{ext}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\uparrow} \\ E_{\downarrow} \end{pmatrix}^< \quad (4.3)$$

et

$$\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{sub}} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\uparrow} \\ E_{\downarrow} \end{pmatrix}^>, \quad (4.4)$$

où les éléments de matrice $a_{i,j}$ et $b_{i,j}$ sont connus et caractérisent la propagation dans chaque demi-structure, comme illustré sur la figure 4.1. Les termes sources, également connus, imposant la discontinuité

$$\begin{pmatrix} E_{\uparrow} \\ E_{\downarrow} \end{pmatrix}^> - \begin{pmatrix} E_{\uparrow} \\ E_{\downarrow} \end{pmatrix}^< = \begin{pmatrix} A_{\uparrow} \\ A_{\downarrow} \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

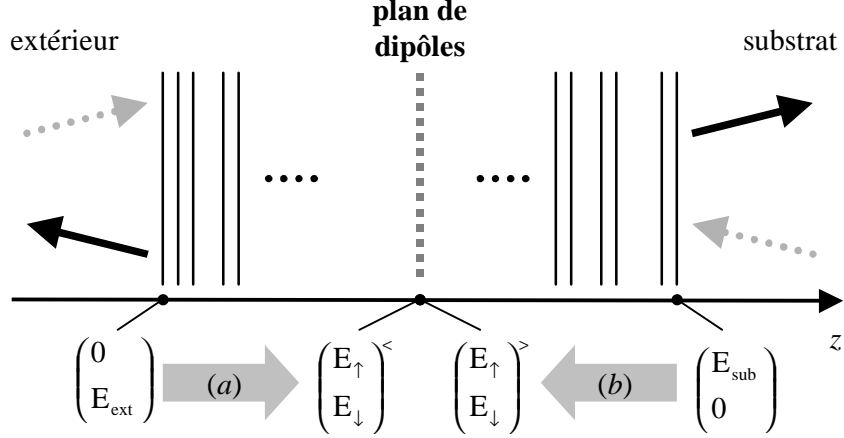


FIG. 4.1. – Représentations schématiques du plan de dipôles au milieu de la structure optique. Les ondes incidentes de part et d'autre de la structure ont une amplitude nulle (flèches en pointillés). Les amplitudes du champ en différents endroits sont également indiquées (en bas). Les termes sources introduit une discontinuité du champ à la traversée du plan de dipôles.

les champs à l'extérieur de la structure peuvent finalement être déterminés de façon absolue par

$$E_{\text{ext}} = \frac{b_{21}A_{\uparrow} - b_{11}A_{\downarrow}}{a_{22}b_{11} - b_{21}a_{12}}, \quad (4.6)$$

ainsi que par une expression similaire pour E_{sub} .

Puissance rayonnée

La normalisation des termes sources permet d'écrire la puissance rayonnée en champ lointain par unité de surface et d'angle solide dans le milieu extérieur (d'indice n_0) de façon particulièrement simple, à savoir

$$\frac{dP}{d\Omega ds} = |E_{\text{ext}}|^2 \frac{n_0 k_{z,0}^2}{n_i k_{z,i}^2}, \quad (4.7)$$

où le second facteur prend en compte les modifications à la fois du flux du vecteur de Poynting et de l'angle solide entre le milieu de l'émetteur (indexé i) et milieu extérieur. À noter que le label "champ lointain" nécessite d'éliminer toute contribution des ondes évanescentes : celles-ci sont heureusement facilement identifiables en raison de la valeur imaginaire que prend alors $k_{z,0}$.

Généralisation

Cette méthode permet donc de calculer de façon rigoureuse l'émission en champ lointain d'une assemblée de dipôles électrique répartis dans une struc-

4.2. ÉMISSION DANS UNE COUCHE SIMPLE

ture planaire arbitraire. Elle offre en outre une grande souplesse pour simuler les émetteurs des types les plus variés :

- une sommation adéquate de différents dipôles monochromatiques émettant à différentes longueurs d’onde permet de rendre compte de la forme spectrale voulue ;
- le diagramme intrinsèque de l’émetteur est composé à partir des dipôles (h) et (v) (par exemple, l’émission d’un émetteur isotrope est obtenue en sommant la puissance émise par $\frac{2}{3}$ (h) et celle émise par $\frac{1}{3}$ (v)) ;
- une distribution en profondeur d’émetteurs incohérents est prise en compte au moyen d’une intégration du terme $|\mathbf{E}_{\text{ext}}|^2$, qui se réduit généralement à une forme analytique.

On rappelle enfin qu’aucune restriction n’a été faite quant à la nature complexe des indices et vecteurs d’onde, si bien que les ondes atténuées ou évanescentes peuvent être traitées en tout généralité.

4.1.3 Méthodes quantiques

D’autres méthodes ont été développées, notamment dans le cadre des études menées sur le contrôle de l’émission spontanée dans les microcavités de semiconducteurs [Bjor95]. Elles sont généralement basées sur une description quantique de l’émission spontanée, considérant que celle-ci est stimulée par les fluctuations de point zéro du champ électromagnétique du vide.

Le calcul tel qu’il est proposé par Björk et Yamamoto fait également appel aux matrices de transfert. Les fluctuations du vide sont introduites sous la forme d’ondes incidentes de part et d’autre de la structure. Le champ résultant au niveau de l’émetteur donne directement la probabilité d’émission dans le mode considéré grâce à la règle d’or de Fermi, moyennant une opération de renversement du temps [Bjor95].

Nous avons peu utilisé cette méthode. Non pas à cause de sa nature peu intuitive, mais surtout en raison des limitations qu’elle impose dans le cas particulier des milieux à pertes, notamment quant à l’existence même de fluctuations du vide qui proviendraient d’un milieu semi-infini absorbant, par exemple²⁵. En dehors de ce cas, nous avons cependant vérifié — les calculs sont strictement équivalents — qu’elle donnait des résultats strictement identiques à la méthode des termes sources.

4.2 Émission dans une couche simple

Une couche simple (sur son substrat de silicium) constitue la structure la plus simple que l’on peut réaliser en silicium poreux. C’est sous cette forme que sont menées la plupart des études optiques. Nous allons cependant voir

²⁵ Certaines publications récentes sur le sujet [Matl95] montrent que ce problème est loin d’être trivial.

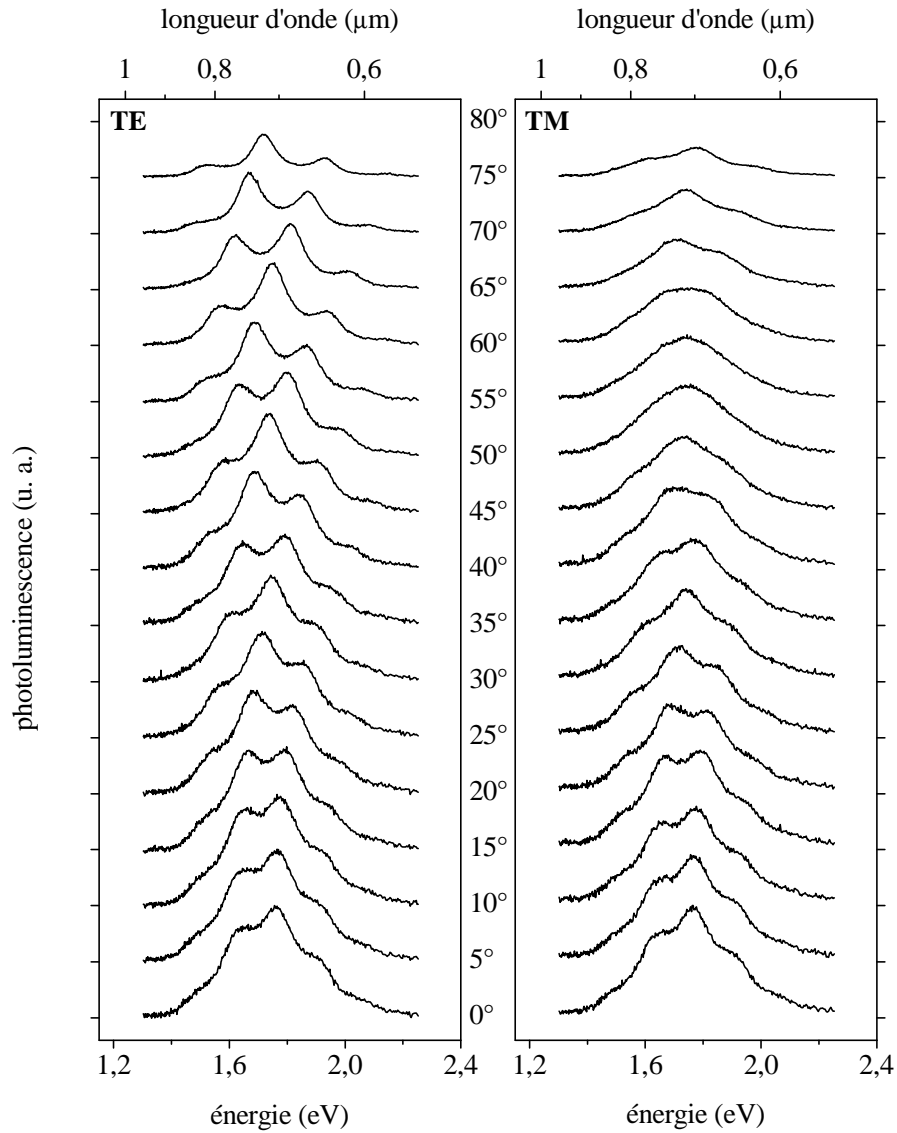


FIG. 4.2. – Série de spectres de photoluminescence obtenus pour différents angles de collection sur une couche simple de silicium poreux (sur substrat), d'épaisseur $3 \mu\text{m}$. Les intensités ne sont pas normalisées, elles ont été corrigées de telle sorte que la surface d'échantillon observée reste la même quelque soit l'angle de vue. Les spectres ont été décalés verticalement pour plus de lisibilité.

4.2. ÉMISSION DANS UNE COUCHE SIMPLE

comment une étude résolue en angle permet d'apporter des informations relativement précises quant au diagramme d'émission intrinsèque du silicium poreux.

L'échantillon étudié est une couche d'une porosité de 72 %, d'une épaisseur de l'ordre de $3 \mu\text{m}$, anodisée avec une densité de courant $j = 333 \text{ mA/cm}^2$. L'indice attendu est de l'ordre de 1,3. Nous supposons pour simplifier que l'intensité de pompage — donc la densité d'émetteurs — est homogène en profondeur²⁶.

4.2.1 Photoluminescence résolue en angle

La série des spectres de photoluminescence obtenus au moyen du montage détaillé en § 3.2.2 est tracée pour les deux polarisations sur la figure 4.2. Ils n'ont subi aucune normalisation, mais ont été corrigés par un facteur géométrique ($\cos\theta$) de telle sorte que la surface d'échantillon analysée demeure identique quel que soit l'angle de vue²⁷.

L'allure des spectres est classique : la bosse d'émission du silicium poreux est modulée par des franges d'interférences de type Fabry-Perot dues à l'épaisseur finie de la couche. Lorsque l'angle augmente, les franges se décalent vers les hautes énergies, à cause de la diminution du déphasage entre les différentes ondes. En polarisation TE, les franges sont d'autant plus contrastées que l'angle augmente, en raison de l'augmentation des coefficients de réflexion, tendant vers l'unité en incidence rasante. En polarisation TM, l'angle de 52° correspondant à l'angle de Brewster de l'interface air/silicium poreux, celle-ci est traversée sans aucune réflexion, ce qui explique la disparition des franges au voisinage de cet angle. Mis à part les franges d'interférences, les séries de spectres des deux polarisations ne présentent pas de différence marquée.

4.2.2 Diagramme d'émission

Une caractérisation plus fine est obtenue en étudiant le diagramme d'émission à une longueur d'onde donnée, sur une grande plage angulaire. Le diagramme tiré des spectres de la figure 4.2 à $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$ est tracé sur la figure 4.3.

L'ajustement d'une courbe théorique sur les mesures en polarisation TE est particulièrement aisé : d'après les équations 4.2, l'émission ne fait intervenir que les dipôles (h), sans aucune dépendance d'angle ; la variation en fonction de l'angle n'est donc qu'un effet optique de la structure, dont les paramètres sont déterminés de façon d'autant plus précise que les franges sont marquées. Dans le cas présent, l'épaisseur de $3,11 \mu\text{m}$ et l'indice $n = 1,30 + 0,005i$ constituent le seul couple de paramètres permettant de reproduire de façon satisfaisante

26. En toute rigueur, l'absorption du faisceau de pompe favorise l'excitation de la partie supérieure de la couche, mais le calcul montre que la forme de l'émission résultante en est peu affectée.

27. Ceci est dû au fait que la zone émettrice projetée sur la fente du monochromateur est beaucoup plus grande que celle-ci. En fonction de l'orientation du porte-échantillon, le spectromètre voit une surface d'échantillon plus ou moins importante.

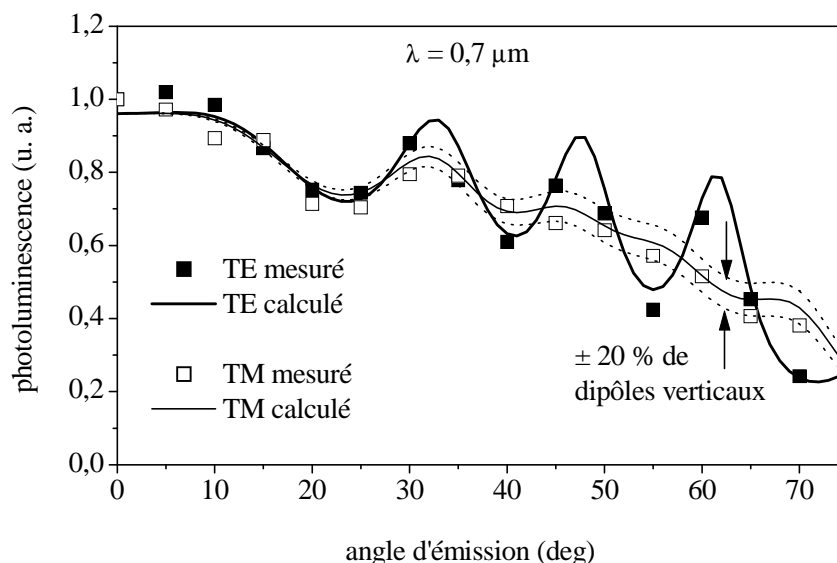


FIG. 4.3. – Diagrammes d'émission à $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$ obtenus, pour chaque polarisation, à partir de la série de spectres de la figure 4.2. Les carrés correspondent aux points expérimentaux, alors que le résultat du calcul est tracé en trait plein. L'émission TM résultant d'une tolérance de plus ou moins 20 % de dipôles verticaux est indiquée par les courbes en pointillés.

les caractéristiques des franges apparaissant sur le diagramme expérimental, comme le montre la figure 4.3.

4.2.3 Caractérisation de l'émission intrinsèque

Le cas de la polarisation TM est légèrement plus complexe, mais surtout plus riche en informations quant à la distribution angulaire des dipôles. En effet, toujours d'après les équations 4.2, l'émission en incidence normale n'est due qu'aux dipôles (h)²⁸ ; lorsque l'incidence augmente, ce sont les dipôles (v) qui prennent progressivement le relais. Les mesures en polarisation TM, sous une grande incidence sont donc une occasion unique de caractériser leur proportion. Le meilleur ajustement en polarisation TM est tracé sur la figure 4.3. Il a été obtenu avec une proportion (v):(h) = 1:2, correspondant à une distribution isotrope des orientations. Cette valeur doit cependant être pondérée par l'incertitude de l'ajustement. Nous illustrons cette incertitude sur la figure 4.3 en reportant les courbes obtenues en s'accordant une tolérance de plus ou moins 20 % sur le rapport (v):(h).

Des mesures plus précises ont été effectuées par Kovalev *et al.* [Kova95] sur du silicium poreux de caractéristiques voisines. En excitant et en collectant l'émission par la tranche de l'échantillon, ils ont mis en évidence que l'émission

²⁸. En tout rigueur, les dipôles (h) qui interviennent ici sont orthogonaux aux dipôles (h) de la polarisation TE. Cependant, étant donné la nature du matériau et le procédé de fabrication, ces deux directions ont de bonnes raisons d'être équivalentes.

4.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURE OPTIQUE

par la tranche avait systématiquement une direction de polarisation privilégiée, perpendiculairement au plan de l'échantillon, dans des rapports de l'ordre de 20 %, quelle que soit la polarisation du faisceau de pompe. Ce phénomène est attribué à la forme ellipsoïdale des cristallites, avec une orientation préférentielle du grand axe perpendiculairement au plan [Kova95, Lava95].

Plus généralement, un phénomène de mémoire de polarisation a été mis en évidence : la polarisation de la photoluminescence est fortement corrélée à la polarisation d'un faisceau qui a illuminé l'échantillon pendant son anodisation [Poli97], et même, d'une façon plus dynamique, à la polarisation du faisceau de pompe [Kova96a].

Dans la mesure où ces effets restent relativement peu importants, nous nous en tiendrons à une description isotrope de l'émission du silicium poreux.

4.3 Influence de la structure optique : exemple d'une microcavité

Nous illustrons maintenant l'influence d'une structure optique sur la diagramme de rayonnement des dipôles dans le cas particulier d'une microcavité. Celle-ci est réalisée au moyen d'une séquence d'anodisations (cf. § 2.3.1), à basse température pour limiter la rugosité des nombreuses interfaces [Setz98]. La couche de porosité 70 % ($j = 166 \text{ mA/cm}^2$, indice n_c , épaisseur e_c) qui constitue la cavité demi-onde est encadrée de part et d'autre par des miroirs de Bragg, constitués d'une alternance de couches de porosité 57 % ($j = 16,6 \text{ mA/cm}^2$, n_H , e_H) et 70 % ($j = 166 \text{ mA/cm}^2$, n_L , e_L). La dissymétrie du nombre de périodes (5, 5 au dessus et 18 au dessous) est prévue pour diriger préférentiellement l'émission vers l'extérieur, plutôt que dans le substrat.

4.3.1 Photoluminescence résolue en angle

La série des spectres de photoluminescence est représentée sur la figure 4.4. Comme précédemment, les spectres successifs ont été corrigés géométriquement et décalés verticalement, proportionnellement à l'angle de collection.

L'effet de filtrage de l'émission par la microcavité, à la fois d'un point de vue spectral et angulaire, est ici clairement mis en évidence : le mode de cavité, qui se décale vers les hautes énergies lorsque l'incidence augmente, restreint l'émission à une largeur spectrale de l'ordre de 30 meV, contre 400 meV pour l'émission intrinsèque du silicium poreux. La bosse d'intensité qui apparaît à haute énergie, surtout sous incidence normale, est une émission résiduelle qui n'est pas filtrée par les miroirs de Bragg, en raison de la largeur finie de la bande interdite.

4.3.2 Différences liées à la polarisation

Selon la polarisation, l'évolution angulaire des spectres diffère sur plusieurs points, que nous détaillons ici.

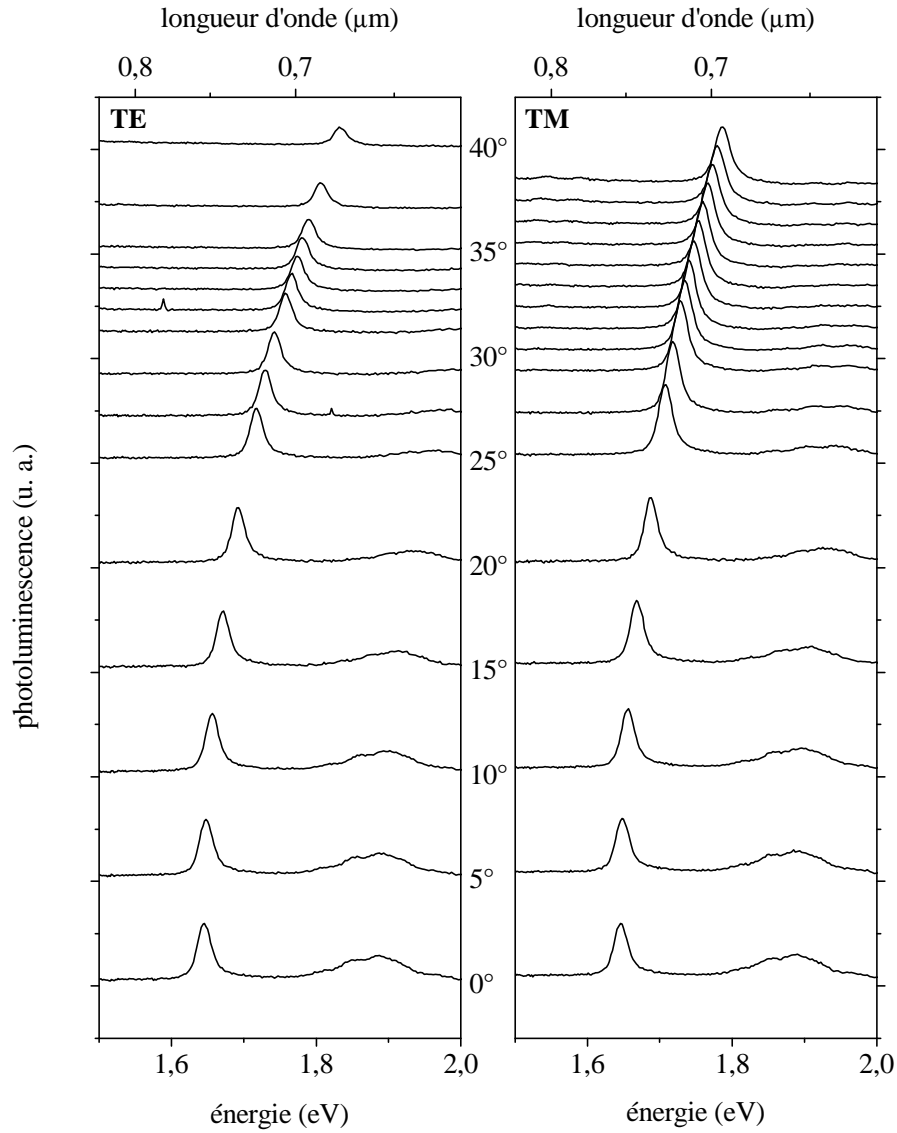


FIG. 4.4. – Série de spectres de photoluminescence obtenus pour différents angles de collection sur une microcavité de silicium poreux. Comme précédemment, les spectres successifs ont été corrigés géométriquement et décalés verticalement, proportionnellement à l'angle de collection. Noter la gamme spectrale de l'émission, nettement plus restreinte que sur la figure 4.2, ainsi que la dispersion du mode, qui n'est pas strictement identique pour les deux polarisations.

Différences des longueurs d'onde de résonance des modes

Bien que l'effet soit relativement discret, on peut remarquer sur la figure 4.4 que les modes ne suivent pas exactement la même dispersion²⁹.

Dans le cas d'une microcavité demi-onde parfaite (couches des miroirs de Bragg d'épaisseurs optiques strictement équivalentes, et le double pour la cavité, ce qui n'est possible qu'à un seul angle), la longueur d'onde de résonance est simplement donnée par

$$\lambda = 4n_H e_H \cos \theta_H = 4n_L e_L \cos \theta_L = 2n_c e_c \cos \theta_c, \quad (4.8)$$

où $\theta_{H,L,c}$ sont les angles de propagation dans chaque type de couche. Dès que l'angle change, elle perd toute expression analytique, et résulte d'un compromis entre les différentes valeurs d'indice et d'épaisseurs, faisant intervenir les déphasages résultant de la propagation dans chaque type de couches, ainsi que les coefficients de Fresnel à chaque interface. Étant donné que ces derniers ont une amplitude et une phase liées à la polarisation, la dépendance, à terme, de la longueur d'onde de résonance envers la polarisation n'est pas surprenante.

Par ailleurs, cet effet pourra être utilisé avec profit pour obtenir une caractérisation fine des multicouches (cf. la discussion sur les limitations des multicouches, p. 17).

Différences d'intensité

L'évolution de l'intensité des spectres en fonction de l'angle diffère nettement suivant leur polarisation : diminution d'intensité en TE, semblant d'augmentation en TM. Cette observation est confirmée par le diagramme d'émission à $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$, représenté sur la figure 4.5a : la polarisation TM bénéficie d'une émission plus intense d'environ 35 %.

Cependant, cet effet n'en reste pas moins cohérent avec l'émission intrinsèque relativement isotrope que nous avons caractérisée en § 4.2.3. Pour preuve, l'ajustement³⁰ d'une courbe théorique, présentée en trait plein sur la même figure, montre une reproduction satisfaisante tant de la position angulaire que de la disproportion des lobes. Les émetteurs isotropes étaient supposés répartis de façon homogène sur toute l'épaisseur de la couche qui forme la cavité, ainsi que dans les couches de faible indice qui constituent les miroirs de Bragg.

En effet, dans notre structure, les couches de faible indice qui constituent à proportion de moitié les miroirs de Bragg ont été anodisées dans les mêmes conditions que la cavité. Sur l'ensemble des couches, environ une sur deux est donc susceptible d'émettre. La contribution de chaque couche à l'émission totale est tracée la figure 4.5b. On constate notamment que l'émission qui provient des couches supérieures (petits numéros sur la figure) est faiblement affectée par le filtrage optique de la structure. Ces couches contribuent donc fortement à l'émission à incidence faible, qui apparaît sur la figure 4.5a. Par

29. Le diagramme à longueur d'onde fixe (figure 4.5a) suffira à s'en convaincre.

30. Les paramètres de l'ajustement sont : $n_H = 1,75 + 0,007i$; $e_H = 0,132 \mu\text{m}$; $n_L = 1,26 + 0,007i$; $e_L = 0,127 \mu\text{m}$; $n_c = n_L$; $e_c = 2e_L$; $n_{\text{sub}} = 3,5 + i$.

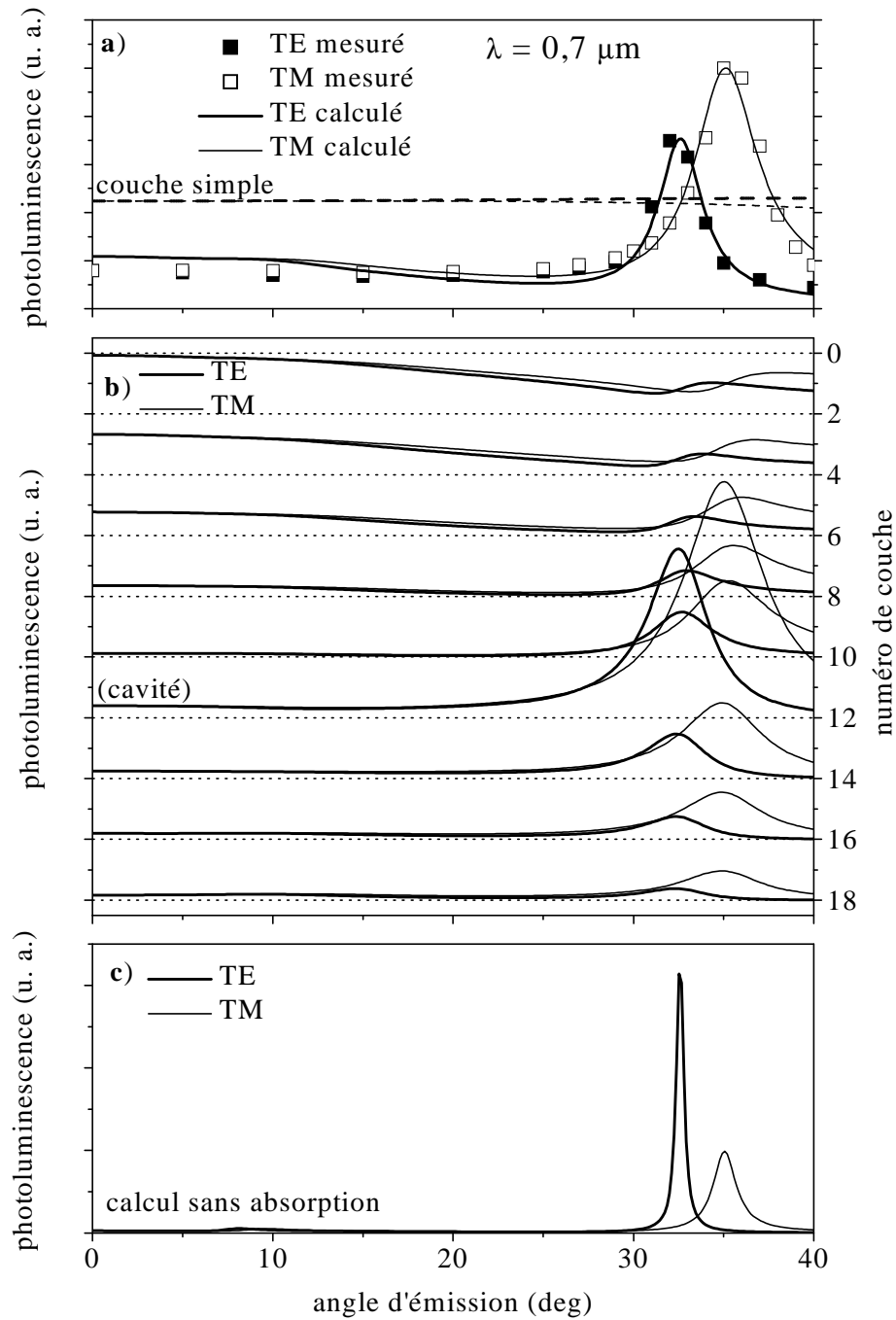


FIG. 4.5. – a) Diagrammes d'émission à $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$, obtenus pour chaque polarisation à partir de la série de spectres de la figure 4.4. Les carrés correspondent aux points expérimentaux, alors que l'ajustement théorique est tracé en trait plein. Le tracé en pointillés illustre l'émission d'un couche simple équivalente. b) Contribution calculée des différentes couches (numéro indiqué à droite) à l'émission globale. Les spectres successifs ont été décalés pour une meilleure lisibilité. Étant donné leur contribution négligeable, les couches plus profondes n'ont pas été considérées. c) Émission globale calculée en l'absence de pertes : c'est alors le mode TE qui possède la meilleure finesse.

4.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURE OPTIQUE

contre, on constate que l'émission provenant des couches localisées au voisinage de la cavité participe à l'émission dans le mode de la cavité.

Quant à la disproportion qui distingue les deux polarisations, elle est liée à l'absorption³¹, dont les effets sont décuplés à cause du grand nombre d'allers et retours imposés par la structure optique. L'absorption impose donc un seuil de réflectivité, au delà duquel la finesse du mode reste constante, tandis que l'efficacité d'extraction se détériore rapidement. En fonction du nombre de périodes, ce seuil est atteint beaucoup plus tôt en polarisation TE, pour laquelle l'efficacité des miroirs de Bragg en incidence oblique est supérieure [Yeh]. Dans le cas présent, le seuil a déjà été atteint en polarisation TE, ce qui justifie l'intensité plus faible. À titre de comparaison, la figure 4.5c illustre le diagramme d'émission calculé avec les mêmes paramètres que précédemment, mais sans absorption : le mode TE profite sans limitations de la meilleure réflectivité des miroirs.

Quoi qu'il en soit, les conséquences de l'absorption dans des structures confinées sont telles que sa prise en compte rigoureuse dans les calculs d'émission est une réelle nécessité.

4.3.3 Optimisation

En pratique, l'optimisation d'une microcavité est un compromis entre la finesse spectrale et l'efficacité d'extraction [Beni98b1]. Sur la figure 4.5a, nous avons reporté le diagramme d'émission d'une couche simple, dont l'épaisseur est identique à la somme des couches émettrices : la redistribution spectrale induite par la microcavité apparaît nettement et le calcul montre même que notre configuration est optimale s'il s'agit de privilégier la finesse. À l'opposé, une diminution d'un facteur deux du nombre de couches du Bragg supérieur aboutit à l'efficacité d'extraction maximale (trois fois plus importante), pour une largeur certes deux fois plus importante.

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode classique particulièrement intuitive et souple, permettant la modélisation en toute généralité de l'émission spontanée dans des structures planaires, même en présence d'absorption. Cette méthode nous a permis, à partir de mesures de photoluminescence résolues en angle réalisées sur une couche simple de silicium poreux, de caractériser l'émission intrinsèque du silicium poreux, dont nous retiendrons qu'elle est isotrope en première approximation. L'effet d'une structure optique sur la diagramme de rayonnement a été illustré dans le cas d'une microcavité. Nous avons mis en évidence une forte modification de la répartition à la fois spectrale et angulaire de l'émission. Nous avons également insisté sur les limitations imposées par la nature absorbante du matériau dans cette gamme spectrale.

Cependant, les effets positifs qui sont mis en évidence sur l'émission de surface ne doivent pas faire oublier qu'une bonne partie de la puissance émise

31. La valeur de 0,007 pour la partie imaginaire des indices indique une longueur effective de pénétration de l'ordre de 8 μm .

CHAPITRE 4. ÉMISSION DE STRUCTURES PLANAIRES

reste piégée dans le plan de la structure. Cette remarque est un incitation aux études de la propagation dans le plan.

Chapitre 5

Structures guidantes

Dans la perspective du contrôle de la propagation lumineuse dans le plan, nous avons trouvé judicieux de favoriser dans un premier temps ce type de transport par un effet guidage au moyen d'une structuration verticale de l'indice. Nous dressons dans un premier temps un inventaire des pertes susceptibles de limiter l'efficacité du guidage, puis nous proposons une méthode permettant de les évaluer numériquement. Enfin, deux types de structures guidantes en silicium poreux ont été élaborées et analysées.

5.1 Différents types de pertes

Les pertes optiques peuvent être attribuées à trois processus élémentaires, illustrés sur la figure 5.1 : absorption, diffusion et fuites (à noter que seul ce dernier type est spécifique à la géométrie guidée). Dans tous les cas, elles sont quantifiées par un coefficient α , qui caractérise l'atténuation en $\exp(-\alpha x)$ de l'énergie transportée le long de \hat{x} .

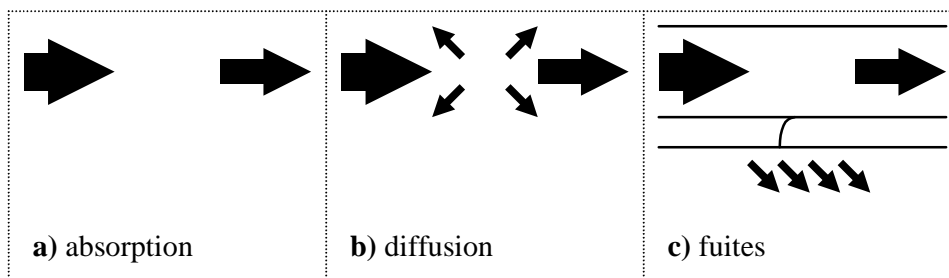


FIG. 5.1. – *Différents processus qui participent aux pertes optiques dans les guides d'onde : a) absorption, b) diffusion, c) fuites. Les deux premiers processus sont très généraux, le dernier est propre à la propagation guidée.*

5.1.1 Absorption

L'absorption de la lumière résulte d'un transfert de l'énergie transportée par les photons vers d'autres particules, généralement des électrons ou des phonons. Souvent négligeable dans les milieux diélectriques (on sait maintenant fabriquer des matériaux diélectriques présentant peu d'impuretés), elle joue un rôle notable dans les guides d'onde à base de semiconducteurs. Deux types d'absorption peuvent être distingués :

- l'absorption *inter-bande* : l'énergie gagnée permet à des électrons de valence d'atteindre la bande de conduction. Dans les semiconducteurs à gap direct, l'énergie du gap est un seuil au delà duquel on observe des coefficients d'absorption qui peuvent être supérieurs à 10^4 cm^{-1} . Dans les semiconducteurs à gap indirect (comme le silicium), le seuil est moins marqué et les valeurs plus faibles ;
- l'absorption par les porteurs libres (dite aussi *intra-bande*) : l'énergie est transférée à des porteurs libres, ou tout au moins provenant d'états d'impuretés peu profonds. On s'en affranchit partiellement en se limitant — dans la mesure du possible — à des semiconducteurs peu dopés.

Dans le cas du silicium poreux, il est évident que les états électroniques et le gap discutés ci-dessus s'entendent pour les porteurs confinés, s'il y a lieu. En outre, on ne manquera pas de considérer l'absorption par les espèces chimiques susceptibles de tapisser la surface interne du matériau.

D'un point de vue macroscopique, l'absorption intervient par la partie imaginaire de l'indice optique n , l'atténuation que subit une onde plane se propageant dans un milieu absorbant massif étant caractérisée par le coefficient

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im}(n). \quad (5.1)$$

5.1.2 Diffusion

La diffusion change la direction des photons, comme l'illustre la figure 5.1b, si bien qu'elle prélève l'énergie transportée par un mode guidé pour la redistribuer — en pure perte — dans les modes rayonnants. On distingue deux types de diffusion, selon qu'elle nait en volume ou sur une surface.

Diffusion de volume

Comme l'absorption, la diffusion de volume est attachée aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés. Elle est causée par les fluctuations de la constante diélectrique. Selon l'origine de ces fluctuations, la diffusion qui en résulte porte différents noms (Brillouin, Raman, Rayleigh), mais on montre que la dépendance spectrale de l'atténuation associée est toujours en λ^{-4} .

En optique guidée, c'est la diffusion Rayleigh qui est le plus souvent évoquée : aujourd'hui, on s'accorde à reconnaître qu'elle est responsable de la limitation des performances des meilleures fibres optiques à la valeur de 0,1 dB/km

5.1. DIFFÉRENTS TYPES DE PERTES

(à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$), à cause des fluctuations aléatoires de densité de la silice qui les constitue [Midw99].

Dans le cas où les fluctuations $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ sont faibles, à des échelles petites devant la longueur d'onde, on montre que l'atténuation associée peut s'écrire

$$\alpha = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \langle (\Delta\epsilon)^2 \rangle v_\epsilon, \quad (5.2)$$

où le volume de corrélation v_ϵ quantifie l'étendue spatiale des fluctuations [Chu].

Diffusion de surface

Comme la diffusion de volume, la diffusion de surface est causée par des défauts aléatoires, mais ceux-ci sont localisés sur les dioptrés, sous forme d'irrégularités de surface. La diffusion de surface pâtit fortement de la géométrie guidée, à cause de l'interaction continue de l'onde avec la surface, au cours des réflexions successives.

Différents modèles ont été proposés pour quantifier les pertes en propagation causées par la rugosité d'interface. Tien [Tien71] s'est notamment basé sur une description du faisceau guidé en termes de rayons lumineux. À partir du critère de Rayleigh, il établit qu'une onde plane de puissance P_0 , dont l'incidence θ vérifie les conditions de réflexion totale, est réfléchi avec une puissance P_r , donnée par

$$P_r = P_0 \exp \left[- \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \cos \theta \right)^2 \right], \quad (5.3)$$

où σ est l'écart type des fluctuations de hauteur de la surface.

Faisant intervenir le flux de puissance guidée propre à chaque mode, Tien en tire une expression générale des pertes par unité de longueur [Tien71]. Nous ne la donnons pas ici mais nous retiendrons que pour une rugosité donnée, les pertes sont d'autant plus réduites que

- le confinement de l'onde est faible : ceci est obtenu avec un faible contraste d'indice, le champ est étalé et "subit" peu l'interface ;
- l'ordre du mode est peu élevé : l'angle θ du mode est grand, ce qui est avantageux, au vu de l'équation 5.3, d'autant que le parcours d'une même longueur nécessite alors moins de réflexions.

Le premier point cité constitue un frein certain au développement des guides à base de semiconducteurs (silicium sur silice, par exemple [Lee00]), plus avantageux, en termes d'encombrement, que les guides à base de verres dopés.

5.1.3 Fuites

Les fuites désignent le processus par lequel une quantité d'énergie peut s'échapper d'un guide sous forme de rayonnement, généralement dans le substrat, comme l'illustre la figure 5.1c, sans pour autant nécessiter une quelconque diffusion.

La raison de ce phénomène est la réflexion dite “totale”, qui ne l’est strictement que si le milieu de faible indice qui borde la couche guidante est infini. En particulier, si un milieu d’indice supérieur ou égal à celui de la couche guidante se trouve à une distance finie, il est susceptible de prélever une certaine quantité d’énergie à la réflexion totale, qui devient alors *frustrée*. Ce phénomène trouve son analogie en mécanique quantique avec l’effet tunnel, qui permet à une particule de traverser une barrière de potentiel.

Dans la pratique, les fuites sont limitées en utilisant une gaine de faible indice, et dont l’épaisseur dépasse suffisamment la profondeur effective de pénétration de l’onde évanescente. Pour cette raison, si on se limite aux modes d’ordre le plus bas, loin des fréquences de coupure, la contrainte des fuites est facilement surmontable, et les fuites résiduelles sont généralement bien inférieures aux autres sources de pertes.

Remarque D’autres pertes peuvent intervenir, si les propriétés du guide (épaisseur, indices, etc.) varient le long du parcours lumineux. Les modes qui se propagent doivent alors constamment s’adapter aux changements, au prix d’un couplage entre les différents modes guidés et rayonnants, selon des processus à rapprocher de la diffusion. D’importance secondaire, nous ne les considérons pas dans ce qui suit.

5.2 Calcul des pertes

5.2.1 Notion de mode quasi-guidé

Nous l’avons vu, les pertes se traduisent par une atténuation de la puissance transportée dans le guide. Les modes résultant sont dits *quasi-guidés* et sont caractérisés par une constante de propagation complexe de la forme

$$\tilde{\beta} = \beta + i\alpha/2, \quad (5.4)$$

où β est la constante de propagation réelle en l’absence de pertes³². Le caractère discret de la résonance est en outre perdu et le champ électromagnétique peut diverger à l’infini.

5.2.2 Élargissement associé aux pertes

L’élargissement du mode peut être appréhendé par une approche très générale, à rapprocher de celle qui établit la relation entre la largeur spectrale d’un mode de cavité et la durée de vie du photon confiné [Jack].

On considère un mode quasi-guidé, indexé m , se propageant dans le sens des x positifs. Dans l’approximation des faibles pertes, il est très proche du mode idéal, et peut être écrit d’après l’équation 5.4

$$\mathbf{E}_m(x, z) = \mathbf{E}_m(z) \exp(i\beta_m x) \exp(-\alpha_m x/2), \quad (5.5)$$

³². En toute rigueur, les pertes influent aussi légèrement sur la partie réelle de la constante de propagation, mais c’est un effet de second ordre.

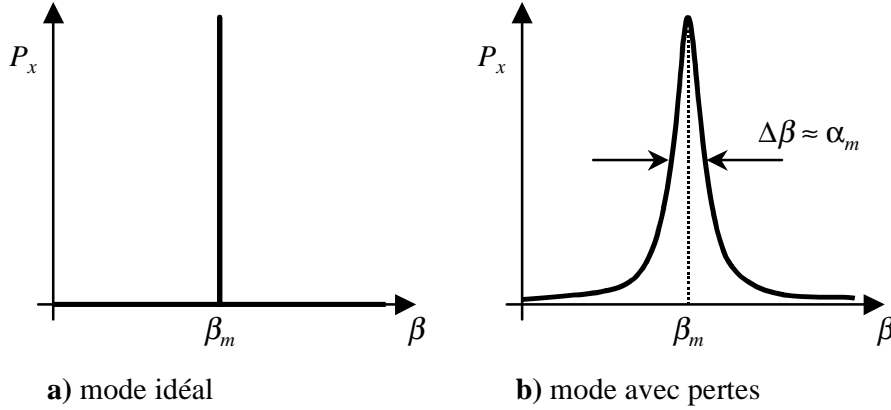


FIG. 5.2. – a) Un mode idéal (sans perte) apparaît comme une singularité infiniment fine. b) En présence de pertes, le mode s'élargit et la largeur à mi-hauteur du profil lorentzien est reliée au coefficient d'atténuation.

où $\mathbf{E}_m(z)$ est l'amplitude du champ associé au mode sans perte. Cette onde atténuée peut être décomposée sur une base d'ondes non atténuées, chaque composante s'écrivant alors

$$\tilde{\mathbf{E}}_m(\beta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \mathbf{E}_m(x, z) \exp(-i\beta x) dx. \quad (5.6)$$

Dans ces conditions, on peut montrer facilement que la composante longitudinale du vecteur de Poynting \mathbf{P} , qui quantifie le flux local d'énergie, s'écrit d'après l'équation 1.5 sous la forme

$$P_x(\beta, z) = \epsilon_0 \frac{\beta}{k_0} |\tilde{\mathbf{E}}_m(\beta, z)|^2 = \epsilon_0 \frac{\beta}{k_0} \frac{1}{4\pi [\alpha_m^2/4 + (\beta - \beta_m)^2]} |\mathbf{E}_m(z)|^2. \quad (5.7)$$

Pour le mode idéal, illustré figure 5.2a, la distribution d'énergie apparaît sous la forme d'un pic de Dirac à la valeur β_m . En présence de pertes, l'énergie est distribuée sur un ensemble infini de valeurs de β , comme l'illustre la figure 5.2b.

Cette approche permet une estimation directe des pertes : la distribution $P_x(\beta, z)$, qui peut être obtenue à partir des matrices de transfert, est très voisine d'une distribution lorentzienne, dont la largeur à mi-hauteur $\Delta\beta$ donne d'après l'équation 5.7 le coefficient d'atténuation α_m . Elle trouve ses limites lorsque la distribution d'énergie s'éloigne du profil lorentzien en raison de pertes trop importantes.

5.2.3 Bilan énergétique

Nous allons voir qu'un bilan énergétique permet d'évaluer les pertes dans un cadre plus général. Cette approche ressemble dans ses principes à celle qu'utilise Marcuse [Marc] pour évaluer les pertes associées aux ondes fuyantes.

Cependant, pour plus de généralité, le calcul électromagnétique est ici mené au moyen de la méthode des matrices de transfert, sur une structure planaire

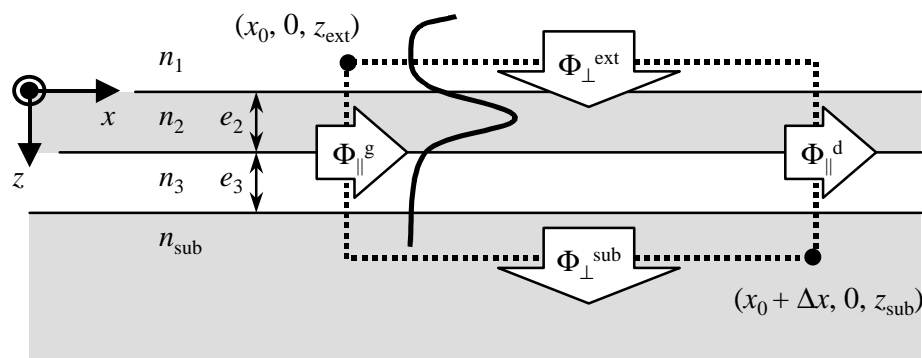


FIG. 5.3. – Vue schématique d’une structure planaire guidante. Dans le cas présent, $n_{\text{sub}} \geq n_2 > n_3 \geq n_1$. Le tracé en trait épais représente la distribution du flux d’énergie (amplitude du vecteur de Poynting) transportée dans le plan de la structure par un mode guidé. La divergence pour $z \rightarrow -\infty$ est due au caractère fuyant du mode considéré. L’inventaire énergétique est fait sur les côtés du contour rectangulaire tracé en pointillés, et dont les coordonnées de deux points extrêmes sont indiqués. Les flèches pleines symbolisent les flux d’énergie Φ associés à chaque face.

telle que celle qui est schématisée sur la figure 5.3, avec comme condition aux limites que le champ dans le substrat inférieur est limité à la seule contribution d’une onde fuyante (soit $E_{\text{sub}\downarrow} = 0$, avec les notations définies en 1.2). Tous les champs sont en outre normalisés par rapport à l’amplitude de l’onde incidente à l’interface supérieure (soit $E_{\text{ext}\uparrow} = 1$).

Ce type de calcul, bien que tenant rigoureusement compte des pertes, est incompatible avec une description en termes d’ondes atténuées, en raison de l’hypothèse d’invariance dans le plan sur laquelle il repose. Il introduit nécessairement une compensation de la puissance transportée : l’énergie est amenée par une onde évanescente incidente, venant de l’infini³³, d’où la divergence du champ au dessus de la structure pour $z \rightarrow -\infty$. L’analogie expérimentale de cette situation serait l’injection de lumière au moyen d’un prisme situé très loin de la surface du guide.

Les indices des différents milieux qui apparaissent sur la figure 5.3 sont tels que $n_2 > n_3 \geq n_1$, de telle sorte que le champ électrique peut être confiné dans la couche d’indice n_2 . Excepté n_1 , les indices peuvent être complexes. Pour envisager le cas des fuites, la gaine inférieure, d’indice n_3 , possède une épaisseur finie, et est suivie d’un substrat semi-infini d’indice $n_{\text{sub}} \geq n_2$. À noter que cette configuration a été choisie spécifiquement pour ses vertus didactiques, dans la mesure où elle correspond à un guide d’onde tout ce qu’il y a de plus conventionnel. Cependant, les expressions que nous allons établir par la suite

³³. La nature évanescente de l’onde incidente n’est pas incompatible avec un flux d’énergie transversal. Cf. en annexe A l’expression du vecteur de Poynting.

s'appliquent à une structure planaire arbitraire, indépendamment même de son aptitude à guider la lumière. La seule restriction est la nature réelle de l'indice n_1 du milieu extérieur.

Différents flux énergétiques

Le bilan énergétique est réalisé sur le contour rectangulaire tracé en pointillés sur la figure 5.3. Le positionnement vertical ainsi que la hauteur du rectangle sont choisis pour pouvoir comptabiliser l'ensemble de l'énergie transportée dans le plan : si le substrat est parcouru par une onde évanescente, la profondeur z_{sub} est choisie pour être la plus importante possible ; si le substrat est parcouru par une onde propagative, z_{ext} peut être choisi juste au dessous de la dernière interface : dans le milieu extérieur, la limite z_{ext} est choisie pour contenir au maximum l'onde évanescente issue du guide, en limitant l'influence de la divergence³⁴. Quant à l'étendue horizontale Δx du contour, elle est supposée infinitésimale.

Étant donné l'invariance latérale de notre système (que ne détruit pas l'injection continue de lumière par le haut), il est évident que le flux entrant à gauche est égal en valeur absolue au flux sortant par la droite. En prenant comme convention de donner une valeur positive à tout flux entrant, on a

$$\Phi_{\parallel}(\beta) = \Phi_{\parallel}^g(\beta) = -\Phi_{\parallel}^d(\beta) = \int_{z_{\text{ext}}}^{z_{\text{sub}}} P_x(\beta, z) dz, \quad (5.8)$$

où P_x est la composante dans le plan du vecteur de Poynting \mathbf{P} , dont l'expression dans le formalisme des matrices de transfert est établie dans l'annexe A. Dans ces conditions, les flux perpendiculaires s'écrivent simplement

$$\Phi_{\perp}^{\text{ext}}(\beta) = P_z(\beta, z_{\text{ext}}) \Delta x = P_z^{\text{ext}}(\beta) \Delta x \quad (5.9)$$

et

$$\Phi_{\perp}^{\text{sub}}(\beta, z_{\text{sub}}) = -P_z(\beta, z_{\text{sub}}) \Delta x. \quad (5.10)$$

La notation P_z^{ext} indique que P_z , et donc $\Phi_{\perp}^{\text{ext}}$ ne dépendent pas du choix de z_{ext} , puisque le milieu extérieur n'est pas absorbant.

Signification des différents flux

Le flux Φ_{\parallel} représente l'énergie qui est transportée dans le plan, et dont la valeur est conservée tout au long de la propagation.

Si l'onde dans le substrat est évanescente, le flux $\Phi_{\perp}^{\text{sub}}$ est nul, car aucune énergie n'est transportée perpendiculairement au plan (cf. Annexe A). Donc $\Phi_{\perp}^{\text{sub}}$ ne comptabilise que le rayonnement dans le substrat, donc les fuites (quitte ensuite à ce que ce rayonnement soit absorbé par le substrat).

34. Dans le calcul numérique, cet arbitraire n'intervient pas, car l'expression analytique du vecteur de Poynting permet le calcul du flux guidé par une intégration rigoureuse, en se limitant à la composante qui décroît en $-\infty$.

CHAPITRE 5. STRUCTURES GUIDANTES

Reste le flux $\Phi_{\perp}^{\text{ext}}$. En l'absence de perte dans le guide, la conservation de l'énergie lui impose une valeur nulle. En cas de pertes, seul ce flux permet de les compenser. Il est donc caractéristique des pertes en général, que l'énergie ait été consommée dans le guide (absorption, diffusion), ou qu'elle se soit échappée dans le substrat.

Calcul du coefficient d'atténuation

Connaissant l'énergie transportée $\Phi_{\parallel}^{\text{g}}$, nous avons donc accès à la part $\Phi_{\perp}^{\text{ext}}$ perdue lors d'une propagation sur une distance Δx . L'ensemble des pertes qui contribuent à l'atténuation sont donc quantifiées par le coefficient

$$\alpha_m = \frac{1}{\Delta x} \frac{\Phi_{\perp}^{\text{ext}}(\beta_m)}{\Phi_{\parallel}(\beta_m)} = \frac{P_z^{\text{ext}}(\beta_m)}{\Phi_{\parallel}(\beta_m)}, \quad (5.11)$$

dans lequel la contribution des fuites est donnée par

$$\alpha_m^{\text{fuites}} = \lim_{z_{\text{sub}} \rightarrow +\infty} \frac{1}{\Delta x} \frac{\Phi_{\perp}^{\text{sub}}(\beta_m, z_{\text{sub}})}{\Phi_{\parallel}(\beta_m)} = \lim_{z_{\text{sub}} \rightarrow +\infty} \frac{P_z(\beta_m, z_{\text{sub}})}{\Phi_{\parallel}(\beta_m)}. \quad (5.12)$$

L'équation 5.11 donne donc accès à la partie imaginaire de la constante de propagation du mode quasi-guidé, selon l'équation 5.4.

5.2.4 Exemples

Nous illustrons cette méthode dans le cas de deux configurations : le guide à fuites et le guide absorbant.

Guide à fuites

La structure considérée est un guide planaire multimode, dont l'épaisseur de la gaine inférieure est finie, ce qui donne lieu à des fuites vers le substrat de fort indice. Avec les notations de la figure 5.3, les paramètres du calcul sont $n_1 = 1$, $n_2 = 1,8$, $n_3 = 1,5$ et $n_{\text{sub}} = 1,8$ pour les indices, et $e_2 = 3 \mu\text{m}$ et $e_3 = 1 \mu\text{m}$ pour les épaisseurs. La longueur d'onde est $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, et nous nous limitons par souci de simplicité à la polarisation TE.

Les flux énergétiques, pris sur les contours dessinés sur la figure 5.3, ont été calculés sur toute la gamme de β permis par la couche guidante, et leurs variations sont reportées sur la figure 5.4. Les lignes verticales en pointillés, correspondant à $n_{\text{eff}} = n_1$ et $n_{\text{eff}} = n_3$, permettent de scinder le diagramme en trois régions :

- à gauche, la région I ($n_{\text{eff}} < 1$) correspond au continuum de modes rayonnant dans l'ensemble de la structure ;
- au centre, la région II ($1 < n_{\text{eff}} < 1,5$) correspond aux modes dits *de substrat*, la condition de réflexion totale n'étant vérifiée qu'à l'interface supérieure de la couche guidante ;

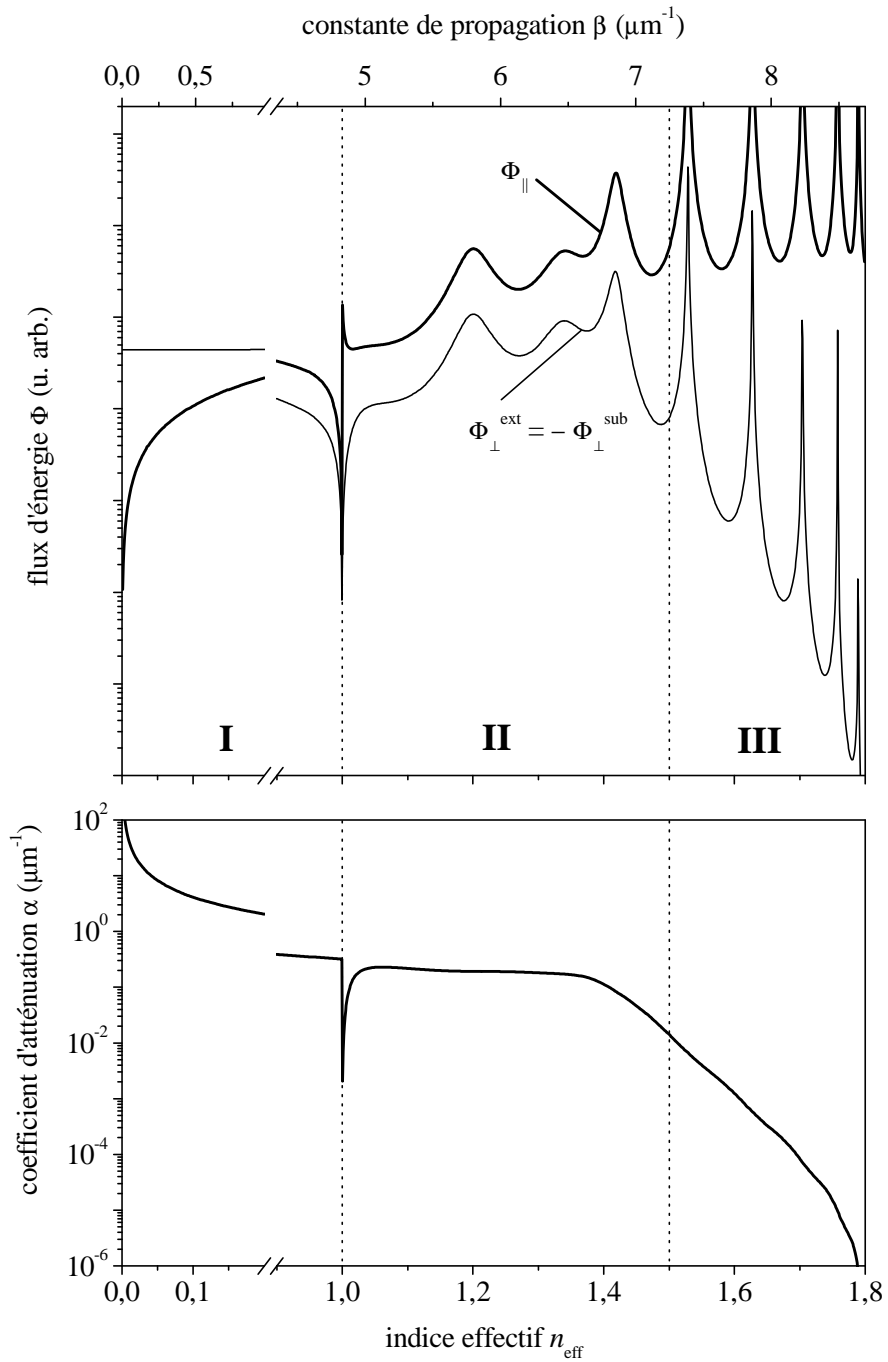


FIG. 5.4. – Propagation dans un guide à fuites (la gaine a une épaisseur finie, et le fort indice du substrat admet des ondes rayonnantes). En haut : évolution des différents flux énergétiques en fonction de la constante de propagation. En bas : coefficient d'atténuation associé. Polarisation TE uniquement.

CHAPITRE 5. STRUCTURES GUIDANTES

- à droite, la région III ($1,5 < n_{\text{eff}} < 1,8$) contient cinq pics, conséquences des cinq modes quasi guidés.

À noter que sur le diagramme, les tracés passent de la région II à la région III sans aucune modification notable, ce qui souligne la transition progressive entre les deux régimes. En outre, le guide ne dissipant pas d'énergie, l'apport de l'extérieur ($\Phi_{\perp}^{\text{ext}}$) compense exactement les fuites dans le substrat ($\Phi_{\perp}^{\text{sub}}$).

Le coefficient d'atténuation déduit de l'équation 5.11 est tracé sur la courbe du bas. Malgré la grande dynamique des deux flux à comparer, le rapport est caractérisé par une évolution nettement plus monotone : l'atténuation ne dépend pas de façon critique de la valeur de la constante de propagation. Sur une grande plage, l'effet le plus notable est la diminution drastique des pertes lorsque l'ordre des modes diminue (soit lorsque n_{eff} augmente). Comme nous l'avons annoncé en § 5.1.3, les modes d'ordre peu élevés sont favorisés car les ondes évanescentes de part et d'autre de la couche guidante sont étalées dans une moindre mesure, ce qui diminue leur tendance à fuir.

Guide absorbant

Le guide présenté ici ne diffère du précédent que par deux points : la gaine inférieure a une épaisseur (e_3) infinie, jouant le rôle de substrat à faible indice, et les seules pertes sont dues à l'absorption dans la couche guidante, dont l'indice vaut ici $n_2 = 1,8 + 0,001i$.

Les flux d'énergie calculés sont reportés sur la figure 5.5. Ils ne présentent pas de différence notable par rapport au cas précédent, si ce n'est qu'aucune énergie ne traverse la structure, puisqu'elle est consommée dans la couche guidante.

Des différences plus notables apparaissent sur le coefficient d'absorption : dans la région III, où le confinement vertical est le plus efficace, les pertes ont une valeur quasiment constante, très voisine de la valeur que donne l'équation 5.1 pour une onde plane dans un matériau massif de même indice que la couche guidante.

Des arguments simples permettent de voir cette faible variation comme le résultat de deux effets qui se compensent. En effet, les modes d'ordre peu élevé sont avantagés en termes de pertes dans la mesure où le rayon lumineux associé progresse dans la couche guidante sous une incidence très rasante, ce qui limite le chemin total parcouru dans le matériau absorbant. Inversement, les modes d'ordre plus élevés sont caractérisés par un étalement vertical plus important dans les couches environnantes (non absorbantes), et bénéficient ainsi d'une part plus importante de puissance non atténuée. Dans le cas présent, les deux effets se compensent quasiment, et l'atténuation effective, tantôt supérieure (pour $n_{\text{eff}} \simeq 1,6$), tantôt inférieure (pour $n_{\text{eff}} \simeq 1,8$) ne se démarque que très légèrement de sa valeur dans le matériau massif.

Ces deux exemples illustrent le caractère universel de cette méthode, qui permet de traiter dans le même cadre formel différentes sources de pertes,

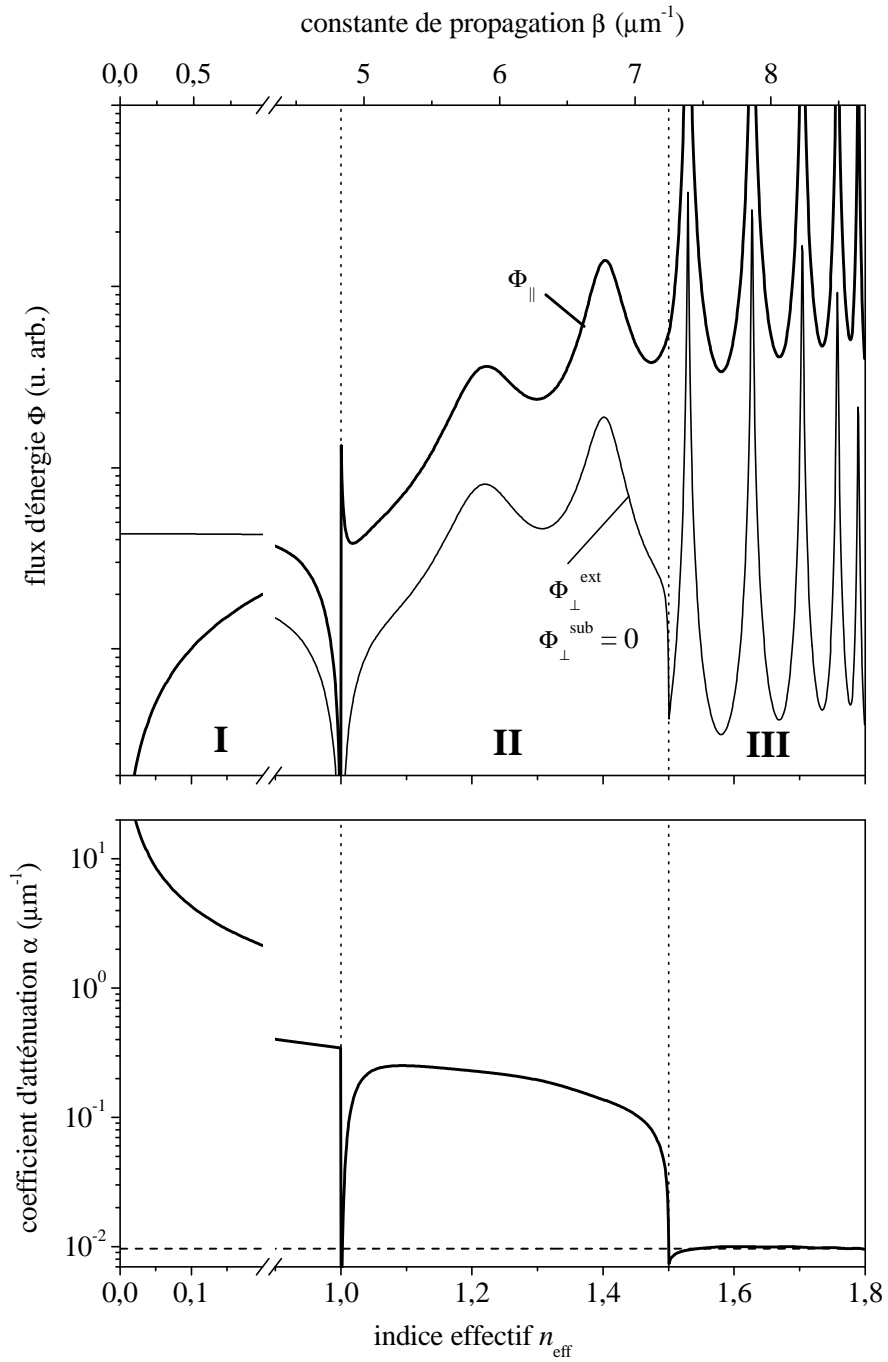


FIG. 5.5. – Propagation dans un guide absorbant. En haut : évolution des différents flux énergétiques en fonction de la constante de propagation. En bas : coefficient d'atténuation associé. La ligne horizontale en tirets représente le coefficient d'atténuation dans un matériau massif de même indice que la couche guidante. Polarisation TE uniquement.

sans sacrifier à la généralité des structures optiques, grâce au formalisme des matrices de transfert.

5.3 Étude d'un guide à saut d'indice

Nous présentons maintenant une étude expérimentale des pertes menée sur un guide planaire en silicium poreux. La structure guidante proposée n'apporte aucune innovation d'un point de vue optique, mais la motivation est autre : d'un point de vue purement expérimental, il s'agit de valider le montage d'optique guidée en lumière blanche proposé en § 3.3 ; d'un point de vue plus fondamental, on attend des réponses quantitatives quant aux limites du matériau dans une utilisation en optique guidée.

5.3.1 Description de l'échantillon

Choix des porosités

Avec la perspective d'une structuration de l'indice dans le plan, il nous a paru judicieux de réaliser le guidage dans une couche possédant un indice le plus élevé possible, soit une porosité faible. Nous avons écarté d'emblée les couches anodisées à trop faible densité de courant, en raison de la grande rugosité d'interface qui les handicape. Avec une densité de courant supérieure, les conditions choisies ($j = 16,6 \text{ mA/cm}^2$, porosité de 58%) permettent d'atteindre un indice $n_2 = 1,77$, dans de bonnes conditions de reproductibilité.

En raison de l'indice élevé du substrat ($n_{\text{sub}} \simeq 3,5$), une couche (gaine) est requise sous la couche guidante. Le confinement demande un indice le plus faible possible, mais nous avons été contraint de nous limiter à des couches d'indice $n_3 = 1,67$ ($j = 50 \text{ mA/cm}^2$, porosité de 65%). En effet, des couches d'indice plus faible (donc de porosité plus importante) se sont révélées inutilisables aux épaisseurs souhaitées, pour des raisons de tenue mécanique (rupture de la couche inférieure et décollement de la couche supérieure).

Choix des épaisseurs

Étant donné le couple d'indices disponibles, le nombre de modes guidés qui peuvent exister dans la structure est directement lié au rapport e_2/λ , où e_2 est l'épaisseur de la couche guidante. La dispersion du guide, calculée en supposant la gaine infinie et en résolvant l'équation transcendante des modes [Yari], est tracée en fonction de ce rapport sur la figure 5.6.

Il apparaît notamment qu'un guidage monomode nécessite que $e_2/\lambda < 1,2$, soit une épaisseur e_2 inférieure au micron si nous voulons tendre vers les longueurs d'onde du visible. Nous avons cependant constaté qu'une telle épaisseur rendait le couplage par la tranche délicat et peu efficace. Aussi, nous avons préféré tolérer l'existence d'un deuxième mode, en choisissant une épaisseur $e_2 = 1,5 \mu\text{m}$, plus proche de la taille de l'image du filament que nous projetons sur la tranche d'entrée.

5.3. ÉTUDE D'UN GUIDE À SAUT D'INDICE

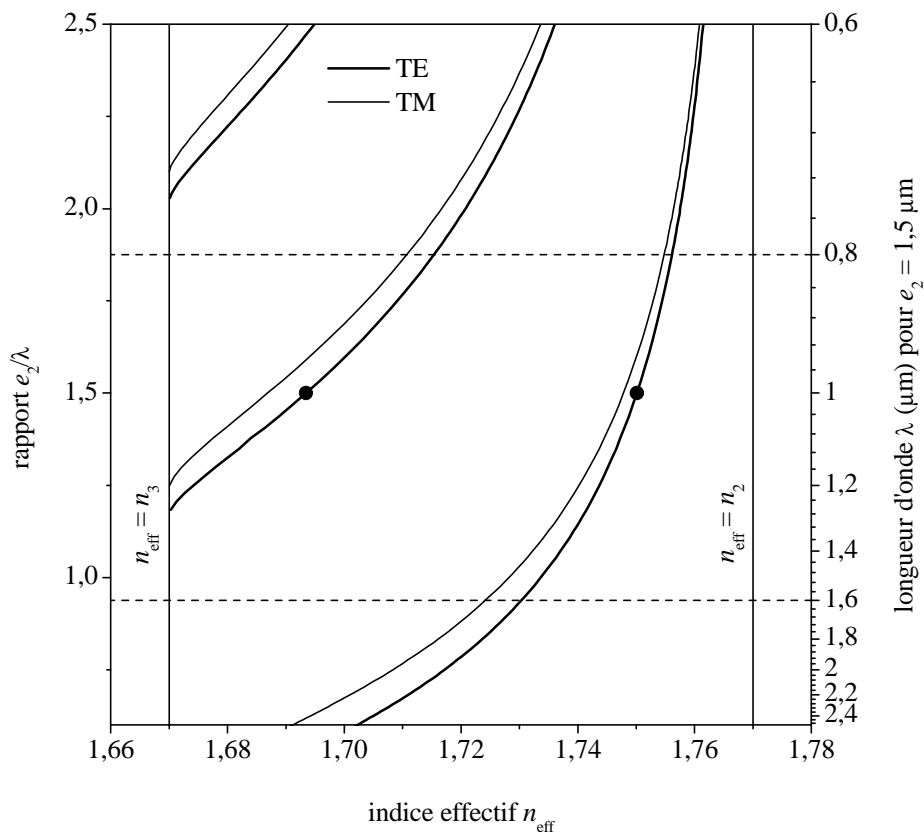


FIG. 5.6. – Courbes de dispersion d'un guide planaire dont les indices sont $n_2 = 1,77$ et $n_3 = 1,67$. L'échelle verticale de gauche est en fonction du rapport e_2/λ . L'échelle de droite est adaptée à notre structure pour laquelle $e_2 = 1,5 \mu\text{m}$. Les deux lignes horizontales en tirets représentent les limites de notre gamme spectrale d'étude. Les deux points noirs indiquent les deux modes TE à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, dont la distribution de champ électrique sera tracée sur la figure 5.7.

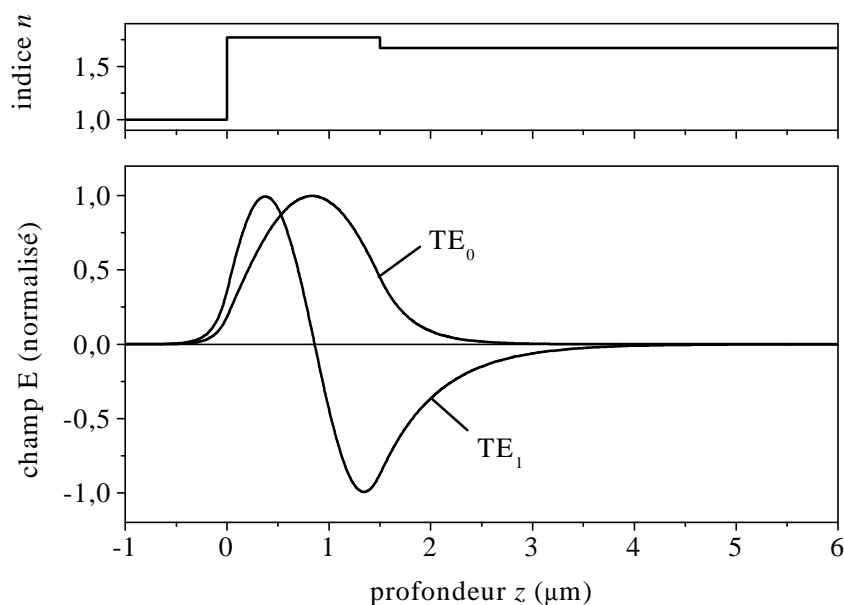


FIG. 5.7. – Distributions des champs électriques associés aux deux modes TE présents dans la structure guidante proposée à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les deux modes TM , non représentés, possèdent une distribution du champ magnétique de forme tout à fait voisine. Les deux courbes sont normalisées.

Dans ces conditions, dans la fenêtre spectrale d'étude limitée par les lignes horizontales pointillées sur la figure 5.6, on peut distinguer une région monomode ($1,2 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$) et une région bimode ($0,8 \mu\text{m} < \lambda < 1,2 \mu\text{m}$). Dans cette dernière situation, les deux modes TE à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, signalés par deux points noirs, correspondent à une distribution de champ électrique en profondeur tracée sur la figure 5.7. Dans la mesure où notre injection de lumière est symétrique par rapport au plan de la couche, il est raisonnable de penser que la majorité de la lumière va être couplée dans les modes fondamentaux (TE_0 ou TM_0), et qu'ainsi nous pourrions bénéficier d'une propagation limitée à un seul mode.

Quand à l'épaisseur e_3 de la gaine inférieure, son choix a été davantage guidé par des arguments géométriques (limiter au maximum l'injection directe de la lumière dans le substrat, lors du couplage), que par un souci de limiter les fuites. Sinon la valeur retenue de $4,5 \mu\text{m}$, à laquelle le calcul attribue des pertes dans le pire des cas ($\lambda = 1,6 \mu\text{m}$, TM) de l'ordre de 10^{-3}cm^{-1} , pourrait sembler à juste titre quelque peu démesurée !

5.3.2 Mesure de transmission

Des mesures de transmission ont été réalisées en lumière blanche sur deux guides d'ondes, de longueurs L_1 et L_2 , provenant du même échantillon de silicium poreux. Pour garantir des conditions de couplage équivalentes, ce sont les interfaces issues de la même ligne de clivage qui ont été utilisées dans chaque

5.3. ÉTUDE D'UN GUIDE À SAUT D'INDICE

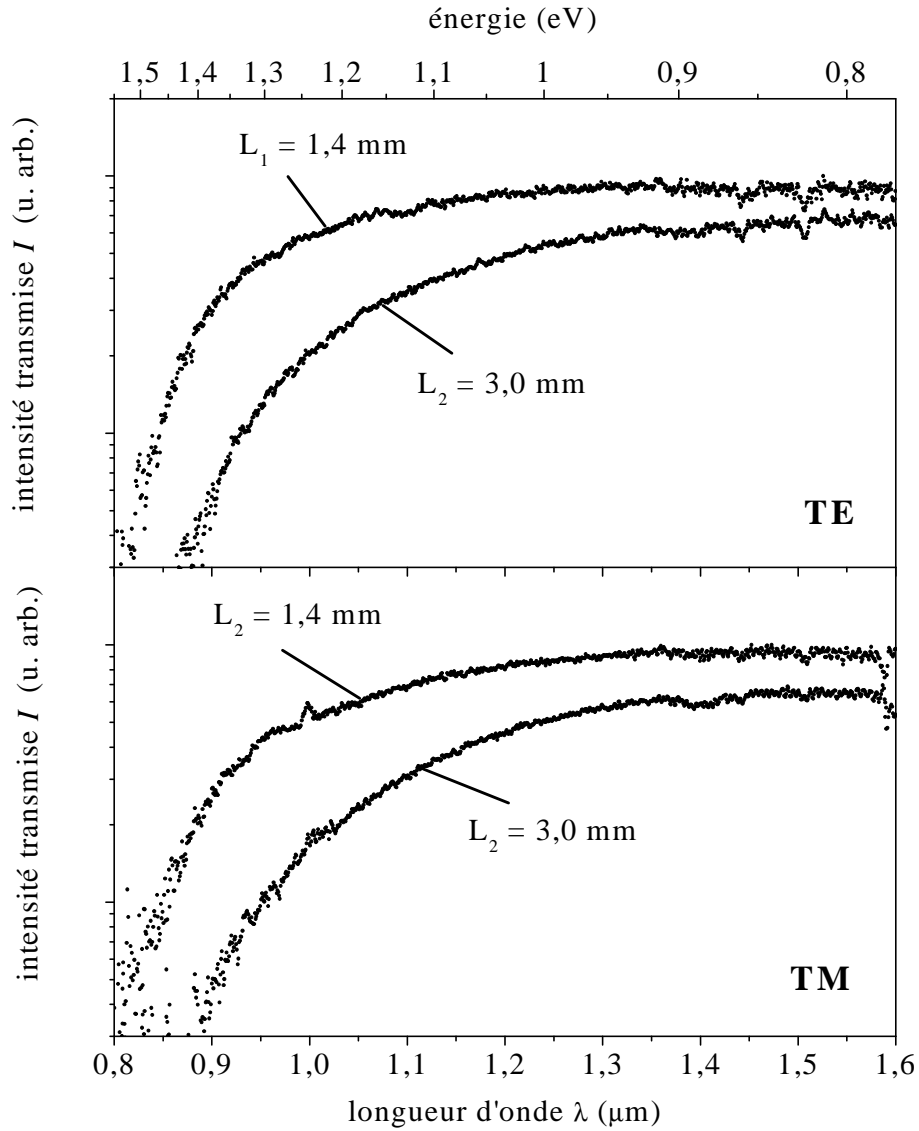


FIG. 5.8. – Spectres de transmission mesurés pour les deux polarisations sur deux guides d'ondes différant par leur longueur, indique sur chaque tracé. Les faibles oscillations régulières (dont la période ne dépend pas de la longueur de guide), que l'on distingue en polarisation TM pour $1,4 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$, sont dues aux interférences sur les faces de la lame séparatrice utilisée pour la visualisation à la caméra (cf. à ce sujet la note 20, page 33).

cas pour l'injection. En outre, le réglage de l'injection de lumière et l'acquisition ont été systématiquement reproduits plusieurs fois, après dérèglement. Ainsi, si un spectre d'intensité anormalement faible se distingue du lot, la mesure correspondante est invalidée. Les mesures retenues, qui correspondent au couplage optimal, présentent généralement un écart relatif d'intensité de l'ordre du pour-cent, et sont moyennées.

Les spectres de transmission obtenus sont tracés pour chaque polarisation sur la figure 5.8. On rappelle qu'ils ont été corrigés par la réponse de l'ensemble du montage, mesurée sans échantillon.

Aucune modulation d'intensité n'est constatée, ce qui indique une propagation monomode dans les faits. Si une part notable de l'énergie guidée avait été transportée par le second mode, l'écart d'indice effectif qui apparaît sur la figure 5.7 indique, d'après l'équation 3.2, que les oscillations de l'intensité auraient eu dans le cas présent une période de l'ordre de la dizaine de nanomètres, quantité tout à fait mesurable.

5.3.3 Mesure des pertes

Pour les deux polarisations, l'allure des spectres est comparable, et la diminution de l'intensité I induite par la différence de longueur est suffisamment notable pour permettre une détermination précise du coefficient d'atténuation, d'après

$$\alpha = -\frac{\ln[I(L_2)] - \ln[I(L_1)]}{L_2 - L_1}. \quad (5.13)$$

Le résultat de cette opération appliquée aux spectres de transmission est reporté sur la figure 5.9. Les valeurs des deux polarisations sont confondues. Nous avons également reporté sur le même graphe les valeurs du coefficient d'absorption, mesurées sur du silicium poreux par effet mirage par Vincent *et al.* [Vinc93], et sur du silicium massif par photoluminescence par Daub *et al.* [Daub95]. À noter que chaque fois, le dopage du silicium est comparable à celui que nous utilisons.

Les deux courbes d'absorption "pure" sont typiques du silicium poreux : le seuil d'absorption du matériau poreux apparaît décalé vers les hautes énergies, conformément aux prévisions du modèle du confinement quantique ; par contre les valeurs à faible énergie indiquent une forte absorption résiduelle, par rapport au matériau massif. L'interprétation de cette absorption demeure controversée, bien que des mesures en fonction de la température incitent à les décrire comme une conséquence du confinement quantique [Kova96b].

L'ensemble des pertes mesurées dans le guide d'onde en silicium poreux suivent un comportement similaire, à ceci près qu'elles sont supérieures de plus d'un ordre de grandeur.

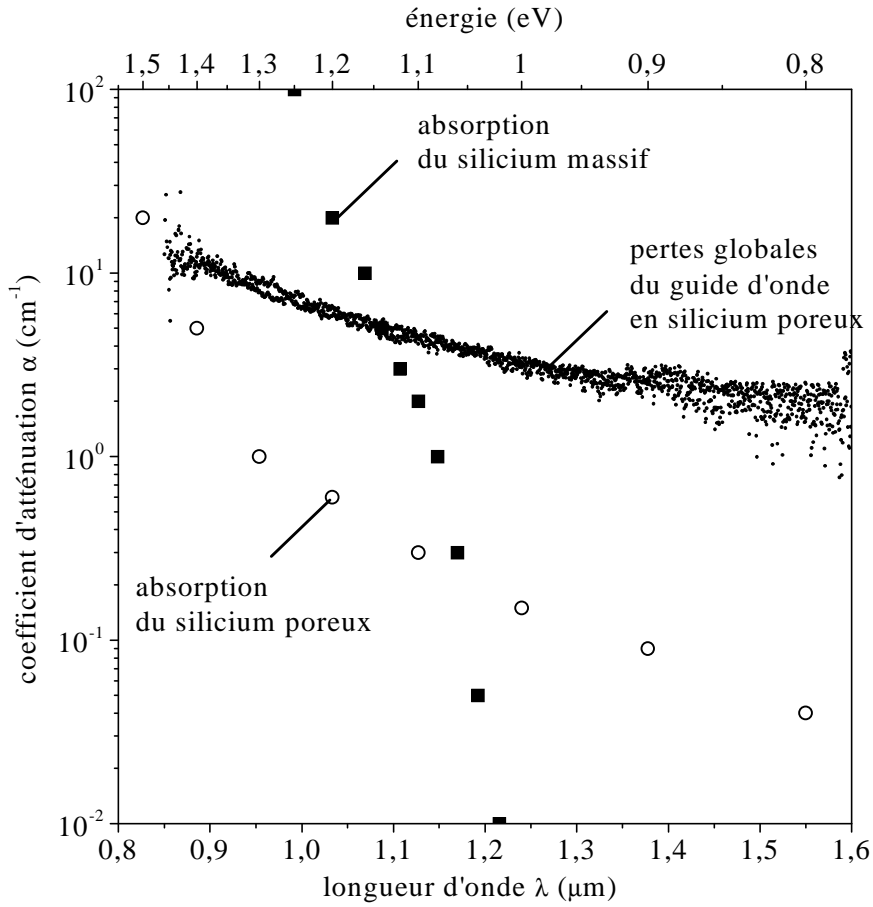


FIG. 5.9. – Pertes déduites des spectres de transmission (tracé en points noirs). Les valeurs obtenues pour les deux polarisations sont confondues. Les coefficients d'absorption du silicium massif [Daub95], ainsi que ceux du silicium poreux, mesurés par effet mirage [Vinc93], sont également reportés.

5.3.4 Évaluation des différentes sources de pertes

Absorption

Les valeurs de l'absorption que nous avons sont relativement faibles, et nous avons vu en § 5.2.4 que la propagation guidée ne génèrait pas d'augmentation notable de l'atténuation³⁵. Dans ces conditions, elle n'intervient dans l'ensemble des pertes que dans des proportions minimales.

Diffusion de surface

La rugosité de l'interface inférieure des couches de silicium poreux est une propriété connue, et ses effets sur la diffusion de la lumière ont fait l'objet

³⁵. À $\lambda \sim 1,3 \mu\text{m}$, le coefficient d'absorption du matériau $\alpha \sim 10^{-1} \text{cm}^{-1}$ correspond à $\text{Im}(n_2) \sim 10^{-6}$, et le calcul de l'atténuation en géométrie guidée donne $\alpha \sim 10^{-1} \text{cm}^{-1}$.

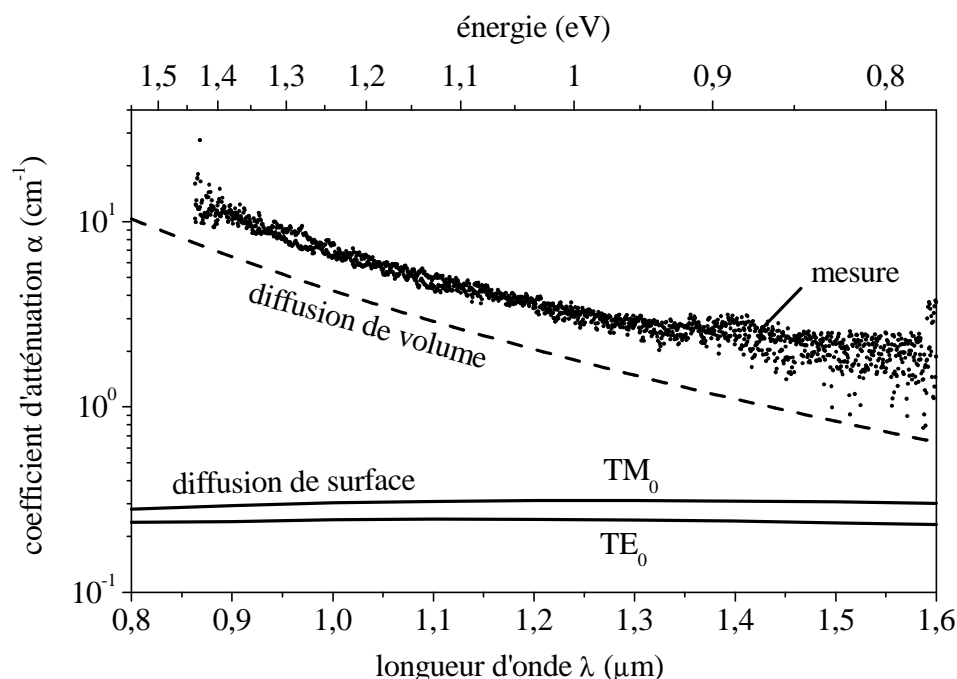


FIG. 5.10. – Confrontation des pertes mesurées avec des estimations numériques pour différentes sources possibles : diffusion de surface, et diffusion de volume. Les pertes dues à l'absorption ainsi que celles dues aux fuites, nettement inférieures, ne sont pas reportées.

de nombreuses études [Lero97b]. Bien que les valeurs typiques soient tabulées, nous avons préféré la mesurer dans notre configuration spécifique.

Pour ce faire, nous avons anodisé une couche simple de silicium poreux dans des conditions électrochimiques strictement identiques à celles utilisées pour l'anodisation de la couche supérieure de la structure guidante, afin d'obtenir la même porosité, et surtout la même épaisseur. La couche obtenue est ensuite dissoute dans un bain de soude (0,1 M), découvrant ainsi à l'air libre l'interface incriminée, qui peut alors être étudiée au moyen d'un profilomètre Tencor P-10. Une mesure réalisée en plusieurs endroits de la surface permet de mesurer une rugosité moyenne, dont l'écart type vaut $\sigma = 7,5$ nm.

Cette valeur peut alors être introduite dans les équations de continuité du calcul [Lero99], la perturbation à ajouter étant déduite de l'équation 5.3. Les pertes calculées sur les modes TE_0 et TM_0 sont tracées sur la figure 5.10. Les valeurs calculées sont assez faibles ($\alpha^{TE} \simeq 0,2$ cm⁻¹, $\alpha^{TM} \simeq 0,3$ cm⁻¹)³⁶, et ne dépendent quasiment pas de la longueur d'onde. À noter que dans l'équation 5.3, si la longueur d'onde apparaît de façon explicite, elle intervient aussi dans l'angle d'incidence du mode, qui augmente de façon monotone lorsque λ diminue. On constate en définitive que ces deux effets se compensent.

36. À titre de comparaison, les valeurs calculées pour le mode suivant sont typiquement dix fois plus importantes.

Diffusion de volume

La diffusion de volume est rarement évoquée dans le cas du silicium poreux, celui-ci étant généralement considéré en optique comme parfaitement homogène, dans la mesure où les inhomogénéités sont de taille nanométrique.

À si petite échelle, les propriétés diélectriques sont très complexes à modéliser [Alla95]. Néanmoins, si l'on s'en tient à un assemblage de cristallites de même indice que le silicium ($n \simeq 3,5$), sachant que leur diamètre moyen est d'environ 4 nm [Mund92], on peut calculer grossièrement les pertes associées. Bien que le domaine de validité de l'équation 5.2 soit largement dépassé, nous avons tracé le résultat du calcul sur la figure 5.10.

Dans de telles conditions d'approximation, nous n'avons pas cherché à ajuster la courbe théorique sur les données expérimentales. Le résultat n'en reste pas moins convaincant, tant dans les ordres de grandeurs que dans la dépendance spectrale.

La diffusion Rayleigh n'a pour ainsi dire jamais été discutée dans le cadre des études optiques menées sur le silicium poreux. Il est vrai que la configuration présentée ici est originale : la géométrie guidée permet de sonder de grandes distances, dans la gamme de transparence du matériau ; en outre, les structures guidantes déjà réalisées faisaient généralement appel à du silicium poreux totalement oxydé et densifié [Arra98], aux propriétés finalement très proches de la silice, avec une constante diélectrique sans doute plus homogène à l'échelle du nanomètre.

5.3.5 Mise en évidence de la diffusion

Pour mettre en évidence la diffusion, nous avons analysé la lumière qui peut être collectée par la tranche, hors du faisceau guidé, dans le même plan. Nous avons en effet observé une diffusion de la lumière lors de l'injection au moyen d'un faisceau laser ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) : pour un couplage optimal, toute la tranche du guide, ainsi que la surface (probablement inférieure?) de la couche guidante s'illuminaient, sans pour autant pouvoir quantifier de façon fiable la lumière diffusée.

En lumière blanche, la faible intensité (environ deux ordres de grandeur plus faible à proximité immédiate du faisceau direct) ne permet pas une visualisation à la caméra, mais est néanmoins détectable par le photomultiplicateur. Le signal obtenu est tracé sur la figure 5.11.

Mis à part les trois pics dans la gamme 1,3–1,6 μm , dont la présence exclusive et systématique sur les mesures de diffusion nous conduit à suggérer un phénomène de diffusion résonante (par des espèces chimiques adsorbées dans le matériau?), la dépendance spectrale permet de distinguer ces spectres de ceux mesurés sur le faisceau direct, notamment en raison de la diminution d'intensité pour $\lambda > 1,2 \mu\text{m}$.

Ce comportement est cohérent avec une interprétation en termes de diffusion : à petite longueur d'onde, la lumière n'est pas diffusée, car absorbée ; progressivement, la diffusion prend le dessus, et on la détecte ; enfin, à grande

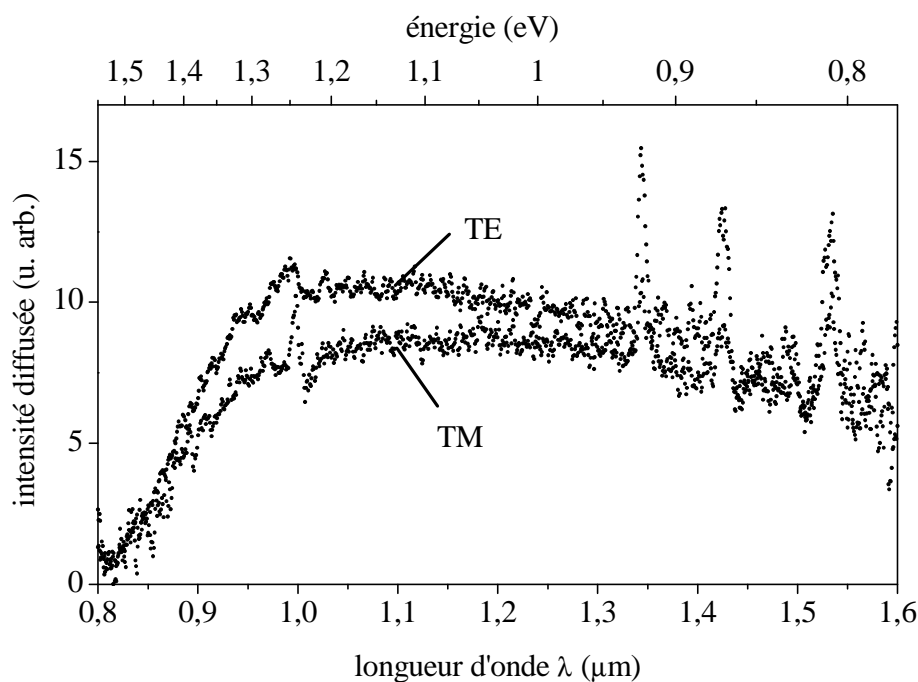


FIG. 5.11. – Intensité détectée par la tranche à proximité du faisceau guidé, dans le même plan.

longueur d'onde, son efficacité diminue.

À ce stade, le rôle joué par la diffusion ne peut pas à ce stade être remis en cause; les estimations attribuent un rôle prépondérant à la diffusion de volume, même si une dépendance spectrale en λ^{-4} constituerait une preuve supplémentaire. En outre, si les mesures quantitatives de lumière diffusée sont délicates à mener en optique en général, la géométrie guidée apporte son lot de complexité supplémentaire.

5.4 Étude d'un guide à bande interdite photonique

5.4.1 Principe

Dans les structures guidantes qui nous avons considéré jusqu'à présent, le confinement était dû à des réflexions totales internes, la lumière étant alors confinée dans le milieu de plus fort indice.

On peut cependant envisager de remplacer ce type de réflexion par une réflexion de Bragg, sur un empilement diélectrique périodique. L'idée, proposée dans les années 70 par Yeh *et al.* [Yeh76], n'a pas véritablement suscité d'enthousiasme de part de la communauté de l'optique guidée de l'époque. Plus récemment, dans la mouvance des cristaux photoniques, les progrès théoriques et techniques accomplis (miroirs diélectriques omnidirectionnels [Fink98], fibres

5.4. ÉTUDE D'UN GUIDE À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE

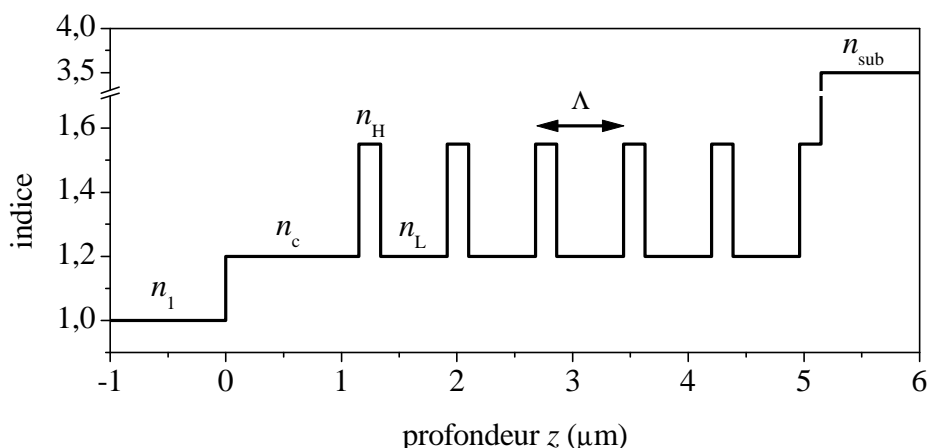


FIG. 5.12. – Profil d'indice du guide d'onde. Le guidage, rendu possible par la bande interdite photonique de l'empilement périodique, transporte la lumière dans la couche d'indice n_c .

optiques photoniques [Creg99]) ont vu d'un bon œil la propagation alors possible dans un milieu de faible indice, synonyme de pertes réduites.

Dans ce contexte, grâce à son aptitude à la réalisation de structures multicouches, le silicium poreux paraît parfaitement adapté. En outre, la nature émettrice, propre aux couches de faible indice (forte porosité), constitue un avantage certain pour les caractérisations.

5.4.2 Description de l'échantillon

La structure que nous proposons peut être apparentée à une microcavité privée de son miroir supérieur, le guidage se faisant dans la couche de la cavité, par réflexion totale contre l'interface supérieure au contact de l'air, et par réflexion de Bragg sur le miroir multicouche inférieur, qui s'oppose ainsi à la pénétration de lumière.

La résonance (donc le mode "guidé") nécessite au minimum un cavité de type demi-onde, pour laquelle la longueur d'onde λ_0 de résonance vérifie³⁷

$$n_c e_c \cos \theta_c = \lambda_0 / 2 = 2n_H e_H \cos \theta_H = 2n_L e_L \cos \theta_L, \quad (5.14)$$

où les indices H, L et c se rapportent respectivement aux couches de fort indice, faible indice, et à la couche de la cavité, les angles associés étant au delà de la valeur critique de réflexion totale contre l'air.

Nous avons anodisé une structure multicouche permettant un guidage pour $\lambda_0 \simeq 0,75 \mu\text{m}$ (pour $\theta_L \simeq 75^\circ$), où se situe le maximum de l'émission du matériau. La gamme de densités de courant utilisées³⁸ permet un contraste

37. Cette expression n'est applicable en toute rigueur qu'à une microcavité symétrique; ici, la réflexion totale donne lieu à un déphasage différant de celui d'une réflexion de Bragg, mais il s'agit dans le cas présent d'une correction faible.

38. $j_c = j_L = 333 \text{ mA/cm}^2$, porosité 72 % et $j_H = 16,6 \text{ mA/cm}^2$, porosité 58 %

d'indice de 1,55 contre 1,2, ce qui est suffisant. Nous avons limité l'empilement à 4,5 paires de couches pour des raisons de tenue mécanique. Nous rappelons en outre que la structure a subi une oxydation anodique, afin de stabiliser les propriétés d'émission du matériau (cf. § 3.1.4); l'autre conséquence est une diminution de l'absorption du matériau, car une part notable de silicium a été transformée en silice.

Le profil d'indice obtenu³⁹, déterminé précisément par l'ajustement théorique du spectre de réflectivité mesuré en incidence normale, est donné sur la figure 5.12. Nous notons Λ la période de l'empilement, soit $\Lambda = e_H + e_L$.

5.4.3 Calcul des modes guidés

Bande interdite de l'empilement périodique

Nous considérons dans un premier temps la bande interdite photonique de l'empilement périodique, dans sa version infinie. La structure de bande a été calculée au moyen d'un programme du domaine public⁴⁰, basé sur une méthode d'ondes planes [John01].

La figure 5.13 représente pour les deux polarisations la structure de bande projetée obtenue en traçant, pour chaque valeur de β , les fréquences accessibles pour toutes les valeurs que peut prendre k_z à l'intérieur de la demi-zone de Brillouin, soit entre 0 et π/Λ . Sur la figure finale, les zones grisées représentent le continuum de fréquences accessibles, tandis que les zones restées blanches représentent des fréquences dépourvues de mode électromagnétique.

La réflectivité absolue, mesurée sur l'échantillon en incidence normale, est également reportée en face des diagrammes de bandes. Les fréquences interdites à $\beta = 0$ se manifestent par une augmentation notable de la réflectivité, en dépit du faible nombre de couches que comprend notre empilement.

Comme tout système unidimensionnel, le nôtre ne possède pas de bande interdite complète: quelle que soit la fréquence, la figure montre que la propagation interdite se limite à des valeurs de β cantonnées dans des intervalles finis. Dans ces conditions, le guidage n'est possible que si ces mêmes valeurs permettent en outre une propagation dans la cavité et une réflexion totale contre l'interface au contact de l'air. Cette dernière condition, qui s'écrit

$$k_0 < \beta < k_0 n_c, \quad (5.15)$$

est matérialisée sur la figure 5.13 par la zone comprise entre les droites $\omega = c\beta$ et $\omega = c\beta/n_c$. On peut ainsi distinguer graphiquement les fréquences pour lesquelles les conditions de réflexion, nécessaires au guidage, sont vérifiées.

On voit sur la figure que la coexistence de la réflexion totale et de la réflexion de Bragg est possible pour $\lambda \simeq 1,1 \mu\text{m}$ (TE). Pour toutes les autres fréquences, le recouvrement existe mais il n'est pas total: pour β vérifiant l'équation 5.15,

39. $n_H = 1,55$, $e_H = 0,186 \mu\text{m}$, $n_L = 1,20$, $e_L = 0,576 \mu\text{m}$, $n_c = n_L$, $e_c = 2e_L$, et $n_{\text{sub}} = 3,5$.

40. S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *The MIT Photonic-Bands Package*, disponible sur <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.

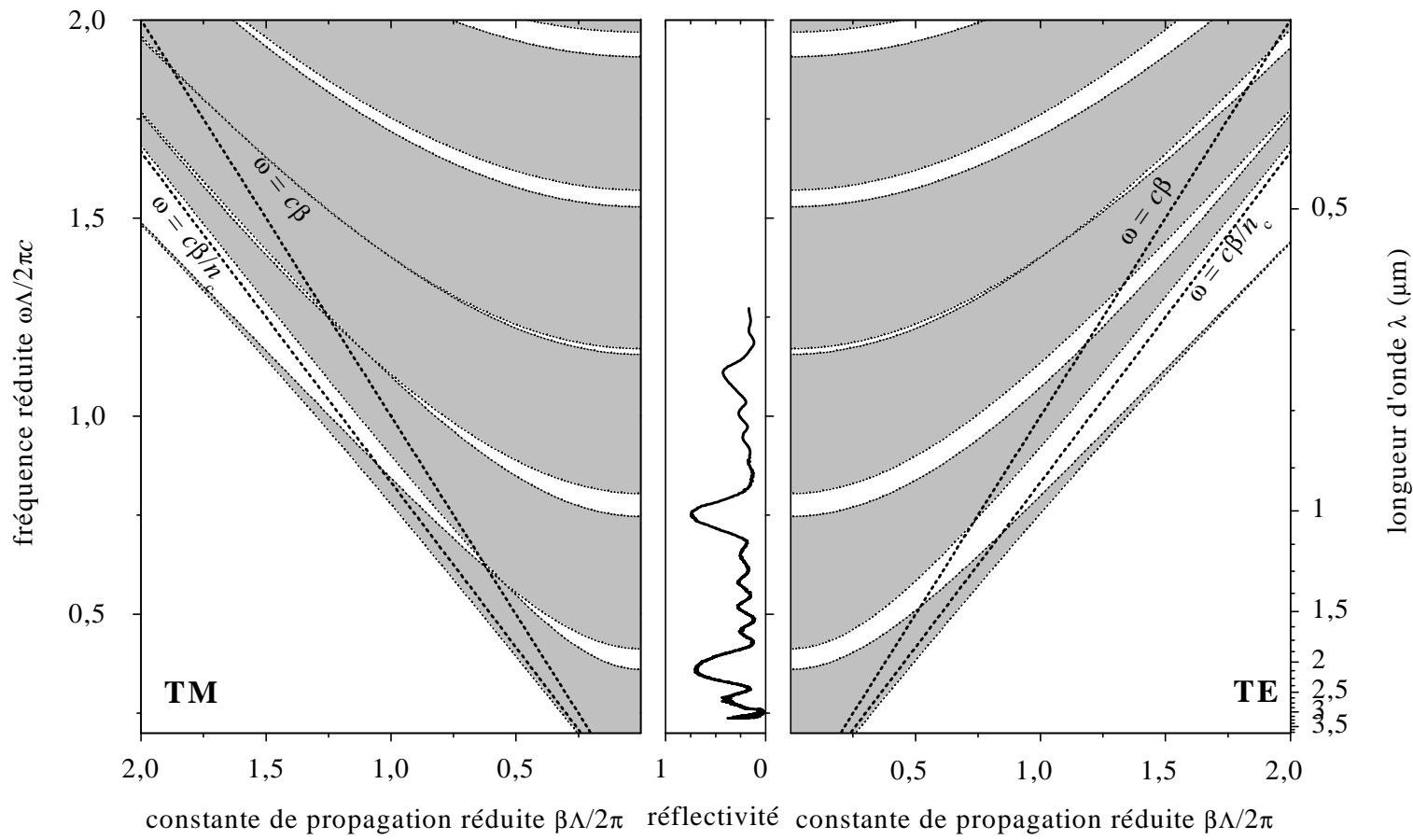


FIG. 5.13. – Structure de bande projetée, calculée pour l'empilement infini. Les régions laissées en blanc correspondent à une propagation interdite. Le spectre de réflectivité de l'échantillon, mesuré en incidence normale, est reporté au centre. Les droites $\omega = c\beta$ et $\omega = c\beta/n_c$ délimitent les valeurs de β permettant une propagation dans la cavité et une réflexion totale contre l'interface supérieure.

CHAPITRE 5. STRUCTURES GUIDANTES

certaines valeurs de β correspondront à un guidage efficace ; pour d'autres, l'onde traversera allègrement le miroir de Bragg. En polarisation TM, à cause de la proximité de l'incidence de Brewster (la droite correspondante serait très proche de la droite $\omega = c\beta$) qui donne des bandes interdites étroites, le recouvrement est très faible.

Structure complète

À ce stade, la mise en évidence du mode guidé et l'étude de sa dispersion nécessitent un calcul sur structure réelle. Le diagramme de bandes a donc été calculé en prenant en compte le nombre fini de périodes, la cavité et l'air. Dans la gamme de β qui nous intéresse (sous la droite $\omega = c\beta$), les bandes interdites de l'empilement fini apparaissent identiques à celles du cas infini. Cet effet n'est pas surprenant, dans la mesure où les grands angles d'incidence associés donnent lieu à des coefficients de réflexion élevés à chaque interface ; dans ces conditions, peu de périodes sont requises pour approcher l'efficacité du système infini.

Le seul changement notable concerne l'apparition de modes dans certaines bandes interdites, reportée sur la figure 5.14. La distribution en profondeur de la puissance transportée dans le plan par ce type de mode, et qui est tracée sur la figure 5.15, illustre la nature hybride du guidage : onde exponentielle pour $z < 0$, en raison de la réflexion totale contre l'interface supérieure, et onde périodique à enveloppe exponentiellement décroissante en raison de la réflexion de Bragg sur le milieu périodique.

Le guidage a été vérifié expérimentalement en mesurant la transmission de lumière blanche à travers un guide de 1,88 m de long. Les spectres obtenus, tracés en face des diagrammes de bandes, sur la figure 5.14, montrent la grande fenêtre spectrale du guidage, corrélée à la présence du mode dans la bande interdite, tout au moins à faible fréquence. À plus haute fréquence ($\lambda < 0,6 \mu\text{m}$), c'est l'absorption du silicium poreux qui est responsable de la chute d'intensité. On note enfin l'importante disproportion entre les puissances guidées selon les deux polarisation, à l'avantage de la polarisation TE, d'un facteur six.

5.4.4 Étude des pertes

Nous avons pu étudier quantitativement les pertes en propagation guidée, en profitant du confort apporté par la nature émettrice du silicium poreux.

Principe

La photoluminescence a été excitée optiquement à la surface de la structure guidante, à une distance L de la tranche de sortie, comme détaillé en § 3.3.3, en choisissant une longueur d'onde fortement absorbée ($\lambda = 0.4579 \mu\text{m}$), afin de restreindre l'excitation, et donc l'émission à la couche supérieure.

5.4. ÉTUDE D'UN GUIDE À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE

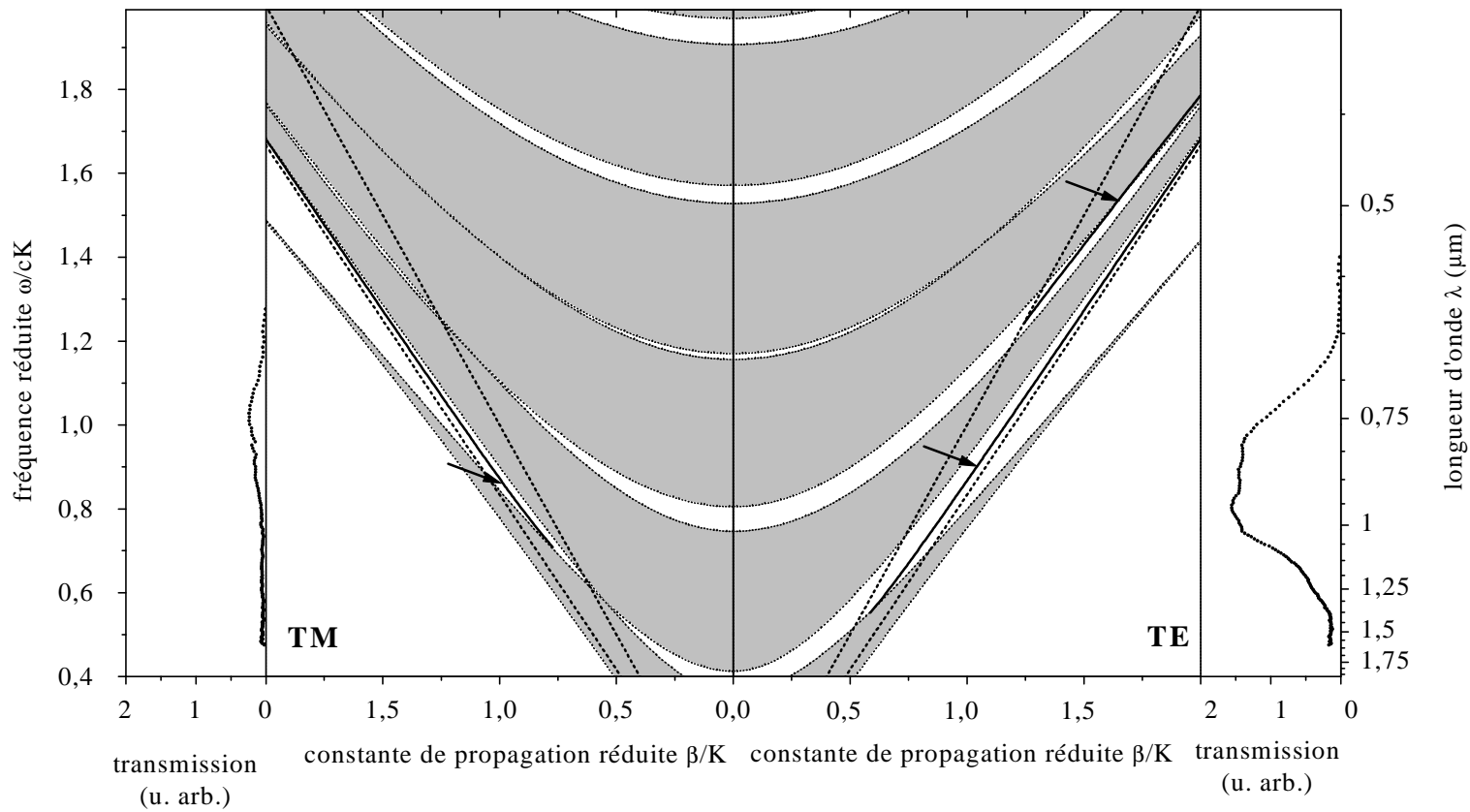


FIG. 5.14. – Structure de bande projetée de l'empilement infini, sur laquelle ont été reportés en trait plein les modes (pointés par des flèches) qui apparaissent lorsque le calcul est effectué sur la structure réelle (empilement fini, la cavité, et l'air). En haut et en bas sont reportés (avec la même échelle d'intensité) les spectres de transmission mesurés en lumière blanche sur un guide de 1,88 mm de long.

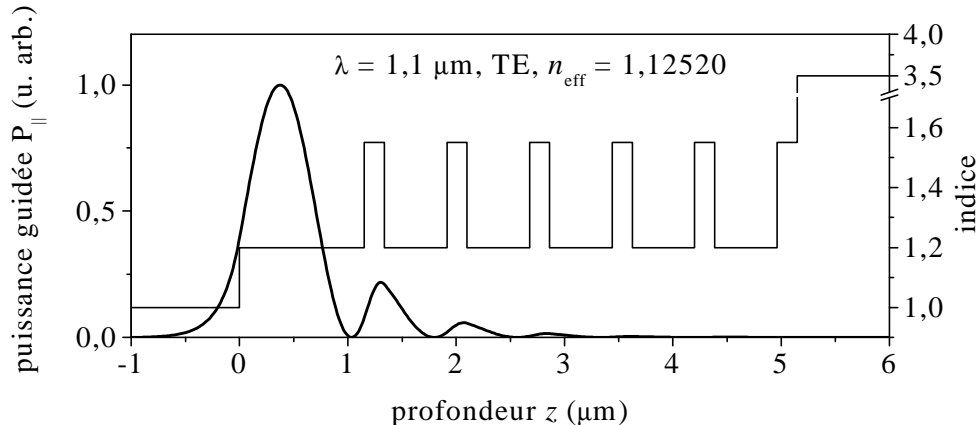


FIG. 5.15. – Distribution en profondeur de la puissance guidée à $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$, en polarisation TE.

Mesure des pertes

La photoluminescence émise par la tranche a été mesurée pour différentes valeurs de L entre 0 et 1,2 mm. L'atténuation mesurée a été corrigée des effets de la divergence du faisceau, comme nous le détaillons dans l'annexe B. La série de spectres obtenus est représentée sur la figure 5.16a dans le cas de la polarisation TE, sachant que la polarisation TM donne des spectres d'allure similaire. Pour chaque longueur d'onde, la chute d'intensité en fonction de L est décrite par un déclin exponentiel, comme l'illustre l'insert sur la même figure. Les coefficients d'atténuation obtenus ainsi avec une grande précision sont reportés pour les deux polarisations sur la figure 5.16b.

Interprétation

Les pertes mesurées se distinguent des valeurs obtenues sur le guide à fort indice à la fois par leur valeur, mais aussi par la disparité qui existe entre les deux polarisations, la polarisation TM étant notablement handicapée.

Absorption À faible longueur d'onde, le bénéfice lié au guidage dans une couche de faible indice, mais surtout oxydée, est évident. Dans le rouge visible, les valeurs aussi faibles la dizaine de cm^{-1} ne sont tout bonnement pas envisageables avec du silicium poreux non oxydé⁴¹. En outre, si elles n'atteignent pas les pertes record mesurées sur des guides d'onde à base de silicium poreux totalement oxydé et densifié (une fraction de cm^{-1} à $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$) [Voro00], elles présentent néanmoins l'avantage de préserver la nature émettrice du matériau.

41. Pour $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$, une absorption de 200 cm^{-1} constitue un minimum [Lero00].

5.4. ÉTUDE D'UN GUIDE À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE

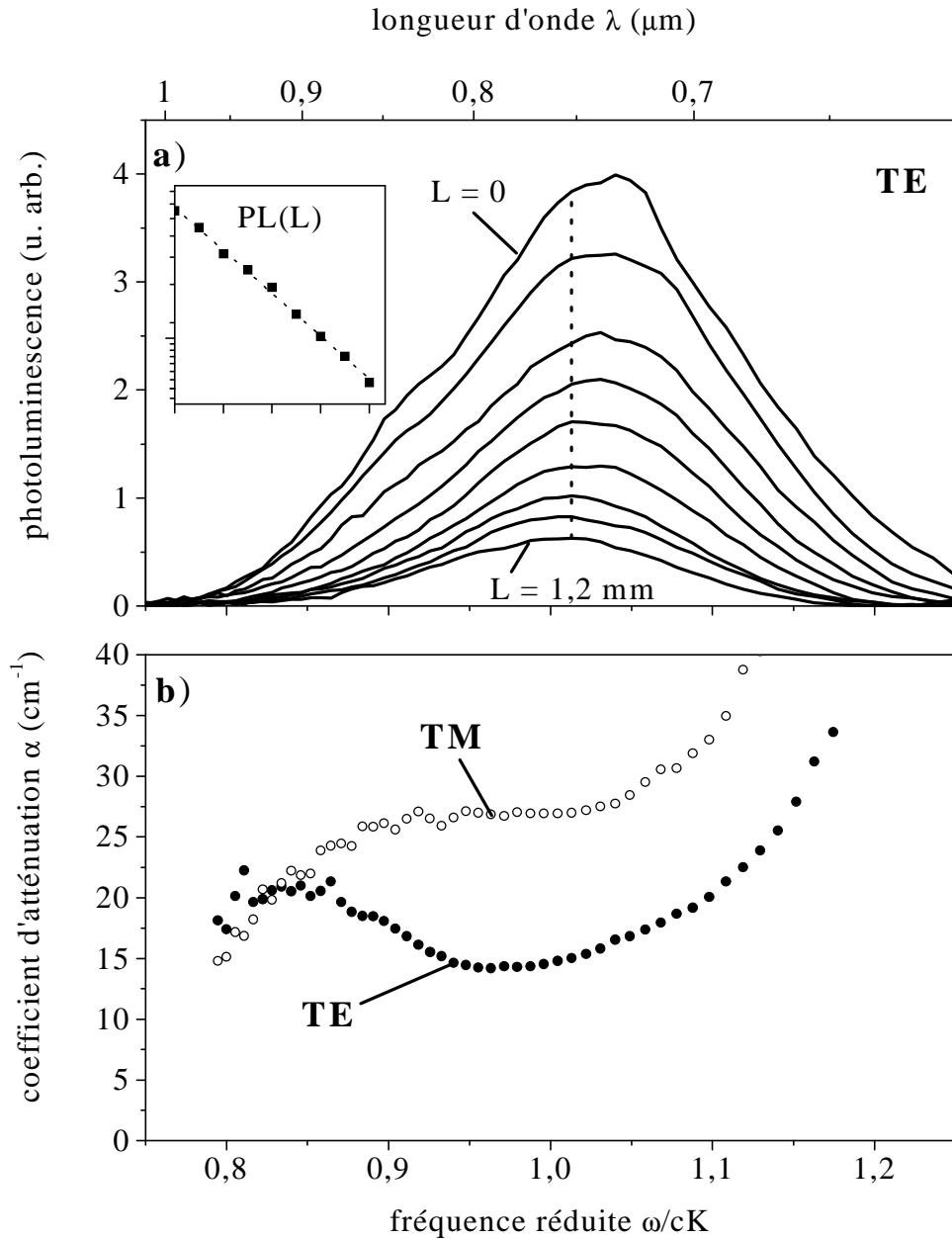


FIG. 5.16. – a) Série de spectres de photoluminescence émise par la tranche, mesurés en polarisation TE pour différentes distances de propagation L . L'insert illustre la chute d'intensité (échelle logarithmique) en fonction de L , obtenue pour chaque longueur d'onde (ici matérialisée par une ligne verticale en pointillés), à partir de laquelle l'ajustement d'un déclin exponentiel permet de déduire le coefficient d'atténuation. b) Coefficients d'atténuations obtenus pour les deux polarisations.

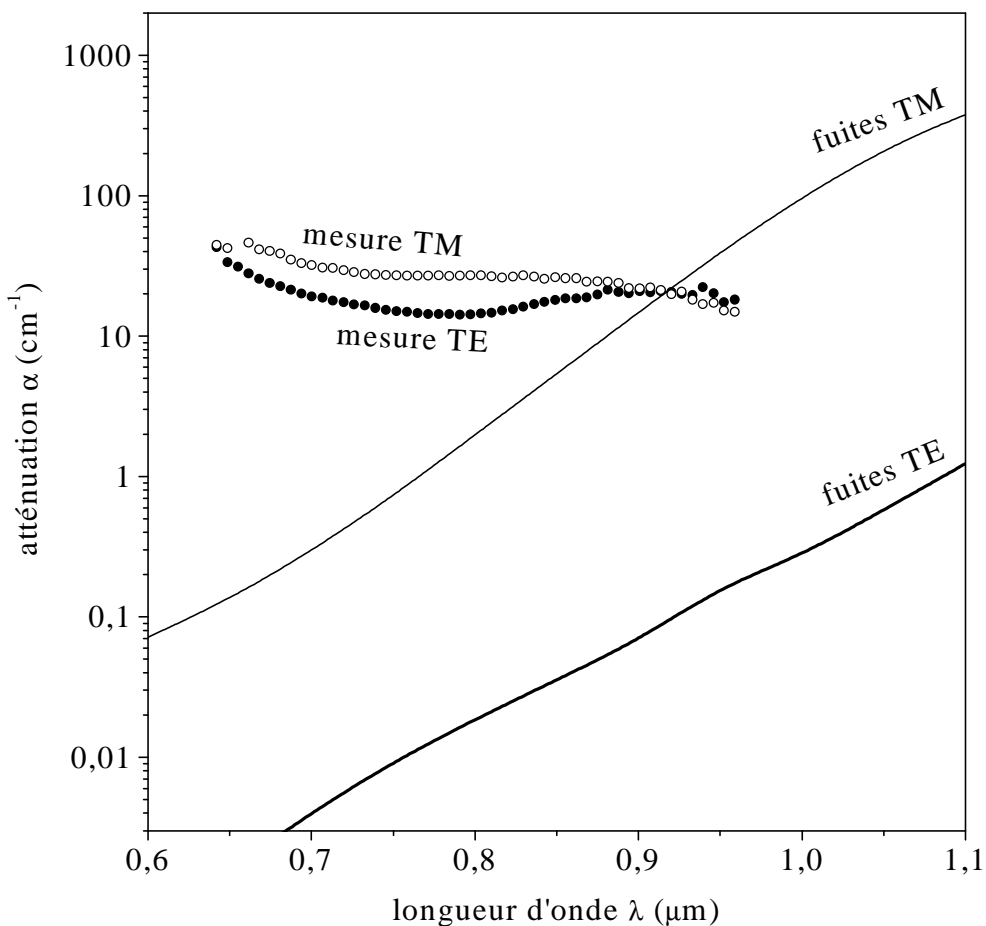


FIG. 5.17. – *Comparaison de l'atténuation liée aux fuites calculées avec les pertes mesurées.*

Diffusions Au vu de l'équation 5.2, la diffusion Rayleigh doit diminuer avec le contraste d'indice à l'échelle microscopique (même s'il reste du silicium, comme l'atteste la luminescence de la structure), aboutissant à une influence minime. Concernant la diffusion de surface, la rugosité est quasi-inexistante au fond de la couche guidante, car celle-ci a été anodisée avec un fort courant [Lero97b]. Qui plus est, cette interface est le lieu d'un champ relativement faible (au moins en polarisation TE), comme le montre la figure 5.15. Quant aux couches anodisées à fort courant, leur rugosité est limitée en raison de leur épaisseur réduite [Setz00].

Fuites L'atténuation liée aux fuites a été calculée, et sa dépendance en fonction de la longueur d'onde est reportée pour les deux polarisations sur la fi-

5.4. ÉTUDE D'UN GUIDE À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE

gure 5.17. L'influence que leur attribue le calcul est négligeable, bien qu'elles ne semblent pas étrangères à la disparité constatée expérimentalement entre les deux polarisations.

5.4.5 Autres modes guidés

La structure considérée est susceptible de donner lieu à d'autres types de modes guidés, bien que leur présence ne remette pas en cause les mesures effectuées.

Modes de fuites

Les modes dits *de fuite* (les *leaky modes* en anglais)⁴² sont des modes parasites, omniprésents dans les structures résonantes à base de miroirs de Bragg, résultant des réflexions sur les lobes secondaires présents de part et d'autre du plateau de haute réflectivité de tout miroir de Bragg. Cette appellation leur est donnée parce qu'ils drainent "efficacement" l'énergie hors du guide, vers le substrat.

Dans le diagramme de bande, ils sont localisés entre les droites $\omega = c\beta$ et $\omega = c\beta/n_c$, dans les régions grisées. Ils sont caractérisés par des pertes colossales, et à ce titre, ils sont à inclure dans l'ensemble des modes rayonnants, qui n'interviennent pas dans nos mesures, étant donné les longueurs sondées.

Modes du miroir de Bragg

Les couches de fort indice appartenant au miroir de Bragg forment un ensemble couplé de guides d'onde à saut d'indice [Yeh]. Les modes associés (cinq dans le cas présent) sont fortement fuyants en raison de la proximité immédiate du substrat. Nous ne les avons pas considérés puisqu'ils ne peuvent être excités par la source lumineuse, qui est localisée dans un milieu d'indice inférieur⁴³.

En définitive, le guidage de la lumière par un effet de bande interdite photonique semble parfaitement adapté aux spécificités du silicium poreux, même si l'obtention d'un contraste d'indice plus élevé dans l'empilement périodique constituerait une amélioration dont la fenêtre spectrale de guidage efficace pourrait tirer parti.

Outre la diminution des pertes et la facilité de couplage⁴⁴ liées à la pro-

42. Si tous les modes guidés que nous avons étudiés sont, en toute rigueur, à *fuite*, les modes *de fuite* regroupent ceux dont l'existence même n'est pas souhaitée.

43. Dans la mesure où leur profondeur les met à l'abri d'une excitation efficace, nous pouvons faire abstraction des émetteurs les plus proches du miroir de Bragg, dont l'émission en champ proche aurait pu donner un rayonnement dans les couches de fort indice.

44. Dans la mesure où nous vivons dans un monde à faible indice, le faible indice du guide est un plus indéniable, offrant une transition entre ces deux mondes moins douloureuse : le couplage par la tranche plus efficace en raison des réflexions contre l'interface qui sont diminuées et de l'épaisseur plus importante ; le couplage par un réseau s'accomode d'une période plus grande ; enfin, on peut se contenter d'un prisme de couplage d'indice plus faible.

CHAPITRE 5. STRUCTURES GUIDANTES

pagation dans un milieu de faible indice, on notera que la réflexion de Bragg permet de s'affranchir de la systématique dispersion des polarisations qui fait que $\beta_{TE} > \beta_{TM}$ (l'effet est dû à des phases différentes lors de la réflexion totale). Dans le cas d'un miroir de Bragg, le déphasage subi par l'onde réfléchie peut se contrôler, en jouant sur les indices et épaisseurs des couches qui composent l'empilement. On peut donc envisager d'obtenir des valeurs identiques, voire d'inverser la tendance (cf. la discussion page 49).

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressé à des structures planaires guidantes. Nous avons passé en revue les causes de pertes les plus fréquentes, puis proposé une approche théorique, en s'appuyant sur le formalisme des matrices de transfert, permettant de calculer l'atténuation de la puissance transportée dans le plan, ce pour des structures arbitraires.

Nous avons réalisé et caractérisé quantitativement deux types de structures guidantes à base de silicium poreux : un guide d'onde à saut d'indice, et un guide d'onde à faible indice, exploitant un effet de bande interdite pour le transport de lumière.

Dans les deux cas, nous avons obtenu des structures aptes à un guidage efficace dans le proche infrarouge, condition requise pour l'étude de l'effet d'une structuration périodique de l'indice dans le plan.

Chapitre 6

Contrôle de la propagation guidée par une structuration périodique de l'indice dans le plan

Nous sommes maintenant en mesure d'étudier l'influence d'une structuration périodique de l'indice dans le plan de la propagation guidée. Après une brève introduction à la méthode de modes couplés, nous présentons les mesures réalisées de façon "passive", par transmission de lumière blanche. Les résultats obtenus sont confrontés à la théorie, et l'effet de la structuration en termes d'émission de surface est discuté.

6.1 Principe

Les propriétés optiques d'un guide que l'on rend périodique peuvent être appréhendées de façon particulièrement intuitive si l'on raisonne en termes de perturbation.

Nous l'avons vu en § 1.3.3, les modes d'un guide possèdent une dispersion $\omega(\mathbf{k})$ d'allure relativement simple, comme l'illustre la figure 6.1a, l'allure symétrique du graphe dénotant la possibilité des deux sens de propagation. Nous distinguerons dorénavant par un indice négatif les modes se propageant dans le sens des x négatifs. Dit autrement, $\beta_{-m} = -\beta_m$.

L'introduction d'une perturbation d'indice $\Delta n(x, z)$, de période Λ selon x (figure 6.1b), impose aux vecteurs d'onde d'appartenir à un réseau de période $K = 2\pi/\Lambda$, et rend possible le couplage entre deux modes se propageant en sens inverse, pour peu que la condition⁴⁵

$$\beta_l - \beta_{-m} \simeq pK, \quad (6.1)$$

⁴⁵. Nous conservons ici la notation β , mais il est évident qu'elle désigne maintenant uniquement la composante k_x , l'invariance selon toutes les directions du plan ayant été brisée par l'introduction de la perturbation.

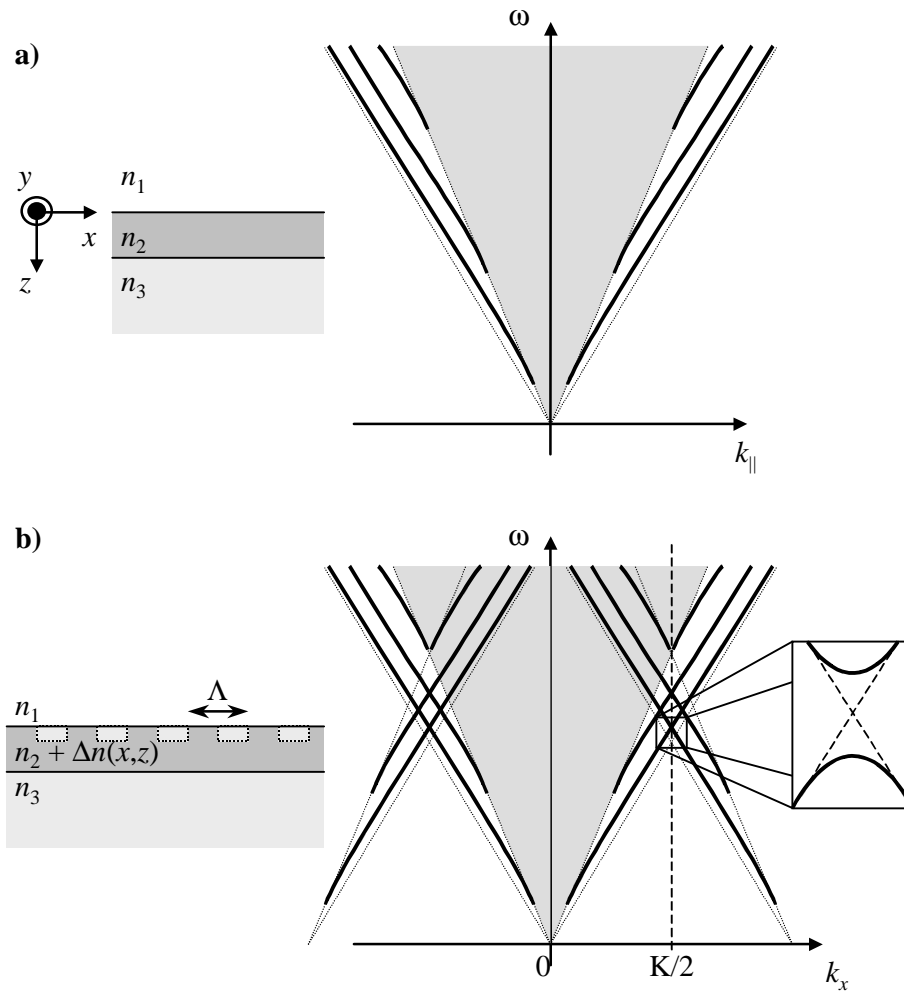


FIG. 6.1. – a) Guide planaire homogène et dispersion associée. La région grisée représente le continuum de modes rayonnants. b) Une perturbation d'indice $\Delta n(x, z)$, de période Λ selon x , est introduite. Si l'on reproduit les courbes de dispersion avec une période $K = 2\pi/\Lambda$, chaque intersection indique une possibilité de couplage entre deux modes se propageant en sens inverse. Si le couplage est efficace, la dégénérescence est levée, et une bande interdite apparaît, comme l'illustre le détail agrandi. En raison des symétries des courbes de dispersion, on peut en outre se restreindre aux vecteurs d'onde appartenant à la demie zone de Brillouin ($0 \leq k_x \leq K/2$).

6.2. MÉTHODE DES MODES COUPLÉS

soit satisfaite pour un entier p . Sur la figure 6.1b, la périodicité du réseau réciproque est prise en compte en reportant les courbes de dispersion avec la période K , et l'équation 6.1 est vérifiée à chaque intersection des courbes de dispersion. Un couplage efficace permet une levée de la dégénérescence, et l'apparition d'une bande interdite, comme l'illustre le détail, sachant que la largeur de la bande interdite dépend directement de l'efficacité du couplage. Bon nombre d'intersections sont localisées au bord de la demi-zone de Brillouin ($k_x = K/2$), elles indiquent alors des couplages que nous appelons *diagonaux*, entre un mode et son homologue de sens contraire ($l = m$), à distinguer des couplages *non diagonaux* ($l \neq m$), pour lesquels $k_x < K/2$.

Si le couplage est faible, cette description en termes de perturbation est satisfaisante, et le calcul des modes est considérablement simplifié car il se réduit au calcul des modes non perturbés, puis de l'efficacité du couplage introduit par la perturbation.

6.2 Méthode des modes couplés

Cette méthode perturbative convient généralement bien aux structures guidantes périodiques, même si sa généralité permet de l'appliquer à des perturbation d'autre nature (modulations acousto-optique, électro-optique, etc.). Le lecteur intéressé se reportera avec profit à l'article original [Yari73] (pour la polarisation TM, cf. [Stol73]), ou à l'ouvrage de Yariv [Yari] pour un exposé plus détaillé. Nous donnons ici en polarisation TE les étapes clés de la méthode dont nous avons élargi le domaine d'application aux couplages non diagonaux.

6.2.1 Guide non perturbé

Le système non perturbé est un guide planaire, tel qu'il est représenté sur la figure 6.1a : les indices sont supposés réels ($n_2 > n_3 \geq n_1$), et les milieux de part et d'autre de la couche guidante semi infinis. Ces conditions éliminant la possibilité de pertes, les modes guidés susceptibles d'exister sont parfaits. Ils constituent les solutions discrètes de l'équation d'onde

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (6.2)$$

En polarisation TE, chaque mode guidé m est décrit par un champ électrique dont la seule composante non nulle, selon y , s'écrit

$$E_y^{(m)}(x, z, t) = E_y^{(m)}(z) e^{+i\beta_m x - i\omega t}. \quad (6.3)$$

6.2.2 Guide perturbé

Perturbation

L'équation d'onde du guide perturbé s'écrit

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{pert}}}{\partial t^2}, \quad (6.4)$$

CHAPITRE 6. CONTRÔLE DE LA PROPAGATION GUIDÉE

où $\mathbf{P}_{\text{pert}}(x, z)$ est la polarisation induite par la perturbation. Si l'on ignore la possibilité de couplage avec le continuum de modes rayonnants, on peut développer la composante E_y sur la base des modes discrets $E_y^{(m)}(z)$ du guide non perturbé, selon

$$E_y(x, z, t) = \frac{1}{2} \sum_m a_m(x) E_y^{(m)}(z) e^{i\beta_m x - i\omega t} + \text{c.c.} \quad (6.5)$$

Couplage

Si l'on injecte la décomposition de l'équation 6.5 dans l'équation d'onde du guide perturbé (équation 6.4), si l'on multiplie par $E_y^{(l)}(z)$ et que l'on intègre pour z variant de $-\infty$ à $+\infty$, si l'on suppose que les variations des amplitudes a_m sont lentes, on obtient que

$$\begin{aligned} \frac{da_{-l}}{dx} e^{+i\beta_{-l}x - i\omega t} - \frac{da_{+l}}{dx} e^{+i\beta_l x - i\omega t} - \text{c.c.} \\ = \frac{i}{2\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{P}_{\text{pert}}(\mathbf{r}, t)]_y E_y^{(l)}(z) dz. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Cette dernière équation, où apparaissent à la fois des composantes du champ se propageant dans les sens $+x$ et $-x$, montre que la perturbation est susceptible d'induire une modification longitudinale des amplitudes des modes, tout au moins si son influence reste la même suffisamment longtemps. Ce dernier point impose que le membre de droite de l'équation 6.6 trouve à gauche un terme avec lequel il y ait accord de phase. C'est à ce stade qu'intervient de façon sélective le caractère périodique de la perturbation.

Notre perturbation \mathbf{P}_{pert} est créée par des variations locales de l'indice, selon

$$\mathbf{P}_{\text{pert}} = \Delta n^2(\mathbf{r}) \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (6.7)$$

Sa nature périodique, de période Λ selon x , permet de développer Δn^2 comme

$$\Delta n^2(x, z) = \Delta n^2(z) \sum_{q=-\infty}^{\infty} u_q(z) \exp(iqKx), \quad (6.8)$$

où $K = 2\pi/\Lambda$, comme précédemment. En particulier, s'il existe une harmonique p telle que

$$\beta_l - \beta_{-m} \simeq pK, \quad (6.9)$$

alors chacun des deux terme à gauche dans l'équation 6.6 trouve dans la partie droite un terme avec lequel il est en accord de phase, et le couplage se trouve régi par le système

$$\begin{cases} \frac{da_{-l}}{dx} = \kappa_{p,lm} a_{+m} e^{+i2(\Delta\beta)x} \\ \frac{da_{+m}}{dx} = \kappa_{p,lm}^* a_{-l} e^{-i2(\Delta\beta)x}, \end{cases} \quad (6.10)$$

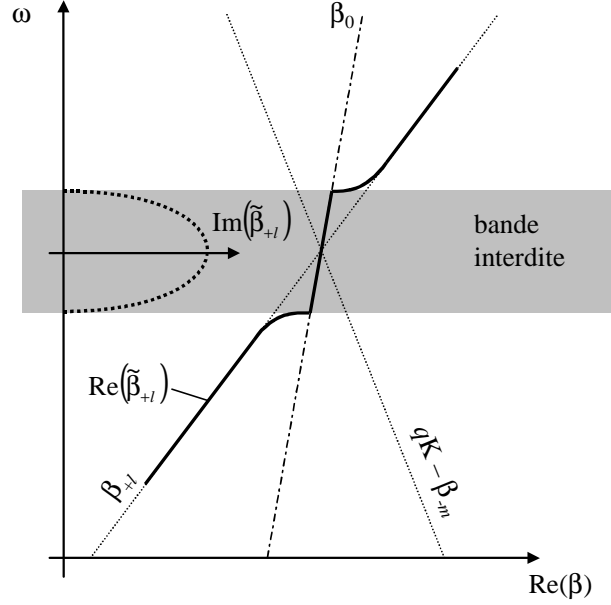


FIG. 6.2. – Illustration du couplage du mode β_{+l} avec le mode β_{-m} . Le tracé en trait épais représente la dispersion du mode $\tilde{\beta}_{+l}$ résultant. Dans la bande interdite, la partie imaginaire de $\tilde{\beta}_{+l}$ est reportée en trait épais pointillé, dans une échelle arbitraire. Le mode perturbé $\tilde{\beta}_{-m}$ n'a pas été reporté.

où $\Delta\beta \equiv \frac{\beta_{+l} - \beta_{-m}}{2} - \frac{1}{2}pK$ définit l'écart à la condition 6.9, et où le coefficient de couplage $\kappa_{p,lm}$ est donné par⁴⁶

$$\kappa_{p,lm}^{(\text{TE})} = \frac{-i\omega\epsilon_0 u_p}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^2(z) E_y^{(l)}(z) E_y^{(m)}(z) dz. \quad (6.11)$$

On retiendra de cette expression relativement simple que le coefficient de couplage témoigne du recouvrement de trois distributions : les distributions de champ associées aux deux modes non perturbés, et la perturbation d'indice.

6.2.3 Solutions couplées

Pour une perturbation appliquée sur une longueur finie, on montre que le mode $\tilde{\beta}_l$, variante perturbée du mode β_{+l} , est tel que

$$\tilde{\beta}_{+l} = \beta_0 \pm i\sqrt{|\kappa_{p,lm}|^2 - (\beta_{+l} - \beta_0)^2} = \beta_0 \pm iS, \quad (6.12)$$

où $\beta_0 = \frac{pK}{2} - \frac{\beta_{+l} + \beta_{-m}}{2}$.

La dispersion du mode perturbé est illustrée sur la figure 6.2 : pour les fréquences pour lesquelles le couplage est négligeable ($\kappa_{p,lm} \ll \beta - \beta_0$), $\tilde{\beta}_{+l} \simeq \beta_{+l}$.

⁴⁶ Toute ressemblance entre cette manipulation algébrique et un calcul d'élément de matrice de mécanique quantique n'est pas fortuite ...

CHAPITRE 6. CONTRÔLE DE LA PROPAGATION GUIDÉE

Lorsque le couplage devient assez fort, tant que $\kappa_{p,lm} \leq \beta_{+l} - \beta_0$, $\tilde{\beta}_{+l}$ s'écarte de β_{+l} . Dès que $\kappa_{p,lm} > \beta_{+l} - \beta_0$, on se trouve alors dans la bande interdite, et la constante de propagation perturbée prend une partie imaginaire non nulle, synonyme d'atténuation de la puissance transportée par le mode. L'atténuation la plus forte a lieu pour $\beta_{+l} = \beta_0$, et son coefficient est directement donné par $\kappa_{p,lm}$.

6.2.4 Coefficient de transmission

Lorsque la perturbation s'étend longitudinalement sur une longueur L , on montre que le coefficient de transmission du mode l , lorsqu'il est couplé avec le mode m , s'écrit

$$T_{lm} = \left| \frac{a_{+l}(L)}{a_{+l}(0)} \right|^2 = \frac{2|SL|^2}{(\Delta\beta L)^2 f_-(SL) + |SL|^2 f_+(SL)}, \quad (6.13)$$

où nous avons défini la fonction complexe $f_{\pm}(z) \equiv \cosh[2\text{Re}(z)] \pm \cos[2\text{Im}(z)]$.

6.2.5 Cas de la polarisation TM

Le calcul en polarisation TM suit la même démarche, à ceci près que c'est alors le champ magnétique \mathbf{H} qui est développé sur les modes $\mathbf{H}_y^{(m)}$ du guide. L'expression du coefficient de couplage diffère sensiblement :

$$\kappa_{p,lm}^{(\text{TM})} = \frac{i\omega\mu_0 u_p}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta n^2(z)}{n^2(z)} \mathbf{H}_y^{(l)}(z) \mathbf{H}_y^{(m)}(z) dz. \quad (6.14)$$

6.2.6 Récapitulatif

En définitive, le calcul des modes couplés se limite au calcul des modes guidés du guide non perturbé (généralement en résolvant une équation transcendante [Yari]), et au calcul des coefficients de couplages $\kappa_{p,lm}$ en utilisant soit l'équation 6.11, soit l'équation 6.14, selon la polarisation considérée.

Pour chaque couplage, on est ensuite à même de calculer la transmission du mode perturbé, grâce à l'équation 6.13.

6.3 Description de l'échantillon

6.3.1 Cahier des charges

Nous souhaitons mettre en évidence un effet de bande interdite photonique dans le plan de l'échantillon. Dans ce but, nous avons conjugué deux types de structurations :

- une structuration en profondeur, afin de créer une structure guidante planaire (à deux couches), afin de favoriser un transport lumineux dans le plan ;

6.3. DESCRIPTION DE L'ÉCHANTILLON

- la structuration périodique à étudier, et dont on attend des effets sur la lumière guidée.

En pratique, la difficulté tient principalement à l'incompatibilité entre ces deux points, dans la mesure où la perturbation dans le plan peut être telle que le guidage même peut être remis en question (à cause de la diminution de l'indice moyen de la couche guidante, par exemple).

La fabrication de nos échantillons fait intervenir deux étapes : l'anodisation d'une succession de deux couches, réalisée dans l'obscurité, puis la photodissolution holographique, dans le même électrolyte, mais en l'absence de courant, comme détaillé en § 3.1.3. Si la première étape est bien maîtrisée en ce qui concerne les indices et épaisseurs à attendre, comme l'attestent les résultats présentés dans le précédent chapitre, la deuxième étape demande plus de prudence. Bien que des études aient été menées pour quantifier la diminution d'indice induite par l'illumination [Setz], l'effet de la période du motif lumineux, ainsi que le profil d'indice obtenu en profondeur restent assez mal connus.

Nous avons dû tester différentes conditions expérimentales, donnant tantôt des guides sans aucun effet de bande interdite (structuration probablement trop faible), tantôt sans guidage du tout. Un bon compromis a pu être obtenu en utilisant des structures légèrement multimodes, donc forcément moins sujettes à la disparition complète du guidage.

6.3.2 Conditions de formation

La structure présentée ici possède deux couches : la couche supérieure, d'épaisseur $e_2 = 1,6 \mu\text{m}$, d'indice $n_2 \simeq 1,6$, fait office de milieu guidant, et la couche inférieure d'épaisseur $e_3 = 4,5 \mu\text{m}$, d'indice $n_3 = 1,3$ joue le rôle de gaine⁴⁷. L'échantillon a ensuite séjourné pendant 8 min dans son électrolyte, toute sa surface étant illuminée par une figure d'interférences obtenue au moyen de deux faisceaux de densité de puissance respective 20 mW/cm^2 . La période de la structuration a pu être déterminée précisément en mesurant les angles de la diffraction d'un faisceau laser. En l'occurrence ici, $\Lambda = 0,45 \mu\text{m}$. Nous avons pris soin d'orienter l'échantillon de telle sorte que les lignes de la structuration soient parallèles aux directions de clivage. Après clivage, notre échantillon a une longueur effective $L = 1,3 \text{ mm}$, ce qui permet de sonder près de trois mille périodes.

Nous pouvons compter sur une transparence suffisante dans l'infrarouge, d'autant que l'épaisseur de la gaine nous préserve des fuites vers le substrat.

47. Les conditions d'anodisation sont les suivantes : $j = 16,6 \text{ mA/cm}^2$, porosité 58 % pour la couche guidante ; $j = 50 \text{ mA/cm}^2$, porosité 65 % pour la gaine.

6.4 Mesures de transmission

6.4.1 Angles de mesure

Pour nous affranchir de l'aveuglement axial des objectifs Cassegrain, nous en avons fait un utilisation hors axe, comme l'illustre la figure 6.3. L'échantillon est pivoté dans son plan de telle sorte que sa tranche d'entrée soit attaquée en incidence normale par l'un des demi faisceaux provenant de l'objectif d'injection (à gauche). L'objectif de collection (à droite) est désaxé, et l'imagerie de la tranche de sortie nous permet de nous restreindre à la portion de faisceau qui s'est propagée perpendiculairement à la structuration. Cette configuration définit l'azimut $\phi = 0$.

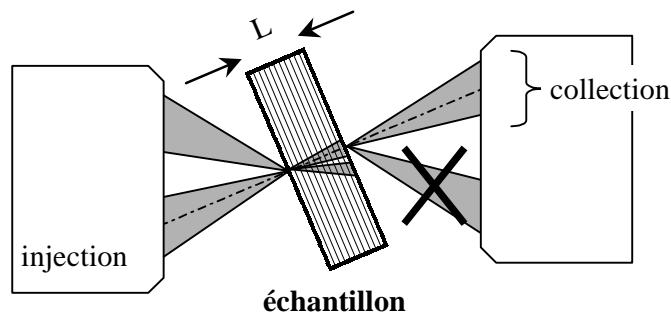


FIG. 6.3. – Géométrie de la mesure de transmission sur un guide périodique. Les deux objectifs sont désaxés, et on ne considère que le demi-faisceau qui s'est propagé perpendiculairement aux tranches de l'échantillon.

En outre, ce n'est pas représenté sur le dessin mais les ouvertures des deux objectifs sont différentes. Finalement, le recouvrement des deux ouvertures définit une ouverture effective (dans le plan) de 2° de demi-angle au sommet.

6.4.2 Spectres

La transmission guidée a été mesurée en lumière blanche pour les deux polarisations. La transmission globale de l'échantillon (donc comparée à une mesure sans échantillon) était typiquement de l'ordre de quelques pour cent. Cette valeur, dans laquelle interviennent les pertes inhérentes au couplage par la tranche, est tout à fait honorable et témoigne de la bonne qualité optique de la structure. Par la suite, pour une caractérisation directe des bandes interdites, les spectres ont été normalisés, et tracés sur la figure 6.4.

Pour les deux polarisations, les spectres laissent apparaître plusieurs gammes spectrales interdites, pour lesquelles la transmission peut chuter de deux décades. En outre, les quatre bandes interdites présentes en polarisation TE entre $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,4 \mu\text{m}$ laissent place à une seule bande large en polarisation TM.

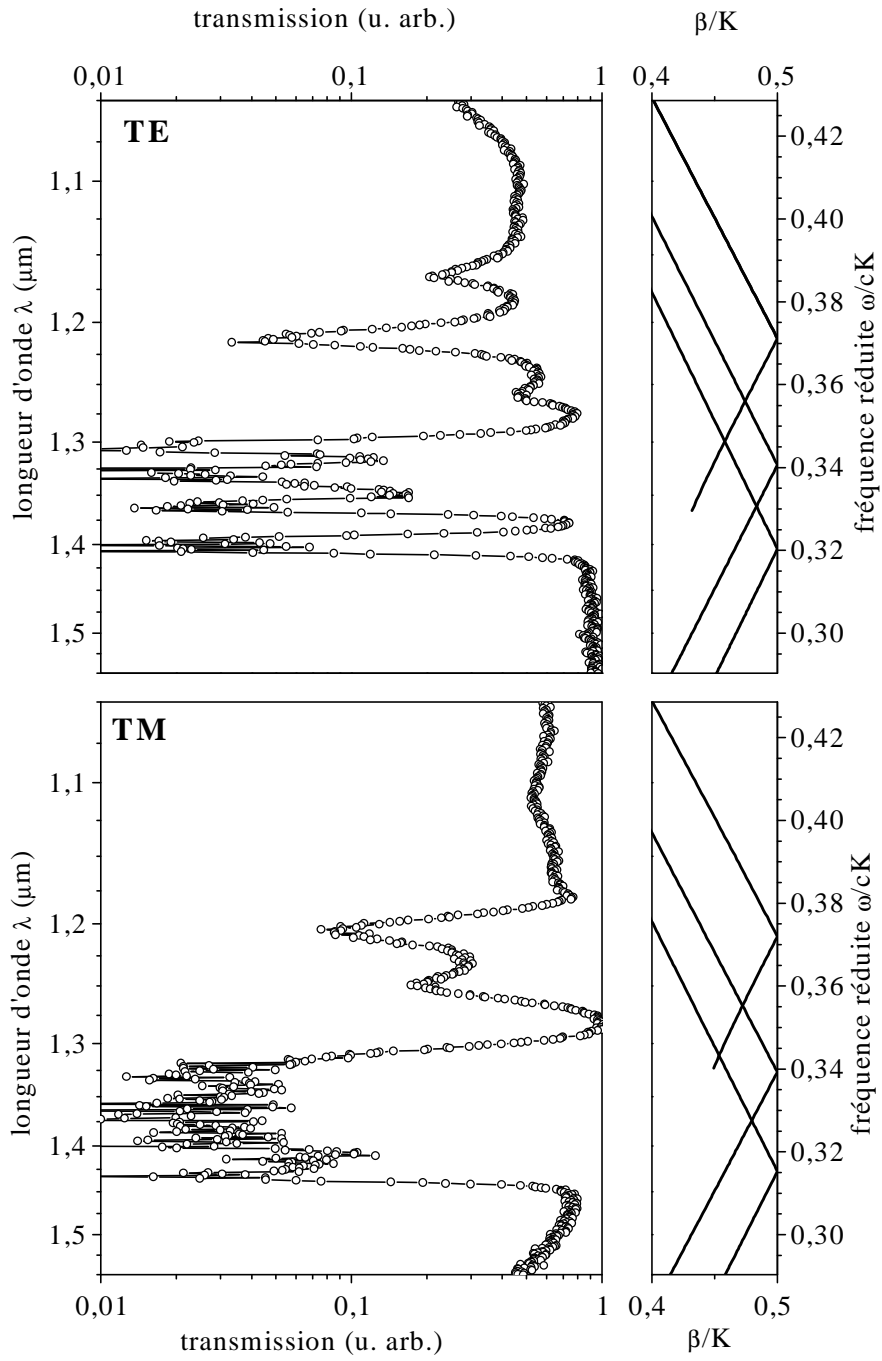


FIG. 6.4. – Spectres de transmission mesurés sur le guide périodique, pour les deux polarisations. Sont également représentées à droite les courbes de dispersion de modes non perturbés, simplement repliées pour tenir compte de la périodicité. Chaque intersection correspond à une chute de transmission.

CHAPITRE 6. CONTRÔLE DE LA PROPAGATION GUIDÉE

À droite de chaque spectre sur la figure 6.4, nous avons représenté les courbes de dispersion calculées pour un guide simple, faisant uniquement intervenir la période pour le repliement à $\beta = K/2$. Ces courbes, obtenues à partir des valeurs d'indices (et d'épaisseur) approximativement connues, en s'autorisant de légers ajustements, montrent que l'on peut associer chaque chute d'intensité à un croisement dans le diagramme de dispersion. Ce résultat incite en outre à attribuer la largeur de la bande TM à un chevauchement de plusieurs bandes.

À ce stade cependant, toute considération de largeur ou d'efficacité des bandes interdites requiert une description précise de la perturbation.

6.4.3 Caractérisation de la perturbation

Modèle

Dans des cas simples (couche unique sous illumination homogène), il a été démontré que l'efficacité du processus de dissolution était *grosso modo* proportionnelle à la densité de puissance lumineuse [Leta96, Setz]. Dans nos conditions d'illumination holographique, nous pouvons raisonnablement envisager une perturbation d'indice de dépendance sinusoïdale, de période Λ dans le plan, atténuée en profondeur en raison de l'absorption du faisceau d'illumination, et nous l'écrivons donc

$$\Delta n^2(x, z) = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ \Delta n_0^2 \cos^2(Kx/2) \exp(-\alpha_{\text{ill}}z) & z \geq 0 \end{cases}, \quad (6.15)$$

où Δn_0^2 quantifie l'amplitude de la perturbation à l'interface supérieure de la couche ($z = 0$), et α_{ill} l'atténuation du faisceau d'illumination holographique.

Les seuls coefficients non nuls du développement en série de Fourier introduits dans l'équation 6.8 sont donc $u_0 = \frac{1}{2}$ et $u_{\pm 1} = \mp \frac{1}{4}$. L'amplitude u_0 du fondamental n'est pas en mesure de coupler des modes différents, on montre que son influence se limite, pour chaque fréquence, à soustraire à la constante de propagation β_{+l} de chaque mode la quantité (réelle et positive) $i\kappa_{0,l}$. Ce sont les autres harmoniques $u_{\pm 1}$ qui sont susceptibles de donner lieu à un couplage entre modes de directions opposées.

Nous nous sommes donc attaché à reproduire par la méthode des modes couplés le jeu complet des bandes interdites : pour chaque polarisation, les deux seuls paramètres à ajuster sont Δn_0 et α_{ill} . L'effet du fondamental de la perturbation est pris en compte en calculant $\kappa_{0,l}$, puis chaque bande interdite est obtenue pour chaque couple (l, m) , en calculant le coefficient de couplage $\kappa_{1,lm}$ (équation 6.11 ou 6.14) et la transmission (équation 6.13) associés. Nous verrons par la suite que ces deux paramètres n'ont pas la même influence sur le coefficient de couplage. En particulier, la nature multimode du guide, par les nombreuses couplages qu'elle rend possible, sera un atout décisif pour l'extraction d'un jeu $(\Delta n_0, \alpha_{\text{ill}})$ unique.

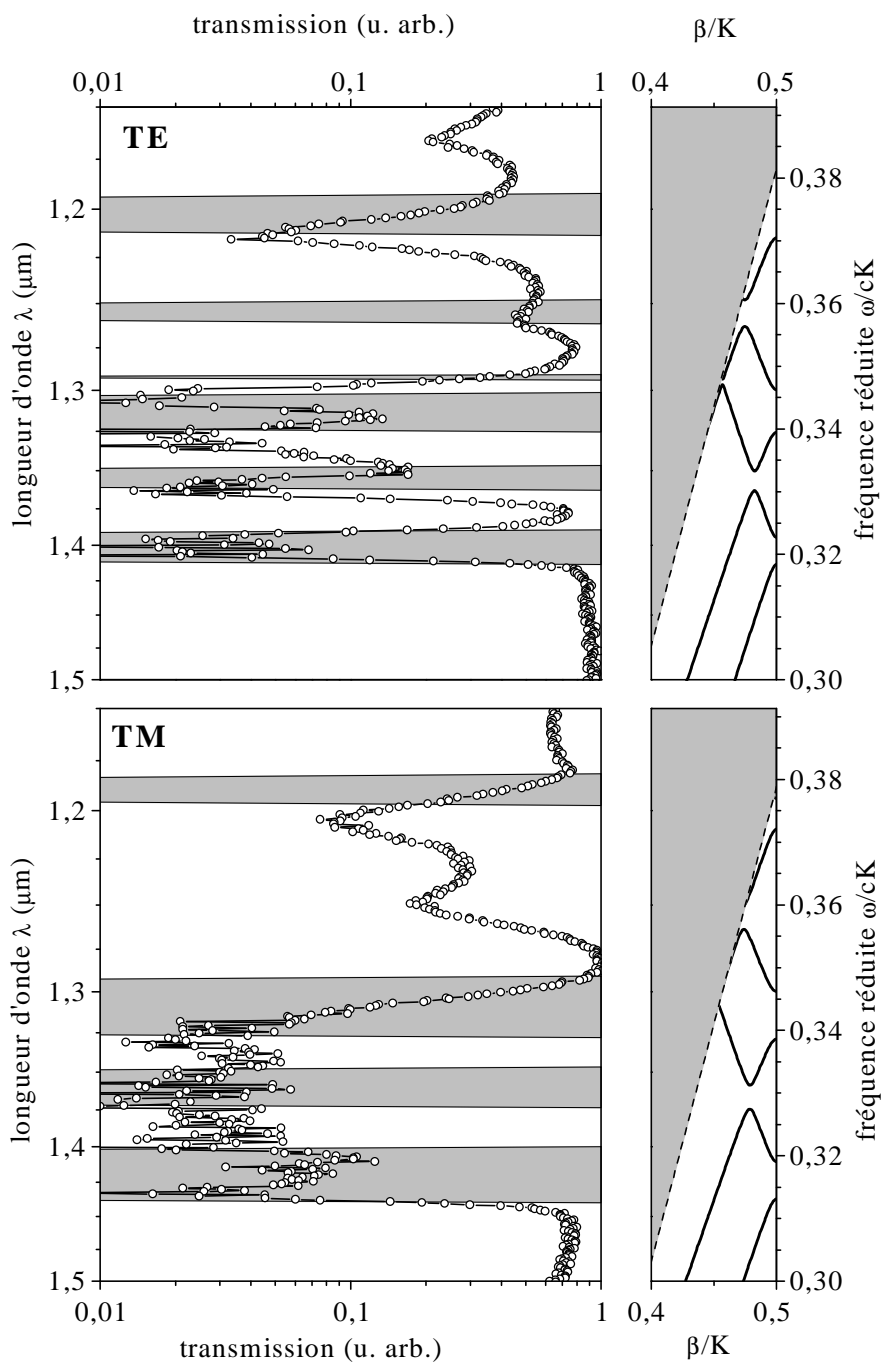


FIG. 6.5. – À gauche : comparaison des spectres de transmission avec les bandes interdites calculées par la méthode des modes couplés. À droite : courbes de dispersion obtenues par un calcul rigoureux (méthodes des ondes planes). La région grisée correspond aux continuum de fréquences accessibles par les modes rayonnant à l'extérieur.

Anisotropie

Le traitement séparé des deux polarisations décrit dans le paragraphe précédent est justifié par l'anisotropie reconnue du silicium poreux [Miha97], mais surtout dans le cas présent par une anisotropie inhérente à la structuration holographique. En effet, cette dernière hypothèse est la seule qui permette d'interpréter la largeur des bandes interdites qui distingue les deux polarisations, dans la mesure où le profil des champs associés aux modes, et donc les coefficients de couplages d'après les équations 6.11 et 6.14, sont peu influencés par la seule polarisation. Polisski *et al.* ont déjà fait état de tels effets d'anisotropie lorsque, comme dans le cas présent, le faisceau servant à la photodissolution est polarisé [Poli97].

Aussi, nous avons distingué les indices ordinaires (n_{2o} et n_{3o}) et extraordinaires (n_{2e} et n_{3e}), qui sont respectivement vus par les composantes du champ électrique dans le plan et perpendiculairement à la surface. Dans ces conditions, la polarisation TE ne *voit* que les indices ordinaires, alors que la polarisation TM *voit*, en toute rigueur, des indices dont la valeur est comprise entre celle des indices ordinaires et extraordinaires, selon l'incidence. Étant donné que l'incidence des faisceaux dans les conditions de guidage est relativement grande, nous avons supposé que la polarisation TM ne voyait *que* l'indice extraordinaire.

Résultats

Les bandes interdites obtenues avec le meilleur jeu de paramètres, sont tracées en gris clair sur la figure 6.5. Elles reproduisent relativement bien à la fois la position spectrale et la largeur des bandes interdites⁴⁸. Les quelques différences qui subsistent concernent principalement les plus petites longueurs d'onde (λ entre $1,2 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$): les bandes interdites calculées se manifestent très peu expérimentalement. Toujours à petite longueur d'onde, le décalage entre expérience et calcul est probablement à mettre sur le compte de la dispersion d'indice. Les paramètres du calcul sont récapitulés dans le tableau 6.1. Une représentation plus visuelle de la structure modèle, sous forme de carte d'indice, est également donnée sur la figure 6.6.

6.5 Discussion

6.5.1 Amplitude de la perturbation

Les mesures montrent sans ambiguïté des largeurs de bandes interdites supérieures en polarisation TM. Dans notre modèle, nous les attribuons à

48. À noter que les régions grisées correspondent aux fréquences pour lesquelles la constante de propagation prend une partie imaginaire, conduisant à l'atténuation, telle que l'illustre la figure 6.2. Dans le cas d'une structure finie, la variations de part et d'autre de cette région est peu brutale, en raison des franges d'interférences (qui ne sont pas résolues) dont le contraste décroît progressivement.

	ordinaire (TE)	extraordinaire (TM)
n_2 (couche guidante)	1,615	1,66
n_3 (gaine)	1,31	1,32
Δn_0	-0,22	-0,4
α_{ill} (μm^{-1})	2,0	2,0

TAB. 6.1. – Valeurs des paramètres utilisés pour le calcul des bandes interdites représentées sur la figure 6.5. L'épaisseur de la couche guidante est $e_2 = 1,68 \mu\text{m}$. Une représentation graphique de ces paramètres est donnée sur la figure 6.6.

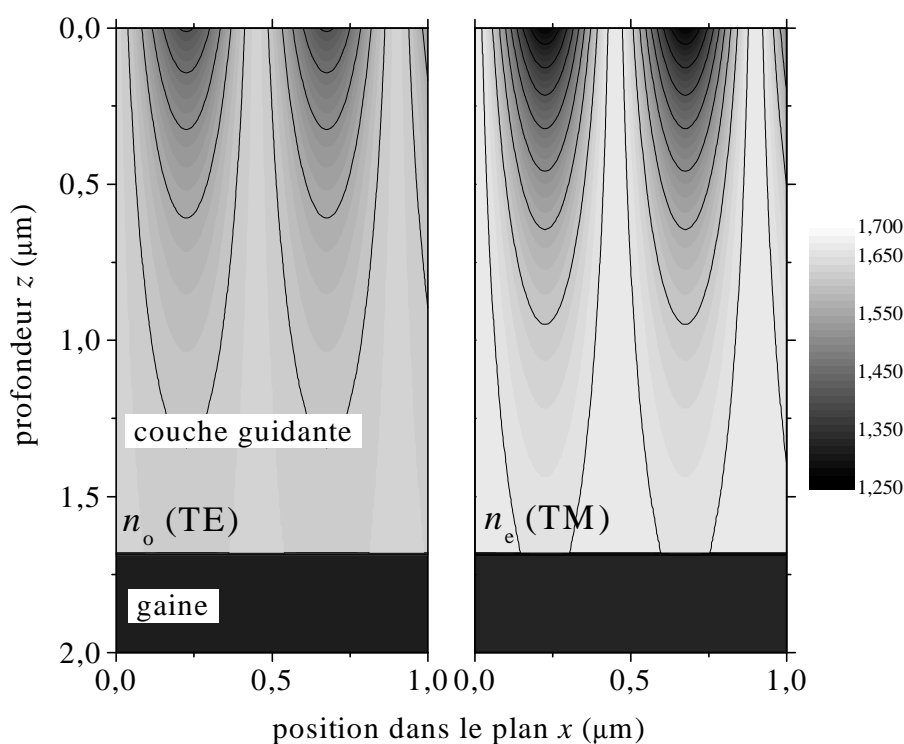


FIG. 6.6. – Carte des indices utilisés pour le calcul des bandes interdites représentées sur la figure 6.5. L'échelle de niveaux de gris est commune aux deux graphes. Les valeurs exactes des paramètres sont données dans la tableau 6.1.

une modulation d'indice de plus grande amplitude pour l'indice extraordinaire ($|\Delta n_0| = 0,4$) que pour l'indice ordinaire ($|\Delta n_0| = 0,22$).

Au cours d'études sur la polarisation de la photoluminescence du silicium poreux, Poliski *et al.* [Poli97] ont proposé un modèle décrivant l'influence d'une illumination polarisée lors de la formation du matériau, en termes d'absorption sélective : partant d'un ensemble de cristallites ellipsoïdales désordonnées, celles dont la plus grande dimension est alignée avec la polarisation de l'illumi-

nation absorbent préférentiellement la lumière, ce qui contribue à les arrondir. L'absorption de celles qui sont orientées dans le plan perpendiculaire est plus faible, et leur forme est alors affectée dans une moindre mesure. À terme, les zones éclairées sont constituées de cristallites possédant une élongation préférentielle dans le plan (xz) , qui contient le champ électrique en polarisation TM. En termes d'indice optique, cette morphologie correspond à un indice plus faible [Miha97] dans ce plan.

Cette interprétation est en accord avec nos résultats. Dans le cas présent, il se trouve que l'effet sur l'indice est colossal, et justifierait une étude plus approfondie de la biréfringence (dans des configurations qui peuvent être nettement plus simples).

La structuration obtenue est encourageante : dans la partie supérieure de la couche, nous avons été capable de générer un contraste d'indice de 0,4 (TM), entre deux régions distantes de $\Lambda/2 = 225$ nm. Plus généralement, ce résultat montre que le procédé optique n'est manifestement pas limité outre mesure par la diffusion des porteurs, qui étendrait l'influence de la lumière au delà des régions illuminées. Dans le cas du silicium poreux, ni la durée de vie des porteurs dans la matrice poreuse, ni la distance parcourue avant recombinaison ne sont connues, et nous ne savons pas dans quelle mesure elle intervient, et *a fortiori* quelle serait la période limite de notre méthode holographique.

Concernant l'atténuation de la perturbation en profondeur, il faut bien avouer que la valeur de $\alpha_{\text{III}} = 2 \mu\text{m}^{-1}$, commune aux deux polarisations, est quelque peu décevante : le coefficient d'absorption du silicium poreux à $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ est typiquement⁴⁹ de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}^{-1}$, ce qui l'aurait prédisposé à des structurations nettement plus profondes. À ce stade, aucun argument optique ne permet d'expliquer une atténuation supplémentaire, les réponses sont probablement à rechercher du côté de comportement dynamique des porteurs photogénérés au cœur du matériau. Quoi qu'il en soit, cela constitue une limite majeure à notre procédé de structuration.

6.5.2 Conséquences de l'asymétrie de la perturbation

Si nous revenons sur l'expression du coefficient de couplage, en polarisation TE par exemple,

$$\kappa_{1,lm}^{(\text{TE})} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^2(z) E_y^{(l)}(z) E_y^{(m)}(z) dz, \quad (6.16)$$

nous pouvons faire quelques remarques quant à la sélectivité liée à la symétrie de la perturbation. En particulier, nous voyons que si cette dernière est homogène en profondeur, nous avons, en raison des propriétés d'orthogonalité des modes guidés, $\kappa_{1,lm} = 0$ dès que $l \neq m$: dit autrement, seuls les couplages diagonaux sont possibles.

49. Cette valeur typique ressort des nombreux spectres de réflectivité de couches simples que nous avons eu l'occasion de mesurer. Par exemple, sur la figure 3.3, page 26, à $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $\text{Im}(n) \simeq 0,02$ soit $\alpha \simeq 0,5 \mu\text{m}^{-1}$.

TE	0	1	2	TM	0	1	2
0	0,059	0,046	0,012	0	0,096	0,073	–
1		0,073	0,047	1		0,116	–
2			0,073	2			0,075

TAB. 6.2. – Modules des coefficients de couplage $\kappa_{1,lm}$ (en μm^{-1}) obtenus pour les différents couples (l, m) pour chaque polarisation. Les valeurs manquantes sont obtenues par symétrie car $\kappa_{1,lm} = \kappa_{1,ml}$. Au centre de chaque bande interdite, la dépendance du champ selon x est de la forme $\exp(\pm\kappa x)$.

Nous sommes manifestement dans le cas contraire, car certaines bandes interdites (cf. figure 6.5, notamment pour $\lambda \simeq 1,35 \mu\text{m}$, dans les deux polarisations) ne peuvent être interprétées qu’en termes de couplage non diagonal. Notre perturbation est certes dissymétrique, par nature puisqu’elle a une action limitée à $z \geq 0$, mais cette dissymétrie n’est pas suffisante pour interpréter les largeurs de bandes mesurées, et c’est au moyen de telles considérations que le coefficient d’atténuation α_{ill} a pu être évalué, indépendamment de Δn_0 . Les coefficients de couplage $\kappa_{1,lm}$ obtenus sont répertoriés pour tous les couples (l, m) dans le tableau 6.2. Les couplages non diagonaux du type $(l, l \pm 1)$ apparaissent donc avec une efficacité à peine inférieure à celle des couplages diagonaux.

Plus généralement, ces résultats insistent sur le rôle sélectif joué par la symétrie de la perturbation. Récemment, Olivier *et al.* ont rapporté des observations similaires sur le guidage que l’on obtient en supprimant un certain nombre de rangées de trous dans un cristal photonique bidimensionnel : si les rangées de trous de part et d’autre du canal sont en parfait vis-à-vis, la périodicité du cristal photonique environnant peut donner lieu à des “minibandes interdites” [Oliv01a] selon la direction de propagation longitudinale, manifestation de couplages diagonaux⁵⁰.

6.5.3 Validité de la méthode perturbative

Lorsqu’on utilise une méthode perturbative, il est prudent de s’assurer qu’elle repose sur une approximation raisonnable. Dans la mesure où nous avons tout à apprendre de la structure étudiée, cette vérification est effectuée *a posteriori*.

La principale approximation concerne les modes de la structure perturbée, dont on suppose qu’ils sont proches de ce qu’ils seraient en l’absence de perturbation. Avec la carte d’indice que nous proposons (figure 6.6), l’indice moyen de la couche guidante est $\bar{n}_2^{\text{TE}} = 1,59$ (contre $n_2 = 1,615$ pour la couche non perturbée) pour la polarisation TE, et $\bar{n}_2^{\text{TM}} = 1,61$ (contre $n_2 = 1,66$) pour la polarisation TM. L’écart est faible, mais pas négligeable (à plus forte raison

50. On peut palier cet effet en décalant d’une demie période les rangées en vis-à-vis : les couplages entre modes de même parité (*a fortiori* les couplages diagonaux) sont alors interdits, mais les couplages non diagonaux entre modes de parité opposée sont possibles.

en polarisation TM).

Une preuve expérimentale de la variation relativement faible de l'indice moyen de la couche guidante peut être apportée par des mesures à angle variable. Nous avons réalisé différentes mesures de transmission en pivotant l'échantillon dans son plan, jusqu'à un azimut de 30° . La série de spectres obtenue est tracée sur la figure 6.7. Dans la mesure où la constante de propagation selon x devient $\beta \cos \phi_{\text{guid}}$, où ϕ_{guid} est l'azimut dans la couche guidante déterminé par l'indice n_2 , les bandes d'arrêt sont obtenues pour une fréquence $\omega / \cos \phi_{\text{guid}}$. La dépendance angulaire de la fréquence de la bande la plus marquée a été pointée pour les différents angles (croix sur la figure 6.7), et nous avons reporté sur la même figure le calcul de cette dépendance, en donnant à la couche guidante l'indice non perturbé. Bien que nous ne puissions prétendre mesurer précisément l'indice moyen, nous pouvons cependant constater que la courbe expérimental s'écarte peu de la dépendance théorique d'un indice non perturbé⁵¹.

Pour avoir une idée plus précise de l'erreur commise, nous avons confronté nos bandes interdites à un calcul rigoureux, au moyen la méthode des ondes planes de Johnson et Joannopoulos [John01]. Le diagramme de dispersion, résultat du calcul mené sur la même distribution d'indice, est reporté dans la partie droite de la figure 6.5, page 93. La coïncidence des bandes interdites calculées par les deux méthodes est tout à fait satisfaisante. Les différences que l'on peut constater (fréquence ou largeur) sont trop faibles pour remettre en cause la validité de la méthode perturbative. Dans nos conditions, cette dernière est sans conteste la plus avantageuse, dans la mesure où son extrême rapidité d'exécution s'accommode sans problème d'une procédure d'ajustement de paramètres.

6.5.4 Sélectivité du couplage par la tranche

Nous avons vu que les anticroisements des courbes de dispersion se manifestaient expérimentalement par une chute de l'intensité transmise par le guide. Pourtant, bien souvent, il apparaît sur les diagrammes de dispersion que d'autres modes, non concernés par le couplage, seraient susceptibles de se propager efficacement. Il n'en est rien : sur la figure 6.5 (indépendamment de la polarisation), le premier anticroisement à basse fréquence est la conséquence du couplage $(0, 0)$; rien ne s'oppose à la propagation du mode $l = 1$, mais ce n'est manifestement pas le cas, puisque l'intensité transmise chute brutalement. Le mode $l = 1$ est pourtant bien transporté dans le guide car le couplage $(1, 1)$ produit de nouveau une chute d'intensité (à plus haute fréquence). Il semble donc que l'opposition que rencontre un mode pour se propager se communique même aux modes non concernés.

Les modèles que nous avons utilisés jusqu'à présent considéraient soit un guide infini dont une portion finie est perturbée (méthode des modes couplés),

51. À noter que cette série de mesures constitue une preuve irréfutable — si nous n'étions pas convaincu — que les chutes d'intensité sont dues à un effet de bande interdite, balayant toute interprétation en termes d'absorption ou de diffusion.

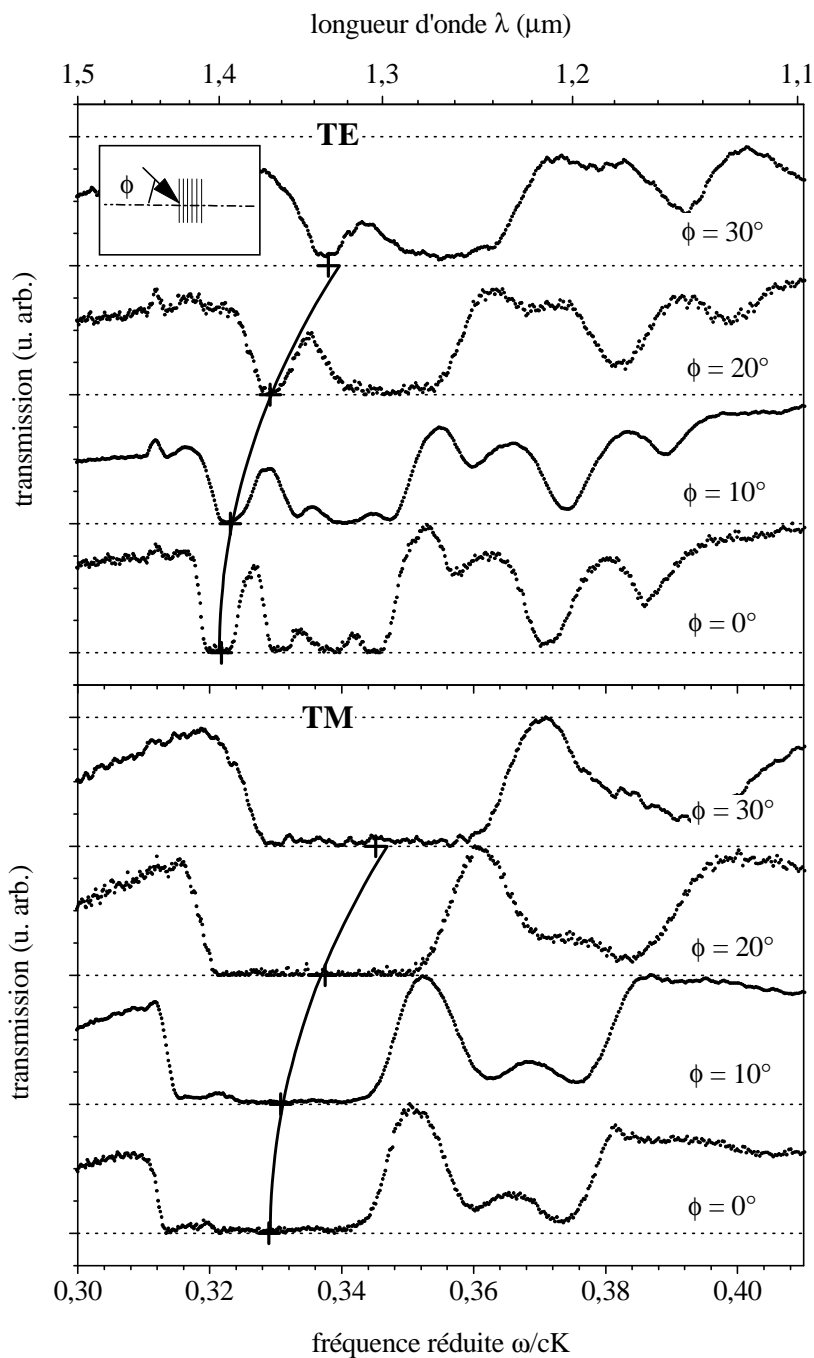


FIG. 6.7. – Évolution des spectres de transmission pour différents azimuts ϕ (définis dans l'air). Les différents spectres, tracés en échelle linéaire, ont été décalés verticalement pour une meilleure lisibilité. Les croix montrent la dépendance spectrale d'une certaine bande interdite. La ligne en trait plein correspond à la dépendance calculée par un modèle d'indice moyen. La signification de l'azimut ϕ est rappelée dans l'insert.

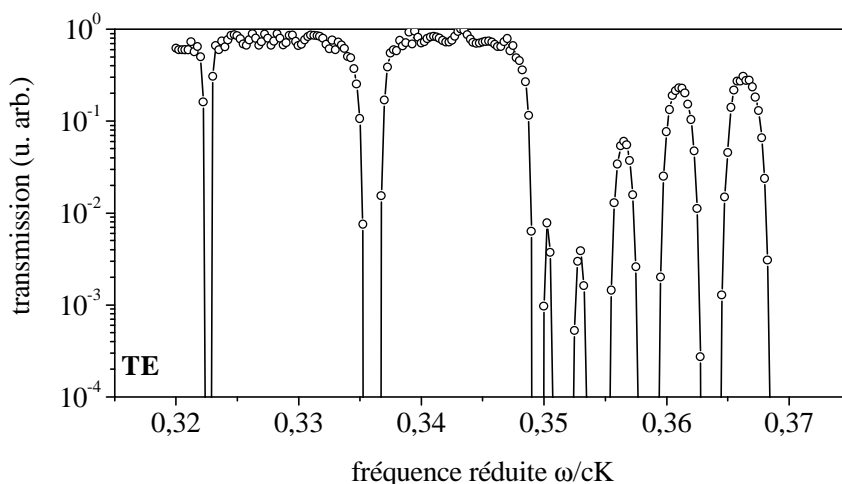


FIG. 6.8. — Transmission d'un guide périodique fini calculée par la méthode des matrices de transfert. Les chutes d'intensité correspondent à une bande interdite. Comme dans nos mesures, les autres modes qui pourraient se propager librement ne sont pas couplés dans le guide. La structure calculée est similaire à celle de la figure 6.5, mais le calcul porte ici sur 65 000 périodes.

soit un guide périodique infini (méthode des ondes planes). Notre cas expérimental se distingue de ces deux approches dans la mesure où la lumière est injectée directement par la tranche du guide périodique : par rapport à la méthode des modes couplés, les modes du guide non perturbé n'ont pas le temps de *se construire* en amont de la perturbation ; par rapport à la méthode des ondes planes, le couplage par la tranche nécessite une intervention drastique des effets de bord.

Ainsi tout laisse à penser que les effets rapportés sont dus au couplage par la tranche. Nous avons insisté en § 1.3.5 sur le rôle sélectif joué par la distribution de champ électrique au niveau de la tranche sur l'efficacité d'injection dans les différents modes du guide. Dans ces conditions, il est tout à fait concevable que la réflexion d'un certain mode bouleverse le champ sur la tranche, et donc les conditions de couplage des autres modes. Récemment, nous avons profité de la venue, dans le cadre du programme Erasmus, de Davide Loi, étudiant à l'université de Cagliari (Italie), pour confronter ces résultats avec la méthode de Pendry *et al.*, mieux adaptée à notre système, car elle est basée sur une technique de matrices de transfert (à trois dimensions) [Pend92, Bell95], permettant de travailler sur des structures finies et d'avoir accès aux coefficients de transmission. Le calcul mené sur une structure proche de la nôtre corrobore nos mesures, comme le montre la figure 6.8 : chaque couplage se traduit par une chute du coefficient de transmission, indépendamment du fait que d'autres modes pourraient se propager. Il serait intéressant d'étudier si l'effet persiste lorsque la perturbation intervient à une distance respectable de la tranche d'entrée du guide.

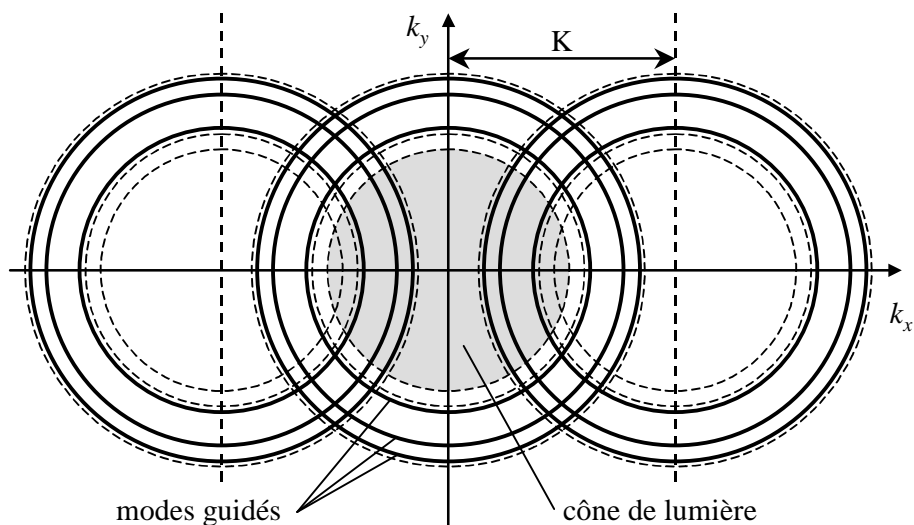


FIG. 6.9. – Représentation schématisée des modes (trait épais) du guide périodique dans le plan (O, k_x, k_y) , à une fréquence donnée. Le disque grisé est le cône de lumière. Les modes guidés qui y pénètrent sont susceptibles d'être couplés avec le continuum des modes rayonnants.

6.5.5 Intérêt pour l'émission de surface

Une bande interdite pour la propagation dans le plan est susceptible d'interdire l'émission dans la direction considérée. Cependant, dans le cas du silicium poreux, l'efficacité quantique de la luminescence est très faible, si bien que toute répercussion sur l'émission verticale est vaine. Par contre, une redirection de l'émission planaire est envisageable. En effet, la perturbation est susceptible dans certaines conditions de coupler les modes guidés avec le continuum des modes rayonnants. Ceci est particulièrement visible sur la figure 6.1, page 84, lorsque les modes du guide se trouvent repliés par la périodicité dans le cône de lumière, représenté en grisé. Pour cette raison, les réseaux ont été utilisés très tôt comme un moyen de coupler un faisceau extérieur dans un guide d'onde [Daks70, Koge70], s'affranchissant ainsi d'un couplage par la tranche souvent fastidieux.

Beaucoup plus récemment, une utilisation "inverse" de ce phénomène a été proposée, pour augmenter l'émission verticale de structures planaires [Rign00], dont une part non négligeable de l'intensité est émise — en pure perte — dans des modes guidés.

Il se trouve que le guide périodique que nous étudions dans ce chapitre est luminescent⁵². En outre, la gamme spectrale de la luminescence ($0,6-0,9 \mu\text{m}$) correspond sur les diagrammes de dispersion à des fréquences pour lesquelles ce

⁵² L'émission provient probablement des régions de très forte porosité qui forment le faible indice de la perturbation périodique.

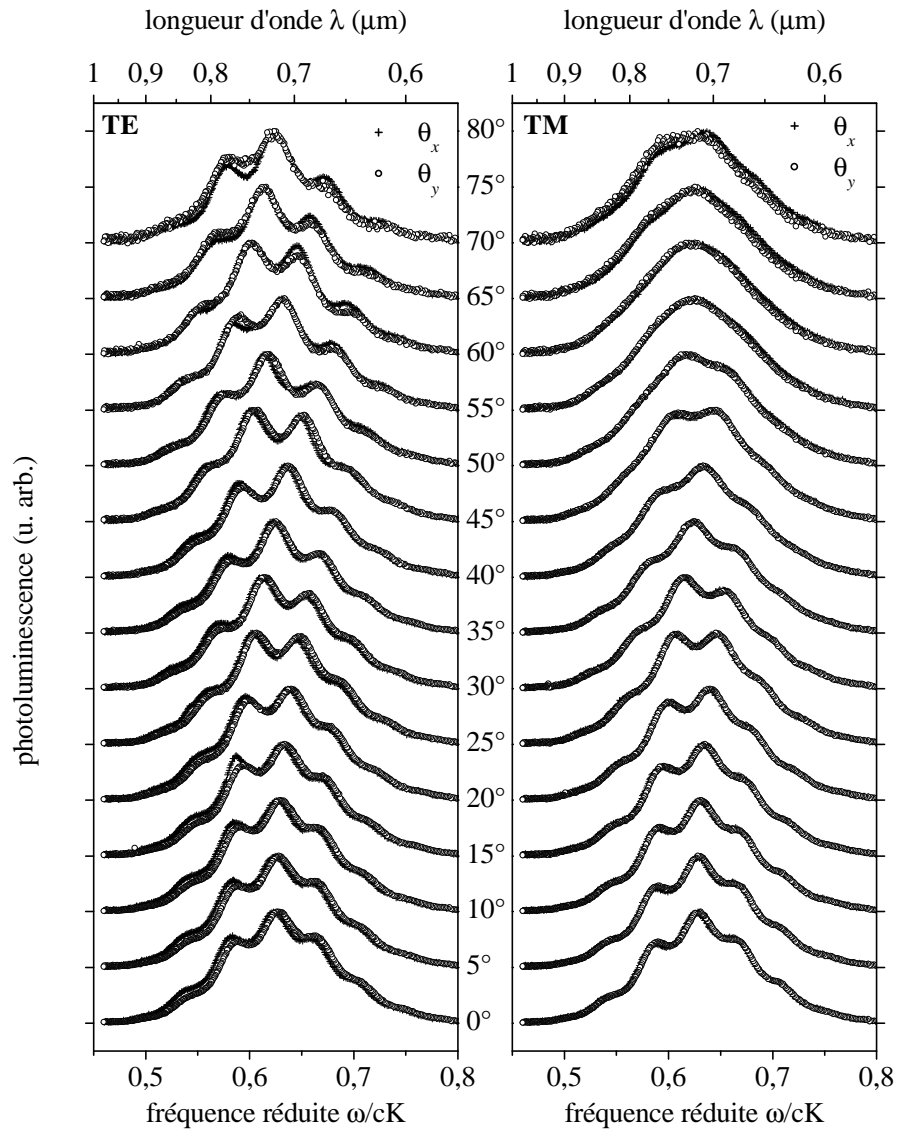


FIG. 6.10. – Étude angulaire de l'émission d'une structure guidante périodique. Pour chaque polarisation, les mesures ont été réalisées en collectant la lumière émise par la surface sous différents angles θ , dans la direction de x [θ_x , tracés en croix (+)] et dans la direction y [θ_y , tracés en cercles (o)] de 0 à 70° . Les spectres des différents angles sont décalés verticalement pour une meilleure lisibilité, l'angle de mesure étant indiqué en face de chaque spectre.

type de couplage est possible. Nous avons donc essayé de vérifier si l'efficacité d'émission se trouvée changée par la présence de la structuration périodique. Une étude comparative de deux échantillons (un avec et un sans structuration) étant impossible, dans la mesure où le procédé de structuration holographique modifie l'ensemble de la structure (indices, absorptions, luminescence, etc.), nous avons opté pour une caractérisation angulaire de l'échantillon structuré.

En effet, si nous considérons les vecteurs d'ondes associés aux modes d'un guide non perturbé à une fréquence donnée, ils décrivent des cercles concentriques dans le plan (O, k_x, k_y) , comme l'illustre la figure 6.9. Le cône de lumière, grisé sur la figure, apparaît sous la forme d'un disque centré, de rayon ω/c . En présence de la perturbation, périodique selon x , ces modes sont reportés périodiquement selon k_x de quantités multiples de K , et des modes sont susceptibles de pénétrer dans le cône de lumière.

Dans ces conditions, l'effet de la période doit se manifester si l'on mesure l'émission dans le cône de lumière, en se déplaçant parcourant l'axe k_x , puis l'axe k_y . Ce peut être fait facilement sur le banc expérimental détaillé en § 3.2.2, en mesurant la photoluminescence émise par la surface en changeant l'angle de mesure θ selon la direction x (nous appellerons l'angle θ_x), puis selon y (θ_y), après avoir simplement tourné l'échantillon de 90° sur son support.

Le résultat des mesures, effectuées entre 0° et 70° , est tracé sur la figure 6.10. Pour chaque polarisation, nous constatons que la série de spectres obtenus en faisant varier θ_x ne présente pas de différence notable par rapport à celle obtenue en jouant sur θ_y . L'échantillon étudié ne bénéficie donc d'aucune amélioration de l'intensité émise.

Aurions-nous pu prévoir ce résultat? Sans doute. Connaissant la structuration d'indice, des méthodes numériques (certes relativement complexes) [Rign00] permettent de calculer la modification d'émission due au couplage des modes guidés vers l'extérieur⁵³. Mais plus raisonnablement, il semble que ce soit l'absorption, importante dans cette gamme spectrale, qui limite la distance sondée par la lumière émise, et donc l'efficacité de diffraction par la structure périodique. L'ordre de grandeur de l'absorption peut être donné par les mesures réalisées en § 5.3.1. Les pertes mesurées étaient de l'ordre de plusieurs dizaines de cm^{-1} , soit une atténuation d'un facteur e au bout d'une fraction de millimètre. Cette distance est manifestement trop faible pour l'efficacité de notre réseau.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressé à une structure planaire guidante, à laquelle nous avons ajouté une modulation d'indice dans la direction longitudinale. Au moyen de mesures de transmission d'intensité guidée en lumière blanche, nous avons mis en évidence de nombreuses bandes interdites, associées aux multiples couplages entre les différents modes, caractérisées par des chutes d'intensité qui atteignent deux ordres de grandeurs.

⁵³. La méthode des modes couplés, sous sa forme présente, ne permet pas de calculer les efficacités associées à ces couplages, car nous avons ignoré les modes rayonnants dans l'établissement de l'expression des équations de couplage.

CHAPITRE 6. CONTRÔLE DE LA PROPAGATION GUIDÉE

L'utilisation d'une méthode perturbative nous a permis de déterminer quantitativement l'amplitude et la profondeur effective de pénétration de la modulation d'indice. Les résultats obtenus ont été discutés en termes d'efficacité de couplages. Après nous être assuré de la validité de l'approche perturbative, nous avons insisté sur le rôle sélectif joué par la symétrie de la perturbation, et nous avons mis en évidence un phénomène de couplage sélectif, lors du couplage par la tranche du guide périodique. Sur l'échantillon présent, nous avons constaté que la nature périodique n'apportait aucun bénéfice en terme d'émission verticale, probablement à cause d'une absorption trop grande dans la gamme étudiée.

Conclusion

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressé au contrôle de la lumière se propageant latéralement dans des microstructures planaires de silicium nanoporeux.

Nous avons commencé par une caractérisation de l'émission intrinsèque du matériau, d'un point de vue spectral et angulaire. Nous avons constaté qu'elle était *grosso modo* isotrope. Nous avons également montré que la différence d'intensité et d'angle d'émission qui distingue les polarisations d'émission par la surface ne sont qu'une conséquence de la réponse (passive) de la structure optique, dans laquelle un rôle majeur est joué par l'absorption. Dans ce contexte, la modélisation de l'émission prenant en compte ce phénomène est apparue comme un facteur déterminant.

Nous avons ensuite cherché à favoriser la propagation latérale, au moyen d'une structuration verticale de l'indice. Nous avons réalisé deux types de structures guidantes, exploitant soit un guidage conventionnel par réflexion totale interne, soit un guidage par réflexion de Bragg sur un empilement périodique. Les études qui ont été menées, que ce soit en analysant la transmission de lumière blanche ou l'émission par la tranche de la structure, nous ont convaincu d'un guidage efficace dans le proche infrarouge, les pertes s'élevant dans le cas le plus favorable à quelques cm^{-1} . Nous avons mis en évidence le rôle joué principalement par la diffusion de volume (diffusion Rayleigh) aux longueurs d'onde où elle n'est pas dominée par l'absorption.

Nous nous sommes ensuite intéressé au contrôle de la propagation guidée par un effet de bande interdite photonique, obtenu par une structuration périodique de l'indice le long de la direction de propagation. La transmission mesurée en lumière blanche sur un guide multimode, structuré par un procédé holographique, nous a révélé la présence de multiples bandes interdites. Nous avons interprété ces multiples bandes en termes des différents couplages entre modes, couplages diagonaux et non diagonaux, ces derniers étant rendus possibles par la diminution en profondeur de l'efficacité de la perturbation périodique. La confrontation des mesures avec une modélisation par la méthode des modes couplés nous a permis d'établir une carte de l'indice de la structure. À cette occasion, nous avons mis en évidence une biréfringence marquée dans les régions illuminées lors du procédé holographique, aboutissant à une diminution d'indice deux fois plus importante pour l'indice extraordinaire ($\Delta n = -0,4$ en surface) que pour l'indice ordinaire ($\Delta n = -0,22$). Ce contraste, obtenu sur une distance de 225 nm est encourageant. Le constat est plus mitigé concer-

CONCLUSION

nant la profondeur effective de la perturbation, de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, valeur nettement inférieure à ce que l'absorption du matériau pouvait laisser espérer. Dans ces conditions, les valeurs des coefficients de couplage que nous avons estimés indiquent une atténuation du faisceau incident au bout d'une propagation effective de l'ordre de quelques centaines de microns. Nous avons également mis en évidence la sélectivité du couplage par la tranche, lorsque la tranche d'injection se prolonge immédiatement par un guide périodique. Nous avons constaté que la réflexion d'un mode pouvait empêcher l'injection de lumière, même dans des modes susceptibles de se propager librement.

Si la durée d'une thèse était extensible, l'étude aurait pu profiter de quelques investigations complémentaires, gagnant ainsi en exhaustivité. Je veux parler d'une étude plus systématique de la structuration périodique de l'indice. Nous sommes loin d'avoir identifié les mécanismes qui entrent en jeu lors de la photodissolution ; une étude à différentes périodes et longueurs d'onde aurait pu fournir quelques pistes, quant à l'atténuation de la perturbation en profondeur à l'évaluation de la période limite et de l'évolution de la profondeur de structuration. Des évaluations quantitatives de la réflectivité, de l'atténuation dans et entre les bandes interdites auraient également été intéressantes. La sélectivité du couplage par la tranche mérite également quelques éclaircissements, notamment en étudiant des structures pour lesquelles la perturbation intervient suffisamment loin de la tranche de couplage.

Concernant la structuration bi- ou tridirectionnelle dans le plan, nous en avons déjà testé — avec succès — la faisabilité à période plus importante. À faible période, il ne s'agit *a priori* que d'une formalité, la multiplication des faisceaux d'illumination ne devant pas apporter de difficulté autre que matérielle. Si nous nous sommes limité dans le cadre de cette étude à une structuration unidirectionnelle, c'était davantage pour simplifier le problème d'un point de vue théorique.

Au cours de ce travail, l'aspect le plus désagréable auquel nous ayons été confronté est sans conteste l'imprévisibilité du matériau. Je ne parle pas de problèmes de reproductibilité⁵⁴. Je fais plutôt allusion à l'extrême complexité du matériau, dont la manifestation la plus courante est la nécessité de revoir, à chaque modification des conditions expérimentales, l'optimisation d'un grand nombre de paramètres de formation (densité de courant, durée d'anodisation, puissance d'illumination, durée d'illumination, etc.) : à titre d'illustration, ce travail de thèse représente une accumulation de près de trois cents échantillons, dont sept sont analysés dans ce manuscrit.

Cela dit, le silicium nanoporeux mérite de figurer dans la liste des matériaux pour l'optique. S'il ne peut rivaliser avec le fort indice des semiconducteurs massifs, les valeurs d'indices accessibles apparentent le silicium poreux à la

⁵⁴. L'"irreproductibilité" est le lot de tous les matériaux dont la fabrication n'est pas parfaitement maîtrisée. Je n'ai pas eu à m'en plaindre outre mesure. De toute façon, il faut y voir une façon de forger l'humilité du thésard.

plupart des matériaux diélectriques (dans le proche infrarouge), avec un net avantage en termes de facilité de structuration verticale.

Concernant la structuration latérale, les résultats que nous avons obtenus indiquent un contraste d'indice et surtout une profondeur de structuration handicapants pour la réalisation de structures planaires à bande interdite photonique (circuits optiques intégrés, etc.). En optique intégrée conventionnelle, le silicium nanoporeux manque d'arguments pour détrôner les matériaux actuels (verres dopés). En termes d'émission verticale du silicium poreux, nous n'avons pas mis en évidence d'effet notable, les contrastes d'indice nécessitant une longueur de propagation que l'absorption ne permet pas. Les études que nous menons dans notre groupe sur le silicium poreux de type n^+ , type nettement plus marginal pour lequel l'anodisation et la structuration se font en une seule étape, semblent indiquer des aptitudes particulières à la profondeur de structuration lumineuse. Cette voie mériterait d'être poursuivie. C'est également le cas des recherches entreprises par certains groupes quant à l'introduction d'erbium [Henl00], efficace dans la gamme de transparence du silicium poreux, notamment en raison du rôle de l'erbium dans les réseaux de télécommunication.

Depuis la “grande époque” du silicium poreux (1990, découverte de la luminescence et les quelques années qui ont suivi), il faut se rendre à l'évidence, l'enthousiasme de la communauté scientifique et industrielle est fortement retombé, et rien ne permet aujourd'hui de prédire si le silicium poreux restera une curiosité de laboratoire.

À moins que sa place ne soit dans les salles de travaux pratiques des universités. Lors de la deuxième conférence internationale *Porous Semiconductors Science and Technology* qui s'est tenue en mars 2000 à Madrid, Parkhutik et Canham [Park00] ont rapporté un programme menée en ce sens depuis plusieurs années avec succès à l'université de technologie de Valence (Espagne). L'expérience mériterait d'être étendue. La simplicité, la rapidité et le faible coût de fabrication permettrait d'associer élaboration et caractérisation. L'éventail des propriétés (électriques, optiques, mécaniques, structurales, chimiques, etc.) pourraient le mettre au service de l'enseignement de nombreux domaines de la physique et des sciences des matériaux, et ce sans faire abstraction — et c'est le plus important, lorsqu'on forme de futurs chercheurs — du caractère éminemment complexe et mal compris du matériau. Peut-on rêver d'une plus noble destinée?

CONCLUSION

Annexe A

Expression du vecteur de Poynting dans le formalisme des matrices de transfert

Nous donnons dans cette annexe quelques étapes du calcul qui permet d'établir l'expression du vecteur de Poynting dans le formalisme de matrices de transfert, tel qu'il intervient en § 5.2.

A.1 Polarisation TE

En polarisation TE, le champ électrique est parallèle à \hat{y} , il s'écrit donc dans chaque couche i sous la forme

$$\mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} + \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

où β est réel (invariance dans le plan) mais $k_{z,i}$ peut être complexe. La première équation de Maxwell (cf. les équations 1.1) nous permet d'en déduire le champ magnétique \mathbf{H}_i comme

$$\mathbf{H}_i = \frac{1}{\omega\mu_0} \begin{bmatrix} k_{z,i} \{-\mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} + \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)}\} \\ 0 \\ \beta \{\mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} + \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)}\} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

On a donc

$$\mathbf{E}_i \wedge \mathbf{H}_i^* = \frac{1}{\omega\mu_0} \begin{bmatrix} \beta \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} + |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ \quad + 2\text{Re}[\mathbf{E}_{i\uparrow} \mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \\ 0 \\ k_{z,i}^* \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} - |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ \quad - 2i\text{Im}[\mathbf{E}_{i\uparrow} \mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

ANNEXE A. EXPRESSION DU VECTEUR DE POYNTING

ce qui permet d'écrire le vecteur de Poynting, d'après l'équation 1.5,

$$\mathbf{P}(\beta, z) = \frac{1}{2\omega\mu_0} \begin{bmatrix} \beta \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} + |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ + 2\text{Re}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \\ 0 \\ \text{Re}(k_{z,i}) \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} - |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \} \\ - 2\text{Im}(k_{z,i})\text{Im}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Remarque Dans le cas où $k_{z,i}$ est imaginaire pur (ondes évanescentes), le dernier terme de la composante $P_z(\beta, z)$ montre que la superposition des deux ondes rend possible un flux d'énergie perpendiculairement au plan.

A.2 Polarisation TM

En polarisation TM, il est judicieux de partir de l'expression du champ magnétique. La démarche est similaire :

$$\mathbf{H}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ n_i \{ \mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} - \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)} \} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

donne, grâce à l'expression de $\nabla \wedge \mathbf{H}$ donnée dans les équations 1.1,

$$\mathbf{E}_i = \frac{1}{\omega\epsilon_0 n_i} \begin{bmatrix} k_{z,i} \{ \mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} + \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)} \} \\ 0 \\ \beta \{ -\mathbf{E}_{i\uparrow} e^{i(\beta x + k_{z,i} z - \omega t)} + \mathbf{E}_{i\downarrow} e^{i(\beta x - k_{z,i} z - \omega t)} \} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.6})$$

d'où

$$\mathbf{E}_i \wedge \mathbf{H}_i^* = \frac{n_i^*}{\omega\epsilon_0 n_i} \begin{bmatrix} \beta \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} + |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ - 2\text{Re}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \\ 0 \\ k_{z,i} \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} - |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ - 2i\text{Im}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.7})$$

et finalement

$$\mathbf{P}(\beta, z) = \frac{1}{2\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} \beta \text{Re}(n_i^*/n_i) \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ + |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ - 2\text{Re}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \\ 0 \\ \text{Re}(k_{z,i} n_i^*/n_i) \{ |\mathbf{E}_{i\uparrow}|^2 e^{-2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ - |\mathbf{E}_{i\downarrow}|^2 e^{+2\text{Im}(k_{z,i})z} \\ + 2\text{Im}(k_{z,i} n_i^*/n_i) \text{Im}[\mathbf{E}_{i\uparrow}\mathbf{E}_{i\downarrow}^* e^{+2i\text{Re}(k_{z,i})z}] \} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

À partir des équations A.4 et A.8, le calcul du flux Φ_{\parallel} , moyennant une intégration de P_x sur z , ne pose pas de problème particulier.

Annexe B

Atténuation liée à la divergence du faisceau guidé

Dans notre montage, l'étendue transversale ℓ ($400 \mu\text{m}$) de la source dans le plan est égale à la longueur de tranche de guide sur laquelle la lumière issue du guide est collectée, comme l'illustre la figure B.1. En outre, comme nous l'avons mentionné en § 3.3.4, la collection est effectuée par un objectif de microscope d'ouverture numérique de 0,28.

En conséquence, lorsque la source est très proche ($L \simeq 0$), toute l'intensité lumineuse I_0 émise dans des angles inférieurs à une valeur θ_{obj} ($\theta_{\text{obj}} = 13^\circ$ car $n_c = 1,2$), est collectée. Lorsque la distance L augmente, une partie de cette lumière n'est plus collectée car elle aboutit hors de la zone analysée, comme l'illustre la figure B.1.

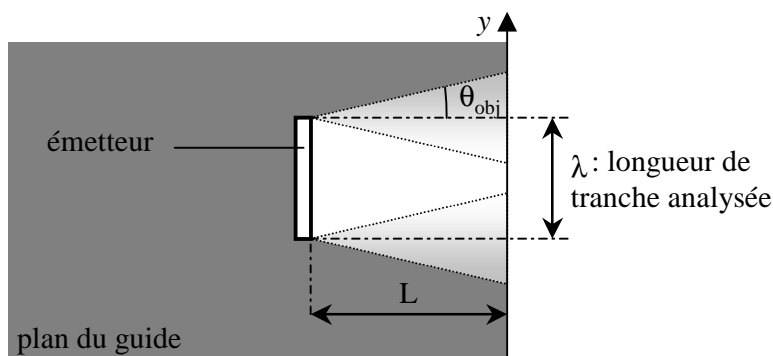


FIG. B.1. – Vue de dessus du faisceau guidé. L'angle θ_{obj} est lié à l'ouverture de l'objectif de collection.

Si nous posons $L_0 = \ell / \tan \theta_{\text{obj}}$, on montre que l'intensité effectivement collectée s'écrit en fonction de L :

$$I(L) = \begin{cases} I_0(1 - \frac{1}{2}L/L_0) & 0 \leq L < L_0 \\ I_0(\frac{1}{2}L_0/L) & L \geq L_0 \end{cases} .$$

ANNEXE B. ATTÉNUATION LIÉE À LA DIVERGENCE DU FAISCEAU GUIDÉ

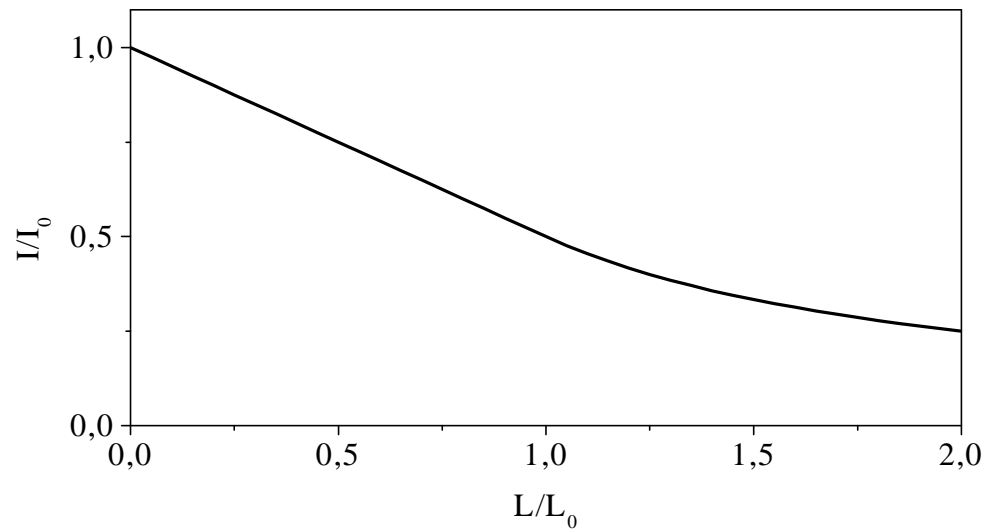


FIG. B.2. – Atténuation de l'intensité mesurée en fonction de la distance L de la source. Nous avons posé $L_0 \simeq \ell / \tan \theta_{\text{obj}}$.

L'atténuation associée est illustrée sur la figure B.2. Sur notre montage, $L_0 \simeq 1,7 \mu\text{m}$, et les mesures sont menées pour des valeurs de L atteignant $1,2 \mu\text{m}$. Les données présentées dans ce manuscrit sont donc systématiquement corrigées en conséquence, afin de ne pas attribuer aux pertes ce qui n'est qu'une conséquence de la divergence du faisceau.

À noter que cette correction est inutile lorsque nous injectons un faisceau de lumière blanche: la source est alors très peu étendue, si bien que toute l'intensité émergeant du guide peut être collectée, malgré la divergence.

Publications

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes :

Revue internationale à comité de lecture

- S. SETZU, P. FERRAND ET R. ROMESTAIN, « Optical properties of multilayered porous silicon », *Materials Science and Engineering B*, vol. 69-70 (2000) p. 34.
- P. FERRAND ET R. ROMESTAIN, « Optical losses in porous silicon waveguides in the near-infrared: Effects of scattering », *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 22 (2000) p. 3535–3537.
- P. FERRAND, R. ROMESTAIN ET J. C. VIAL, « Photonic band-gap properties of a porous silicon periodic planar waveguide », *Physical Review B*, vol. 63, no. 11 (2001), 115106.
- P. FERRAND, S. SETZU ET R. ROMESTAIN, « Photonic bandgap properties of nanoporous silicon microstructures », *The European Physical Journal: Applied Physics*, à paraître.
- P. FERRAND, D. LOI ET R. ROMESTAIN, « Photonic band-gap guidance in high-porosity luminescent porous silicon », *Applied Physics Letters*, à paraître.
- S. SETZU, P. FERRAND, G. LÉRONDEL, R. ROMESTAIN, « Photolithography for 2D optical microstructures in porous silicon », soumis.

Actes de congrès

- G. LÉRONDEL, P. FERRAND ET R. ROMESTAIN, « Elaboration and light emission properties of low doped p-type porous silicon microcavities », dans « Advances in Microcrystalline and Nanocrystalline Semiconductors - 1996 », R. W. COLLINS, P. M. FAUCHET, I. SHIMIZU, J. C. VIAL, T. SHIMADA ET A. P. ALIVISATOS, éditeurs (Material Research Society, Pittsburgh, PA, USA, 1996), vol. 452 de *Mater. Res. Soc. Symposium Proceedings*, p. 711–717.

PUBLICATIONS

- P. FERRAND ET R. ROMESTAIN, « Photonic bandgap effect in periodic porous silicon planar waveguides », dans « Microcrystalline and Nanocrystalline Semiconductor Materials and Structures », P. M. FAUCHET, J. M. BURIAK, L. T. CANHAM, N. KOSHIDA ET B. E. WHITE, éditeurs (Material Research Society, Pittsburgh, PA, USA, 2001), vol. 638 de *Mater. Res. Soc. Symposium Proceedings*, p. F4.4.1-6.

Bibliographie

- [Alex96] A. V. ALEXEEV-POPOV, S. A. GEVELYUK, Y. O. ROIZIN et D. P. SAVIN, « Diffraction gratings on porous silicon », *Solid State Communications*, vol. 97, no. 7 (1996) p. 591–593.
- [Alla95] G. ALLAN, C. DELERUE, M. LANNOO et E. MARTIN, « Hydrogenic impurity levels, dielectric constant, and Coulomb charging effects in silicon crystallites », *Physical Review B*, vol. 52, no. 16 (1995) p. 11 982–11 988.
- [Allo97] P. ALLONGUE, V. COSTA KIELING et H. GERICHER, *Electrochimica Acta*, vol. 40 (1997) p. 1353.
- [Arit77] Y. ARITA, K. KATO et I. SUDO, « The N⁺-IPOS scheme and its applications to ICs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 24 (1977) p. 756–757.
- [Arra98] H. F. ARRAND, T. M. BENSON, P. SEWELL, A. LONI, R. J. BOZEAT, R. ARENS-FISCHER, M. KRÜGER, M. THÖNISSEN et H. LÜTH, « The application of porous silicon to optical waveguiding technonoly », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, no. 6 (1998) p. 975–982.
- [Ashc] N. W. ASHCROFT et N. D. MERMIN, *Solid State Physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976).
- [Aspn83] D. E. ASPNES et A. A. STUDNA, « Dielectric functions and optical parameters Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV », *Physical Review B*, vol. 27, no. 2 (1983) p. 985–1009.
- [Bala96] L. A. BALAGUROV, D. G. YARKIN, E. A. PETROVA, A. F. ORLOV et S. N. KARYAGIN, « Effects of vacuum annealing on the optical properties of porous silicon », *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 19 (1996) p. 2852–2854.
- [Barl84] K. BARLA, R. HÉRINO, G. BOMCHIL, J. C. PFISTER et A. FREUND, « Determination of lattice parameter and elastic properties of porous silicon by x-ray diffraction », *Journal of Crystal Growth*, vol. 68, no. 3 (1984) p. 727–732.

BIBLIOGRAPHIE

- [Beal85b] M. I. J. BEALE, J. D. BENJAMIN, M. J. UREN, N. G. CHEW et A. G. CULLIS, « An experimental and theoretical study of the formation and microstructure of porous silicon », *Journal of Crystal Growth*, vol. 73, no. 3 (1985) p. 622–636.
- [Bell95] P. M. BELL, J. B. PENDRY, L. MARTÍN MORENO et A. J. WARD, « A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures », *Computer Physics Communications*, vol. 85 (1995) p. 306–322.
- [Belm96] O. BELMONT, D. BELLET et Y. BRÉCHET, « Study of the cracking of highly porous p+ type silicon during drying », *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 10 (1996) p. 7586–7591.
- [Beni98b1] H. BENISTY, H. DE NEVE et C. WEISBUCH, « Impact of planar microcavity effects on light extraction - Part I: Basics concepts and analytical trends », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 9 (1998) p. 1612–1631.
- [Beni98b2] H. BENISTY, H. DE NEVE et C. WEISBUCH, « Impact of planar microcavity effects on light extraction - Part II: Selected exact simulations and role of photon recycling », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 9 (1998) p. 1632–1643.
- [Beni98a] H. BENISTY, R. STANLEY et M. MAYER, « Method of source terms for dipole emission modification in modes of arbitrary planar structures », *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 15, no. 5 (1998) p. 1192–1201.
- [Bjor95] G. BJÖRK et Y. YAMAMOTO, « Spontaneous emission in dielectric planar microcavities », dans « Spontaneous emission and laser oscillations in microcavities », , H. YOKOYAMA et K. UJIHARA, éditeurs, Laser and Optical Science and Technology Series (CRC Press, London, 1995), p. 189–235.
- [Bsie91] A. BSIESY, J. C. VIAL, F. GASPARD, R. HÉRINO, M. LIGEON, F. MÜLLER, R. ROMESTAIN, A. WASIELA, A. HALIMAOUI et G. BOMCHIL, « Photoluminescence of high porosity and of electrochemically oxidized porous silicon layers », *Surface Science*, vol. 254 (1991) p. 195–200.
- [Canh90] L. T. CANHAM, « Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers », *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 10 (1990) p. 1046–1048.
- [Canh] L. T. CANHAM, éditeur, *Properties of Porous Silicon*, vol. 18 de *EMIS datareviews series* (INSPEC, London, 1997).

- [Chu] B. CHU, *Laser Light Scattering: Basic Principles and Practice*, Quantum Electronics - Principles and Applications (Academic Press, San Diego, 1991).
- [Creg99] R. F. CREGAN, B. J. MANGAN, J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. ST. J. RUSSELL, P. J. ROBERTS et D. C. ALLAN, « Single-mode photonic band gap guidance of light in air », *Science*, vol. 285 (1999) p. 1537–1539.
- [Cull97] A. G. CULLIS, L. T. CANHAM et P. D. J. CALCOTT, « The structural and luminescence properties of porous silicon », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 3 (1997) p. 909–965.
- [Daks70] M. L. DAKS, L. KUHN, P. F. HEIDRICH et B. A. SCOTT, « Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films », *Applied Physics Letters*, vol. 16, no. 12 (1970) p. 523–525.
- [Daub95] E. DAUB et P. WÜRFEL, « Ultralow values of the absorption coefficient of Si obtained from luminescence », *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 6 (1995) p. 1020–1023.
- [Fauc96] P. M. FAUCHET, « Photoluminescence and electroluminescence from porous silicon », *Journal of Luminescence*, vol. 70 (1996) p. 294–309.
- [Fink98] Y. FINK, J. N. WINN, S. FAN, C. CHEN, J. MICHEL, J. D. JOANNOPOULOS et E. L. THOMAS, « A dielectric omnidirectional reflector », *Science*, vol. 282 (1998) p. 1679–1682.
- [Gera98] J. M. GÉRARD, B. SERMAGE, B. GAYRAL, B. LEGRAND, E. COSTARD et V. THIERRY-MIEG, « Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity », *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 5 (1998) p. 1110–1113.
- [Gral00] B. GRALAK, S. ENOCH et G. TAYEB, « Anomalous refractive properties of photonic crystals », *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 17, no. 6 (2000) p. 1012–1020.
- [Grun96] U. GRÜNING, V. LEHMANN, S. OTTOW et K. BUSCH, « Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5 μm », *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 6 (1996) p. 747–749.
- [Hali91] A. HALIMAOU, C. OULÈS, G. BOMCHIL, A. BSIESY, F. GASPARD, R. HÉRINO, M. LIGEON et F. MÜLLER, « Electroluminescence in the visible range during anodic oxidation of porous silicon films », *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 3 (1991) p. 304–306.

BIBLIOGRAPHIE

- [Haro89] S. HAROCHE et D. KLEPPNER, « Cavity quantum electrodynamics », *Physics Today*, vol. 42, no. 1 (1989) p. 24–30.
- [Henl00] H. HENLEY, Y. KOSHIKA, J. LAGOWSKI et J. SIEJKA, « Infrared photoluminescence from Er doped porous Si », *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 11 (2000) p. 7848–7852.
- [Ho90] K. M. HO, C. T. CHAN et C. M. SOUKOULIS, « Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures », *Physical Review Letters*, vol. 65, no. 25 (1990) p. 3152–3155.
- [Jack] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975).
- [Joan] J. D. JOANNOPOULOS, R. D. MEADE et J. N. WINN, *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, 1995).
- [John01] S. G. JOHNSON et J. D. JOANNOPOULOS, « Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a plane-wave basis », *Optics Express*, vol. 8, no. 3 (2001) p. 173–190.
- [Koge70] H. KOGELNIK et T. SOSNOWSKI, « Holographic thin film couplers », *Bell System Technical Journal*, vol. 49, no. 7 (1970) p. 1602–1608.
- [Koss66] D. KOSSEL, « Analogies between thin-film optics and electron-band theory of solids », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 56 (1966) p. 1434.
- [Kova96a] D. KOVALEV, B. AVERBOUKH, M. BEN-CHORIN, F. KOCH, A. L. EFROS et M. ROSEN, « Optically induced polarization anisotropy in porous Si », *Physical Review Letters*, vol. 77, no. 10 (1996) p. 2089–2092.
- [Kova95] D. KOVALEV, M. BEN-CHORIN, J. DIENER, F. KOCH, A. L. EFROS, M. ROSEN, N. A. GIPPIUS et S. G. TIKHODEEV, « Porous silicon anisotropy from photoluminescence polarization », *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 11 (1995) p. 1585–1587.
- [Kova98] D. KOVALEV, H. HECKLER, B. AVERBOUKH, M. BEN-CHORIN, M. SCHWARTZKOPFF et F. KOCH, « Hole burning spectroscopy of porous silicon », *Physical Review B*, vol. 57, no. 7 (1998) p. 3741–3744.
- [Kova99] D. KOVALEV, H. HECKLER, G. POLISSKI et F. KOCH, « Optical properties of Si nanocrystals », *physica status solidi (b)*, vol. 215 (1999) p. 871–932.

- [Kova96b] D. KOVALEV, G. POLISSKI, M. BEN-CHORIN, J. DIENER et F. KOCH, « The temperature dependance of the absorption coefficient of porous silicon », *Journal of Applied Physics*, vol. 80, no. 10 (1996) p. 5978–5983.
- [Krau96a] T. F. KRAUSS, R. M. DE LA RUE et S. BRAND, « Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths », *Nature*, vol. 383, no. 6602 (1996) p. 699–702.
- [Labi97b] D. LABILLOY, H. BENISTY, C. WEISBUCH, T. F. KRAUSS, R. M. DE LA RUE, V. BARDINAL, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, D. CASAGNE et C. JOUANIN, « Quantitative measurement of transmission, reflection, and diffraction of two-dimensional photonic band gap structures at near infrared wavelengths », *Physical Review Letters*, vol. 79, no. 21 (1997) p. 4147–4150.
- [Lava95] P. LAVALLARD et R. A. SURRIS, « Polarized photoluminescence of an assembly of non cubic microcrystals in a dielectric matrix », *Solid State Communications*, vol. 95, no. 5 (1995) p. 267–269.
- [Lee00] K. K. LEE, D. R. LIM, H. C. LUAN, A. AGARWAL, J. FORRESI et L. C. KIMERLING, « Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model », *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 11 (2000) p. 1617–1619.
- [Lehm91] V. LEHMANN et U. GÖSELE, « Porous silicon formation: A quantum wire effect », *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 8 (1991) p. 856–858.
- [Lero00] G. LÉRONDEL, F. MADÉORE, R. ROMESTAIN et F. MÜLLER, « Direct determination of the absorption of porous silicon by photocurrent measurement at low temperature », *Thin Solid Films*, vol. 366, no. 1-2 (2000) p. 216–224.
- [Lero99] G. LÉRONDEL et R. ROMESTAIN, « Fresnel coefficients at a rough interface », *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 19 (1999) p. 2740–2742.
- [Lero97b] G. LÉRONDEL, R. ROMESTAIN et S. BARRET, « Roughness of the porous silicon dissolution interface », *Journal of Applied Physics*, vol. 81, no. 9 (1997) p. 6171–6178.
- [Lero97c] G. LÉRONDEL, R. ROMESTAIN, J. C. VIAL et M. THÖNISSEN, « Porous silicon lateral superlattices », *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 2 (1997) p. 196–198.
- [Leta96] S. LÉTANT et J. C. VIAL, « Photodissolution and photoluminescence quenching of porous silicon in HF », *Journal of Applied Physics*, vol. 80, no. 12 (1996) p. 7018–7022.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lin99] S. Y. LIN et J. G. FLEMING, « A three-dimensional optical photonic crystal », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 11 (1999) p. 1944–1947.
- [Lin96] S. Y. LIN, V. M. HIETALA, L. WANG et E. D. JONES, « Highly dispersive photonic band-gap prism », *Optics Letters*, vol. 21, no. 21 (1996) p. 1771–1773.
- [Marc] D. MARCUSE, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Quantum Electronics - Principles and Applications (Academic Press, San Diego, 1991).
- [Matl95] R. MATLOOB, R. LOUDON, S. M. BARNETT et J. JEFFERS, « Electromagnetic field quantization in absorbing dielectrics », *Physical Review A*, vol. 52, no. 6 (1995) p. 4823–4838.
- [Meki96] A. MEKIS, J. C. CHEN, I. KURLAND, S. FAN, P. R. VILLENEUVE et J. D. JOANNOPOULOS, « High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides », *Physical Review Letters*, vol. 77, no. 18 (1996) p. 3787–3790.
- [Memm66a] R. MEMMING et G. SCHWANDT, « Anodic dissolution of silicon in hydrofluoric acid solutions », *Surface Science*, vol. 4 (1966) p. 109–124.
- [Midw99] J. E. MIDWINTER, « Limitations to optical communications », dans « Confined Photons Systems: Fundamentals and Applications », , H. BENISTY, J. M. GÉRARD, R. HOUDRÉ, J. RARITY et C. WEISBUCH, éditeurs (Springer, Berlin Heidelberg, 1999), vol. 531 de *Lecture Notes in Physics*, p. 426–481.
- [Migu97] H. MÍGUEZ, C. LÓPEZ, F. MESEGUER, A. BLANCO, L. VÁSQUEZ, R. MAYORAL, M. OCAÑA, V. FORNÉS et A. MIFSUD, « Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO₂ spheres », *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 9 (1997) p. 1148–1150.
- [Miha97] I. MIHALCESCU, G. LÉRONDEL et R. ROMESTAIN, « Porous silicon anisotropy investigated by guided light », *Thin Solid Films*, vol. 297 (1997) p. 245–249.
- [Miha98] I. MIHALCESCU, J. C. VIAL et R. ROMESTAIN, « Absence of carrier hopping in porous silicon », *Physical Review Letters*, vol. 80, no. 15 (1998) p. 3392–3395.
- [Moor65] G. E. MOORE, « Cramming more components onto integrated circuits », *Electronics*, p. 114–117.
- [Moor98] G. E. MOORE, « Cramming more components onto integrated circuits », *Proceedings of the IEEE*, vol. 86, no. 1 (1998) p. 82–85.

- [Mund92] H. MÜNDELER, C. ANDRZEJAK, M. G. BERGER, U. KLEMRADT, H. LÜTH, R. HÉRINO et M. LIGEON, « A detailed Raman study of porous silicon », *Thin Solid Films*, vol. 221, no. 01/02/2001 (1992) p. 27–33.
- [Nogu93] N. NOGUCHI et I. SUEMUNE, « Luminescent porous silicon synthesized by visible light irradiation », *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 12 (1993) p. 1429–1431.
- [Oliv01a] S. OLIVIER, M. RATTIER, H. BENISTY, C. WEISBUCH, C. J. M. SMITH, R. M. DE LA RUE, T. F. KRAUSS, U. OESTERLE et R. HOUDRÉ, « Mici-stopbands in a one-dimensional system: the channel waveguide in a two-dimensionnal photonic crystal », *Physical Review B*, vol. 63, no. 11 (2001) p. 113311–113311–4.
- [Park00] V. P. PARKHUTIK et L. T. CANHAM, « Porous silicon as an educational vehicle for introducing nanotechnology and interdisciplinary materials science », *physica status solidi (a)*, vol. 182, no. 1 (2000) p. 591–598.
- [Pell95] V. PELLEGRINI, A. TREDICUCCI, C. MAZZOLENI et L. PAVESI, « Enhanced optical properties in porous silicon microcavities », *Physical Review B*, vol. 52, no. 20 (1995) p. R14328–R14331.
- [Pend92] J. B. PENDRY et A. MACKINNON, « Calculation of photon dispersion relations », *Physical Review Letters*, vol. 69, no. 19 (1992) p. 2772–2775.
- [Pick84] C. PICKERING, M. J. BEALE, D. J. ROBINSON, P. J. PEARSON et R. GREEF, « Optical studies of the structure of porous silicon films formed in p-type degenerate and non-degenerate silicon », *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 17, no. 35 (1984) p. 6535–6552.
- [Plih91] M. PLIHAL et A. A. MARADUDIN, « Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice », *Physical Review B*, vol. 44, no. 16 (1991) p. 8565–5871.
- [Poli97] G. POLISSKI, B. AVERBOUKH, D. KOVALEV et F. KOCH, « Control of silicon nanocrystallite shape asymmetry and orientation anisotropy by light-assisted anodization », *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 9 (1997) p. 1116–1118.
- [Purc46] E. M. PURCELL, « Spontaneous emission probabilities at radio frequencies », *Physical Review*, vol. 69 (1946) p. 681.
- [Rign00] H. RIGNEAULT, F. LEMARCHAND et A. SENTENAC, « Dipole radiation into grating structures », *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 17, no. 6 (2000) p. 1048–1058.

BIBLIOGRAPHIE

- [Roma01] S. G. ROMANOV, T. MAKI, C. M. SOTOMAYOR TORRES, M. MÜLLER, R. ZENTEL, D. CASSAGNE, J. MANZANARES-MARTINEZ et C. JOUANIN, « Diffraction of light from thin-film polymethylmethacrylate opaline photonic crystals », *Physical Review E*, vol. 63, no. 5 (2001) p. 056 603–1–056 603–5.
- [Rows99b] S. ROWSON, A. CHELNOKOV et J. M. LOURTIOZ, « Two-dimensional photonic crystal in macroporous silicon: from mid-infrared (10 μm) to telecommunications wavelengths (1.3–1.5 μm) », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 11 (1999) p. 1989–1995.
- [Setz] S. SETZU, *Réalisation et étude de structures à modulation d'indice optique en silicium poreux*, Thèse de doctorat, université J. Fourier - Grenoble 1 (1999).
- [Setz00] S. SETZU, P. FERRAND et R. ROMESTAIN, « Optical properties of multilayered porous silicon », *Materials Science and Engineering B*, vol. 69-70 (2000) p. 34–42.
- [Setz98] S. SETZU, G. LÉRONDEL et R. ROMESTAIN, « Temperature effect on the roughness of the formation interface of p-type porous silicon », *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 6 (1998) p. 3129–3133.
- [Smit92] R. L. SMITH et S. D. COLLINS, « Porous silicon formation mechanisms », *Journal of Applied Physics*, vol. 71, no. 8 (1992) p. R1–R22.
- [Stol73] H. STOLL et A. YARIV, « Coupled-mode analysis of periodic dielectric waveguides », *Optics Communications*, vol. 8, no. 1 (1973) p. 5–8.
- [Thei95] W. THEISS, S. HENKEL et M. ARNTZEN, « Connecting microscopic and macroscopic properties of porous media: choosing appropriate effective medium concepts », *Thin Solid Films*, vol. 255, no. 01/02/2001 (1995) p. 177–180.
- [Theu72] M. J. J. THEUNISSEN, « Etch channel formation during anodic dissolution of n-type silicon in aqueous hydrofluoric », *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 119, no. 3 (1972) p. 351–360.
- [Tien71] P. K. TIEN, « Light waves in thin films and integrated optics », *Applied Optics*, vol. 10, no. 11 (1971) p. 2395–2413.
- [Turn58] D. R. TURNER, « Electropolishing silicon in hydrofluoric acid solutions », *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 105 (1958) p. 402.

- [Uhli56] A. UHLIR, « Electrolytic shaping of germanium and silicon », *Bell System Technical Journal*, vol. 35 (1956) p. 333.
- [Vala97] A. VALANCE, « Theoretical model for early stages of porous silicon formation from *n*- and *p*-type silicon substrates », *Physical Review B*, vol. 55, no. 15 (1997) p. 9706–9715.
- [Vial95] J. C. VIAL et J. DERRIEN, éditeurs, *Porous Silicon Science and Technology* (Springer, Berlin Heidelberg, 1995).
- [Vinc94] G. VINCENT, « Optical properties of porous silicon superlattices », *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 18 (1994) p. 2367–2369.
- [Vinc93] G. VINCENT, F. LEBLANC, I. SAGNES, P. A. BADOZ et A. HALI-MAOUI, « Investigation of optical properties of free-standing porous silicon films by absorption and mirage effect », *Journal of Luminescence*, vol. 57 (1993) p. 217–221.
- [vBeh97] J. VON BEHREN, P. M. FAUCHET, E. H. CHIMOWITZ et C. T. LIRA, « Optical properties of free-standing ultrahigh porosity silicon films prepared by supercritical drying », dans « Advances in Microcrystalline and Nanocrystalline Semiconductors - 1996 », , R. W. COLLINS, P. M. FAUCHET, I. SHIMIZU, J. C. VIAL, T. SHIMADA et A. P. ALIVISATOS, éditeurs (Material Research Society, Pittsburgh, 1997), vol. 452 de *Mater. Res. Soc. Symposium Proceedings*, p. 565–570.
- [Voro00] N. VOROZOV, L. DOLGYI, V. YAKOVITSEVA, V. BONDARENKO, M. BALUCANI, G. LAMEDICA, A. FERRARI, G. VITRANT, J. E. BROQUIN, T. M. BENSON, H. F. ARRAND et P. SEWELL, « Self-aligned oxidised porous silicon optical waveguides with reduces losses », *Electronics Letters*, vol. 36, no. 8 (2000) p. 722–723.
- [Yabl87] E. YABLONOVITCH, « Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics », *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 20 (1987) p. 2059–2062.
- [Yabl91a] E. YABLONOVITCH, T. J. GMITTER et K. M. LEUNG, « Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms », *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 17 (1991) p. 2295–2298.
- [Yari73] A. YARIV, « Coupled-mode theory for guided-wave optics », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9 (1973) p. 919–933.
- [Yari] A. YARIV, *Quantum Electronics* (Wiley, New York, 1988).
- [Yeh] P. YEH, *Optical Waves in Layered Media* (Wiley, New York, 1988).

BIBLIOGRAPHIE

- [Yeh76] P. YEH et A. YARIV, « Bragg reflection waveguides », *Optics Communications*, vol. 19, no. 3 (1976) p. 427–430.
- [Yeh77a] P. YEH, A. YARIV et C. S. HONG, « Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 67, no. 4 (1977) p. 423–438.
- [Zoor00] M. E. ZOOROB, M. D. B. CHARLTON, G. J. PARKER, J. J. BAUMBERG et M. C. NETTI, « Complete photonic bandgaps in 12-fold symmetric quasicrystals », *Nature*, vol. 404, no. 6779 (2000) p. 740–743.

Abstract

The aim of this work is the elaboration and the study of photonic bandgap microstructures using nanoporous silicon.

We consider first planar microstructures like microcavities, and we study their influence on the angular and spatial distribution of the photoluminescence of the material. It appears that it is necessary to control the propagation of light in the plane of the structure.

For this reason, we try to favour the lateral propagation, thanks to a vertical structuration of the optical index, and we study the guiding in two kinds of structures, using either a conventional guiding by total internal reflection, or a guiding by Bragg reflection. We also suggest a numerical method based on the standard transfer-matrix method, that allows the calculation of the attenuation of the power guided in the plane.

Then we use a holographic process demonstrated by previous works, in order to obtain a lateral structuration of the optical index, and we study its effects on the guided light. The transmittance, measured on a multimode waveguide using white light, shows several stopbands, which are attributed to diagonal and off-diagonal couplings. The comparison of these measurements and the coupled-mode theory allows us to give a map of the optical index of the structure. It appears a strong birefringence in regions that were illuminated during the holographic process, giving rise to a stronger decrease of the extraordinary index ($\Delta n = -0.4$) than the ordinary index ($\Delta n = -0.22$). With a period of 450 nm, these values of index contrast are promising, but the effective depth on which the index is modulated, only 0.5 μm , is quite low.

Keywords: nanoporous silicon, photonic bandgap materials, guided optics, holographic gratings, Bragg gratings.

Résumé

Ce travail est consacré à la réalisation et à l'étude de microstructures à bande interdite photonique à base de silicium nanoporeux.

Nous commençons notre étude par des structures planaires de type microcavité, dont nous caractérisons l'influence sur la photoluminescence du matériau, en termes de redistribution spectrale et angulaire. Il apparaît très vite la nécessité de contrôler la propagation de la lumière dans le plan de la structure.

Aussi, nous cherchons d'abord à favoriser la propagation latérale au moyen d'une structuration verticale de l'indice, et nous étudions le guidage au moyen de deux types de structures, exploitant soit à un guidage conventionnel par réflexion totale interne, soit à un guidage par réflexion de Bragg. À cette occasion, nous proposons une méthode numérique basée sur le formalisme des matrices de transfert, permettant de calculer l'atténuation de la puissance transportée dans le plan.

Par la suite, nous mettons à profit le procédé holographique de structuration d'indice démontré par des travaux antérieurs et étudions son influence sur la lumière guidée. La transmission, mesurée en lumière blanche sur un guide multimode révèle de multiples bandes interdites que nous interprétons en termes de couplages diagonaux et non diagonaux. La confrontation des mesures avec une modélisation par la méthode des modes couplés nous permet d'établir une carte d'indice de notre structure. Il apparaît une biréfringence marquée dans les régions insolées par le procédé holographique, caractérisées par une diminution deux fois plus importante de l'indice extraordinaire ($\Delta n = -0,4$) que de l'indice ordinaire ($\Delta n = -0,22$). Avec une période de 450 nm, ces valeurs de contraste sont encourageantes, mais le bilan est plus mitigé concernant la profondeur effective sur laquelle l'indice est modulé, de l'ordre de seulement 0,5 μm .

Mots-clés : silicium nanoporeux, matériaux à bande interdite photonique, optique guidée, réseaux holographiques, réseaux de Bragg.