

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Ecole Centrale de Lyon

présentée et soutenue publiquement le 27 Novembre 2009

par

Fabien MANDORLO

Ingénieur ECL

Etude et réalisation de liens optiques hétérogènes à base de semiconducteurs III-V reportés sur Silicium

Composition du jury

<i>Directeur de thèse :</i>	VIKTOROVITCH, Pierre	Directeur de Recherche CNRS
<i>Rapporteurs :</i>	VIVIEN, Laurent	Chargé de Recherche CNRS (HDR)
	PARRIAUX, Olivier	Professeur
<i>Examineurs :</i>	FEDELI, Jean-Marc	Ingénieur CEA
	ROJO ROMEO, Pedro	Maître de Conférences
	PAVESI, Lorenzo	Professeur

Personnes habilitées à diriger des recherches à l'Ecole Centrale de Lyon



ECOLE CENTRALE DE LYON

DIRECTION DE LA RECHERCHE

Nom-Prénom	Corps/grade	Laboratoire (à défaut département ECL)	Etablissement
AURIOL Philippe	Professeur	AMPERE	ECL
BAILLY Christophe	Professeur	LMFA	ECL
BENAYOUN Stéphane	Professeur	LTDS	ECL
BEROUAL Abderrahmane	Professeur	AMPERE	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BURET François	Maître de conférences	AMPERE	ECL
CALLARD Anne-Ségolène	Maître de conférences	INL	ECL
CAMBON Claude	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBOU Bernard	Professeur	LTDS	ECL
CARRIERE Philippe	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	Professeur émérite	LMFA	ECL
CHEN Liming	Professeur	LIRIS	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	Maître de conférences	INL	ECL
COMTE-BELLOT geneviève	Professeur émérite	LMFA	ECL
COQUILLET Bernard	Maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	Maître de conférences	LTDS	ECL
DAVID Bertrand	Professeur	ICTT	ECL
FERRAND Pascal	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
FOUVRY Siegfried	Chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GAFFIOT Frédéric	Professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	Maître de conférences	INL	ECL
GALLAND Marie-Annick	Maître de conférences	LMFA	ECL
GARRIGUES Michel	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	Professeur émérite	LTDS	ECL
GODEFERD Fabien	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GUERRET Chrystelle	Chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL

Suite sur la page suivante

Nom-Prénom	Corps/grade	Laboratoire (à défaut département ECL)	Etablissement
GUIRALDENQ Pierre	Professeur émérite	DER STMS	ECL
HELLOUIN Yves	Maître de conférences	DER EEA	ECL
HENRY Daniel	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	PAST	LTDS	ECL
HOLLINGER Guy	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
ICHCHOU Mohamed	Maître de conférences	LTDS	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	Professeur	LMFA	ECL
JEZEQUEL Louis	Professeur	LTDS	ECL
JOSEPH Jacques	Professeur	INL	ECL
JUVE Daniel	Professeur	LMFA	ECL
JUVE Denyse	Ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRAWCZYK Stanislas	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LE BOT Alain	Chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE HELLEY Michel	Professeur	DER EEA	ECL
LE RIBAULT Catherine	Chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	Professeur	LMFA	ECL
LOHEAC Jean-Pierre	Maître de conférences	ICJ	ECL
LOUBET Jean-Luc	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAITRE Jean-François	Professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	Professeur	ICJ	ECL
MARTELET Claude	Professeur	AMPERE	ECL
MARTIN Jean-Michel	Professeur	LTDS	ECL
MARTIN Jean-René	Professeur émérite	INL	ECL
MATHIA Thomas	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	Professeur	LTDS	ECL
MOUSSAOUI Mohand	Professeur	ICJ	ECL
MUSY François	Maître de conférences	ICJ	ECL
NICOLAS Alain	Professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
O'CONNOR Ian	Maître de conférences	INL	ECL
PERKINS Richard	Professeur	LMFA	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	Maître de conférences	LTDS	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	Professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	Professeur	INL	ECL
ROGER Michel	Professeur	LMFA	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	Professeur	ICJ	ECL
SALVIA Michelle	Maître de conférences	LTDS	ECL
SCOTT Julian	Professeur	LMFA	ECL
SEASSAL Christian	Chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SHAO Liang	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIDOROFF François	Professeur	LTDS	ECL
SIMOENS Serge	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	Chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SINOUE Jean-Jacques	Maître de conférences	LTDS	ECL
SOUTEYRAND Eliane	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
STREMSDOERFER Guy	Professeur	LTDS	ECL
TARDY Jacques	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	Professeur	AMPERE	ECL
THOUVEREZ Fabrice	Professeur	LTDS	ECL
TREBINJAC Isabelle	Maître de conférences	LMFA	ECL
TREHEUX Daniel	Professeur	LTDS	ECL

Suite sur la page suivante

Nom-Prénom	Corps/grade	Laboratoire (à défaut département ECL)	Etablissement
VANNES André-Bernard	Professeur émérite	LTDS	ECL
VIKTOROVITCH Pierre	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VINCENT Léo	Professeur	DER STMS	ECL
VOLLAIRE Christian	Maître de conférences	AMPERE	ECL
ZINE Abdel-Malek	Maître de conférences	ICJ	ECL



"Il faut comprendre comment fonctionnent les choses. Un troll doit être curieux de tout, même quand ça ne se mange pas."

(Troll de Troy, Arleston & Mourier)

Remerciements

Voici venu le temps de coucher les derniers mots pour clore cet épisode de ma vie. Voici aussi venu celui de tourner la page et de continuer à parcourir le chemin de la recherche. Cette fois, c'est avec un riche bagage que je prends ce nouveau départ. Par certains côtés, ce sera une continuité, dans cette quête de la compréhension du monde qui nous entoure. Par d'autres, de nouveaux horizons à découvrir, avec, désormais, une solide expérience transmise par ceux qui m'ont entouré.

Ceux qui ont compté ont été si nombreux qu'il m'a été difficile d'écrire ces derniers mots sans oublier personne, ou certaines anecdotes que j'ai pu vivre à leurs côtés. Qu'ils ont pu avoir du mal à venir, ces derniers mots ! J'espère n'avoir oublié personne !

Alors, bien sûr, je commencerai par remercier Guy Hollinger, directeur du LEOM, puis de l'INL, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, dans une équipe dynamique. De même, cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans l'implication de Jean Marc Fedeli du CEA-LETI. Et puis, pour son sens critique particulièrement aigü, il y a aussi mon directeur de thèse, Pierre Viktorovitch, dit "Totor" pour les intimes. Encore que " τ_{tor} " serait peut-être plus adapté, tant la durée de vie de ses remarques est grande !

Bien sûr, Pedro a joué un rôle essentiel dans ces travaux de thèses. Plus qu'un modèle, c'est un peu un "père scientifique", le premier exemple du chercheur accompli qui me vienne à l'esprit. Jamais à court d'idées, volontaire pour participer à différents projets, j'ai encore bien du mal à réaliser comment tu parviens à avoir autant d'activités de recherche et d'enseignement tout en n'omettant pas le côté culturel, entre lectures, photo, cinéphilie, voyages... Combien de fois j'ai pu apprécier de discuter de nos nouvelles idées, ton esprit toujours aussi prolifique et voir les solutions se dessiner en échangeant nos points de vues. J'espère vraiment que je me montrerai aussi inspiré que toi dans ma carrière de chercheur, avec un sens physique aussi bon. Ces discussions, souvent "de fin de journée", nous les avons aussi souvent partagées avec un autre acolyte, Xavier. Que j'ai pu m'amuser à lui poser des "questions débiles", qui finalement, je l'espère, ne l'ont pas été tant que ça ! Enfin, il y a aussi ses petites démonstrations "de la mort"... en deux lignes, deux équations, un petit Δ_{truc} qu'on relie en deux secondes à Δ_{machin} , et hop, le tour est joué, c'était tout simple. Ces quelques raisonnements, c'est un peu comme un retour en prépa... avec les mains, on sent les choses, reste à montrer simplement qu'on a raison, et à ce petit jeu, je reconnais que j'ai tendance à systématiquement repartir en me disant "mais c'est bien sûr !". Et puis, il y a aussi Régis, toujours discret, mais avec des idées intéressantes, le souci de l'exactitude. Le plus drôle, c'est que nous avons souvent pris des problèmes par des bouts différents, et ce sont nos longues discussions devant de nombreux gribouillis sur un tableau complètement recouvert de grigris qui ont fait converger nos analyses. Que c'est bon, ces moments de réflexion !

Bien sûr, il y a aussi Michel Garrigues, véritable Géo Trouvetou et Touchatou. C'est à chaque fois tellement instructif de converser avec toi ! Combien de futilités scientifiques au regard de l'électronique j'ai pu apprendre de ta part, et combien de fois la physique qui s'y cachait était inattendue ! Lorsqu'on est curieux, c'est vraiment un réel plaisir que d'apprendre sur tout et n'importe quoi, de la richesses de tes nombreuses expériences dans tous les domaines.

Que dire aussi de l'équipe en place ? Plein de compliments, aussi bien pour les personnels scientifiques avec qui j'ai eu à résoudre et comprendre des phénomènes physiques, que pour l'équipe technique autour des activités de la salle blanche. Sans vous, Pierre et Radeck, il est certain que les résultats scientifiques seraient bien moindres. Vous êtes les garants de nos productions scientifiques, et ceux qu'on a tendance à oublier. Alors, cette fois, vous aurez une bonne place, car elle se justifie ! Grâce à vous, les moyens dont on dispose sont rapidement réparés en cas de panne, et vous êtes toujours à l'écoute de nos besoins de chercheur. Et puis, il y a aussi le soutien de Laurent pour les

soucis informatiques : je le sais bien, tu n'as pas le temps de chômer avec l'administration de nos clusters de calculs. Sans eux, on ne pourrait pas éprouver nos idées, alors tu n'imagines pas à quel point tu es essentiel pour mettre au point nos composants "de demain" et laisser libre court à notre imagination.

Et puis, en plus de l'équipe "composant" (Xavier, Pedro, Pierre, Ali...), de celle du "système" (Fabien "FMI", David, Ian...), il y a aussi les nombreuses personnes (parfois les mêmes d'ailleurs) qui enseignent à l'Ecole Centrale et qui m'ont donné les ficelles du métier. Parmi ces gens là, il y a surtout Fabien, David, Claude et Jean-Paul qui m'ont ouvert les yeux sur des détails pédagogiques. L'enseignement est aussi une activité à part entière, à mon sens une des plus nobles. Quel dommage que nos étudiants ne soient pas un peu plus curieux des choses ! Mais bon, ne nous plaignons pas, ils ont aussi d'autres qualités. J'espère simplement trouver le juste équilibre entre la recherche et l'enseignement.

Viennent bien sûr les habitants du bâtiment F7 vivant à différentes altitudes. Certains dans les hautes sphères du quatrième étage, d'autres, plus près du sol, au rez de chaussée : les uns pour les soucis de caractérisation, d'autres pour fournir du matériau...

J'aurais aussi voulu remercier ceux qui sont déjà repartis, thésards pour certains, ingénieurs de recherche pour d'autres. Parmi eux, il y aura bien sûr Romain pour son sérieux : je suis certain que tu aurais pu passer une thèse, que tu en avais toutes les qualités ! Il y a eu aussi Salim, parti pour Grenoble. Evidemment, je ne pourrais omettre Lydie, devenue une amie après m'avoir supporté : la cohabitation n'a pas toujours été facile, mais j'en redemande ! J'ai beaucoup aimé travailler dans ce même bureau (désormais plus "maudit"), et j'ai tellement apprécié nos échanges. J'espère vraiment que nous aurons l'occasion de travailler ensemble, tout comme avec Pat. Ha là là, ce Patrick... trop gentil ! Mais lui aussi, c'est bien plus qu'un simple colocataire de bureau.

J'ai aussi apprécié les membres du jury, pour la discussion que nous avons pu mener, mais aussi pour celles que j'ai pu avoir en d'autres circonstances, comme lors de conférences.

En dehors du contexte du laboratoire, et de la vie scientifique, il me faut aussi mentionner ma famille, mon frère et sa copine, pour leur soutien, leur patience. Combien de fois je ne vous ai pas ménagés ? Combien de fois je vous ai fait passer au second plan alors même que vous répondiez toujours présents ! Plus fraîchement entrée dans ma vie, il y a aussi Marie Laure : alors même que je ne m'y attendais pas, j'ai croisé ton chemin. Nous n'en sommes qu'au balbutiement de notre relation, mais je la sens prometteuse. Enfin, de là haut, grand mère, j'espère que tu es fière de voir tes petits fils avancer dans leurs études, toi qui n'a pas pu en faire et que la vie n'a pas épargnée.

Quand bien même j'aurais oublié quelqu'un, encore merci à tous ceux et celles avec qui j'ai échangé et partagé de bons moments pendant ces quatre années ! Si je suis docteur, c'est aussi grâce à vous tous !

Résumé

Afin de poursuivre la croissance imposée par la loi de Moore, les circuits numériques deviennent de plus en plus parallèles, avec un nombre important d'unités de calcul distinctes. L'utilisation de l'optique peut s'avérer intéressante pour leur assurer une bande passante élevée. Au contraire, les liens traditionnels (électriques) commencent à montrer leurs limites en terme de consommation par unité d'information échangée.

Dans un tel contexte, il est alors nécessaire de développer des interconnexions optiques dont les procédés de fabrication restent compatibles avec le standard CMOS. Si le transport de la lumière est aisé à obtenir au voisinage de $1.55 \mu m$ avec le couple Silicium/Silice, l'obtention de sources LASER est nettement plus difficile puisque le silicium (gap indirect) ne permet pas de réaliser le gain optique requis. Une solution consiste alors à reporter par collage moléculaire des vignettes de composés à base de semi-conducteurs III-V.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons uniquement à une source bien particulière, basée sur les modes de galerie (WGM) dans les résonateurs à symétrie circulaire, de quelques micromètres de rayon. Nous verrons comment tirer profit des éléments a priori perturbateurs que sont les contacts électriques (absorbants) de sorte à diminuer le seuil LASER. La mise en place d'un modèle semi-analytique permet d'obtenir un dimensionnement ultra-rapide de la source monolithique obtenue, en optimisant la géométrie et la position des électrodes de contact.

La collection de la lumière dans un guide par couplage évanescent donne lieu à de complexes interactions. Là encore, une modélisation à partir de la théorie des modes couplés a permis d'en comprendre les rouages, et d'en tirer profit. Le guide lui-même peut alors servir à favoriser une seule et unique longueur d'onde d'émission. Avec des éléments actifs situés à proximité de ces guides, on peut même obtenir une source ultra-compacte et modulable dont on contrôle la longueur d'onde d'émission par un élément extérieur au LASER.

La dernière partie de cette thèse fournit des résultats expérimentaux, obtenus avec une chaîne "pilote" sur des wafers 200 mm (CEA LETI) en se limitant à des procédés CMOS. On démontre donc la faisabilité des sources proposées dans les chapitres précédents ainsi que la possibilité de les intégrer dans un lien optique complet (source, routage et détection).

Abstract

To follow the evolution imposed by Moore's law, digital circuits are becoming more and more parallelized with a large number of independent computational units. Optics may be used to provide them the necessary very high bandwidth, as traditional electrical links begin to suffer from their high consumption per transferred bit.

In such cases, developing CMOS compatible optical interconnects can be necessary. If light transport around wavelength $1.55 \mu m$ is quite easily obtained thanks to the Silicon/Silica couple, obtaining laser sources is much more difficult because silicon (indirect gap) can not be used to provide optical gain. An alternate solution consists in using molecular bonding of III-V semiconductor based dies onto silicon wafers.

In this thesis, we only focus on a very specific source based on Whispering Gallery Modes (WGM) in resonators with circular symmetry, with a few micrometers radius. We will see how to take advantage of perturbative elements such as the electrical contacts (necessary absorbing) to decrease the lasing

threshold. The use of a semi analytical model provides ultra fast design of these monolithic sources, optimizing the geometry and position of the contacting electrodes.

Light collection in an optical waveguide by evanescent coupling to the source leads to complex interactions. Modelling them from Coupled Mode Theory demonstrates how it works, and how to take advantage of them to control the lasing wavelength. The optical waveguide itself can then be used to promote a single wavelength emission. Laying out active elements around the collecting waveguide, one can get modulated and ultra-compact sources for wavelength tuning or mode hopping applications, with an external active control.

The last part of this thesis provides experimental results obtained with a 200 mm pilot line at CEA-LETI, using CMOS compatible processes. Feasibility of the sources suggested in the previous chapters is demonstrated with their integration in a complete optical link (source, routing and detection).

Table des matières

Personnes habilitées à diriger des recherches à l'Ecole Centrale de Lyon	3
Citation	7
Remerciements	9
Résumé - Abstract	11
Table des matières	17
Notations et constantes	19
Introduction	23
1 Vers l'optique intégrée	25
1.1 Les limitations de la micro-électronique	25
1.1.1 Une course qui a trouvé ses premières limites en 2005	25
1.1.2 La parallélisation : une solution pour augmenter les performances ?	26
1.2 Interconnexions électriques ou optiques ?	28
1.2.1 Des interconnexions sur des distances très variées	28
1.2.2 Architecture générale des interconnexions	30
1.2.3 Comparaison des bandes passantes	31
1.2.4 Comparaison des latences	32
1.2.5 Comparaison de la consommation	33
1.3 Architecture et circuits mixtes compatibles CMOS	34
1.3.1 Différentes façons de cohabiter	34
1.3.2 Les sources optiques	35
1.3.2.1 Exemples de micro-LASERs pompés électriquement	35
1.3.2.2 De la source de photons au signal numérique	37
1.3.3 Le transport optique de l'information	38
1.3.4 Les photo-détecteurs	40
1.4 Cadre des travaux de cette thèse	41
2 Le LASER à modes de galerie pompé électriquement	43
2.1 Le résonateur à disque	43
2.1.1 Propriétés générales des cavités résonantes : pertes et facteurs de qualité	43
2.1.2 Le mode de galerie	44
2.1.3 Le micro-disque pompé électriquement	45
2.1.4 Sources de pertes	46
2.1.5 L'outil numérique	46
2.1.6 Facteurs de qualités, propriétés spectrales et rayon effectif	48
2.2 Modélisation du champ en 3D	49
2.2.1 Objectifs et méthodologie	49
2.2.2 Equations de Maxwell	50
2.2.3 Hypothèses et conditions aux limites	50

2.2.4	Conditions de continuité aux interfaces	51
2.2.4.1	Interfaces supérieure et inférieure : ordre vertical	51
2.2.4.2	Interface latérale : ordre radial et longueur d'onde	53
2.2.5	Expression analytique finale du mode de galerie et relation avec les modèles 2D	54
2.2.6	Confrontation avec la FDTD 3D	55
2.2.6.1	Confinement vertical	55
2.2.6.2	Distribution dans le plan du disque	57
2.2.6.3	Propriétés spectrales	58
2.2.7	Conclusion	58
2.3	Pertes induites par les contacts	58
2.3.1	Le contact supérieur	59
2.3.1.1	Modélisation : méthode perturbative	60
2.3.1.2	Comparaison du modèle avec la FDTD et rayon effectif	61
2.3.1.3	Simplification du modèle pour les modes (0,m,n)	62
2.3.1.4	Exemple de dimensionnement	63
2.3.1.5	Contact supérieur et sélection de modes	63
2.3.1.6	Limitations de notre modèle	65
2.3.2	Le contact inférieur	65
2.3.2.1	Pertes induites par le slab et sélectivité	65
2.3.2.2	Interaction avec le contact supérieur	66
2.3.2.3	Forme du slab	67
2.4	Stratégie d'injection : à mi-chemin entre le disque et l'anneau	69
2.4.1	Comparaison des distributions spatiales avec la FDTD	71
2.4.2	Propriétés spectrales	71
2.4.3	La solution ultime : plus de Tab	72
2.5	Conclusion	73
3	Couplage et sélection de mode	75
3.1	Résonateurs circulaires et sélection de mode	76
3.1.1	Ordres (l,m,n) et relation avec la géométrie de la cavité	76
3.1.2	Réduction de la compétition modale	76
3.1.2.1	Ordre vertical et épaisseur de la membrane formée par le milieu à gain	77
3.1.2.2	Ordre azimutal et interaction avec un élément extérieur	78
3.2	Modélisation du couplage entre le résonateur et un guide droit	78
3.2.1	Couplage entre deux guides droits et théorie des modes couplés	78
3.2.2	Application de la théorie des modes couplés et diaphonie	79
3.2.3	Expression générale des pertes de couplage pour un mode de galerie	80
3.2.4	Etude du couplage en fonction de la distance guide-disque	82
3.2.5	Etude du couplage en fonction de la position du guide sous le disque	83
3.2.5.1	Adaptation du couplage guide-guide pour le couplage guide-disque	83
3.2.5.2	Modélisation du couplage avec un seul guide optique	85
3.2.5.3	Résultats de la modélisation pour un disque de 4 micromètres de rayon	85
3.2.5.4	Confrontation avec la FDTD 3D et pertes diffractées	87
3.2.5.5	Cas des petits disques	88
3.2.6	Conclusion	90
3.3	Résonateur couplé à une pseudo-cavité passive	90
3.3.1	Modélisation par la théorie des modes couplés	91
3.3.2	Validation par la FDTD et optimisation pour isoler une résonance particulière	93
3.3.3	Dimensionnement en fonction des propriétés désirées	94
3.3.3.1	Définition du pseudo FSR de la cavité passive	94
3.3.3.2	Distribution et propriétés des résonances	95
3.3.3.3	Périodicité des conditions de phase	96
3.3.4	Robustesse, tolérance aux erreurs d'alignement	99
3.3.4.1	Tolérance et dissymétrie du couplage	99

3.3.4.2	Tolérance sur la taille de la boucle extérieure	99
3.4	Dispositif à collection de la lumière dans un seul guide à base de cavité passive	100
3.4.1	Présentation du dispositif et propriétés	100
3.4.2	Particularités pour les modes propagatifs et stationnaires	100
3.4.3	Stabilisation de la phase pour les modes stationnaires	101
3.4.4	Contrôle actif des conditions de phase	103
3.4.4.1	Hypothèses générales	103
3.4.4.2	Fonctionnement en sauts de modes	104
3.4.4.3	Correction de la longueur d'onde LASER	105
3.4.5	Améliorations et modulation	107
3.5	Conclusion	108
4	Fabrication de micro-LASERs : vers des procédés compatibles CMOS	109
4.1	Fabrication d'un lien optique : lignes directrices	109
4.1.1	Présentation des étapes	109
4.1.2	Arbre d'alignement	111
4.1.3	Cas du lien optique complet	112
4.1.4	Bilan thermique	113
4.2	Description des principales étapes de fabrication	113
4.2.1	Le collage moléculaire de vignettes d'InP sur silicium	113
4.2.2	La structure III-V	113
4.2.2.1	Epitaxies utilisées	113
4.2.2.2	La gravure partielle de l'InP : une étape décisive	115
4.2.2.3	La diode PIN verticale et la jonction tunnel	116
4.2.3	Injection électrique et contacts métalliques	116
4.2.3.1	Les métaux classiquement disponibles en CMOS	116
4.2.3.2	Contacts ohmiques sur InP	116
4.2.4	Une alternative au contact métallique : l'ITO	117
4.2.4.1	Propriétés connues de l'ITO	118
4.2.4.2	Fabrication de motifs en ITO	118
4.2.4.3	Propriétés optiques et influence du recuit	119
4.2.5	L'encapsulation	120
4.3	Premiers résultats expérimentaux (INL)	121
4.3.1	Procédés de fabrication mis en œuvre	121
4.3.2	Caractérisations en cours de fabrication	123
4.3.3	Caractérisations électro-optiques	124
4.3.3.1	Description du banc de mesures	124
4.3.3.2	Mesures électriques	125
4.3.3.3	Propriétés optiques et identification des modes	126
4.3.4	Conclusion sur les échantillons réalisés à l'INL	127
4.4	Résultats expérimentaux avec des wafers 200 mm et des procédés CMOS (LETI)	128
4.4.1	Description du lot utilisé	128
4.4.2	Influence de la verticalité de la gravure sur le facteur de qualité	129
4.4.3	Mesures électriques sur le wafer	130
4.4.4	Caractérisations optiques	130
4.4.5	Conclusion pour le lot issu du LETI	132
4.5	Conclusion	132
	Conclusion et perspectives	133
A	Résolution de l'équation de d'Alembert dans un DLHI	137
A.1	Mise en équation	137
A.2	Résolution du système vectoriel	137
A.3	Vecteur de Poynting	138

B	Algorithme calculant la longueur d'onde de résonance : principe et applications	139
B.1	Présentation de l'algorithme	139
B.1.1	Principe	139
B.1.2	Performances	140
B.1.3	Améliorations	141
B.2	Analyse spectrale d'un micro-disque	141
B.2.1	Résultat d'un post-traitement	141
B.2.2	Généralisation du FSR	141
B.2.3	Relation entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase	143
B.3	Rayon effectif et distribution radiale des modes TE(0,m,0)	144
C	Photoluminescence (PL) et bilan thermique	147
C.1	Contexte et structure étudiée	147
C.1.1	Motivations	147
C.1.2	Paramètres mesurés	147
C.1.3	Structure épitaxiée C109	148
C.2	Mesures et observations pour les recuits de longue durée	148
C.2.1	Observations au microscope	148
C.2.2	Mesures en photoluminescence	150
C.2.3	Conclusion partielle	151
C.3	Mesures et observations pour les recuits de courte durée	151
C.3.1	Observations au microscope	151
C.3.2	Mesures en photoluminescence	151
C.4	Conclusion	152
D	Procédés technologiques utilisés (INL)	153
D.1	Cinétique de dépôt et de gravure de l'ITO	153
D.1.1	Dépôt par pulvérisation cathodique (sputtering)	153
D.1.2	Mesure rapide de l'indice optique	154
D.1.2.1	Conditions de mesures	154
D.1.2.2	Algorithme et résultats	154
D.1.3	Cinétique de gravure par RIE	156
D.1.4	Conclusion	156
D.2	Utilisation du BCB 3022-35	156
D.2.1	Indices optiques	157
D.2.2	Paramètres de lithographie et de RIE	157
D.2.3	Influence du recuit du BCB	158
D.2.3.1	Préparation de 4 échantillons à différents degrés de polymérisation	158
D.2.3.2	Réalisation de plots métalliques par lift-off	158
D.2.3.3	Résultats : adhésion du titane et du nickel	159
D.2.3.4	Mesures de l'épaisseur de BCB déposée et rugosité	160
D.2.3.5	Conclusion	160
D.3	Réalisation de micro-disques encapsulés dans du BCB	160
D.3.1	Utilisation successive de masques durs en Ni pour ouvrir les contacts	160
D.3.1.1	Description des étapes	161
D.3.1.2	Observations et conséquences	161
D.3.2	Utilisation de l'ITO comme contact supérieur et masque dur	162
D.3.2.1	Description des étapes	162
D.3.2.2	Importance du recuit de contact avant encapsulation	163
D.3.2.3	Fabrication complète	164
D.3.3	Conclusion concernant l'utilisation du BCB	166
D.4	Jeu de masques utilisés à l'INL (et dans le premier lot du LETI)	167
D.4.1	Description du masque	167
D.4.2	Contrôle dimensionnel	169

D.4.3	Contrôle de la lithographie	169
D.4.4	Contrôle fonctionnel	169
	Table des figures	174
	Liste des tableaux	176
	Références bibliographiques	177
	Production scientifique	187
	Autorisation de soutenance	189

Notations et constantes

Acronymes

III-V	Référence aux éléments des colonnes 3 et 5 de la table de Mendeleïev
AWG	Arrayed Waveguide Grating
BER	Bit Error Rate (taux d'erreurs sur la valeur d'un bit)
CBE	Chemical Beam Epitaxy
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CMP	Chemical Mechanical Polishing
CPU	Central Processing Unit (processeur par abus)
CVD	Chemical Vapor Deposition (dépôt en phase vapeur)
DLHI	milieu Diélectrique Linéaire Homogène Isotrope
DUV	Deep UV (pour la lithographie)
DVFS tensions)	Dynamic Voltage and Frequency Scaling (Changement dynamique des fréquences et des
ECR	Electron-Cyclotron Resonance
FDTD	Finite Difference Time Domain
FLOP	FLOating Point operations per second
FSR	Free Spectral Range
GPGPU	General-Purpose Processing on Graphics Processing Units
GPU	Graphical Processor Unit (processeur graphique, par extension de CPU)
ITO	Indium Tin Oxyde
LAN	Local Area Network (Réseau local)
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MMI	Multi Mode Interferometer
MSM	Structure "Metal, Semi-conducteur, Métal" (pour des photodétecteurs)
NID	Non Intentionnellement Dopé
PDP	Power Delay Product (produit latence-puissance)
PIC	Photonic Integrated Circuit
PIN	Structure "contact dopé P, Isolant, contact dopé N" (pour des diodes)
PML	Perfectly matched layer (matériau artificiel de forte absorption)
RTA	Rapid Thermal Annealing (Recuit rapide)
SDK	Software Developpement Kit (kit de développement logiciel)
SMT	Simultaneous Multi Threading
SNR	Signal Noise Ratio (rapport signal sur bruit)
SOI	Silicon On Insulator
S-MRTD	Multi-Resolution Time Domain with Scaling Functions
TDP	Thermal Design Power (enveloppe thermique maximale)
TE	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
WAN	Wide Area Network (réseau à grande échelle)
WDM	Wavelength Division Multiplexing (multiplexage en longueur d'onde)

Anglicismes

Crosstalk		Diaphonie
Fit	Interpolation de points par une fonction dont on optimise les paramètres	
Heater		Élément résistif dont on utilise l'effet Joule
Lift-Off	Soulèvement (technique de dépôt de matériaux par sous-gravure chimique)	
Slab		Surface finie d'un matériau de très faible épaisseur
Wafer	Galette de silicium pur servant de support mécanique aux circuits électroniques	

Relations entre grandeurs scalaires

A est proportionnel à B	$A \propto B$
A est proche de B	$A \approx B$
A est au premier ordre inférieur ou égal à B	$A \lesssim B$
A est au premier ordre supérieur ou égal à B	$A \gtrsim B$
A est de l'ordre de x	$A \sim x$
A est très supérieur à B	$A \gg B$
A est très inférieur à B	$A \ll B$
A vaut a modulo B	$A = a [B]$
Valeur moyenne de la fonction f(t) par rapport à t	$\langle f(t) \rangle_t$

Relations associées aux vecteurs

Produit scalaire de \vec{a} et \vec{b}	$\vec{a} \cdot \vec{b}$
Produit vectoriel de \vec{a} et \vec{b}	$\vec{a} \wedge \vec{b}$

Notations associées à l'électromagnétisme

Champ électrique [$V.m^{-1}$]	\vec{E}
Champ magnétique [T]	\vec{B}
Déplacement [$coul.m^{-2}$]	\vec{D}
Excitation magnétique [$A.m^{-1}$]	\vec{H}

Notations associées à l'optique

Carré du coefficient de corrélation linéaire	R^2
Constante de propagation associée dans un milieu d'indice n	$\beta = n \cdot k$
Constante d'absorption du matériau du contact	α_0
Fréquence	f
Facteur de qualité	$Q = \omega \cdot \tau$
Indice effectif d'un plan infini en mode TE (ordre à préciser)	n_{eff}
Indice modal	n_{eff}^m
Indice optique du milieu ambiant	n_{amb}
Indice optique moyen du disque	n_{disk}
Indice optique du matériau du contact	n_c
Indice modal	n_{eff}^m
Longueur d'onde dans le vide	λ
Mode de galerie d'ordre radial l , azimutal m et vertical n	(l, m, n)
Mode de galerie sans ordre vertical ni radial	(m)
Nombre d'onde dans le vide	$k = 2 \cdot \pi / \lambda$
Rayon effectif au maximum de champ	R_{eff}
Taux de pertes	τ^{-1}

Taux de pertes intrinsèques	τ_0^{-1}
Taux de pertes dans le slab	τ_s^{-1}
Taux de pertes par couplage à un guide	τ_g^{-1}
Taux de pertes dans les contacts	τ_c^{-1}
Pulsation	$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$

Constantes

Célérité de la lumière dans le vide	$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
Charge élémentaire	$q = 1.60217733 \times 10^{-19} \text{ coul}$
Constante de Planck	$h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = \frac{1}{c^2 \cdot \mu_0} \text{ F.m}^{-1}$

Introduction

L'optique, une alternative aux interconnexions électriques ?

DEPUIS l'apparition des premiers circuits intégrés vers les années 70, les besoins en micro-électronique n'ont cessé de croître. La course à la miniaturisation (plusieurs milliards de transistors sur une même puce) et la montée en fréquence (plusieurs GHz) ont jusqu'à présent permis de suivre la célèbre loi de Moore.

Cependant, malgré les moyens technologiques mis en œuvre, les interconnexions entre les éléments logiques constituent désormais un obstacle sérieux à l'amélioration des performances. Les pistes électriques toujours plus petites assurant des débits toujours plus élevés représentent une part conséquente de la consommation électrique (jusqu'à 30 %).

Au contraire, dans un lien optique, la puissance consommée est très peu dépendante des distances de communication. Les principales sources de consommation interviennent essentiellement lors de la mise en forme du signal tant au niveau de la source LASER que de la photodiode.

Afin de concurrencer les solutions déjà en place en micro-électronique, il est alors nécessaire :

- de satisfaire un débit par unité de surface utilisée élevé. On peut donc se permettre d'utiliser des éléments plus gourmands en occupation surfacique, si leur bande passante est bien meilleure.
- de fournir des solutions "low cost" pour une production en masse. Cela passe obligatoirement par une compatibilité des procédés de fabrication en micro-électronique CMOS.
- d'assurer une consommation avantageuse par rapport au lien électrique, afin d'assurer une enveloppe thermique plus faible.

Elément de base de la micro-électronique, le silicium se prête avantageusement aux applications optiques. Transparent au voisinage de la longueur d'onde $1.55 \mu m$, il peut aisément guider la lumière. Son important contraste d'indice de réfraction (de l'ordre de 2) par rapport à son oxyde (la silice), permet de fabriquer de nombreux éléments résonants de faible taille. Ces derniers peuvent alors servir à rediriger les informations optiques en fonction de la longueur d'onde, avec de très faibles pertes. Des modulateurs [125, 126, 15, 12], des résonateurs faisant office de routeurs [16], des démultiplexeurs pour isoler les longueurs d'onde provenant d'un guide entrant vers différentes sorties [17], ont donc déjà été réalisés. Pour plus de fonctionnalités, certains de ces éléments sont actifs. De même, les travaux autour des photodiodes [18, 19] permettent déjà de travailler avec plusieurs dizaines de GHz : seules les sources présentent en fait de nombreuses difficultés.

Intégration hétérogène, et sources LASERS

Pour fabriquer une source LASER, il est nécessaire de réunir une cavité, un matériau à gain, et de l'énergie pour la pompe. Les dérivés du silicium présentant le plus souvent des gap indirects, ces matériaux ne sont pas bien adaptés à la génération de photons. Au mieux, en utilisant du Germanium dopé et contraint, on peut parvenir à un faible gain vers les 1600 nm []. Au contraire, les matériaux III-V (notamment à base d'InP) sont connus pour leurs propriétés électro-optiques remarquables (fabrication de LEDs, LASERS...), mais n'interviennent pas en micro-électronique CMOS. Cependant, leur fort indice optique (de l'ordre de 1.7) ainsi que la possibilité d'émettre à $1.55 \mu m$, zone de transparence du silicium, les rendent particulièrement intéressants.

Les travaux menés par Intel suggèrent l'utilisation d'une seule source LASER [20], qui serait ensuite modulée [15]. A l'opposé, dans le cadre du projet Européen PICMOS [182], il est proposé de travailler sur des résonateurs de petite taille [127], de consommation plus faible, sans chercher à assurer une

compatibilité totale avec les procédés CMOS. Dans les deux cas, on vient reporter de l'InP (pour le matériau à gain) sur un substrat en silicium.

Objectif de cette thèse

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le programme Européen WADIMOS [183], qui a succédé à PICMOS. Il s'agit d'utiliser plusieurs sources LASER, afin d'interconnecter les blocs IP d'un circuit électronique. La longueur d'onde du signal optique sert à contrôler le routage des informations vers des photo-détecteurs. Ce second projet autour des interconnexions optiques a pour but de concevoir un circuit électro-optique en utilisant une ligne de pilotage de microélectronique sur des wafers 200 *mm*. Mon intervention dans ce projet concerne le design des sources optiques.

L'utilisation de procédés industriels exige d'étudier la compatibilité des matériaux pour venir contacter les sources LASER, et un certain nombre d'étapes doivent être mises au point.

Après avoir présenté dans un chapitre d'introduction les enjeux entre la micro-électronique d'une part, et de la photonique d'autre part, nous allons nous focaliser uniquement sur les sources LASER à base de micro-disque. Nous verrons alors comment on peut placer des éléments perturbateurs comme les contacts (matériaux conducteurs, et donc absorbants) dans le voisinage du résonateur tout en conservant à la fois un faible seuil LASER et une certaine stabilité de la longueur d'onde. L'influence de ces derniers sur les propriétés spectrales sera aussi étudiée à partir de modèles analytiques, confrontés à la simulation.

Dans un troisième chapitre, nous nous intéresserons davantage au problème de la densité spectrale de modes, avec comme objectif de limiter la puissance de pompe. Pour cela, nous prendrons alors en compte les guides qui servent à recueillir la lumière générée, afin de la transmettre au circuit optique. Nous démontrerons alors l'intérêt d'utiliser une pseudo cavité passive, pour aider à la prédiction de la longueur d'onde d'émission du dispositif. Enfin, grâce à un contrôle dynamique de l'indice, nous expliquerons le fonctionnement d'une source LASER accordable en longueur d'onde, pour des applications en saut de modes (passage d'une longueur d'onde à une autre), ou de tuning (ajustement fin de la longueur d'onde).

Suite à ces deux chapitres plutôt théoriques, nous exposerons quelques résultats expérimentaux. Certains échantillons seront issus de l'INL, sans s'assurer une compatibilité totale avec les procédés dits "CMOS". Ceux-ci ont permis de mettre au point des étapes de fabrication. Parallèlement, d'autres composants issus du CEA-LETI (cette fois avec des procédés standards de la micro-électronique) seront aussi présentés.

Chapitre 1

Vers l'optique intégrée

DÉPUIS quelques années, les composants optiques basés autour du silicium suscitent un intérêt croissant, aussi bien pour des applications dans le domaine des télécommunications que pour jouer le rôle d'interconnexion dans les circuits intégrés.

Ce premier chapitre va tenter de mettre en évidence les limitations principales auxquelles la micro-électronique a été confrontée ces dernières années, avec comme objectif de montrer ce que pourrait apporter l'utilisation de l'optique. Nous allons donc brièvement analyser les évolutions de paramètres clefs (consommation, fréquences de fonctionnement...), aussi bien à l'échelle de la puce complète, qu'à une échelle locale, avec une comparaison entre le lien optique et son homologue électrique. Cette étude va présenter l'état de l'art des éléments principaux pour une introduction de l'optique dans les processeurs (ou toute autre unité numérique), en expliquant brièvement leur fonctionnement, leurs avantages et leurs inconvénients. La cohabitation entre la circuiterie électrique et optique sera elle aussi discutée.

Si différents composants intervenant dans la réalisation de circuits optiques sont déjà disponibles (guides optiques, photodétecteurs, éléments de routage de l'information), nous allons alors nous intéresser à un élément particulièrement important et sur lequel des efforts sont encore à réaliser : la source optique, qui constitue le cœur de cette thèse.

1.1 Les limitations de la micro-électronique

1.1.1 Une course qui a trouvé ses premières limites en 2005

S'il est bien un domaine dans lequel la demande n'a cessé de croître, c'est bien celui de la micro-électronique. Toujours plus vite, toujours plus performant, plus miniaturisé et économe en énergie, tels sont les besoins. Alors que le premier processeur x86 vient de fêter ses 30 ans, on ne peut que constater le chemin parcouru : de 4.77 MHz , les machines les plus rapides frôlent, voire dépassent, les 4 GHz avec des systèmes de refroidissement extrêmes, alors que les jeux d'instructions se sont étoffés (SSE, SSE2, 3DNow...) pour prendre en compte les nouveaux besoins dans le multimedia. De quelques 29 000 transistors capables d'adresser 1 Mo de mémoire vive avec le 8086 sorti en 1978, Intel a prévu 730 millions de transistors dans sa structure Nehalem en fin 2008, répartis autour de 4 cœurs (communément dits "cores") fonctionnant en 64 bits. Le grand public devient de plus en plus demandeur d'applications multimedia et d'appareils interactifs les uns avec les autres. Les bandes passantes et les informations échangées deviennent colossales, que ce soit d'un terminal à un autre, ou au sein d'un même circuit intégré pour traiter tous ces flux. Si la montée en fréquence et les améliorations des procédés de fabrication ont permis pendant quelques décennies de répondre à la demande, celles-ci sont désormais confrontées à des soucis de consommation et de dissipation thermique avec un Thermal Design Power¹ (TDP) particulièrement élevé (Fig. 1.1).

Alors que les fréquences des processeurs semblent stagner en 2005 sous les 4 GHz, le passage d'une résolution de fabrication de 130 nm à 90 nm s'annonce bien difficile pour le leader du processeur. La consommation hors norme des Prescott sortis en 2004, dont l'architecture devait profiter des

1. Dissipation thermique maximale d'un processeur, dépendant de la température de l'environnement du processeur.

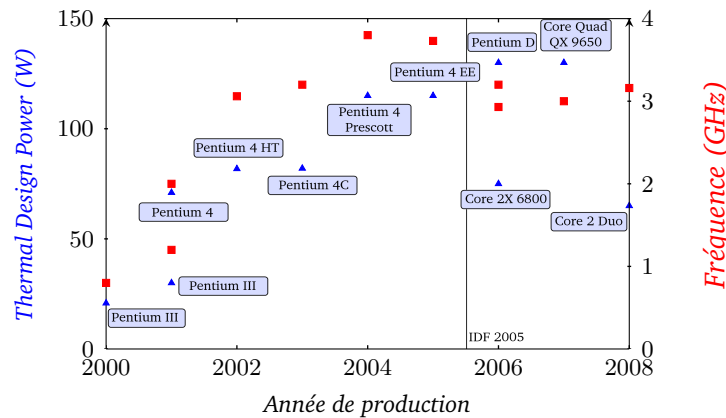


Fig. 1.1 – Évolution de la fréquence et du TDP de processeurs x86 grand public depuis 2000.

hautes fréquences de par leur long pipeline, est vivement critiquée. Celle-ci impose des systèmes de refroidissement actifs généralement bruyants. Devant un tel constat et un concurrent AMD qui propose une alternative plus intéressante avec son Athlon 64, Paul S. Otellini alors PDG d'Intel annonce à l'ouverture de l'Intel Developer Forum (IDF²) de San Francisco en 2005 que le nouveau critère de performance sera désormais le "performance par watt" [82]. Les fréquences sont alors revues à la baisse (Fig. 1.1), ainsi que les TDP, tandis que les performances ne cessent de croître. Les seules exceptions resteront les modèles comportant davantage de cores dans le même socket³, servant davantage de vitrine technologique, comme les premiers Core Quad qui renferment en fait deux cores duo sur une seule puce (technologie 90 nm) ou deux juxtaposées (technologie 65 nm).

Cette même année marque un tournant sur les moyens d'accroître les performances :

"You're going to see Intel combine its R & D innovation, manufacturing and technology leadership with energy-efficient micro-architectures and powerful multicore processors to deliver unique platforms best tailored to individual needs".

Paul S. Otellini, IDF 2005, San Francisco

1.1.2 La parallélisation : une solution pour augmenter les performances ?

Les améliorations reposent aussi bien sur les procédés que sur le choix des architectures. Les premiers processeurs multicores grand public apparaissent pour augmenter les performances dans un environnement de plus en plus multi-tâches : les CPU⁴ comportent de plus en plus d'unités physiques (cores) ou logiques (SMT⁵), puis les jeux d'instructions passent à 64 bits sur toutes les gammes de processeurs, aussi bien chez Intel que AMD. Autre technologie reprise du monde mobile : les fréquences et tensions d'alimentation sont désormais dynamiques (techniques DVFS⁶.) et s'adaptent à l'utilisation. Fin 2008 sera marqué par de nouvelles architectures en quad core natif aussi bien chez AMD (seconde génération) que Intel (Fig. 1.2), tous deux gravés en 45 nm. Chacun de ces cores a nécessairement besoin de communiquer rapidement avec ses voisins, plus ou moins distants.

Pour un algorithme, le gain sur le temps de calcul G_p apporté par la parallélisation, à quantité de cache fixe, est d'ailleurs donné par la loi de Amdahl [83, 21] :

$$G_p = \frac{1}{(1 - P) + P/N} \quad (1.1)$$

avec P la portion de code pouvant être parallélisée, et N le nombre de cores. De cette loi, on peut en déduire qu'accroître le nombre de cores n'a d'intérêt que si le code se prête bien à la parallélisation puisque le gain tend vers $1/(1 - P)$ lorsque N augmente.

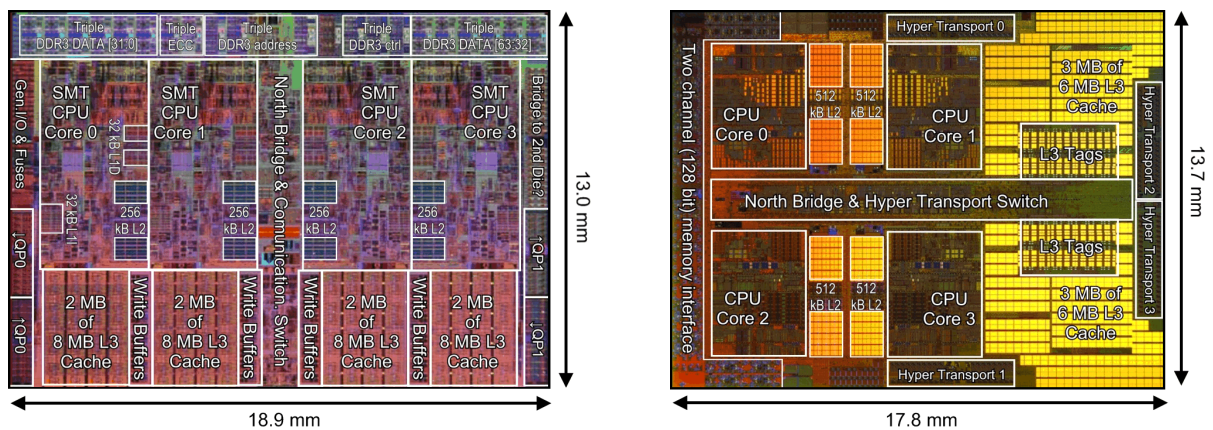
2. Rencontre annuelle mondiale organisée par Intel servant à annoncer les évolutions technologiques.

3. Réceptacle accueillant le processeur sur la carte mère, assurant la tenue mécanique et les contacts électriques.

4. Central Processing Unit : par abus, désigne le processeur.

5. Simultaneous Multi Threading : technique qui consiste à utiliser au mieux le flot d'instructions, apparue en 2003 avec l'architecture Northwood et revenant sur le devant de la scène fin 2008 avec les processeurs Nehalem et low-cost Atom.

6. Dynamic Voltage and Frequency Scaling



(a) Intel Quad Core NEHALEM : 730 millions de transistors, cache L3 de 8 Mo et L2 de 4×256 ko.

(b) AMD Quad Core SHANGAI : 700 millions de transistors, cache L3 de 6 Mo et L2 de 4×512 ko.

Fig. 1.2 – Nouveaux processeurs prévus pour fin 2008 (sources : Intel, AMD, chip-architect.com).

C'est là qu'intervient un second élément venu s'imposer depuis quelques années dans l'architecture informatique : le processeur graphique. Au même titre que les processeurs centraux, on peut les combiner pour travailler de concert (Crossfire chez ATI, SLI chez NVidia), et ainsi accroître les performances globales. Ces puces spécialisées dites GPU⁷ offrent désormais des puissances de calcul telles que des SDK⁸ permettent de les exploiter pour exécuter des codes massivement parallèles, puisque par nature, elles sont constituées d'un grand nombre d'unités élémentaires de calcul (Fig. 1.3). Les systèmes numériques contemporains sont d'ailleurs situés entre ces deux extrêmes.



(a) Le CPU comporte davantage de cache avec un nombre réduit d'unités de calcul (ALU).

(b) Les unités de calcul du GPU sont plus élémentaires mais nettement plus nombreuses, le rendant plus efficace pour certains algorithmes massivement parallèles.

Fig. 1.3 – Organisation générale des CPU et des GPU, soit l'unité de calcul la plus complexe, et celle la plus massivement parallèle.

Désormais, on parle même de GPGPU pour General-Purpose Processing on GPU. Dans leur domaine de prédilection, ces derniers distancent confortablement les processeurs les plus évolués, comme le Xeon X5482, figurant haut de gamme chez Intel. Les GPGPU actuels, comme l'ATI HD3870 X2 (2×320 unités de calcul), peuvent se montrer aussi rapides qu'un cluster de 224 Power G4 cadencés à 1.3 GHz (Fig. 1.4) [74], du moins sur certaines opérations comme le MAC⁹. Ces processeurs s'avèrent particulièrement efficaces sur les calculs scientifiques comme la FDTD¹⁰ [22] ou la S-MRTD¹¹ [23], ou encore le traitement d'images comme dans le domaine médical [75], où ils permettent une réduction des coûts et des délais de traitement. Même les éditeurs de logiciels comme Adobe, à travers Photoshop, s'intéressent sérieusement à l'intégration de tels outils de calcul dans leurs produits. Les sites de CUDA [72] et de GPGPU [76] fourmillent d'exemples d'applications, et à l'image d'Intel qui

7. Graphical Processor Unit : processeur se situant sur les cartes video.

8. Software Developpement Kit : ensemble d'outils de programmation comprenant des classes et fonctions de haut niveau. Il s'agit de "CUDA" [72] chez NVidia et du "Stream Computing" chez son concurrent ATI [73]).

9. Multiply and ACCumulate : instruction qui réalise l'opération $(A \times B + C)$.

10. Finite Diffence Time Domain.

11. Multi-Resolution Time Domain with Scaling Functions.

organise son propre salon bi-annuel (l'IDF), NVidia propose désormais son NVision depuis 2008 [77].

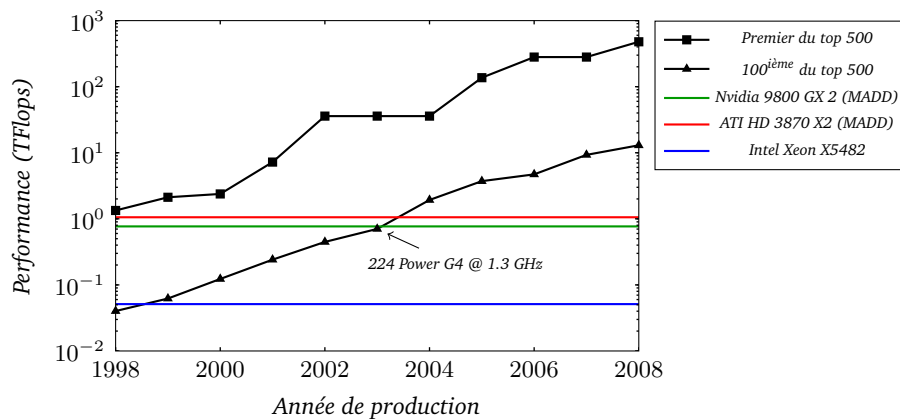


Fig. 1.4 – Comparaison des plus performantes unités de calcul au monde [74] avec les GPGPU et CPU actuels.

D'un coté, avec le CPU, on assiste donc à la mise en place de dispositifs permettant de paralléliser les tâches pour traiter plus efficacement des données, tandis que de l'autre, avec les GPU, on dispose d'unités spécialisées en grand nombre que l'on cherche à diversifier. Pour ces derniers, les TDP actuels présentent une limitation conséquente : la consommation d'une carte video haut de gamme dépasse celle des processeurs, bien qu'elles aient aussi adopté des stratégies d'économie d'énergie. Pour l'anecdote, l'organisme PCI-Sig en charge d'élaborer la norme du PCI-Express (bus servant à ajouter des cartes d'extension sur les ordinateurs) prévoit de pouvoir connecter des éléments pouvant consommer 300 W [78]. Entre les deux, on trouve des processeurs multicores comme le Cell [79], constitué d'un coeur principal et de 8 coeurs plus spécifiques, mis au point conjointement par IBM, Sony et Toshiba et qui équipe par exemple la PlayStation 3 de Sony, des DSP ou des unités de traitement dans les domaines de l'imagerie médicale, de l'aérospatiale ou encore des télécommunications. Selon le géant californien Intel, la convergence passerait par Larrabee, une puce basée exclusivement sur le x86, agrémentée par une unité de calcul vectoriel [24].

Il semble donc qu'on s'oriente vers un système à grand nombre de coeurs, ce qui nécessite des bandes passantes conséquentes pour les interconnecter. Dans le cas du Xeon 5482 d'Intel mentionné dans la figure 1.4, on peut s'attendre à des débits maximums de l'ordre de 50 Gb.s^{-1} entre chacun des 4 coeurs. Il convient donc de transférer des quantités de données d'un point à un autre d'une même puce, sur de longues distances au regard de la résolution de lithographie (Fig. 1.2), ce qui peut se montrer extrêmement énergivore.

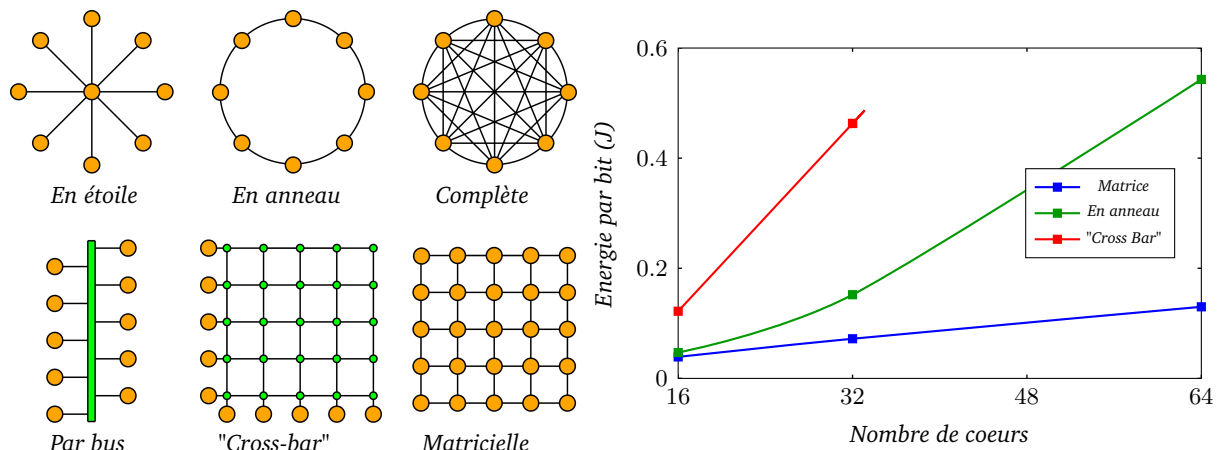
Différentes topologies d'interconnexion (Fig. 1.5(a)) existent et diffèrent par le nombre de voisins avec lesquels on peut communiquer ou le rôle de certains nœuds. On peut montrer [25] que lorsque leur nombre augmente, les structures pour lesquelles un nœud communique avec un maximum de voisins offrent logiquement les meilleures bandes passantes, parfois au détriment du coût énergétique à bande passante constante (Fig. 1.5(b)). Ainsi, une structure de type "Cross-bar" se montre particulièrement énergivore mais optimise les possibilités de communication : chacun des n éléments à interconnecter peut directement se connecter à $n/2$ autres éléments. C'est d'ailleurs probablement par compromis qu'ATI a rapidement adopté une architecture en anneau [80], et que cette solution a été reprise par Intel dans son Larrabee, avec une version bi-directionnelle [24].

1.2 Interconnexions électriques ou optiques ?

1.2.1 Des interconnexions sur des distances très variées

En fonction de la distance sur laquelle on doit transmettre des données, on distinguera différents type de réseaux, chacun ayant ses propres caractéristiques en terme de bande passante et de distance de communication (Fig. 1.6) :

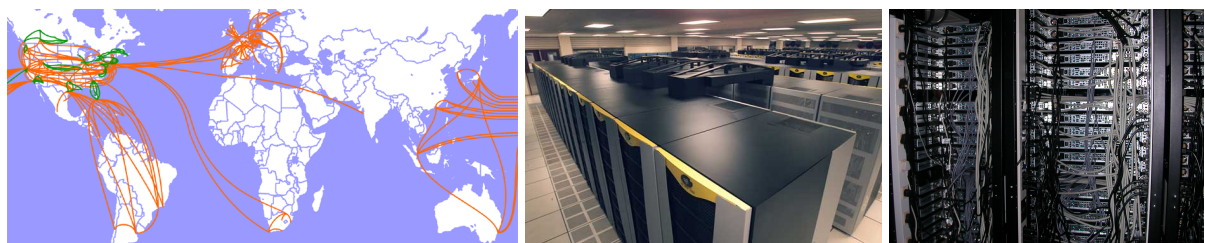
- le WAN (Wide Area Network) qui permet de transmettre des données sur plusieurs kilomètres, à très haut débit ;



(a) Quelques exemples de topologies (les éléments en vert ne concernant que le routage des données). (b) Coût énergétique à bande passante fixe au sein d'un même circuit intégré [25].

Fig. 1.5 – Topologie pour les interconnexions et consommation.

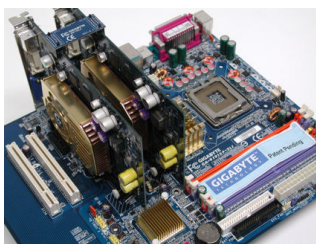
- le LAN (Local Area Network) qui, par opposition, est un réseau local, caractérisé par des distances de transfert de quelques dizaines à quelques centaines de m , et des débits plus faibles (typiquement 1 à 10 Gb.s^{-1});
- les réseaux inter-racks : il s'agit de faire communiquer une unité informatique (serveurs) avec ses proches voisins (quelques dizaines de cm);
- les réseaux inter-cartes, qui permettent à plusieurs cartes électroniques d'échanger des données;
- les réseaux intra-cartes, qui servent à relier des éléments d'une même carte électronique;
- les connexions au sein d'un même boîtier (entre deux processeurs par exemple), sur quelques millimètres;
- les réseaux intra-puce, qui relient différents points d'un circuit intégré.



(a) WAN.

(b) LAN.

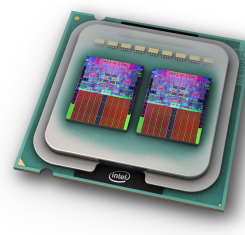
(c) Inter-racks.



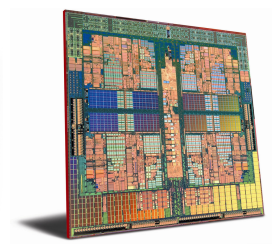
(d) Inter-carte.



(e) Intra-carte.



(f) Intra-package.



(g) Intra-puce.

Fig. 1.6 – Nature des interconnexions pour des distances allant du km (WAN) au millimètre (Intra-puce).

A chacune de ces solutions correspond différents vecteurs de transport (faisceaux de fibres optiques, fils électriques...), avec des protocoles adaptés. Pour des raisons de débits, mais aussi du faible taux de pertes avec la distance (moins de 0.25 dB.km^{-1} pour la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$), l'optique s'est rapidement imposée comme la solution la plus efficace pour les interconnexions à grande distance dès que l'on souhaite dépasser $10 \text{ Mb.s}^{-1}.\text{km}$ [26] (Fig. 1.7). Il est donc naturel de la retrouver sur les réseaux WAN, LAN et inter-racks, mais aussi pour les applications à très fort débit, comme la vidéo en haute définition. Ainsi, l'optique devrait être de plus en plus utilisée pour les moniteurs et certains équipements audiovisuels (Display Port pour la vidéo [81], fibre optique pour la HiFi). Intel projette

d'ailleurs de s'en servir pour relier tout périphérique dès 2010, avec la technologie Light Peak [84].

L'usage de l'optique est d'autant mieux adapté que les développements actuels autorisent une amélioration des performances plus rapide que pour les interconnexions électriques (Fig. 1.7). De plus, avec l'apparition d'offres assurant la vidéo en haute définition pour les particuliers, la fibre optique est désormais nécessaire jusque chez l'abonné pour garantir un débit suffisant. Avec le multiplexage en longueur d'onde (WDM), qui consiste à transmettre des signaux avec des longueurs d'onde très proches, une seule fibre peut alors offrir une bande passante considérablement accrue. Il convient alors de faire appel à différentes sources (jusqu'à une quarantaine) et d'injecter l'ensemble des signaux dans la fibre. A la réception, les données sont redirigées sur différents photo-détecteurs en fonction de la longueur d'onde.

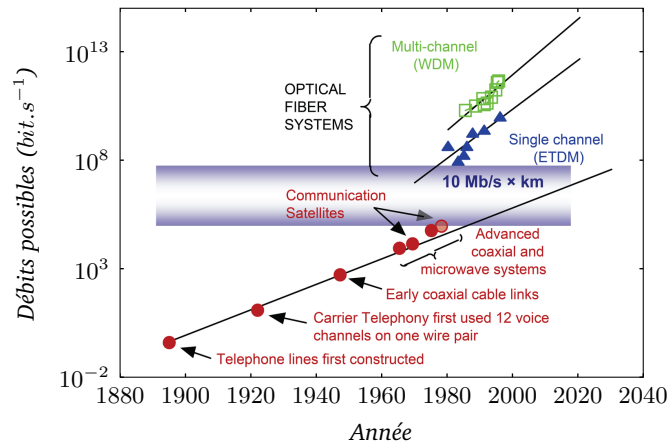


Fig. 1.7 – Évolution des débits offerts par les connexions électriques et optiques [26].

Désormais, nous allons plus particulièrement nous focaliser sur la possibilité d'intégrer l'optique pour des liens de courte distance, ce qui fixe quelques ordres de grandeurs tant sur les longueurs des connexions (au plus quelques centimètres) que sur les débits escomptés (plusieurs $Gb.s^{-1}$). A cette échelle, le cuivre entre encore en compétition avec les liens optiques : nous allons donc détailler quelques avantages et inconvénients de l'un par rapport à l'autre. Les aspects géométriques et l'occupation surfacique des différentes solutions, notamment les distances entre deux liens pour limiter la diaphonie¹² (crosstalk), ne seront abordés que plus tard. Cependant, on pourra noter que les comparaisons entre les liens optiques et électriques ont été soulevées dès 1984 par Goodman [27] et que les modèles mis en oeuvre se sont affinés dans les deux cas, prenant en compte les avancées technologiques [28–31].

1.2.2 Architecture générale des interconnexions

Quelle que soit la nature du lien, il est nécessaire d'ajouter un certain nombre d'éléments pour assurer son bon fonctionnement :

- pour le lien optique, un circuit de commande (driver) doit pouvoir piloter la source optique (diode LASER) en amont, puis, en aval, on doit détecter le signal avec un photo-détecteur (une photo-diode en général), et le mettre en forme après amplification.
- pour le lien électrique, on peut recourir en amont à des amplificateurs (buffers) pour augmenter le courant dans la piste conductrice. Si besoin, on renforcera le signal en ajoutant des répéteurs sur le parcours : nous en constaterons l'influence un peu plus loin. Enfin, il convient de remettre en forme le signal.

Les figures 1.8(a) et 1.8(b) donnent une vue schématique de ces différents éléments. La solution (c) est une alternative au lien électrique exploitant une source de lumière extérieure.

Parmi les critères à prendre en compte pour la conception d'un lien, le Bit Error Rate¹³ (BER) permet de déterminer le rapport signal sur bruit (SNR) des différents signaux par la relation [32] :

$$SNR = (erfc^{-1}(2 \cdot BER))^2 \quad (1.2)$$

12. Interaction entre deux liens, du fait de leur proximité.

13. Probabilité qu'un bit soit mal interprété.

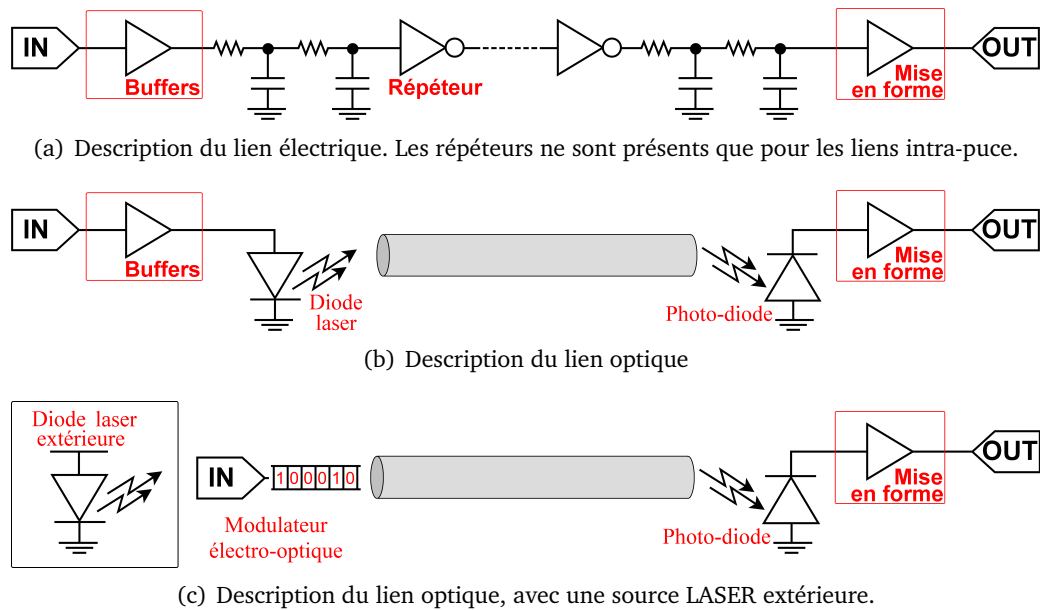


Fig. 1.8 – Schéma des différents éléments constituant un lien électrique et un lien optique.

Ainsi, pour un taux d'erreurs de 10^{-18} sur le signal de sortie (valeur souhaitée pour les applications optiques), soit une erreur tous les 12 jours pour un débit continu de 1 Tb.s^{-1} sur un seul lien, il est nécessaire de garantir un rapport signal sur bruit de 39 (soit 16 dB). Par remontée, on peut alors concevoir l'ensemble du lien (optique ou électrique), en partant de la sortie pour déterminer les signaux intermédiaires qui satisfont les contraintes (BER, débit...) [32].

1.2.3 Comparaison des bandes passantes

Afin de mettre en évidence la limitation en bande passante des interconnexions électriques, nous allons considérer que les paramètres essentiels caractérisant un lien seront la conductivité σ du matériau reliant la sortie des amplificateurs à l'entrée de l'électronique de mise en forme, sa section S , sa longueur L et sa capacité linéique C_L , due à la proximité d'autres éléments conducteurs. Contrairement à des modèles plus fins [33, 34], on négligera l'inductance des pistes pour exprimer grossièrement la bande passante f_c d'un tel dispositif :

$$f_c = \frac{\sigma}{C_L} \cdot \frac{S}{L^2} \quad (1.3)$$

En première approximation, cette fréquence ne dépend pas du noeud technologique, ce qui signifie que tôt ou tard, elle peut devenir un facteur limitant face à la montée en fréquence des transistors et de l'augmentation de leur densité. On pourra d'ailleurs favoriser la bande passante associée en augmentant la section, mais en prenant le risque d'augmenter la consommation, ou en éloignant les pistes de tout élément électrique pour réduire la capacité, cette fois au détriment de la densité. Les modèles bien plus fins sont d'ailleurs capables de calculer cette capacité en fonction de la géométrie des pistes [35–37], ce qui peut ensuite être pris en compte pour ajuster les performances d'un circuit. Il convient de noter que la très faible taille des liens traversés par des signaux très haute fréquence rend les effets de peau non négligeables, induisant une conductivité différente du matériau massif.

Une application numérique avec une piste en cuivre et la géométrie proposée dans [30] donne alors $\sigma/C_L = 4 \times 10^{19} \text{ Hz}$, valeur assez proche de ce qu'on peut trouver dans la littérature [38]. En considérant une interconnexion de 2 cm , soit approximativement la longueur des puces des processeurs actuels (Fig. 1.2), la fréquence de coupure correspondante est alors proche de $f_c = 0.5 \text{ THz}$ (Equ. 1.3), ce qui correspond un produit "bande passante \times distance"¹⁴ de $0.5 \text{ THz} \times 2 \text{ cm} = 1 \text{ Tb.s}^{-1} \cdot \text{cm} = 10 \text{ Mb.s}^{-1} \cdot \text{km}$, soit le minimum de performance offert par la fibre optique (Fig. 1.7).

14. Ce produit peut être considéré comme facteur de mérite d'une interconnexion optique.

1.2.4 Comparaison des latences

Autre limitation à considérer, les délais pour propager une information d'un point à l'autre, et qui interviennent dans la synchronisation des différentes zones d'un circuit. En utilisant l'approximation par circuit RC, cette latence (proportionnelle à f_c^{-1}) est fortement dépendante de la longueur du lien, comme on peut le voir sur la figure 1.9. De façon immédiate, il en ressort que les répéteurs permettent de réduire ces délais, et que plus on ajoute d'amplificateurs en début de circuit (buffers), plus ces délais augmentent : la solution optimale est donc réalisée avec un minimum d'étages (de préférence avec une bonne dynamique), et un maximum de répéteurs¹⁵. Augmenter la section de la piste peut s'avérer intéressant si on intervient en même temps sur le nombre de répéteurs, auquel cas, on peut trouver un optimum [39].

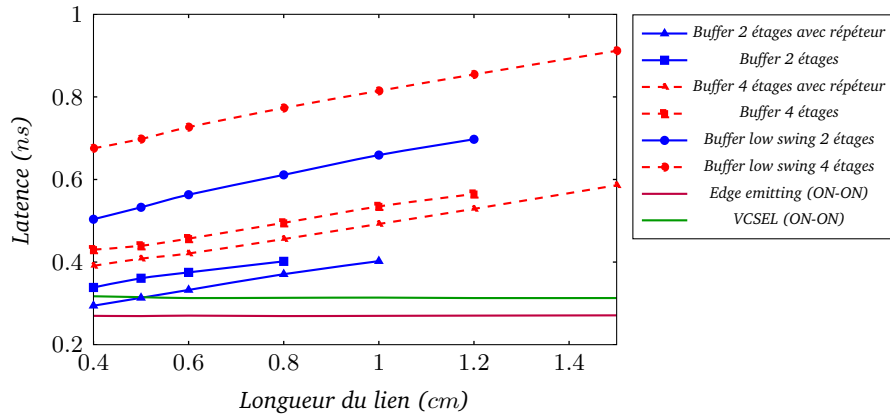


Fig. 1.9 – Comparaison des latences pour des liens à 3 Gb.s^{-1} pour une technologie de $0.25 \mu\text{m}$ [29] (2001).

On remarque que pour une distance critique de 5 mm , les deux solutions sont en compétition, et qu'au delà, le lien optique est systématiquement plus performant. Or, pour le lien optique, cette latence est indépendante de la distance (délai intrinsèque négligeable), ce qui signifie que la propagation du signal est nettement plus rapide dans le guide, et que ce sont les éléments d'émission et de réception qui entraînent des délais. Cette limite pour laquelle il est préférable de conserver un lien électrique est donc fortement dépendant du choix de la source. Ainsi, le LASER ruban utilisé pour les calculs [29] (courbe violette de Fig1.9) se montre plus intéressant que le VCSEL (courbe verte) à seuil laser identique (2 mA).

Le tableau prévisionnel 1.1, issu de [34], compare une solution électrique optimale avec un lien optique en considérant les évolutions techniques à venir. Ici, la source lumineuse est considérée comme externe, et c'est un modulateur électro-optique qui permet de créer le signal dans le guide (conformément à la figure 1.8).

Année	2004	2007	2010	2013	2016
Noeud technologique	90 nm	65 nm	45 nm	32 nm	22 nm
Driver du modulateur	83.7	45.8	25.8	16.3	9.5
Modulateur	114.0	52.1	30.4	20.0	14.3
Guide	46.7	46.7	46.7	46.7	46.7
Photo-détecteur	1.4	0.5	0.3	0.3	0.2
Amplification et mise en forme	37.5	16.9	10.4	6.9	4.0
Lien optique (total)	283.3	162.0	113.6	90.2	74.7
Lien électrique (total)	200.0	200.0	200.0	200.0	200.0

Tab. 1.1 – Comparaison des latences (en ps) pour un lien de 1 cm de longueur (2007).

De cette étude, on retiendra que la latence induite par les différents éléments devrait diminuer considérablement, au point que le temps de parcours de la lumière dans le guide (de longueur L) devrait devenir dominant. Ce dernier limiterait alors le débit par longueur d'onde utilisée d'un circuit isochrone à :

$$D_{max}(\text{Gb.s}^{-1}) = \frac{c}{n \cdot L} \quad (1.4)$$

15. L'inductance des pistes électriques entraîne une augmentation considérable du temps de propagation [33].

avec n l'indice optique du guide. Pour du silicium ($n \sim 3.5$) et une longueur de 2 cm , on obtient alors 4.3 Gb.s^{-1} . Cette valeur peut paraître un peu faible, mais en pratique, l'indice "vu" par la lumière est plus faible¹⁶. Choisir un matériau de plus faible indice, comme le nitrure de silicium Si_3N_4 d'indice 1.99, ne permet que de doubler cette bande passante, alors que le multiplexage en longueur d'onde permet de l'augmenter considérablement.

1.2.5 Comparaison de la consommation

Autre point de comparaison : la consommation électrique. Dans le cas du lien optique, il est nécessaire de maintenir la puissance lumineuse reçue au niveau de la photodiode. Les pertes optiques dans les éléments de routage de l'information doivent alors être compensées par la source. Si les pertes sont principalement dues à l'absorption, la consommation suit une loi exponentielle de la distance. Avec des matériaux adaptés ces pertes peuvent en fait être très faibles, preuve en est que l'optique est utilisée pour les interconnexions sur les plus longues distances. Pour le lien électrique, le problème peut sembler similaire, mais limiter les pertes par effet Joule dans le lien et celles dans les différents éléments d'amplification est bien plus difficile. Sur la figure 1.10, qui étudie les liens optiques pour les systèmes intégrés [30], on compare la puissance dissipée pour chacun des deux types de lien.

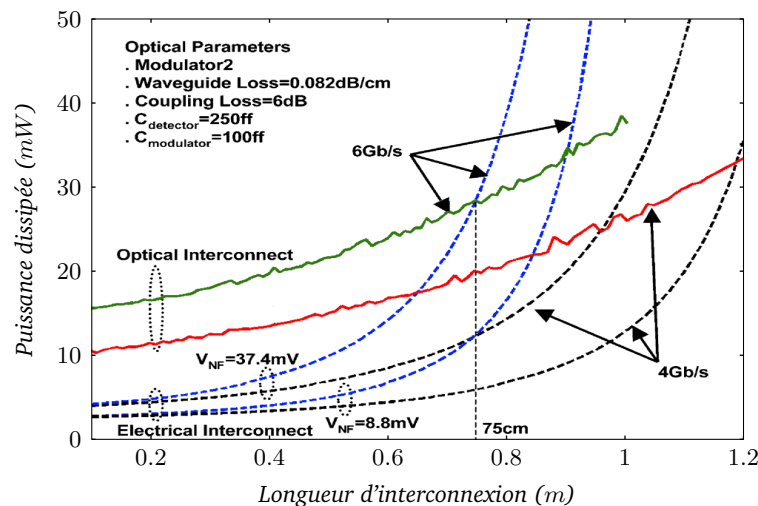


Fig. 1.10 – Estimation de la consommation pour différents types de liens à 4 et 6 Gb.s^{-1} pour des SOC. V_{NF} correspond à la sensibilité de l'étage de mise en forme pour le lien électrique.

On remarque la faible dépendance de la distance pour les liens optiques, qui présentent par contre une consommation minimale bien supérieure aux liens électriques. La longueur critique, pour laquelle il y a concurrence entre les deux solutions, correspond à des distances qui décroissent rapidement avec le débit. Dans cet exemple, la consommation des sources LASER est très forte.

Si on se focalise par contre sur les transmissions intra-puce pour lesquelles on peut faire intervenir des répéteurs, il convient de comparer le produit "consommation-délai" (PDP¹⁷). En effet, dans le cas des interconnexions électriques on peut très aisément réduire la consommation au détriment de la latence, ce qui n'est pas le cas pour le lien optique. Le tableau 1.2, dont les données sont calculées depuis [34], permet de comparer les performances des différents éléments.

Année	2004	2007	2010	1013	1016
Noeud technologique	90 nm	65 nm	45 nm	32 nm	22 nm
Modulateur (driver compris)	35×10^3	1.8×10^3	480	220	120
Photo-détecteur (amplification et mise en forme)	16	5.2	2.1	2.1	1.2
Lien optique (total)	5.0×10^4	3.0×10^3	9.9×10^2	5.7×10^2	4.0×10^2
Lien électrique (total)	1.5×10^3	2.5×10^3	3.2×10^3	4.6×10^3	6.2×10^3

Tab. 1.2 – Comparaison de la consommation PDP (en $ps.mW$) pour un lien de 1 cm (calculée depuis [34]).

16. n est en fait l'indice lié à la vitesse de groupe.

17. Power Delay Product.

Il ressort que le point critique justifiant l'optique à la place de l'électrique se situerait entre 2007 et 2010. Il faudra cependant veiller aux conditions pour obtenir ces données : la source optique, considérée comme externe, n'est pas comptabilisée et seul le modulateur est pris en compte.

1.3 Architecture et circuits mixtes compatibles CMOS

Si le programme européen PICMOS [182] a démontré la faisabilité d'un lien optique, des efforts sont encore nécessaires pour détronner les solutions électriques.

Afin d'atteindre une forte densité d'intégration, l'utilisation de matériaux à fort contraste d'indice de réfraction optique ($\Delta n > 1$) est nécessaire entre les éléments guidants et le milieu ambiant. Pour cette raison, le silicium, transparent à $1.55 \mu m$, se présente donc comme un choix particulièrement intéressant, en plus d'être un des matériaux de base en microélectronique. Son oxyde, la silice, permet de garantir des contrastes d'indice de l'ordre de 2, un second argument de poids puisque ce matériau constitue l'isolant de base en microélectronique. Des différentes comparaisons que nous venons d'analyser, il ressort que dans le cas de l'optique, les efforts à réaliser concernent principalement les éléments générant le flux de photons mais aussi leur détection [34]. Pour les sources LASER, les limitations du silicium obligent à se tourner vers des matériaux mieux adaptés pour réaliser le milieu à gain, à savoir ceux à base d'InP et de ses dérivés. Il n'est par contre pas encore possible de déposer ces matériaux sur du silicium. Concernant les détecteurs, on peut compter à la fois sur les composés III-V mais aussi sur le SiGe.

Dans cette partie, nous allons nous attarder sur les différents éléments que requiert un lien optique, et brièvement expliquer les phénomènes physiques exploités.

1.3.1 Différentes façons de cohabiter

Partant d'un circuit intégré classique, plusieurs solutions pour ajouter des fonctions optiques sont envisageables [40]. Les principales sont schématiquement présentées sur la figure 1.11. Chacune d'entre elles présente des intérêts différents, mais il ne faut pas oublier que pour des raisons de production de masse, les objectifs consistent à fournir des performances toujours meilleures tout en limitant les coûts au maximum. Dans un premier cas (a), on pourra par exemple réaliser deux circuits distincts, l'un comportant toute l'électronique, et l'autre les composants optiques, reportés par flip-chip¹⁸ sur le premier en fin de fabrication. Dans un second cas (b), on pourra réaliser l'ensemble des fonctions optiques après avoir réalisé l'ensemble des fonctions électriques. On pourra aussi utiliser du SOI¹⁹ pour intégrer les guides optiques au même niveau que les transistors (c). On parle alors de fabrication "front-end" par opposition au précédent cas, couramment appelé "back-end". Enfin, on pourrait tout aussi bien envisager d'intégrer les fonctions optiques de l'autre côté du wafer²⁰ (d), méthode dite "backside".

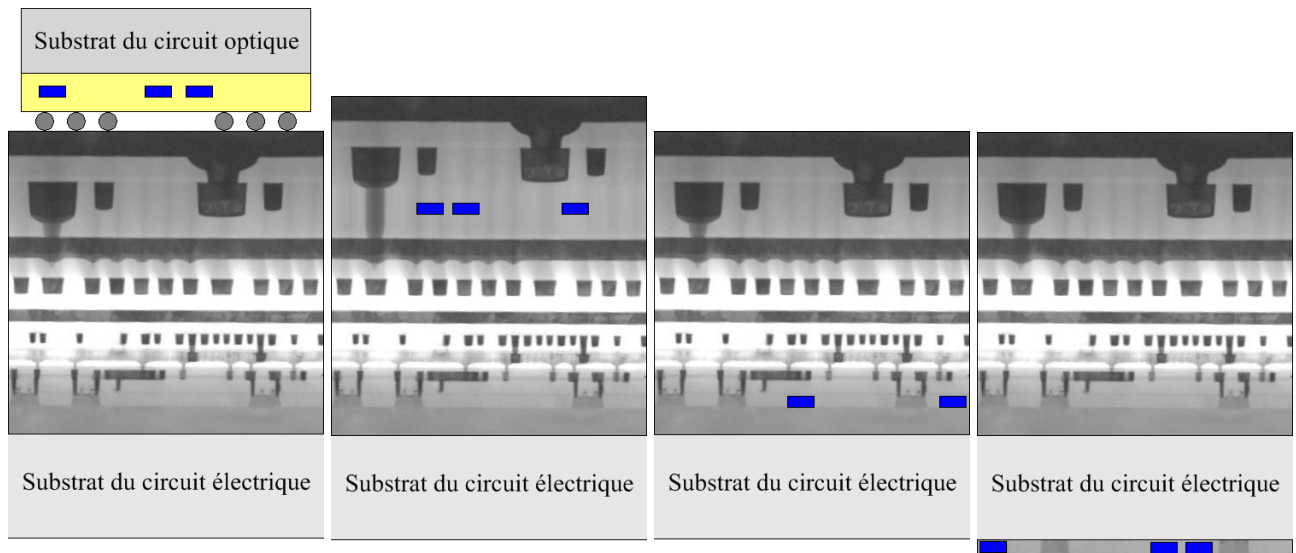
Parmi les critères qui interviendront dans le choix d'une solution, on retiendra :

- les éventuelles contaminations. En effet, si l'on doit faire intervenir des nouveaux matériaux, ceux-ci ne doivent pas contaminer les bâtis, et donc dégrader les propriétés physiques des circuits électriques qu'ils servent à fabriquer.
- les bilans thermiques. Certaines étapes de fabrication (dopages et dépôts principalement) s'accompagnent de fortes augmentations de température. Il est donc nécessaire de les organiser afin de ne pas dégrader les fonctions optiques lors des étapes requises par les éléments électriques. De façon générale, les composants optiques (les sources principalement, surtout si basées sur les éléments III-V) sont très sensibles au bilan thermique (voire annexe C).
- les aptitudes à fonctionner à haute fréquence. De façon logique, il convient de limiter la longueur des pistes reliant les éléments optiques avec leurs circuits de commande.

18. Technique permettant d'interconnecter différents circuits par leurs surfaces en utilisant des billes de métal pour réaliser la soudure et la conduction électrique.

19. Wafer qui comporte une couche de silicium entre deux couches de silice. Les transistors sont alors réalisés sur cette fine couche de silicium tandis que la couche de silice qui la sépare du wafer limite les courants de fuite.

20. Galette de silicium pur servant de support mécanique aux circuits électroniques.



(a) Deux substrats distincts, avec un report par flip-chip (b) Intégration en fin de fabrication ("back-end") (c) Intégration en début de fabrication ("front-end") (d) Intégration en face arrière ("back-side")

Fig. 1.11 – Différentes façons de combiner l'optique (motifs en bleu) avec les composants classiques de l'électronique (en nuances de gris) [40].

- la possibilité de stabiliser la température. En effet, les propriétés spectrales des éléments optiques peuvent varier avec ce paramètre : on observe ainsi des "red-shift" (déplacement vers les grandes longueurs d'ondes) lorsque des sources LASER s'échauffent [128].

Le tableau 1.3 permet de comparer les quatre solutions envisagées précédemment.

	Avantages	Points critiques
Flip-Chip	Peu de contraintes de fabrication, pas de contamination	Utilisation à très haute fréquence, transferts thermiques vers l'extérieur si les deux éléments chauffent notablement ?
Back-end	Fabrication en deux étapes	Guides en SOI non disponibles
Front-end	Fabrication simultanée	Compromis entre la surface réservée pour les transistors et l'optique, bilans thermiques, risques de contaminations
Backside	Fabrication en deux étapes, contaminations limitées	Alignement des deux faces, utilisation à très haute fréquence ?

Tab. 1.3 – Comparaison des différentes façons d'intégrer l'optique dans un circuit intégré de type CMOS.

Pour minimiser la longueur des connexions reliant l'électronique à la partie optique, et donc faciliter la montée en fréquence, il convient d'adjoindre l'optique soit en "back-end", soit en "front-end". Dans le cas du "front-end", le SOI (Silicon On Insulator)²¹ offre l'avantage de réaliser des guides optiques avec d'excellentes propriétés, et une absorption négligeable. La solution "back-end" permet de ne pas diminuer la surface allouée aux transistors lorsqu'on ajoute des fonctions optiques. Les guides sont alors fabriqués plus tard avec des matériaux à faible absorption et fort indice optique. Le silicium amorphe (a-Si) se présente alors comme une solution particulièrement intéressante, associant un indice optique proche de celui du silicium (3.33, voire un peu plus, contre 3.47 à 1.55 μm) avec de faibles pertes, de l'ordre de 2 dB.cm^{-1} [129].

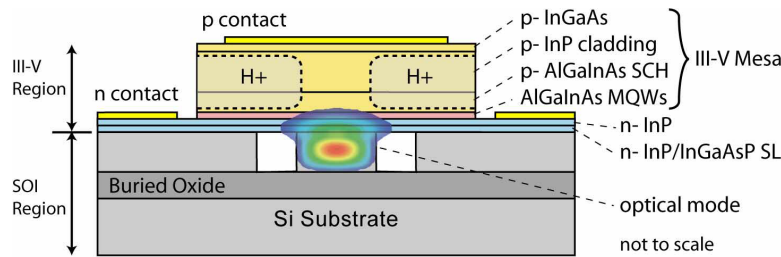
1.3.2 Les sources optiques

1.3.2.1 Exemples de micro-LASERs pompés électriquement

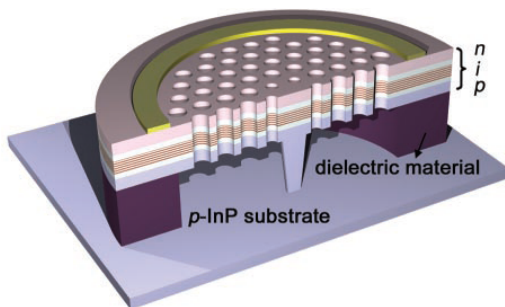
Différents types de cavités résonantes peuvent être utilisées dans la conception de LASERs. Cependant, pour conduire à de fortes intégrations, il est nécessaire d'utiliser des objets dont les di-

21. Wafer de silicium recouvert d'une couche de silice, et d'une couche de silicium dans laquelle on réalise traditionnellement les transistors.

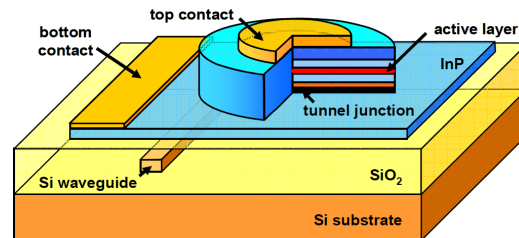
mensions (idéalement toutes) sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde. Nous nous contenterons d'évoquer uniquement les structures pour lesquelles le pompage électrique et l'intégration sur un substrat silicium ont été démontrés. Il n'est donc pas exclu que l'on parvienne à faire fonctionner électriquement certaines solutions qui sont actuellement pompées optiquement. Dès lors, on peut retenir trois principales familles de LASER (Fig. 1.12) :



(a) Laser ruban adopté par Intel [20] : l'extraction de la lumière se fait dans un guide placé sous le résonateur.



(b) Cristal photonique à mode de défaut [119] : le piédestal central réalise l'un des contacts.



(c) Micro disque à modes de galerie [86] couplé à un guide.

Fig. 1.12 – Récapitulatif de différents LASERs pompés électriquement, fonctionnant à température ambiante.

- les LASERs dits "ruban" qui utilisent une cavité Fabry-Perot (Fig.1.12(a)). Le matériau à gain, de fort indice, forme une cavité dont les interfaces avec le milieu extérieur tiennent le rôle de miroir²². Pour de telles structures, un modèle analytique simple permet d'étudier les propriétés spectrales : il suffit de considérer que les photons parcourant un aller-retour dans la cavité repartent en phase avec leur précédent aller-retour. Avec ces structures LASER, la lumière peut-être collectée de deux façons : soit l'un des miroirs est moins réfléchissant et permet de récolter les photons dans un guide, soit on utilise un ruban de faible épaisseur pour pouvoir le coupler avec un guide en dessous (ou au dessus). C'est cette seconde solution qu'Intel a retenu [20].
- les LASERs à cristaux photoniques. Dans ce cas, on contrôle la lumière en réalisant des motifs périodiques dont la taille est proche de celle de la longueur d'onde. On distingue deux principales familles : les modes dits "de Bloch" et ceux dits "de défaut". Dans le premier cas, la périodicité du champ électromagnétique va se caler sur celle du cristal. La principale difficulté consiste alors à le localiser loin des bords pour limiter les pertes. A ce jour, une seule structure a été pompée électriquement, mais sur substrat InP, en utilisant les parois latérales de l'échantillon comme miroirs [43]. Dans le second cas (Fig.1.12(b)), on fera appel à un défaut dans la périodicité du cristal pour localiser le champs électromagnétique dans une zone au volume très faible, ce qui forme une cavité [119, 91]. Forcer le passage des lignes de courant dans la cavité n'est pas aisé. Pour l'instant, la cohabitation du guide avec les contacts électriques n'a pas encore été résolue.
- La famille des LASERs à modes de galerie (Fig.1.12(c)). Avec une approche en optique géométrique, il s'agit de modes se propageant à l'intérieur d'un milieu de fort indice (disque, anneau, stade...), et se réfléchissant à chacune des interfaces. Lorsque le chemin optique sur un tour satisfait une condition de réflexion totale interne, il apparaît une résonance, comme dans une cavité Fabry-Perot [148]. Ces résonateurs seront largement étudiés dans le chapitre 2.

Le tableau 1.4 présente quelques propriétés des lasers évoqués précédemment.

22. Pour de longues cavités, on peut se contenter de faibles coefficients de réflexion.

Structure	Compacité	Seuil LASER	Q	Couplage	Facilité de fabrication
Ruban [20]	--	65 mA	?	++	++
Mode de bloch d'un cristal photonique [43]	+	1.1 kA.cm ⁻²	5000	--	+
Cristal photonique à mode de défaut [119]	+++	260 μA	1500	-	--
Micro-disque à mode de galerie [86]	++	0.5 mA	>8000	++	++

Tab. 1.4 – Comparaison des micro-résonateurs intégrés et pompés électriquement à l'état de l'art.

Les sources qui présentent les seuils les plus faibles (à cristal photonique et résonateur à mode de galerie) correspondent aux solutions les plus compactes. Le laser ruban, de part sa taille conséquente ($> 800 \mu m$) se prête peu à une modulation directe pour former des "1" et des "0", puisque ce dernier sera nécessairement plus lent (constante électrique RC élevée). Concernant la fabrication, la réalisation d'un piédestal par sous-gravure chimique est une étape cruciale pour le laser à cristal photonique [119, 91]. De plus, cette structure n'est pas complètement encapsulée dans un milieu de bas indice. Des améliorations sont donc à apporter.

1.3.2.2 De la source de photons au signal numérique

Il convient de réaliser une correspondance entre ce qui définira le codage binaire et le signal optique. Pour cela, on peut se contenter de deux niveaux d'intensité lumineuse différents, par analogie avec l'électronique qui utilise deux niveaux de potentiel distincts pour définir les 0 et 1 logiques. Deux approches différentes sont envisageables, en fonction des objectifs et des applications visées :

- soit la source est suffisamment rapide pour pouvoir être directement contrôlée par l'électronique. Dans ce premier cas, on en exige un temps de réponse très court, ce qui se traduit nécessairement par de petites dimensions, et donc une puissance de sortie relativement faible. Idéalement, c'est une solution adaptée pour une communication point à point, pour laquelle le signal n'est destiné qu'à un seul photo-détecteur. De par leur taille, on peut envisager une telle utilisation des LASERS à base de micro-disques (rayons inférieurs à $15 \mu m$), pour peu que l'on parvienne à les pomper électriquement [45].
- soit la source fonctionne en continu, et on module son signal de sortie (Fig. 1.13). On peut alors aisément faire appel à une source plus puissante [20], éventuellement extérieure. Une telle solution se prête bien à la réalisation d'horloges. En effet, la puissance du signal émis est répartie sur l'ensemble des branches.

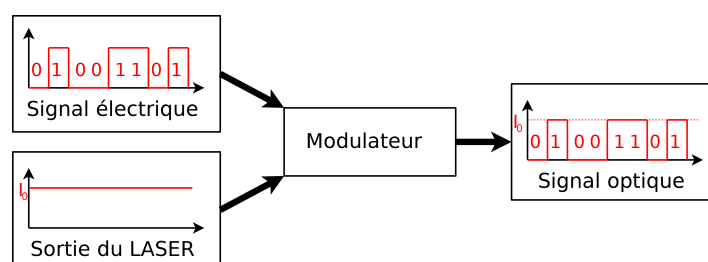


Fig. 1.13 – Principe de fonctionnement des modulateurs : à partir d'un signal électrique binaire et d'une source LASER continue, on produit un signal optique modulé.

Les modulateurs font généralement appel à des phénomènes d'interférences en utilisant bien souvent un interféromètre de type Mach-Zender (Fig. 1.14 (a)). Dans ce cas, il est nécessaire de modifier des chemins optiques (et donc les indices optiques) pour contrôler la phase des différents signaux optiques. Le silicium cristallin, excellent choix pour la réalisation de guides, présente un très faible effet Pockels²³, à moins de se trouver sous contrainte [20]. Cependant, dans le silicium, l'indice optique varie si l'on est capable de modifier la concentration de porteurs libres, et les performances (principalement la vitesse de modulation) se trouvent limitées par la mobilité des porteurs. Trois architectures différentes sont possibles : soit en utilisant une diode P-I-N polarisée en direct [46, 47], soit une capacité MOS [125], soit une jonction P-N polarisée en inverse [126, 48, 130, 50]. Cette solution

23. Apparition d'une biréfringence dans un milieu proportionnelle au champ électrique.

appliquée au Mach-Zender est actuellement adoptée par Intel et offre la meilleure bande passante avec 40 Gb.s^{-1} [15]. Cependant, les bras mesurant quelques millimètres, l'occupation surfacique est trop importante pour obtenir de fortes densités d'intégration. Avec un dispositif résonant, on peut tout de même atteindre 12.5 Gb.s^{-1} [47] avec un anneau de seulement $5 \mu\text{m}$ de rayon, tout en garantissant un coefficient d'extinction de 9 dB .

Une dernière solution consiste à absorber la lumière ou la laisser passer. Pour cela, on peut recourir à un guide muni de puits quantiques dont on va utiliser l'effet Stark (Fig. 1.14 (b)) de sorte à contrôler électriquement le gap entre la bande de conduction et la bande de valence. Cela revient donc à contrôler l'absorption. Il convient cependant de noter que de tels dispositifs se limitent aux longueurs d'onde inférieures à 1470 nm [51], même si leurs dimensions (quelques centaines de microns) restent compatibles avec une forte intégration.

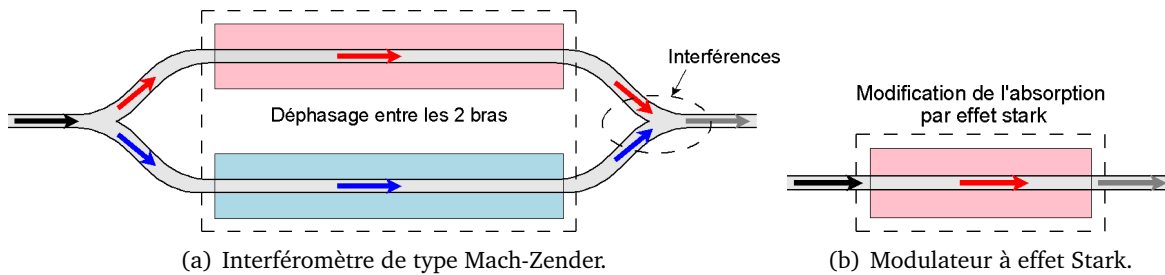


Fig. 1.14 – Exemples de modulateurs. Les zones délimitées par les traits les plus fins correspondent aux dispositifs permettant de contrôler l'indice optique ou l'absorption (électrodes).

1.3.3 Le transport optique de l'information

L'élément de base pour l'acheminement de l'information optique est bien évidemment le guide qui exploite un milieu de fort indice de réfraction, comme le silicium d'un wafer de SOI [16, 52, 53], ou encore le silicium amorphe a-Si [129]. Pour des raisons de coût de fabrication, le nombre de niveaux comportant des guides doit être réduit au minimum. Il est donc très probable que des intersections ne puissent être évitées. Ces dernières peuvent être optimisées pour réduire les pertes [54].

On peut aussi avoir besoin de faire passer la lumière d'un guide à un autre. Dans ce cas, l'utilisation d'un résonateur entre ces deux derniers peut s'avérer nécessaire. En effet, à la longueur d'onde de résonance λ_{res} , le mode se propageant dans le guide peut se coupler au résonateur et ressortir dans l'autre direction (insert dans Fig. 1.15(a)). Autre élément de base pour rediriger un signal optique d'un guide vers un autre : le Add/Drop (Fig. 1.15(b)). Il s'agit en fait de placer un résonateur [131, 132] (ou plusieurs [16, 57]) entre deux guides. Lorsque la longueur d'onde du signal entrant (en noir) coïncide avec celle du résonateur λ_{res} , la lumière est alors happée et redirigée vers le second guide (chemin en rouge). Dans le cas contraire, la lumière continue son parcours (chemin en gris).



(a) Un croisement associé à un résonateur (un anneau), pour la réalisation d'un routeur passif 4 vers 4.

(b) Un Add/Drop à double résonateur : seule une longueur d'onde précise λ_{res} est redirigée sur un autre guide.

Fig. 1.15 – Les deux principaux éléments pour diriger la lumière d'un guide (flèche noire) vers un autre en fonction de la longueur d'onde. Si celle-ci correspond à λ_{res} , la lumière suit le parcours rouge, sinon, elle continue tout droit (flèche grise).

Un assemblage judicieux de tels éléments permet de réaliser :

- des démultiplexeurs [58, 59], qui permettent de récupérer sur différentes sorties les signaux d'une seule source en fonction de la longueur d'onde (Fig. 1.15(a)). Ces composants réversibles peuvent aussi servir à réaliser du multiplexage, en inversant le rôle des entrées et des sorties.
- des routeurs [59, 60]. En fonction de la longueur d'onde, les entrées sont redirigées vers des sorties particulières. Si l'on a recours à des croisements avec un résonateur (Fig 1.15(a)), les résonateurs par ligne (et colonne) sont distincts des uns des autres. La figure 1.16 présente une autre solution employant des Add/Drop avec lesquels on évite toute intersection de guides. Pour chacun des blocs élémentaires, seule la longueur d'onde λ_i atteint sur la sortie adjacente (cas du premier bloc si l'entrée I_3 a pour longueur d'onde λ_1). Sinon, le signal est redirigé vers la sortie opposée (cas des autres blocs dans l'exemple donné sur la figure). On peut alors construire la table de vérité qui relie les entrées et les sorties en fonction des résonances de chacun des blocs.

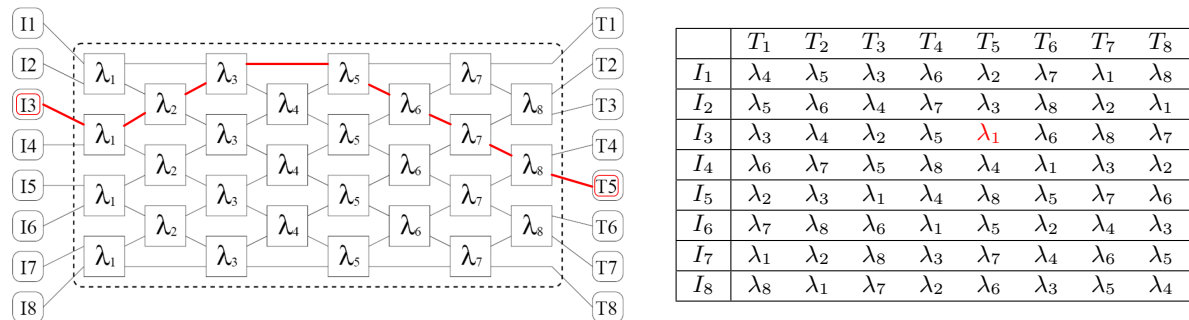


Fig. 1.16 – Un routeur 8 vers 8 avec 28 Add/Drop et sa table de vérité [60] : l'entrée I_3 peut communiquer avec la sortie T_5 en utilisant la longueur d'onde λ_1 .

Les démultiplexeurs peuvent aussi être réalisés avec des systèmes interférentiels, comme les AWG (Arrayed Waveguide Gratings) [17]. Ces dispositifs utilisent deux zones dans lesquelles la lumière se propage librement dans une cavité (Fig. 1.17). De la première, elle ressort dans plusieurs guides, de longueurs différentes. Les photons arrivent alors dans la seconde cavité avec des phases différentes selon le guide qu'ils ont parcouru. Par un jeu d'interférence, on récupère alors une seule longueur d'onde par guide de l'autre côté de cette seconde cavité. Ce dispositif est réversible et peut servir à injecter plusieurs longueurs d'ondes dans un guide (multiplexeur).

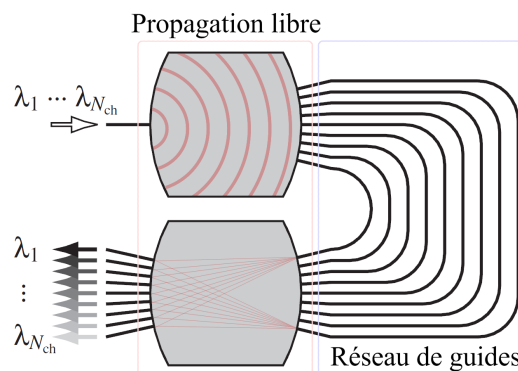


Fig. 1.17 – Schéma de principe d'un démultiplexeur AWG.

Pour obtenir des éléments de routage actifs, il peut être nécessaire de pouvoir contrôler l'indice des guides ou des résonateurs. L'utilisation de guides à fentes [61] ou de type sandwich (plus faciles à fabriquer) [62], pour lesquels l'énergie se propage principalement dans le milieu d'indice faible, donnent accès à des coefficients de Kerr²⁴ nettement plus importants que pour le silicium cristallin. On peut aussi envisager une actuation thermique des résonateurs pour décaler leurs longueurs d'onde de résonance [63], ou pour modifier des chemins optiques. Cependant, les temps de réponse sont relativement élevés et limitent les débits de l'ordre du $Mb.s^{-1}$ [64], ce qui est clairement insuffisant pour des applications à haut débit.

24. Apparition d'une biréfringence dans un milieu proportionnelle au carré du champ électrique.

1.3.4 Les photo-détecteurs

Une fois le signal optique traité, l'information lumineuse doit être transformée en un signal électrique. C'est ce rôle que remplissent les photo-détecteurs. Leur compacité conditionne directement leur bande passante, et plusieurs dispositifs permettent d'atteindre au moins 20 GHz , tout en occupant une surface de $2\text{ }\mu\text{m}^2$ [19] à $30\text{ }\mu\text{m}^2$ [18]. Ces derniers permettent, à travers un rendement quantique η_q , de générer des paires électron-trou. Ce paramètre intervient directement dans la fonction de transfert de ce composant S , rapport entre le courant I qu'on collecte et la puissance optique incidente P_{opt} :

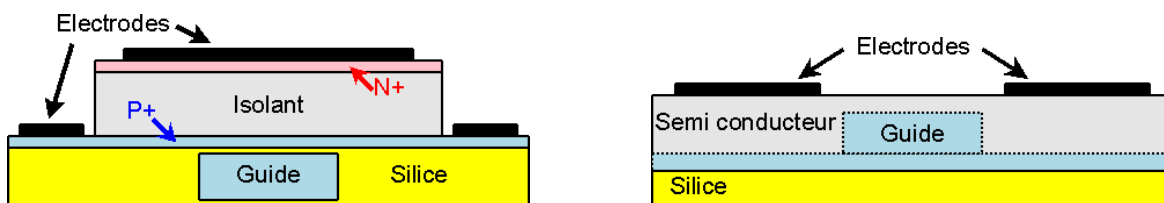
$$S = \frac{I}{P_{opt}} = \frac{q}{h \cdot c} \cdot \eta_q \cdot \lambda \quad (1.5)$$

Choisir un matériau avec un rendement quantique maximal permet alors de diminuer la puissance optique incidente, et donc influe directement sur la consommation globale du lien optique. Les composés à base de Germanium (bande interdite de 0.8 eV) contraint permettent de garantir une efficacité $S = 1 \pm 0.2\text{ A.W}^{-1}$ au voisinage de $1.55\text{ }\mu\text{m}$ soit un rendement de l'ordre de 80% [19, 65] (voire davantage [66, 67]), tout en garantissant une compatibilité avec les procédés standards CMOS. Des photodiodes à base de boîtes quantiques de Ge auto-assemblées ont des rendements un peu plus faibles ($S = 0.2\text{ A.W}^{-1}$ dans [68]). Les composés III-V peuvent aussi être utilisés [69, 70] et autorisent des rendements quantiques intermédiaires ($S = 0.45\text{ A.W}^{-1}$ dans [88]). Il convient alors d'étudier la compatibilité avec les procédés standards de la micro-électronique, au même titre que pour les sources lasers à base d'InP.

Le transfert de la lumière du guide vers le photo-détecteur doit lui aussi être optimisé pour éviter qu'une faible portion du signal ne soit détectée (mauvaise sensibilité), rendant l'ensemble peu performant. Des transmissions de l'ordre de 90% ont déjà été réalisées, en exploitant deux solutions différentes :

- soit le guide passe sous le photo-détecteur, et par couplage évanescent, le mode optique passe du guide vers ce dernier, lui aussi de fort indice optique [19, 88]. La longueur de la photodiode est alors dépendante du taux de couplage à la longueur d'onde de détection.
- soit le guide et le photo-détecteur sont au même niveau, mais on adapte la géométrie pour minimiser la réflexion à l'interface des deux éléments [65].

D'un point de vue électrique, on distinguera essentiellement deux solutions (Fig. 1.18) : soit l'utilisation d'une diode PIN (contact P, Isolant, contact N) polarisée en inverse [88], soit une structure de type MSM (Métal, Semi-conducteur, Métal) [65]. Ces deux technologies autorisent des bandes passantes de respectivement 42 GHz [18] et 20 GHz [19]. Le courant d'obscurité doit être maintenu le plus bas possible puisqu'il intervient directement dans le rapport signal sur bruit (SNR). On peut déjà compter sur 20 nA (soit 60 mA.cm^{-2}) sous une polarisation de 1 V avec une diode PIN en InP [18]. Un calcul rapide en utilisant l'équation 1.2 montre alors que pour un BER de 10^{-18} , il faut que la puissance optique incidente soit de l'ordre de 750 nW dans le meilleur des cas, et 7.5 mW au pire.



(a) Photodiode de type PIN avec guide en dessous : il faut alors adapter la longueur de couplage entre le guide et la photodiode, ce qui dépend de la longueur d'onde.

(b) Photo-détecteur de type MSM avec guide "rib" arrivant directement dans la photodiode (délimité en pointillé).

Fig. 1.18 – Exemples des photodiodes couplées à un guide.

Pour une intégration dans des processeurs, ces photo-détecteurs doivent pouvoir fonctionner sous de faibles tensions, typiquement entre 1 et 1.5 V . Dans ce cas là, les bandes passantes offertes sont plus réduites [18].

Enfin, nous n'évoquerons pas les photodiodes capables de se coupler normalement à la surface puisqu'elles n'autorisent pas la fabrication d'un lien complet sur un seul substrat. Seul un montage en

flip-chip (voir figure 1.11) ou tout autre forme de collage est alors envisageable, à moins de chercher à communiquer avec un élément extérieur.

1.4 Cadre des travaux de cette thèse

Après une course effrénée vers les très hautes fréquences (GHz) qui s'est vue stoppée net vers 2005, les principaux fabricants de processeurs (Intel, AMD, Via) se sont tournés vers la parallélisation pour garantir des performances toujours plus élevées. Bien conscients des possibilités de leurs circuits pour les calculs massivement parallèles, les fabricants de processeurs graphiques ont quant à eux cherché à généraliser leur utilisation. Cependant, dans un cas comme dans l'autre, il est nécessaire de faire communiquer extrêmement rapidement des unités (de calcul, de mémoire) à des distances éventuellement importantes, typiquement de quelques millimètres. Les estimations tendent à montrer que le lien optique devrait apporter un gain intéressant en terme de performances, de consommation, de latence et surtout de débit. La plupart des briques élémentaires (modulateurs, filtres, photo-détecteurs, (dé-)multiplexeurs...) tirent profit du savoir faire des spécialistes du Silicium. Certains de ces éléments sont d'ailleurs d'ores et déjà capables de fonctionner à plusieurs dizaines de GHz.

Bien que plusieurs solutions soient envisageables pour fabriquer des circuits intégrés électro-optiques, les plus avantageuses semblent être l'intégration "back-end" ou "front-end", pour peu qu'on parvienne à adapter l'ordre des étapes en fonction du bilan thermique. Il reste finalement un élément pour lequel un effort particulier est nécessaire : la source optique. En effet, pour des raisons physiques, le silicium et ses dérivés se prêtent difficilement à la réalisation de sources LASER. L'introduction de matériaux à base de III-V impose l'introduction de nouveaux contacts électriques : si l'or est bien connu de la filière InP, celui-ci n'est disponible que pour les dernières étapes de fabrication dans les procédés CMOS. Il convient donc soit d'étudier l'introduction de l'or plus tôt dans la fabrication, soit d'adapter des solutions déjà existantes qui en sont dépourvues. Enfin, pour des raisons de contamination des bâtis par les éléments III-V, il n'est pas évident d'utiliser toutes les possibilités offertes par les procédés low-cost du silicium.

Si les cristaux photoniques offrent un potentiel énorme, leur développement n'est peut-être pas encore assez mature à l'heure actuelle, tant du point de vue couplage à un guide d'onde que de la stratégie d'injection électrique. Dès lors, seules quelques structures semblent actuellement prometteuses, comme les LASERs de type ruban et ceux à base de micro-résonateurs à modes de galerie. Dans un cas comme dans l'autre, il est aisé de collecter le signal lumineux dans un guide réfractif à base de silicium. De par sa taille (plusieurs centaines de micro-mètres), le LASER ruban risque de requérir un modulateur à sa sortie. On remarque alors qu'Intel a su travailler les différents éléments du lien optique, puisque le géant de l'électronique maîtrise aussi les photo-détecteurs [19] et les modulateurs [15]. Bien que certaines optimisations soient encore nécessaires, c'est un signe évident concernant l'introduction de l'optique en micro-électronique.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons nous focaliser sur la principale solution en concurrence avec celle d'Intel, à savoir celle utilisant des micro-résonateurs à mode de galerie. Ces derniers présentent un intérêt en terme de compacité, tout en restant compatibles avec les moyens de lithographie.

Dans un premier temps, on se concentrera sur le mode de galerie proprement dit, avec comme objectif de modéliser son champ électromagnétique en 3D. Ainsi, on disposera d'un modèle qu'on pourra utiliser pour dimensionner rapidement une structure avec un gain de temps considérable sur les outils de simulation. S'il est nécessaire de pomper électriquement les sources optiques, cela revient à disposer des contacts dans le voisinage proche de la source. Par définition ce sont des matériaux conducteurs et donc bien souvent absorbants. Leur interaction avec le mode optique peut très fortement dégrader les performances du résonateur : l'optimisation de leur géométrie et de leur position relative avec le résonateur sera donc le sujet d'étude du second chapitre. On y comparera notre modèle confronté à des simulations 3D.

Dans un troisième chapitre, nous allons chercher à collecter de la lumière dans un guide. Nous verrons que les conditions de couplage peuvent servir à favoriser un mode bien précis, ce qui facilitera la prédiction de la longueur d'onde de résonance de la source. On pourra même envisager la réalisation de micros-sources accordables en longueur d'onde.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous nous intéresserons davantage aux procédés de fabrication pour réaliser la source et la coupler à un guide optique avec des moyens technologiques industriels (plateforme 200 *mm*). Nous verrons d'ailleurs comment certaines étapes peuvent aussi servir à la réalisation d'un lien optique complet pour minimiser le nombre d'étapes. Quelques résultats expérimentaux seront présentés.

Chapitre 2

Le LASER à modes de galerie pompé électriquement

COMME évoqué dans le précédent chapitre, la nature des sources LASERs dépend grandement des applications recherchées. Dans un contexte de fabrication "low-cost", il convient de se restreindre à des solutions dont la fabrication est compatible avec les moyens standards de production, notamment pour la lithographie. Les sources LASERs à base de micro-disques se placent alors parmi les solutions les plus intéressantes de par leur rayon de quelques microns et la possibilité de les coupler à des guides (voir chapitre 3). En pompage optique, ces structures peuvent présenter des facteurs de qualité de plusieurs centaines de milliers pour peu que le contraste d'indices soit suffisant, et que la rugosité des surfaces le permette.

Les contacts, généralement constitués de matériaux absorbants, doivent nécessairement approcher les zones de forte énergie électro-magnétique pour une injection efficace. Dans ce chapitre, nous allons donc nous attarder sur les propriétés du mode de galerie pour en comprendre les propriétés, puis nous chercherons à établir un modèle pour obtenir une approximation de la distribution des champs électromagnétiques en 3D. Ce modèle sera alors mis à profit pour calculer rapidement les résonances du disque parfait, puis pour déterminer l'influence des contacts sur les pertes optiques, et donc sur le seuil LASER au voisinage de $1.55 \mu m$. Nous verrons comment le choix d'une géométrie optimisée peut permettre de réduire le nombre de modes en concurrence, puis nous terminerons sur des améliorations portant sur le disque lui-même pour améliorer l'injection électrique.

2.1 Le résonateur à disque

2.1.1 Propriétés générales des cavités résonantes : pertes et facteurs de qualité

La fabrication d'une source LASER requiert trois éléments au moins :

- un milieu à gain, pour obtenir de l'émission stimulée. Les matériaux III-V avec leur gap direct sont d'excellents candidats au voisinage de 0.9 et $1.55 \mu m$, mais ne sont pas compatibles CMOS. On utilise généralement des structures à boîtes [92–95] ou à puits quantiques [128, 119, 91, 96, 97, 133, 99–101, 197].
- une cavité résonante à faibles pertes pour favoriser l'émission stimulée une fois l'inversion de population réalisée. Ainsi, à partir d'un photon, on pourra en obtenir deux, de même longueur d'onde, en phase, et se propageant dans la même direction. Généralement, les cavités autorisent plusieurs résonances, qu'on appellera "modes", et qui correspondent chacune à une distribution unique du champ électromagnétique ;
- un apport d'énergie (électrique dans notre cas) au milieu à gain, qu'on appelle la pompe.

En plus de la longueur d'onde de résonance λ_r , une cavité résonante est caractérisée par son facteur de qualité Q_r qui représente la largeur spectrale de la résonance¹. On peut considérer que localement la densité spectrale de puissance $I(\lambda)$ suit une fonction lorentzienne, de largeur à mi-

1. Il convient de noter que pour un LASER, on ne devrait pas parler de facteur de qualité, à cause du milieu à gain.

hauteur $\Delta\lambda_r = \lambda_r/Q_r$, ce qui permet d'écrire :

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{1 + 4 \cdot Q_r^2 \cdot (1 - \lambda/\lambda_r)^2} \quad , \quad I_0 > 0 \quad (2.1)$$

Ce facteur de qualité Q_r est directement dépendant du taux de pertes globales τ_r^{-1} , qui correspondent en fait à la constante de temps τ_r en régime libre :

$$\tau_r^{-1} = \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_r \cdot Q_r} \quad \text{et} \quad I_0(t) = \exp(-t \cdot \tau_r^{-1}) \quad (2.2)$$

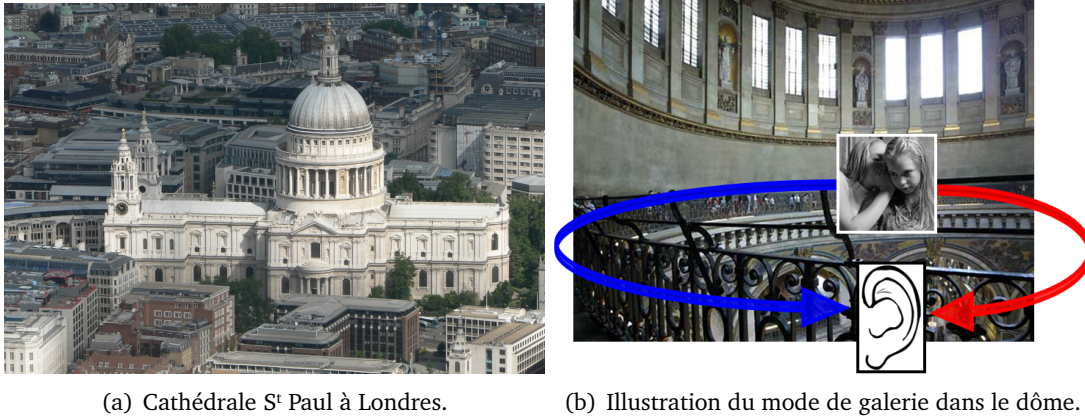
Les pertes jouent un rôle déterminant dans le seuil LASER, ce dernier étant le point d'équilibre entre d'une part la puissance nécessaire pour inverser la population des électrons par rapport à leur niveau énergétique P_{inv} et compenser les pertes que ce mode subit P_{pertes} , et d'autre part celle apportée par la pompe P_{seuil} . On vérifie alors :

$$P_{seuil} = P_{inv} + P_{pertes} \quad (2.3)$$

On va de plus chercher à abaisser cette puissance de pompe en ajustant la longueur d'onde de résonance avec l'émission du milieu à gain. On évitera aussi d'alimenter d'autres modes non désirés en leur affectant un facteur de qualité de sorte que la largeur de la résonance dépasse celle du spectre d'émission du milieu à gain.

2.1.2 Le mode de galerie

C'est probablement à la cathédrale St Paul de Londres que l'on mit en évidence pour la première fois l'existence des modes de galerie, dans le domaine de l'acoustique. C'est au pied de son dôme qu'on peut aisément les observer : un chuchotement d'un coté s'entend distinctement en différents endroits particuliers de la galerie (Fig 2.1) ! La théorie de ces "modes de galerie" a été principalement décrite par Lord Rayleigh, et fait appel aux fonctions de Bessel.



(a) Cathédrale St Paul à Londres.

(b) Illustration du mode de galerie dans le dôme.

Fig. 2.1 – Mise en évidence des premiers modes de galerie dans le domaine de l'acoustique : la cathédrale St Paul à Londres. Les ondes sonores peuvent interférer de façon constructive en certains endroits : on peut alors entendre distinctement une conversation se déroulant à un autre point du dôme.

En électromagnétisme, les résonateurs "circulaires", dont les disques, les sphères ou les tores, sont régis par les lois de la réfraction, par opposition à la diffraction qui gouverne les cristaux photoniques. L'énergie électromagnétique est alors principalement contenue dans le milieu de fort indice. La résolution des équations de Maxwell (voir le paragraphe 2.2.2) permet de distinguer deux polarisations distinctes² pour les dispositifs dont la hauteur est faible devant le rayon du résonateur :

- quasi "TE" (Transverse Electric) lorsque les composantes principales du champ électromagnétiques sont E_x , E_y et H_z .
- quasi "TM" (Transverse Magnetic) lorsque les composantes principales sont H_x , H_y et E_z .

2. Par convention et pour tous les chapitres suivants, l'axe z sera celui qui est normal à la surface du substrat.

On remarque qu'on pourra alors principalement s'intéresser à la composante z du champ électrique en polarisation quasi TM ou de l'excitation magnétique pour la polarisation quasi TE. La représentation graphique de cette composante pour une longueur d'onde de résonance permet de caractériser ces modes à l'aide de 3 entiers (l, m, n) , qui coïncident avec le nombre de noeuds sur le rayon (l), le nombre de périodes sur la circonférence (m) et le nombre de noeuds selon l'axe \vec{e}_z (n). La figure 2.2 représente le mode $(2,35,0)$ pour un disque de rayon R , de hauteur H , représenté en bleu clair.

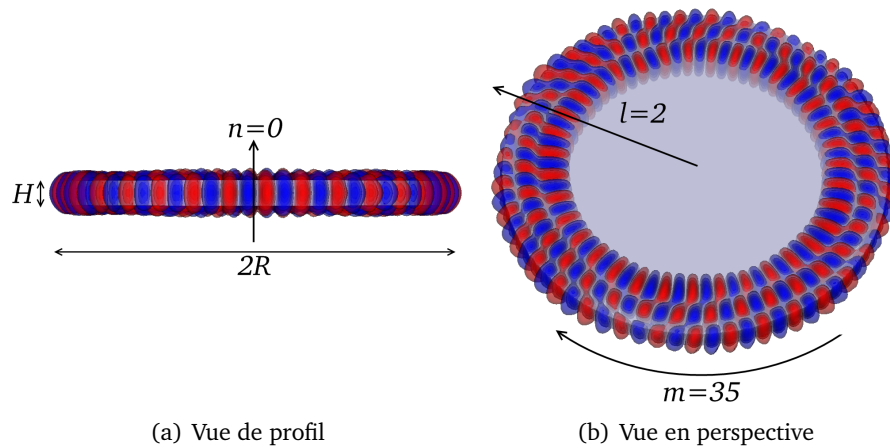


Fig. 2.2 – Représentation de la composante H_z du mode $TE(2, 35, 0)$.

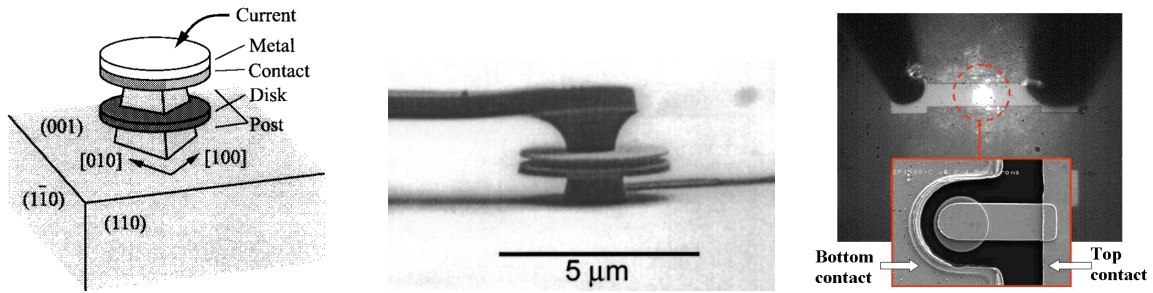
Mathématiquement, on peut montrer que deux solutions existent pour un même mode (l, m, n) : celui tournant dans le sens horaire, et celui tournant dans le sens trigonométrique. La levée de dégénérescence dépend d'éléments plus ou moins bien contrôlés : le couplage avec d'éventuels guides, les défauts de fabrication... Dans ce cas, on pourra donc trouver deux longueurs d'onde différentes (λ_1, λ_2) pour un même mode (l, m, n) . Si la rugosité est la source dominante de pertes, on peut les voir apparaître et prédire leur distance fréquentielle [157]. Cependant, pour les distinguer, il est nécessaire d'avoir $|\lambda_2 - \lambda_1| > \lambda_{1,2}/Q_r$.

2.1.3 Le micro-disque pompé électriquement

Nous allons nous intéresser aux modes TE de micro-disques, étant donné que le matériau à gain, constitué de puits quantiques, émet préférentiellement selon cette polarisation [97]. On pourra cependant noter que des structures utilisant des boîtes ont aussi été réalisées, mais pour des longueurs d'onde proches de 900 nm [92, 94]. Si les premiers disques pompés optiquement sont apparus dès le début des années 90 [104], la dernière décennie a été marquée par davantage de résultats.

Afin d'améliorer le confinement vertical de part et d'autre des zones à haute densité d'énergie, on a d'abord placé les premiers micro-disques sur un piédestal [96, 97, 105]. Ce dernier réalise un des deux contacts électriques, et il a été démontré que de très faibles seuils sont possibles : $69 \mu\text{A}$ pour un rayon de $2 \mu\text{m}$ [95] avec des boîtes quantiques et $40 \mu\text{A}$ avec des puits quantiques [133] et un rayon de $1.35 \mu\text{m}$. Se pose alors le problème de concevoir des solutions monolithiques. Le contact supérieur, qui nécessitait d'approcher une pointe (Fig. 2.3(a)), est remplacé par un contact placé sur l'échantillon (Fig. 2.3(b)). D'abord suspendu, ce second contact est alors placé sur un isolant de bas indice optique pour envelopper l'ensemble de la structure, et le piédestal laisse place à une membrane mince qu'on appellera "slab" (Fig. 2.3(c)). Le confinement optique étant moins bon, le seuil est alors plus élevé et la structure chauffe davantage, ce qui peut alors entraîner un "red-shift" (augmentation de la longueur d'onde). L'utilisation de Benzocyclobutène (BCB) en limite les effets [128], mais ne permet pas une production à grande échelle car ses propriétés d'utilisation peuvent fluctuer avec le temps.

Les dispositifs que nous allons étudier s'inscrivent dans la continuité : nous allons conserver le slab pour le contact inférieur, et baigner l'ensemble de la structure dans un milieu de bas indice. La silice étant aussi un des matériaux de base de la micro-électronique, nous allons supposer que notre disque "intégré" en sera recouvert. Ainsi, aucun élément ne sera suspendu, ce qui est une condition nécessaire dans la réalisation de composants intégrés monolithiques.



(a) Les premiers disques nécessitaient de disposer une pointe sur le disque, le substrat faisant office de second contact (image : [97]).

(b) Puis une seconde électrode a été ajoutée, d'abord suspendue (image : [95]).

(c) Enfin, la structure devient monolithique : le contact inférieur se fait par toute la face inférieure du disque (image : [106]).

Fig. 2.3 – Contacts sur les micro-disques : du démonstrateur vers une solution monolithique.

2.1.4 Sources de pertes

Contrairement à la cavité parfaite qui ne subit que les pertes intrinsèques τ_0^{-1} (Pertes induites par le résonateur lui même, sa géométrie), le micro-disque pompé électriquement subit différents types de pertes (Fig. 2.4) :

- celles dues à la présence d'un contact inférieur sous le disque τ_s^{-1} . Dans notre cas, nous nous contenterons d'un Slab (les solutions pour concevoir ce contact seront discutées dans le chapitre dédié à la fabrication), comme on peut en voir un sur la figure 2.4.
- celles induites par le contact supérieur, τ_c^{-1} .
- celles dépendantes de la fabrication τ_f^{-1} , qui introduit par exemple de la rugosité sur le bord du disque, ou des flancs non verticaux.
- celles, nécessaires, qui correspondent à l'énergie se couplant dans un guide, τ_g^{-1} .

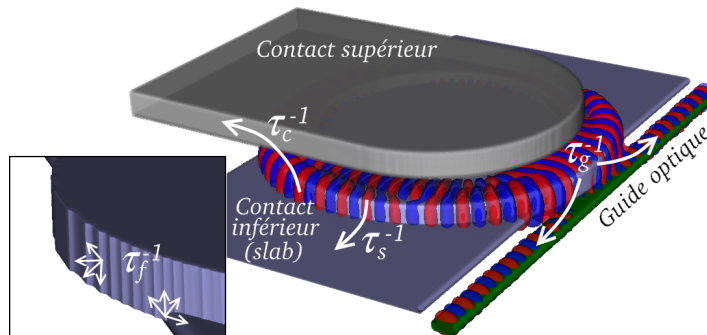


Fig. 2.4 – Sources de pertes dans le micro-disque pompé électriquement : le maillage introduit une rugosité numérique, comme on peut le voir sur le bord du disque.

Les pertes totales que subit le résonateur sont alors :

$$\tau_r^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_s^{-1} + \tau_c^{-1} + \tau_f^{-1} + \tau_g^{-1} \quad (2.4)$$

Pour s'assurer d'un couplage efficace, il convient de vérifier : $\tau_g^{-1} \gg \tau_s^{-1} + \tau_c^{-1} + \tau_f^{-1}$, et on pourra négliger les pertes intrinsèques τ_0^{-1} .

2.1.5 L'outil numérique

Nous allons utiliser les outils numériques pour pouvoir calculer les différents termes de l'équation 2.4, et ainsi étudier l'influence de certains paramètres (géométrie).

Le LASER est par définition constitué d'un résonateur dans lequel on injecte de l'énergie (la pompe). Cependant, pour des raisons de temps de calcul, il n'est pas aisé de prendre en compte l'ensemble de ses propriétés. Plus généralement, on séparera le problème du pompage de celui de la distribution du champ électro-magnétique. Dès lors, on devra se référer à certaines études particulières permettant d'estimer la participation de l'émission spontanée au mode souhaité [97, 99, 107, 108]. Il

existe des outils dédiés pour chacun de ses deux domaines. Nous allons donc restreindre notre étude aux propriétés purement optiques, et considérer uniquement la cavité passive de notre LASER. Dans ce cas bien précis, on cherchera à mesurer les pertes associées à chacune des longueurs d'onde de résonance de la cavité, et on distinguera trois régimes de fonctionnement permettant de les mesurer :

- le régime en oscillations forcées. On excite la cavité par une source extérieure : pour les longueurs d'onde de résonances de la cavité, on observera alors un maximum d'énergie au sein de cette dernière. La largeur $\Delta\lambda$ de la raie permet alors de remonter au facteur de qualité $Q_r = \lambda_r / \Delta\lambda$ et donc aux pertes $\tau_r^{-1} = \omega_r / Q$. Pour cette méthode, il convient donc de réaliser un balayage en longueur d'onde, avec une énergie d'excitation constante.
- le régime en oscillations libres. Après avoir excité notre structure, on récupère l'évolution temporelle du champ dans la cavité, dont l'amplitude décroît exponentiellement selon la même constante τ_r . La durée de la simulation est directement liée au nombre de points nécessaires pour couvrir une durée $t_{sim} \gg \tau_r$, avec un pas Δt assurant la convergence de l'algorithme utilisé. En utilisant une impulsion d'énergie, une seule et même expérience numérique suffit pour étudier un large intervalle fréquentiel, via la transformée de Fourier de la réponse temporelle.
- le régime sous excitation adaptée. On peut montrer que si on est capable d'exciter la cavité avec un signal d'amplitude $\cos(\omega_r \cdot t + \phi_0) \cdot e^{+t/\tau_r}$, alors l'énergie dans le résonateur reste constante. D'un point de vue numérique, c'est une solution moins évidente que les précédentes, et peut-être plus coûteuse en ressources, si on souhaite étudier plusieurs modes.

Une des méthodes les plus usuelles pour l'étude des cavités résonantes est la Finite-Difference Time-Domain (FDTD), qui consiste à étudier la propagation du champ électromagnétique en fonction du temps. L'espace étudié doit nécessairement être discrétisé : pour des raisons de convergence numérique, le pas spatial³ Δx détermine alors le pas maximum temporel $\Delta t_{max} = \Delta x \cdot n_{min} / (c \cdot \sqrt{3})$, avec n_{min} l'indice le plus faible de notre structure [109]. On peut tout à fait envisager d'utiliser la symétrie de révolution selon l'axe \vec{e}_z , et ainsi réduire considérablement le temps de calcul. On pourrait aussi recourir à un solveur de modes. Pour mieux comparer les résultats avec les structures qui requièrent une résolution 3D (comme celles avec des contacts par exemple), il est plus judicieux de conserver le même outil de simulation. Pour toutes ces raisons, nous utiliserons un moteur FDTD tri-dimensionnel développé à l'INL : Tessa 3.0 [147], qui travaille avec un maillage isotrope⁴. Le programme Harminv [118] assurera le post-traitement pour récupérer les couples (λ_r, Q_r) (voir un exemple en annexe B.2).

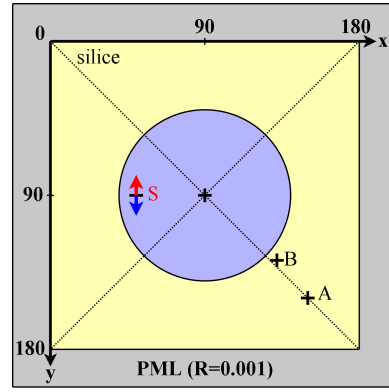
L'exemple qui va nous accompagner tout au long de cette thèse sera un micro-disque offrant un bon compromis entre ses dimensions physiques (pour qu'il reste compatible avec la fabrication) et la précision nécessaire en simulation (pour que le temps de simulation reste raisonnable). Pour cette raison, on s'intéressera au disque de rayon $R = 2.5 \mu m$, et de hauteur proche de $0.55 \mu m$, selon les cas. Un tel dispositif présentera une certaine richesse spectrale conduisant à l'existence de plusieurs modes à très grands facteurs de qualité dans la plage d'émission du milieu à gain, au voisinage de $1.55 \mu m$. L'espace étudié en simulation devant nécessairement être fini, nous utiliserons des PML (matériaux artificiels de forte absorption) de faible réflexion, placées à au moins $2 \mu m$ du disque. Le maillage doit permettre une résolution suffisante de notre mode. Au premier ordre, la périodicité spatiale de notre signal de longueur d'onde λ dans des milieux d'indice n_i est minorée par $\min(\lambda) / \max(n_i) \sim 0.5 \mu m$. On pourra se satisfaire d'une dizaine de points sur cette période, ce qui nous amène à une résolution maximale de $50 nm$. Cette dernière introduit alors une rugosité "numérique" sur les flancs du disque. Une expérience numérique dure environ $24 h$ pour $250\,000$ itérations dans le domaine temporel, ce qui permet d'obtenir des facteurs de qualité de plusieurs centaines de milliers. Enfin, on disposera deux capteurs pour ne pas manquer d'analyser les éventuels modes stationnaires pour lesquels l'un d'eux pourrait se trouver sur un noeud de l'excitation magnétique.

Le tableau 2.1 résume les conditions de simulation et le modèle analytique proposé en partie 2.2 utilisera le régime d'oscillations forcées pour la recherche des résonances.

3. Correspondant ici à un maillage isotrope.

4. Ce type de maillage permet de simplifier les expressions découlant des équations de Maxwell, mais induisent un maillage inutilement trop fin dans certaines directions.

Paramètre	Valeur
Maillage	50 nm
Nombre de mailles selon l'axe \vec{e}_x	180 (9 μm)
Nombre de mailles selon l'axe \vec{e}_y	180 (9 μm)
Nombre de mailles selon l'axe \vec{e}_z	90 (4.5 μm)
Réflexion des PML (en amplitude pour une incidence normale)	1.0×10^{-3}
Rayon du disque	2.5 μm
Coordonnées de la source dipolaire S	(45, 90, 45)
Direction de la source dipolaire	(1, 0, 0)
Coordonnées du capteur A	(150, 150, 45)
Coordonnées du capteur B	(130, 128, 45)



Tab. 2.1 – Paramètres de simulation sous Tessa FDTD 3.0 [147], sauf mention contraire.

2.1.6 Facteurs de qualités, propriétés spectrales et rayon effectif

Pour un disque parfait, l'expérience montre que les modes ayant les plus hauts facteurs de qualité sont ceux de la forme $(0, m, 0)$. Dans une certaine mesure, on pourrait alors utiliser l'optique géométrique pour en expliquer la raison. Lorsque l'ordre vertical augmente, le confinement vertical de notre mode diminue et lorsque l'ordre radial augmente le rayon moyen vu par notre mode diminue (davantage d'énergie au centre de la structure) : dans les deux cas, pour une même longueur d'onde de résonance, l'ordre azimutal m diminue. L'optique géométrique montre alors que l'angle d'incidence s'approche de la normale à l'interface $r=R$, faisant croître les pertes (Fig. 2.5).

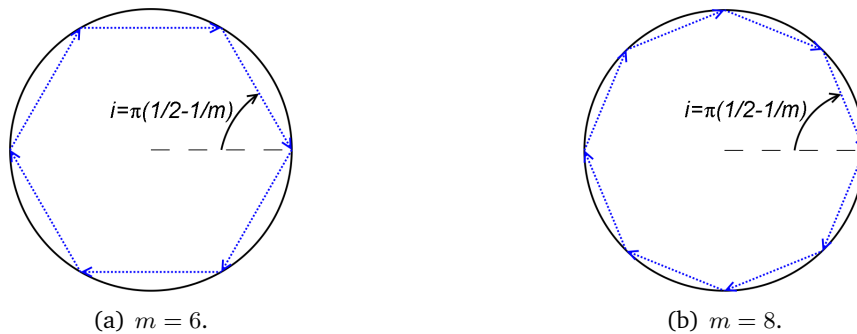


Fig. 2.5 – Vue de dessus d'un mode se propageant dans le sens horaire pour différents ordres azimutaux.

On qualifiera ces modes $(0, m, 0)$ de "azimutaux". Nous allons introduire R_{eff} comme étant le rayon effectif du mode, ou encore le point pour lequel la composante H_z atteint son extremum⁵. Pour des raisons évidentes, on ne pourra parler de rayon effectif que pour les modes à ordre radial nuls. Un calcul rapide, qui traduit la condition de phase sur un tour, aboutit à :

$$2 \cdot \pi \cdot R_{eff} \cdot n_{eff}^m = m \cdot \lambda_r \quad (2.5)$$

Cette définition diffère quelque peu de la littérature [198, 207] pour laquelle on utilise généralement le rayon externe du disque, ce qui induit un indice modal n_{eff}^m légèrement surestimé. Ce rayon "effectif" est davantage proche du rayon vu par le mode de galerie, et présente surtout l'intérêt d'avoir la même définition que le cas limite du résonateur en anneau dont on ferait tendre le rayon interne vers 0. Il devient naturel d'étudier la distance spectrale, appelée "Free Spectral Range" (FSR), qui sépare ces modes. Sous condition que l'indice modal varie peu avec la longueur d'onde, on trouve⁶ :

$$FSR = \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot R_{eff} \cdot n_{eff}^m} \quad (2.6)$$

Lors d'une expérience numérique, on peut montrer que cette distance spectrale est effectivement quasi constante, comme on peut l'observer avec les valeurs accompagnant la figure 2.6. On remarque

5. On pourrait tout aussi bien utiliser la position de l'extremum d'énergie, qui donne un résultat très proche.

6. Pour une cavité de type Fabry-Perot, de longueur l , on retrouve exactement la même formule en posant $l = 2 \cdot \pi \cdot R_{eff}$.

alors que l'équation 2.5 est vérifiée avec une excellente corrélation ($R^2 > 0.9999$), mais avec une relation affine⁷ $f_r = 5.995 \times 10^{12} \cdot (m + 6.814)$. On peut donc utiliser cette propriété ainsi que leurs facteurs de qualité associés élevés pour reconnaître les modes sans avoir à recourir à des cartographies.

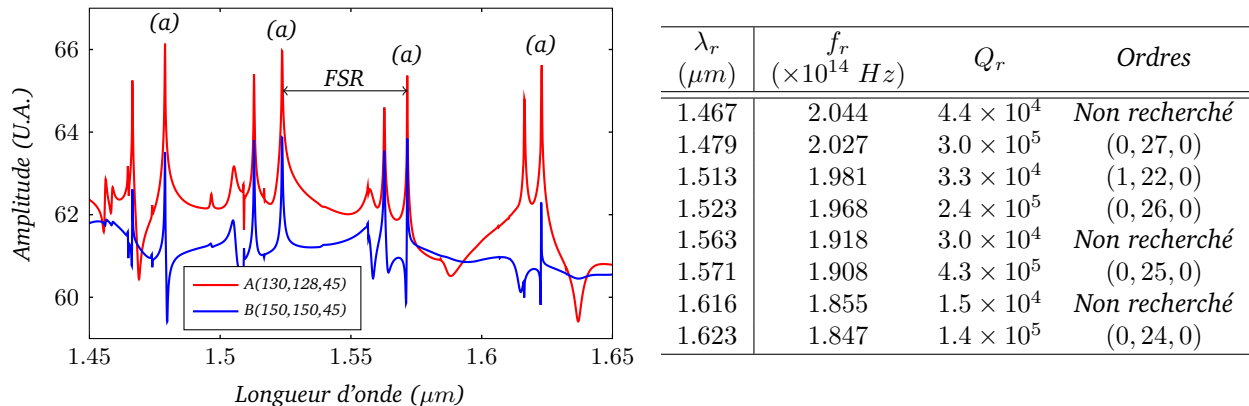


Fig. 2.6 – Propriétés spectrales pour un disque de $2.5 \mu\text{m}$, de hauteur 545 nm , d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5 (aux deux points de mesure définis dans le tableau 2.1). Les modes les mieux confinés ($l = 0$ et $n = 0$) sont repérés avec "(a)".

A moins de réaliser une simulation pour les autres pics du spectre et obtenir une cartographie du champ, il est difficile d'en deviner les ordres (l, m, n). Cependant, une proposition est fournie dans l'annexe B.2 : Analyse spectrale d'un micro-disque.

2.2 Modélisation du champ en 3D

2.2.1 Objectifs et méthodologie

Le disque seul ne peut être utilisé directement : nous sommes obligés d'ajouter des éléments dans son proche voisinage, comme les contacts, ou des guides. Connaître la distribution spatiale du champ électromagnétique peut donc aider à optimiser la position ou le choix des matériaux de ces derniers. Différents modèles analytiques ont déjà été utilisés pour analyser les résonateurs à symétrie de révolution :

- modèle 2D à indice effectif [105, 198, 111]. Pour les fonctions selon z , on calcule d'abord l'indice effectif n_{eff} en mode TE de l'empilement vertical {milieu sous le disque - disque - milieu au dessus du disque}. Ce dernier est alors utilisé pour résoudre le Laplacien vectoriel en 2D (Equ. 2.7), en considérant qu'on a alors affaire à un cylindre infini. Dans ce cas là, on obtient uniquement 3 composantes : E_r , E_θ et H_z . Le plus souvent, les conditions de continuité en $r = R$ se résument à un champ \vec{H} nul à cette interface [93, 107], ce qui, de toute évidence, est une approximation grossière (voir Fig. 2.2). Cela revient à considérer que les résonances ne dépendent pas du contraste d'indice en périphérie de la cavité. Des modèles un peu plus fins [149] utilisent les conditions de continuité pour calculer les longueurs d'onde de résonance. Dans tous les cas, il n'est pas évident de reconstruire une distribution 3D tout en satisfaisant les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère⁸.
- une transformation conforme [129, 108, 112], qui permet de se ramener à une classique cavité de Fabry-Pérot mais avec un indice n qui dépend des nouvelles coordonnées ($\vec{e}_u, \vec{e}_v, \vec{e}_z$). La principale difficulté consiste alors à rechercher la condition de résonance avec un tel indice $n(u)$.

L'objectif principal du modèle analytique que nous allons utiliser sera de fournir à la fois une bonne estimation de la longueur d'onde de résonance, mais aussi une approximation suffisante du champ électromagnétique en 3D. On devrait donc réaliser un gain de vitesse conséquent par rapport à la FDTD, facilitant l'étude de l'influence des contacts, ou encore des conditions de couplage.

7. Cette ordonnée à l'origine permet de relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase (voir annexe B.2.3).

8. Après résolution, une solution de reconstruction est proposée dans le paragraphe 2.2.5.

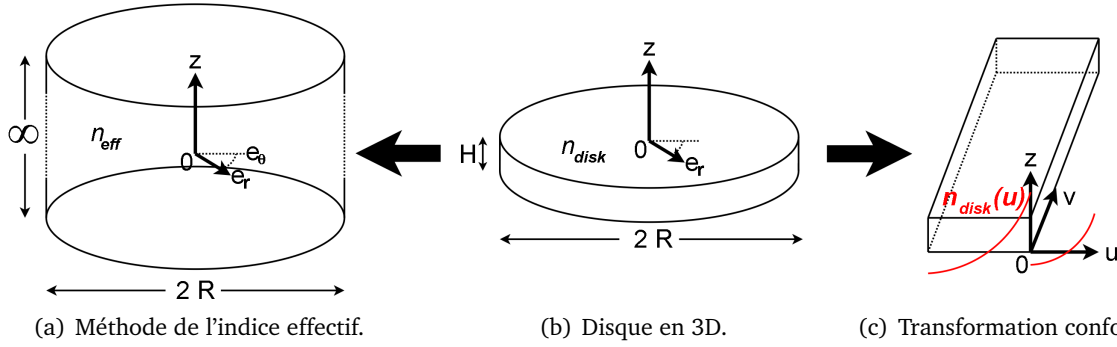


Fig. 2.7 – D'un problème 3D vers un problème 2D : utilisation de l'indice effectif et transformation conforme.

2.2.2 Equations de Maxwell

Nous allons nous intéresser aux milieux diélectriques linéaires homogènes isotropes (DLHI) amagnétiques, ce qui nous permet de relier simplement le déplacement au champ électrique $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E}$ ainsi que le champ magnétique en fonction de l'excitation magnétique $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$. Les équations de Maxwell dans un tel matériau prennent les expressions suivantes si on considère qu'il n'y aura ni courant libre ($\vec{j} = \vec{0}$), ni de charges libres ($\rho = 0$)⁹ :

$$\begin{aligned}
 - \text{Maxwell-Gauss} : \operatorname{div}(\vec{D}) &= 0 & - \text{Conservation du flux} : \operatorname{div}(\vec{B}) &= 0 \\
 - \text{Maxwell-Faraday} : r\vec{\partial}t(\vec{E}) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & - \text{Maxwell-Ampère} : r\vec{\partial}t(\vec{H}) &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Le Laplacien-vecteur du champ électrique peut s'exprimer aisément grâce à la nullité de la divergence avec $\Delta \vec{E} = -r\vec{\partial}t(r\vec{\partial}t(\vec{E}))$. Finalement, cela revient à un problème de propagation :

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (2.7)$$

Nous allons désormais considérer des milieux non absorbants ce qui permet de relier facilement l'indice optique n_i à la permittivité relative avec $\epsilon_r = n_i^2$.

2.2.3 Hypothèses et conditions aux limites

La géométrie des micro-disques est particulièrement adaptée aux coordonnées cylindriques. Afin d'obtenir une expression analytique relativement "simple", nous allons tenter de déterminer une solution avec une polarisation TE définie comme suit : $\vec{E} = (E_r, E_\theta, 0)$ et $\vec{H} = (H_r, H_\theta, H_z)$. On peut montrer qu'en coordonnées cylindriques, si on impose la nullité d'une des deux premières composantes de \vec{H} , on aboutit à une solution triviale (\vec{E}, \vec{H}). Notre hypothèse est donc la seule qui peut décrire ce qu'on considérera comme une solution "quasi-TE".

On peut montrer que la résolution du Laplacien (Equ. 2.7) avec un système à variables séparées, dans un milieu Diélectrique Linéaire Homogène Isotrope (DLHI) d'indice optique n_i , aboutit à des solutions de la forme¹⁰ :

$$\vec{E} = \cos(\omega \cdot t) \cdot V_z \cdot \begin{cases} m \cdot \frac{U_m}{r} \cdot \sin(m \cdot \theta) \\ \frac{dU_m}{dr} \cdot \cos(m \cdot \theta) \\ 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \frac{\sin(\omega \cdot t)}{\mu_0 \cdot \omega} \cdot \begin{cases} \frac{dU_m}{dr} \cdot \frac{dV_z}{dz} \cdot \cos(m \cdot \theta) \\ -\frac{r}{m} \cdot U_m \cdot \frac{dV_z}{dz} \cdot \sin(m \cdot \theta) \\ n_{arb,i}^2 \cdot k^2 \cdot U_m \cdot V_z \cdot \cos(m \cdot \theta) \end{cases} \quad (2.8)$$

avec U_m une combinaison linéaire des fonctions de Bessel J_m et Y_m appliquées en $k \cdot n_{arb,i} \cdot r$, et

9. Si l'on considère la pompe, ces conditions ne sont alors plus tout à fait respectées, mais la prise en compte des propriétés électriques de la cavité (dopages, puits quantiques...) rend la résolution analytique très difficile.

10. Pour plus de détails sur la résolution, voir l'annexe A.

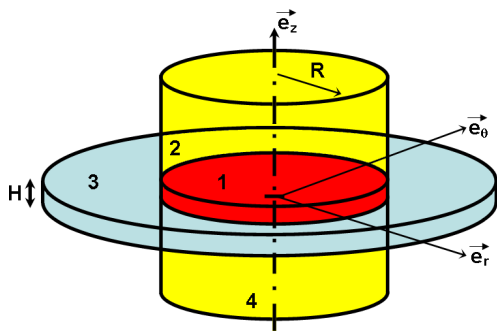
V_z qui vérifie l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 V_z}{dz^2} = k^2 \cdot (n_{arb,i}^2 - n_i^2) \cdot V_z \quad (2.9)$$

Les constantes $n_{arb,i}$ sont propres à chacun des volumes considérés dans la figure 2.8. Les conditions limites suivantes sont à prendre en compte :

- U_m ne peut diverger en 0, ce qui impose une solution en J_m dans le disque. ($\lim_{x \rightarrow 0^+} Y_m(x) = -\infty$)
- U_m doit converger vers 0 lorsque r tend vers $+\infty$, ce qui est le cas des fonctions J_m et Y_m .
- V_z doit converger vers 0 lorsque $|z|$ tend vers $+\infty$, ce qui impose une exponentielle décroissante.

Le tableau de la figure 2.8 résume l'expression de ces fonctions selon que l'on se trouve dans le disque, dessus ou dessous ($|z| > H/2$), voire en dehors ($r > R$) pour un mode d'ordre vertical n pair (pour un ordre impair, il convient de modifier V_z de façon adéquate). Les fonctions non précisées dépendent uniquement des conditions de continuité entre les différents volumes. Ces conditions déterminent ainsi les constantes a , j , y , et $n_{arb,i}$.



	Disque (1)	Volumes (2) et (4)	Volume (3)
n_i	n_{disk}	n_{amb}	n_{amb}
$n_{arb,i}$	n_{arb1}	n_{arb2}	n_{arb3}
U_m	J_m	-	$j \cdot J_m + y \cdot Y_m$
V_z	$\cos(k \cdot z \cdot N_i)$	$a \cdot e^{-k \cdot z \cdot N_i}$	-

Fig. 2.8 – Expression des différents paramètres selon la région considérée avec $N_i^2 = |n_{arb2}^2 - n_i^2|$.

2.2.4 Conditions de continuité aux interfaces

Il s'agit désormais de relier l'intensité des différents champs entre les différentes zones et de faire apparaître à la fois les ordres radiaux et verticaux dans le calcul, l'ordre azimutal étant déjà intervenu. De manière générale, les conditions de continuité entre un milieu 1 et 2, d'indices respectifs n_1 et n_2 , s'expriment de la façon suivante, avec \vec{n}_{12} le vecteur normal à l'interface orienté de 1 vers 2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \\ \vec{n}_{12} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{j}_{12} \\ \vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \\ \vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \end{array} \right. \quad \text{soit dans notre cas} \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{H}_1 = \vec{H}_2 \\ \vec{n}_{12} \cdot (n_2^2 \cdot \vec{E}_2 - n_1^2 \cdot \vec{E}_1) = 0 \\ \vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Toutes les composantes doivent être continues lors du passage d'un milieu à l'autre, aux indices optiques près pour la composante normale du champ électrique.

2.2.4.1 Interfaces supérieure et inférieure : ordre vertical

Étant donné que l'ensemble du LASER sera entouré de silice, nous allons nous contenter d'utiliser $n_2 = n_4 = n_{amb}$. En $z = \pm H/2$ et $r \leq R$, les conditions portant sur V_z sont alors les suivantes :

$$\left. \frac{dV_z}{dz} \right|_{z=\pm H/2^-} = \left. \frac{dV_z}{dz} \right|_{z=\pm H/2^+} \quad \text{et} \quad V_z|_{z=\pm H/2^-} = V_z|_{z=\pm H/2^+} \quad (2.11)$$

On reconnaît ici les deux conditions intervenant dans le calcul de l'indice effectif n_{eff} du plan infini de hauteur H et d'indice n_{disk} dans un milieu d'indice n_{amb} . Celles-ci, accompagnées de l'équation 2.9, permettent de calculer la constante a (Fig. 2.8) et déterminent alors de façon unique les paramètres

n_{arb1} et n_{arb2} comme étant tous deux identiques à n_{eff} . C'est aussi cet indice effectif qui intervient dans la fonction de Bessel J_m à l'intérieur du disque. Cette condition aboutit donc à utiliser les mêmes fonctions de r sur ces deux faces du disque : on satisfait donc aussi la continuité selon r sur ces interfaces !

On peut démontrer que les valeurs de n_{eff} correspondent aux zéros de la fonction suivante¹¹ :

$$f(n_{eff}) = (N_{disk}^2 - N_{amb}^2) \cdot \sin(k \cdot N_{disk} \cdot H) - 2 \cdot N_{disk} \cdot N_{amb} \cdot \cos(k \cdot N_{disk} \cdot H) \quad (2.12)$$

avec $N_{disk}^2 = n_{disk}^2 - n_{eff}^2$ et $N_{amb}^2 = n_{eff}^2 - n_{amb}^2$.

On remarque que l'intervalle des solutions est nécessairement compris dans $]n_{amb}, n_{disk}[$, et que cette fonction est nulle à l'extrémité droite de l'intervalle. La figure 2.9 fournit un exemple d'application pour un disque en InP de $0.55 \mu m$ de haut. Étant donné que nous nous restreignons à des structures de faible épaisseur (de l'ordre de quelques λ/n_{disk}), l'ordre vertical n maximal est nécessairement faible. Si on s'intéresse à un mode d'ordre n particulier, on parcourt cette fonction rapidement en partant de n_{disk} par valeur décroissante pour obtenir un intervalle contenant la solution. On peut ensuite appliquer l'algorithme de Newton pour rechercher rapidement le zéro adéquat.

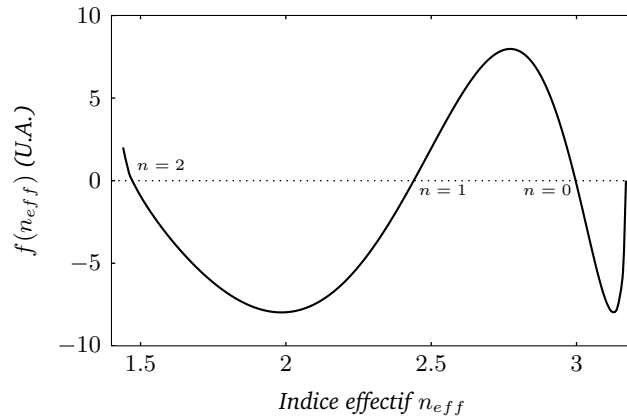
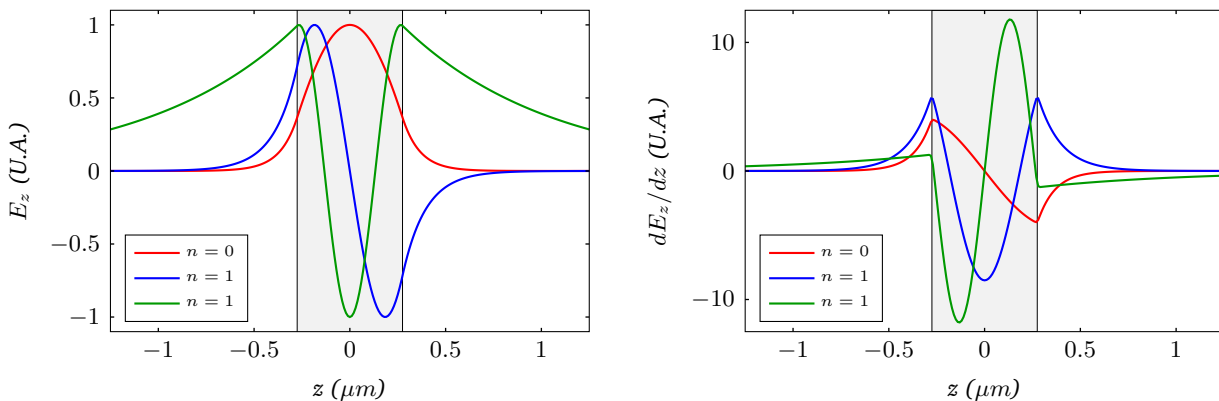


Fig. 2.9 – Représentation de la fonction permettant de calculer l'indice effectif à partir d'un ordre vertical donné pour une membrane de $0.55 \mu m$ en InP dans de la silice.

Les figures 2.10(a) et (b) présentent l'évolution des différentes composantes du champ électromagnétique selon l'axe vertical z , pour les solutions de la figure 2.9. Le confinement du mode décroît avec n , comme on peut le remarquer pour $|z| > H/2$.



(a) Evolution de E_z pour les 3 ordres verticaux.

(b) Evolution de dE_z/dz pour les 3 ordres verticaux.

Fig. 2.10 – Exemple avec une membrane de $0.55 \mu m$ de haut (zone grisée), en InP dans de la silice : 3 modes au plus peuvent cohabiter à $1.55 \mu m$. Les figures sont normalisées pour que le maximum de V_z soit de 1.

11. La littérature présente généralement cette équation sous une autre forme. Cette formulation facilite grandement la recherche des 0 avec un algorithme de Newton, puisque nous avons une fonction continue de n_{eff} .

2.2.4.2 Interface latérale : ordre radial et longueur d'onde

Les conditions de continuités en $r=R$ pour les fonctions de z , nous conduisent à vérifier :

$$V_z|_{r=R^-} = V_z|_{r=R^+} \quad (2.13)$$

Avec l'utilisation des variables séparées, la distribution V_z est donc identique¹² pour $r > R$. De plus, on doit aussi vérifier 6 équations issues du système 2.10 sur les fonctions U_m :

$$\text{sur } \vec{E} : \begin{cases} n_{amb}^2 \cdot U_m|_{r=R^-} = n_{amb}^2 \cdot U_m|_{r=R^+} & (1) \\ \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^-} = \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^+} & (2) \\ 0=0 & (3) \end{cases} \text{ et sur } \vec{H} : \begin{cases} \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^-} = \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^+} & (4) \\ \frac{U_m}{r}|_{r=R^-} = \frac{U_m}{r}|_{r=R^+} & (5) \\ n_{eff}^2 \cdot U_m|_{r=R^-} = n_{arb3}^2 \cdot U_m|_{r=R^+} & (6) \end{cases} \quad (2.14)$$

Le modèle à variables séparées montre ici ses limites, puisque nous obtenons des équations incompatibles à savoir celles référencées (1), (5) et (6). Un mode de galerie ne peut donc pas être décrit par un tel formalisme. Étant donné que nous allons chercher à travailler avec des modes quasi-TE, certaines composantes auront nécessairement une amplitude plus importante : c'est le cas de (E_r, E_θ, H_z) . Pour celles-ci, on retrouve deux des équations "incompatibles" qui font intervenir un indice plus élevé dans le plan du disque pour $r \leq R$ (n_{disk} ou n_{eff} dans (1) et (6)). Cette propriété est d'ailleurs commune avec les conditions portant sur le cylindre infini selon z d'indice effectif n_{eff} , encapsulé dans un milieu d'indice n_{amb} [149]. Nous allons donc utiliser les équations de ce système 2D, qui se traduisent par :

$$n_{eff}^2 \cdot U_m|_{r=R^-} = n_{amb}^2 \cdot U_m|_{r=R^+} \quad \text{et} \quad \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^-} = \frac{dU_m}{dr}|_{r=R^+} \quad (2.15)$$

Hors du disque, on doit alors appliquer les fonctions de Bessel en $k \cdot n_{amb} \cdot r$ (et non pas $k \cdot n_{arb3} \cdot r$). On peut alors aisément déterminer les longueurs d'onde de résonance, en utilisant les fonctions de Hankel, qui ne sont que des combinaisons linéaires dans \mathbb{C} des fonctions de Bessel [208] :

$$H_m^{(1)} = J_m + i \cdot Y_m \quad \text{et} \quad H_m^{(2)} = J_m - i \cdot Y_m \quad (2.16)$$

On peut associer ces fonctions aux ondes incidentes ($H_m^{(1)}$) et sortantes ($H_m^{(2)}$) pour le résonateur (Fig. 2.11), si la variation temporelle de notre champ est de la forme $\exp(+i \cdot \omega \cdot t)$.

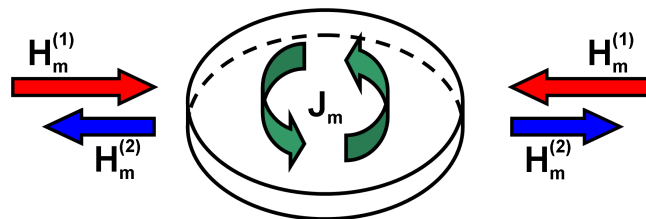


Fig. 2.11 – L'onde stationnaire dans le disque (fonction de Bessel J_m) est excitée par une onde incidente adaptée $H_m^{(1)}$, dont une partie est réfléchiée $H_m^{(2)}$.

12. D'après la résolution des équations de Maxwell, cela conduit à utiliser un indice n_{arb3} pour $r > R$ vérifiant $n_{arb3}^2 = n_{amb}^2 + n_{eff}^2 - n_{disk}^2$, indice qui peut être négatif selon l'ordre vertical n . En conséquence, il nous faut alors étendre la définition des fonctions de Bessel dans \mathbb{C} .

En régime forcé, les conditions de continuité du système 2.15 nous amènent à résoudre :

$$\begin{cases} T(k) \cdot n_{eff}^2 \cdot J_m|_{k \cdot n_{eff} \cdot r} = n_{amb}^2 \cdot \left(H_m^{(1)} + R(k) \cdot H_m^{(2)} \right) \Big|_{k \cdot n_{amb} \cdot r} \\ T(k) \cdot n_{eff} \cdot \frac{dJ_m}{dr} \Big|_{k \cdot n_{eff} \cdot r} = n_{amb} \cdot \left(\frac{dH_m^{(1)}}{dr} + R(k) \cdot \frac{dH_m^{(2)}}{dr} \right) \Big|_{k \cdot n_{amb} \cdot r} \end{cases} \quad (2.17)$$

Pour une résonance, l'énergie transmise $\lambda \mapsto |T(\lambda)|^2$ doit alors atteindre un maximum local. La figure 2.12 montre l'évolution de cette fonction pour des résonances au voisinage de $1.55 \mu m$ pour l'ordre radial le plus faible. On remarque que la longueur d'onde décroît avec l , tout comme le facteur de qualité. De même, à longueur d'onde fixe, les modes à ordre n non nuls voient leur facteur de qualité diminuer (ou encore leur largeur à mi hauteur augmenter) par rapport au cas $n=0$, conformément au paragraphe 2.1.6.

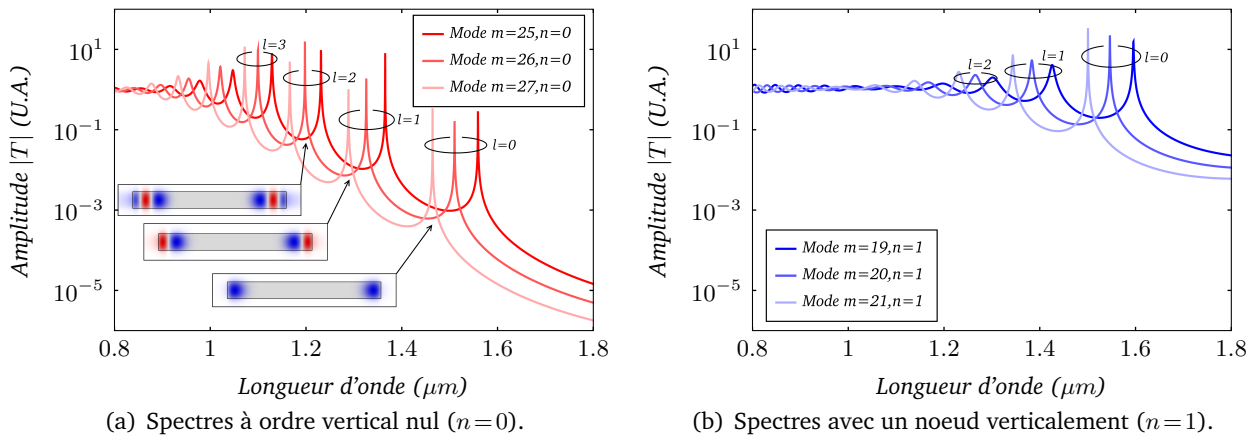


Fig. 2.12 – Spectres à ordre azimutal m et vertical n fixes pour la recherche de résonances (mêmes paramètres que pour Fig. 2.6).

2.2.5 Expression analytique finale du mode de galerie et relation avec les modèles 2D

Une fois la longueur d'onde déterminée, et par conséquent le vecteur d'onde k_r , l'expression finale des fonctions de r et z correspond donc à :

$$\begin{aligned} U_m &= \begin{cases} J_m(k_r \cdot n_{eff} \cdot r) & r \leq R \\ j \cdot J_m(k_r \cdot n_{amb} \cdot r) + y \cdot Y_m(k_r \cdot n_{amb} \cdot r) & r \geq R \end{cases} \\ V_z &= \begin{cases} \cos(k_r \cdot N_{disk} \cdot z) & |z| \leq H/2 \\ \cos(k_r \cdot N_{disk} \cdot H/2) \cdot e^{-k_r \cdot N_{amb} \cdot (|z| - H/2)} & |z| \geq H/2 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.18)$$

avec :

$$N_{disk}^2 = n_{disk}^2 - n_{eff}^2 \quad \text{et} \quad N_{amb}^2 = n_{eff}^2 - n_{amb}^2 \quad (2.19)$$

Les constantes j et y sont déterminées par l'équation 2.15. Pour les ordres verticaux impairs, il suffit de remplacer les \cos par des \sin dans l'expression de V_z , et de conserver la continuité en $z = \pm H/2$ en introduisant éventuellement des signes "-". Les ordres (l, m, n) interviennent à travers :

- l'un des arguments des fonctions de Bessel (ou de Hankel) pour m .
- l'indice effectif n_{eff} pour n , reliant ainsi les fonctions V_z et U_m .
- la recherche de la résonance pour l'ordre l (Fig. 2.12).

L'algorithme permettant de trouver les valeurs de λ_r et n_{eff} est présenté annexe B. La solution retenue (Equ. 2.15) peut en fait être obtenue en appliquant le schéma présenté en figure 2.13. Celui-ci montre comment extraire les informations pertinentes des modèles 2D du cylindre et du plan infinis pour parvenir à l'expression des équations du modèle 3D que nous avons retenu.

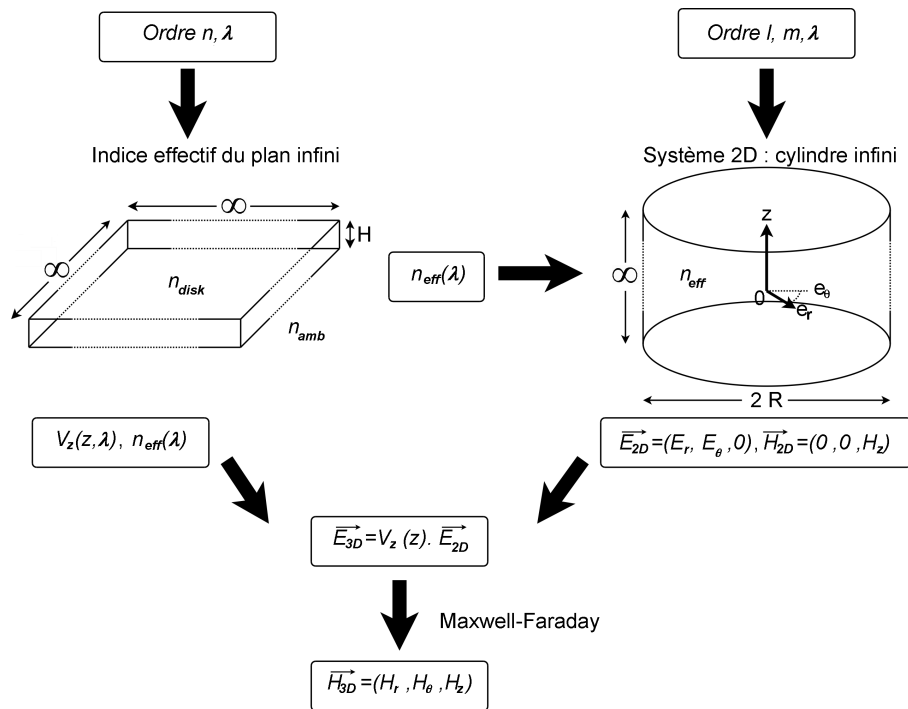


Fig. 2.13 – Cheminement pour obtenir notre solution 3D à partir des modèles 2D du plan infini d'indice n_{disk} , du cylindre infini d'indice n_{eff} et des équations de Maxwell.

Le champ électrique et l'excitation magnétique sont reliés par les équations de Maxwell, que nous vérifions à travers notre jeu d'équations. Nous allons donc nous contenter d'étudier uniquement H et confronter notre modèle à la FDTD 3D pour en faire ressortir les limitations.

2.2.6 Confrontation avec la FDTD 3D

Pour cette partie, nous allons principalement nous intéresser au mode TE (0,26,0) d'un disque de $2.5 \mu m$ de rayon, en comparant les résultats de la précédente partie avec une simulation FDTD. Par commodité, les sorties de simulation ne concernent que les trois composantes de l'excitation magnétique, qui d'après les équations 2.8, devraient permettre de faire une comparaison des distributions et de leurs dérivées. Les figures 2.14 et 2.15 correspondent à la distribution de \vec{H} respectivement en fin de simulation FDTD (coordonnées cartésiennes) et issue depuis notre modèle (coordonnées cylindriques).

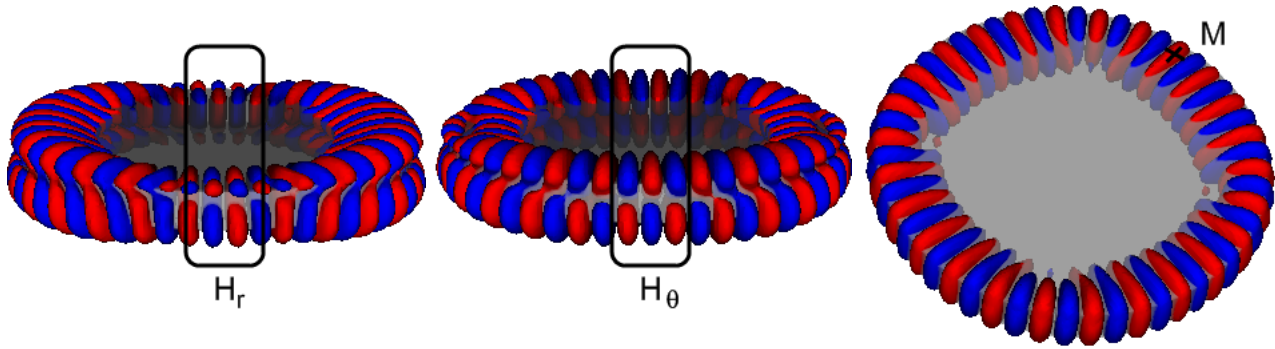
La composante H_z issue de la FDTD permet de confirmer que le mode étudié est bien celui désiré puisqu'on peut aisément identifier les 3 ordres (l, m, n) (Fig. 2.14(c)). L'évolution de H_x (Fig 2.14(a) et (b)) permet d'étudier à la fois H_r ou H_θ selon l'angle de vue utilisé. Pour ces deux composantes, on remarque qu'il existe un changement de signe selon l'axe z qui s'opère à la même altitude (selon notre modèle en $z=0$, soit à mi hauteur). Dans le cas de la FDTD, on observe une légère dissymétrie, qu'on peut expliquer par le fait que la source, nécessairement placée sur un nœud du maillage, est excentrée de $25 nm$ dans la moitié inférieure du disque. L'enveloppe des lobes pour ces deux figures montre que l'amplitude de H_θ prend des valeurs légèrement plus importantes que H_r .

Les cartographies issues de notre modèle (Fig. 2.15) sont en adéquations avec celles de la FDTD, au détail près de la discontinuité de H_θ en $r = R$. Pour rappel, c'est une des équations que nous n'avons pas pu respecter.

2.2.6.1 Confinement vertical

Dans un premier temps, nous allons nous focaliser sur l'évolution de l'excitation selon z .

Pour que les résultats soient peu affectés par des modes non désirés, nous allons nous placer au voisinage d'un maximum d'énergie du mode de galerie (0, 26, 0), soit à la position $r = 2.35 \mu m$ (point M dans Fig. 2.14, ou flèches verticales dans Fig. 2.15). Les données issues de la FDTD sont normalisées de sorte à avoir $max(V_z) = 1$ dans le disque.

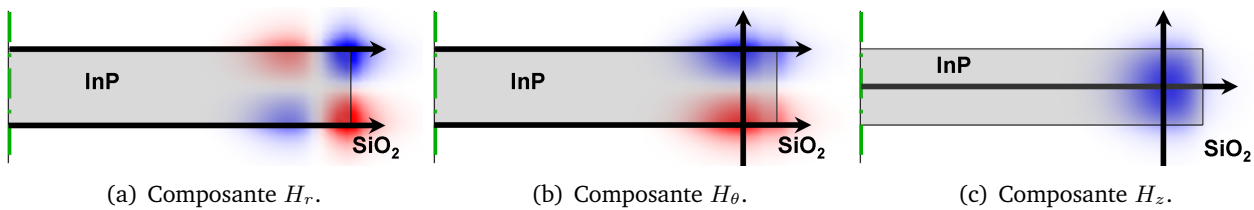


(a) Composante H_x (H_r en premier plan).

(b) Composante H_x (H_θ en premier plan).

(c) Composante H_z .

Fig. 2.14 – Distribution de l'excitation magnétique pour le mode (0,26,0) d'un disque en InP (en gris semi transparent) dans de la silice.



(a) Composante H_r .

(b) Composante H_θ .

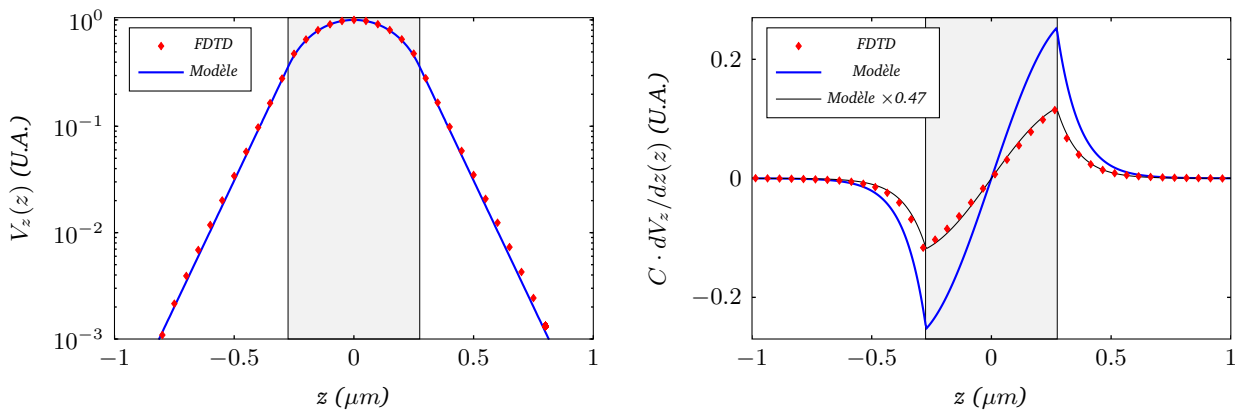
(c) Composante H_z .

Fig. 2.15 – Distribution radiale et verticale de l'excitation magnétique avec notre modèle pour le même disque qu'en figure 2.14. Les flèches correspondent aux axes utilisés pour effectuer les comparaisons avec la FDTD.

L'expression calculée dans notre modèle fait intervenir des coefficients qui diffèrent pour les composantes \vec{e}_θ et \vec{e}_z (même dépendance en r , selon Equ. 2.8), à savoir un rapport $C = -m/(n_{eff}^2 \cdot k^2 \cdot r)$ qui est appliqué à la fonction dV_z/dz . Pour effectuer une comparaison valable, une attention particulière doit être portée sur les données :

- pour les simulations FDTD, les relevés n'existent que pour des plans de normales \vec{e}_x , \vec{e}_y ou \vec{e}_z . Nous avons donc projeté le calcul de notre modèle sur les axes retenus par la FDTD. Pour la dérivée de E_z , la courbe est donc une combinaison de H_r et H_θ .
- estimer au mieux le maximum de champ pour la FDTD, car rien ne garantit que les points du maillage correspondent à cette valeur.

La figure 2.16 présente donc la comparaison entre la FDTD et notre modèle pour la distribution verticale de notre mode.



(a) V_z comparé à la composante H_z en FDTD.

(b) dV_z/dz comparé à la composante H_θ en FDTD.

Fig. 2.16 – Comparaison du confinement vertical avec la FDTD, pour le mode (0,26,0), $H = 0.55 \mu m$, et des indices optiques de 3.17 et 1.44.

Le calcul de l'indice effectif de la membrane infinie de même épaisseur que le disque donne un résultat très fidèle (Fig (a)). Concernant les dérivées de V_z (Fig. (b)), on constate une évolution tout

à fait similaire entre la FDTD et le modèle, mais avec une différence d'amplitude. Nous rappelons que celle de H_θ est nécessairement différente puisque la continuité de cette composante n'est pas assurée par notre modèle. A un coefficient de 0.47 près¹³, on est, là aussi, très proche des résultats de simulation, puisqu'après correction, la courbe issue du modèle coïncide avec les points de la FDTD.

Par conséquent, notre modèle décrit fidèlement le confinement vertical de notre mode.

2.2.6.2 Distribution dans le plan du disque

Après avoir étudié et comparé l'évolution des différentes fonctions selon z , nous allons nous intéresser aux dépendances selon r . Pour notre mode "TE", la composante z de l'excitation \vec{H} devrait dominer les autres. Pour cette raison, les figures 2.17 sont toutes normalisées par rapport à celle-ci. On remarque que :

- la discontinuité de la dérivée de H_z (à cause des rapports d'indice) est convenablement décrite par le modèle : l'équation 2.15 est donc judicieusement choisie (insert de Fig. 2.17(c)).
- la composante H_θ n'est pas du tout négligeable comparée à H_z . Par contre, notre modèle présente une discontinuité importante à l'interface $r = R$, ce qui n'a rien d'étonnant puisque cette équation ne peut pas être satisfaite en même temps que celle pour H_z . Par conséquent, on observe que notre modèle tend à sur-estimer la composante H_θ , ce que nous avons déjà remarqué dans le paragraphe précédent.
- H_r est faible devant les deux autres composantes, bien que le modèle soit relativement proche de la FDTD. Là encore, l'amplitude est légèrement surestimée. On remarque cependant une légère différence entre les deux faces du disques en FDTD, probablement à cause de la position excentrée de la source.

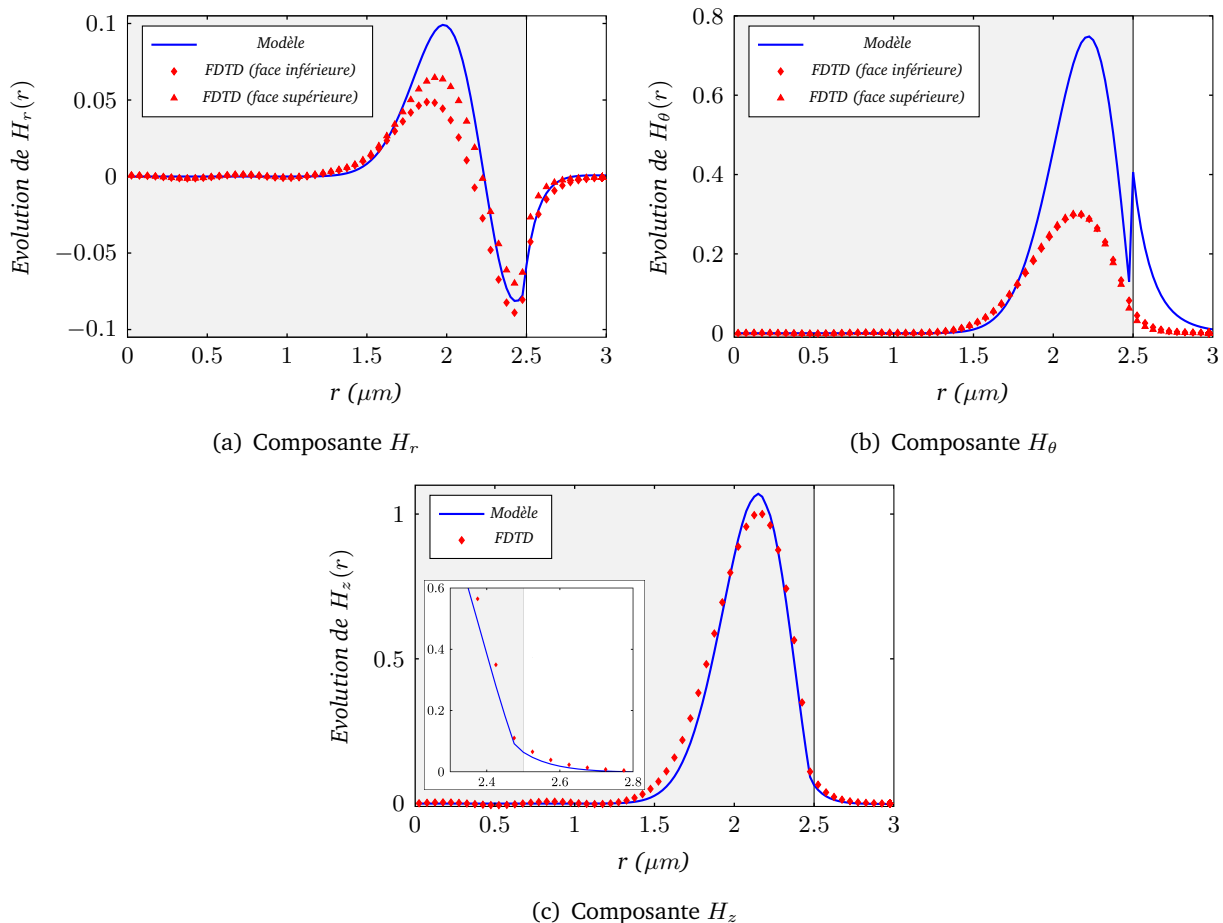


Fig. 2.17 – Comparaison des distributions radiales normalisées par rapport à la composante z de l'excitation (mêmes paramètres que Fig.2.16, signes opposés pour les faces inférieures).

13. Ce rapport est proche de $n_{amb}/n_{eff} = 0.48$.

2.2.6.3 Propriétés spectrales

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à deux simulations différentes : l'une avec une hauteur de $H = 545 \text{ nm}$ et un maillage $\Delta = 50 \text{ nm}$ (non adapté pour la hauteur), la seconde avec $H = 550 \text{ nm}$ et un maillage plus fin de $\Delta = 25 \text{ nm}$. Sachant que Tessa FDTD utilise un indice intermédiaire pour les mailles traversées par une interface, la rugosité numérique est bien inférieure à Δ , quoique pas facile à quantifier. De plus, l'utilisation d'un maillage carré pour un résonateur circulaire entraîne une déformation de ce dernier, comme on peut l'observer sur la figure 2.14(c) : la partie centrale du mode n'est pas tout à fait circulaire, mais déformée dans les directions diagonales au maillage, ce qui induit des variations de rayon. Pour bien comparer notre modèle, il convient donc de réduire Δ au minimum.

Les résultats des comparaisons sont donnés dans le tableau 2.2.

Mode	$H = 545 \text{ nm}$ ($\Delta = 50 \text{ nm}$)		$H = 550 \text{ nm}$ ($\Delta = 25 \text{ nm}$)	
	FDTD (μm)	Modèle (μm)	FDTD (μm)	Modèle (μm)
(0, 27, 0)	1.4789	1.4632	1.4655	1.4643
(1, 22, 0)	1.5130	1.4988	1.5007	1.4999
(0, 26, 0)	1.5237	1.5089	1.5107	1.5100
(0, 25, 0)	1.5716	1.5576	1.5589	1.5588
(0, 24, 0)	1.6227	1.6096	1.6104	1.6109

Tab. 2.2 – Comparaison des longueurs d'onde de résonance entre le modèle et la FDTD sans (colonnes de gauche) et avec adaptation du maillage (colonnes de droite).

On remarque que l'écart entre notre modèle et la FDTD se réduit lorsqu'on peaufine les conditions de simulation (maillage) : de la quinzaine de nm de différence, on peut passer à moins de 1.2 nm ! La position du mode d'ordre radial supérieur (le seul dont on a pris soin de faire une cartographie parmi les résonances issues du post-traitement) est elle aussi largement satisfaisante. Les facteurs de qualités correspondant aux pertes intrinsèques peuvent être mesurés en appliquant un fit au voisinage d'un pic de résonance (cf Fig. 2.12). Cependant, ces spectres se ramenant à ceux d'un système 2D, les pertes par diffractions en bord de disque dans la troisième direction de l'espace ne sont pas prises en compte, ce qui conduit à des facteurs de qualités bien trop élevés, supérieurs à 10^{12} .

2.2.7 Conclusion

La résolution analytique des équations de Maxwell pour un mode quasi TE dans un DLHI nous a permis de construire un modèle relativement fidèle du mode de galerie. En utilisant les variables séparées, on peut montrer (Annexe A) qu'il est impossible d'obtenir un mode TE (resp. TM) comportant uniquement la composante z de l'excitation (resp. du champ électrique) en coordonnées cylindriques.

D'après les comparaisons effectuées avec la FDTD, on obtient des fonctions qui rendent bien compte de la distribution des différentes composantes de notre champ (à l'exception de H_θ , discontinue en périphérie du disque, et légèrement sur-estimée). Le choix des équations retenues à l'interface $r = R$ permet de garantir une très bonne précision sur la longueur d'onde de résonance des modes $(0, m, 0)$ (de l'ordre du nanomètre). Elle est obtenue en quelques millisecondes au lieu de plusieurs dizaines d'heures. De plus, contrairement aux modèles 2D, on accède aux 5 composantes qui définissent notre champ électromagnétique, sans aucune transformation.

Nous allons donc tester ce modèle pour un design rapide des éléments à faire intervenir dans l'environnement proche du micro-disque (au dessus ou au dessous), à savoir les contacts et les guides.

Une étude plus rigoureuse nécessiterait cependant d'éprouver notre modèle pour différentes structures, en faisant varier les paramètres géométriques (R , H) et optiques (indices, ordres).

2.3 Pertes induites par les contacts

Pour des applications intégrées dans des circuits CMOS, il est impératif de recourir à un pompage électrique : il faut donc ajouter des contacts au micro-disque. Pour faciliter les caractérisations après fabrication, on utilisera de gros plots métalliques pour disposer des pointes électriques. L'un d'eux est

placé sur une membrane dopée en InP ("contact inférieur" sur Fig. 2.18) tandis que l'autre passe au dessus du mode de galerie et rejoint l'InP par la partie centrale du résonateur ("contact supérieur").

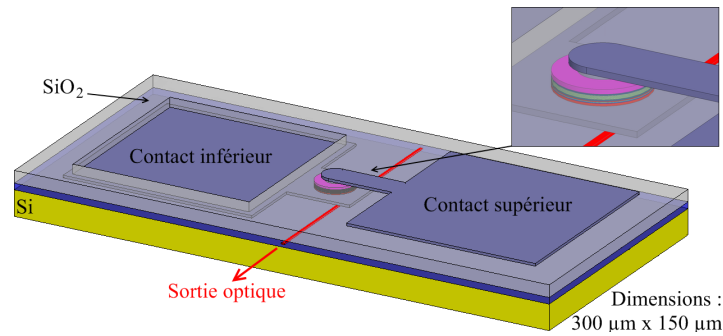


Fig. 2.18 – Vue globale de la solution retenue : pour faciliter les tests, on doit disposer de grosses électrodes pour venir alimenter notre laser.

Malheureusement, les conducteurs correspondent aussi à des matériaux absorbants (voir la table 2.3). Quelle que soit la géométrie retenue, il y a donc une optimisation à faire concernant la position de ces matériaux de sorte à favoriser l'injection électrique tout en ne dégradant pas trop les propriétés optiques des résonateurs. Nous allons donc étudier l'influence de la géométrie et de la position des contacts.

Matériau	Ag	Al	Au	Cr	Cu	Ni	Pt	Si	SiO ₂	Ti	W
$\Re(n)$	0.52	1.44	0.56	>3.6	0.61	3.38	5.31	3.47	1.44	>3.6	2.27
$\Im(n)$	10.8	16	9.81	>3.6	8.26	6.82	7.04	0	0	>3.5	4.82
ρ (10 ⁻⁸ Ω · m)	1.57	2.83	2.4	13	1.72	6 à 11	10.5	-	-	42 à 55	5.4

Tab. 2.3 – Parties réelles et imaginaires de l'indice optique de matériaux courants au voisinage de 1.55 μm (source : SOPRA-SA.com), et résistivité (source : [113]).

Par la suite, plutôt que d'utiliser la partie imaginaire de l'indice, nous utiliserons le coefficient d'absorption α_0 :

$$\alpha_0 = \frac{4\pi \cdot \Im(n)}{\lambda} \quad (2.20)$$

2.3.1 Le contact supérieur

Ce contact est généralement réalisé en déposant un matériau conducteur (éventuellement un empilement plus ou moins complexe) au dessus de la structure en fin de fabrication, et d'épaisseur fixe H_m [106, 114]. Ce dernier est généralement constitué de deux parties (Fig 2.19) :

- la "VIA" qui est directement en contact avec le disque, et permet l'injection de porteurs via la surface supérieure. Elle est caractérisée par son rayon R_c : plus cette valeur est faible et meilleurs sont les facteurs de qualités, au détriment de l'efficacité de l'injection.
- le "TAB", d'épaisseur H_m , qui passe bien au dessus du mode de galerie (à une distance H_c). Il permet de rejoindre les pistes électriques du driver du LASER (ou les plots pour les tests sous pointe).

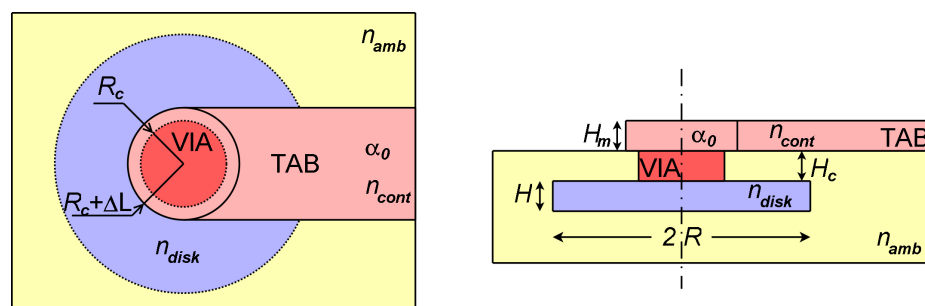


Fig. 2.19 – Description du contact supérieur et principaux paramètres définissant le Tab et la Via.

Le paramètre ΔL permet de prendre en compte l'alignement des motifs lors de la lithographie de ces deux éléments. Pour des raisons de fabrication (voir le chapitre 3), le Tab et la Via sont tous deux réalisés d'un même matériau d'indice n_{cont} et d'absorption α_0 .

2.3.1.1 Modélisation : méthode perturbative

Pour des raisons de couplage à un guide d'onde (décrites plus loin), il est avantageux de travailler avec des membranes fines (typiquement aux environs de 500 nm) pour lesquelles la composante évanescente du champ ($|z| > H/2$) est importante. Dans ce cas, la réduction de l'ordre vertical maximal permet de diminuer la densité de modes (voir chapitre 3). On cherche à placer les contacts suffisamment loin du mode de galerie, dans des zones pour lesquelles l'intensité du champ électromagnétique est faible. Pour cette raison, nous allons supposer que la distribution de notre mode ne sera pas affectée et que seule l'absorption intervient dans les pertes induites par le contact supérieur. Évidemment, cette hypothèse sera d'autant mieux vérifiée que la partie réelle de l'indice du matériau utilisé pour le contact est proche de celui du milieu encapsulant notre micro-disque. En cela, l'ITO se présente comme un candidat intéressant : les travaux antérieurs à l'INL ont montré qu'on pouvait réaliser un contact performant sur l'InP de type N [185]. Son indice est de l'ordre de $1.6 + 0.36i$: une partie réelle proche de la silice, et une absorption faible comparée aux métaux.

Disposant d'un modèle pour décrire le mode de galerie, on accède à la densité d'énergie moyenne $\langle e \rangle_\theta$ (à $\epsilon_0 \times cste$ près), comme étant ¹⁴ :

$$\langle e \rangle_\theta = 2 \cdot k^2 \cdot \epsilon_{2D}^2 \cdot V_z^2 \cdot J_m^2 + \left(\epsilon_{3D} \cdot k^2 \cdot V_z^2 + \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 \right) \cdot (J_{m-1}^2 + J_{m+1}^2) \quad (2.21)$$

avec ϵ_{2D} valant n_{eff}^2 lorsque $r < R$ (n_{amb} sinon) et ϵ_{3D} qui correspond au carré de l'indice du milieu considéré (n_{disk}^2 , n_{amb}^2 ou n_{cont}^2 pour le contact). La quantité $\langle e \rangle_\theta$ étant intégrable, on peut aisément calculer l'énergie totale dans notre système E_{tot} , qu'on approximera par l'énergie contenue dans la région $r \leq R$:

$$E_{tot} = 2\pi \cdot \int_r \int_z \langle e \rangle_\theta \cdot dz \cdot r \cdot dr \quad (2.22)$$

Deux types de pertes sont à distinguer : les pertes intrinsèques τ_o^{-1} , qui traduisent la diffraction au bord du résonateur, et celles par absorption dans le contact électrique. Ces dernières peuvent être reliées, par la méthode perturbative (Fig. 2.20), à l'énergie E_{cont} contenue dans le volume du contact, associé à un taux de pertes τ_a^{-1} , lui même proportionnel à la constante d'absorption α_0 de ce contact puisque $\tau_a^{-1} = \alpha_0 \cdot v_g$ (avec $v_g = c/n_{cont}$ la vitesse de groupe des photons dans ce matériau).

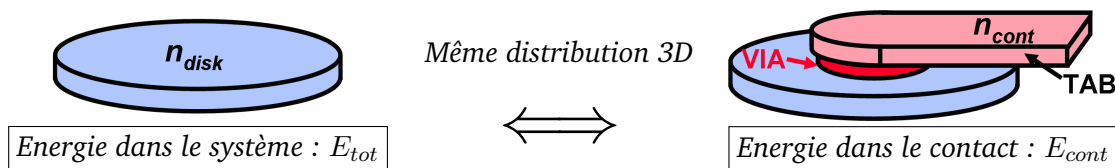


Fig. 2.20 – Principe de la méthode perturbative : on considère que le contact ne va pas influencer sur la distribution du champ. Seule l'énergie dans le contact et celle dans le résonateur sont nécessaires.

Finalement, il est possible de relier les énergies avec les pertes totales τ_r^{-1} :

$$\frac{E_{tot}}{\tau_r} = \frac{E_{cont}}{\tau_a} + \frac{E_{tot}}{\tau_0} = E_{tot} \left(\tau_a^{-1} \cdot \frac{E_{cont}}{E_{tot}} + \tau_0^{-1} \right) \quad (2.23)$$

et en déduire les pertes induites par le contact τ_c^{-1} :

$$\tau_c^{-1} = \tau_a^{-1} \cdot \frac{E_{cont}}{E_{tot}} \quad (2.24)$$

14. pour $r > R$, il convient de remplacer J_m^2 par $j^2 \cdot J_m^2 + y^2 \cdot Y_m^2$ avec les arguments convenables.

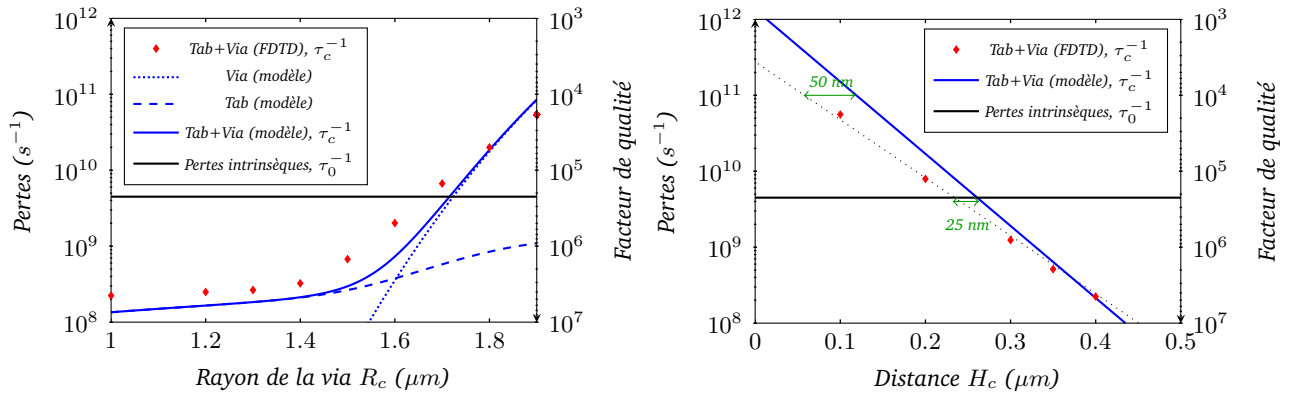
Étant précisé que nous ne considérons que la région $r \leq R$, on devrait sous-estimer les pertes par absorption. Cependant, vu le fort confinement des modes de galerie, on devrait tout de même en obtenir une estimation correcte pour peu que la partie réelle de l'indice du contact n_{cont} soit proche de celui du milieu ambiant n_{amb} .

Selon la géométrie, il faudra utiliser une discrétisation pour calculer les intégrales dans la partie rectiligne du TAB. La précision que nous conserverons correspond à 1 nm , ce qui est largement suffisant.

2.3.1.2 Comparaison du modèle avec la FDTD et rayon effectif

Le post-traitement effectué par Harminv ne permet d'obtenir que les pertes globales τ_r^{-1} , il est donc nécessaire d'effectuer une simulation sans contacts pour obtenir les pertes intrinsèques τ_o^{-1} . Les pertes dans le contact sont alors aisément obtenues par la différence $\tau_c^{-1} = \tau_r^{-1} - \tau_o^{-1}$.

Pour les différentes simulations en FDTD, les paramètres R , H , H_m et ΔL sont fixés à respectivement $2.5 \mu\text{m}$, $0.55 \mu\text{m}$, $0.9 \mu\text{m}$ et $0.5 \mu\text{m}$. Les indices optiques correspondent à un disque en InP ($n_{disk} = 3.17$) dans de la silice ($n_{amb} = 1.44$), avec un contact en ITO ($n_{cont} = 1.6$, $\alpha_0 = 1.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$). La figure 2.21 permet de comparer les pertes fournies par la FDTD et notre modèle, pour une telle structure, en faisant varier la géométrie.



(a) Evolution des pertes en fonction de R_c ($H_c = 0.4 \mu\text{m}$). (b) Evolution des pertes en fonction de H_c ($R_c = 1.0 \mu\text{m}$).

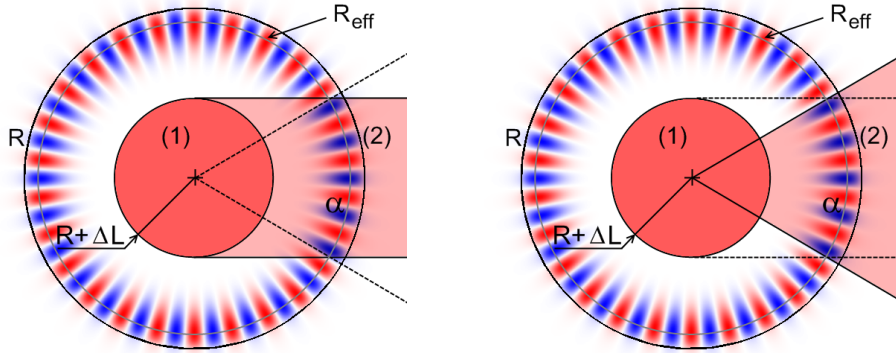
Fig. 2.21 – Evolution des pertes en fonction de la géométrie du contact supérieur pour le mode $(0, 26, 0)$.

Le choix de R_c doit permettre de faciliter l'injection sans toutefois limiter les facteurs de qualité à des valeurs trop faibles. Sur la figure (a), on constate que notre modèle permet de mettre en évidence un point particulier (en $r = 1.58 \mu\text{m}$), qui dépend nécessairement de H_c , pour lequel il y a compétition entre les pertes induites par la Via (en vert) et celles par le Tab (en bleu clair). En dessous de ce point particulier, ce sont les pertes dans le Tab qui dominent celles dans la Via : ce cas de figure est peu favorable à une injection efficace puisqu'il est préférable d'approcher la Via du bord du résonateur pour faciliter les recombinaisons en périphérie. On remarque aussi que notre modèle a tendance à sous-estimer les pertes, hormis dans la zone d'intérêt qui correspond à $R_c > 1.7 \mu\text{m}$. En dehors de cet intervalle, le contact est inutilement trop petit, puisque les pertes intrinsèques dominent.

Lorsqu'on s'intéresse à l'influence de la distance H_c qui sépare le mode de galerie du Tab (figure (b)), la caractéristique est nécessairement une exponentielle décroissante d'après notre modèle. Ce comportement est d'ailleurs confirmé par la FDTD, mais avec une pente légèrement différente en échelle logarithmique. Ici aussi, il y a une valeur au delà de laquelle le contact est inutilement trop loin, à savoir $H_c > 0.25 \mu\text{m}$, ce qui nuit au rapport d'aspect de la Via, et complique sa fabrication. On remarque que les pertes fournies par notre modèle sont surestimées : les performances en terme de facteur de qualité seront donc garanties. On peut d'ailleurs estimer à moins de 50 nm la surestimation de H_c pour garantir $Q > 10\,000$. Cet intervalle est à mettre en correspondance avec les $\pm 20 \text{ nm}$ de tolérance sur un polissage de type CMP (Chemical Mechanical Polishing) qui intervient dans le contrôle de H_c . Enfin, bien que le Tab ne survole qu'une partie de la périphérie du disque (environ 18 %), il est impossible d'espérer des facteurs de qualité de plusieurs milliers si l'ITO touchait la surface supérieure du disque ($H_c = 0$).

2.3.1.3 Simplification du modèle pour les modes (0,m,n)

Les modes de type $(0, m, n)$ ont la particularité de n'avoir qu'un seul extremum dans la direction radiale, placé en $r = R_{eff}$. Pour ces modes particuliers, nous allons tenter d'estimer les pertes dans le Tab en fonction de l'angle α pour lequel le contact surplombe le mode de galerie (Fig. 2.22).



(a) Schéma du contact rectangulaire.

(b) Schéma du contact triangulaire.

Fig. 2.22 – Les deux formes de Tab comparées : la portion angulaire α en $r = R_{eff}$ dans la zone (2) est commune.

On peut exprimer cet angle α en fonction de R_{eff} par :

$$\alpha(R_c) = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{R_c + \Delta L}{R_{eff}} \right) \quad (2.25)$$

Dans un premier temps, on se contente d'étudier le cas de la figure 2.22(a). D'après les figures 2.23 présentant l'évolution des pertes dans le Tab pour différentes tailles de disques, on pourra se ramener à des pertes angulaires tant que $\alpha < 120^\circ$. On peut d'ailleurs remarquer que les courbes sont très proches les unes des autres, bien que le rayon puisse considérablement varier, ainsi que l'ordre m . Pour rappel, cet ordre intervient dans les fonctions de Bessel J_m , lesquelles présentent une largeur qui décroît avec m pour le premier maximum (voire annexe B.3). Sur chacune des figures, nous constatons qu'au delà de $\alpha_{max} \sim 140^\circ$, les pertes dans la partie (2) du Tab restent constantes : ce sont celles au dessus de la Via qui augmentent principalement. La valeur de ΔL intervient nécessairement, mais lorsque le rayon augmente, son influence diminue puisque cette valeur devient négligeable devant R_c dans l'équation 2.25. Pour les disques les plus grands, les pertes dans la partie qui surplombe le mode de galerie peuvent même décroître ! D'un point de vue optique, on n'a donc pas intérêt à dépasser cette valeur. Par contre, d'un point de vue électrique, cela peut réduire légèrement la résistivité du Tab.

Le tableau 2.4 permet de comparer les pertes angulaires pour les deux formes de contact supérieur correspondant à la figure 2.22 : le Tab traité jusqu'à présent, et un de forme triangulaire.

R (μm)	Mode	λ_r (μm)	Pertes par unité d'angle ($s^{-1} \cdot rd^{-1}$)	
			Tab	Triangle
2.5	TE (0,26,0)	1.494	3.35×10^9	3.53×10^9
5.0	TE (0,56,0)	1.493	3.41×10^9	3.51×10^9
7.3	TE (0,84,0)	1.493	3.44×10^9	3.51×10^9

Tab. 2.4 – Comparaison des pertes angulaires entre le Tab rectiligne et "triangulaire".

Si d'un point de vue électrique, un contact de forme triangulaire ne présente aucun intérêt (formation d'un goulet résistif), le temps de calcul est considérablement réduit puisqu'on peut exprimer directement les intégrales sur le volume du contact, sans passer par des intégrales discrètes. On dispose alors d'un moyen extrêmement rapide pour dimensionner les contacts pour les modes $(0, m, n)$. On remarque que les pertes par unité d'angle ($s^{-1} \cdot rd^{-1}$) sont très proches entre les deux solutions, quel que soit le rayon. Au premier ordre, ces pertes angulaires sont fonction de la hauteur du disque H et de λ . Pour les pertes totales, on pourra retenir le paramètre $R \cdot \alpha \cdot n_{eff} \cdot \lambda$ au lieu de la longueur d'onde, ce qui représente le nombre de périodes du champ que surplombe notre Tab.

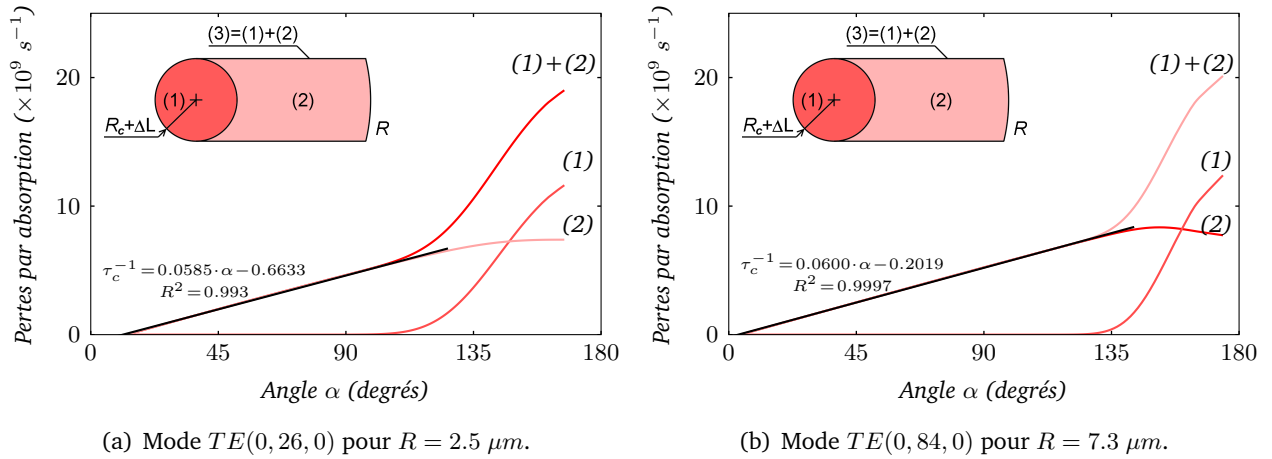


Fig. 2.23 – Approximation des pertes dans le Tab pour les modes $(0, m, 0)$ avec $H_c = \Delta L = 250 \text{ nm}$. Le fit a été réalisé sur les points entre $\alpha(0)$ et $\alpha(2 \cdot R_{eff} - R - \Delta L)$. Au premier ordre, l'amplitude de J_m est proche en $r = 2R_{eff} - R$ de celle en $r = R$, soit faible par rapport à sa valeur maximale.

2.3.1.4 Exemple de dimensionnement

Afin de faciliter le dimensionnement des contacts d'un LASER, nous avons besoin de relier H_c à R_c après avoir défini les pertes admissibles dans le contact τ_c^{-1} (associé au facteur de qualité Q_c). D'après notre modèle, chacune des composantes du champ en $|z| \geq H/2$ est en exponentielle décroissante. Il est ainsi aisé d'ajuster les pertes dans les différentes parties du contact en fonction de H_c si on connaît leur expression à une valeur H_{c0} donnée. En effet :

$$\begin{cases} \tau_{tab}^{-1}(H_c, R_c) = \tau_{tab}^{-1}(H_{c0}, R_c) \cdot e^{2 \cdot k \cdot N_{amb} \cdot (H_{c0} - H_c)} \\ \tau_{via}^{-1}(H_c, R_c) = \tau_{via}^{-1}(H_{c0}, R_c) \cdot \frac{1 - e^{-2 \cdot k \cdot N_{amb} \cdot H_c}}{1 - e^{-2 \cdot k \cdot N_{amb} \cdot H_{c0}}} \end{cases} \quad (2.26)$$

Les pertes dans les contacts doivent alors vérifier $\tau_c^{-1} = \tau_{tab}^{-1}(H_c, R_c) + \tau_{via}^{-1}(H_c, R_c)$, ce qui nous amène alors à :

$$H_c = \frac{1}{2 \cdot k \cdot N_{amb}} \cdot \ln \left(\frac{\tau_{tab}^{-1}(H_{c0}, R_c) \cdot (e^{2 \cdot k \cdot N_{amb} \cdot H_{c0}} - 1) - \tau_{via}^{-1}(H_{c0}, R_c)}{\tau_c^{-1} \cdot (1 - e^{-2 \cdot k \cdot N_{amb} \cdot H_{c0}}) - \tau_{via}^{-1}(H_{c0}, R_c)} \right) \quad (2.27)$$

Cette dernière expression permet de calculer H_c comme une fonction de R_c .

La figure 2.24 représente la relation entre R_c et H_c pour 3 taux de pertes différents dans le contact (associés aux facteurs de qualité Q_c). H_c est systématiquement une fonction croissante de R_c : en effet, lorsqu'on augmente la surface des contacts, il faut éloigner le tab pour maintenir un même taux de pertes. Pour les petites valeurs de R_c , le contact n'induit pas suffisamment de pertes pour que le facteur de qualité soit limité à Q_c : on trouve donc des valeurs $H_c < 0$. Lorsque $H_c = +\infty$, R_c atteint une valeur maximale R_c^{max} . A ce moment là, l'injection est optimale, puisque notre contact est le plus proche possible du bord.

2.3.1.5 Contact supérieur et sélection de modes

Étant donné que les résonances de type $TE(0, m, 0)$ présentent les plus faibles pertes intrinsèques, nous allons considérer que le mode d'intérêt est $(0, 25, 0)$. Plusieurs modes de galerie peuvent entrer en compétition dans l'intervalle d'émission des puits quantiques. Cependant, ils sont différemment affectés par les pertes induites par le contact supérieur en fonction de leurs ordres radiaux et verticaux. Le seuil LASER sera d'autant plus faible que le facteur de qualité est faible pour les modes non désirés¹⁵. A contrario, si on est capable de garantir un fort facteur de qualité pour un nombre réduit

15. Typiquement, si le facteur de qualité de ces modes chute en dessous de $Q_r = \lambda_r / \Delta L$, ΔL représentant la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée du milieu à gain, alors la puissance injectée dans le mode tend à diminuer.

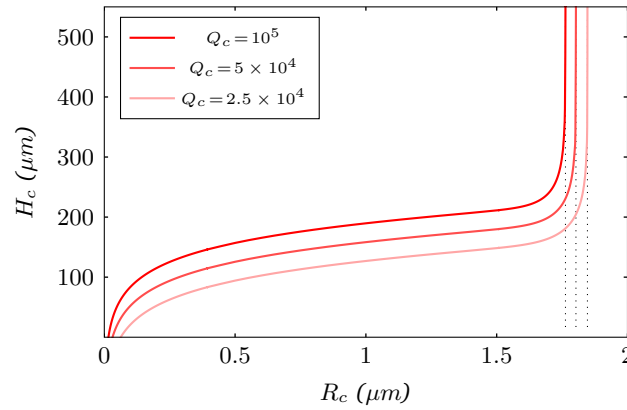


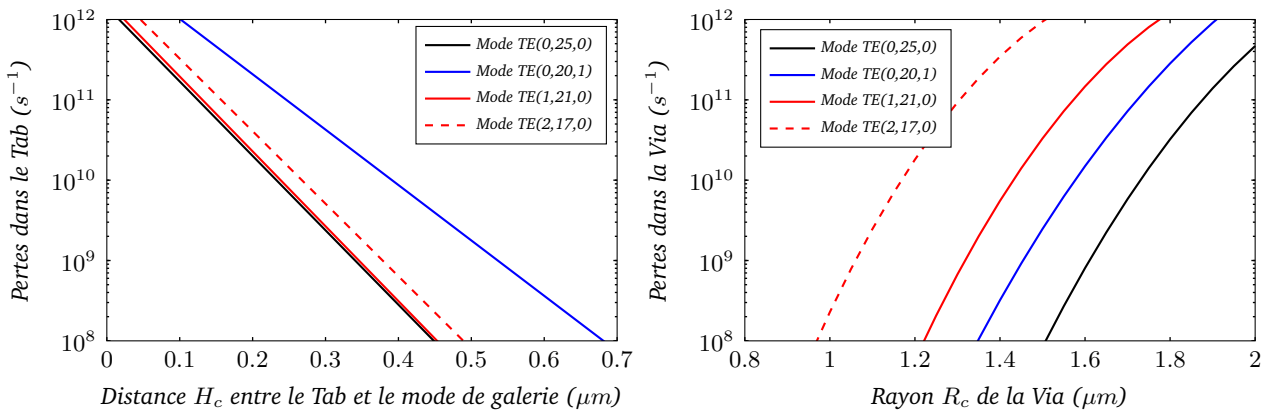
Fig. 2.24 – Représentation graphique de H_c en fonction de R_c pour différents facteurs de qualité visés (mêmes paramètres que Fig. 2.23).

de modes, on peut plus facilement prévoir lequel d'entre eux atteindra le régime LASER. Nous allons donc nous intéresser à l'évolution des pertes pour les 4 modes référencés dans le tableau 2.5, tous au voisinage de $1.55 \mu m$. On peut d'ores et déjà noter que l'indice effectif du mode $(0, 20, 1)$ est significativement plus faible que pour les autres modes d'ordre vertical nul.

λ_r (μm)	Mode	Indice effectif n_{eff}
1.530	TE(0,20,1)	2.41
1.534	TE(1,21,0)	2.99
1.542	TE(0,25,0)	2.99
1.578	TE(2,17,0)	2.98

Tab. 2.5 – Résonances au voisinage de $1.55 \mu m$ d'après notre modèle pour un disque en InP de rayon $2.5 \mu m$ et $550 nm$ de hauteur.

Pour chacun des modes retenus, nous allons estimer les pertes à l'aide de notre modèle pour $n_{cont} = 1.52$ et $\alpha_0 = 1.83 \times 10^6 m^{-1}$. Comme en attestent les figures 2.25, ce plus faible confinement vertical se traduit par une hausse conséquente des pertes en fonction de la distance H_c par rapport au mode $(0, 25, 0)$. Pour la figure (a), si toutes les longueurs d'onde étaient rigoureusement identiques, nous obtiendrions des droites de même pente lorsque n est constant (en échelle log). Concernant la taille de la Via (Fig. 2.25(b)), on remarque que les pertes augmentent rapidement avec l'ordre radial (de l'ordre d'une décade à chaque fois), conséquence d'un nombre croissant de lobes à l'intérieur du disque. Notre mode avec un ordre vertical non nul $(0, 20, 1)$ est lui aussi affecté de façon significative car moins confiné.



(a) Pertes dans le Tab en fonction de la distance entre le disque et le Tab ($R_c = 1 \mu m$).

(b) Pertes dans la Via en fonction de son rayon R_c .

Fig. 2.25 – Évolution des pertes en fonction de la géométrie des contacts pour des modes autour de $1.55 \mu m$.

On peut déduire qu'avec la géométrie particulière de notre contact, on peut :

- favoriser les modes de type $(l, m, 0)$ en jouant sur H_c .

- favoriser les modes de type $(0, m, 0)$ en ajustant sur la taille de la Via.

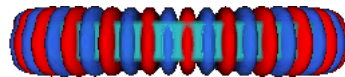
En combinant l'effet de ces deux paramètres, on peut alors accroître considérablement les pertes des modes à ordre vertical ou radial non nul tout en conservant un facteur de qualité élevé pour le mode d'intérêt. Une application numérique avec $R_c = 1.8 \mu m$ et $H_c = 0.4 \mu m$ montre qu'on peut limiter les facteurs de qualité en dessous de 5 300, à l'exception du mode $(0, 25, 0)$ qui présente un Q de 46 000. Ces résultats sont confirmés par la FDTD qui renvoie respectivement 5 400 et 56 400. En optimisant le couple (R_c, H_c) , on peut encore améliorer grandement le contraste des facteurs de qualité. Notamment, on pourrait diminuer H_c vers 250 nm sans que le mode d'intérêt soit affecté (les pertes dominantes sont dans la Via).

2.3.1.6 Limitations de notre modèle

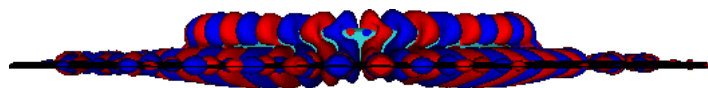
Dans les résultats précédemment donnés, nous nous sommes contentés d'étudier le cas d'un contact dont la partie réelle de l'indice optique est proche de celui du milieu dans lequel baigne notre disque. Un modèle plus fin devrait prendre en compte la variation de la distribution du champ selon z qui peut fortement dépendre de la nature du contact. Quant à la Via, sa présence modifie la distribution du champ électromagnétique au centre de la structure un peu comme peut le faire un piédestal. On pourra donc utiliser certains résultats connus concernant l'effet de ce dernier (sur les indices effectifs notamment [97]) pour affiner les résultats de notre modèle.

2.3.2 Le contact inférieur

Pour cette partie, nous allons nous intéresser au contact inférieur, constitué d'une membrane de fort indice optique [106, 114]. Cette dernière se comporte d'ailleurs comme un guide peu confiné qui emporte des photons hors du micro-disque. Une partie non négligeable de l'énergie de notre mode se retrouve donc dans une région $r > R$, comme on peut le voir dans la figure 2.26, issue de la FDTD. Cette extension se fait sur une distance de quelques longueurs d'onde. Les facteurs de qualité sont alors nécessairement nettement plus faibles que pour un disque parfait. Nous allons donc tenter de voir l'influence de certains paramètres décrivant ce slab, comme sa hauteur, ou encore sa géométrie.



(a) Cas du disque parfait, sans slab, en InP et de rayon $R = 2.5 \mu m$, de hauteur 550 nm.



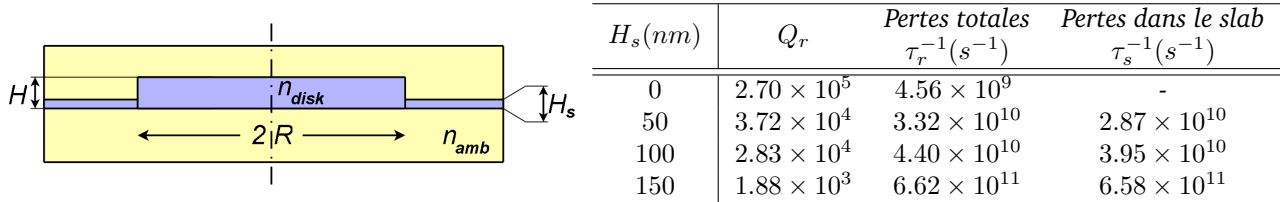
(b) Même résonateur avec un slab de 100 nm de hauteur.

Fig. 2.26 – Vue 3D de la composante H_z du mode $TE(0, 26, 0)$ pour un disque sans et avec un slab.

2.3.2.1 Pertes induites par le slab et sélectivité

La présence du slab induit des pertes croissantes avec l'épaisseur de ce dernier, comme on peut le voir dans le tableau 2.6. Pour des raisons de fabrication et de résistivité électrique, il est difficile de descendre en dessous de $H_s = 100 \text{ nm}$, ce qui limite le facteur de qualité à un niveau nettement inférieur (de l'ordre de 30 000) à celui du résonateur parfait (2.70×10^5 dans le cas de notre disque de référence). On peut s'attendre à ce que lorsque le rayon R augmente, ces pertes deviennent moins importantes. En effet, lorsque R croît et qu'on maintient la longueur d'onde, le mode tend à s'éloigner légèrement du bord du disque (cf. Annexe B.3). On peut aussi expliquer un tel comportement par l'indice modal de notre résonateur qui augmente, tandis que l'indice effectif du mode guidé par le slab reste identique.

Pour des disques plus épais, des ordres verticaux supérieurs apparaissent (voir le chapitre 3). Le tableau 2.7, dont les valeurs numériques sont issues de [106], montre que les modes ayant un ordre vertical élevé sont nettement plus affectés par la présence de ce slab. En effet, ces derniers présentent en proportion davantage d'énergie entre $z = -H/2$ et $z = -H/2 + H_s$ que pour les modes avec $n = 0$.



Tab. 2.6 – Évaluation des pertes pour le mode $TE(0, 26, 0)$ d'un disque de $2.5 \mu\text{m}$ de rayon, de 545 nm de hauteur, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5.

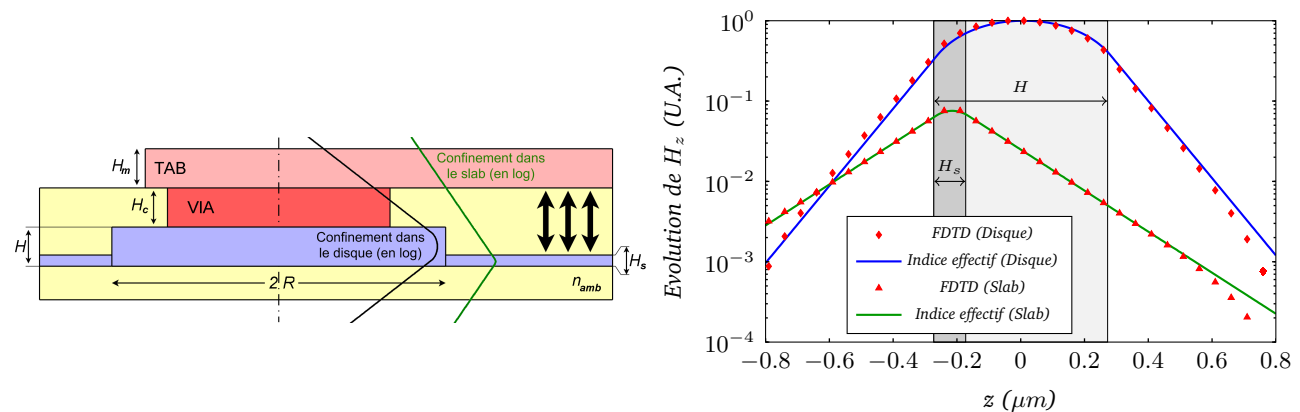
Ils sont donc davantage altérés par la présence de la mince membrane guidante que constitue le slab. Cet effet peut être avantageux pour favoriser le régime LASER des modes $(l, m, 0)$.

H_s (nm)	Mode $TE(0, 47, 0)$		Mode $TE(1, 33, 2)$	
	λ_r (μm)	Q_r	λ_r (μm)	Q_r
0	1.4874	$> 2 \times 10^6$	1.4868	$> 2.0 \times 10^6$
50	1.4878	$> 2 \times 10^6$	1.4895	5.0×10^3
100	1.4885	$> 2 \times 10^6$	1.4910	2.0×10^3

Tab. 2.7 – Évaluation des pertes pour des modes d'ordre vertical différents d'un disque de $4 \mu\text{m}$ de rayon, de $1 \mu\text{m}$ de hauteur, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5 (source : [106]).

2.3.2.2 Interaction avec le contact supérieur

Le slab étant de faible épaisseur, son indice effectif est faible, ce qui correspond à un faible confinement de la lumière : la décroissance selon z du champ électromagnétique est donc moins rapide que dans les régions se trouvant au dessus ou au dessous du disque. Sur la figure 2.27, on peut comparer l'évolution selon z de H_z selon que l'on se trouve au maximum du mode de galerie ($r = 1.97 \mu\text{m}$), ou sur un maximum local dans le mode guidé dans le slab ($r = 3.85 \mu\text{m}$). Ces amplitudes sont normalisées par rapport à celle du mode de galerie pour la figure (b). Il faut se placer loin du slab (au delà de 600 nm) pour observer une légère différence entre la FDTD et le calcul de l'indice effectif. Dans ce dernier, le mode est nettement moins confiné : les pertes induites par l'absorption du champ évanescents peuvent très bien provenir principalement du slab, et non pas des zones de part et d'autres du disque.



(a) Vue schématique : la décroissance du champ électromagnétique autour du disque (en noir) est plus rapide que de part et d'autre du slab (en vert).

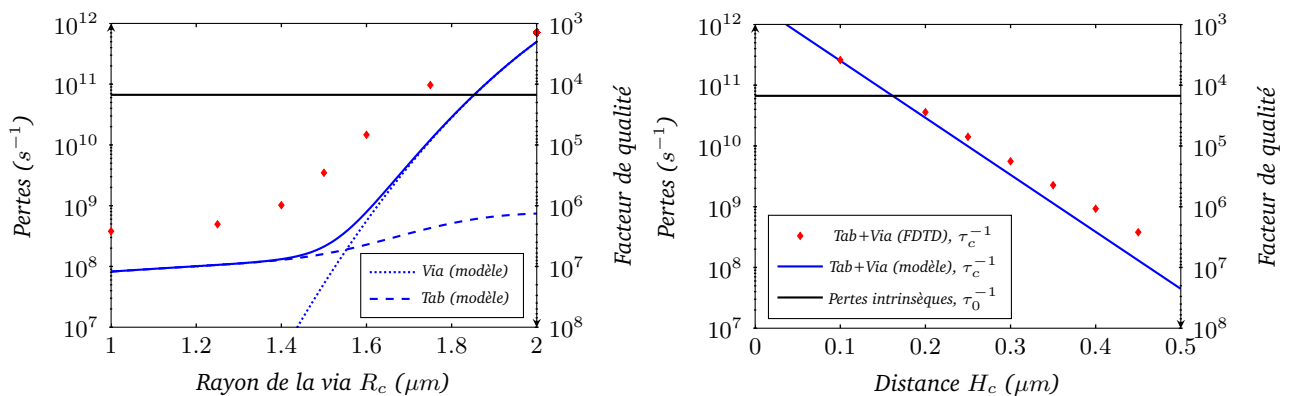
(b) Évolution de la composante H_z dans le disque ($r = 1.97 \mu\text{m}$) et dans le slab ($r = 3.85 \mu\text{m}$), référencée par rapport au maximum dans le disque. Les zones grisées correspondent au fort indice.

Fig. 2.27 – Comparaison du confinement vertical dans le disque et dans le slab.

On remarque d'ailleurs sur la figure 2.27 que la courbe correspondant à l'indice effectif passe au dessus de celle du disque pour $z < -600 \text{ nm}$. Pour cette raison, il est préférable d'éloigner davantage la face inférieure du résonateur de tout élément capable soit de guider la lumière, soit de l'absorber. C'est notamment le cas du substrat en silicium. Lorsque $z > H/2$, les deux courbes tendent à se rapprocher :

si un contact passe à la fois au dessus du disque et du slab, il va nécessairement absorber une partie du champ évanescent provenant du slab. Cet effet n'est pas négligeable et dépend des géométries.

Afin d'étudier l'absorption du champ se propageant dans le slab, nous allons nous intéresser à l'évolution des pertes selon H_c et R_c (Fig. 2.28). La FDTD montre que celles-ci augmentent et que notre modèle les sous-estime d'ailleurs systématiquement. Ceci montre que l'interaction entre les deux contacts pour $r > R$ n'est pas négligeable. En comparant la figure 2.28(b), qui tient compte de la présence du slab, avec la figure 2.21(b) (sans de slab), les pertes sont accrues¹⁶ d'un rapport de l'ordre de 3. Sur les figures faisant varier R_c (Fig. 2.21(a) et 2.28(a), respectivement sans et avec slab), ce rapport n'est pas immédiat : en présence du slab, la distance H_c est plus grande de 50 nm (ce qui devrait réduire l'influence du contact), mais le facteur de qualité est cependant nettement plus faible, de l'ordre d'une décade ! La région $r > R$ entraîne une multiplication des pertes par presque 2.5, en faisant intervenir le rapport des coefficients d'absorption.



(a) Évolution des pertes en fonction de R_c ($H_c = 0.45 \mu\text{m}$). (b) Évolution des pertes en fonction de H_c ($R_c = 1.0 \mu\text{m}$).

Fig. 2.28 – Évolution des pertes en fonction de la géométrie du contact supérieur pour le mode $(0, 26, 0)$, avec $\alpha_0 = 3.01 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $n_{\text{cont}} = 1.6$.

D'un point de vue électrique, on se retrouve avec deux surfaces (le slab d'un côté, et le Tab de l'autre) avec des potentiels différents : nous introduisons alors une capacité entre les électrodes du LASER. Les designs retenus dans le projet européen Wadimos [183] (voir chapitre 4) impliquent une capacité allant de 0.2 à 0.7 fF . Ceci correspond alors une constante $1/(RC)$ supérieure à 2 GHz , en considérant que la résistance dynamique est de l'ordre de 500Ω . On a donc intérêt à diminuer cette capacité pour des applications fonctionnant à 10 Gb.s^{-1} .

2.3.2.3 Forme du slab

De la partie précédente, il découle que la présence d'un vis à vis entre le slab et le Tab augmente les pertes de façon non négligeable. Ceci nous oblige à réduire celles dans la Via pour compenser celles qui augmentent dans le Tab. On défavorise donc l'injection, en diminuant R_c . De plus, on introduit une capacité électrique qui pourrait s'avérer gênante pour les disques les plus gros pour des très hauts débits (i.e. $> 10 \text{ Gb.s}^{-1}$). Un bon design doit donc limiter ces surfaces de vis à vis au maximum.

Ne pouvant enlever davantage de matière au contact supérieur, nous devons modifier la forme du slab. Nous allons donc introduire la largeur du slab W_s conformément à la figure 2.29. L'angle α est alors aisément lié à W_s par $\alpha = \arccos(W_s/(2R))$. Sur la portion angulaire 4α , le mode ne voit pas le slab et reste parfaitement confiné dans le disque. Ce n'est pas le cas sur la portion $2\pi - 4\alpha$ pour laquelle la distribution du champ est modifiée, et s'étend dans le slab. Le passage d'une zone avec et sans slab conduit donc naturellement à des pertes par diffractions τ_{diff}^{-1} , puisqu'on passe brutalement d'une distribution spatiale à une autre. Pour les 2 plans concernés (Π et Π'), on peut alors considérer qu'un mode se propageant dans le résonateur voit une interface avec un fort coefficient de transmission (indices effectifs proches), une très faible réflexion, et des pertes par diffraction. Pour beaucoup de

16. Cet écart ne peut être imputé aux légères différences des indices entre les deux simulations. Au premier ordre, les pertes sont proportionnelles aux constantes d'absorption.

ces modes, le post-traitement avec Harminv [118] retourne deux longueurs d'onde très proches¹⁷. On a donc une levée de dégénérescence¹⁸, causée par la position relative du mode en traversant Π ou Π' , qui peut correspondre soit à un noeud soit à un extremum. Finalement, les longueurs d'onde des résonances ne sont que peu affectées (cf tableau 2.8). On remarque que plus l'angle α augmente, plus la longueur d'onde diminue, et ce, de façon quasi linéaire.

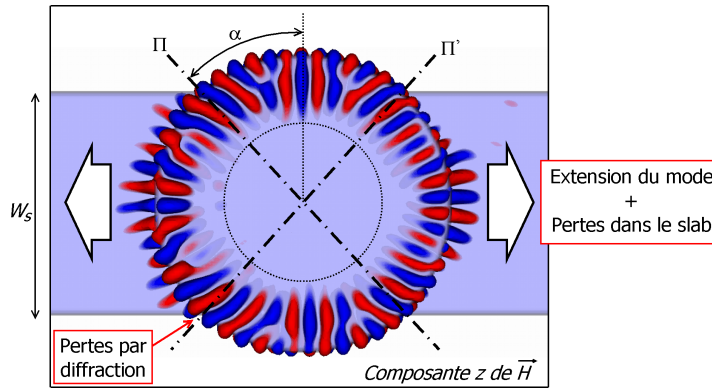


Fig. 2.29 – Slab partiel (de largeur W_s) : le mode s'étend de façon non négligeable dans ce dernier.

W_s (μm)	9.0	4.4	3.8	3.5
α	0°	28.4°	40.5°	45.6°
$TE(0, 27, 0)$	1.4694 (5.51×10^4)	1.4687 (2.99×10^4) 1.4687 (2.10×10^4)	1.4683 (8.72×10^3) 1.4683 (5.62×10^3)	1.4682 (5.14×10^3) 1.4681 (4.17×10^3)
$TE(0, 26, 0)$	1.5120 (2.80×10^4)	1.5113 (2.80×10^4) 1.5111 (3.49×10^4)	1.5107 (2.67×10^4) 1.5106 (2.70×10^4)	1.5104 (1.53×10^4) 1.5103 (1.76×10^4)
$TE(0, 25, 0)$	1.5570 (1.40×10^4)	1.5563 (1.45×10^4)	1.5557 (1.65×10^4) 1.556 (1.97×10^4)	1.5553 (1.76×10^4)

Tab. 2.8 – Longueurs d'onde de résonance et facteurs de qualité associés pour différents modes, $H = 545 \text{ nm}$ et $H_s = 100 \text{ nm}$. Pour $\alpha = 0$, on a nécessairement une seule solution puisqu'on ne peut pas lever la dégénérescence.

On pourrait être tenté de pondérer les pertes en fonction de la portion angulaire 4α (ou $2\pi - 4\alpha$) pour la zone sans slab (resp. avec), ce qui nous conduirait, en négligeant les pertes intrinsèques, à des pertes totales τ^{-1} de la forme :

$$\tau^{-1} \sim (1 - 2\alpha/\pi) \cdot \tau_s^{-1} + 4 \cdot \tau_{diff}^{-1} \quad (2.28)$$

Les résultats calculés depuis le tableau 2.8 montrent qu'il ne s'agit pas d'une loi aussi simple (Fig. 2.30). Ainsi, la plupart des modes voient leurs pertes augmenter (plus ou moins fortement), même par rapport à la solution avec un slab dans toutes les directions. Les pertes par diffraction sont donc généralement très importantes, plus que celles induites par le slab lui-même. On pourra noter que le mode (0, 25, 0) est le seul pour lequel elles diminuent avec α .

Ces sources de diffraction ont toutes les chances de dépendre de W_s : dans les données figurant dans la table 2.8, ces valeurs ne permettent pas de caler systématiquement des noeuds ou des extremums sur les plans Π et Π' puisque α n'est pas multiple de π/m . On peut penser que les pertes globales présentent deux extrema sur une pseudo-période π/m . Or, en bord de disque, cet angle élémentaire correspond à une distance :

$$\frac{\lambda \cdot R}{2 \cdot R_{eff} \cdot n_{eff}^m} \sim \frac{\lambda}{2 \cdot n_{eff}^m} \quad (2.29)$$

... de l'ordre de 280 nm . La précision sur la taille du slab (et donc α) est donc à ajuster parfaitement par rapport à la résonance, or le disque et le slab sont fabriqués en deux étapes distinctes, et donc avec des erreurs de lithographie différentes. Il y a donc très peu de chances qu'on puisse faire coïncider

17. L'écart en longueur d'onde entre deux modes "dégénérés" est inférieur à λ_r/Q_r .

18. A chaque mode (l, m, n) , il existe deux solutions ayant la même longueur d'onde de résonance si le dispositif est symétrique.

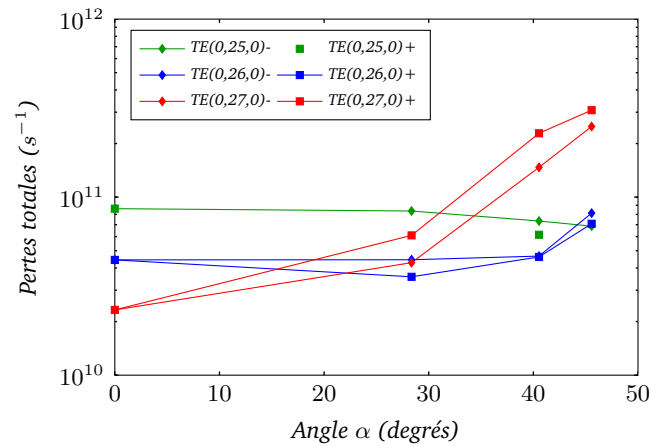


Fig. 2.30 – Pertes en fonction de α pour différents modes. Ceux indexés par un "-" (resp "+") correspondent à la première (resp. seconde) solution avec levée de dégénérescence de la table 2.8.

les conditions optimales du slab avec les dimensions des disques fabriqués. De plus, si l'on souhaite intervenir sur la longueur d'onde de façon active (actuation thermique par exemple), ces conditions vont varier...

Une solution qui limite les effets de diffraction est donnée en figure 2.31. Le slab est présent dans toutes les directions, mais sur des longueurs différentes. En effet, il est court en certaines zones pour le passage d'un contact supérieur et minimiser toute interaction avec ce dernier, et long en d'autres pour pouvoir disposer les métallisations du contact inférieur. Il convient alors d'ajuster la valeur de W_{sp} de sorte à minimiser les pertes par diffraction. Cette solution permet de conserver la distribution spatiale de notre mode.

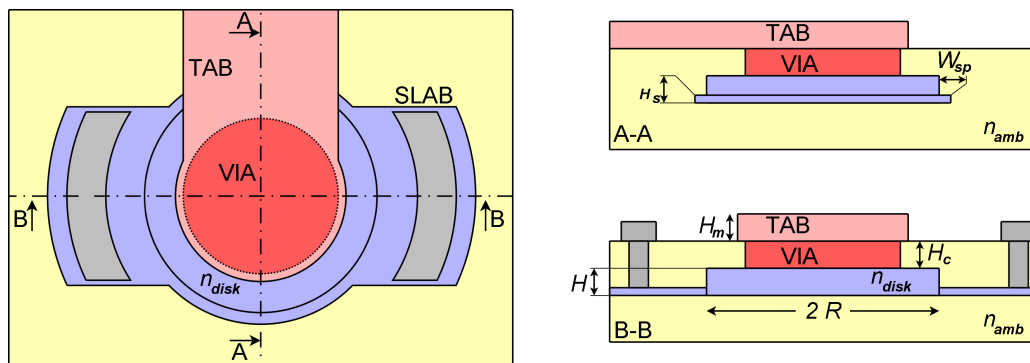


Fig. 2.31 – Description d'un slab (en bleu) permettant de minimiser les interactions entre les contacts. Pour limiter les pertes par diffraction et conserver la distribution du champ électromagnétique, il est préférable d'en laisser une portion de largeur W_{sp} . Les plots en gris constituent les métallisations du contact inférieur.

2.4 Stratégie d'injection : à mi-chemin entre le disque et l'anneau

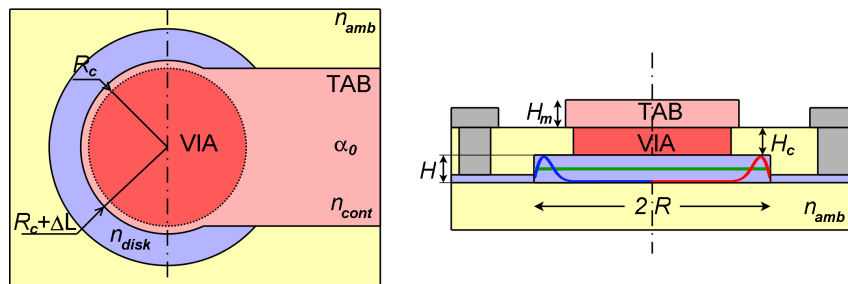
Afin de garantir des facteurs de qualité élevés, le contact supérieur est nécessairement disposé au dessus des zones où l'énergie des modes de type $(0, m, 0)$ est moindre (voir l'annexe B.3 pour plus de détails concernant leur distribution spatiale). Par conséquent, les recombinaisons des paires électrons/trous qui se produisent dans les puits quantiques (Fig. 2.32(a)) au dessous du contact participent peu à l'excitation de notre mode, et davantage à celle des modes d'ordre radial élevé.

On peut limiter les recombinaisons peu "utiles" en modifiant la nature du résonateur. Les fonctions de Bessel J_m , qui décrivent notre mode de galerie dans notre disque, sont des fonctions croissantes de r : l'intensité de l'énergie sous le bord extérieur du contact en $r = R_c$ est donc bien plus importante que pour tous les autres points sous le contact. Étant donné que notre contact a par définition une influence "négligeable" sur notre mode de galerie si on veut garantir de forts facteurs de qualité, toute structuration de la matière pour des valeurs $r \ll R_c$ aura donc peu d'effet sur notre résonance. Par

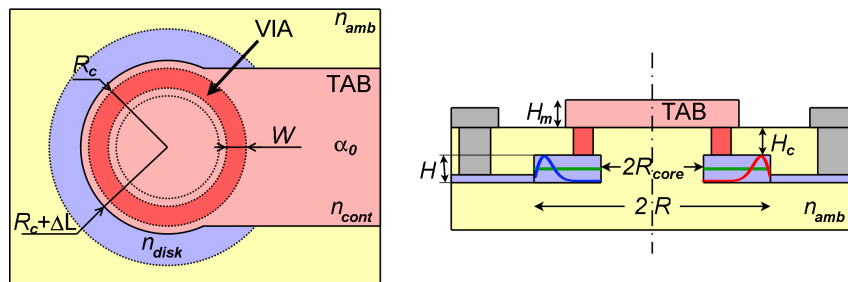
contre, pour les modes à ordre radial non nul, ces derniers risquent d'être davantage affectés. Il s'agit donc de modifier la partie centrale du disque de sorte :

- à annuler toute ligne de courant passant par le centre du résonateur ;
- à éviter les recombinaisons radiatives qui ont une faible probabilité de participer à notre mode d'intérêt. On cherche donc à diminuer la densité de modes résonants, comme cela a pu être fait sur des résonateurs passifs [115] ;
- à utiliser de préférence un milieu d'indice faible (inférieur à celui du disque) pour ne pas dégrader le confinement de notre mode de galerie.

Une solution simple consiste à remplacer le cœur du disque par de la silice. La Via du contact supérieur, de largeur W , prend alors la forme d'un anneau, conformément à la figure 2.32 (b). On introduit alors le rayon de ce cœur R_{core} , qu'on peut relier à R_c par $R_{core} = R_c - W - \Delta L$, en considérant que la marge d'alignement ΔL entre la Via et le Tab est la même que celle entre la Via et le disque.



(a) Disque traditionnel avec son contact supérieur



(b) Disque creux avec son noyau en silice pour limiter toute recombinaison radiative au centre

Fig. 2.32 – Vues schématiques d'une structure avec ses contacts : la taille du Tab et de la Via sont représentatives des structures fabriquées pour les rayons les plus petits. La composante H_z de l'excitation est représentée dans le disque en bleu et en rouge. Sur les figures de droite, nous avons aussi représenté le contact inférieur, réalisé en utilisant un slab et des plots métalliques en gris. Les traits verts, à mi hauteur dans le disque, correspondent à la position des puits quantiques.

Nous allons utiliser le même formalisme que pour le disque seul pour trouver les résonances en calculant dans \mathbb{C} la norme du coefficient $T(\lambda)$ devant la fonction de Bessel J_m , qui se trouve dans le cœur de notre disque ($r < R_{core}$). Nous avons donc à résoudre les conditions de continuité en deux interfaces ($r = R_{core}$ et $r = R$), et nous allons nous contenter des mêmes hypothèses que pour le disque concernant les équations retenues. Dans la zone de fort indice, nous allons utiliser une combinaison linéaire des fonctions de Bessel (ou de Hankel) pour décrire notre mode (Fig.2.33).

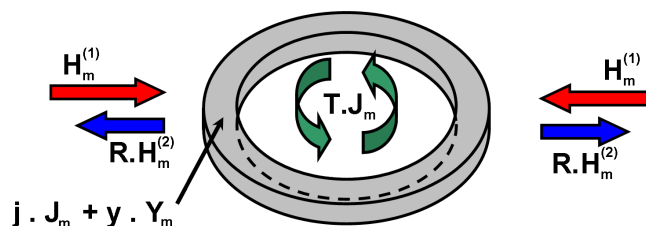
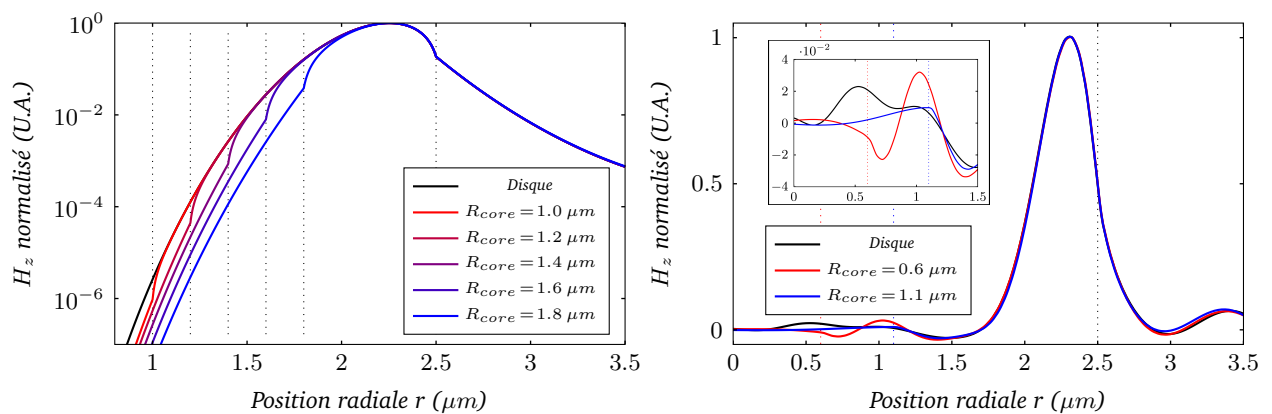


Fig. 2.33 – Solution stationnaire dans le disque creux, excitée par une onde incidente $H_m^{(1)}$, dont une partie est réfléchie $H_m^{(2)}$. L'amplitude du mode est directement obtenue à travers $|T|$.

2.4.1 Comparaison des distributions spatiales avec la FDTD

En figure 2.34(a), on a représenté la distribution radiale de H_z pour le mode $TE(0, 25, 0)$ à différentes tailles de coeur en silice. On constate que la distribution spatiale du mode pour $r > R_{core}$ est identique à celle du disque parfait, à une zone de transition près de l'ordre de 200 nm . Par ailleurs, il faut un coeur de rayon supérieur à $1.6 \mu\text{m}$ pour que l'amplitude de H_z soit affectée de façon non négligeable, comparativement à celle au maximum du champ. La figure 2.34(b) confirme le comportement de notre modèle : selon la FDTD, la distribution du champ n'est altérée ni dans le milieu de fort indice ni au delà de $r = R$. Les oscillations en dehors du résonateur sont provoquées par le slab qui se comporte comme un élément guidant. On remarque cependant que pour la partie centrale, la FDTD présente une fonction H_z non monotone (oscillations), ce qui a déjà été discuté précédemment.



(a) Comparaisons des modes $TE(0, 25, 0)$ issus notre modèle (pas de slab).

(b) Comparaisons issues de la FDTD pour un slab de 100 nm (mode $TE(0, 26, 0)$).

Fig. 2.34 – Comparaisons de la distribution spatiale de H_z pour $R = 2.5 \mu\text{m}$ entre le disque standard et des disques creux (mêmes conditions que pour Fig. 2.35). Pour les valeurs de r légèrement supérieures à R_{core} , notre mode n'est pas modifié.

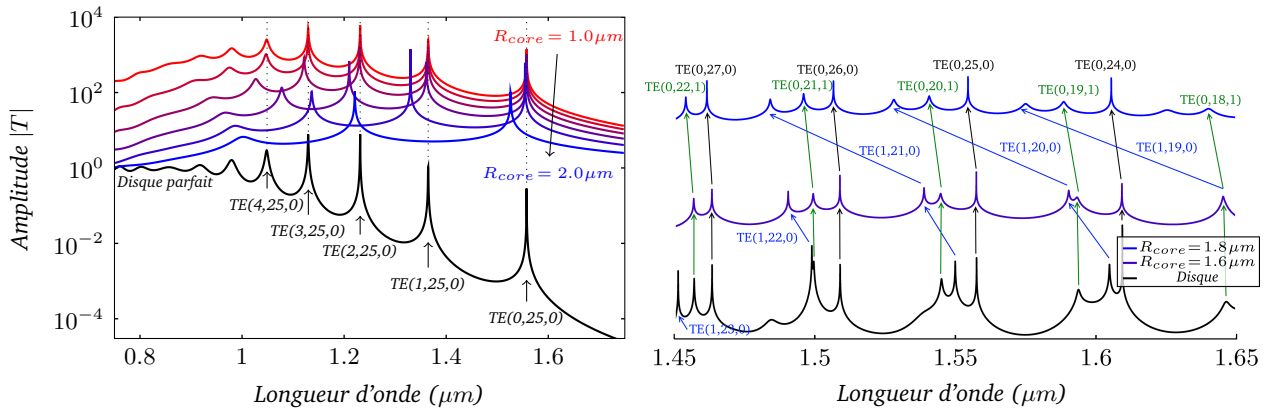
Pour une marge à l'alignement ΔL de 250 nm et un contact supérieur de largeur $W = 500 \text{ nm}$, on trouve $R_c = 1.75 \mu\text{m}$ et donc $R_{core} = 1.0 \mu\text{m}$ si on souhaite garantir $Q > 75000$ pour le mode d'intérêt. D'après les courbes précédentes, on peut donc négliger les changements sur la distribution du champ et considérer qu'elle est identique à celle du disque parfait.

2.4.2 Propriétés spectrales

La figure 2.35(a) permet de comparer les spectres obtenus pour différentes tailles de R_{core} . Concernant les modes d'intérêt, leur longueur d'onde de résonance n'est que très légèrement modifiée avec moins de 0.1 nm d'écart tant que $R_{core} \leq 1.6 \mu\text{m}$. Lorsque la taille du coeur augmente, on diminue d'autant le nombre de modes ayant un ordre radial non nul, puisqu'on se rapproche d'un anneau. De même, l'écart spectral entre les solutions (l, m, n) et $(l+1, m, n)$ augmente avec R_{core} . On diminue donc la densité spectrale des modes situés dans l'intervalle de l'émission spontanée de nos puits quantiques.

Cet appauvrissement spectral est confirmé par les courbes de la figure 2.35(b) qui représentent les spectres obtenus par notre modèle¹⁹. En effet pour le disque parfait, on peut encore voir ressortir les modes d'ordre radial $l = 2$ (en rouge), alors que ce n'est plus le cas pour les autres structures. L'ordre des modes montre que ceux à ordre vertical n identique se déplacent peu, en direction des basses longueurs d'onde (modes repérés en noir et vert). A contrario, ceux à ordre radial non nul sont nettement plus affectés par la taille du coeur. Du coup, l'ordre des résonances est plus ou moins affecté : si au voisinage de $1.55 \mu\text{m}$ on avait dans l'ordre les modes $\{(0, 20, 1), (1, 21, 0), (0, 25, 0)\}$ pour le disque parfait, on se retrouve avec $\{(1, 21, 0), (0, 20, 1), (0, 25, 0)\}$ pour $R_{core} = 1.6 \mu\text{m}$. Lorsqu'on

19. Pour des raisons de définition de $T(\lambda)$, on ne peut directement comparer l'amplitude du disque parfait avec celle des disques creux.



(a) Comparaisons entre le disque parfait et les disques creux (pas de $0.2 \mu\text{m}$ sur R_{core}) pour les modes $(l, 25, 0)$.

(b) Comparaisons dans un intervalle fixe, pour des modes $(l, 27, 0)$ à $(l, 15, 0)$ et $(l, 24, 0)$ à $(l, 15, 1)$.

Fig. 2.35 – Spectres dans un micro-disque de rayon $R = 2.5 \mu\text{m}$. Les constantes H , n_{disk} et n_{amb} valent respectivement 545 nm , 3.2 et 1.5 .

augmente encore un peu la taille du cœur et qu'on s'approche en fait d'un résonateur dont la partie guidante est de section carrée, le mode $(1, 21, 0)$ subit un déplacement en longueur d'onde bien plus conséquent. Un tel comportement est bien sûr en corrélation avec la figure (a), puisqu'on peut y remarquer que la distance spectrale entre les modes (l, m, n) et $(0, m, n)$ croît d'autant que R_{core} fait tendre la géométrie vers celle d'un anneau, alors que les modes à ordre radial nul ont des résonances quasiment identiques.

Par conséquent, en augmentant la taille du cœur, le nombre de modes tend à diminuer : ceux à ordre radial élevé peuvent ne plus apparaître du tout. L'effet du cœur est d'autant plus exacerbé que R est grand, puisque la densité de modes présentant de forts facteurs de qualité augmente avec le rayon du résonateur. En effet, on trouve davantage de modes avec différentes valeurs de l dans l'intervalle d'émission du milieu à gain. Utiliser un cœur avec un matériau de bas indice leur est donc particulièrement bénéfique. La diminution de la densité spectrale de modes résonants ne peut avoir qu'un effet positif sur le seuil laser, puisqu'on gaspille moins d'énergie issue de la pompe.

2.4.3 La solution ultime : plus de Tab

D'après ce que nous avons pu voir précédemment, pour pomper électriquement un micro-disque, il convient de disposer judicieusement les contacts, ces derniers limitant les performances globales de notre structure. Notre résonateur ayant une géométrie de révolution, il est préférable de disposer des contacts qui respectent cette propriété. Pour l'instant, nous avons pu constater :

- qu'idéalement, il faudrait que le contact inférieur soit placé sur toute la périphérie du disque. Cependant, nous verrons dans le prochain chapitre, que lorsqu'on ajoute un guide pour collecter la lumière, il est préférable que ce dernier n'interagisse pas trop avec le slab. C'est particulièrement vrai lorsque le guide peut passer sous le disque. Le slab partiel présenté un peu plus haut est donc une solution intéressante.
- qu'il est nécessaire de mettre en contact avec le disque de la matière électriquement conductrice. Ainsi, la Via du contact supérieur est indispensable, mais ce n'est pas nécessairement le cas de la partie du Tab qui passe au dessus du mode, et augmente considérablement les pertes.
- que le cœur en matériau de bas indice du disque creux permet de réduire la densité de modes (ordres radiaux plus faibles) : pour la pompe, c'est autant d'énergie qui n'est pas gaspillée. De plus, on peut s'attendre à réduire le seuil en n'injectant pas des porteurs au centre, zone pour laquelle le champ électromagnétique est le plus faible pour les modes recherchés. Ainsi, on s'affranchit davantage des problèmes thermiques (chauffe par effet Joule).
- que ce même cœur pourrait avantageusement servir à faire passer le contact supérieur au centre de la structure s'il est électriquement isolant. Ainsi, on peut supprimer le Tab et éliminer les pertes associées dues à son passage au dessus du mode de galerie. On peut alors augmenter les rayons R_c et R_{core} . De même, on n'est plus contraint de travailler avec des distances H_c

suffisamment grandes, ce qui permet de réduire la largeur de la Via W (tout en conservant un rapport d'aspect compatible avec la fabrication), et donc d'augmenter R_{core} , ce qui a aussi un effet positif sur le seuil.

Une solution qui permet de tirer profit des points cités juste au dessus correspondrait à la figure 2.36. On peut montrer en FDTD que le passage du contact supérieur au centre de la structure n'influe pas sur le facteur de qualité. On aurait tout aussi bien pu se contenter de neutraliser les couches dopées au centre du disque, mais cette solution requiert une étape de fabrication supplémentaire et ne permet pas le passage du contact supérieur par le centre du résonateur.

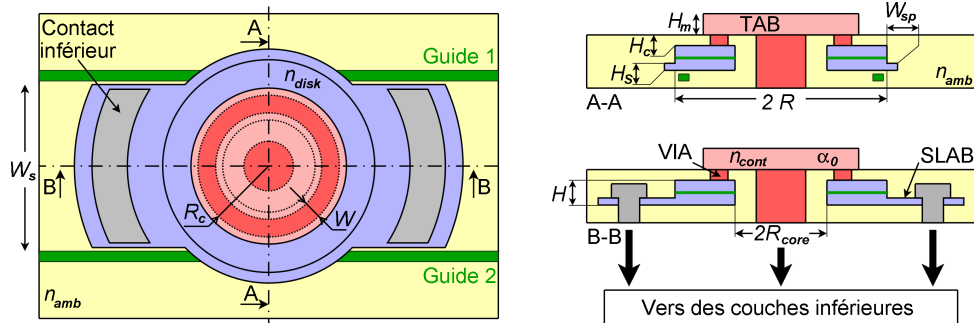


Fig. 2.36 – Description d'un disque avec ses contacts, et deux guides optiques pour la collection de la lumière. L'absence de Tab passant au dessus du mode de galerie permet de diminuer H_c , et d'augmenter R_c . En terme de fabrication, avec des gardes de $\Delta L = 250 \text{ nm}$, il faut compter sur des rayons R supérieurs à $2.5 \mu\text{m}$.

2.5 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons d'abord cherché à utiliser un modèle simple pour décrire la distribution spatiale en 3D du mode de galerie en polarisation TE. Pour cela, nous avons choisi de résoudre l'équation de d'Alembert dans tout volume élémentaire, puis à satisfaire les conditions de continuité aux frontières du résonateur. L'utilisation de fonctions à variables séparées nous a conduit à une solution décrivant un mode "quasi-TE" avec uniquement la composante z du champ électrique de nulle.

Le modèle obtenu ne permet pas de calculer les pertes intrinsèques, ce qui, en soit n'est pas très pénalisant. En effet, ces dernières peuvent être extrêmement faibles, alors que la fabrication va induire des imperfections dont les pertes seront prépondérantes. Des modèles sont d'ailleurs disponibles pour calculer l'effet de la rugosité en bord de résonateur [157]. Par contre, notre modèle permet d'obtenir les longueurs d'onde de résonance avec une précision tout à fait convenable (de l'ordre du nanomètre) par comparaison avec la FDTD 3D, en seulement quelques millisecondes de calcul, contre plusieurs dizaines d'heures en FDTD. Ce modèle a été ensuite utilisé pour étudier l'influence du contact supérieur. Il en est ressorti les points suivants :

- idéalement, il faut éloigner suffisamment du mode de galerie tout milieu de fort indice, surtout lorsque le contact inférieur est réalisé à partir d'une mince membrane d'InP (slab).
- pour les modes qu'on cherche à exploiter, la cote qui détermine les pertes est le rayon extérieur de la Via R_c . C'est une conséquence directe des fonctions de Bessel J_m décrivant notre mode dans le disque. Une Via en anneau suffisamment large (quelques centaines de nanomètres) ou en cylindre (pour le disque classique) induisent donc des pertes quasiment identiques.
- le rayon extérieur de la via, R_c , peut aussi servir à favoriser les modes dépourvus d'ordre radial (et dans une moindre mesure, ceux dépourvus d'ordre vertical) : il est tout à fait possible d'abaisser considérablement le facteur de qualité des modes non désirés. Plus ce rayon est grand, meilleures sont la sélectivité et, par conséquent, l'injection. Il convient donc de prendre la plus grande valeur possible qui permet de garantir un niveau de perte acceptable, défini selon les applications visées.
- l'utilisation des disques creux permet d'obtenir une structure dont les propriétés spectrales et spatiales sont proches de celles du disque. On réduit alors le nombre des modes pouvant entrer en compétition lors du pompage de notre source tout en limitant les lignes de courant ne

participant pas au mode d'intérêt. On peut donc s'attendre à un effet bénéfique sur le seuil LASER. Le passage du contact supérieur au centre du résonateur lui-même facilite l'accès à des pistes électriques situées sous la source. Ce passage du contact supérieur par la partie centrale du LASER a fait l'objet d'un brevet [124], dont l'extension à l'échelle internationale est en cours.

Le second contact n'a pas pu bénéficier de notre modèle analytique, le slab se comportant comme un milieu guidant à faible confinement. Nous nous sommes contentés de réaliser quelques simulations en FDTD et d'en analyser les résultats pour en dégager quelques tendances. Notamment, si un slab doit être utilisé, il faut veiller à le conserver sur toute la périphérie du résonateur sur une distance minimale depuis le bord du disque. Paradoxalement, il faut aussi éviter qu'il soit surplombé par le contact supérieur : c'est d'ailleurs une des motivations qui nous a poussés à faire passer le contact supérieur par le centre du résonateur.

Pour des raisons de temps de simulation, nous nous sommes contentés de l'étude d'un seul résonateur de rayon $2.5 \mu m$. Cependant, pour la plupart des propriétés étudiées, il est relativement facile d'en déduire le comportement sur des disques plus hauts (mieux confinés verticalement), ou plus grands (ordres radiaux élevés). Il convient de remarquer que l'étude réalisée ne s'appuie que sur des résultats optiques : les propriétés inhérentes au fonctionnement du LASER n'ont pas été prises en compte, notamment la présence de sources qui interviennent dans les équations de Maxwell. En contrepartie, on fournit des solutions rapides en temps de calcul pour contacter efficacement un micro-disque.

Désormais, on dispose d'une source LASER dont on va chercher à collecter de la lumière dans un guide d'onde en silicium sub-micronique. C'est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Couplage et sélection de mode

LES études que nous avons menées sur les micro-disques dans le précédent chapitre nous ont permis d'optimiser la géométrie et la position des contacts. Nous avons montré qu'il était alors tout à fait possible de conserver de très forts facteurs de qualité pour les modes "purement azimutaux" de type $(0, m, 0)$, tout en augmentant les pertes des autres familles de modes. Ces solutions particulières des équations de Maxwell aboutissent à des résonances organisées sous forme de peignes, avec une distance dans l'espace des fréquences qu'on appelle le FSR (Free Spectral Range).

Diminuer le nombre de modes en compétition peut permettre de réduire le seuil LASER et faciliter la prédiction de la longueur d'onde de résultante. Pour pouvoir facilement s'assurer de la longueur d'onde d'émission, il serait suffisant qu'un seul de ces modes à fort facteur de qualité soit présent dans l'intervalle d'émission des puits quantiques, soit une petite centaine de nanomètres. Une application numérique avec une membrane en InP de l'ordre de 550 nm d'épaisseur entourée de silice aboutit alors à des micro-disques dont le rayon ne devrait pas dépasser $1.5 \mu\text{m}$. Pour de telles dimensions, les facteurs de qualité sont fortement limités par les pertes de courbure. Le contact supérieur devient ridiculement petit (et donc résistif), avec un rayon R_c ne dépassant pas 600 nm : la fabrication commence à devenir excessivement contraignante.

A contrario, la littérature a déjà montré que les disques dont le rayon se situe entre 2.5 et $6 \mu\text{m}$ permettent d'obtenir les seuils parmi les plus faibles en pompage électrique avec des puits quantiques [127, 128, 133, 197, 135]. Le FSR évolue alors de 50 nm à 20 nm . Il est donc pour l'instant difficile de garantir qu'un seul mode possède un fort facteur de qualité dans l'intervalle d'émission du matériau à gain. C'est pour cette raison que nous allons chercher à contrôler l'ordre azimutal en faisant interagir notre LASER avec des éléments extérieurs.

Précédemment, nous avons montré que le fait de remplacer la partie centrale du résonateur peut participer à la réduction du nombre de modes entrant en compétition avant d'atteindre le régime LASER. Dans une moindre mesure, le contact supérieur peut lui aussi servir à conserver un fort facteur de qualité uniquement pour les modes désirés.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au problème de la prédiction de la longueur d'onde LASER. Dans un premier temps, nous discuterons de la source isolée pour mieux comprendre l'influence de la géométrie sur les propriétés spectrales. Puis, nous étudierons le couplage entre un guide et un résonateur à modes de galerie. Dans un second temps, nous allons recourir à plusieurs zones de couplage, ponctionnant la lumière en certains points, pour ensuite la faire de nouveau inter-agir avec la source optique. Nous montrerons qu'il est alors possible de n'obtenir qu'un seul mode présentant un fort facteur de qualité, dans l'intervalle d'émission des puits quantiques. Nous expliquerons qu'on peut aussi légèrement corriger la longueur d'onde résultante. Mieux, en optimisant la structure et en ayant recours à un actuateur extérieur, on peut soit choisir l'ordre azimutal m du mode résonant (et donc changer de fréquence), soit ajuster la longueur d'onde d'émission de quelques fractions de nanomètres.

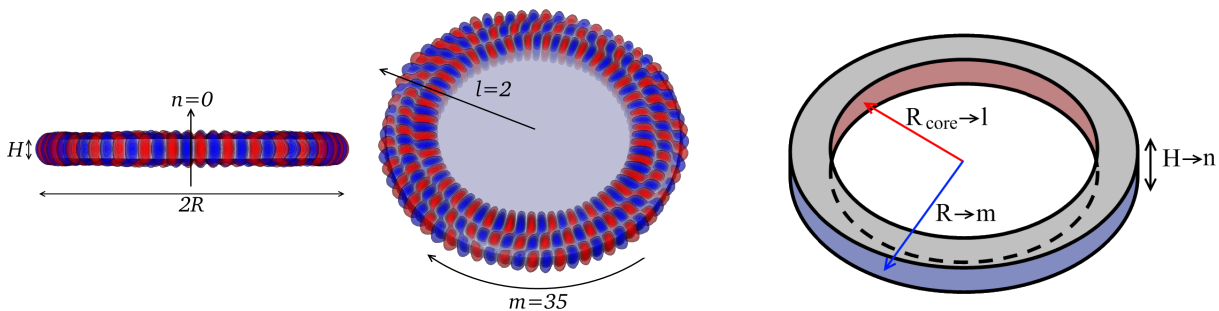
3.1 Résonateurs circulaires et sélection de mode

3.1.1 Ordres (l,m,n) et relation avec la géométrie de la cavité

Dans le précédent chapitre, nous avons décrit les modes de galerie à l'aide de trois entiers. A géométrie fixée, ils permettent de définir complètement les deux solutions dégénérées des équations de Maxwell. Pour rappel, ces trois nombres sont :

- l'ordre radial l : pour les modes correspondant aux plus forts facteurs de qualité intrinsèques (ie, dont les pertes sont naturellement plus faibles), ce paramètre est nul. Nous avons montré que pour réduire le nombre de modes existant sur un intervalle spectral donné, par exemple celui de l'émission du milieu à gain, il est particulièrement intéressant d'utiliser un cœur de bas indice.
- l'ordre vertical n : il est étroitement lié au confinement vertical de la lumière dans le matériau de fort indice. Nous avons vu que les pertes dans les milieux absorbants situés au voisinage du mode de galerie peuvent être fortement accrues lorsque cet ordre est non nul. Ainsi, on peut utiliser les contacts pour favoriser les modes de type $(0, m, 0)$.
- l'ordre azimutal m : aux autres ordres fixes, la distance spectrale est constante, c'est le FSR, dont une étude détaillée est faite en annexe B.2.2.

Le contrôle de ces trois ordres (l, m, n) dépend principalement de 3 paramètres géométriques (Fig. 3.1) : respectivement le rayon du cœur R_{core} en bas indice, celui (R) du résonateur et l'épaisseur H de la membrane du matériau à gain.



(a) Représentation en 3D de la composante principale du champ magnétique et définition des ordres l , m et n .

(b) Modélisation d'un résonateur circulaire : les trois paramètres géométriques R_{core} , R et H permettent de contrôler les trois ordres du mode.

Fig. 3.1 – Principaux paramètres géométriques permettant de contrôler les ordres (l, m, n) d'un mode de galerie.

Nous ne traiterons pas du cas de l'influence de la taille du cœur, puisque ceci a été traité au précédent chapitre (partie 2.4).

3.1.2 Réduction de la compétition modale

Les modes de galerie obéissent à une répartition particulièrement régulière des résonances, sous forme de peignes $P_{l,n}$ à ordres verticaux n et radiaux l fixes. La distance spectrale qui sépare deux modes successifs détermine alors le FSR. Ce dernier dépend relativement peu des peignes considérés (voir en annexe B.2), mais les ordres azimutaux m sont suffisamment élevés pour qu'on puisse rencontrer des résonances de longueur d'onde très proches et appartenant à des peignes différents.

Afin de garantir la longueur d'onde d'émission LASER, différents éléments sont à prendre en compte (Fig.3.2(a)) : le spectre du milieu à gain (en vert), la position des différents modes (flèches), ainsi que leurs pertes respectives (traits de couleurs). Le résonateur n'étant pas parfait, les défauts de fabrication limitent leurs facteurs de qualité à des valeurs comparables, peu dépendantes de l'ordre azimutal, et bien plus faibles que leur valeur théorique. On ne peut donc pas prévoir lequel des deux modes repérés par des étoiles peut atteindre le régime LASER, surtout si le gain est identique.

A FSR constant, on peut réduire la densité spectrale de modes, et la compétition qui en découle, de deux façons différentes :

- soit en augmentant sensiblement le taux de pertes pour les peignes d'ordres supérieurs ;
- soit en modifiant les pertes totales d'un mode particulier au sein d'un même peigne, et ainsi n'en favoriser qu'un seul. En faisant intervenir un élément extérieur au micro-disque (par exemple

un guide couplé à ce dernier), nous montrerons qu'il est possible de garantir un faible niveau de pertes pour un mode particulier au sein d'un peigne choisi (de préférence $P_{0,0}$). La figure 3.2(b) représente ce que deviendrait alors le contenu spectral de la figure 3.2(a).

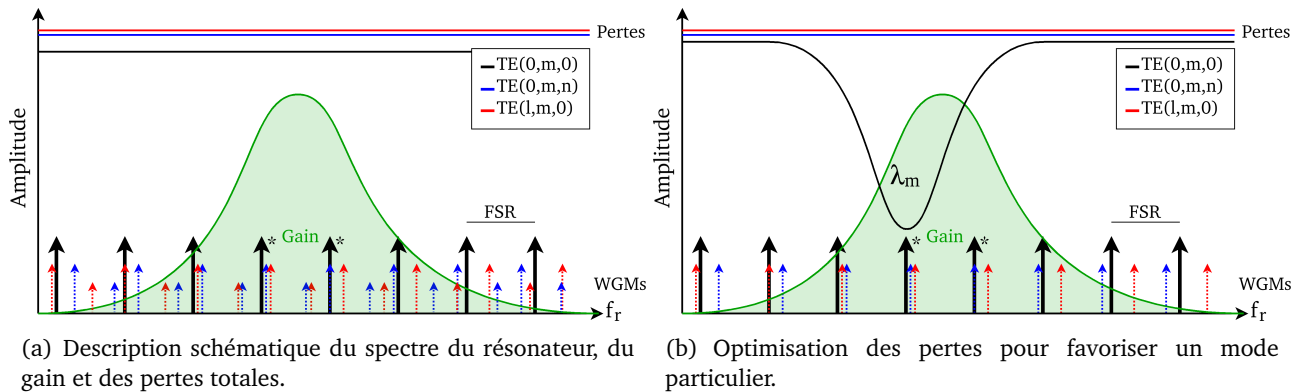


Fig. 3.2 – Réduction de la compétition modale et sélection d'un mode parmi un peigne.

3.1.2.1 Ordre vertical et épaisseur de la membrane formée par le milieu à gain

Selon notre modèle analytique, la distribution verticale des composantes principales de \vec{E} et \vec{H} suit la même que celle qui conduit au calcul de l'indice effectif de cette même membrane, considérée comme infinie (voir la partie 2.2.6). Selon l'abaque en figure 3.3, l'ordre vertical ne peut dépasser une certaine valeur à longueur d'onde choisie, et plus la membrane est mince (λ/H grand), plus ce maximum est faible. Ainsi, au delà de $\lambda/H = 5.64$, on ne peut avoir qu'un ordre vertical nul. Au delà de 2.82, les ordres $n = 0$ et $n = 1$ peuvent tous deux cohabiter. Une simple application numérique au voisinage de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ donne des valeurs limites de H de 275 nm et 550 nm (Pour une membrane plus épaisse, on peut voir apparaître un ordre vertical de 2).

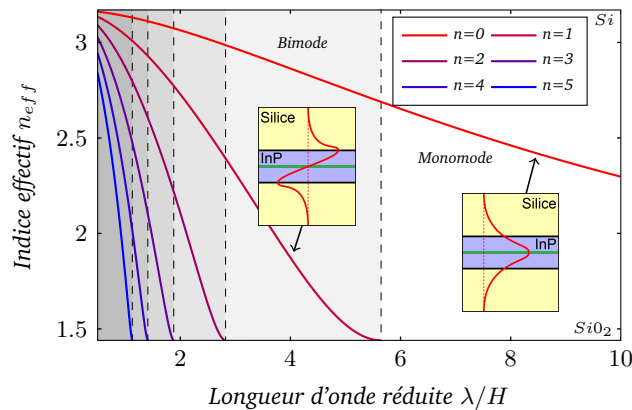


Fig. 3.3 – Abaque des indices effectifs pour une membrane d'InP dans de la silice.

A priori, on aurait tout intérêt à travailler avec la membrane la plus mince possible si on veut réduire la densité spectrale de modes. Cependant, pour pouvoir envisager un pompage électrique de la structure, il faut disposer de zones dopées N et P de part et d'autres des puits quantiques (traits verts dans les inserts de la figure 3.3). Ces dernières doivent avoir une conductivité suffisante, entraînant une épaisseur H minimale d'au moins 250 nm en tout. Enfin, les porteurs libres de ces zones induisent des pertes optiques : les déporter dans les zones de moindre énergie électromagnétique peut aider à diminuer le seuil LASER.

Technologiquement, on se retrouve donc avec des épaisseurs de H pour lesquelles la membrane est nécessairement au moins bi-mode. Cependant, si on dispose les puits quantiques au centre du milieu de fort indice, ceux-ci vont très peu inter-agir avec les modes d'ordre 1, puisqu'ils sont situés sur des noeuds des composantes principales. Seules les composantes secondaires (E_θ , E_z , H_r , H_θ) peuvent être excitées. In fine, l'injection est nécessairement peu efficace sur ces modes. Afin d'éviter de générer des photons contribuant au mode d'ordre 2, on évitera de dépasser $H = 550 \text{ nm}$.

3.1.2.2 Ordre azimutal et interaction avec un élément extérieur

En optimisant la géométrie (R_{core} et H) et la disposition des puits quantiques, on peut limiter l'ordre vertical maximal. Si la taille de la via pour le contact supérieur est convenablement déterminée, tout mode d'ordre radial non nul présentera des pertes bien plus importantes, selon les résultats du précédent chapitre.

Si le rayon du résonateur permet de contrôler le FSR, il n'est malheureusement pas possible de rendre ce dernier supérieur à l'intervalle d'émission des puits quantiques sans être confronté à de trop petites dimensions pour disposer l'électrode centrale. Seuls la longueur d'onde et les indices modaux n_{eff}^m diffèrent pour chacun des modes $(0, m, 0)$ en compétition. Il en est de même dans un guide optique. Nous allons donc chercher à faire interagir le mode de galerie avec une seconde cavité de sorte à exalter certains modes et pas d'autres.

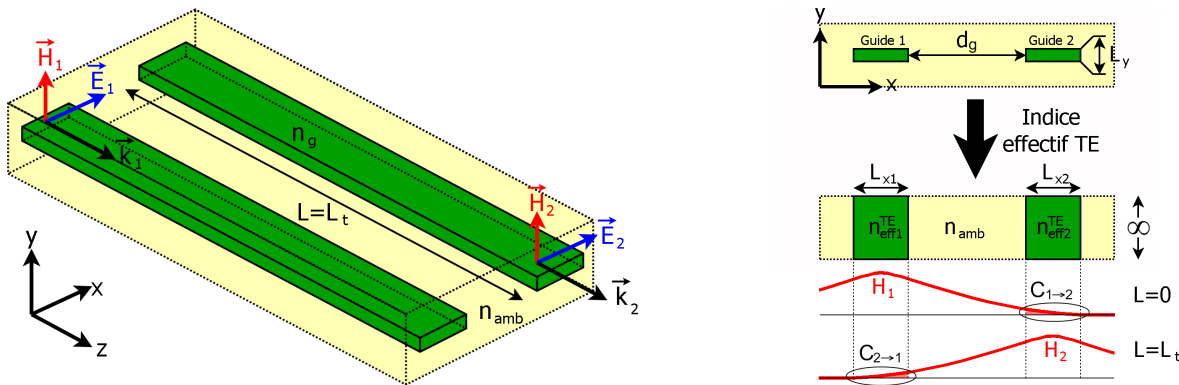
Nous devons donc comprendre quels sont les phénomènes régissant le couplage entre un guide et un résonateur de galerie.

3.2 Modélisation du couplage entre le résonateur et un guide droit

3.2.1 Couplage entre deux guides droits et théorie des modes couplés

Afin de mieux comprendre comment on réalise le couplage entre un micro-disque et un guide, nous allons commencer par nous concentrer sur l'interaction entre deux guides droits, qu'on supposera portant un mode quasi TE. C'est typiquement le cas qu'on rencontrerait pour deux guides fabriqués sur un wafer de SOI.

En premier lieu, nous allons transformer un problème purement 3D (Fig. 3.4(a)) en un problème 2D via l'utilisation de l'indice effectif en mode TE : on obtient alors des milieux d'indice n_{eff1}^{TE} et n_{eff2}^{TE} représentant respectivement les deux guides (Fig. 3.4(b)).



(a) En fonction de la distance séparant les deux guides, il existe une longueur de vis à vis L_t pour laquelle toute l'énergie d'un guide est transférée vers le second.

(b) L'utilisation de l'indice effectif permet de ramener le problème 3D de deux guides couplés à celui de deux plans (en mode TM). On accède alors aux constantes de couplage $C_{1 \rightarrow 2}$ et $C_{2 \rightarrow 1}$.

Fig. 3.4 – Couplage entre deux guides rectilignes et indices effectifs.

La théorie des modes couplés consiste à considérer tout élément optique au voisinage d'un second comme étant une perturbation pour le premier. Ainsi, le surplus d'énergie optique apporté par sa présence se comporte comme une source lumineuse, qu'on peut alors prendre en compte dans l'équation de Helmholtz [148]. Dès lors, la portion d'énergie transférée d'un guide 1 (indice n_{eff1}^{TE}) vers un guide 2 (indice n_{eff2}^{TE}) peut s'exprimer par :

$$C_{2 \rightarrow 1} = \frac{(n_2^2 - n_{amb}^2) \cdot k}{2 \cdot n_{eff1}^m} \int_{L_{x1}} u_1(x) \cdot u_2(x) \cdot dx \quad \text{avec} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} u_1^2(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{+\infty} u_2^2(x) \cdot dx = 1 \quad (3.1)$$

où L_{x1} représente la distance sur laquelle l'énergie provenant du guide 2 est transférée au guide 1. La constante $n_{eff1,2}^m$ correspond alors à l'indice du mode se propageant dans le guide correspondant,

qu'on peut obtenir avec une bonne approximation [136] en utilisant l'indice effectif en mode TM¹. Pour des guides larges et peu hauts ($L_{x_i} > L_y$), la méthode de l'indice effectif est alors appliquée dans un ordre qui minimise les écarts avec la solution exacte [137]. Tout comme pour le mode de galerie, on peut définir deux ordres l et m qui correspondent aux nombres de noeuds selon la largeur et la hauteur du guide, donnant lieu à des valeurs discrètes de cet indice $n_{eff1,2}^m$.

On peut alors définir la distance L_t , communément appelée "distance de transfert", pour laquelle l'énergie transmise vers un second guide est maximale (au delà de cette distance, l'énergie retourne dans le premier guide) :

$$L_t = \frac{\pi}{\sqrt{(n_{eff1}^m - n_{eff2}^m)^2 \cdot k^2 + 4 \cdot C_{1 \rightarrow 2} \cdot C_{2 \rightarrow 1}}} \quad (3.2)$$

En considérant que l'on cherche à transférer de la puissance P_0 du guide 1 vers le guide 2, on satisfait alors le jeu d'équations suivantes [209] :

$$\begin{cases} P_1(z) = P_0 \cdot \left[\cos^2(\gamma \cdot z) + \left(\frac{(n_{eff1}^m - n_{eff2}^m) \cdot k}{2 \cdot \gamma} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma \cdot z) \right] \\ P_2(z) = P_0 \cdot \left(\frac{C_{2 \rightarrow 1}}{\gamma} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma \cdot z) \end{cases} \quad \text{avec } \gamma = \frac{\pi}{2 \cdot L_t} \quad (3.3)$$

où $P_1(z)$ et $P_2(z)$ désignent la puissance dans chacun des guides selon la direction de propagation \vec{e}_z . Un formalisme matriciel peut aussi être utilisé pour obtenir ces puissances en fonction de z [138].

On distingue deux cas :

- $n_{eff1}^m = n_{eff2}^m$: la puissance est totalement transférée d'un guide vers l'autre sur une distance L_t . On parle alors d'adaptation d'indice ;
- sinon, seule une partie de l'énergie est transférée d'un guide vers l'autre, et plus l'écart des indices effectifs est important, plus la puissance transmise devient faible puisque le rapport $\frac{C_{2 \rightarrow 1}}{\gamma}$ diminue.

Le couplage maximum est donc obtenu lorsque l'écart des indices effectifs des deux éléments est minimal et que la distance d'interaction est égale à la distance de transfert.

3.2.2 Application de la théorie des modes couplés et diaphonie

Afin de fixer quelques ordres de grandeurs concernant les distances de transfert, focalisons-nous sur le cas simple de deux guides identiques.

D'après le paragraphe précédent, la distance de transfert se simplifie et devient $L_t = \frac{\pi}{2 \cdot C_{1 \rightarrow 2}}$ avec $C_{1 \rightarrow 2} = C_{2 \rightarrow 1}$. La puissance optique peut être totalement cédée d'un élément à l'autre. En intégrant des fonctions optiques sur silicium, on va nécessairement se trouver confronté au cas de deux guides parallèles sur une distance L . On va donc observer des signaux non désirés par diaphonie, ce qui peut dégrader le rapport signal sur bruit (SNR). Indirectement, cela peut augmenter le taux d'erreur par bit (BER , voir le premier chapitre). En d'autres termes :

$$\frac{P_2(L)}{P_1(L)} \ll SNR \iff L \ll L_t \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \operatorname{arccotan}(\operatorname{erfc}^{-1}(2 \cdot BER)) \quad (3.4)$$

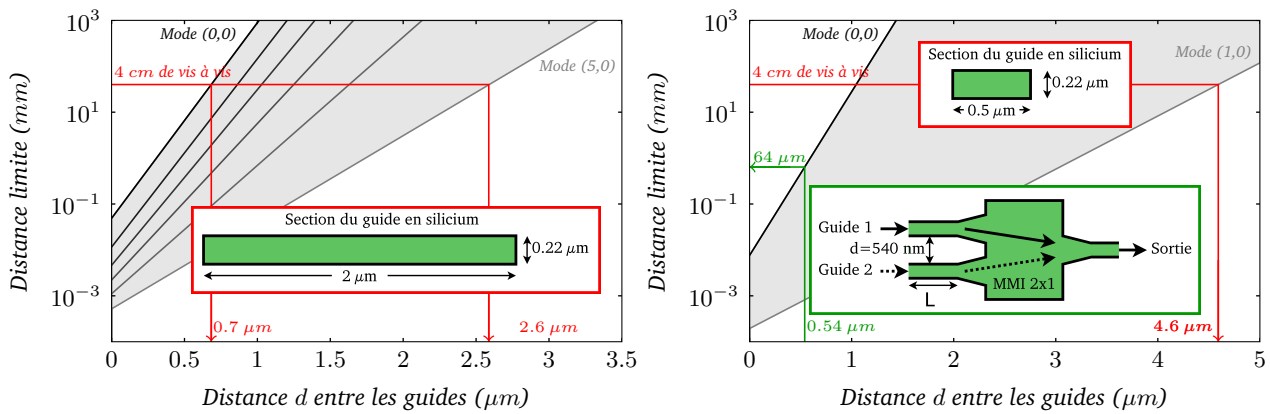
d'après les relations 1.2 et 3.3. Avec un BER de 10^{-18} on a alors $L \ll 0.1 \times L_t$.

En considérant la nature évanescence du couplage, C_{12} est une fonction exponentielle de la distance d qui sépare les guides :

$$C_{1 \rightarrow 2} \propto e^{-k \cdot d \cdot \sqrt{(n_{eff1}^m)^2 - n_{amb}^2}} \quad (3.5)$$

1. Cela revient à chercher les zéros de $\sin(k \cdot L_{x_{1,2}} \cdot N) \cdot (N^2 - (R \cdot N_{amb})^2) - 2 \cdot N \cdot N_{amb} \cdot R \cdot \cos(k \cdot L_{x_{1,2}} \cdot N)$ avec $N = \sqrt{(n_{eff1,2}^{TE})^2 - (n_{eff1,2}^m)^2}$ et $N_{amb} = \sqrt{(n_{eff1,2}^m)^2 - n_{amb}^2}$ et $R = (n_{eff1,2}^{TE}/n_{amb})^2$. On peut remarquer pour $R = 1$, on retrouve les équations d'un mode TE avec un même milieu de part et d'autre du guide.

Sur la figure 3.5(a), nous avons considéré les 6 modes susceptibles d'exister à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ dans un guide de $2 \mu\text{m}$ de large. Typiquement, ce sont les guides utilisés en périphérie d'échantillon pour venir injecter de la lumière ou en collecter avec une fibre optique. Pour différentes raisons, on peut donc avoir deux guides parallèles dans lesquels on trouve les différents modes avec des amplitudes différentes. Certains sont fortement confinés, comme $(0, 0)$, et d'autres nettement moins, comme $(5, 0)$. Dans le second cas, la distance devant séparer les deux guides est bien plus importante, mais elle garantit que tout signal dans un guide ne viendra pas générer du signal dans son premier voisin, ce qui serait assimilable à du bruit. On doit donc choisir une distance supérieure à $d = 2.6 \mu\text{m}$ si nos guides sont en vis à vis sur une longueur² $L = 4 \text{ cm}$. De la même façon, pour des guides de 500 nm de large (Fig. (b)), il faut $d > 4.6 \mu\text{m}$. Ces guides sont les plus utilisés, puisqu'ils sont quasi-monomodes : ils constituent en fait la brique de base reliant les éléments optiques.



(a) Couplage entre deux guides de $2 \mu\text{m}$: l'indice effectif $n_{ef f_{1,2}}^m$ varie de 2.82 à 1.79.

(b) Couplage entre deux guides de 500 nm (entrée du MMI) : l'indice effectif $n_{ef f_{1,2}}^m$ varie de 2.48 à 1.58.

Fig. 3.5 – Couplage entre deux guides silicium dans de la silice : cas du guide multimode de $2 \mu\text{m}$ de large (a) et du guide quasi-monomode de 500 nm (b) dans du SOI 220 nm (pour un BER de 10^{-18}).

Dans certains cas (motifs verts de Fig 3.5(b)), la distance entre les guides est imposée, comme c'est le cas pour un coupleur en "Y" de type MMI [139], composant dont nous aurons besoin plus loin dans ce chapitre. Pour que ce dernier fonctionne convenablement, il est nécessaire que les signaux arrivent par une portion droite de guide. Du fait de leur proximité, la longueur de cette portion doit être limitée. En considérant que seul le mode le plus confiné est présent, la limite se situe vers la soixantaine de micromètres.

L'épaisseur de silice séparant le micro-disque du guide étant généralement de l'ordre de la centaine de nanomètre, la distance de transfert effective peut donc être particulièrement faible.

3.2.3 Expression générale des pertes de couplage pour un mode de galerie

La figure 3.6 représente la zone sur laquelle on réalise un couplage ponctuel entre un micro-disque et un guide optique.

Pour un tour d'un mode propagatif dans le résonateur³, l'intensité lumineuse I décroît dans la cavité d'une quantité $-\eta_g \cdot I$. Le paramètre η_g représente l'efficacité de cette interaction, qui s'opère avec une durée caractéristique Δt :

$$\Delta t = m \cdot \frac{v_\phi}{f} \cdot \frac{1}{v_g} \quad (3.6)$$

Celle-ci correspond à un tour en accord de phase (vitesse de phase v_ϕ), pour une onde dont l'énergie se déplace à la vitesse de groupe v_g . Dans le cas d'un résonateur à mode de galerie, on

2. Cette cote est arbitraire : nous avons choisi le périmètre d'une vignette carrée de 1 cm de côté, ce qui correspond en gros à la surface d'un processeur.

3. Pour le cas stationnaire, on peut considérer qu'il s'agit d'une combinaison particulière de deux modes propagatifs.

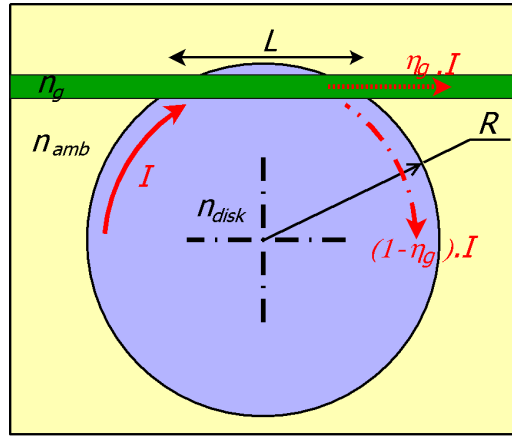


Fig. 3.6 – Modèle utilisé pour le couplage entre un micro-disque et un guide : à chaque tour, le guide ponctionne une partie de l'intensité lumineuse présente dans le résonateur.

peut faire les approximations suivantes :

$$\begin{cases} v_\phi = \frac{\omega_m}{k_m} = \lambda_m \cdot f_m \\ v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx \frac{\omega_{m+1} - \omega_m}{k_{m+1} - k_m} = \frac{FSR(l, n)}{\lambda_{m+1}^{-1} - \lambda_m^{-1}} \end{cases} \quad (3.7)$$

En utilisant la relation 2.5 qui relie la longueur d'onde λ_m à l'ordre azimutal m , on peut alors simplifier l'expression de Δt :

$$\Delta t = m \cdot f_m^{-1} \cdot \left(\frac{f_m}{FSR(l, n)} \cdot \frac{\lambda_{m+1}^{-1} - \lambda_m^{-1}}{\lambda_m^{-1}} \right) = \frac{1}{FSR(l, n)} \quad (3.8)$$

En partant de la définition des taux de pertes par couplage τ_g^{-1} , on peut en faire une estimation à l'aide de l'efficacité η_g :

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \frac{-I}{\tau_g} \implies \frac{\Delta I}{\Delta t} \approx \frac{-I}{\tau_g} \iff \tau_g^{-1} = \frac{\Delta I}{I} \cdot \Delta t^{-1} = \eta_g \cdot FSR(l, n) \quad (3.9)$$

Pour un couplage quasi-ponctuel avec un guide droit, le taux de pertes est donc majoré par le FSR. Dans ce cas, les photons ont une durée de vie de FSR , et parcourent en moyenne un tour⁴. En utilisant l'expression du FSR (Equ. 2.6), on peut montrer que le facteur de qualité Q_g est minoré par :

$$Q_g \gg \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{\eta_g} \cdot \frac{v_\phi}{v_g} > 2 \cdot \pi \cdot m \quad (3.10)$$

avec v_ϕ et v_g respectivement les vitesses de phase et de groupe dans le résonateur ($v_\phi > v_g$ selon l'annexe B.2.3).

On pourrait penser que pour les grands résonateurs, le FSR constitue une limitation du taux de couplage... ce qui n'est pas le cas ! En effet, on peut renforcer le couplage η_g en utilisant un guide courbé dans le même sens que le résonateur : sur la durée $1/FSR$, les photons voient alors davantage le guide, réduisant ainsi leur durée de vie moyenne dans le résonateur.

Il reste donc à expliciter η_g pour des disques de petite taille (rayons inférieurs à la dizaine de micromètre). Nous allons donc tenter de montrer qu'il est possible de se contenter d'un modèle simple, en appliquant à la fois la théorie des modes couplés et les propriétés du couplage guide-guide.

4. En considérant des η_g comme étant des efficacités de couplage par unité d'angle, avec un couplage non plus ponctuel mais constant sur une portion angulaire α_c , on trouve alors que les pertes sont de la forme $\tau_g^{-1} = (1 - e^{-\eta_g \cdot \alpha_c}) \cdot FSR(l, n)$, qui sont elles aussi majorées par le FSR .

3.2.4 Etude du couplage en fonction de la distance guide-disque

Le couplage entre un mode de galerie et un guide droit est à première vue différent du couplage entre deux guides droits. En effet, de par la courbure du résonateur, le couplage ne s'effectue pas de façon identique sur toute la zone d'interaction.

Nous avons montré que le modèle utilisé dans le second chapitre permettait d'obtenir une distribution du champ électromagnétique plutôt fidèle du mode de galerie. Pour ce dernier le champ était bien évanescent de part et d'autres des plans du micro disque : on peut donc considérer que le couplage réalisé avec un guide est encore évanescent⁵. Par contre, la distance d_g ne peut plus être considérée comme constante.

Nous allons donc partir de l'hypothèse que nous avons affaire à des modes fortement confinés et donc à une forte décroissance du champ électromagnétique avec la distance. Dans ce cas, le couplage est en fait réalisé sur une zone très localisée, voire ponctuelle. La distance correspondante d_g séparant les deux éléments couplés est alors presque constante dans cette région. Les équations 3.3 permettent alors d'approximer η_g , puisque par identification, on a directement :

$$\eta_g = \left(\frac{C_{d \rightarrow g}}{\gamma} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma \cdot L) \quad (3.11)$$

On peut montrer que pour des champs évanescents, les fonctions $C_{d \rightarrow g}$ et $C_{g \rightarrow d}$ sont des exponentielles décroissantes en fonction de la distance d_g :

$$C_{i \rightarrow j} = a_{ij} \cdot e^{-k_m \cdot N_{ij} \cdot d_g} \quad \text{et} \quad \gamma^2 = \left(\frac{k_m \cdot \Delta N_{eff}^m}{2} \right)^2 + C_{d \rightarrow g} \cdot C_{g \rightarrow d} \quad (3.12)$$

Les constantes a_{ij} , N_{ij} et ΔN_{eff}^m sont accessibles par un calcul numérique : il suffit de considérer les distributions verticales des différents champs, et de calculer les indices modaux du guide et du mode de galerie. Etant donné que la distance entre nos deux éléments varie, nous allons considérer que ces 5 variables sont des paramètres inconnus. A l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt, nous avons donc tenté de faire converger l'expression des pertes de couplage vers les valeurs obtenues par simulation FDTD 3D.

Les résultats sont donnés dans la figure 3.7 et montrent une excellente corrélation entre le modèle basé sur le couplage guide-guide (en bleu), et les points de mesure (en rouge) issus de la FDTD 3D. Cependant, nous avons volontairement omis de prendre en compte le point $d_g = 0 \text{ nm}$ car il correspond à une mise en contact entre les deux éléments à coupler. Il n'est donc pas satisfaisant de le considérer comme vérifiant les équations de la théorie des modes couplés, qui reste une méthode perturbative. On pourrait d'ailleurs tout aussi bien discuter de la validité du cas $d_g = 50 \text{ nm}$, mais ce dernier ne modifie pas significativement les résultats.

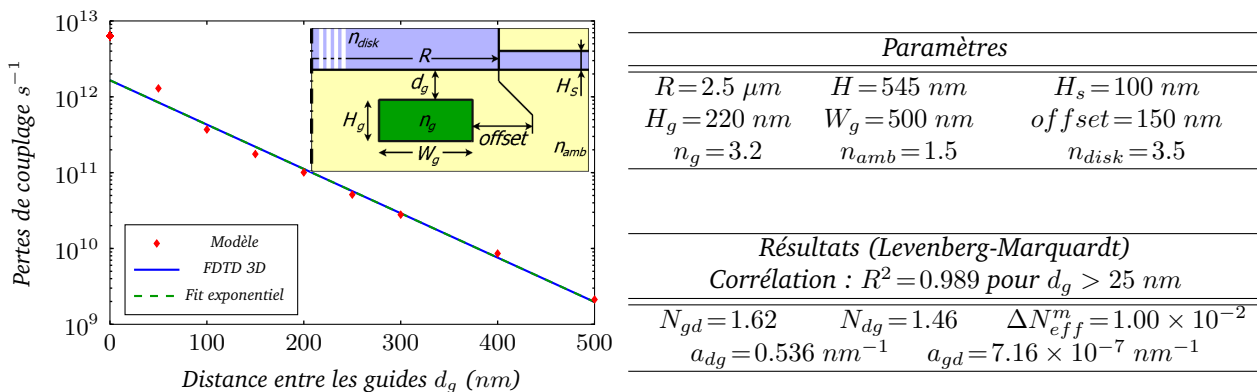


Fig. 3.7 – Evolution des pertes en fonction de la distance séparant le guide du résonateur (mode $TE(0, 26, 0)$).

5. Pour l'anecdote, le couplage d'un guide dans le plan du disque (comme pour réaliser certains Add/Drop [131, 132, 152]) ne peut pas être considéré comme rigoureusement évanescent. En effet, d'après notre modèle, le champ pour $r > R$ correspond à des fonctions de Bessel, qui présentent des nœuds : la décroissance n'est pas une exponentielle décroissante. Ce comportement est confirmé par la FDTD (voir Fig 2.34(b)).

Il est intéressant d'utiliser les valeurs numériques obtenues pour remonter aux indices en mode TE du disque (n_{effd}^{TE}) et du guide (n_{effg}^{TE}) puisqu'on a :

$$\begin{cases} n_{effd}^{TE} = \sqrt{N_{dg}^2 + n_{amb}^2} \sim 2.207 \\ n_{effg}^{TE} = \sqrt{N_{gd}^2 + n_{amb}^2} \sim 2.096 \end{cases} \quad (3.13)$$

Ces valeurs sont naturellement légèrement inférieures à ce qu'elles devraient être (respectivement 3.023 et 2.825). Ce résultat peut s'expliquer par la distance effective entre les deux éléments sur toute la zone de couplage qui est en réalité supérieure à d_g , sauf en deux points au plus. Pour conserver un même chemin optique, avec une distance physique qui augmente, il faut effectivement diminuer l'indice optique.

Sur la figure 3.7, nous avons aussi fait apparaître un fit de la forme $\tau_g^{-1} = a_G \cdot e^{-b_G \cdot d}$ (en vert). Comme nous pouvons le constater, cette troisième courbe se superpose sur celle du modèle plus fin utilisé précédemment. On peut donc supposer que $\gamma \ll 1/L$, ce qui permet de simplifier la relation 3.11 et par conséquent l'expression des pertes par couplage :

$$\tau_g^{-1} = FSR(0, 0) \cdot \eta_g \approx FSR(0, 0) \cdot C_{d \rightarrow g}^2 \cdot L^2 \quad (3.14)$$

soit un taux de pertes de la forme :

$$\tau_g^{-1} \approx FSR(0, 0) \cdot (a_{dg} \cdot L)^2 \cdot e^{-2 \cdot k_m \cdot N_{dg} \cdot d} \quad (3.15)$$

où L et a_{dg} restent les seuls paramètres dépendant du guide. En utilisant le formalisme de l'indice effectif, on peut calculer la constante $a_{dg} \sim 0.41 \mu m^{-1}$, et ainsi estimer la valeur de L d'après le second fit puisque :

$$a_G = FSR(0, 0) \cdot (a_{dg} \cdot L)^2 \quad (3.16)$$

On trouve alors $L \sim 1.30 \mu m$. Cette valeur est particulièrement proche de la longueur de guide passant sous le résonateur soit environ $L \sim 1.6 \mu m$. La distance de transfert $L_t = \pi/(2\gamma')$ obtenue à partir du modèle mis en place varie alors entre $4.5 \mu m$ et $6.9 \mu m$ en fonction de d_g . On a donc $L/\gamma' < 0.45$, ce qui valide le développement limité effectué sur η_g .

Finalement, le couplage s'effectue sur une zone relativement importante comparativement à la périodicité du mode dans le guide λ_r/n_{effg}^m , et sur une fraction de la distance de transfert. Pour de petits résonateurs, le couplage guide-guide offre un modèle assez fidèle. Cependant, nous n'avons pas tenté d'estimer N_{dg} en fonction de la différence de courbure entre le micro-disque et le guide.

3.2.5 Etude du couplage en fonction de la position du guide sous le disque

Dans cette partie, nous allons étudier la puissance collectée et le facteur de qualité du résonateur couplé en fonction de la position relative du disque avec le guide, à d_g constant. Etant donné que les vecteurs de propagation sont différents dans le guide et le résonateur (en norme et en direction), nous allons tenter de montrer qu'il existe des positions bien particulières pour lesquelles le transfert de puissance est maximum, et d'autres nettement plus faibles.

3.2.5.1 Adaptation du couplage guide-guide pour le couplage guide-disque

Sur la figure 3.8(a), nous avons représenté un guide optique (vert), dont la position est contrôlée à travers la variable x_g . Nous allons modéliser le mode de galerie par un cercle de rayon R_{eff} , qui, pour rappel, est le rayon par lequel l'énergie (voir Equ. 2.21) atteint son maximum dans le résonateur (en bleu). De même, le guide est modélisé par une droite.

On peut distinguer deux cas :

- soit la distance entre les zones de forte densité énergétique de chacun des éléments est minimale en deux points. L'énergie est alors principalement transférée en ces deux points et $x_g < R_{eff}$.
- soit la distance est minimale en un seul point et $x_g \geq R_{eff}$.

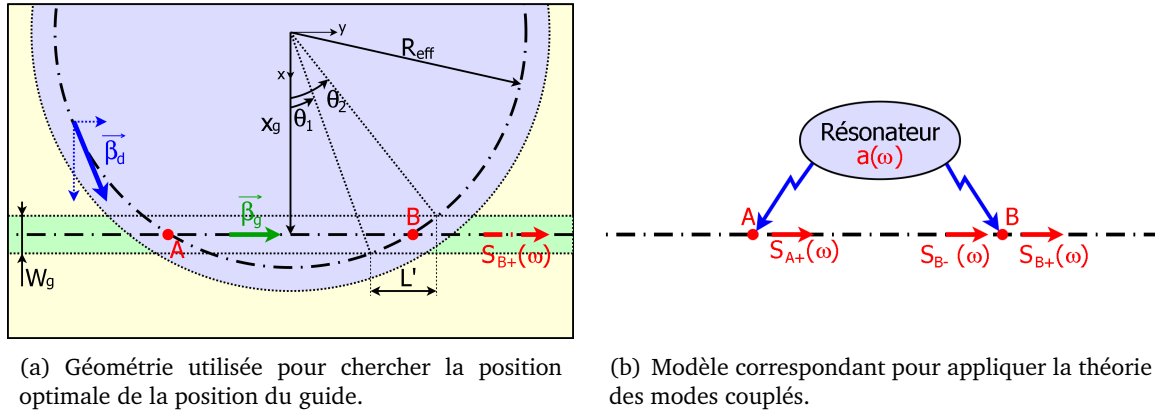


Fig. 3.8 – Modélisation du couplage entre un guide droit et un mode de galerie de la famille $(0 - 1, m, n)$.

Pour simplifier, nous nous limiterons à l'étude du mode se propageant dans le sens trigonométrique en considérant que le vecteur de propagation dans le disque $\vec{\beta}_d$ est tangent⁶ au cercle de rayon R_{eff} . De même, autour de chacun des points A et B nous allons considérer que le couplage s'effectue sur une distance commune L' , qu'on estimera comme étant la distance sur laquelle le mode de galerie passe au dessus du guide. Ainsi, on trouve :

$$L' = R_{eff} \cdot (\sin(\theta_2) - \sin(\theta_1)) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \theta_1 = \arccos\left(\frac{x_g - W_g/2}{R_{eff}}\right) \\ \theta_2 = \arccos\left(\frac{\min(x_g + W_g/2, R_{eff})}{R_{eff}}\right) \end{cases} \quad (3.17)$$

Les directions des vecteurs de propagation $\vec{\beta}_d$ et $\vec{\beta}_g$ étant différentes, c'est leur projection selon la direction \vec{e}_y qui va nous intéresser dans le couplage au voisinage de chacun des points A et B. De même, nous allons travailler avec des constantes $C'_{d \rightarrow g}$ et $C'_{g \rightarrow d}$ de sorte que :

$$\begin{cases} C'_{d \rightarrow g} = C_{d \rightarrow g} \cdot \cos(\theta_{x_g}) \\ C'_{g \rightarrow d} = C_{g \rightarrow d} \cdot \cos(\theta_{x_g}) \\ (\gamma')^2 = \left(\frac{k_m \cdot (n_{effg}^{TE} - n_{effd}^{TE} \cos(\theta_{x_g}))}{2} \right)^2 + C'_{d \rightarrow g} \cdot C'_{g \rightarrow d} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \cos(\theta_{x_g}) = x_g / R_{eff} \quad (3.18)$$

Finalement, le taux de pertes de couplage en chacun des points A et B est donc :

$$(\tau'_g)^{-1} = FSR(l, n) \cdot \left(\frac{C'_{d \rightarrow g}}{\gamma'} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma' \cdot L') \rightarrow 0 \quad \text{lorsque} \quad x_g \rightarrow 0 \quad (3.19)$$

Si l'indice effectif dans le mode de galerie est supérieur à celui du guide, alors on peut trouver une valeur particulière de x_g telle que la projection des vecteurs de propagation dans la direction du guide soient identiques :

$$n_{effg}^{TE} - n_{effd}^{TE} \cdot \cos(\theta_{x_g}^{Adapt}) = 0 \iff x_g^{Adapt} = \frac{n_{effg}^{TE}}{n_{effd}^{TE}} \cdot R_{eff} \quad (3.20)$$

Bien que quantité $C'_{d \rightarrow g} / \gamma'$ diminue lorsqu'on se rapproche de la condition d'adaptation d'indices effectifs, la distance pour laquelle l'interaction est maximale entre le mode de galerie et le guide se situe nécessairement pour x_g proche de R_{eff} . On peut donc s'attendre à ce que le couplage soit optimal

6. Le maximum de la distribution de l'énergie (Equ. 2.21) ne coïncide pas parfaitement avec le rayon annulant la composante radiale du vecteur de Poynting (Equ. A.9). Cependant, ces deux valeurs sont extrêmement proches.

quelque part sur l'intervalle $[x_g^{Adapt}, R_{eff}]$, aux conditions d'interférences près que nous allons évoquer dans le prochain paragraphe.

Il convient aussi de faire attention. Pour un disque suffisamment grand avec une distance d'interaction importante, il ne faudrait pas dépasser la distance de transfert L_t , qui diminue avec d_g .

3.2.5.2 Modélisation du couplage avec un seul guide optique

Afin de déterminer l'amplitude S_{B+} du champ dans le guide, nous allons appliquer la théorie des modes couplés en A et B , conformément à la figure 3.8(b). Le dispositif étudié est en fait un cas particulier du résonateur couplé à deux éléments distincts [132], pour lequel un des signaux de sortie est réintroduit dans l'autre élément avec un déphasage. Pour un mode de type (l, m, n) , les équations régissant notre système en régime harmonique sont les suivantes :

$$\begin{cases} i \cdot a \cdot \omega = (i \cdot \omega_0 - \frac{1}{2} \cdot \tau_0^{-1} - \frac{1}{2} \cdot (\tau'_g)^{-1}) \cdot a + K_B \cdot S_{B-} \\ S_{A+} = -\bar{K}_A \cdot a \\ S_{B-} = S_{A+} \cdot e^{-2 \cdot i \cdot n_{effg}^m \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{R_{eff}^2 - x_g^2}} \\ S_{B+} = S_{B-} - \bar{K}_B \cdot a \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} K_A = (2 \cdot \tau'_g)^{-1/2} \\ K_B = (2 \cdot \tau'_g)^{-1/2} \cdot e^{2 \cdot i \cdot m \cdot \theta_g} \end{cases} \quad (3.21)$$

ce qui donne comme solution :

$$\begin{cases} \tau_g^{-1} = \left| \frac{S_{B+}}{a} \right|^2 = 2 \cdot \cos^2(\Delta\phi_{AB}/2) \cdot (\tau'_g)^{-1} \\ \omega_r = \omega_0 + \frac{1}{2} \cdot i [\tau_0^{-1} + (\tau'_g)^{-1} \cdot (1 + e^{i \cdot \Delta\phi_{AB}})] \end{cases} \quad (3.22)$$

avec :

$$\Delta\phi_{AB} = 2 \cdot (m \cdot \theta_{x_g} - \beta_g \cdot \sqrt{R_{eff}^2 - x_g^2}) \quad (3.23)$$

La quantité τ_g^{-1} fournit alors le taux de pertes globales par couplage, qui peut atteindre $2 \cdot FSR$, soit le double de la limite envisagée précédemment ! La seconde équation permet d'obtenir le facteur de qualité de l'ensemble et on pourra négliger $(\tau'_g)^{-1}$ devant ω_0 :

$$\begin{cases} \Re(\omega_r) = \omega_0 - \frac{1}{2 \cdot \tau'_g} \cdot \sin(\Delta\phi_{AB}) \\ Q_r = \frac{\Re(\omega_r)}{2 \cdot \Im(\omega_r)} = \frac{2 \cdot \omega_0 - (\tau'_g)^{-1} \cdot \sin(\Delta\phi_{AB})}{2 \cdot \tau_0^{-1} + 2 \cdot (\tau'_g)^{-1} \cdot (1 + \cos(\Delta\phi_{AB}))} \approx \frac{\omega_0}{\tau_0^{-1} + \tau_g^{-1}} \end{cases} \quad (3.24)$$

La quantité $\Delta\phi_{AB}$ représente la différence de phase entre les deux chemins optiques pour aller de A vers B , soit dans le disque, soit dans le guide. Le point B donne donc lieu à des interférences, et si ces dernières sont destructives ($\cos(\Delta\phi_{AB}) = -1$), le facteur de qualité atteint un maximum qui est identique à celui de la cavité non couplée. Tout se passe comme si le guide était absent et aucun signal n'est présent dans le guide ($\cos(\Delta\phi_{AB}/2) = 0$). Dans le cas contraire, l'énergie transférée au guide est importante, et Q_r est limité par la constante de couplage $(\tau'_g)^{-1}$.

3.2.5.3 Résultats de la modélisation pour un disque de 4 micromètres de rayon

Sur la figure 3.9, nous avons représenté les taux de pertes de couplage τ_g^{-1} calculés depuis notre modèle pour un disque de $4 \mu m$ de rayon et différents modes au voisinage de $1.55 \mu m$. Étant donné qu'il s'agit d'un disque plus grand, le FSR est plus faible et le couplage moins intense qu'avec le disque de rayon $2.5 \mu m$ utilisé tout au long de cette thèse. Il est donc nécessaire de se rapprocher davantage du résonateur, et donc d_g a été fixé à $100 nm$.

Malgré la prise en compte des conditions d'interférences, le taux de couplage maximum semble bien atteint sur l'intervalle $[x_g^{Adapt}, R_{eff}]$ dès que l'indice effectif dans le mode de galerie est supérieur à celui du guide optique (Fig. 3.9(a) et (c)). En $x_g = R_{eff}$, les pertes couplées sont quasi maximales

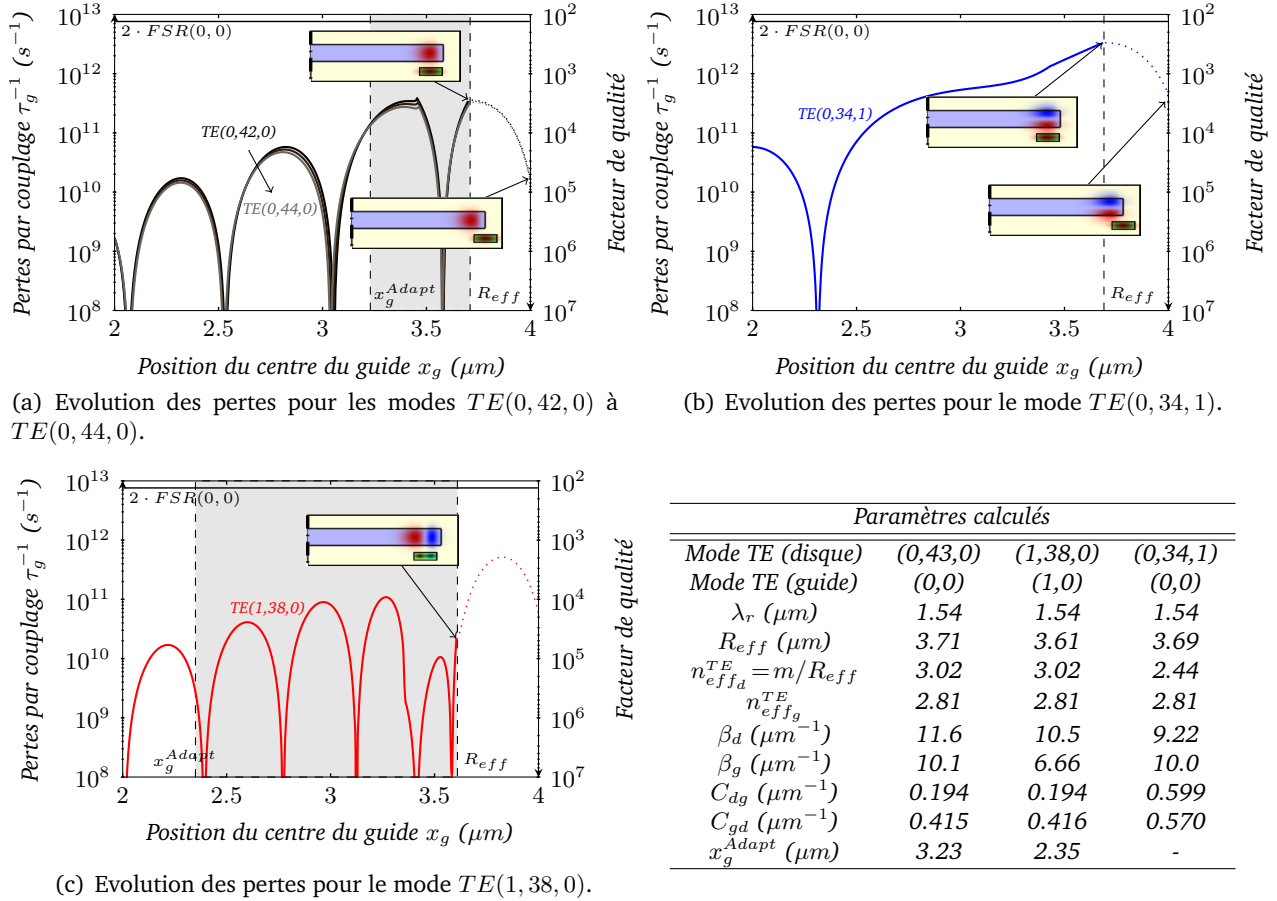


Fig. 3.9 – Couplage entre un guide droit ($n_g = 3.5$) de $200 \times 500 \text{ nm}$ et un micro-disque de $4 \mu\text{m}$ de rayon ($n_{disk} = 3.2$) et 550 nm de hauteur, séparés par 100 nm de silice ($n_{amb} = 1.5$). Pour $x_g > R_{eff}$, les pertes ont été pondérées par l'énergie du mode de galerie en $r = x_g$ (Equ. 2.21). La zone grisée correspond à l'intervalle $[x_g^{Adapt}, R_{eff}]$.

pour les modes d'intérêt (Fig. 3.9(a)). Mieux, sur toute cette zone, les modes à ordre vertical non nul (Fig. 3.9(b)) dans le résonateur atteignent des niveaux de pertes élevés, et pour peu qu'on choisisse un rayon pour lequel les conditions d'interférences sont suffisamment différentes entre les modes d'intérêt (a) et les modes à ordre radial non nul (c), on peut garantir un facteur de qualité bien plus élevé pour les modes $TE(0, m, 0)$ que pour les autres modes.

Pour l'ordre $l = 1$ dans le résonateur (Fig. 3.9(c)), le lobe à droite de R_{eff} est plus important que celui à gauche⁷. Ainsi, il se peut (si la pondération par l'énergie est satisfaisante pour $x_g > R_{eff}$) qu'on trouve une position au delà de R_{eff} telle que le transfert du résonateur vers le guide soit maximal (courbe en pointillé).

Dans tous les cas, pour certaines valeurs particulières, les interférences entre les deux points de couplage A et B sont destructives : le résonateur ne voit plus le guide et les pertes de couplage deviennent nulles. C'est ce qu'on observe en $x_g \sim 3.6 \mu\text{m}$ pour les modes $TE(0, m, 0)$ et $TE(1, 38, 0)$, ou en $x_g \sim 2.3 \mu\text{m}$ pour le mode $TE(0, 34, 1)$. Pour ce dernier, on a nécessairement $\vec{\beta}_d \cdot \vec{e}_x > \beta_g$, ce qui explique que cette position particulière se trouve bien plus au centre du résonateur, et l'absence de valeurs pour x_g^{Adapt} . Le couplage est par ailleurs nécessairement maximum en R_{eff} d'après le raisonnement du précédent paragraphe.

Approcher le guide du résonateur et optimiser leurs positions relatives peuvent donc contribuer à augmenter le contraste en facteur de qualité entre les modes d'intérêts et les autres.

7. Les maxima des fonctions de Bessel de premier type (J_n) forment une suite croissante [208] : le lobe le plus près de l'interface $r = R$ possède donc une plus grande amplitude.

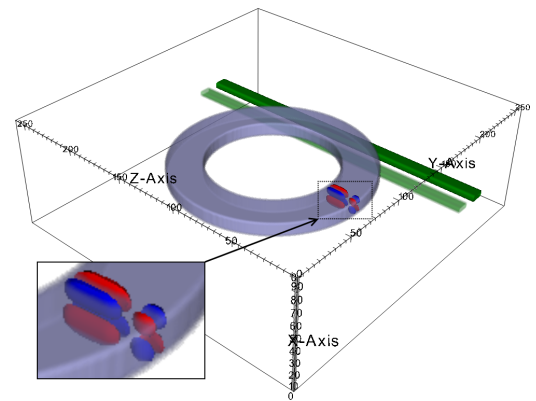
3.2.5.4 Confrontation avec la FDTD 3D et pertes diffractées

Afin de valider les résultats obtenus avec notre modèle "rudimentaire", nous allons mener une comparaison avec ceux obtenus par FDTD 3D. Pour légèrement réduire la densité spectrale de modes, nous avons délibérément ajouté un cœur en silice de $3.0 \mu\text{m}$ de rayon. Les calculs menés dans le second chapitre montrent que cette taille influe peu sur les modes d'ordre radial faible.

Concernant le guide optique, sa largeur a été fixée à 300 nm de sorte à ce qu'il soit monomode. Pour favoriser certains ordres verticaux et radiaux, les sources ont été disposées selon une section du résonateur avec des symétries adaptées (figure accompagnant la table 3.1). Le post-traitement s'en trouve amélioré et on peut alors se contenter de la fréquence et d'une seule cartographie pour identifier les modes⁸ sur l'intervalle $x_g \in [3.35, 4.00] \mu\text{m}$.

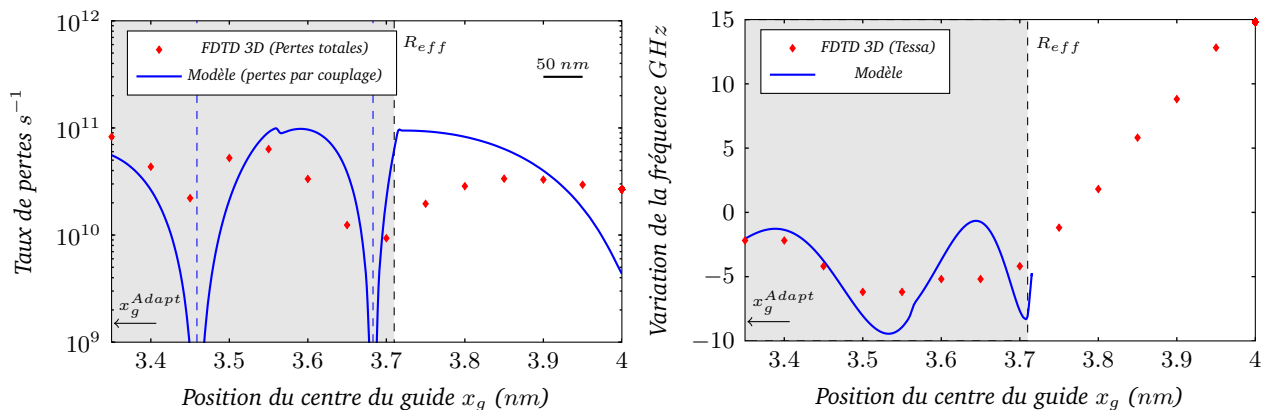
L'ensemble des paramètres de simulation est indiqué dans la table 3.1. L'excitation (pulse) est choisie pour balayer un intervalle d'au moins deux fois le FSR, de l'ordre de 3.8 THz ($\sim 30 \text{ nm}$) selon notre modèle analytique.

Paramètre	Valeur
Maillage	50 nm
Nombre de mailles selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y	260 ($13 \mu\text{m}$)
Nombre de mailles selon l'axe \vec{e}_z	91 ($4.55 \mu\text{m}$)
Réflexion des PML (en amplitude pour une incidence normale)	1.0×10^{-3}
Rayon du disque (R)	$4.0 \mu\text{m}$
Rayon du cœur (R_{core})	$3.0 \mu\text{m}$
Hauteur du disque (H)	$0.55 \mu\text{m}$
largeur du guide (W_g)	$0.3 \mu\text{m}$
Hauteur du guide (H_g)	$0.2 \mu\text{m}$
Distance entre le guide et le disque (d_g)	$0.1 \mu\text{m}$
Position du guide (x_g)	$[3.35, 4.00] \mu\text{m}$



Tab. 3.1 – Paramètres de simulation sous Tessa FDTD 5.0 [147] pour les tests de couplage. Les sources (volumes bleus et rouges) épousent la symétrie que l'on souhaite exciter pour limiter le nombre de modes présents dans la cavité (de type $TE(1, m, 1)$ pour la figure).

Les résultats de simulation pour le mode $TE(0, 45, 0)$ sont donnés dans la figure 3.10.



(a) Evolution des taux de pertes en fonction de la position du centre du guide x_g .

(b) Variation de la fréquence de résonance en fonction de x_g avec une moyenne ramenée à 0 sur l'intervalle compris entre $3.35 \mu\text{m}$ et R_{eff} .

Fig. 3.10 – Variations des pertes et de la fréquence en fonction de x_g pour le mode $TE(0, 45, 0)$ et comparaison entre le modèle et la FDTD 3D.

D'après la figure 3.10(a), le taux de pertes par couplage depuis notre modèle est supérieur à

8. Ces astuces numériques sont en fait indispensables. Les fréquences de résonance dépendent du taux de pertes qu'ils subissent (Equ. 3.24) : on peut très bien avoir $f_1 < f_2$ pour certains taux de pertes par couplage, et $f_1 > f_2$ pour d'autres si les fréquences intrinsèques sont suffisamment proches et les facteurs de qualité atteints suffisamment faibles, soit $|f_{01} - f_{02}| < \frac{f_{01,02}}{\min(Q_1, Q_2)}$.

l'ensemble de ceux obtenues par FDTD. L'imprécision concernant la longueur de couplage est très probablement responsable de ces écarts : on peut d'ailleurs noter que les courbes sont mieux positionnées pour les faibles valeurs de x_g , là où l'erreur sur la distance de couplage L est moindre. Les deux courbes présentent bien un taux de pertes minimal aux mêmes positions, à savoir $x_g \sim 3.45 \mu m$ et $x_g \sim 3.68 \mu m$: le calcul des conditions de phase à travers $\Delta\phi_{AB}$ est donc bien approprié pour trouver les positions associées aux interférences destructives.

Notre modèle basé sur la théorie des modes couplés est en réalité un modèle à deux dimensions. La déformation que subit le mode de galerie vers l'élément de fort indice constitué par le guide optique entraîne nécessairement des pertes additionnelles. Le champ électromagnétique est alors plus important au niveau du coin inférieur du résonateur lorsque le guide est à proximité. Les effets de bords deviennent alors plus importants, et les pertes par diffraction sont considérablement accrues. Ainsi, lorsque les conditions d'interférences sont "destructives" selon notre modèle, les pertes obtenues par la FDTD ne sont pas négligeables (tout comme la condition d'interférence parfaitement satisfaite). De même, la variation de la fréquence (Fig. figure 3.10(b)) est plus faible en simulation qu'en modélisation (amplitude plus importante), mais on peut déduire que globalement les pertes par couplage varient de la même façon. Notre modèle basé sur la théorie des modes couplés est en réalité un modèle à deux dimensions. La déformation que subit le mode de galerie vers l'élément de fort indice constitué par le guide optique entraîne nécessairement des pertes additionnelles. Le champ électromagnétique est alors plus important au niveau du coin inférieur du résonateur lorsque le guide est à proximité. Les effets de bords deviennent alors plus importants, et les pertes par diffraction sont considérablement accrues. Ainsi, lorsque les conditions d'interférences sont "destructives" selon notre modèle, les pertes obtenues par la FDTD ne sont pas négligeables (tout comme la condition d'interférence parfaitement satisfaite). De même, la variation de la fréquence (Fig. figure 3.10(b)) est plus faible en simulation qu'en modélisation (variations plus importantes), mais on peut déduire que globalement les pertes par couplages varient de la même façon.

Pour des valeurs légèrement supérieures à $x_g = R_{eff} = 3.7 \mu m$, les taux de pertes varient peu, aussi bien selon la simulation que selon la théorie des modes couplés. Pour dimensionner une structure fortement couplée, une solution "robuste" en terme de tolérance à la fabrication consiste donc se placer dans cette zone.

Cependant, il existe là aussi une limite maximale dans le choix de x_g . L'extension du mode à l'extérieur du résonateur est un phénomène que nous avons déjà rencontré avec la présence du slab. Le guide se situe évidemment dans des zones de plus faible énergie, mais il peut tout de même modifier l'indice effectif du milieu extérieur qui interviendrait dans le calcul des conditions de continuité (Equ. 2.15). Plus la portion angulaire voyant le guide augmente, et plus le confinement dans le résonateur se dégrade. Les figures 3.11 illustrent en rouge pour différentes positions les zones en périphérie du disque dans lesquelles le mode de galerie va être altéré. Il devient évident que la condition de tangence entre le bord le plus à droite du guide et celui du résonateur va jouer un rôle important, puisque de deux zones modérément affectées, on risque de n'en rencontrer qu'une seule, avec une déformation maximale.

Idéalement, on devrait donc choisir x_g tel que :

$$R_{eff} \leq x_g \ll R - W_g/2 \quad (\text{soit } 3.7 \leq x_g \ll 3.75 \mu m) \quad (3.25)$$

Cet intervalle augmente nécessairement avec la taille du résonateur (voir l'évolution du rayon effectif R_{eff} en fonction de R en annexe B.3).

3.2.5.5 Cas des petits disques

Si le résonateur est suffisamment petit, les inégalités 3.25 ne peuvent pas être satisfaites. Le disque de rayon $R = 2.5 \mu m$ est d'ailleurs proche de la limite de validité de cette relation, puisque le rayon effectif se situe au voisinage de $2.25 \mu m$. Il n'est donc pas possible de distinguer la position de tangence (Fig 3.11(b)) de la position de fort couplage (Fig 3.11(a)). C'est pour cette raison que nous avons choisi d'étudier un disque plus grand dans les paragraphes précédents.

L'équation locale de Poynting et le théorème de Green-Ostrogradski permettent de relier la puis-

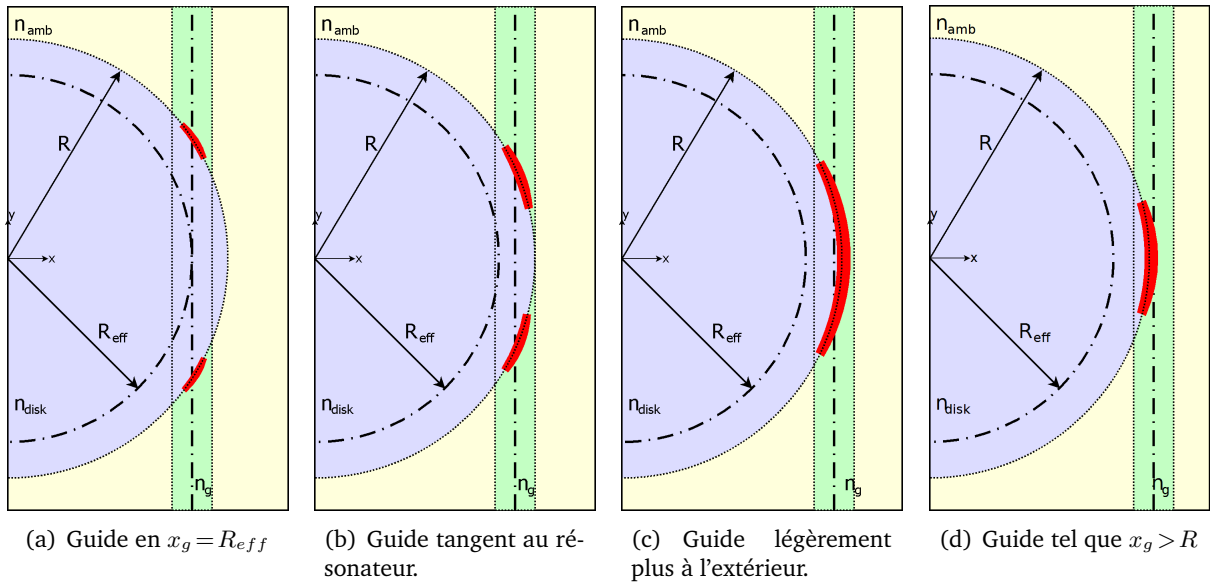


Fig. 3.11 – Esquisses représentant les zones (en rouge) pour lesquelles le mode de galerie se déforme en présence du guide (en vert), augmentant les pertes du résonateur.

sance rayonnée à la frontière de la zone étudiée en FDTD à l'énergie E présente dans notre système :

$$\text{div}(\vec{\Pi}) + \frac{\partial e_m}{\partial t} = 0 \iff \int_S \vec{\Pi} \cdot \vec{d}s = - \int_V \frac{\partial e_m}{\partial t} \cdot dv = - \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3.26)$$

avec e_m la densité d'énergie électromagnétique et $\vec{\Pi}$ le vecteur de Poynting.

L'intégrale du vecteur de Poynting à la frontière de la zone étudiée fait partie des résultats de sortie de Tessa FDTD. Il suffit de placer un capteur local dans le guide pour que son amplitude $a_g(\omega_r)$ donne une image de la puissance P_g transférée au guide.

Les pertes par couplage τ_g^{-1} sont alors aisément obtenues à une constante près par :

$$\tau_g^{-1}(\omega_r) = \frac{P_g(2 \cdot \omega_r)}{E(2 \cdot \omega_r)} = - \frac{P_g(2 \cdot \omega_r)}{\int_t \int_S \vec{\Pi}(2 \cdot \omega_r) \cdot \vec{d}s \cdot \partial t} \propto - \frac{a_g^2(\omega_r)}{\int_S \vec{\Pi}(2 \cdot \omega_r) \cdot \vec{d}s} \quad (3.27)$$

Sur la figure 3.12, nous avons représenté l'évolution du facteur de qualité Q_r et des pertes couplées τ_g^{-1} pour différentes positions du guide, en veillant à ce que le capteur se déplace lui aussi avec x_g .

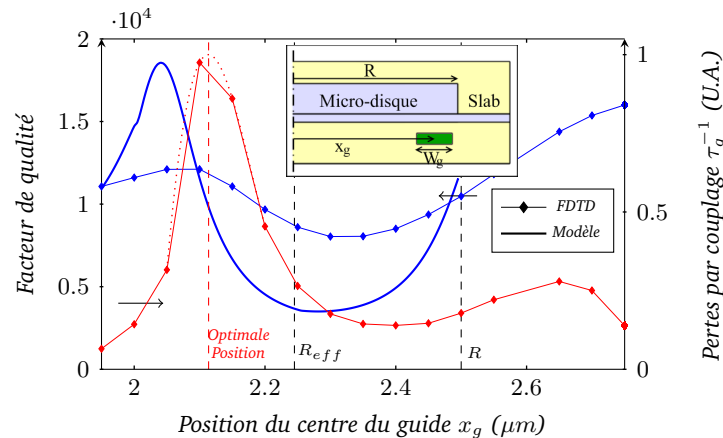


Fig. 3.12 – Facteur de qualité et puissance couplée pour un disque de $2.5 \mu\text{m}$ de rayon et un guide de $0.2 \times 0.5 \mu\text{m}$. La présence du slab (100 nm pour une membrane de 545 nm) modifie les courbes pour $x_g > R$.

Conformément à notre modèle, le facteur de qualité (courbe noire) atteint un maximum au voisinage de $x_g \sim 2.05 \mu\text{m}$. Il est cependant bien moins élevé selon la FDTD, à cause des pertes de diffrac-

tion. Lorsque le guide s'éloigne du centre du résonateur, on constate alors que le facteur de qualité commence à diminuer, tandis que le transfert de puissance au guide augmente considérablement. En $x_g \approx 2.12$, le couplage est alors le plus efficace possible, même si Q_r n'a pas encore sensiblement varié (FDTD). Cette position est très différente de $x_g = R_{eff}$, pour laquelle le facteur de qualité atteint presque sa valeur minimale (tout comme la puissance dans le guide). La condition de tangence est alors quasiment vérifiée ($x_g \sim R - W_g/2$). Lorsqu'on dépasse cette valeur particulière, il est naturel que les pertes par couplage diminuent, le guide ayant un effet de plus en plus négligeable. La présence du slab (prise en compte en FDTD dans ce paragraphe) modifie cependant la quantité de lumière présente dans le guide, puisqu'au voisinage de $x_g = 2.65 \mu m$, on trouve un maximum local de pertes de couplage.

L'analyse seule de la variation du facteur de qualité (comme proposée dans [140]) ne permet pas de trouver la position maximisant le transfert de puissance vers le guide. En effet, lorsque le facteur de qualité est minimal, cela peut aussi être dû à l'inter-action entre le guide et le mode de galerie. Ce dernier subissant des pertes additionnelles, il est nécessaire d'étudier aussi la puissance dans le guide pour déterminer les zones de couplage optimal.

3.2.6 Conclusion

Malgré l'imprécision de notre modèle sur la longueur de couplage, ce dernier permet de prédire, à quelques dizaines de nanomètres près, les positions particulières pour lesquelles les modes $TE(0, m, 0)$ peuvent voir leur facteur de qualité sensiblement augmenter. Approcher au maximum le guide du résonateur peut donc servir à accroître les pertes des modes non désirés, tout en conservant un fort facteur de qualité pour celui qui nous intéresse. Il suffit pour cela de choisir judicieusement la position du guide. Idéalement, il suffit de se placer au voisinage du point le plus proche de R_{eff} pour lequel on observe des interférences destructives entre les deux points de couplage. Les pertes pour les autres modes peuvent alors devenir bien plus importantes.

Cependant, notre modèle montre que l'évolution du couplage dépend peu de l'ordre azimutal m (Fig. 3.10) : nous ne pouvons donc toujours pas nous assurer du mode susceptible d'atteindre le régime LASER. Par contre, le guide peut contribuer à abaisser le seuil LASER, comme le contact supérieur ou l'utilisation d'un cœur de bas indice optique. En effet, on diminue alors sensiblement le nombre de porteurs participant à exciter les modes dont le facteur de qualité devient suffisamment faible ("raies" de résonance plus large que l'intervalle d'émission du milieu à gain).

Enfin, il est difficile de prévoir lequel d'entre les modes propagatifs et contrapropagatifs va dominer : il devient donc difficile de prédire dans quelles proportions la lumière se propagera dans chacune des directions. Nous allons donc mettre au point une structure plus complexe permettant de n'obtenir qu'une seule sortie, quelle que soit la direction de propagation prise par le mode de galerie.

3.3 Résonateur couplé à une pseudo-cavité passive

Dans la partie précédente, nous avons considéré que le couplage se faisait principalement en deux points. La différence des chemins optiques, selon que la lumière se propage dans le résonateur ou dans le guide, intervient directement dans le facteur de qualité résultant.

Nous avons montré que pour deux modes d'ordre azimutal différents, les conditions d'interférences étaient d'ailleurs sensiblement les mêmes (Fig. 3.9). Les deux points A et B étant proches, la différence des constantes de propagation ne permet pas, sur des distances aussi courtes, de modifier significativement le déphasage entre les deux parcours lorsque seul m varie. Nous allons donc continuer à coupler le résonateur en deux points, mais en augmentant considérablement les différents parcours. Le guide sera alors placé au niveau du rayon effectif ($x_g = R_{eff}$) en chacun des deux points de couplage, qui seront diamétralement opposés. Ainsi, le déphasage entre un mode (m) et ($m + 1$) sera de π pour les parcours dans le résonateur. On ajoutera alors quelques éléments d'optique passive de sorte à n'obtenir qu'une seule sortie.

Pour cette partie, nous nous contenterons de simulations 2D, en raison de la taille des dispositifs, mais aussi parce que le concept ne nécessite pas de démonstration en 3D. Les expériences numériques sont donc réalisées sous FullWave, avec éventuellement un post-traitement avec Harminv.

3.3.1 Modélisation par la théorie des modes couplés

Nous allons à nouveau utiliser le formalisme de la théorie des modes couplés, mais contrairement au simple couplage guide-disque, les vecteurs de propagation seront colinéaires aux points de couplage. Le recourt à une "rétroaction" constituée par une boucle en demi cercle (Fig. 3.13) a fait l'objet de très récentes publications par des laboratoires étrangers [153, 141], alors même que les travaux présentés ici étaient en cours. A la différence de ces résultats, nous introduirons τ_r^{-1} comme étant le taux de pertes dans la partie courbée du guide (Fig. 3.13), et nous verrons que ce dernier joue un rôle particulièrement important si on utilise un LASER. On pourra tout à fait généraliser à des pertes intervenant entre les deux points de couplage, dans le parcours correspondant aux guides. De plus, dans notre cas, la lumière est susceptible de se propager dans les deux sens propagatifs (horaire et trigonométrique) dans le résonateur.

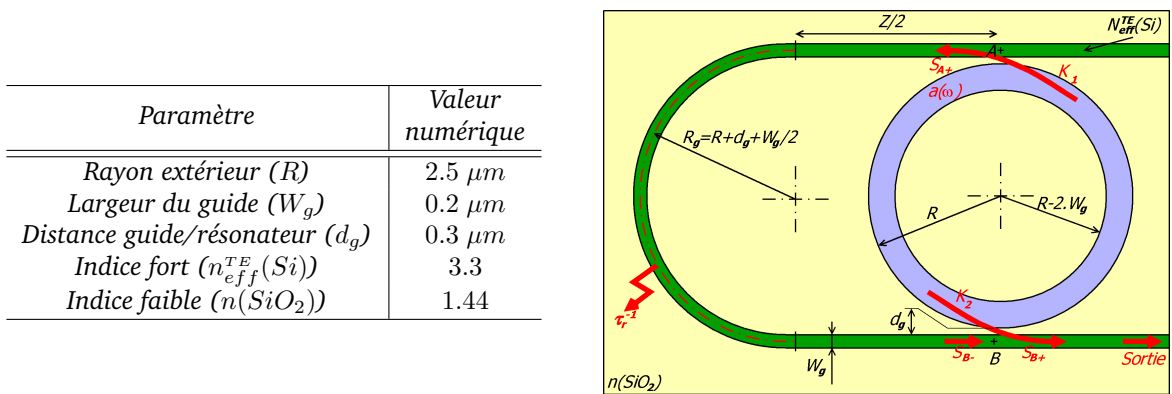


Fig. 3.13 – Vue 2D de la structure étudiée et valeurs des paramètres.

Ce taux τ_r^{-1} peut être relié à l'atténuation l'amplitude A_g sur le demi-tour parcouru avec :

$$A_g = e^{-\frac{\pi \cdot R_g}{2 \cdot v_g \cdot \tau_r}} \quad (3.28)$$

où v_g est la vitesse de groupe dans le guide courbé.

Considérant que les pertes dans cette partie sont faibles, nous introduirons ϵ tel que :

$$\epsilon = 1 - A_g \sim \frac{\pi \cdot R_g}{2 \cdot v_g \cdot \tau_r} \quad (3.29)$$

Les constantes de propagations étant différentes dans les portions de guide droits et courbés, nous allons définir :

- β_z la constante de propagation dans la partie droite, de longueur Z ;
- β_g celle dans l'arc de cercle de rayon $R_g = R + d_g + W_g/2$.

D'après la théorie des modes couplés, nous pouvons écrire le jeu d'équations suivant :

$$\begin{cases} i \cdot a \cdot \omega = (i \cdot \omega_0 - \frac{1}{2} \cdot \tau_0^{-1} - \frac{1}{2} \cdot \tau_g^{-1}) \cdot a + K_B \cdot S_{B-} \\ S_{A+} = -\bar{K}_A \cdot a \\ S_{B-} = S_{A+} \cdot A_g \cdot e^{-i \cdot (\beta_z \cdot Z + \pi \cdot \beta_g \cdot R_g)} \\ S_{B+} = S_{B-} - \bar{K}_B \cdot a \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} K_A = (2 \cdot \tau_g)^{-1/2} \\ K_B = (2 \cdot \tau_g)^{-1/2} \cdot e^{i \cdot m \cdot \pi} \end{cases} \quad (3.30)$$

La solution de ces équations conduit alors à :

$$\begin{cases} \Re(\omega_r) = \omega_0 - \frac{1}{2 \cdot \tau_g} \cdot A_g \cdot \sin(\Delta\phi_{AB}) \\ Q_r = \frac{2 \cdot \omega_0 - \tau_g^{-1} \cdot A_g \cdot \sin(\Delta\phi_{AB})}{2 \cdot \tau_0^{-1} + 2 \cdot \tau_g^{-1} \cdot (1 + A_g \cdot \cos(\Delta\phi_{AB}))} \approx \frac{\omega_0}{\tau_0^{-1} + \tau_g^{-1} \cdot (1 + A_g \cdot \cos(\Delta\phi_{AB}))} \\ \left| \frac{S_{B+}}{a} \right|^2 = 2 \cdot \tau_g^{-1} \cdot \left(\left(\frac{A_g - 1}{2} \right)^2 + A_g \cdot \cos^2(\Delta\phi_{AB}/2) \right) \end{cases} \quad (3.31)$$

avec :

$$\Delta\phi_{AB} = m \cdot \pi - \beta_Z \cdot Z - \pi \cdot \beta_g \cdot R_g \quad (3.32)$$

Afin de mieux voir le rôle de la différence de phase $\Delta\phi_{AB}$ entre A et B , nous avons dressé le tableau de variations (table 3.2) pour les trois grandeurs $\Re(\omega_r)$, Q_r et $|S_{B+}/a|^2$. La dernière représente la puissance dans le guide par rapport à l'énergie dans le résonateur.

$\Delta\phi_{AB}$	$-\pi$	$-\frac{\pi}{2}$	0	$\frac{\pi}{2}$	π
$\Re(\omega_r)$	ω_0	$\omega_0 + \frac{A_g}{2} \cdot \tau_g^{-1}$	ω_0	$\omega_0 - \frac{A_g}{2} \cdot \tau_g^{-1}$	ω_0
Q_r	$\left(\frac{1}{Q_0} + \epsilon \cdot \frac{1}{Q_g} \right)^{-1}$	$\sim Q_g$	$\sim \frac{Q_g}{2}$	$\sim Q_g$	$\left(\frac{1}{Q_0} + \epsilon \cdot \frac{1}{Q_g} \right)^{-1}$
$\left \frac{S_{B+}}{a} \right ^2 \cdot \frac{\tau_g}{2}$	$\frac{\epsilon^2}{4}$	$\sim \frac{A_g}{2}$	A_g	$\sim \frac{A_g}{2}$	$\frac{\epsilon^2}{4}$

Tab. 3.2 – Tableau de variation de $\Re(\omega_r)$, Q_r et de la puissance dans le guide en fonction de la différence de phase entre les deux parcours entre A et B , avec un couplage conséquent ($Q_0 \gg Q_g$, soit $\tau_0^{-1} \ll \tau_g^{-1}$) et de faibles pertes dans la portion courbée du guide.

On peut d'abord remarquer que sur la plage $[-\pi/2, \pi/2]$, le taux de pertes dans le guide est supérieur à τ_g^{-1} , ce qui conduit aussi à des facteurs de qualité inférieurs à Q_g , seuil qui correspond au couplage en un seul point. La pulsation évolue alors de $\pm \frac{A_g}{2} \cdot \tau_g^{-1}$ autour de celle correspondant au résonateur non couplé.

Pour les valeurs de $\Delta\phi_{AB}$ comprises dans $[-\pi, -\pi/2] \cup [\pi/2, \pi]$, on peut diminuer le taux de pertes dans l'ensemble de la structure, et on peut même atteindre des facteurs de qualité particulièrement élevés et proches de celui du résonateur non couplé Q_0 . En effet, si ϵ est très proche de 0, on a :

$$Q_r = \left(\frac{1}{Q_0} + \epsilon \cdot \frac{1}{Q_g} \right)^{-1} \sim Q_0 \quad (3.33)$$

On peut noter que les pertes dans la partie courbée du guide en silicium ont leur importance, puisqu'on a alors en $-\pi$ (et donc aussi en π) une puissance dans le guide non nulle. En fait, cela revient à ne pas faire interférer des signaux de même amplitude aux deux points de couplage, ce qui pourrait aussi être obtenu avec des constantes de couplages différentes en A et B .

Pour résumer, on peut rencontrer deux cas extrêmes :

- soit les interférences sont constructives ($\Delta\phi_{AB} = 0 [2\pi]$) et les pertes par couplage sont doublées ;

– soit elles sont destructives ($\Delta\phi_{AB} = \pi [2\pi]$). On peut se rapprocher du niveau des pertes intrinsèques, et l'ensemble des guides a un effet quasi négligeable.

Ces propriétés sont d'ailleurs les mêmes que dans le cas du couplage avec un seul guide, si ce n'est qu'on a systématiquement un signal en sortie. Les longueurs physiques étant plus importantes, nous allons montrer qu'on peut alors se débrouiller pour que certains modes de type $TE(0, m, 0)$ présentent un fort facteur de qualité (interférences destructives), tandis que pour d'autres, on est limité à des valeurs nettement plus faibles (interférences constructives).

Enfin, la symétrie de notre structure garantit les mêmes propriétés pour les modes propagatifs et contrapropagatifs.

3.3.2 Validation par la FDTD et optimisation pour isoler une résonance particulière

Afin de valider les calculs de la théorie des modes couplés, nous allons faire varier la longueur Z de portion de guide droit, et nous intéresser à trois modes successifs au sens de (m) d'ordre radial nul.

Dans un premier temps nous avons déterminé numériquement les valeurs des constantes de propagations dans les différentes portions de guide, pour différentes longueurs d'ondes de résonance du résonateur. Exceptionnellement, l'indice effectif en mode TE (Transverse Electric) a été pris avec une valeur identique dans les guides et le résonateur. Ce cas particulier n'a d'ailleurs aucune incidence sur les propriétés que nous voulons mettre en évidence.

Le tableau 3.3 correspond donc aux valeurs numériques des paramètres obtenus en excitant le résonateur seul, ou en injectant de la lumière dans une extrémité de guide pour calculer le déphasage en un autre point.

m	λ_0 (μm)	ω_0 ($\times 10^{15}$ Hz)	τ_0^{-1} ($\times 10^8$ s $^{-1}$)	τ_g^{-1} ($\times 10^{10}$ s $^{-1}$)	β_Z (μm^{-1})	$\pi \cdot \beta_g \cdot R_g$ (mesure principale)	ϵ
25	1.599	1.1783	13.1	8.35	7.16	2.69	0.264
26	1.553	1.2126	6.22	6.94	7.52	-0.61	0.187
27	1.510	1.2471	10.5	5.65	7.82	2.55	0.123

Tab. 3.3 – Valeurs des différentes grandeurs calculées par FullWave en FDTD 2D. Les longueurs d'ondes et pulsations associées sont celles du résonateur non couplé.

Ces valeurs numériques permettent de tracer les courbes $Q_r(Z)$ et $f_r(Z)$ pour les trois modes, et de comparer avec la FDTD (Fig. 3.14). A un point près, le modèle se superpose très bien à la simulation. Les facteurs de qualité ne présentent pas leur maxima simultanément à cause de la différence de parcours entre les points A et B .

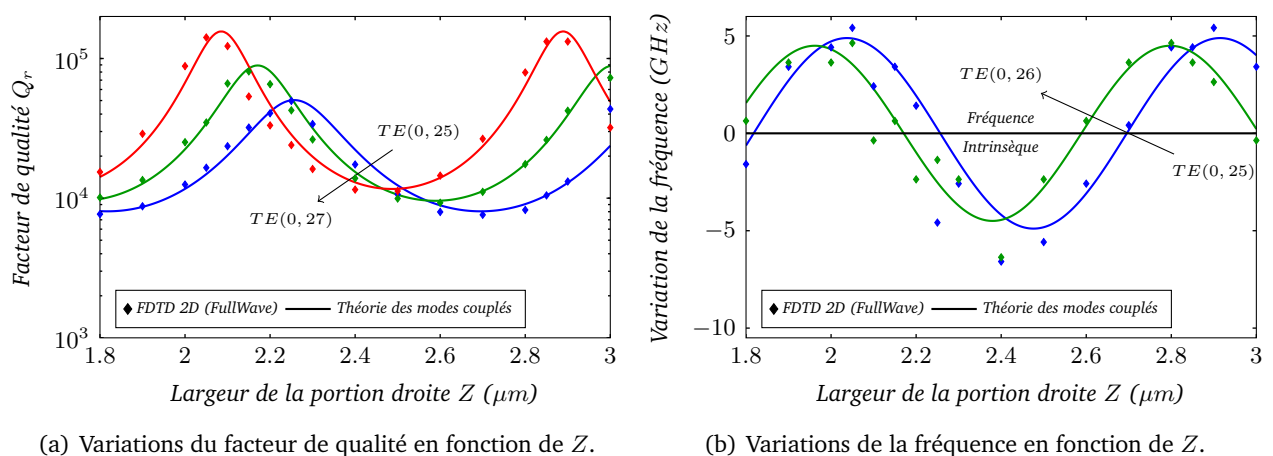


Fig. 3.14 – Comparaison entre les résultats de la théorie des modes couplés avec la FDTD 2D. La précision du post-traitement n'est pas satisfaisante pour obtenir les variations de la fréquence du mode $TE(0, 27)$.

Sur le peigne des modes d'intérêt, nous allons tenter d'éliminer les deux plus proches voisins du mode $TE(0, 26)$: on double donc artificiellement le FSR.

D'après l'analyse faite précédemment, il suffit de satisfaire les conditions suivantes :

- pour le mode $TE(0, 26)$, les interférences doivent être destructives ;
- pour les modes $TE(0, 25)$ et $TE(0, 27)$, les interférences doivent être constructives.

Mathématiquement, il est impossible de satisfaire simultanément toutes ces propriétés. Par contre, il suffit qu'elles soient quasiment vérifiées pour obtenir une solution convenable. Si on néglige la variation des indices modaux, les constantes de propagations forment elles aussi des peignes. Par conséquent, pour que les modes $TE(0, 25)$ et $TE(0, 27)$ satisfassent tous deux les mêmes conditions d'interférences, il suffit que leurs phases soient différentes de 2π lorsque la lumière parcourt le guide entre A et B . De façon immédiate, le mode $TE(0, 26)$ sera alors déphasé de π . Il faut donc résoudre :

$$\left(\beta_Z|_{TE(0,27)} - \beta_Z|_{TE(0,25)} \right) \cdot Z = 2 \cdot \pi \iff Z = \frac{2 \cdot \pi}{\beta_Z|_{TE(0,27)} - \beta_Z|_{TE(0,25)}} \sim 9.6 \mu m \quad (3.34)$$

Pour une telle valeur de Z , les conditions d'interférence ne sont pas nécessairement satisfaites, seuls les déphasages relatifs sont corrects. Nous devons donc chercher la valeur de Z la plus proche garantissant un fort facteur de qualité pour le mode à optimiser. La solution est obtenue en résolvant $\Delta\phi_{AB} = \pi$, et on trouve alors $Z = 9.69 \mu m$. Les tracés de Q_r au voisinage de cette valeur confirment bien que seul le mode choisi possède un fort facteur de qualité (Fig. 3.15).

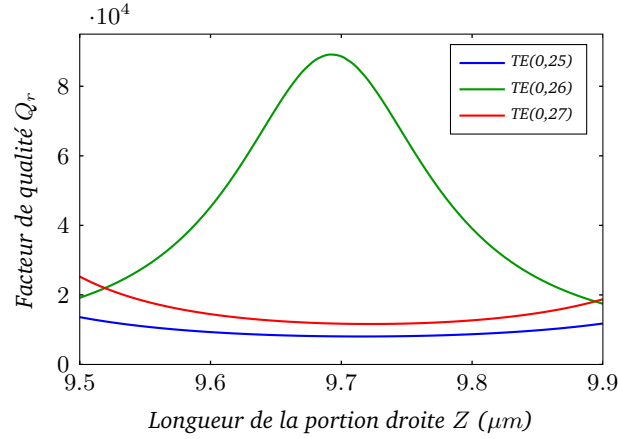


Fig. 3.15 – Optimisation de Z pour doubler le FSR : seul le mode $TE(0, 26)$ présente un fort facteur de qualité, contrairement à ses deux voisins.

3.3.3 Dimensionnement en fonction des propriétés désirées

La théorie des modes couplés ayant été validée par la simulation FDTD, nous allons maintenant :

- tenter de comprendre le rôle des pertes τ_r^{-1} (ce qui conditionne la valeur de A_g) ;
- discuter de la façon de choisir la longueur de la portion guidante selon les applications visées.

3.3.3.1 Définition du pseudo FSR de la cavité passive

Les zones de couplage étant diamétralement opposées⁹, on peut remarquer que tous les modes de même parité subissent le même déphasage dans le résonateur, à savoir $m \cdot \pi [2\pi]$. Forts de ce constat, introduisons FSR_g , la distance fréquentielle entre deux conditions d'interférences identiques dans la partie constituée par les guides.

Soient m_1 et m_2 deux ordres azimutaux pour des modes d'ordres verticaux et radiaux identiques, associés aux longueurs d'onde λ_{m_1} et λ_{m_2} . La quantité $\Delta\phi_{AB}$ est alors identique modulo 2π si :

$$m_1 \cdot \pi - \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_1} \cdot \left(n_{eff}^Z \cdot Z + \pi \cdot n_{eff}^g \cdot R_r \right) = m_2 \cdot \pi - \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_2} \cdot \left(n_{eff}^Z \cdot Z + \pi \cdot n_{eff}^g \cdot R_r \right) [2\pi] \quad (3.35)$$

avec n_{eff}^Z et n_{eff}^g les indices effectifs dans les portions de guide droits et courbés.

⁹. On pourrait tout à fait étudier ce genre de dispositif pour des guides non parallèles. A quelques modifications près, les résultats présentés resteraient valables.

Au premier ordre, nous allons considérer que les longueurs d'onde de résonance sont suffisamment proches les unes des autres pour pouvoir négliger la variation de ces indices.

D'après notre définition, $FSR_g = f_{m_1} - f_{m_2}$ pour $m_1 = m_2 + 2$. L'équation 3.35 donne alors :

$$FSR_g = \frac{c \cdot (m_1 - m_2)}{2 \cdot (n_{eff}^Z \cdot Z + \pi \cdot n_{eff}^g \cdot R_r)} = \frac{c}{n_{eff}^Z \cdot Z + \pi \cdot n_{eff}^g \cdot R_r} \quad (3.36)$$

On pourrait par ailleurs considérer qu'il s'agit du FSR d'une cavité constituée de deux milieux d'indices effectifs n_{eff}^Z et n_{eff}^g , de longueurs respectives $Z/2$ et $\pi \cdot R_g/2$.

Afin de travailler avec des grandeurs a-dimensionnées, posons :

$$x = \frac{FSR_g}{FSR} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_{eff} \cdot n_{eff}^m}{n_{eff}^Z \cdot Z + \pi \cdot n_{eff}^g \cdot R_r} \quad (3.37)$$

Sur la figure 3.16, nous avons représenté le peigne que forment les modes de galerie de type $TE(0, m, 0)$, ainsi que la distance spectrale pour laquelle le déphasage dans la portion de guide droit est identique (FSR_g).

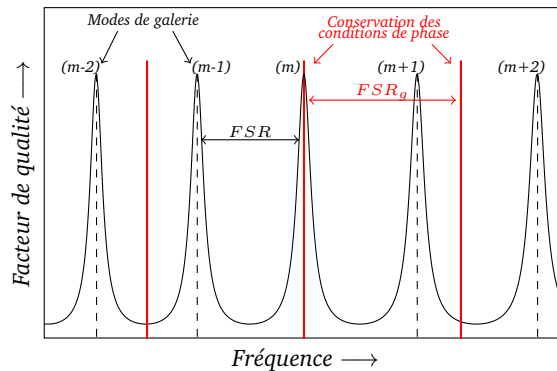


Fig. 3.16 – Esquisse du peigne formé par les modes d'intérêt et pseudo FSR_g pour lequel le déphasage dans la portion extérieure au résonateur subit un déphasage identique.

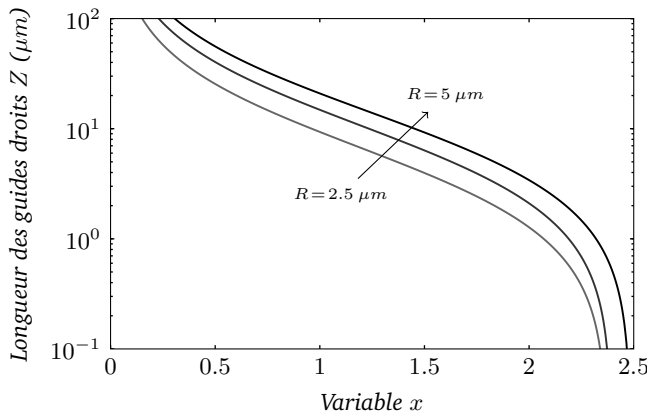
Il est préférable d'avoir $FSR_g > FSR$, soit $x > 1$ si l'on veut être certain qu'on réduit le nombre de modes aptes à présenter de forts facteurs de qualité. On évite ainsi d'exciter des résonances appartenant à un peigne de modes non recherché. A priori, une telle condition paraît peu réaliste, du fait du parcours bien plus grand dans le guide que dans le résonateur lui-même et de l'indice optique de l'InP (résonateur), plus faible que celui du silicium (guides). Cependant, l'indice effectif du résonateur est supérieur et suffisamment différent de celui des portions de guide pour que cette condition soit satisfaite tant que Z n'est pas trop grand. Les applications numériques (Table 3.4) montrent que nous pouvons typiquement atteindre $x = 2.5$ pour un disque en InP de l'ordre de 550 nm d'épaisseur, et des guides en silicium de $200 \times 500 \text{ nm}$.

3.3.3.2 Distribution et propriétés des résonances

Il est important de prévoir la répartition des facteurs de qualité en fonction de la longueur des guides.

On peut distinguer plusieurs cas dignes d'intérêt (présentés dans la figure 3.17), en analysant la densité du peigne de modes issu du résonateur avec celle des positions à condition de phases identiques dans le guide. Pour simplifier l'analyse, nous allons considérer que le mode (m) présente un fort facteur de qualité (interférences destructives). L'entier p sera considéré comme non nul ($p \in \mathbb{N}^*$) dans l'analyse suivante :

- soit x est de la forme $1/p$ (Fig. 3.17(a)), et dans ce cas, la pseudo cavité passive ne permet pas de réduire la densité spectrale de modes pour le peigne d'intérêt. Au mieux, on réduira le nombre de modes des autres peignes qui ne vérifieront pas les bonnes conditions de phase. Cependant, plus p sera grand (et donc Z), plus la probabilité qu'un mode d'ordre radial ou vertical différent soit en interférences destructives augmente.



R (μm)	2.5	3.75	5.0
m	25	39	53
n_{eff}^m	2.73	2.79	2.82
$R_g = R_{eff}$ (μm)	2.25	3.46	4.68
n_{eff}^Z	2.39	2.38	2.37
n_{eff}^g	2.30	2.33	2.27

Tab. 3.4 – Evolution de x pour différentes tailles de résonateurs, couplés à des guides en silicium de $200 \times 500 \text{ nm}$, et un disque en InP de 545 nm de haut (modes $TE(0, m, 0)$ les plus proches de $1.55 \mu\text{m}$). n_{eff}^g a été calculé en utilisant un résonateur en anneau.

- soit x est de la forme $2 \cdot p$ (Fig. 3.17(b)), et dans ce cas, le mode $(m + 2 \cdot p)$ vérifie les mêmes conditions de phase que (m) , tandis que les modes entre (m) et $(m + p)$ subissent des déphasages variables. Ainsi, pour $p = 1$, le seul mode intermédiaire $(m + 1)$ est alors lui aussi en condition d'interférences destructives, vu que la parité de son ordre azimutal a changé, tout comme la condition de phase.
- soit x est de la forme $p + 1/2$ ou $2 \cdot p + 1$ (Fig. 3.17(b)). Du coup, le mode $(m + 2 \cdot p + 1)$ possède une parité différente, et la condition de phase dans le guide étant la même, le facteur de qualité de ce mode est minimal (interférences constructives) pour la même géométrie. Il est par contre maximal un peu plus loin. Les modes (m) à $(m + 4 \cdot p + 1)$ subissant des déphasages réguliers, ces derniers sont donc régulièrement répartis sur un intervalle de longueur λ_r/n_{eff}^z . On pourrait presque dire que le FSR du résonateur est alors multiplié par $4 \cdot p + 2$, puisque ce mode possède lui aussi la même condition d'interférence tandis que les autres ont des facteurs de qualité moins élevés.

Afin de favoriser un mode $TE(0, m, 0)$ parmi les autres, il est important de garantir une importante différence de taux de pertes total entre ce dernier et les autres modes du même peigne $P_{l,m}$. On va donc introduire un contraste C_Q en terme de facteur de qualité qui définit le rapport maximal qu'on peut obtenir entre deux modes d'ordre azimutal successif, comme étant :

$$C_Q = \frac{\max(Q_r^{TE(0,m,0)})}{Q_r^{TE(0,m+1,0)}} \Bigg|_{Z=cste} \approx \frac{1 - A_g \cdot \cos(\delta\phi_{AB})}{\frac{Q_g}{Q_0} + (1 - A_g)} \quad (3.38)$$

en considérant que $Q_g \ll Q_0$ et que les taux de pertes dépendent peu de m .

La différence de phase $\delta\phi_{AB}$ entre le mode d'ordre azimutal m et celui d'ordre $m + 1$ peut aisément s'exprimer en fonction de x en utilisant l'équation 3.37 et la relation 2.5 servant à calculer le FSR du résonateur :

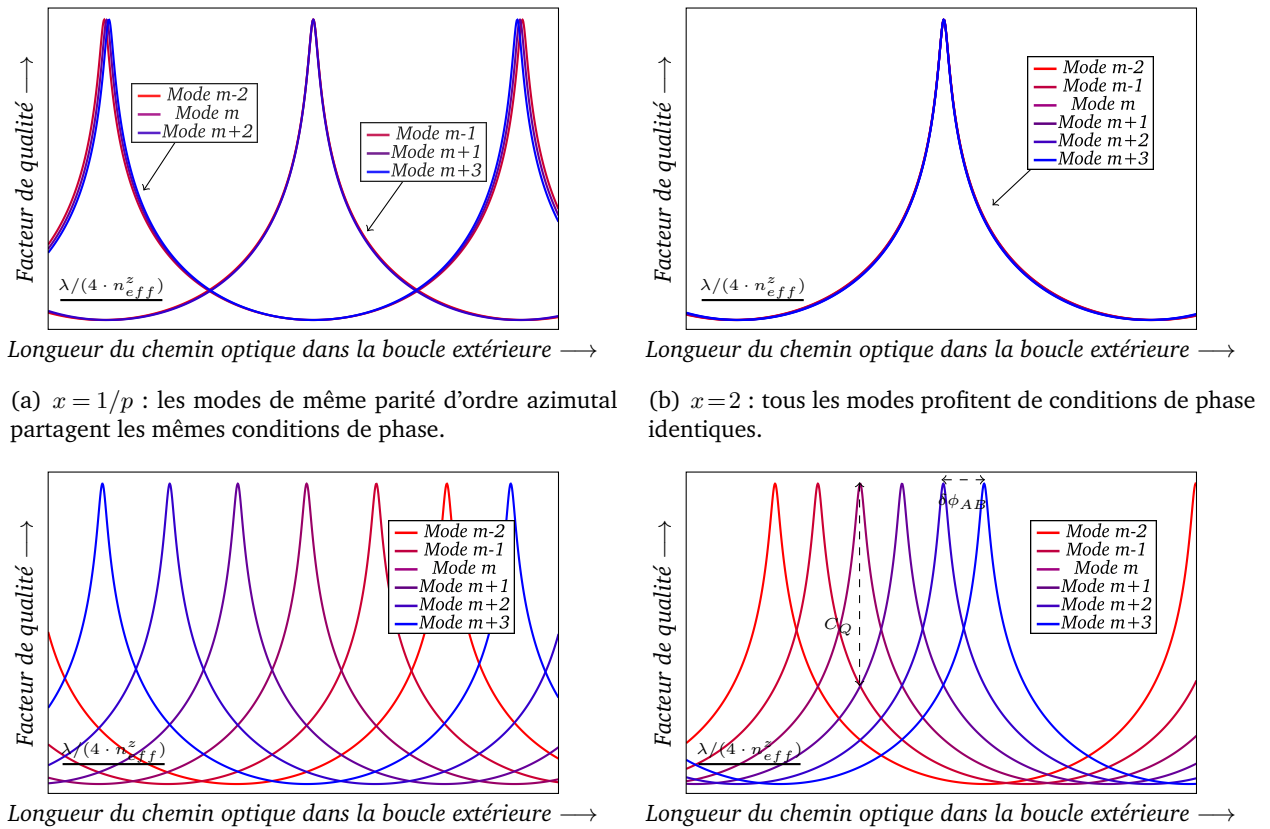
$$\delta\phi_{AB} = \pi \cdot \left(1 - \frac{2}{x}\right) [2\pi] \quad (3.39)$$

On pourra vérifier que cette expression permet de retrouver les résultats de la figure 3.17.

3.3.3.3 Périodicité des conditions de phase

Dans le précédent paragraphe, nous avons focalisé notre attention sur les propriétés spectrales, en comparant le FSR_g avec le FSR . Cependant, si en Z_1 les modes m_1 à m_2 partagent une certaine condition de phase, alors cette condition est identique tous les Δ_Z avec :

$$\Delta_Z = 2 \cdot \pi \cdot \frac{m_2 - m_1}{\beta_{m_2} - \beta_{m_1}} \quad (3.40)$$



Longueur du chemin optique dans la boucle extérieure →

Longueur du chemin optique dans la boucle extérieure →

(a) $x = 1/p$: les modes de même parité d'ordre azimutal partagent les mêmes conditions de phase.

(b) $x = 2$: tous les modes profitent de conditions de phase identiques.

Longueur du chemin optique dans la boucle extérieure →

Longueur du chemin optique dans la boucle extérieure →

(c) $x = p + 1/2$ ou $x = 2 \cdot p + 1$: si le mode (m) présente un facteur de qualité maximal, le mode ($m + 2 \cdot p + 1$) atteint sa valeur minimale. On trouve donc $4 \cdot p + 2$ résonances régulièrement espacées (à gauche, $p = 1$, à droite $p = 2$).

Fig. 3.17 – Distribution des facteurs de qualité pour différentes valeurs du FSR a-dimensionné x . Dans chacun des cas, $p \in \mathbb{N}^*$.

et β_{m_i} , les constantes de propagations.

Un tel résultat est aisément obtenu si l'on considère que sur cette distance, lorsque m croît d'une unité, le déphasage sur ce parcours est augmenté de 2π , se retrouvant alors dans les mêmes conditions d'interférences.

Sur la figure 3.18, nous avons représenté l'évolution des facteurs de qualité en fonction de Z , pour un disque de $5 \mu m$ et les résonances principales entre $1.51 \mu m$ et $1.62 \mu m$.

Pour le premier ensemble de courbes (a), les positions des modes coïncident aux valeurs de x calculées. De même, Δ_Z ($41 \mu m$) correspond bien à une période complète dans l'agencement des facteurs de qualité. Si l'on tient compte de la dépendance en longueur d'onde des indices effectifs, on observe que cet intervalle diminue fortement (Fig. (b)). En effet, ces derniers évoluent dans le même sens que les vecteurs d'onde, faisant ainsi chuter théoriquement Δ_Z à $23.7 \mu m$. L'agencement des modes est donc identique à une homothétie près. Par contre, la relation 3.37 définissant x n'est plus vérifiée, puisqu'au premier ordre, on devrait trouver des valeurs identiques dans les deux cas.

Si l'on part de la position $x = 2$ (3.18(b)), et qu'on se déplace dans le sens des Z croissants, on trouve d'abord une zone avec les modes agencés dans l'ordre de leur longueur d'onde (flèche "55 → 51"). En $\Delta_Z/2$ (qui correspond ici à $x = 1$), les modes pairs et impairs vérifient des conditions d'interférences opposées. Enfin, les conditions de phase reviennent à leur valeur initiale (à des multiples de 2π près) : l'ordre des modes est alors selon leur ordre azimutal (flèche "51 → 55").

Par conséquent, l'ordre des modes en fonction de Z évolue de façon régulière, et on rencontre des arrangements intermédiaires à ceux évoqués dans le précédent paragraphe. Nous verrons plus loin que cette propriété peut s'avérer fort utile.

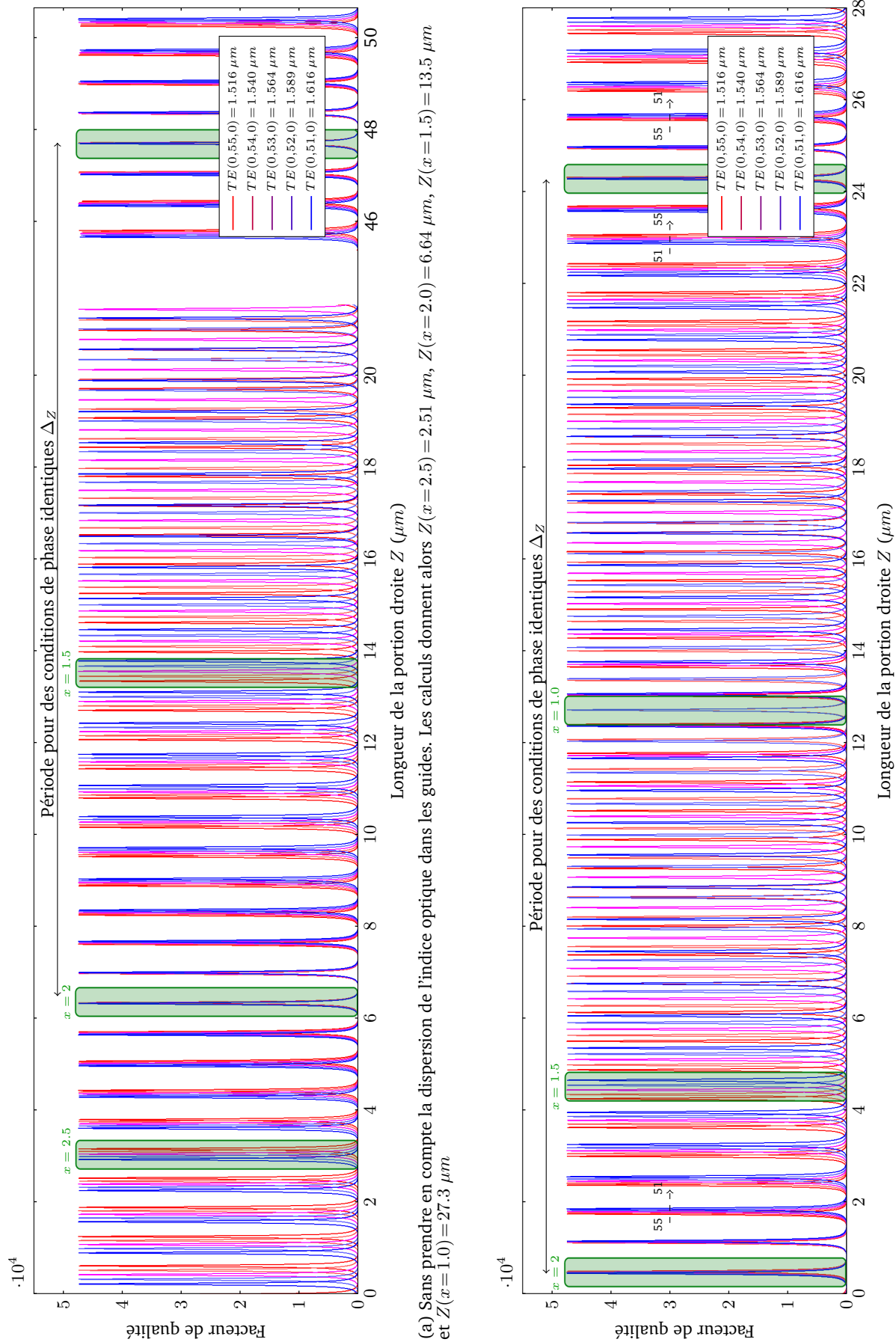


Fig. 3.18 – Evolution des facteurs de qualité de différents modes $TE(0, m, 0)$ pour un micro-disque (550 nm de hauteur), en fonction de la longueur Z de la portion droite de guide (avec $Q_0 = 50\,000$, $Q_g = 1\,000$ et $\epsilon = 10^{-3}$, $x_g = R_{eff}$).

3.3.4 Robustesse, tolérance aux erreurs d'alignement

Les guides et le résonateur étant fabriqués en deux étapes distinctes (voir le chapitre 4), les erreurs d'alignement peuvent altérer les performances du composant, à moins de recourir à un auto-alignement de certains motifs [155]. L'influence de ces imperfections diffère selon qu'elle est portée par l'axe (AB) ou pas :

- dans le premier cas, la symétrie des conditions de couplage aux deux points A et B est rompue ;
- dans le second cas, la longueur de la partie guidante ne correspond pas aux attentes, et les conditions de phase ne sont pas celles escomptées.

Nous allons voir comment le fonctionnement est altéré par ces deux effets.

3.3.4.1 Tolérance et dissymétrie du couplage

Afin de prendre en compte la différence de couplage qu'il peut exister entre les points A et B (Fig. 3.8), nous allons utiliser les constantes de couplages suivantes :

- en A : $\tau_g^{-1} = \tau_{g0}^{-1} \cdot e^{\beta_y \cdot \delta_Y}$
- en B : $\tau_g^{-1} = \tau_{g0}^{-1} \cdot e^{-\beta_y \cdot \delta_Y}$

avec δ_Y l'erreur en position du guide, et β_y une constante dont la valeur peut dépendre de la nature du couplage (guide sous le résonateur, ou guide dans le même plan).

Les équations de la théorie des modes couplés 3.31 permettent d'exprimer le facteur de qualité prenant en compte cette imperfection :

$$Q_r = \frac{2 \cdot \omega_0 - \tau_g^{-1} \cdot A_g \cdot \sin(\Delta\phi_{AB})}{2 \cdot \tau_0^{-1} + 2 \cdot \tau_g^{-1} \cdot (\cosh(\beta_y \cdot \delta_Y) + A_g \cdot \cos(\Delta\phi_{AB}))} \quad (3.41)$$

Lorsque des interférences destructives sont attendues ($\Delta\phi_{AB} = \pi$), il devient plus difficile de faire tendre vers 0 le coefficient devant le taux de pertes de couplages ($\cosh \geq 1$). On diminue donc le facteur de qualité maximum qu'on peut atteindre !

3.3.4.2 Tolérance sur la taille de la boucle extérieure

Si l'on cherche à garantir un taux de pertes totales τ_r^{-1} inférieur à un seuil défini par le cahier des charges (τ_{th}^{-1}), il est important de calculer la marge correspondante sur la taille de la boucle extérieure, δ_Z . Ainsi, on peut connaître quelles sont les marges acceptables à la fabrication du composant.

Résoudre $\tau_r^{-1} < \tau_{th}^{-1}$ revient alors à définir un intervalle δ_Z tel que :

$$\delta_Z = \frac{1}{\beta_Z} \cdot \arccos \left(\frac{\tau_0^{-1} + \tau_g^{-1} - \tau_{th}^{-1}}{A_g \cdot \tau_g^{-1}} \right) \quad (3.42)$$

De façon évidente, plus on cherche à atteindre des facteurs de qualité élevés, et plus la tolérance sur Z est faible. A titre d'illustration, la figure 3.19 donne l'évolution de la marge à l'alignement entre le résonateur avec les choix suivants :

- les pertes intrinsèques englobent toutes les sources de pertes (diffraction à cause du guide, absorption dans le contact supérieur, détérioration du confinement latéral par le slab...). $Q_0 \sim 40\,000$ est une valeur réaliste du facteur de qualité correspondant à un mode d'intérêt.
- le couplage est suffisamment important pour que $Q_g \sim 500$, quitte à utiliser des guides courbés, pour les adapter au mode de galerie.
- les guides supportent une section de $200 \times 500 \text{ nm}$, ce qui donne lieu à une constante de propagation $\beta_Z = 10.2 \mu\text{m}^{-1}$ au voisinage de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

Il ressort qu'à facteur de qualité visé fixe, il est préférable d'utiliser une pseudo cavité très résonante, puisque pour les valeurs de A_g les plus proches de 1, la marge δ_Z est plus importante. Ainsi, si l'on vise un facteur de qualité minimal de $Q_{th} = 4\,000$, on peut tolérer un désalignement de $\pm 46 \text{ nm}$ pour la solution comportant le moins de pertes dans rétro-action. Pour $A_g = 0.8$, il est impossible d'atteindre le facteur de qualité désiré.

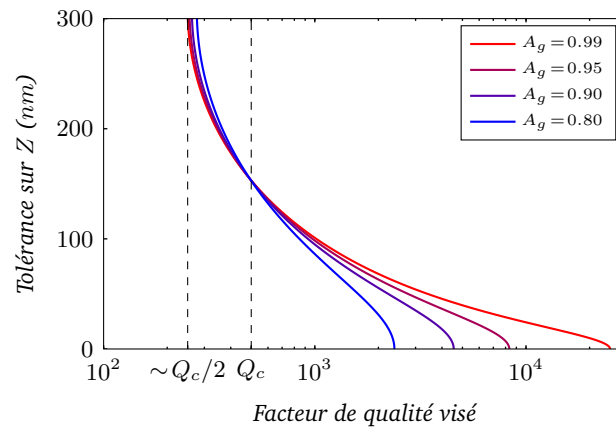


Fig. 3.19 – Tolérance sur la longueur de la portion de guide droit définissant la taille de la boucle extérieure.

D'un coté, il est donc préférable de travailler avec des cavités fortement résonantes, de l'autre, si l'on veut s'assurer que les pertes guidées τ_g^{-1} ne deviennent pas négligeables (Equ. 3.31), il est important de conserver $A_g \neq 1$ (tableau de variations 3.2).

3.4 Dispositif à collection de la lumière dans un seul guide à base de cavité passive

3.4.1 Présentation du dispositif et propriétés

Nous venons de voir que le résonateur couplé à une cavité passive peut permettre de contrôler les fréquences, les facteurs de qualité (et par conséquent les pertes par couplage) en fonction des conditions de phase. Il est alors possible d'utiliser l'ordre azimutal m pour contrôler la longueur d'onde de résonance.

Néanmoins, la symétrie de la solution permet à la lumière d'être extraite par deux sorties différentes selon que le mode soit propagatif ou contrapropagatif dans le résonateur. Afin de collecter la lumière quelle que soit la direction de propagation, nous allons donc ajouter un coupleur "2 vers 1", de type Y ou mieux un MMI (Fig. 3.20).

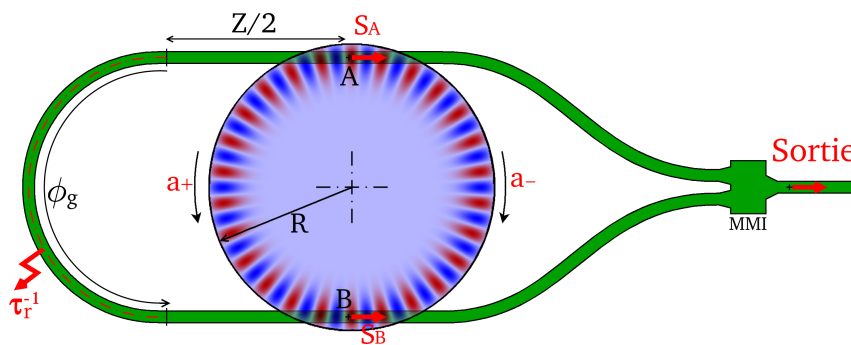


Fig. 3.20 – Dispositif optique (symétrique) permettant de collecter la lumière dans un seul guide.

Pour fabriquer des éléments de routage optique, il est actuellement plus aisé de recourir à du SOI que d'utiliser du silicium amorphe très peu absorbant [129]. Davantage d'explications seront fournies dans le chapitre suivant qui détaille la fabrication de sources LASERS couplées à des guides en silicium. L'InP dopé (et la présence éventuelle de puits quantiques) se prêtant peu à l'obtention de guides à très faibles pertes, il est préférable d'éviter le couplage latéral au résonateur. La collecte de la lumière du LASER se fait donc nécessairement à travers une interaction verticale.

3.4.2 Particularités pour les modes propagatifs et stationnaires

Pour un mode propagatif, tout signal issu d'un des points de couplage A ou B (Fig. 3.20) implique la présence d'un signal en sortie du coupleur 2 vers 1. Les propriétés spectrales et l'évolution du facteur

de qualité restent donc identiques à ce qu'on a rencontré avec la pseudo-cavité passive.

La dégénérescence des solutions existant dans le résonateur implique que celles-ci peuvent s'écrire comme combinaison linéaire de :

- deux modes propagatifs (horaires et anti-horaire) ;
- deux modes stationnaires en quadrature (on pourra utiliser la symétrie du couplage en un point pour les distinguer) ;

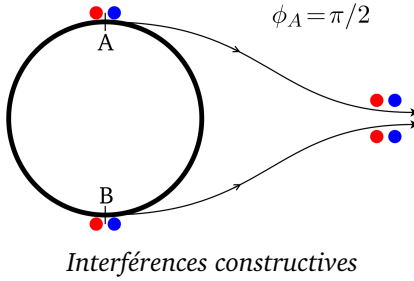
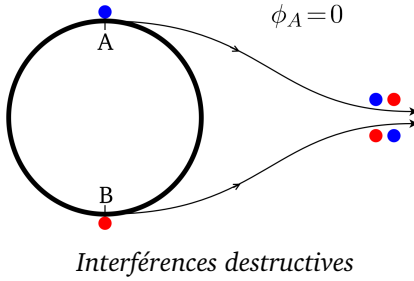
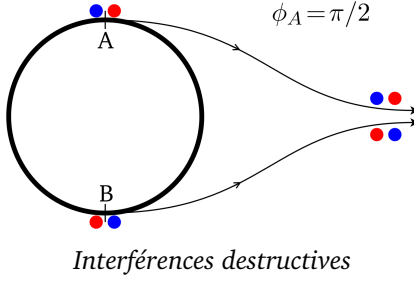
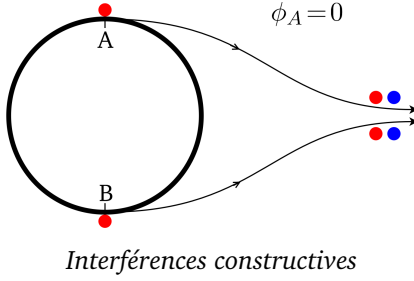
Ces deux définitions permettent de décrire deux bases des modes se existant dans la cavité. La dernière est la plus pertinente. En effet, si la phase en A est arbitrairement fixée à ϕ_A , on peut montrer par la théorie des modes couplés que la puissance du signal en sortie P_{out} du MMI est de la forme :

$$P_{out} \propto (1 + A_g \cdot \cos(\Delta\phi_{AB})) \cdot \cos^2(m \cdot \pi/2 + \phi_A) \quad (3.43)$$

Le second facteur traduit en fait les interférences au sein du MMI, le premier étant identique au dispositif dépourvu du MMI. Les autres propriétés du dispositif (fréquence de résonance et facteur de qualité) ne sont pas affectées par le coupleur, si on néglige toute réflexion parasite.

On peut remarquer que si ϕ_A ne dépend pas de m , alors les modes de même parité d'ordre azimutal vérifient les mêmes conditions d'interférences. Pour peu que la phase ϕ_A soit 0 [$\pi/2$], on double alors artificiellement le FSR du signal de sortie¹⁰, puisqu'un mode sur deux est en interférences destructives dans le coupleur. Ces deux cas coïncident avec un couplage respectivement symétrique ou antisymétrique en A . Sur la figure 3.5, nous avons représenté les quatre cas possibles en fonction de la parité de l'ordre azimutal.

Si ϕ_A vaut $\pi/4$ [$\pi/2$], la puissance de sortie devient indépendante de l'ordre azimutal.

Ordre azimutal	Couplage antisymétrique	Couplage symétrique
Impair	 <p>$\phi_A = \pi/2$</p> <p>Interférences constructives</p>	 <p>$\phi_A = 0$</p> <p>Interférences destructives</p>
Pair	 <p>$\phi_A = \pi/2$</p> <p>Interférences destructives</p>	 <p>$\phi_A = 0$</p> <p>Interférences constructives</p>

Tab. 3.5 – Conditions d'interférences dans le coupleur en fonction de la parité de m et de la symétrie aux points de couplage, pour la lumière se propageant vers la droite dans deux guides distincts.

3.4.3 Stabilisation de la phase pour les modes stationnaires

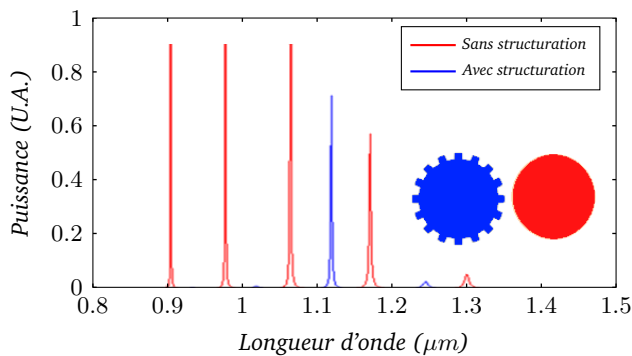
Pour de forts facteurs de qualité (typ. $\sim 100\,000$), le couplage de la cavité à un guide permet de lever la dégénérescence des modes (l, m, n) . L'expérience a montré que les longueurs d'onde sont en fait légèrement différentes entre les deux modes dégénérés [149]. En effet, dans le cas d'un couplage symétrique (Fig. 3.5(b) et (d)), un seul lobe du mode de galerie est proche du guide, tandis que pour la solution anti-symétrique (Fig. (a) et (c)), deux lobes sont à égale distance. Le champ électromagnétique est donc davantage déformé vers les zones de grand rayon dans le second cas,

10. Le FSR de la cavité n'est pas changé, mais on se retrouve avec certains modes existant dans le dispositif, mais diffracté au niveau du coupleur.

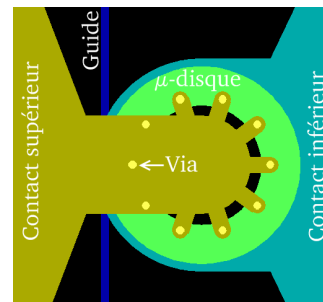
augmentant légèrement la longueur d'onde de résonance de quelques μm . Le facteur de qualité est alors moins élevé.

Malheureusement, cette levée de dégénérescence en fonction de la symétrie du couplage n'est plus possible pour des facteurs de qualité de quelques dizaines de milliers [149]. En effet, si on calcule le rapport $\lambda_r/\Delta\lambda$ avec $\Delta\lambda$ la différence entre les deux solutions dégénérées, on trouve que le facteur de qualité permettant de distinguer ces deux pics dans l'espace des fréquences est de l'ordre de 30 000. Le micro-disque pompé électriquement nécessite différents éléments perturbateurs pour les modes de galerie, dont le slab. Ce dernier entraîne des pertes suffisamment élevées pour que le couplage lui-même ne puisse pas favoriser les solutions paires, de moindres pertes.

Une structuration appropriée des micro-disques permet de contrôler la phase du mode de galerie [142, 143]. Cependant, on ne peut favoriser que les modes dont l'ordre azimutal coïncide avec la périodicité de la dentelure. Ainsi, sur un même peigne de modes (Fig. 3.21 en haut), un seul est favorisé lorsque le résonateur est structuré (Fig. 3.21 en bas). Les autres résonances voient leurs pertes par diffraction sur la dentelure considérablement augmenter. Il pourrait donc être intéressant d'utiliser une structuration plus faible : par exemple 5 dents, pour favoriser les modes dont l'ordre azimutal est multiple de 5. On pourrait aussi tenter de contrôler la période des via pour le contact supérieur, de sorte à favoriser certaines lignes de courant, et pas d'autres 3.21(b)



(a) Comparaison entre le micro-disque non structuré, et celui comportant une dentelure régulière [149].



(b) Utilisation du contact supérieur pour injecter en des points selon une certaine période.

Fig. 3.21 – Utilisation de motifs périodes pour favoriser certains ordres azimutaux.

Une autre solution consisterait à introduire un défaut pour favoriser un mode stationnaire particulier. Par exemple, sur la figure 3.22, nous proposons de déformer localement le guide sur une distance de l'ordre de la demi-longueur d'onde (insert (a)). On pourrait aussi agir sur la forme du micro-disque, voir celle du slab, et ainsi opter pour ce qui correspondrait à l'insert (b).

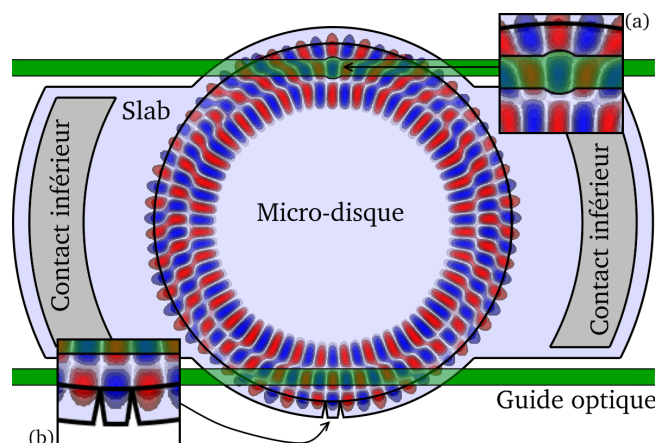


Fig. 3.22 – Exemples de défauts localisés pour contrôler la phase d'un mode stationnaire, sans favoriser un ordre azimutal particulier.

3.4.4 Contrôle actif des conditions de phase

Les propriétés énoncées dans cette partie ne prennent pas en compte les phénomènes d'interférence au sein du MMI. Seuls les effets sur les longueurs d'ondes et les facteurs de qualités (grandeurs indépendantes de ce qui se passe au sein du coupleur) seront étudiés. La présence de signal en sortie du composant ne dépendra donc que de la valeur de ϕ_A .

3.4.4.1 Hypothèses générales

Dans cette partie, nous allons considérer que la géométrie ne peut pas être modifiée, ce qui est le cas lorsque le dispositif est fabriqué. La seule manière de contrôler les chemins optiques (et donc les conditions de phase) consiste alors à modifier les indices optiques, ce qui est possible par différents procédés [125, 126, 130]. Nous allons utiliser un effet thermique pour la simplicité de mise en œuvre. En effet, il suffit alors de rajouter un élément fortement résistif au voisinage de l'élément optique désiré. Seule une électrode additionnelle est nécessaire (Fig. 3.23).

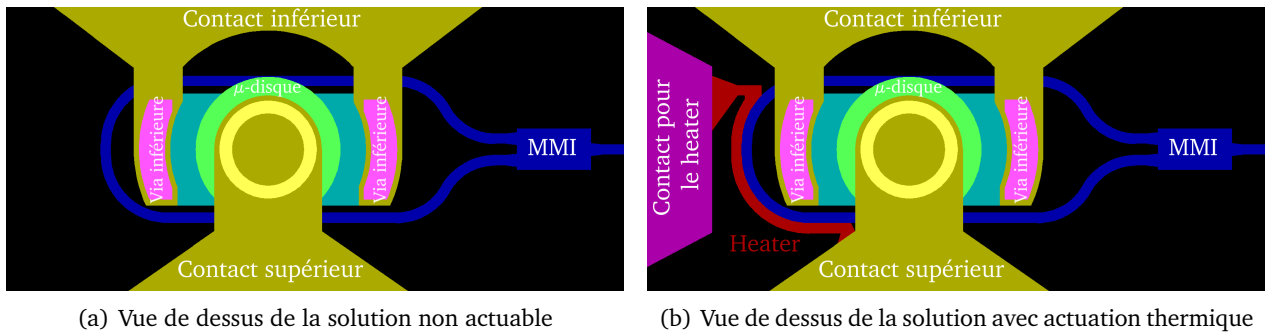


Fig. 3.23 – Modifications pour réaliser un démonstrateur basé sur l'actuation thermique (Design utilisé dans le cadre du projet européen WADIMOS [183]).

L'idée est ici d'obtenir des ordres de grandeurs : pour des résultats plus fins, il est nécessaire de recalculer l'indice effectif en ayant pris en compte la variation de température du matériau d'encapsulation (la silice [144]) et de celui du guide. Nous nous contenterons donc d'utiliser la fonction $\beta(T)$ appliquée au silicium de [145], que nous allons noter $\beta_{Si}(T)$.

Conformément à la figure (Fig. 3.23), nous allons supposer que l'actuation thermique ne porte que sur les portions droites de longueur totale Z , et demi anneau de rayon R_g . Le micro-disque ne subira donc pas de red-shift par effet thermique. Afin de simplifier les calculs, nous allons considérer que les constantes de propagation dans ces deux portions peuvent varier de la façon suivante¹¹ :

$$\frac{1}{n_{eff}^g} \cdot \frac{\partial n_{eff}^g}{\partial T} = \frac{1}{n_{eff}^Z} \cdot \frac{\partial n_{eff}^Z}{\partial T} = \frac{1}{n_{SI}} \cdot \frac{\partial n_{SI}}{\partial T} = \beta_{Si}(T) \quad (3.44)$$

On peut alors calculer la façon dont $\Delta\phi_{AB}$ (défini dans Equ. 3.32) varie avec la température T :

$$\frac{\partial \Delta\phi_{AB}}{\partial T} = -(\beta_Z \cdot Z + \pi \cdot \beta_g \cdot R_g) \cdot \beta_{Si}(T) \quad (3.45)$$

En utilisant la définition du FSR_g (Equ. 3.36), et en supposant que $\omega_r \sim 2 \cdot \pi \cdot m \cdot FSR$ (validité discutée en annexe B.2.2 et B.2.3), on peut alors faire apparaître la variable a-dimensionnée x :

$$\frac{\partial \Delta\phi_{AB}}{\partial T} \sim -\frac{2 \cdot \pi \cdot m}{x} \cdot \beta_{Si}(T) \quad (3.46)$$

Ainsi, si m est fixé par la longueur d'onde de travail, on peut directement choisir les propriétés spectrales selon les applications visées.

En comparant ces deux équations, on remarque immédiatement que le rapport m/x désigne en fait le nombre de périodes dans la boucle extérieure. De façon évidente, plus on active une grande portion

11. Cela revient à considérer qu'au premier ordre, le rapport entre les indices effectifs et l'indice du silicium ne varie pas avec la température.

de guide (FSR_g faible, ou grandes valeurs de Z et R_g , ou encore de m/x), moins il est nécessaire de chauffer pour garantir une même variation des conditions de phase.

Nous allons maintenant utiliser ces résultats pour obtenir deux utilisations différentes, contrôlées par les conditions de phase :

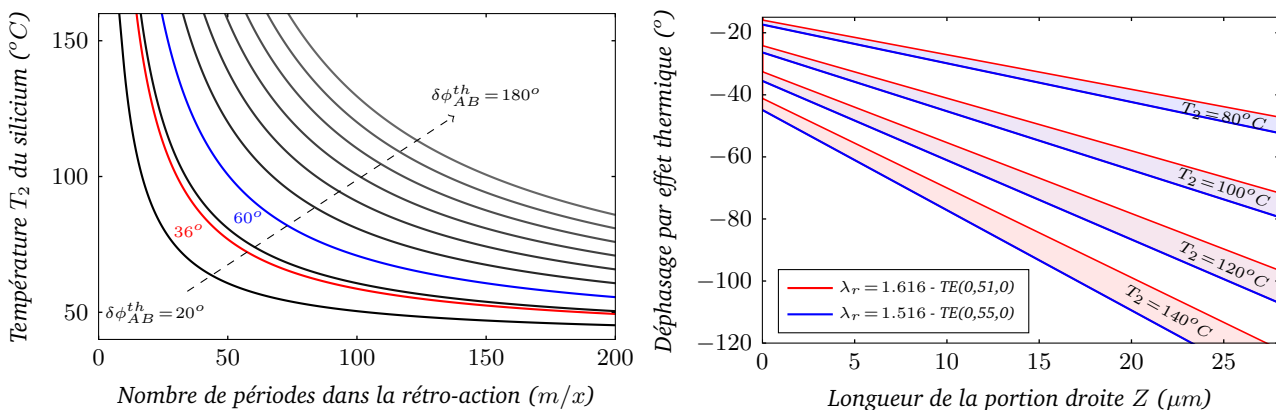
- pour choisir la longueur d’onde de résonance lorsque plusieurs modes d’un même peigne cohabitent dans l’intervalle d’émission du milieu à gain (saut de mode) ;
- pour éventuellement affiner la valeur de la longueur d’onde émise par le LASER (tuning).

3.4.4.2 Fonctionnement en sauts de modes

D’après la figure 3.17, on remarque qu’au voisinage de $x = 1/p$ ($p \in \mathbb{N}^*$) ou $x = 2$, il suffit de modifier légèrement le chemin optique dans la boucle extérieure pour favoriser un mode d’ordre azimutal différent, et donc de longueur d’onde sensiblement différente. Cependant, dans le cas des figures (a) et (b), les pertes deviennent minimales pour des valeurs extrêmement proches du chemin optique, ce qui peut être source d’instabilité. Pour $x = 1.5$ et $x = 2.5$ (Fig. 3.17(c)), les modes sont régulièrement espacés : la structure obtenue est plus robuste, mais la puissance de chauffe doit assurer des variations bien plus importantes de l’indice optique. Au final, on choisira plutôt de travailler à des valeurs x intermédiaires, comme on en trouve dans la figure 3.18.

A supposer que la température au repos de la puce électro-optique se situe au voisinage de T_1 , une actuation aboutissant à T_2 dans le silicium permet de contrôler une variation de phase $\delta\phi_{AB}^{th}$ que l’on peut calculer par intégration de la relation 3.45 (ou 3.46 pour une approximation).

Sur la figure 3.24(a), nous avons représenté la température nécessaire T_2 en fonction du nombre de périodes m/x dans la rétroaction en silicium permettant d’obtenir une variation de phase $\delta\phi_{AB}^{th}$.



(a) Température du silicium en fonction du nombre de périodes dans la rétroaction pour différents déphasages (avec une température de référence T_1 à 40 °C).

(b) Déphasage par effet thermique pour les modes $TE(0, m, 0)$ entre 1.516 et 1.616 μm d’un micro-disque de 5 microns de rayon (température de repos $T_1 = 40$ °C).

Fig. 3.24 – Déphasage dans le guide en silicium induit par la variation de la température

En rouge (resp. bleu), nous avons fait figurer le déphasage entre deux modes $\delta\phi_{AB}$ (Equ. 3.39) en $x = 2.5$ (resp. 1.5), soit 36° (resp. 60°). Pour $x > 1$, ces valeurs correspondent aux distances maximales (en terme de phase) entre deux résonances.

Considérons le cas d’un disque en InP de rayon $R = 5 \mu\text{m}$ (hauteur $H = 0.55 \mu\text{m}$) encapsulé dans de la silice, soit le résonateur ayant servi pour tracer les courbes en figure 3.18. Les modes dont l’ordre azimutal varie entre 51 et 55 couvrent une plage de 100 nm environ, soit au premier ordre la largeur de la bande d’émission des puits quantiques.

Sur la figure 3.24(b), nous avons représenté le déphasage en degrés qu’on peut attendre en fonction de la longueur Z , pour différentes températures dans le silicium. La constante de propagation augmentant avec m , le mode $TE(0, 55, 0)$ voit sa phase davantage varier que $TE(0, 51, 0)$ (Equ.3.45). Cette figure est à rapprocher de Fig. 3.18(b), puisque nous avons utilisé les mêmes paramètres, et pris en compte la variation des indices avec la longueur d’onde.

On pourra trouver deux cas particulièrement intéressants (Fig. 3.25) :

- $Z \sim 13.7 \mu\text{m}$: d'après la figure 3.18(b), on se trouve près de $x = 1$: on peut donc ne travailler qu'avec les modes d'ordre m pair, et passer du mode $TE(0, 54, 0)$ au $TE(0, 52, 0)$ uniquement. Etant donné qu'il faut couvrir un déphasage de l'ordre de 90° environ, il faudrait atteindre plus de 140°C dans le guide. On obtient une source LASER dont on peut choisir l'une des deux longueurs d'onde : soit $\lambda_r = 1.540 \mu\text{m}$, soit $\lambda_r = 1.589 \mu\text{m}$.
- $Z \sim 23.0 \mu\text{m}$: d'après la figure 3.18(b), les 5 modes sont régulièrement disposés, et il faut couvrir $\sim \lambda/n_{eff}^Z/3$ soit 90° environ. D'après la figure 3.24(b), une température de 140°C permet de couvrir un tel déphasage. On obtient alors un résonateur LASER pour lequel on dispose de 5 longueurs d'onde différentes. On peut aussi noter que la longueur d'onde évolue régulièrement avec l'actuation, suivant un cycle $TE(0, 51, 0) \Leftrightarrow TE(0, 52, 0) \Leftrightarrow TE(0, 53, 0) \Leftrightarrow TE(0, 54, 0) \Leftrightarrow TE(0, 55, 0)$

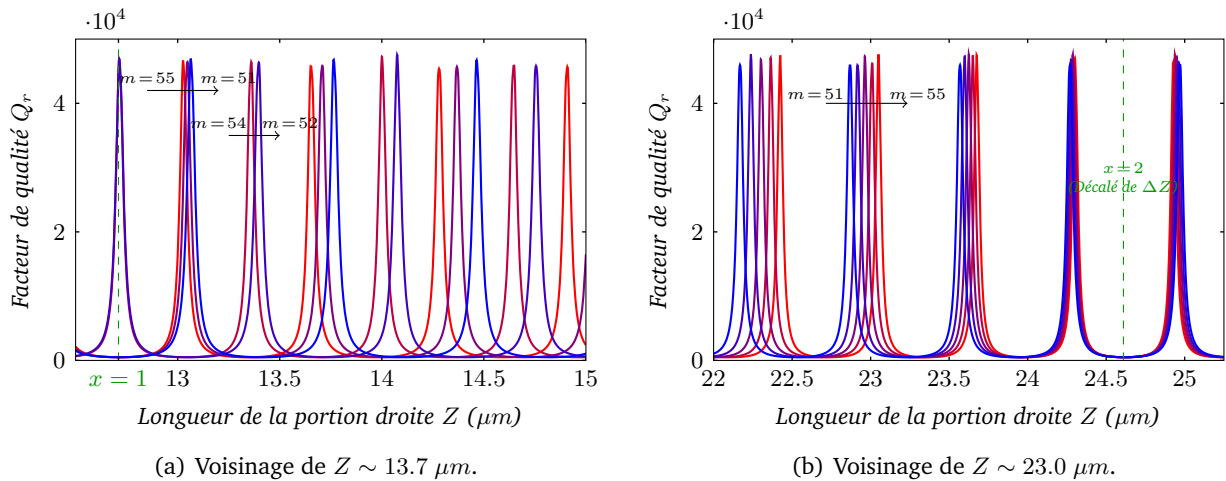


Fig. 3.25 – Détails des deux zones retenues pour utiliser le saut de modes dans un résonateur de $5 \mu\text{m}$ de rayon (paramètres identiques à Fig. 3.18(b)).

On pourra aussi utiliser des cavités plus petites, qui se prêteront davantage au premier cas. Avec un rayon de $2.5 \mu\text{m}$, le FSR est tel, qu'au plus, on rencontrera 3 modes dans l'intervalle d'émission des puits quantiques. En utilisant des résonateurs un peu plus gros, on pourrait envisager de n'utiliser qu'un seul LASER pour générer les différentes longueurs d'onde intervenant dans un circuit électro-optique. Ainsi, la longueur d'onde permettrait de contrôler le destinataire des informations, et le signal lui-même servirait de support. On obtient alors un dispositif ultra-compact et accordable, qui remplace avantageusement plusieurs sources monomodes. L'utilisation d'un noyau isolant (voir chapitre précédent) devient indispensable.

3.4.4.3 Correction de la longueur d'onde LASER

Précédemment, nous avons évoqué les possibilités d'actuation afin de contrôler la longueur d'onde d'émission. Cette fois, nous allons tenter de voir comment la longueur d'onde de résonance elle-même peut évoluer afin de pouvoir l'ajuster si nécessaire. En effet, si on dispose d'un routage optique évolué avec des cavités résonantes pour diriger les flux de données, il est impératif que la longueur d'onde du LASER soit adaptée au circuit optique. C'est notamment nécessaire si le LASER n'est pas fabriqué simultanément avec les guides optiques. Ce point sera davantage explicité au prochain chapitre.

Un schéma de principe est donné dans la figure 3.26 : les conditions de phase dans la rétroaction permettent de garantir un fort facteur de qualité pour un seul mode (ω_m). L'expression de la pulsation de résonance ω_r dans 3.31 montre qu'elles peuvent varier de $\pm A_g \cdot \tau_g^{-1}/2$ au plus. Le couplage détermine donc à lui seul l'intervalle d'ajustement. Afin de profiter d'une plage maximale d'actuation, il est aussi nécessaire de se placer dans les cas avec $x = 3/2$ (idéalement) ou $x = 5/2$ pour les gros résonateurs. Les modes d'un même peigne sont alors régulièrement espacés. Pour un petit micro-disque, on pourra aussi choisir de se placer en $x = 1/p$ ($p \in \mathbb{N}^*$).

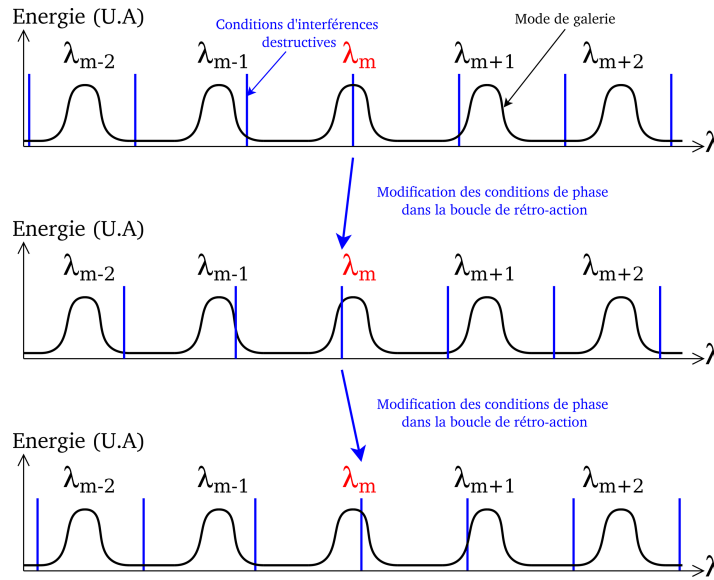


Fig. 3.26 – Schéma de principe (spectre) pour ajuster la fréquence d'un mode λ_m : en noir, les raies, larges, du résonateur couplé, et en bleu, le peigne pour la conservation de la phase.

En terme de longueur d'onde, cela correspond à une variation $\Delta\lambda_r$ autour de λ_0 telle que :

$$\Delta\lambda_r \approx \pm \frac{A_g \cdot \lambda_0}{2 \cdot Q_g} \sim \pm \frac{\lambda_0}{2 \cdot Q_g} \quad (3.47)$$

Pour conserver un fort contraste entre le mode ajusté et les autres, l'intervalle d'actuation est nécessairement plus petit.

Il faut par exemple utiliser un facteur de couplage Q_g inférieur à 500 si on souhaite une variation de $\pm 1.5 \text{ nm}$. Avec un couplage à un guide droit, nous avons montré que $Q_g \gg 2 \cdot \pi \cdot m$: il peut donc être nécessaire de renforcer le couplage, soit en utilisant un guide localement courbé, soit en utilisant un résonateur non circulaire (en stade par exemple).

Nous allons maintenant quantifier l'effet de la température sur la longueur d'onde de résonance, par simple dérivation de l'équation 3.31 :

$$\frac{1}{\lambda_r} \cdot \frac{\partial \lambda_r}{\partial T} = -\frac{1}{\omega_r} \cdot \frac{\partial \omega_r}{\partial T} = \frac{\tau_g^{-1} \cdot A_g}{2 \cdot \omega_r} \cdot \cos(\Delta\phi_{AB}) \cdot \frac{\partial \Delta\phi_{AB}}{\partial T} \quad (3.48)$$

soit, en utilisant l'équation 3.46 et $A_g \sim 1$:

$$\frac{\partial \lambda_r}{\partial T} \sim -\pi \cdot \frac{\lambda_r}{Q_g} \cdot \left(\frac{m}{x}\right) \cdot \cos(\Delta\phi_{AB}) \cdot \beta_{Si}(T) \quad (3.49)$$

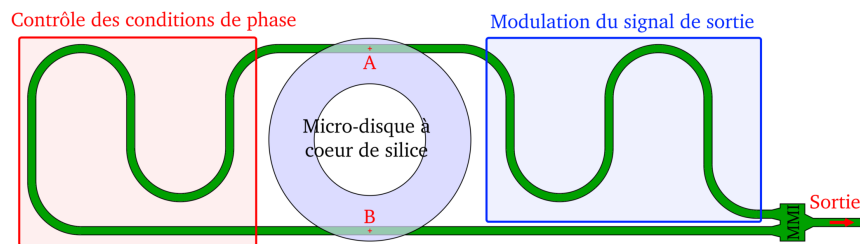
Plus le couplage est fort (Q_g faible), plus l'effet est important : des pertes de couplage élevées améliorent donc aussi la sensibilité de la phase à la température. Cet effet est aussi atteint en augmentant la longueur des guides (m/x).

Sur la plage d'ajustement, on a nécessairement $\cos(\Delta\phi_{AB}) < 0$. Comme $\beta_{Si}(T)$ est positive, la dérivée de la longueur d'onde par rapport à la température est bien positive (), ce qui se traduit par un "red-shift" (décalage de la longueur d'onde vers l'infra-rouge). Une application numérique avec le disque de $5 \mu\text{m}$ de rayon utilisé au précédent paragraphe, montre que la variation de la longueur d'onde avec la température est de l'ordre de $0.02 \text{ nm} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ avec $x=1.5$, $Q_g=500$, et au voisinage de 40°C .

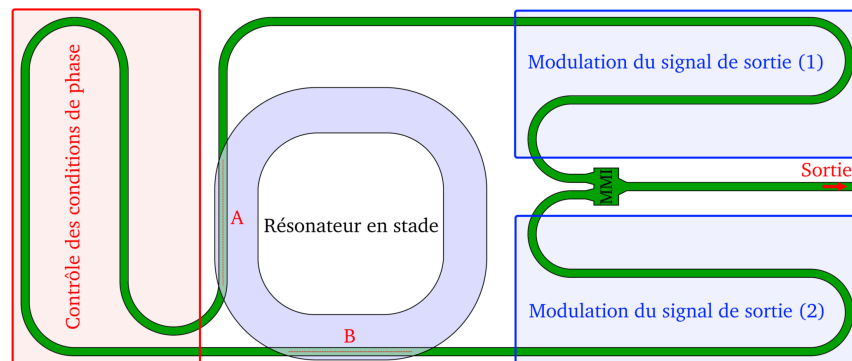
Pour améliorer cette sensibilité, il est préférable d'augmenter la taille de la boucle de rétro-action de Δ_Z pour se retrouver dans les mêmes conditions de phase.

3.4.5 Améliorations et modulation

Jusqu'à présent, nous avons volontairement tenté de décrire le fonctionnement d'un dispositif symétrique en ce qui concerne la forme des guides optiques en silicium. En réalité, on peut tout à fait choisir une géométrie différente et ainsi obtenir de nouvelles propriétés (Fig. 3.27).



(a) Solution à base de micro-disque à cœur en isolant de bas indice.



(b) Solution à base de résonateur en stade (pour renforcer les constantes de couplage), avec un signal de sortie résultant de deux actuateurs distincts.

Fig. 3.27 – Exemples de solutions asymétriques, avec contrôle des conditions d'interférence (en rouge) et modulation du signal de sortie (en bleu).

Quitte à ajouter des éléments actifs pour contrôler les conditions d'interférences, on peut aussi en placer sur les bras allant des zones de couplage vers le coupleur "2 vers 1". Dès lors, il devient possible de moduler l'intensité du signal de sortie (à condition de bien contrôler la phase du mode stationnaire). On pourra d'ailleurs volontairement interagir avec le résonateur en deux points dont le déphasage est différent de π lorsque la parité de l'ordre "azimutal" change¹² (Fig. (b)).

Afin de renforcer le couplage, l'utilisation d'un résonateur en stade (Fig. 3.27(b)) est tout à fait envisageable : les deux zones de couplage (A et B), quasi ponctuelles dans le cas précédent, se font alors sur des distances bien plus grandes. Par conséquent, si le résonateur passe au dessus des guides, la distance qui les sépare peut aussi être augmentée pour conserver un fort couplage. En effet, les résultats de simulation pour un micro-disque de $2.5 \mu\text{m}$ de rayon (Fig. 3.7) montrent que pour une distance d_g de 50 nm , le facteur de qualité Q_r est de l'ordre de 1500 pour un contact ponctuel, alors même que la position du guide est optimale (Fig. 3.12). Etant donné que la fabrication (chapitre 4) entraîne une erreur de l'ordre de $\pm 10 \text{ nm}$ sur cette cote pour un Wafer de 200 mm , il serait préférable de travailler avec une distance de l'ordre de 100 nm .

Nous avons vu que le fait de coupler un élément courbé (un micro-disque) avec un élément droit (un guide) pouvait donner lieu à des interférences qui risquent de perturber le bon fonctionnement de la rétroaction. Pour une meilleure efficacité, le couplage doit rester important. Si l'interaction s'effectue sur deux zones parallèles, on peut quasiment compenser les erreurs d'alignement, comme on peut le comprendre à l'aide de la figure 3.28, sur laquelle nous avons représenté en rouge et en bleu l'intégrale de recouvrement du mode du résonateur avec les guides placés en dessous. En effet, si la distance entre les deux guides correspond à celle qui sépare les extrema dans le résonateur, au premier ordre, un offset sur la position du guide ne change pas le rapport τ_A^{-1}/τ_B^{-1} . Un tel couplage est donc plus robuste aux erreurs d'alignement.

12. En étendant la définition de l'ordre azimutal au nombre de périodes intervenant pour parcourir le résonateur, si ce dernier n'est pas circulaire.

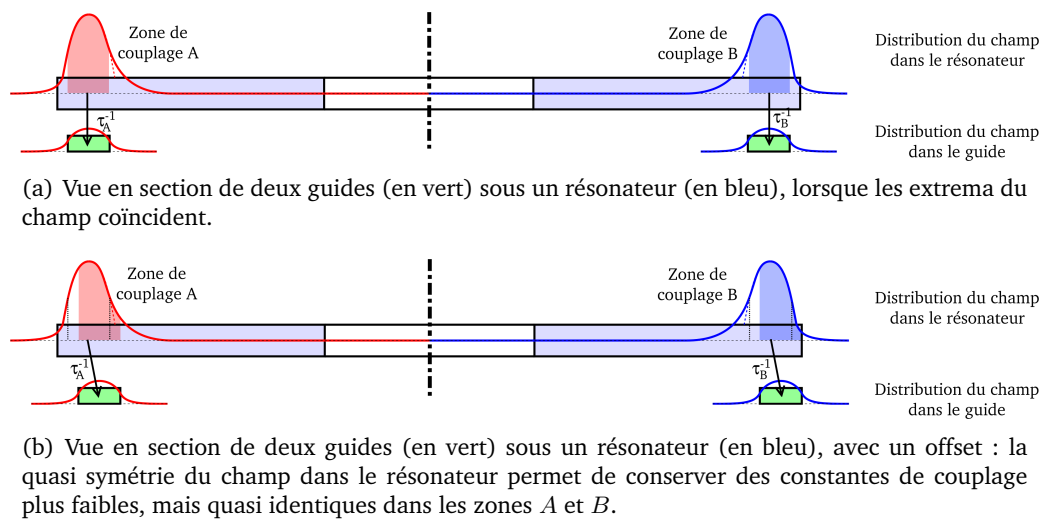


Fig. 3.28 – Couplage et robustesse entre le résonateur et deux guides (direction de propagation normale au plan) : plus le champ est symétrique dans le résonateur (par rapport à son extremum), moins les défauts d'alignements altèrent les constantes de couplage.

3.5 Conclusion

Précédemment, nous avons étudié la microsource LASER isolée, sans forcément chercher à réduire la densité spectrale de modes, ni tenter de favoriser une longueur d'onde bien précise. Cependant, nous avons montré que les contacts permettaient de favoriser les résonances à ordres radiaux et verticaux faibles.

Dans ce chapitre, nous avons expliqué comment les dimensions physiques (rayons intérieur et extérieur, hauteur) pouvaient servir à limiter le nombre de modes susceptibles d'augmenter le seuil LASER. Cependant, il est bien plus difficile de contrôler l'ordre azimutal des modes de galerie, plusieurs modes se trouvant dans la bande d'émission du matériau à gain. Plutôt que de structurer la paroi extérieure du résonateur [142, 143], et imposer un mode particulier, nous avons cherché à exploiter les guides optiques servant à collecter la lumière.

En partant des équations du couplage guide/guide et en les adaptant à un élément non rectiligne (comme le micro-disque), nous avons montré que la position du guide vis à vis du résonateur pouvait donner lieu à des interférences. Dans un cas extrême, le résonateur ne voit plus le guide, entraînant un facteur de qualité uniquement limité par des pertes de diffraction. A l'opposé, le couplage peut aussi atteindre une valeur importante, principalement en fonction des ordres verticaux et radiaux.

Après avoir mis en évidence un tel comportement, nous avons cherché à le rendre dépendant de l'ordre azimutal, afin de pouvoir assurer un facteur de qualité bien plus élevé pour un unique mode, tout en garantissant de fortes pertes pour tous les autres. In fine, cela revient à coupler la source à une pseudo cavité passive. En ajoutant un contrôle actif des indices optiques des guides, on peut alors utiliser le composant selon différents modes de fonctionnement :

- soit pour ajuster la longueur d'onde de résonance du LASER, dans la limite autorisée par l'intensité du couplage maximal ;
- soit pour passer d'une longueur d'onde à une autre.

On obtient alors un tripôle, avec deux électrodes servant à pomper la source, et une troisième pour en choisir la longueur d'onde d'émission, ou l'ajuster. Ces différents changements s'opèrent sans agir directement sur la source LASER, mais uniquement par des éléments extérieurs. La lumière collectée peut être récupérée à travers un seul et unique guide, avec au choix, la possibilité de moduler le signal résultant.

De telles structures sont encore en cours de fabrication au CEA-LETI avec des moyens compatibles CMOS, sur des wafers 200 mm. Ces dernières ont fait l'objet d'un brevet [156], dont l'extension à l'échelle internationale est en cours.

Chapitre 4

Fabrication de micro-LASERs : vers des procédés compatibles CMOS

DANS ce dernier chapitre, nous allons nous focaliser sur la mise en œuvre des structures évoquées précédemment, en ayant comme objectif de pouvoir fabriquer des liens optiques avec les moyens industriels disponibles au CEA-LETI. L'INL, par sa réactivité plus grande, permet des manipulations ayant pour principale vocation les études préliminaires : en effet, on peut y réaliser des tests non pas sur des wafers complets, mais sur des échantillons de l'ordre du centimètre carré, à moindre coût. Les deux laboratoires offrent une activité complémentaire : d'un côté, on peut profiter de procédés de meilleure qualité, très reproductibles, tandis que de l'autre, il est plus facile d'introduire de nouveaux matériaux, par exemple pour les contacts.

Bien que cette thèse se concentre principalement sur les sources, il est indispensable d'étudier l'ensemble de la fabrication des fonctions optiques. On pourra ainsi minimiser les coûts de fabrication par réduction du nombre d'étapes nécessaires pour passer de la source isolée à l'ensemble constitué d'un LASER, des éléments de routage (passifs et actifs), et des photodiodes. Nous allons donc commencer par présenter un enchaînement technologique permettant d'obtenir un lien optique. Cette solution est d'ailleurs celle retenue dans le projet européen WADIMOS [183] dans lequel collaborent entre autre le CEA-LETI et l'INL. Parmi les principaux objectifs, il est attendu de fabriquer en totalité le lien optique avec des moyens industriels (LETI), ce qui n'était pas le cas dans PICMOS [182]. La seconde partie de ce chapitre présentera des résultats issus aussi bien du CEA-LETI que de l'INL, et permettra d'explorer différentes stratégies de contact.

Par abus de langage, nous désignerons par "InP" (vignette ou membrane) uniquement la partie active constituée des épitaxies en matériaux de la filière III-V, et donc pas uniquement composés de l'alliage d'indium et de phosphore.

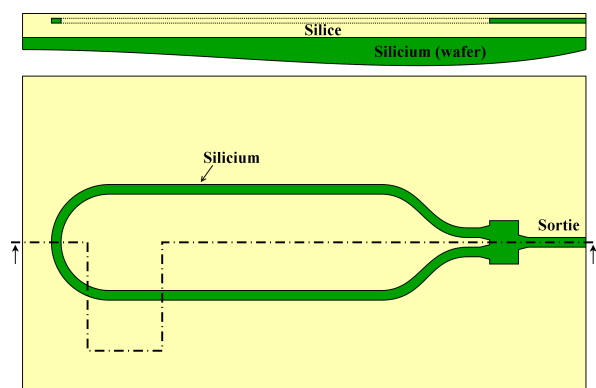
4.1 Fabrication d'un lien optique : lignes directrices

4.1.1 Présentation des étapes

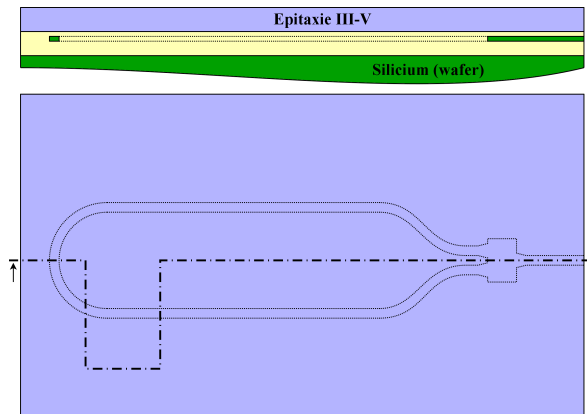
Sauf mention contraire dans les parties qui suivent, les étapes seront celles retenues pour le projet Européen WADIMOS [183], et présentées dans la figure 4.1. Ces dernières permettent d'obtenir des liens optiques complets comprenant les sources, les éléments de routage, et les photodétecteurs. Pour des raisons de simplicité, nous n'évoquerons en détail que les étapes concernant la source elle-même.

L'ensemble du processus de fabrication correspond à une source à base de disque à coeur de silice couplé à un guide de silicium formant une "raquette" telle que décrite dans le chapitre 3.

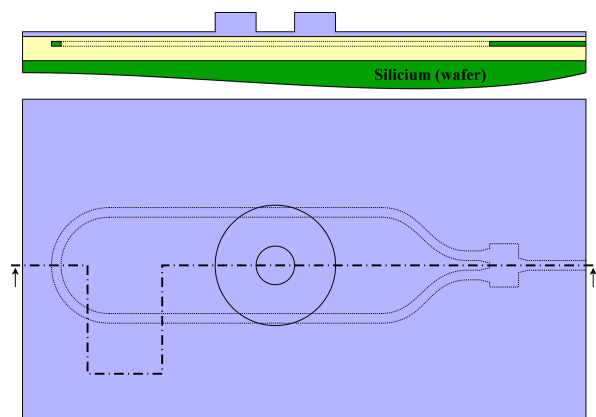
Dans un premier temps (a), on structure le silicium d'un wafer de SOI de sorte à obtenir des guides en silicium monocristallin. Parallèlement, on découpe les vignettes dans les structures épitaxiées à base de III-V pour ensuite venir les coller et retirer le substrat en InP (b). Deux gravures de l'InP (c,d) permettent de définir la forme du résonateur et du slab servant au contact inférieur. Un premier dépôt de silice permet de contrôler la distance entre les éléments d'actuation thermique (heater) et les guides sur lesquels ils vont inter-agir (e). Ces premiers étant constitués d'éléments conducteurs, ils sont nécessairement absorbants. A contrario, il ne faut pas trop les éloigner si on souhaite conserver un



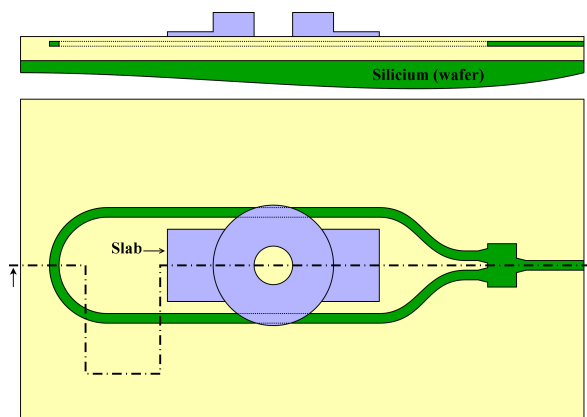
(a) Réalisation de la partie passive dans un Wafer de SOI.



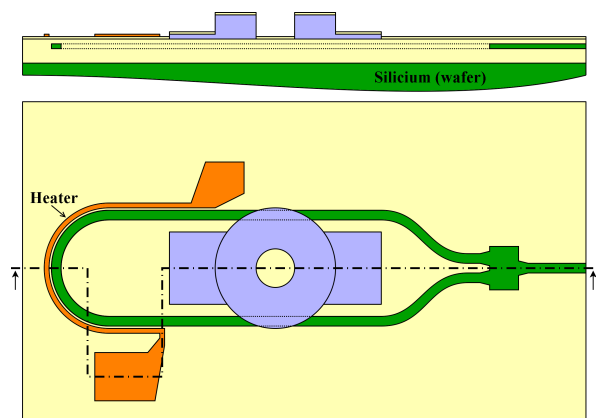
(b) Collage du Wafer d'InP et retrait du substrat.



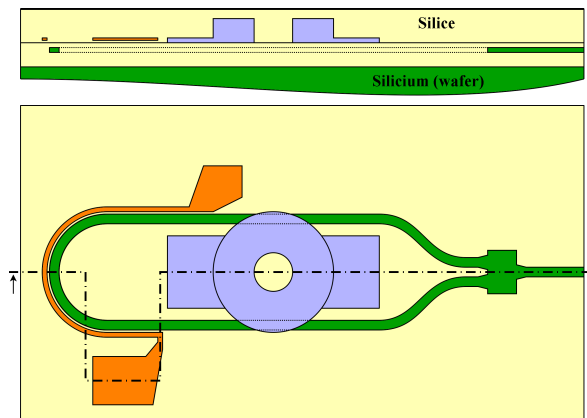
(c) Fabrication du micro-disque.



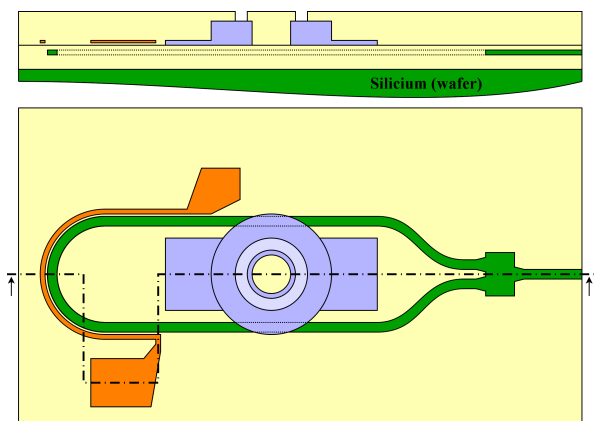
(d) Gravure du contact inférieur (slab).



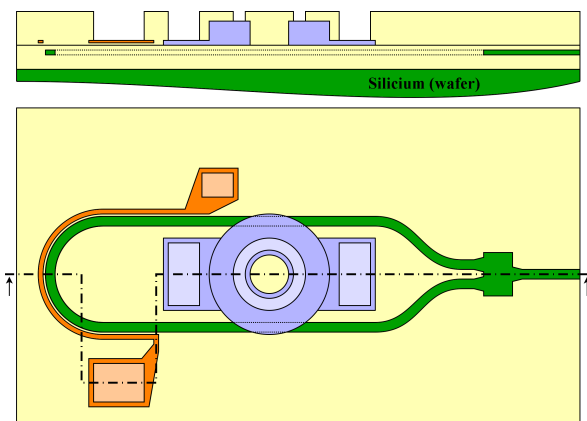
(e) Dépôt de silice pour éloigner les guides (silicium) des heaters et fabrication de ces derniers.



(f) Encapsulation dans de la silice et planarisation (CMP).



(g) Ouverture du contact supérieur du micro-disque.



(h) Ouverture pour le contact inférieur du micro-disque et les éléments d'actuation.

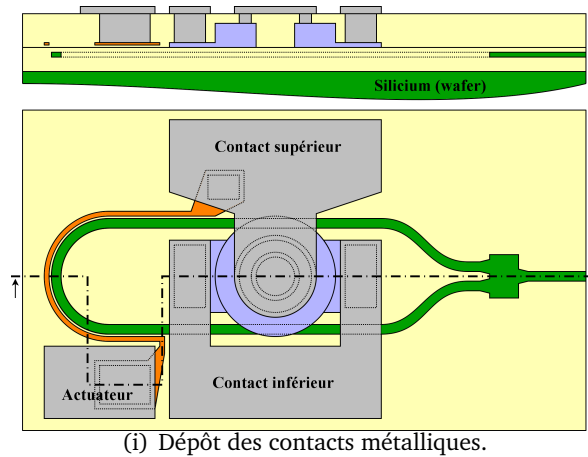


Fig. 4.1 – Etapes de fabrication pour obtenir un lien optique (vues en coupe et de dessus).

effet sur l'indice du silicium. L'ensemble est ensuite complètement recouvert par un second dépôt de silice, suivi d'une planarisation CMP¹ (f). Les ouvertures pour venir contacter les éléments en III-V ou les heaters étant de différentes profondeurs, celles-ci sont réalisées successivement (g,h). Si l'attaque de la silice est suffisamment sélective avec l'InP, on peut envisager de cumuler certaines ouvertures, voire toutes. Enfin, un dépôt métallique (i) permet de fabriquer l'ensemble des contacts.

4.1.2 Arbre d'alignement

Comme nous venons de l'observer, il est nécessaire de faire intervenir au moins 7 étapes de lithographie. Certaines cotes relatives entre deux objets réalisés à différents moments sont plus critiques que d'autres : par exemple, il est préférable de contrôler la position de la via du contact supérieur (étape (g)) par rapport au résonateur (étape (c)), plutôt que de spécifier une tolérance en position absolue sur le wafer. De même, il est préférable d'aligner le slab (étape (d)) sur les guides (étape (a)), puisqu'on souhaite limiter le passage de l'un au dessus de l'autre, mais on a tout intérêt à en prendre un le plus large possible entre les deux guides. On spécifie donc dans un premier temps des marges plus ou moins réduites selon le besoin : par exemple au plus 100 nm, voire 50 nm pour la via par rapport au micro-disque, alors qu'on peut se contenter de plusieurs centaines de nanomètres pour les motifs les plus gros (jusque 250 nm de tolérance).

Dans un second temps, on définit un arbre d'alignement (tableau 4.1) qui tient compte des tolérances de fabrication.

Niveau de masquage	Alignements à considérer					
Guides en silicium (a)	Réf.	Réf.	Réf.			
Disque (c)	Align.			Réf.	Réf.	Réf.
Slab (d)		Align.				
Heater (e)			Align.			
Ouverture supérieure disque (f)				Align.		
Ouverture inférieure disque-heater (g)					Align.	
Métallisation (h)						Align.

Tab. 4.1 – Arbre d'alignement correspondant aux étapes de la figure 4.1. Les étapes "Align." ont leur tolérance d'alignement spécifiée par rapports à celles notés "Réf."

Cet arbre intervient directement dans le dessin des masques, puisque les éléments à aligner (notés "Align.") par rapport à leur référentiel ("Réf.") doivent y figurer, et ne pas être altérés par les étapes intermédiaires. Ces motifs d'alignement sont d'ailleurs indispensables si on souhaite par exemple terminer un échantillon à l'INL. La figure 4.2 est un exemple des mires utilisées à l'INL, permettant de mesurer des erreurs d'alignement de 200 nm. Évidemment, il est nécessaire d'utiliser au moins 2 mires pour un même alignement, de sorte à ajuster la position et l'erreur angulaire entre le masque de lithographie ("Align.") et l'échantillon ("Réf.").

1. Chemical Mechanical Polishing.

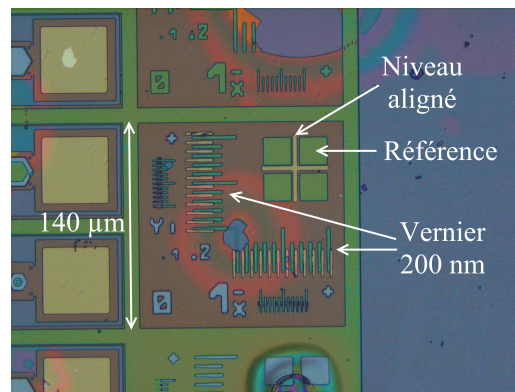


Fig. 4.2 – Vue de dessus d’une mire ayant servi pour un alignement sur un échantillon provenant de l’INL. Les verniers les plus petits sont difficilement utilisables (motifs trop petits). On observe des contacts inférieurs et un slab passant sous les résonateurs, dans la zone de gauche.

Une description plus détaillée des masques utilisés à l’INL est disponible en annexe D.4.

4.1.3 Cas du lien optique complet

Dans le cadre du projet européen WADIMOS [183], nous cherchons à fabriquer un lien optique complet. Par rapport aux étapes précédemment citées, certaines sont à ajouter, notamment le détecteur, la partie passive étant réalisée simultanément avec les guides (Fig. 4.1(a)). Le résonateur nécessitant un matériau à gain, ce dernier voit sa géométrie fixée plus tard (Fig. 4.1(c)) : à cause des tolérances de fabrication, on peut donc avoir des écarts entre les longueurs d’onde des LASERS et celles des éléments de routage². Pour cette raison, il est préférable d’opter pour des sources dont on peut légèrement corriger la longueur d’onde.

La solution retenue consiste à utiliser des paires LASER/Photodétecteur (fig. 4.3).

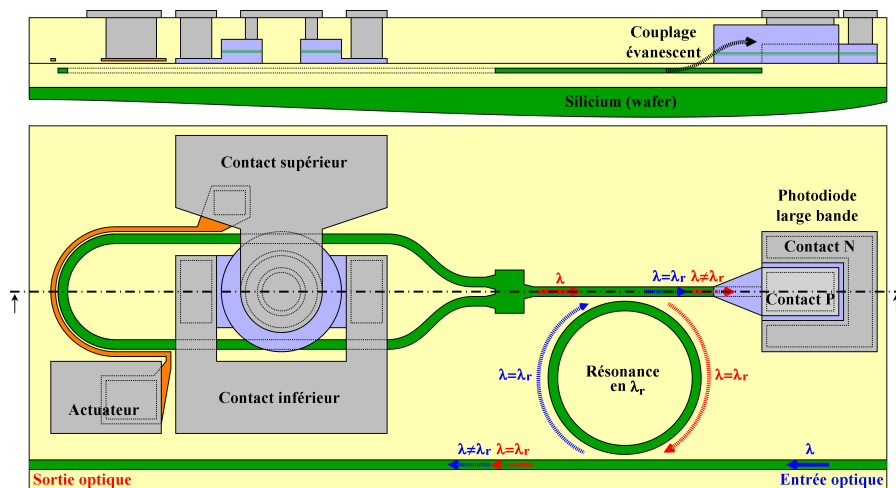


Fig. 4.3 – Solution retenue dans le cadre de WADIMOS pour ajuster les LASERS aux éléments de routage.

Dans un premier temps, intéressons-nous aux signaux émis par le LASER (flèches rouges). Si la longueur d’onde d’émission λ ne correspond pas à la résonance λ_r du résonateur en anneau, la lumière se propage vers le photodétecteur. Dans le cas contraire, elle peut ressortir sur le guide inférieur (en bas à gauche sur la figure). L’absence de signal dans la photodiode garantit alors le bon ajustement de la source par rapport aux circuits passifs.

Si un signal arrive de l’autre côté du guide inférieur (signal entrant, flèches bleues), seule la longueur d’onde λ_r est redirigée vers la photodiode tandis que les autres continuent de parcourir le guide. Ainsi, une fois le LASER convenablement accordé, le détecteur peut servir à la collection de signaux optiques.

2. L’erreur sur la longueur d’onde en fonction de celle sur le rayon du résonateur est estimée dans le paragraphe 4.3.3.3.

La proximité des éléments émetteurs et récepteurs, distants de quelques micromètres, ne permet pas d'utiliser des vignettes de matériaux différents. Une épitaxie commune doit donc servir aux deux composants : au dessus du micro-disque, on veillera à supprimer tout le matériau III-V de sorte à conserver un résonateur à faible ordre vertical et non excessivement confiné verticalement. Pour la photodiode, le couplage évanescent permet de transférer les photons vers une couche d'InGaAs dans laquelle ils sont absorbés. Cette solution originale avec une même épitaxie a fait l'objet d'un brevet [186] entre les différents collaborateurs de ce projet.

Au final, la présence des photodiodes n'impose que trois étapes supplémentaires au plus : une gravure (pour donner la forme de l'InGaAs), une ouverture pour le contact supérieur accompagné d'un dépôt métallique (contact de type P).

4.1.4 Bilan thermique

Une fois le matériau à gain reporté sur silicium, on se trouve confronté à des étapes provoquant un échauffement de l'échantillon sur des durées variables :

- des dépôts : silice aux étapes (e) et (f), matériau résistif en (f), et métal en (i) ;
- des gravures (en RIE par exemple), en (c,d,g,h) ;
- des recuits thermiques pour améliorer les performances des contacts.

Or, les propriétés optiques des puits quantiques sont largement influencées par les traitements thermiques qu'ils subissent : l'intensité de leur photoluminescence peut décroître fortement et s'accompagner d'un déplacement en longueur d'onde (vers le bleu). Une étude rapide (voir en annexe C) a permis de faire ressortir les points suivants :

- tout recuit de plus de 300 °C pour une durée supérieure à 2.5 min altère les puits quantiques de manière irréversible ;
- les recuits de très courtes durées et haute température (typ. > 450 °C) pour les contacts sont envisageables, tant qu'on ne dépasse pas la trentaine de secondes.

Ces contraintes conditionnent alors le choix des procédés (dépôts à basse température...).

Nous allons maintenant détailler les étapes principales de fabrication.

4.2 Description des principales étapes de fabrication

4.2.1 Le collage moléculaire de vignettes d'InP sur silicium

La croissance de matériaux III-V directement sur silicium fait l'objet de nombreuses recherches depuis des décennies [158], mais pour l'instant, le matériau III-V obtenu présente une densité de défauts trop élevée pour obtenir des propriétés optiques satisfaisantes. C'est une des raisons justifiant le recours au collage moléculaire $\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ de membranes à base de III-V sur un wafer de silicium.

Cette étape se déroule exclusivement au LETI, et inclut la préparation des surfaces à coller. Les photos en figure 4.4 correspondent à des clichés d'un même wafer 200 mm : juste après le collage (a), puis après suppression de la plus grande partie de l'épaisseur du substrat d'InP par polissage mécanique (b), et une fois le substrat InP complètement gravé par voie chimique sélective (c). Pour chacune des structures épitaxiées (C439 à C452), trois vignettes ont été reportées afin de tester le collage en fonction de la nature des couches proches de l'interface de collage. Ces dernières peuvent modifier indirectement les propriétés (rugosité, contraintes...) des 10 nm de silice déposée par ECR et, comme on peut le constater, certaines structures (C440 par exemple) n'adhèrent pas suffisamment au wafer de silicium pour résister au polissage mécanique.

Nous ne nous attarderons pas davantage sur cette étape cruciale qui fait partie du savoir faire du CEA-LETI.

4.2.2 La structure III-V

4.2.2.1 Epitaxies utilisées

La structure III-V à reporter doit permettre de générer des photons à partir d'un courant électrique, assurer un confinement optique pour le mode de galerie et autoriser la mise en œuvre de contacts

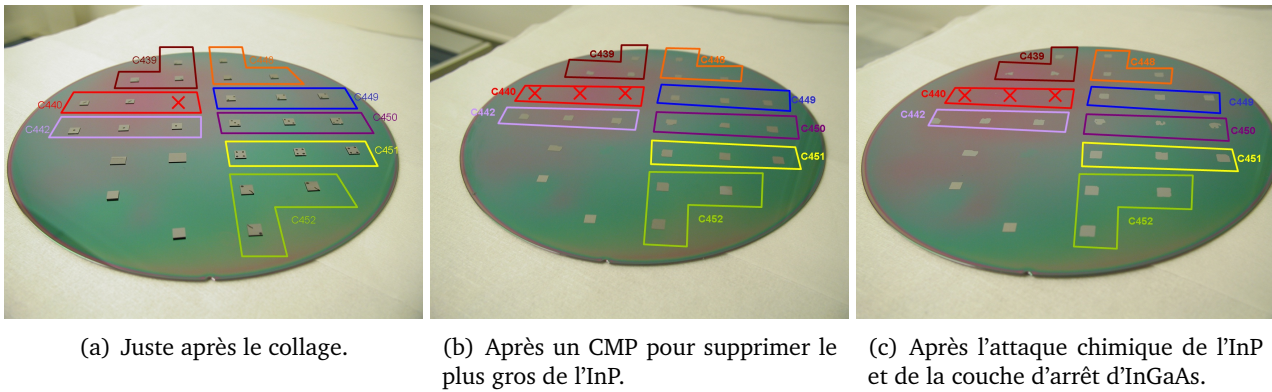


Fig. 4.4 – Wafers de 200 mm à différentes étapes du collage et suppression du substrat d'InP.

suffisamment performants pour limiter les échauffements par effet Joule. Ainsi, on pourra prétendre à des applications à haute fréquence, ie. à débits soutenus pour concurrencer et devancer les solutions électriques actuelles.

Les épitaxies typiquement utilisées sont décrites dans le tableau 4.2 et la figure 4.5 : pour des raisons de confinement optique et de couplage évoqués au précédent chapitre, nous ne dépasserons pas le micromètre de hauteur, ce qui définit une limite maximale de H . D'un autre côté, il est nécessaire de faire appel à des zones dopées pour les contacts : celles-ci étant plus absorbantes que le matériau non intentionnellement dopé (nid), il est nécessaire de les éloigner du milieu de la membrane. Ainsi, il est difficile d'utiliser des valeurs $H < 500$ nm.

Matériau	Type (dopant)	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (nm)		Fonction
			$H \sim 0.98 \mu m$	$H \sim 0.53 \mu m$	
InP	nid				Support
InGaAs	n+ (Si)		300 à 500	300 à 500	Couche sacrificielle
InP	n+ (Si)	10^{18} à 5×10^{18}	340	50	Contact supérieur (N)
Q1.2	nid		100	165	Buffer
Q1.2	nid		20 ($\times 3$)	20 ($\times 3$)	Barrières
InAsP	nid		6 ($\times 3$)	6 ($\times 3$)	Puits quantiques
Q1.2	nid		100	20	Buffer
InP	p+ (Be)	10^{17} à 10^{18}	220	95	Contact (P)
Q1.3	p++ (Be)	2×10^{19}	20	20	Jonction Tunnel
Q1.3	n++ (Si)	1×10^{19}	20	20	
InP	n+ (Si)	5×10^{18}	100	80	Contact inférieur
SiO ₂	-		10	10	Collage moléculaire

Tab. 4.2 – Détail des deux types de structures : celles de hauteur H proche du micron, et celles proche du demi-micron. Les alliages quaternaires Q1.x sont réalisés avec l'InGaAsP avec un gap correspondant à la longueur d'onde 1.x en μm .

Après collage sur un wafer de SOI structuré et contenant les circuits optiques passifs, il est nécessaire de supprimer le substrat d'InP, par gravure chimique, le plus souvent à base d'acide chlorhydrique (à 37 % dilué 1 : 4 dans de l'eau). Eventuellement, cette étape peut être précédée par un amincissement mécanique, comme déjà évoqué. La couche d'InGaAs sacrificielle est alors supprimée par gravure chimique sélective à base de perchlorure de fer.

La figure 4.5 présente un demi LASER à l'échelle (pour un disque de rayon $R = 2.5 \mu m$), obtenu avant son encapsulation. Les côtes intervenant dans les deux précédents chapitres y sont représentées :

- la hauteur H du disque qui correspond à l'hétérostructure épitaxiée entre les couches en InP (n+) comprises ;
- la hauteur du slab H_s réalisée avec la couche inférieure d'InP (n+) ;
- la distance entre la face inférieure du disque et le guide optique d_g , qui dépend de la quantité de silice déposée du côté du wafer en silicium et sur la vignette d'InP par ECR (10 nm).

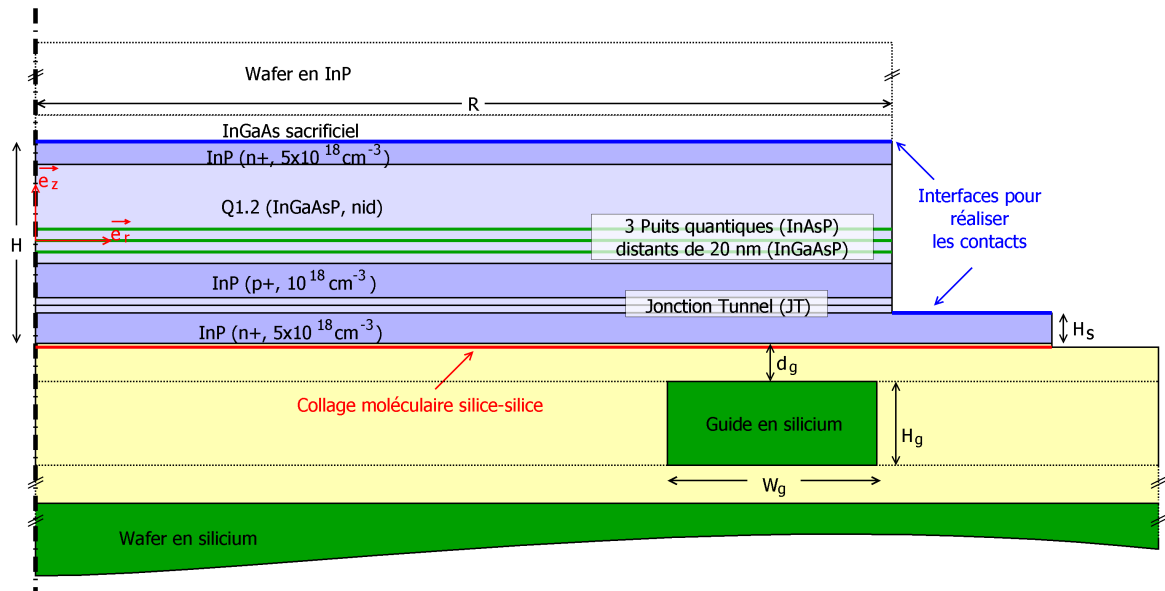


Fig. 4.5 – Vue à l'échelle de la structure à base d'InP la plus mince ($H \sim 0.5 \mu\text{m}$ et $R \sim 2.5 \mu\text{m}$), après suppression du wafer en InP et de l'InGaAs.

4.2.2.2 La gravure partielle de l'InP : une étape décisive

L'étape (d) est déterminante dans les propriétés de la sources LASER. Si cette gravure est trop courte, on se retrouve avec un slab trop épais, source de pertes³ et un contact sur de l'InP dopé P moins performant que celui dopé N. A contrario, une gravure trop longue risque d'amincir le slab et d'entraîner une résistance série plus importante, favorisant l'effet Joule. Il est donc essentiel de bien contrôler cette gravure partielle.

Seules les courbes d'interférométrie issues d'un LASER à 672 nm en incidence normale sont disponibles à l'INL. La gravure se fait alors en deux temps :

- un premier échantillon (témoin) subit une gravure totale de l'InP pour en connaître la durée totale et l'ensemble de la courbe d'interférométrie ;
- les autres échantillons peuvent alors être gravés après analyse du témoin. Un masque dur (généralement en silice) est nécessaire puisque la résine est carbonisée (et difficile à supprimer) sous une puissance de 200 W , ce qui correspond à la gravure des matériaux III-V avec les solutions à base de méthane.

Un exemple de courbes correspondant à une gravure totale par RIE (plasma $\text{CH}_4(10 \text{ sccm}) / \text{H}_2(30 \text{ sccm}) / \text{Ar}(2 \text{ sccm})$, 200 W , 30 mT) est donné en figure 4.6.

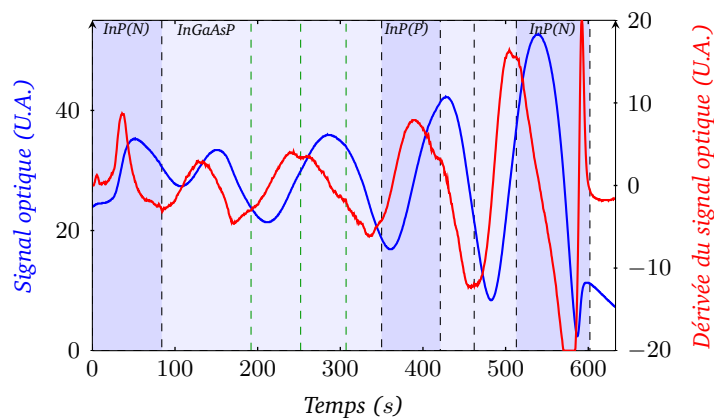


Fig. 4.6 – Exemple de chronogramme d'interférométrie lors de la gravure totale d'un échantillon avec $H = 480 \text{ nm}$. L'amplitude du signal augmente avec le temps, du fait d'une forte absorption à 672 nm .

Vu les cinétiques, on dispose d'une dizaine de secondes pour arrêter la gravure au voisinage de

3. Voir le tableau 2.6 qui donne l'évolution du facteur de qualité en fonction de son épaisseur pour un disque de 545 nm de hauteur.

520 s. Étant donné que les conditions de travail peuvent légèrement varier d'une manipulation à une autre, on utilisera le maximum de la dérivée comme repère. L'InP restant (pour la gravure du slab) nécessite un masque dur nettement moins épais.

Du côté du CEA, la calibration de la gravure RIE requiert une vignette placée au centre du wafer, avant d'appliquer les deux gravures partielles.

Dans les deux cas, la rugosité des flancs de gravure [157, 159], ainsi que sa verticalité (discuté plus loin), conditionnent directement les performances du micro-disque.

4.2.2.3 La diode PIN verticale et la jonction tunnel

Le contact P nécessite souvent un niveau de dopage bien plus élevé que celui de type N, ce qui a pour principale conséquence d'augmenter l'absorption de ces couches. On pourrait recourir à du GaInAs dopé P, mais ce dernier est encore plus absorbant à $1.55 \mu\text{m}$. Une autre alternative consiste donc à utiliser une Jonction Tunnel (JT) pour ramener les métallisations sur des zones dopées N. Celle-ci s'avère intéressante si la résistance qu'elle entraîne est faible comparée à celle des contacts proprement dits, et elle permet de fabriquer les deux contacts en une seule fois. Ce procédé a rapidement été mis en œuvre dans les VCSEL (structure LASER à émission verticale) [160–162]. Le lecteur attentif aura d'ailleurs noté la présence de cette dernière dans la table 4.2 qui décrit les épitaxies. Comme pour les VCSEL, il est attendu une baisse du niveau de pompe ainsi qu'une moindre température de fonctionnement.

La structure globale se comporte alors comme une diode vertical P-I-N, mais avec uniquement des contacts métal-semiconducteur sur de l'InP dopé N. On peut donc gagner une étape de fabrication en ne déposant les alliages métalliques qu'une seule fois.

4.2.3 Injection électrique et contacts métalliques

4.2.3.1 Les métaux classiquement disponibles en CMOS

Parmi les objectifs, nous voulons réaliser l'ensemble de la fabrication à l'aide des moyens disponibles au CEA-LETI. Les machines et les procédés utilisés correspondent aux standards pour la conception de puces CMOS. L'or est donc exclusivement réservé aux étapes back-end (préparation des plots de contact pour relier la puce à son boîtier par exemple) car ce dernier joue le rôle d'un centre donneur et accepteur à des niveaux énergétiques proches du milieu de la bande interdite. C'est un dopant non désiré dont il faut éviter les contaminations indirectes. Il est donc nécessaire de s'intéresser à des solutions alternatives.

Pour limiter les coûts de mise en œuvre et les études nécessaires autour des problèmes de contamination, on devra se restreindre aux métaux utilisés pour les circuits à base de silicium. Les contacts qu'il est alors possible de réaliser au LETI sur des wafers 200 mm sont les suivants :

- Ti/TiN/AlCu/Ti/TiN (600 \AA / 1200 \AA / 6500 \AA / 100 \AA / 400 \AA) : le titane joue alors le rôle de couche d'accroche, et le cuivre n'est présent que sous un très faible pourcentage. Les deux dernières protègent l'aluminium de l'oxydation et servent d'anti reflet pour l'insolation DUV ;
- TiN/Cu, avec du cuivre déposé par CVD (Chemical Vapor Deposition) puis par électrolyse ;
- AlSi, sans couche d'accroche ;

Il est aussi possible de déposer du Tantale, ou du Tungstène, avec dans le premier cas, la nécessité de réaliser cette métallisation à ST Crolles (mais l'InP des échantillons peut poser des problèmes de contamination), et dans le second cas, des températures en CVD trop élevées ($440 \text{ }^\circ\text{C}$). Nous allons donc tenter d'utiliser un des contacts précédemment décrits pour aller pomper nos LASER.

4.2.3.2 Contacts ohmiques sur InP

Un contact est dit "ohmique" s'il présente une faible résistance et que sa caractéristique I(V) est linéaire. Traditionnellement, de tels contacts sur InP requièrent des composés à base d'or aussi bien pour le contact de type P que de type N [163, 164]. Pour de plus faibles résistivités sur du matériau de type N, on utilise fréquemment une mince couche de nickel, avec un composé Au-Ge (table 4.3). Le nickel, qui diffuse alors assez facilement dans le mélange Au-Ge et s'agrège en îlots de petite taille,

permet des traitements thermiques à plus basse température. Pour des contacts physiquement plus épais, on se retrouve avec Ni/Au-Ge/Ni/Au [161]. Ce sont d'ailleurs ces derniers qui sont utilisés à l'INL, avec des épaisseurs respectives de 50 Å / 1000 Å / 650 Å / 1000 Å, et un recuit sous N₂/H₂ (380 °C pendant 45 s) dans un four à montée rapide. Selon l'annexe C (Photoluminescence et bilan thermique), cette étape entraîne une légère dégradation de la photoluminescence des puits quantiques.

Pour les contacts P (tableau 4.3), on remarque que le Zn (dopant P de l'InP) permet d'améliorer la résistivité [165], mais à dopage identique, on n'atteint pas les valeurs des contacts de type N (au moins une décade d'écart). Malheureusement, le zinc est sujet à des problèmes de pollution dans les bâtis, de par sa faible température d'évaporation et sa forte diffusion. Il est donc souvent nécessaire d'avoir recours à des équipements dédiés, tout en veillant à ce que les wafers qui en sont recouverts ne viennent pas ensuite polluer les autres machines lors des étapes suivantes. L'intérêt de la jonction tunnel est donc de limiter les zones fortement dopées et se ramener à deux contacts N. Cet artifice offre aussi la possibilité de fabriquer simultanément les deux contacts avec le même dépôt métallique.

	Contact (Dopant)	Dopage (cm ⁻³)	Durée	Recuit Température	Résistance de contact (Ω · cm ⁻²)	Référence
Type N	Au/InP (?)	4 × 10 ¹⁵	1 h	360 °C	2 × 10 ⁻³	[163]
	Au/InP (?)	8 × 10 ¹⁶	1 h	360 °C	7 × 10 ⁻⁵	[163]
	Ni/InP (?)	3 × 10 ¹⁶	5 min	325 °C	4 × 10 ⁻⁵	[166]
	Au/Si/Pt/InP (Si)	2 × 10 ¹⁸	30 s	550 °C	3.3 × 10 ⁻⁵	[167]
	Au/Pt/Ti/InP (Ar)	2 – 5 × 10 ¹⁸	2 min	450 °C	2 × 10 ⁻⁵	[164]
	Au/Ni/Ti/InP (Ar)	2 – 5 × 10 ¹⁸	2 min	450 °C	1 × 10 ⁻⁵	[164]
	Au/Ru/Ti/InP (Ar)	2 – 5 × 10 ¹⁸	2 min	450 °C	1 × 10 ⁻⁵	[164]
	Pt/Ti/InP (S)	1 × 10 ¹⁸	30 s	450 °C	6 × 10 ⁻⁶	[168]
	Ni/Au-Ge/Ni/InP (Sn)	8 × 10 ¹⁷	1 min	400 °C	2.3 × 10 ⁻⁶	[169]
	Au/Ni/Au-Ge/InP (Ar)	2 – 5 × 10 ¹⁸	2 min	350 °C	2 × 10 ⁻⁶	[164]
Type P	Au-Zn/InP (?)	2 × 10 ¹⁶	1 h	360 °C	5 × 10 ⁻³	[163]
	Au-Zn/InP (Zn)	9 × 10 ¹⁷	2 min	430 °C	1.7 × 10 ⁻⁴	[169]
	Au/Mg/InP (?)	6 × 10 ¹⁷	50 min	450 °C	1 × 10 ⁻⁴	[166]
	Zn-Pd/InP (Be)	2 × 10 ¹⁸	1 min	500 °C	5 × 10 ⁻⁵	[170]
	Ge/Pd/Zn/Pd/InP (Zn)	2 × 10 ¹⁸	20 min	420 °C	1 × 10 ⁻⁵	[171]

Tab. 4.3 – Contacts ohmiques les plus courants sur InP triés selon leur type (N ou P) et leur résistance de contact.

Dans ce même tableau 4.3, on constate que les seuls contacts sur InP dopé N ne comportant pas d'or sont ceux basés sur Ni ou un empilement Pt/Ti. Vu les différences de dopage, il est difficile de se prononcer sur le choix à effectuer pour nos structures dopées à 5 × 10¹⁸ cm⁻³. Le contact Ti/TiN/AlCu/Ti/TiN utilisé au LETI semble prometteur. Dans [168], le platine ne parvient pas à diffuser dans l'InP pour des recuits en dessous de 500 °C : on peut penser que c'est le titane qui intervient principalement dans la diminution de la résistivité avec la durée du recuit. En remplaçant le platine par l'aluminium allié cuivre, on devrait donc se ramener au même cas.

Les très récents résultats obtenus par le LETI [172] ont permis d'obtenir des résistances de contact de 1 × 10⁻⁴ Ω · cm⁻² pour de l'InP N dopé à 5 × 10¹⁸ cm⁻³, et ce, sans recuit. Seuls les échantillons provenant de l'INL profiteront de contacts en or.

4.2.4 Une alternative au contact métallique : l'ITO

L'utilisation d'alliages dépourvus d'or conduit nécessairement à des contacts plus résistifs sur l'InP. Plutôt que de déposer du métal directement sur notre membrane III-V, on pourrait être tenté d'intercaler un matériau intermédiaire, comme sur la figure 4.7.

Ce dernier doit satisfaire les conditions suivantes :

- le contact avec l'InP doit être suffisamment peu résistif ;
- le métal venant le contacter ne doit pas comporter d'or, et sa conductivité doit être élevée.

Optiquement, il serait préférable que ce dernier soit peu absorbant (comparativement aux métaux), de sorte à pouvoir utiliser un rayon de via R_c plus grand, et donc injecter au plus près du mode de galerie, et recourir à un coeur en isolant avec un rayon le plus grand possible. On améliorerait alors l'injection électrique pour le mode désiré, tout en diminuant le nombre de modes en compétition. C'est donc intéressant en terme de seuil LASER.

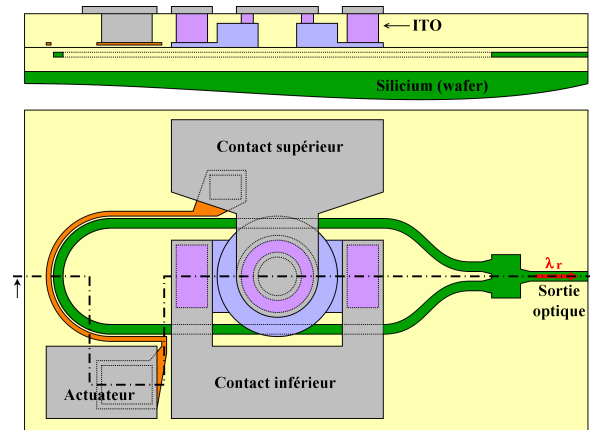


Fig. 4.7 – Utilisation d'un matériau (ITO en violet) comme intermédiaire entre l'InP et les pistes métalliques.

Pour toutes ces raisons, nous nous sommes aussi attaché à la mise en œuvre de l'ITO⁴, un oxyde d'étain et d'indium, puisqu'il permet de réaliser un contact ohmique sur InP, qui peut éventuellement s'avérer compétitif avec les contacts dépourvus d'or.

4.2.4.1 Propriétés connues de l'ITO

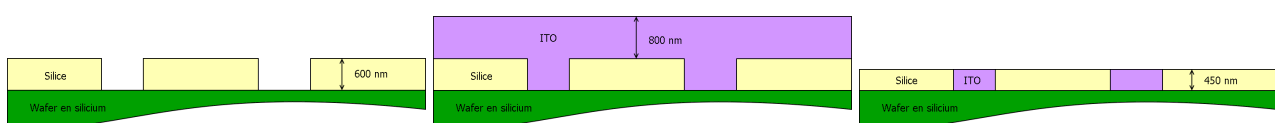
L'ITO présente une faible absorption et une transparence dans le visible relativement élevée [173], et dans une moindre mesure dans l'infrarouge. Déposé par pulvérisation cathodique, il est possible de favoriser soit sa conductivité, soit sa transparence, en intervenant sur la quantité d'oxygène (voire d'hydrogène [174, 175]) utilisée lors du dépôt, ou en jouant sur les conditions de recuit. Ainsi, à la longueur d'onde de 900 nm, on peut obtenir une transmission de 90 % et une résistivité de $10^{-3} \Omega \cdot cm$ [173]. De telles propriétés électro-optiques lui ont valu d'être utilisé pour des cellules solaires [174, 176], réalisant un contact performant sur InP dopé P. Les études montrent qu'il se forme en fait une jonction tunnel enterrée ITO(n)/InP(n)/InP(p) [174, 177, 199]. On peut donc aussi s'attendre à un contact performant sur l'InP dopé N.

Les applications étant souvent orientées vers les matériaux III-V, le contact métallique disposé sur l'ITO est souvent constitué d'or [174, 199], mais on trouve aussi des contacts avec de l'Indium [177] ou encore de l'aluminium [176]. Les travaux menés à l'INL ont d'ailleurs montré qu'avec le nickel, on pouvait atteindre une résistance de contact de $2 \times 10^{-4} \Omega \cdot cm^2$ [185].

Enfin, un traitement thermique permet de rendre polycristallin de l'ITO qui est naturellement amorphe [179].

4.2.4.2 Fabrication de motifs en ITO

Dans un premier temps, pour pouvoir utiliser un tel matériau au LETI, il convient de trouver un procédé permettant de réaliser des motifs dont on contrôle la géométrie. Si à l'INL la gravure à base de $CH_4/H_2/Ar$ (identique à celle des matériaux III-V) est couramment utilisée (Annexe D.1), une telle gravure RIE n'est pas disponible au LETI. Pour cette raison, nous nous sommes orientés vers une solution de type Damascene, avec un polissage mécanique après dépôt et recuit. Les étapes de fabrication de plots d'ITO sont données dans la figure 4.8.



(a) Réalisation de motifs en silice, de 600 nm de hauteur.

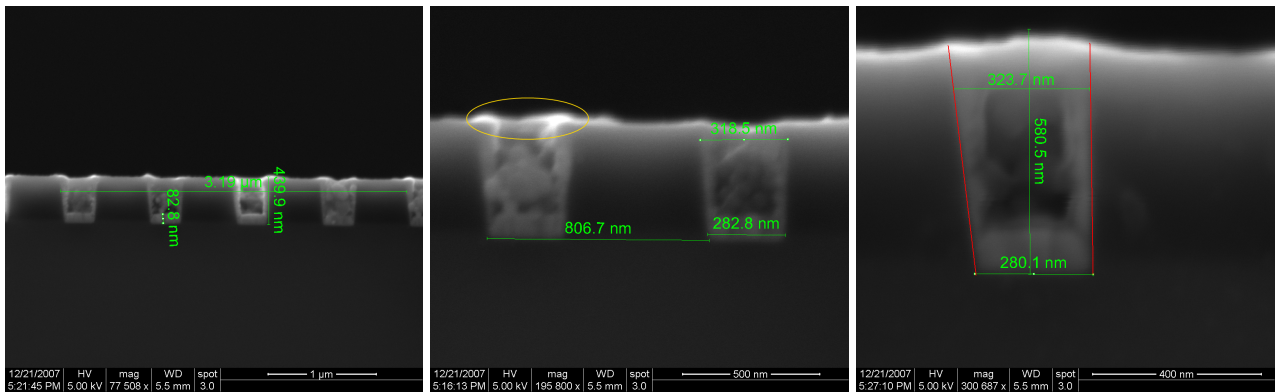
(b) Dépôt de 800 nm d'ITO pleine plaque.

(c) Polissage pour obtenir l'épaisseur de 450 nm.

Fig. 4.8 – Etapes permettant de réaliser des plots d'ITO au CEA-LETI sur des wafers 200 mm (lot 995D).

4. Indium Tin Oxyde, solide formé de SnO_2 et In_2O_3 .

Ce premier essai a pu aboutir à des observations au MEB (Fig.4.9). Les dimensions des plots ainsi produits sont compatibles avec les besoins des LASERs à micro-disques puisque les trous à remplir sont nettement plus petits que nécessaire. L'image de plus fort agrandissement est légèrement déformée, l'échantillon étant globalement isolant sur la zone observée (accumulation de charges sur l'échantillon lors de l'observation). Ces images laissent apparaître une structure granuleuse, avec des trous plus ou moins bien remplis. On peut penser que lors du clivage permettant de faire les observations, l'ITO s'est disloqué autour des grains qui le constituent. On constate qu'au dessus des interfaces silice/ITO, le polissage a laissé apparaître des protrusions (figure (b)) pouvant atteindre 50 nm . Les épaisseurs obtenues varient entre 450 et 500 nm selon la position sur le wafer.



(a) Grossissement 77 000.

(b) Grossissement 195 000.

(c) Grossissement 300 000.

Fig. 4.9 – Observation MEB de plots de 400 nm espacés de 400 nm de silice, après clivage.

4.2.4.3 Propriétés optiques et influence du recuit

Les propriétés optiques (indices n,k) sont nécessaires pour le dimensionnement des lasers. Une étude par ellipsométrie a donc été menée sur certains wafers, après leur avoir appliqué les procédés standards de recuit (sous azote, pendant une heure, à $250\text{ }^{\circ}\text{C}$) déjà utilisés pour d'autres applications. On peut alors obtenir les indices optiques ainsi que les épaisseurs des multicouches correspondantes. Pour ces essais, l'ITO (500 nm) est déposé sur 590 nm de silice.

Dans le cas de l'ITO non recuit, on peut aisément faire converger un modèle (courbes vertes dans les figures 4.10). Les valeurs sont d'ailleurs proches de celles obtenues par dépôt à basse température dans [187]. Après traitement thermique, il est nécessaire de prendre en compte un gradient dans l'évolution de l'indice complexe⁵ : le wafer semble chauffer principalement par la face arrière puisque l'indice évolue en priorité dans les couches les plus proches. On obtient alors les courbes en orange pour les valeurs des indices en surface et rouge pour la couche à l'interface avec la silice (Fig. 4.10).

On remarque que l'indice optique n décroît assez fortement suite au recuit (figure (a)), tandis que l'absorption augmente principalement du côté du wafer (figure (b)). Ces courbes sont en adéquation avec celles rencontrées par le Rensselaer Polytechnic Institute [184] (courbes en noir). Des recuits à plus hautes températures ont montré qu'à la longueur d'onde de $1.55\text{ }\mu\text{m}$, la partie réelle de l'indice converge vers 0.2 tandis que la partie imaginaire se maintient dans un intervalle de plus en plus réduit : $[1.1, 1.7]$ pour un recuit de $400\text{ }^{\circ}\text{C}$.

De façon générale, le traitement thermique contribue à diminuer la partie réelle de l'indice (améliorant le confinement optique), mais en contrepartie, l'absorption augmente. Afin de pouvoir déterminer s'il vaut mieux recuire ou pas l'ITO, nous allons nous intéresser à une membrane d'InP qui serait entourée d'ITO. Cette géométrie particulière correspond à la zone dans laquelle on réaliserait un contact en ITO, au niveau de la via du contact supérieur. En utilisant l'équation 2.12 pour obtenir l'indice effectif complexe n_{eff} , on peut alors calculer le coefficient d'absorption α_{eff} d'un tel système :

$$\alpha_{eff} = \frac{4\pi\Im(n_{eff})}{\lambda} \quad (4.1)$$

5. En pratique, une autre couche a été utilisée pour prendre en compte la rugosité en surface de l'ITO. Après calculs, cette dernière varie de 5 à 11 nm .

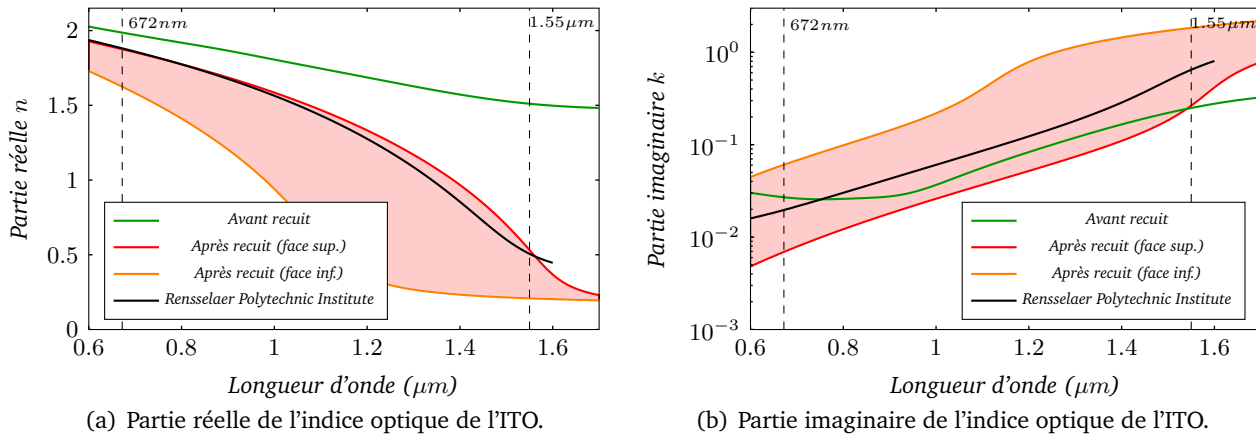


Fig. 4.10 – Évolution de l'indice optique $n + i \cdot k$ de l'ITO en fonction de la longueur d'onde (avant et après recuit à $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 1 heure). La zone colorée correspond aux valeurs prises entre la surface (rouge) et l'interface avec le substrat (orange).

Sur la figure 4.11, nous avons représenté l'évolution de α_{eff} pour différentes valeurs de la partie réelle de l'indice qui contrôle donc plus ou moins le confinement du mode qui se propage dans la membrane d'InP. Afin de se mettre dans le cas le plus défavorable, l'épaisseur d'InP a été choisie comme étant la plus faible, soit 550 nm . Les courbes en bleu (valeur la plus faible de l'absorption, ITO est non recuit) et rouge (valeur la plus forte de l'absorption de l'ITO après traitement) définissent une région (rouge clair) dans laquelle se situe la solution avec un ITO plus ou moins recuit. Les deux points à gauche correspondant aux interfaces de l'ITO après traitement, la solution est donc nécessairement au voisinage de ces valeurs, soit une absorption très proche de l'échantillon non traité.

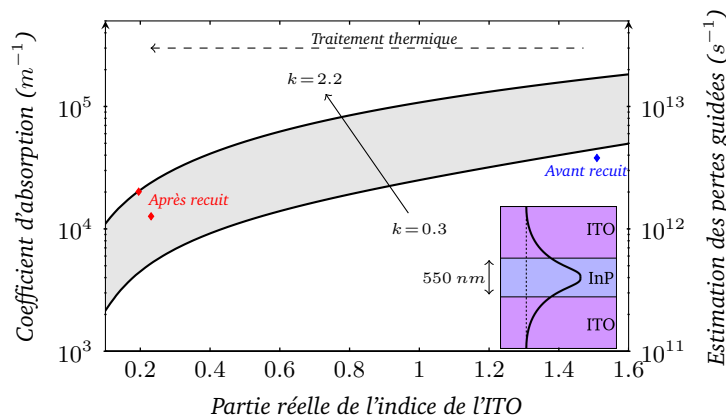


Fig. 4.11 – Evolution du coefficient d'absorption effectif pour une membrane de 550 nm d'InP entourée d'ITO à $1.55\text{ }\mu\text{m}$ de longueur d'onde : avant et après recuit, les coefficients d'absorption sont quasiment identiques.

Optiquement, ce recuit ne joue donc qu'un rôle secondaire. Par contre, d'un point de vue électrique, la résistivité est passée de 30 à $6.3\text{ }\Omega\text{cm}^{-1}$ ($\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$). Cette valeur diminue alors très légèrement avec une température plus élevée ($3.9\text{ }\Omega\text{cm}^{-1}$ pour $400\text{ }^{\circ}\text{C}$). Le traitement thermique peut participer à améliorer l'injection électrique sans toutefois trop modifier les propriétés optiques.

4.2.5 L'encapsulation

Le matériau retenu pour l'encapsulation doit assurer différents rôles parmi lesquels :

- isoler électriquement les différents matériaux conducteurs et semi-conducteurs ;
- assurer un bon contraste d'indice avec les milieux "guidants" (sources, éléments de routage, photodétecteur) ;
- se déposer à basse température ;
- pouvoir être déposé sur des épaisseurs importantes (quelques micromètres) ;
- avoir un comportement stable dans le temps.

De façon évidente, la silice se positionne idéalement, tant qu'on la dépose à faible température. Des procédés pour des dépôts rapides à 200 °C constituent la solution retenue au LETI.

A contrario, l'INL ne permet pas de réaliser des dépôts de plus de 120 nm d'une traite, et les températures subies par l'échantillon sont particulièrement élevées. La conformité du dépôt de silice par sputtering nécessite de longues durées (vitesse de 5 nm.s⁻¹), et impose au strict minimum 400 nm pour couvrir les flancs des micro-disques. In fine, une telle épaisseur ne peut être obtenue qu'en utilisant plusieurs dépôts successifs de 30 min et la température n'est pas contrôlée au sein du réacteur. Il a donc d'abord été envisagé d'utiliser un matériau alternatif, non compatible avec les procédés CMOS, mais assurant les mêmes fonctions optiques et électriques, quitte à ce que sa tenue dans le temps ne soit pas garantie.

Pour ces raisons, nous nous sommes d'abord orientés vers le BCB (BenzoCycloButène) pour la facilité de mise en œuvre : s'agissant d'un polymère liquide (éventuellement photosensible). Ce matériau permet d'assurer une bonne tenue aux agressions chimiques des étapes ultérieures. Il joue alors un rôle similaire à celui de la silice avec un indice optique de 1.54 et on peut donc envisager des étapes de fabrication proches de celles utilisées au LETI, sur des wafers 200 mm. Les détails concernant sa mise en œuvre (lithographie, recuit, gravure RIE...) ont donc dû être mis au point. Les paramètres sont donnés dans l'annexe D.2.

Cependant, la polymérisation de ce dernier conditionne l'adhérence des matériaux qui peuvent le recouvrir. S'il est insuffisamment recuit, différents produits chimiques (dont l'acétone, couramment utilisée pour supprimer la résine) peuvent l'altérer tandis qu'une polymérisation complète rend difficile l'adhésion des métaux à sa surface, pourtant indispensables pour les contacts... et les masques durs.

Après plusieurs tentatives (donc deux sont présentées en annexe D.3), il a été décidé d'utiliser la silice en plusieurs dépôts successifs. Ce matériau plus standard a permis d'aboutir à des structures plus rapidement : quelques semaines de fabrication, alors que le BCB a nécessité près d'un an de mise au point et un très grand nombre d'échantillons.

4.3 Premiers résultats expérimentaux (INL)

Le collage moléculaire étant un savoir faire du LETI, ce dernier a assuré le report des vignettes. Après clivage, l'ensemble de la fabrication peut alors être mené à l'INL, à l'alignement près des résonateurs sur des guides en silicium. L'encapsulation étant accompagnée d'échauffements conséquents de l'échantillon, nous allons limiter le nombre de dépôts de silice à leur strict minimum.

De plus, on ne peut pas utiliser un contact en or avant encapsulation pour le contact inférieur. Bien que cette solution présente l'avantage de faciliter l'ouverture de la via du contact inférieur, on serait alors confronté à d'importants décollements (voir le second jeu de fabrication fourni en annexe D.3 pour le BCB).

4.3.1 Procédés de fabrication mis en œuvre

Les étapes de fabrication pour les échantillons réalisés à l'INL correspondent à la figure 4.12.

La structuration de l'InP s'opère en deux étapes successives identiques (aux durées de gravure près de l'InP) avec un transfert des motifs de la résine sur de la silice⁶ (b,h), puis une suppression de la résine (c,i). Après gravure de l'InP (d,j), on supprime toute trace de polymère, et on retire éventuellement le masque dur (e). Il est d'ailleurs intéressant de procéder à un retrait chimique de cet oxyde : si la gravure partielle (d) n'a pas été trop longue, il reste de l'InP au dessus de la silice de collage, qui est donc protégée. En cas de gravure trop longue, on constate alors un décollement des vignettes. C'est donc un moyen simple de vérification.

Pour garantir que les flancs du micro-disque (hauteur $H - H_s$) soient totalement recouverts, on a alors besoin de 3 dépôts successifs de silice (k), l'épaisseur maximale qu'on peut réaliser en une seule fois étant de 180 nm (cinétique de 4 nm.min⁻¹).

Après l'encapsulation (k), on réalise d'abord l'ouverture du contact supérieur (l) : avec une lithographie en contact, il est préférable de s'en occuper en priorité puisqu'on travaille avec les motifs

6. La gravure par RIE entraîne des températures importantes dans la chambre, dégradant la résine (AZ 5214 réversible). Celle-ci devient très difficile à attaquer, que ce soit par RIE, avec un stripper (délaqueur), ou par acétone.

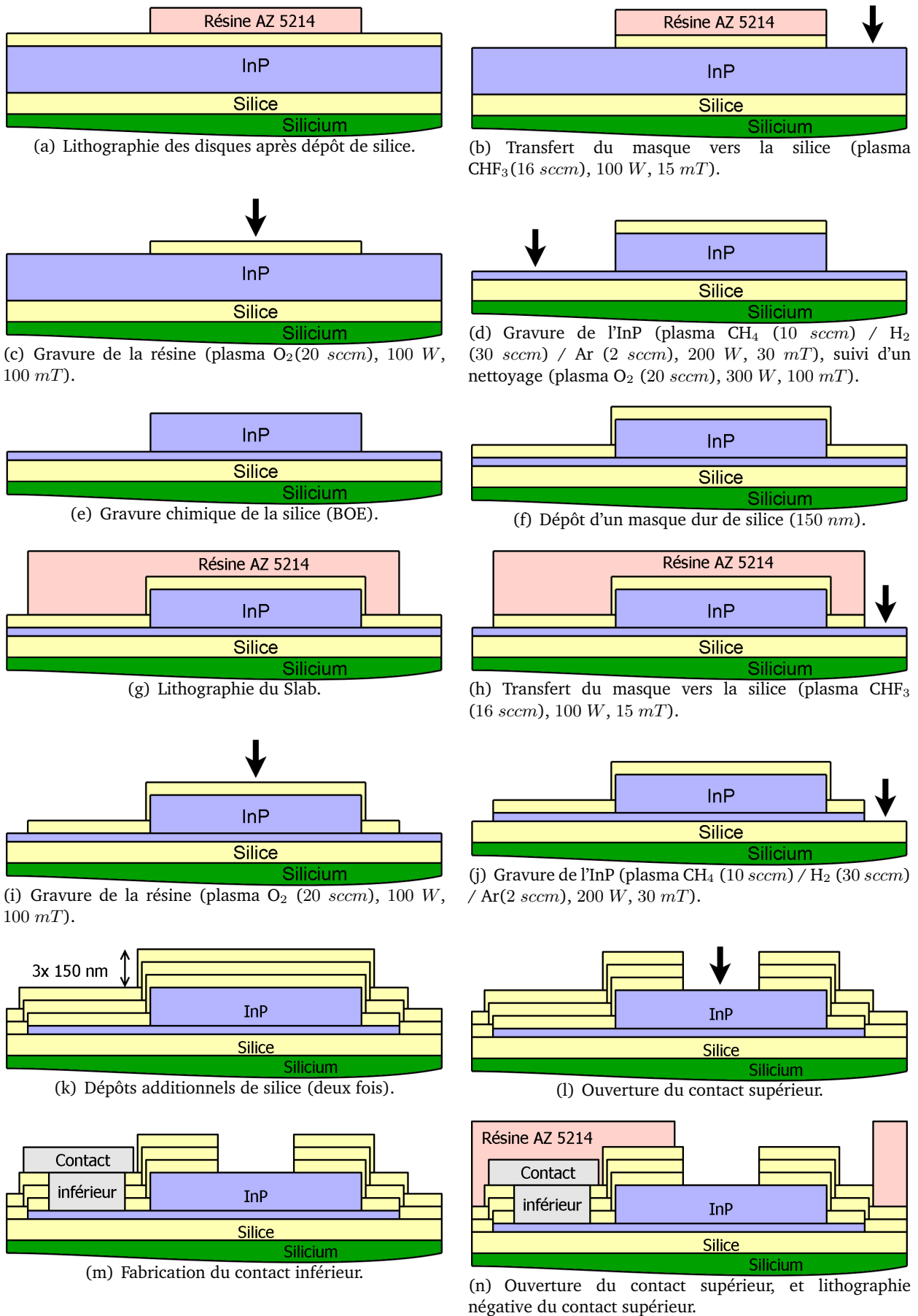


Fig. 4.12 – Étapes de fabrication détaillées. Les flèches noires représentent les points sur lesquels effectuer l'interférométrie lors de la gravure RIE.

les plus petits. On fabrique le contact inférieur (m) en utilisant la résine en lithographie négative comme masque puis on ouvre le contact, avant de recouvrir la via avec un plot métallique. Après la lithographie négative préparant le lift-off du contact supérieur (n), l'échantillon est clivé en deux : pour la première moitié (A), on dépose de l'ITO à basse température puis on ajoute un plot de métal ; pour la seconde (B), on ajoute le métal directement (Fig. 4.13). On a donc uniquement une lithographie et un dépôt de différence entre les deux, et on profite de la taille de l'échantillon pour améliorer l'alignement lors du centrage des motifs sur la via du contact supérieur.

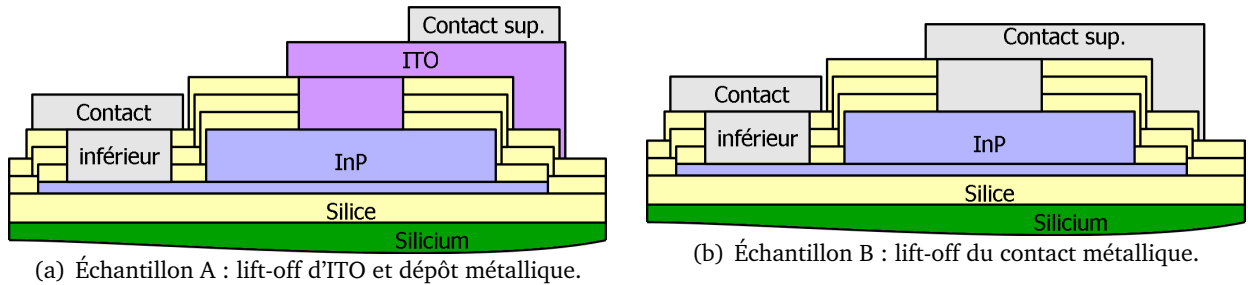


Fig. 4.13 – Détail des étapes pour les échantillons A et B.

Au final, on dénombre 4 dépôts de silice de 150 nm (soit 80 min au total), soit le double comparativement à l'encapsulation au BCB.

4.3.2 Caractérisations en cours de fabrication

Cet échantillon présente l'avantage de la simplicité de fabrication. L'épitaxie P11 a été dimensionnée pour mesurer 480 nm de hauteur, avec un contact inférieur de 80 nm. La gravure totale et la position de l'arrêt de gravure partielle (prise au moment où la dérivée commence à redescendre, à son 5^{ème} maximum) sont données en figure 4.14(a). Si d'après l'analyse faite depuis la gravure complète de P11, on peut s'attendre à ce que l'épaisseur de la membrane soit légèrement plus fine que prévue, la mesure par profilométrie indique un slab de l'ordre de 110 nm (Fig. 4.14(b)).

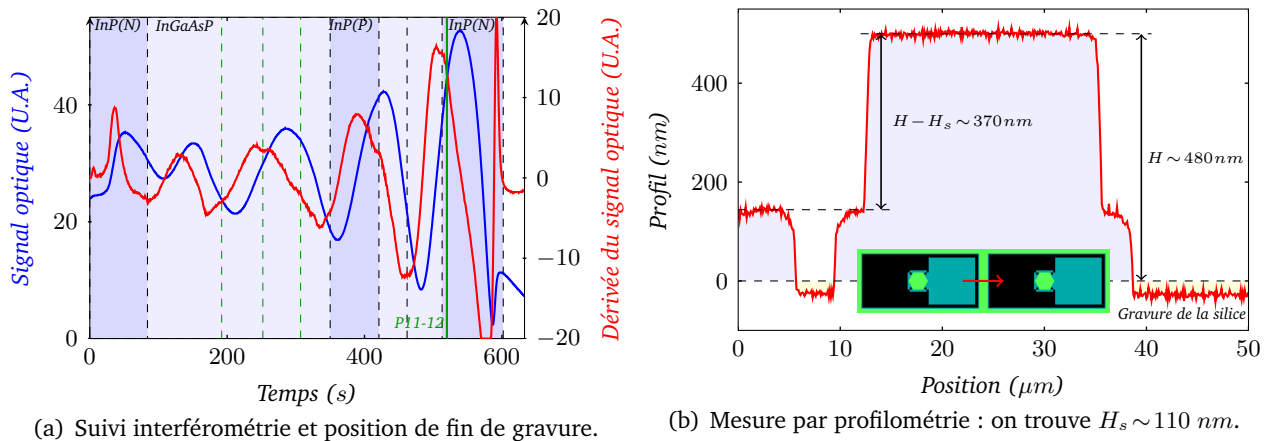
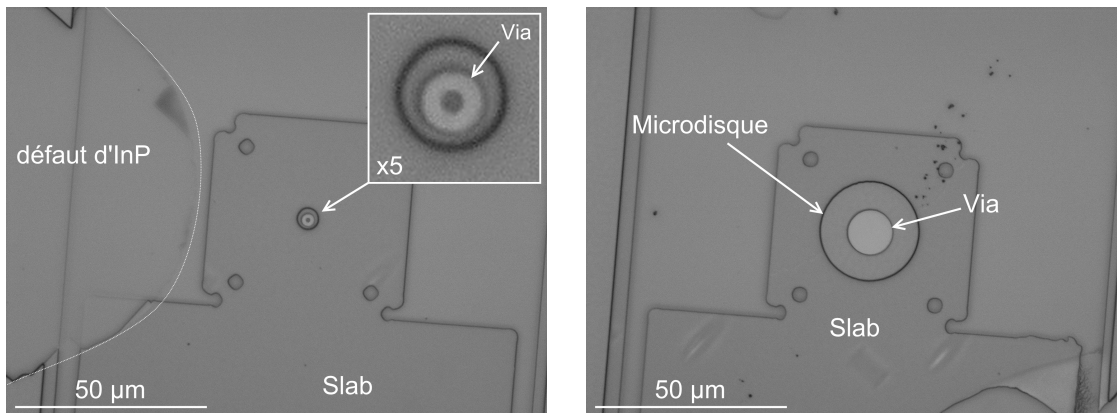


Fig. 4.14 – Gravure partielle : suivi interférométrique et mesure par profilométrie.

Après encapsulation, la résine AZ 5214 E supporte largement la gravure des trois épaisseurs de silice pour les ouvertures des contacts puisque le rapport des cinétiques lors de l'attaque au CHF_3 est de l'ordre de 1, et que les épaisseurs relatives sont dans un rapport de 3. Les figures 4.15 et 4.16 présentent quelques clichés des structures extrêmes en terme de rayon. Les échantillons présentent un excellent état de surface, même après le lift-off d'ITO (Fig. 4.16).

Une fois les contacts ajoutés, un recuit de 380°C de 45 s sous $\text{H}_2\text{-N}_2$ a été appliqué : un certain nombre de structures ont été détériorées (détachements partiels, sauf sur l'ITO).

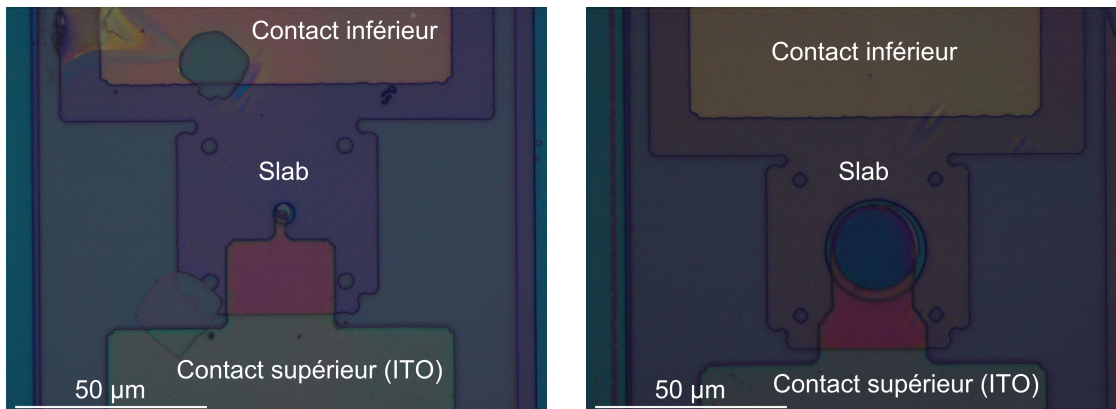
Cet échantillon est donc le fruit d'un procédé non idéal à cause des températures nécessaires pour le dépôt de silice, mais il a pu être mené à bout très rapidement. C'est aussi le plus proche des procédés du LETI, et il a permis de valider bon nombre d'étapes associées à l'utilisation des éléments III-V.



(a) Détail du disque le plus petit : $R = 2.5 \mu\text{m}$ et $R_c = 1 \mu\text{m}$.

(b) Idem pour le disque le plus gros : $R = 12.5 \mu\text{m}$ et $R_c = 5 \mu\text{m}$.

Fig. 4.15 – Observation après ouverture du contact supérieur.



(a) Le disque le plus petit : les défauts d'alignement sont perceptibles entre la via et le tab.

(b) Idem pour le disque le plus gros.

Fig. 4.16 – Observation après lift-off d'ITO.

4.3.3 Caractérisations électro-optiques

4.3.3.1 Description du banc de mesures

Le banc de mesures électro-optiques comporte deux porte-pointes pour le pompage électrique. Ceux-ci peuvent être connectés soit à un sourcemètre Keithley 2400 pour réaliser les caractéristiques $I(V)$ statiques, soit à un générateur de pulses HP8160A (Agilent) accompagné d'un oscilloscope TDS3052B (Tektronik). Pour des raisons d'adaptation d'impédance, il est nécessaire de configurer l'entrée de ce dernier sur 50Ω , en extrémité du câblage (Fig. 4.17). Les pointes sont connectées entre deux câbles BNC blindés. Une sonde de courant Tektronix CT1 permet de récupérer éventuellement le courant. En dehors du générateur de pulses, les différents éléments sont interfacés avec différents ordinateurs.

La partie optique (Fig. 4.18) est constituée de différents éléments pour la collection de la lumière :

- deux fibres optiques (l'une clivée et l'autre lentillée) qu'on utilise en les approchant de la source LASER. Une caméra infrarouge placée au dessus de l'échantillon permet de les positionner grossièrement. Pour faciliter l'alignement on peut aussi envisager d'injecter de la lumière infrarouge afin d'exciter la source optique. On est alors proche des conditions pour une bonne collection.
- un ensemble d'optiques (lentilles, miroirs semi-réfléchissants dans l'infra-rouge...) qui permet de récupérer un signal provenant de la tranche de l'échantillon, par exemple d'un guide couplé à une source.

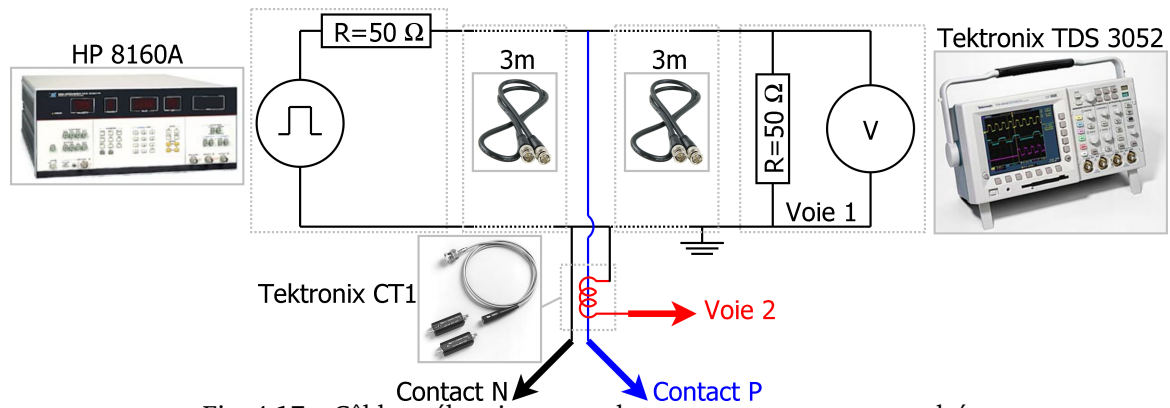


Fig. 4.17 – Câblage électrique pour les mesures en pompage pulsé.

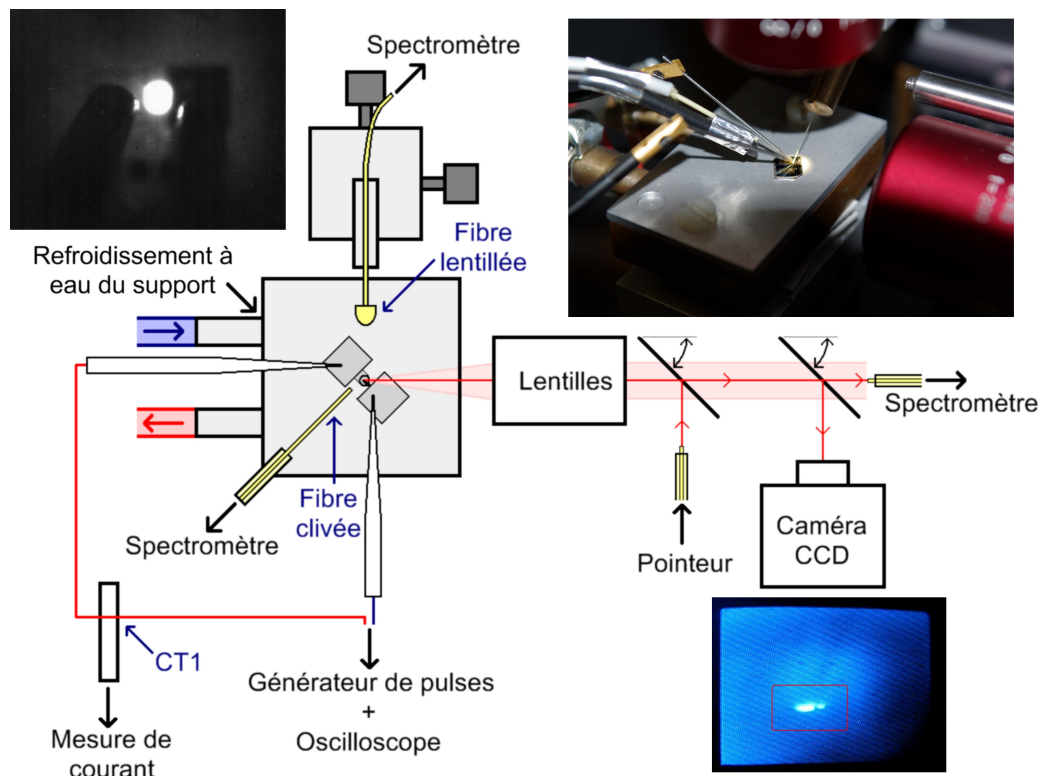


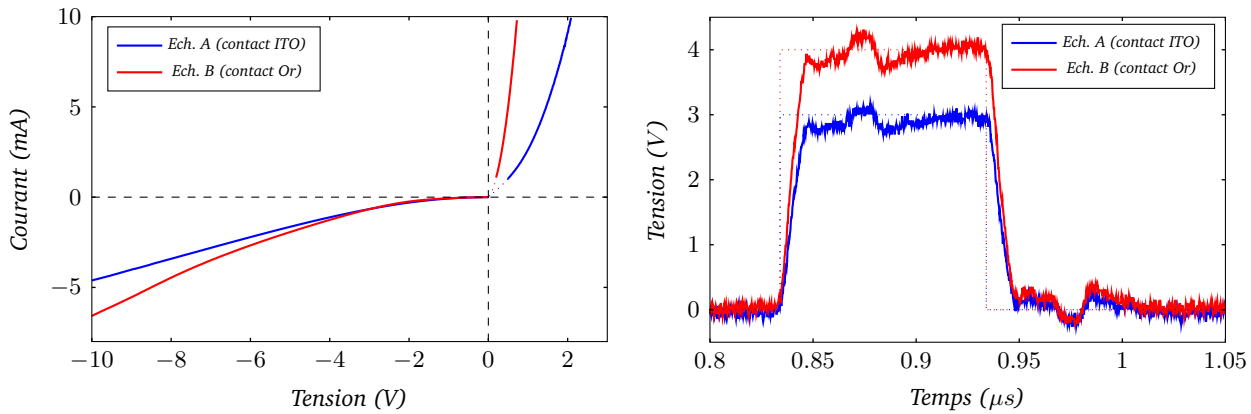
Fig. 4.18 – Vue schématique du banc de caractérisation. L'insert en haut à droite montre un échantillon avec les deux sondes électriques et optiques, ainsi que les deux objectifs : l'un pour la collection dans le plan, l'autre pour l'observation par dessus (image en haut à gauche). La caméra CCD permet de récolter du signal par la tranche de l'échantillon.

4.3.3.2 Mesures électriques

Le recuit en fin de fabrication a détérioré un grand nombre de LASERS, surtout lorsque le contact supérieur était en or (Ech. B) : sur 200 structures élémentaires, moins d'une dizaine a permis d'obtenir une caractéristique électrique et optique.

La structure à base d'InP utilisant une jonction tunnel et une membrane mince (environ 500 nm), on se retrouve avec une diode particulièrement fuyante en inverse (Fig. 4.19(a)). Les contacts en or présentent une résistivité bien plus faible que ceux exploitant l'ITO comme couche intermédiaire, ce qui se traduit par des courants plus élevés à tension identique.

Afin de préserver les échantillons, les caractérisations électriques n'ont été menés que sur un nombre très restreint de structures, après avoir été testées en régime pulsé et les avoir analysé au spectromètre. Malgré des puissances électriques de quelques mW lors du test, on a pu reproduire les courbes plusieurs fois consécutivement, ce qui montre une bonne robustesse des échantillons. Dans la via du contact supérieur, on a ainsi pu atteindre des densités de courant jusque 60 kA.cm^{-2} (Ech. B). Les travaux antérieurs au laboratoire et en collaboration avec l'IMEC ont montré que le BCB ne permet pas d'atteindre de tels niveaux de puissance, puisque les structures se dégradent sous la chaleur.



(a) Structure de type E3, avec une via supérieure de $395 \mu\text{m}^2$ (voir annexe D.4). L'absence de points entre 0 et 1 mA provient du changement de calibre du Keithley 2400.

(b) Pulse électrique envoyé sur une structure B18 (disque de $10 \mu\text{m}$ de rayon avec une via de $5 \mu\text{m}$) : 3 V d'amplitude sur l'échantillon en ITO et 4 V sur celui en or.

Fig. 4.19 – Comparaison électrique de structures avec des contacts en Or et en ITO.

Afin de sélectionner les échantillons susceptibles d'atteindre le régime LASER, nous avons en fait commencé par des mesures en régime pulsé, la caméra IR surplombant l'échantillon permettant de réaliser un tri rapide. La figure 4.19(b) présente le type de pulse utilisé, avec un rapport cyclique de 10 %, à 1 MHz . Les temps de montée et de descente du pulse sont de l'ordre de 10 ns . Le montage proposé dans la figure 4.17 permet de minimiser les rebonds (adaptation d'impédance), mais il ne permet pas de totalement compenser le changement d'impédance introduit par le LASER.

4.3.3.3 Propriétés optiques et identification des modes

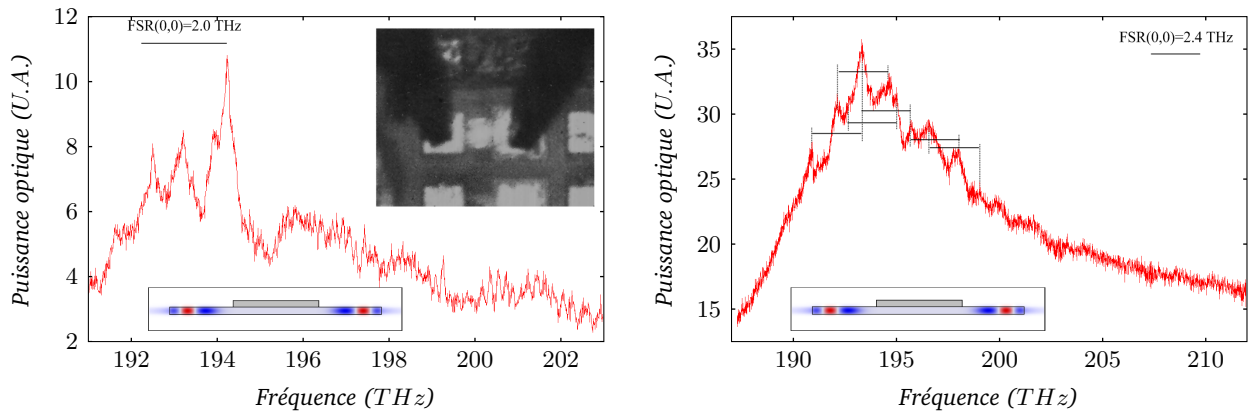
Après une sélection rapide des structures présentant une photoluminescence (et donc des diodes fonctionnelles), nous avons affiné les tests pour tenter de trouver celles atteignant le régime LASER. Pour cela, nous avons joué sur la tension de la pompe (et par conséquent sur le courant), tout en conservant un pompage pulsé, pour limiter les effets thermiques non désirés.

Aucun échantillon n'a présenté de pic étroit (avec une largeur à mi hauteur en dessous du nanomètre) et n'a donc pu atteindre le régime laser. Nous n'avons donc pas cherché à obtenir une courbe du type "Intensité lumineuse" en fonction de la pompe⁷. Les masques utilisés (description en annexe D.4) présentent pour la plupart des micro-disques des vias nettement trop petites. L'injection est donc très mauvaise et peu de recombinaisons donnent lieu à de l'émission spontanée participant au mode d'intérêt. Comme on peut le voir sur les inserts des spectres obtenus, on peut facilement générer des photons pour les modes à ordre radial très élevé, en l'occurrence supérieur à 3. Dans tous les cas, on ne peut avoir de pic unique, puisque pour les modes présentant un fort facteur de qualité, la pompe est presque nulle, tandis que les autres sont naturellement très fuyants.

Cependant, nous pouvons observer la modification de la photoluminescence (voir en annexe C pour comparaison) par la cavité que réalise le micro-disque (Fig. 4.20). Nous avons fait ressortir certains pics dont la distance spectrale est de l'ordre du $FSR(0, 0)$, puisque l'analyse menée en annexe B.2 a montré que les modes sont arrangés sous forme de peignes à ordres radiaux (l) et verticaux (n) fixes, avec un $FSR(l, n)$ proche. Seuls les disques les plus gros (au delà de $7.5 \mu\text{m}$ de rayon) ont permis de faire apparaître cette structuration, mais la largeur des pics ne permet pas de distinguer les modes de type $(0, m, 0)$ des autres. Les erreurs sur la taille des motifs à l'INL (jusqu'à $0.5 \mu\text{m}$) peuvent rendre l'identification par la longueur d'onde impossible, et donc entraîner une erreur conséquente sur l'ordre du mode. Pour des dispositifs comme ceux évoqués en chapitre 3 avec deux zones de couplage, cela peut s'avérer gênant, puisque la parité de l'ordre azimutal m intervient.

En différenciant l'expression $2 \cdot \pi \cdot R_{eff} \cdot n_{eff}^m = m \cdot \lambda_r$ (Equ. 2.5) et en considérant que l'indice effectif est peu dépendant de la longueur d'onde (voir le tableau accompagnant la figure B.7), on peut estimer qu'une erreur sur le rayon peut entraîner une erreur $\Delta\lambda_r$ sur la longueur d'onde un mode

7. Idéalement, seule la puissance optique en fonction du courant de la pompe permet de définir le seuil LASER, puisqu'au delà de ce dernier, on atteint un régime linéaire



(a) Spectre entre $1.47 \mu\text{m}$ ($2.03 \times 10^{14} \text{ Hz}$) et $1.57 \mu\text{m}$ ($1.91 \times 10^{14} \text{ Hz}$) pour un disque de rayon $R = 7.5 \mu\text{m}$, une via avec $R_c = 3 \mu\text{m}$ (contact en ITO) et un pulse de 6 V d'amplitude.

(b) Spectre entre $1.41 \mu\text{m}$ ($2.12 \times 10^{14} \text{ Hz}$) et $1.60 \mu\text{m}$ ($1.87 \times 10^{14} \text{ Hz}$) pour un disque de rayon $R = 6.25 \mu\text{m}$, une via avec $R_c = 2.5 \mu\text{m}$ (contact en or) et un pulse de 4 V d'amplitude.

Fig. 4.20 – Spectres obtenus en utilisant une fibre clivée pour la collection de la lumière.

d'ordre azimutal m de l'ordre de :

$$\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda_r} = \frac{\Delta R_{eff}}{R_{eff}} \sim a \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (4.2)$$

avec a relativement proche de 1 d'après la note de bas de page n° 3 en annexe B.3. Pour que la longueur d'onde varie de moins d'un demi FSR (et rendre l'identification du mode possible), il faut vérifier $|2 \cdot \Delta\lambda_r| < \frac{\lambda_r}{f_r} \cdot FSR(0, 0)$, ce qui donne :

$$|\Delta R| < \frac{R \cdot FSR(0, 0) \cdot \lambda_r}{2 \cdot c} \quad (4.3)$$

Si cette condition est vérifiée⁸, on peut alors identifier un mode $(0, m, 0)$ s'il présente une raie bien distincte. Une application numérique pour les disques de la figure 4.20 au voisinage de $\lambda_r = 1.55 \mu\text{m}$ donne alors $|\Delta R| < 39 \text{ nm}$, ce qui est très loin des moyens lithographiques disponibles à l'INL.

4.3.4 Conclusion sur les échantillons réalisés à l'INL

L'utilisation du BCB aurait pu se montrer prometteuse mais elle a surtout mis en évidence des problèmes thermiques pour les contacts en or utilisés. Les contraintes que ces derniers peuvent exercer suite à un recuit (de contact ou lors de la fabrication elle-même) entraînent des décollements de certains matériaux.

Les échantillons encapsulés dans de la silice ont finalement nécessité moins de temps pour la mise au point des étapes : seul un autre échantillon de test a été nécessaire, alors qu'il en a fallu plusieurs dizaines pour tenter de mener à bien l'ensemble de la fabrication avec le BCB. Le principal problème rencontré provient du dépôt de la silice, dont la température élevée couplée à une durée totale de près d'une heure et demi peut :

- dégrader la photoluminescence des puits quantiques, entraînant un courant supérieur pour une même intensité lumineuse dans le LASER (voir l'influence de la température en annexe C) ;
- participer à la diffusion de l'or à certaines interfaces : il n'est donc pas pour l'instant envisageable de déposer le métal du contact inférieur avant encapsulation malgré les avantages que cela peut apporter (protection du slab lors de l'ouverture de la via). Cependant, cette remarque n'est valable que si on se restreint à l'or.

8. En utilisant l'équation 2.6, on peut même montrer que cette limite est légèrement inférieure à $\frac{\lambda_r}{4\pi \cdot n_{eff}^m}$, ce qui dépend très peu de la taille du résonateur, à travers l'indice modal (voir figure B.9).

Si aucune structure n'a pu atteindre le régime LASER avec ce dernier échantillon, on peut en expliquer plusieurs causes (principalement les deux dernières) :

- le recuit de contact réalisé en fin de fabrication a permis la diffusion d'or, notamment au voisinage du résonateur ;
- le dessin des masques (voir description rapide en annexe D.4) a été réalisé au début de thèse. Les études postérieures ont montré que les vias sont généralement beaucoup trop petites. Cependant, vu les erreurs d'alignement atteintes, il est difficile d'envisager pour l'instant des microdisques avec des rayons en dessous de $3 \mu\text{m}$ à l'INL.
- la profilométrie du slab ne coïncide pas tout à fait avec l'analyse de l'interférométrie utilisée lors de la gravure de l'InP, et à priori, on a tendance à laisser un slab plus épais que nécessaire.

Ces différentes limitations peuvent être aisément contournées avec une lithographie plus précise (en terme de taille des motifs, et de leur position relative), en utilisant un contact dépourvu d'or, et avec une meilleure détection de l'interface InP/quaternaire qui intervient pour la gravure partielle de la membrane. Ces solutions sont toutes disponibles au CEA LETI.

4.4 Résultats expérimentaux avec des wafers 200 mm et des procédés CMOS (LETI)

Mon activité a principalement consisté au design des microsources en début de thèse et au choix des étapes, sous la tutelle de Jean-Marc Fedeli (CEA, LETI). Contrairement à l'INL où la fabrication était réalisée par mes propres soins tandis qu'au LETI, celle-ci a été confiée aux techniciens maîtrisant chacune des machines utilisées. Seule une partie des caractérisations a été réalisée à l'INL, puisque le LETI s'est doté de moyens de tests à grande échelle orientés vers l'optique.

4.4.1 Description du lot utilisé

Une membrane de 978 nm à base d'InP prévue pour un slab de 100 nm , a été épitaxiée à l'INL (P. Regreny), puis vignettée et collée par le LETI sur des wafers de silicium 200 mm , avec une couche de $2 \mu\text{m}$ de silice pour séparer les futurs résonateurs du wafer. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la plaque P11 (d'autres ayant servi à la mise au point de certaines étapes comme le CMP d'encapsulation). La fabrication de ce lot a été menée en début de thèse, raison pour laquelle le collage (Fig. 4.21) n'est pas d'aussi bonne qualité que ce qu'il est actuellement possible d'obtenir.

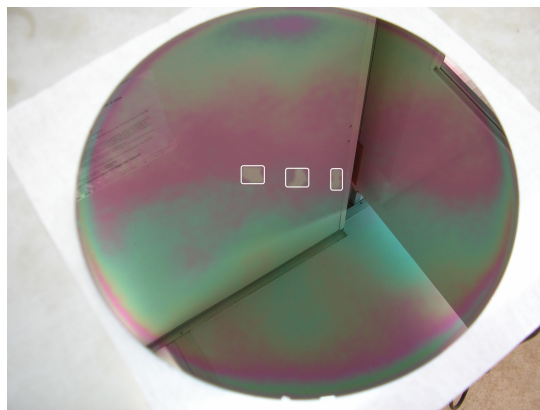
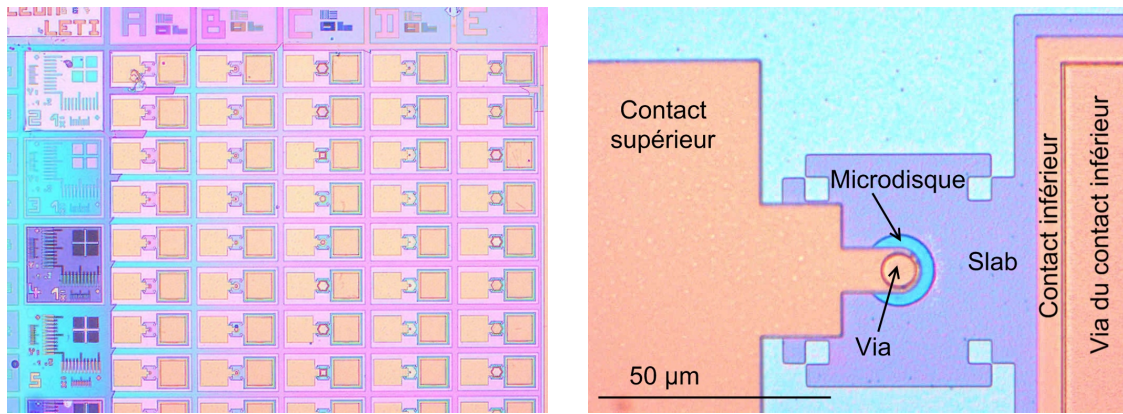


Fig. 4.21 – Vue d'un wafer 200 mm avec 3 vignettes après le retrait du substrat d'InP (lot J515).

Les étapes sont quasi identiques à celles de l'échantillon issu de l'INL, avec une gravure en RIE à base de HBr sur un bâti LAM9400C. Ce sont $1.9 \mu\text{m}$ de silice qui ont été déposés à basse température ($220 \text{ }^\circ\text{C}$) pour encapsuler les structures, et réaliser un CMP aboutissant à une épaisseur légèrement supérieure à 400 nm au dessus des disques. Les contacts utilisés sont à base de Ti/TiN/AlCu, et avec le même jeu de masques que l'INL dessiné en début de thèse (Fig. 4.22(a)) pour permettre de finaliser certains échantillons hors du CEA-LETI. Sur la figure 4.22(b), on peut constater que l'alignement est de bien meilleure qualité, et que les motifs carrés au bord du slab sont bien mieux résolus grâce à la lithographie à 248 nm .



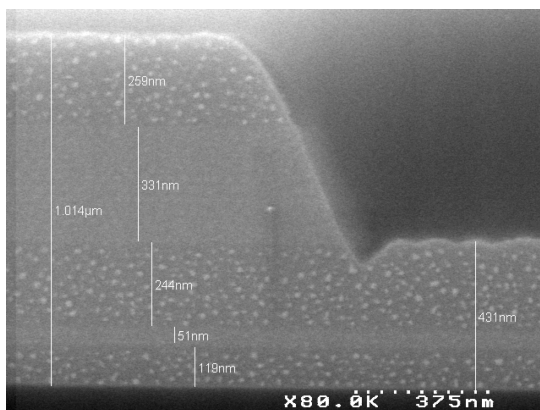
(a) Vue globale d'un ensemble de résonateurs. On reconnaît des mire à gauche pour permettre de réaliser des contacts à l'INL.

(b) Vue détaillée d'un résonateur $R = 7.5 \mu\text{m}$ et $R_c = 3 \mu\text{m}$.

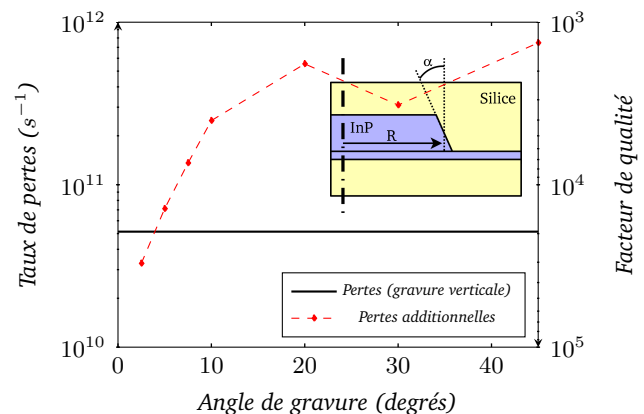
Fig. 4.22 – Clichés en cours de fabrication issus du lot J515.

4.4.2 Influence de la verticalité de la gravure sur le facteur de qualité

Sur la figure 4.23(a), on peut constater que la gravure des flancs du résonateur n'est pas verticale, tout comme on observe une sur-gravure à l'interface séparant le slab du bord du résonateur (communément appelée "notch").



(a) Observation en tranche d'un micro-disque de J515-P11.



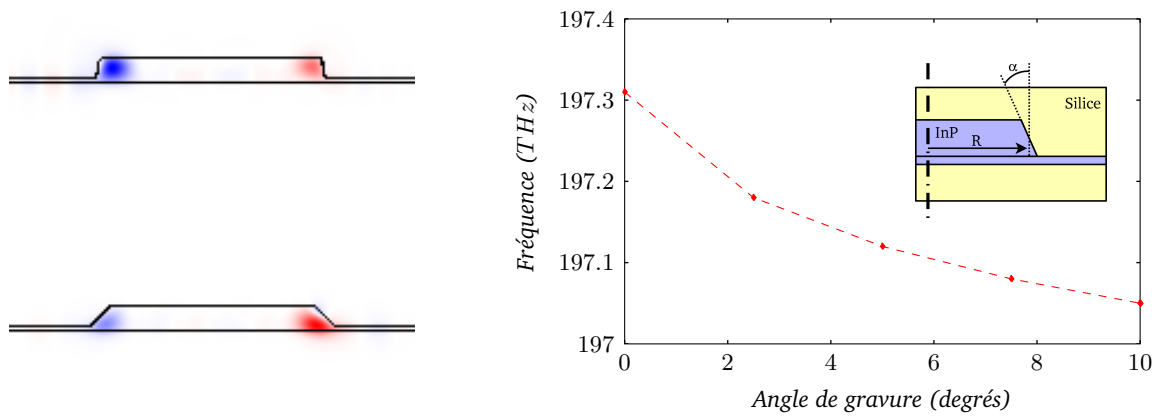
(b) Résultats FDTD pour un disque de rayon $R = 2.5 \mu\text{m}$ avec $H = 545 \text{ nm}$ et $H_s = 100 \text{ nm}$.

Fig. 4.23 – Gravure des flancs des micro-disques : photo MEB et résultats de simulation.

Afin de quantifier l'effet de la verticalité de la gravure, nous avons exécuté quelques simulations FDTD en conservant le rayon moyen de la structure au dessus du slab (Fig. 4.23(b)). Dès seulement 2.5° , les pertes sont quasiment doublées. Ces dernières augmentent rapidement, au point que le facteur de qualité se trouve limité à environ 2000 au delà de 10° .

On pourrait penser que cet effet va à l'encontre des résultats précédemment admis [180] pour les disques à périphérie non verticale. En fait, l'énergie du mode se déplace vers les zones de plus grand rayon, par minimisation des pertes de courbure. Cependant, dans notre cas, cela revient à se rapprocher du slab (Fig. 4.24(a)), renforçant les pertes induites par ce dernier [181]. Ce déplacement du mode est d'ailleurs confirmé par l'évolution de la fréquence (Fig. 4.24) qui traduit une légère augmentation de la longueur d'onde !

Ce défaut de fabrication a été imputé à la gravure HBr , quelque soit la qualité du masque dur. C'est une des motivations principales qui a poussé le CEA-LETI à adopté une solution à base de méthane.



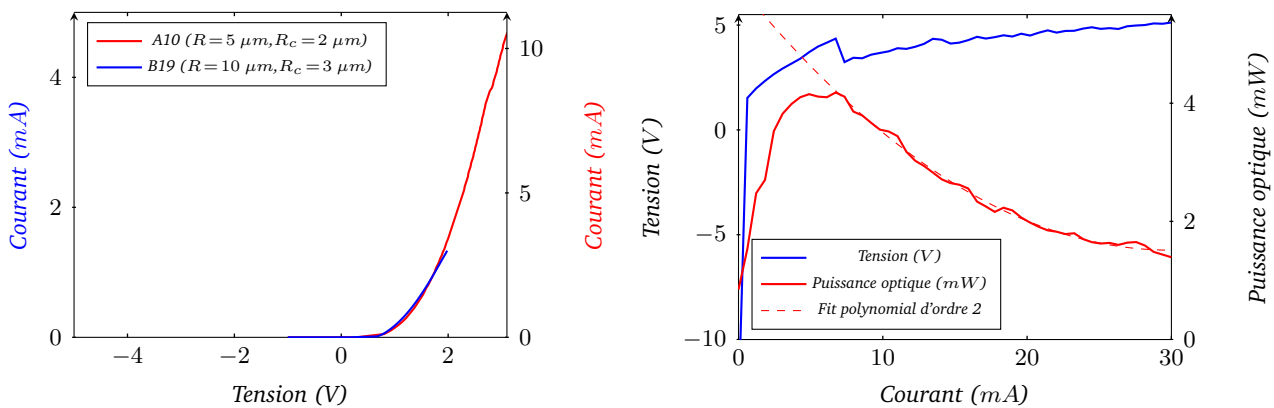
(a) Vue en tranche pour un angle de 10 et 45 °C (cartographie FDTD).

(b) Evolution de la fréquence lorsque l'angle par rapport à la verticale augmente.

Fig. 4.24 – Résultats issus de la FDTD 3D pour le mode (0,26,0).

4.4.3 Mesures électriques sur le wafer

La structure épitaxiée étant plus épaisse que pour les échantillons P11 de l'INL, les zones dopées N et P sont plus éloignées. Il en résulte que le courant en inverse est nettement plus faible, comme on l'observe sur la figure 4.25(a) pour deux micro-disques différents, situés en A10 et B19 sur le jeu de masques. Les rayons R et R_c diffèrent pour ces deux structures, mais si on compare la densité de courant dans les vias supérieures, les caractéristiques sont quasiment identiques. C'est pour cette raison que nous avons eu recours à des échelles différentes pour les deux mesures, avec un coefficient 4/9 correspondant au rapport des surfaces des vias des contacts supérieurs. Le recouvrement des deux courbes montre que cette densité de courant peut servir de référence de comparaison.



(a) Caractéristiques électriques pour A10 et B19.

(b) Caractéristique optique pour A10.

Fig. 4.25 – Caractéristiques électriques et optiques des diodes obtenues sur la plaque P11 du lot J515.

En régime continu, un micro-disque avec une via de seulement $2 \mu m$ de rayon peut supporter une puissance injectée pouvant atteindre $120 mW$ ($4 V$ et $30 mA$ sur la Fig. 4.25(b)), ce qui confirme la grande robustesse des échantillons conférée par l'utilisation de la silice.

4.4.4 Caractérisations optiques

D'après le cliché de la figure 4.24(a), la gravure du contact inférieur est insuffisante, ce qui augmente les pertes dans ce dernier. Avec la non verticalité des flancs du résonateur, on peut montrer par FDTD qu'aucun mode ne peut avoir un facteur de qualité au delà de 300.

Les clichés de la figure 4.26 ont été réalisés en infrarouge pour différentes valeurs du courant injecté (jusqu'à $10 mA$) sur la structure A20, géométriquement identique à A10. On constate que l'intensité lumineuse croît jusqu'à l'avant dernière image, puis elle semble légèrement décroître.

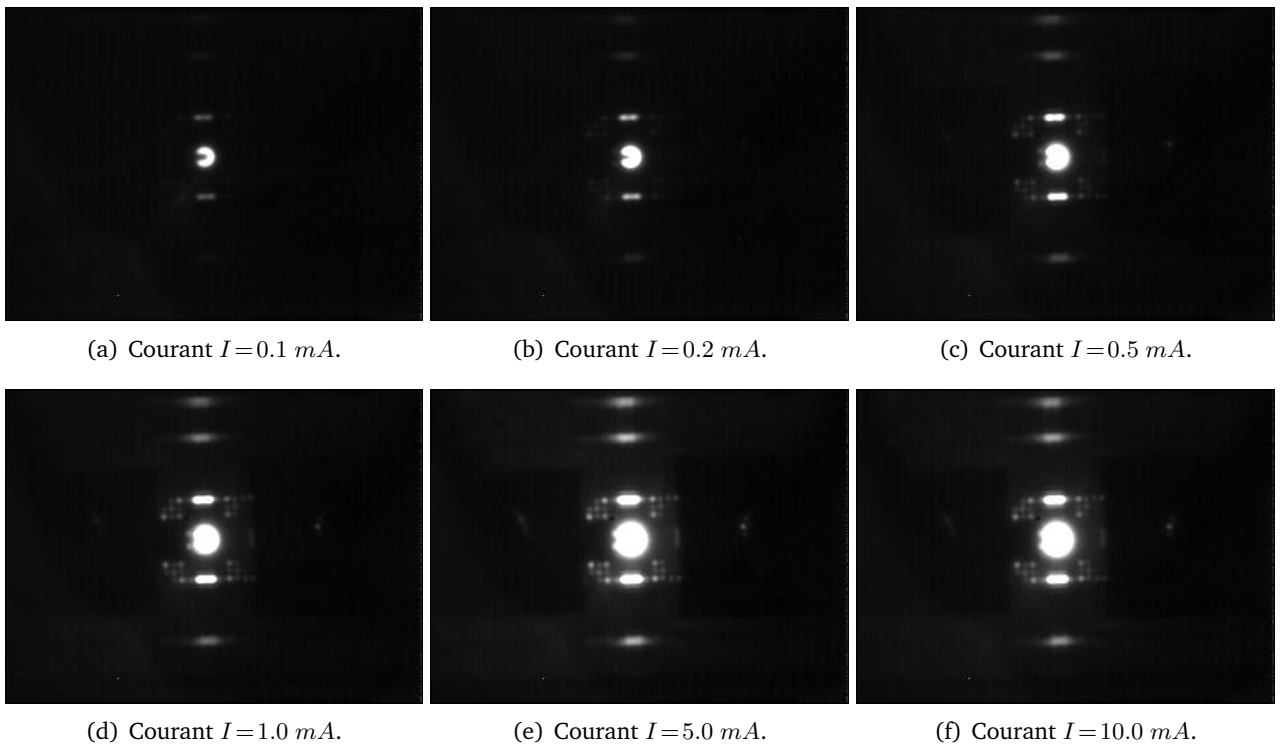
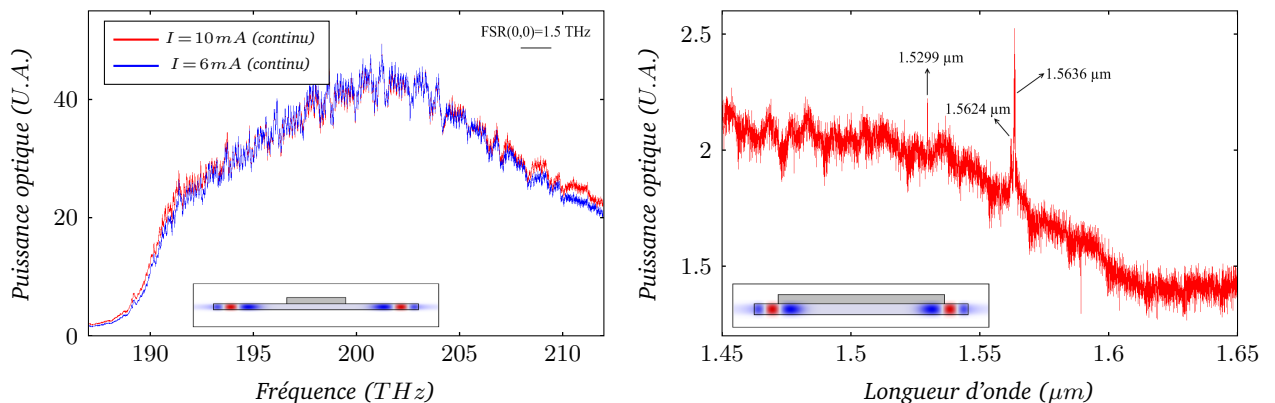


Fig. 4.26 – Observation en infrarouge pour différents courants (régime continu) sur la structure A20 ($R=5 \mu\text{m}$, $R_c=2 \mu\text{m}$).

La mesure de la puissance lumineuse émise (Fig. 4.25(b)) montre un maximum d'intensité lumineuse pour 5 mA . Au delà, on peut légitimement penser que l'effet Joule (à travers les résistances de contact, des matériaux...) limite la puissance injectée participant à la création de photons.

La figure 4.27(a) présente typiquement le genre de spectre obtenu pour deux courants différents. Bien que l'on puisse percevoir une certaine périodicité, celle-ci est très difficile à corrélérer au FSR de 1.5 THz : de trop nombreux modes sont potentiellement présents, pour les mêmes raisons que celles évoquées avec les échantillons provenant de l'INL.



(a) Spectre entre $1.41 \mu\text{m}$ ($2.12 \times 10^{14} \text{ Hz}$) et $1.60 \mu\text{m}$ ($1.87 \times 10^{14} \text{ Hz}$) pour un disque de rayon $R=10 \mu\text{m}$, une via avec $R_c=3 \mu\text{m}$ en régime continu (Structure B19 de J515-P11 avec contact en Ti/TiN/AlCu).

(b) Spectre pour un disque de rayon $R=5 \mu\text{m}$ et une via $R_c=4 \mu\text{m}$ sous des pulses de 4 V (Structure A3 de J515-P12 avec contact en or fabriqué à l'INL).

Fig. 4.27 – Spectres issus du lot J515 avec des contacts Ti/TiN/AlCu (a) et Ni/AuGe/NiAu (b).

Sur la figure 4.27(b), qui provient d'un disque de $5 \mu\text{m}$ de rayon, on peut observer la présence de seulement trois pics, dont l'un domine les deux autres. A la différence des échantillons précédents, les métallisations ont été réalisées à l'INL et sont donc à base d'or. Cet échantillon étant issu d'un autre wafer, l'épaisseur du slab n'est pas tout à fait identique dans le cas de la figure (a). La taille de la via ($R_c=4 \mu\text{m}$) est suffisamment grande pour injecter efficacement les modes d'ordre radial nul, tout en

offrant une forte absorption pour les autres. Les calculs développés au second chapitre montrent que ce rayon est cependant trop grand : le mode d'intérêt subit donc des pertes importantes.

4.4.5 Conclusion pour le lot issu du LETI

Cette première tentative pour produire des sources LASERS reportées sur silicium avec des moyens industriels a permis de mettre en évidence un certain nombre de points :

- la gravure partielle du matériau III-V utilisant des composés de gravure de type HBr est adaptée. Pour cela, le LETI a choisi de mettre en place en 2008-2009 un bâti pour la gravure RIE à base de méthane/hydrogène, solution utilisée auparavant à l'INL. Les derniers résultats [172] montrent qu'il est aussi possible d'avoir une faible rugosité en périphérie des motifs (ie. en bordure du disque) ce qui réduit les pertes.
- l'encapsulation dans de la silice permet d'obtenir des échantillons supportant des puissances très élevées. Bien que le principal objectif soit d'obtenir des seuils faibles, cela démontre la robustesse des échantillons.
- la qualité du collage dépend de nombreux paramètres. Pendant plus d'un an, des mises au point ont été nécessaires par le personnel du LETI, en collaboration avec l'équipe d'épitaxie de l'INL.

4.5 Conclusion

Les travaux menés au sein des deux laboratoires ont permis d'aboutir à des résultats particulièrement encourageants. L'encapsulation avec de la silice rend les échantillons extrêmement robustes et finalement, la principale différence réside dans la nature des contacts : l'or ayant des effets indésirables sur le silicium, nous avons eu recours à des matériaux provenant de la microélectronique CMOS.

Les échantillons provenant de l'INL ont permis de tester des contacts avec un matériau optiquement moins absorbant, et conducteur : l'ITO, compatible avec les procédés CMOS. Les performances avec ce contact sont certes en deçà de ceux composés d'or, mais on peut tout de même injecter des courants à de très fortes densités (60 kA.cm^{-2}). Les caractéristiques électriques des échantillons issus du LETI ont montré que le contact à base d'alliage d'aluminium allié cuivre permettait d'obtenir des diodes parfaitement fonctionnelles. Les résultats récents montrent d'ailleurs que la résistance de contact est relativement faible [172].

Une étape est particulièrement importante pour obtenir un résonateur à fort facteur de qualité (hors couplage) : la gravure du micro-disque. Cette dernière explique à elle seule l'absence de régime LASER dès que la gravure dévie de quelques degrés de l'axe vertical. Dans le cadre de WADIMOS [183], le LETI a d'ailleurs opté pour la mise au point de la gravure à base de méthane, comme à l'INL.

Dans les deux laboratoires, le régime LASER n'a pas pu être atteint, avec, dans le meilleur des cas la présence de pics de résonance de la cavité. D'une part, on peut remettre en cause le design des sources qui présente pour la plupart des structures une via supérieure bien trop petite pour injecter efficacement dans le mode de galerie d'intérêt. D'autre part, on pourrait aussi améliorer grandement les choses en adaptant la géométrie du contact inférieur à celle du micro-disque. Une solution consiste à tirer profit des conclusions du second chapitre : utiliser des disques creux, avec une via dont la taille est optimale. Idéalement, on fera passer le contact supérieur au centre du résonateur.

De nouvelles structures ont été dessinées dans le cadre du projet européen WADIMOS, en prenant aussi en compte les résultats du troisième chapitre : leur fabrication est en cours.

Conclusion et perspectives

L'introduction de l'optique dans les circuits intégrés nécessite de concevoir des micro-sources optiques alliant compacité, faible consommation, et stabilité. Au cours de ce manuscrit, nous nous sommes particulièrement intéressés aux résonateurs circulaires de type micro-disque. Leur taille (quelques micromètres de rayon) rend leur fabrication moins contraignante que les solutions à base de cristaux photoniques qui nécessitent une résolution de lithographie plus élevée.

Amélioration des performances de LASERs à mode de galerie

Afin d'assurer un dimensionnement rapide d'un LASER à base de micro-disque, nous avons mis en place différents modèles originaux.

L'un d'eux permet de décrire avec une bonne approximation la distribution en 3D du champ électromagnétique du mode de galerie. Utilisé pour calculer des pertes par une méthode perturbative, il a permis l'optimisation de la géométrie des contacts. Après confirmation par simulation FDTD, on a ainsi pu tirer profit de la proximité du matériau conducteur (et donc absorbant) avec les zones de forte densité énergétique pour favoriser un peigne de modes particulier. De même, pour diminuer la densité spectrale de modes, on peut choisir de remplacer le cœur du résonateur par un isolant électrique de bas indice (comme la silice). Mieux, pour interconnecter le LASER aux pistes électriques situées en dessous, on peut alors profiter de la zone centrale. On garantit ainsi de meilleures conditions d'injection, plus respectueuses de la symétrie de révolution du résonateur.

Afin de pouvoir choisir quelle résonance allait donner lieu à un effet LASER parmi le peigne de modes favorisé, nous avons ensuite cherché à tirer profit de la présence du guide. Pour cette raison, nous avons d'abord analysé les relations intervenant dans son interaction avec la cavité résonante, placée au-dessus. Nous avons alors mis en évidence l'existence d'une pseudo cavité entre deux points de forte interaction. En augmentant le chemin optique entre ces deux points, il a été possible d'avoir un comportement sélectif au sein d'un peigne de résonances. En combinaison avec les résultats précédents, cela permet de favoriser un mode bien particulier.

Le contrôle dynamique (par changement de l'indice optique) de la pseudo cavité passive couplée au micro-disque ouvre la porte à diverses utilisations. Parmi celles-ci, on peut retenir :

- la possibilité de corriger la longueur d'onde de résonance sur quelques fractions de nanomètre ;
- une utilisation en saut de modes, pour laquelle un changement de l'indice optique permet de changer le mode de faibles pertes au sein d'un même peigne de résonances. Ainsi, avec une même cavité, on peut émettre à différentes longueurs d'onde ;
- l'absence de signal de sortie de l'ensemble du composant, alors même que le régime LASER est localement atteint. En passant d'une longueur d'onde à une autre, on peut alors moduler le signal sortant.

Enfin, nous avons aussi évoqué la robustesse de ce composant, et donné quelques pistes pour en améliorer les performances.

Fabrication de liens optiques sur silicium

Parallèlement à ce travail théorique, différents échantillons ont été produits : à l'INL, la mise au point des étapes de fabrication a permis de confronter deux technologies de contact : celle à base d'or, et celle à base d'ITO. Ce dernier matériau, moins absorbant que la plupart des métaux permet d'aller

chercher le contact au plus près du mode de galerie. Il réalise aussi des contacts de bonne qualité, et peu être utilisé avec des procédés standards de micro-électronique (contrairement aux contacts usuels sur l'InP, à base d'or), en servant d'intermédiaire entre le matériau à gain (III-V) et les pistes métalliques.

Les travaux menés au CEA-LETI ont permis de tester différents métaux, couramment utilisés en micro-électronique CMOS, sur de l'InP. Certaines étapes de fabrication ont dû être mises au point (comme la gravure des micro-disques).

Pour des raisons technologiques, essentiellement liées à la lithographie à l'INL et à la gravure de l'InP au CEA, le régime LASER n'a pu être atteint. Nous avons cependant observé une structuration de la photoluminescence par la cavité résonante. L'utilisation de procédés CMOS a abouti à des solutions extrêmement robustes en terme de puissance dissipée, sans détérioration du composant.

Notons que l'intégration de l'optique en micro-électronique connaît ses premiers balbutiements. Les travaux en cours dans ce projet européen ont pour but de démontrer la faisabilité d'interconnexions optiques "intelligentes" utilisant la lumière, et non pas d'un simple lien optique [195]. Les principales difficultés résident dans l'impossibilité de fabriquer l'ensemble des fonctions optiques (sources, guides, filtres...) simultanément. Les défauts d'alignement ou encore sur la taille des motifs à la lithographie peuvent entraîner des déviations sur les performances attendues. Celles-ci sont telles qu'il devient indispensable de pouvoir ajuster dynamiquement les longueurs d'onde caractéristiques des différents composants. Par exemple, il est nécessaire d'accorder les sources LASER sur les fréquences des routeurs.

Des échantillons utilisant les améliorations évoquées dans les chapitres plus théoriques sont encore en cours de fabrication dans le cadre du projet Européen WADIMOS (Fig. 4.28).

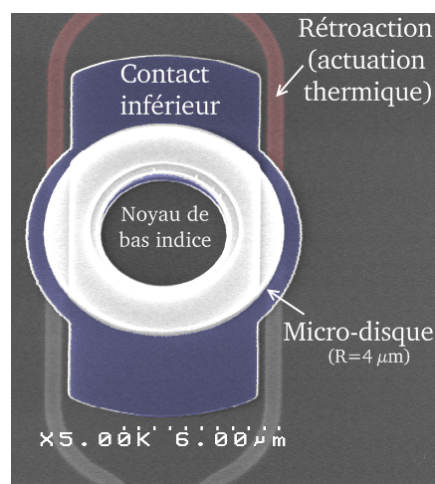


Fig. 4.28 – Exemple de micro-disque avec rétro-action en cours de fabrication au CEA-LETI dans le cadre du projet WADIMOS.

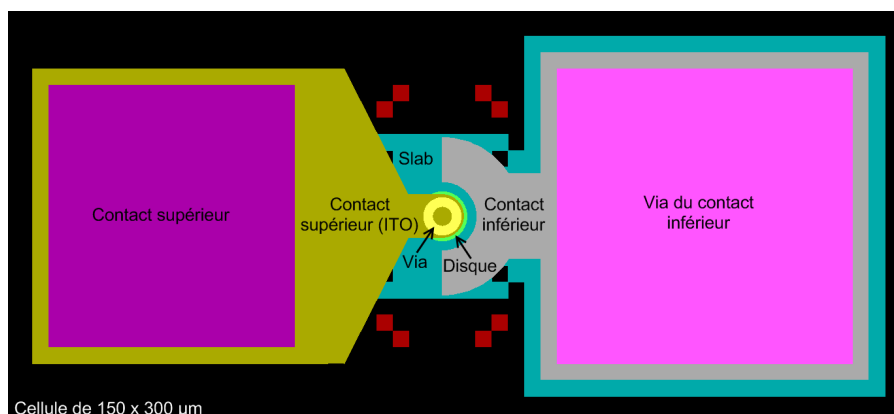
Vers des LASERS à cristaux photoniques pompés électriquement

Si les cristaux photoniques n'ont pas été retenus pour des raisons de résolutions de lithographie, ces derniers offrent une panoplie de composants compacts très variée, allant des guides [196], aux cavités LASERS [188–190], en passant par les filtres [191, 192] ou des miroirs [193]. Il se trouve qu'avec peu de modifications, on peut aisément adapter le processus de fabrication de micro-disques à celui de sources à base de cristaux photoniques. En effet, en dehors de la lithographie Deep UV pour accéder à des motifs de plus petite taille, on peut conserver un enchaînement technologique identique : report d'une vignette d'InP, gravure du cristal (au lieu du micro-disque), gravure du contact inférieur, encapsulation, ouverture pour les contacts, et métallisations.

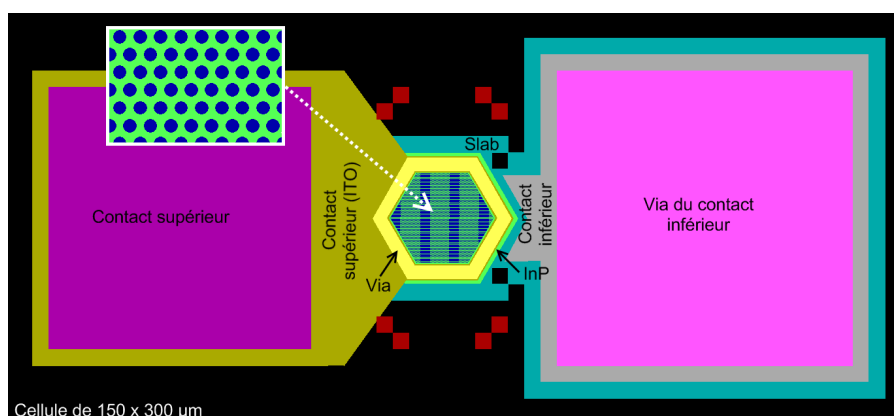
Sur la figure 4.29, nous proposons deux types de cavités LASERS à base de cristaux photoniques. Afin de mieux comprendre le rôle des différents motifs, nous avons volontairement laissé un micro-disque (a). Dans le premier cristal photonique (b), on dispose un contact supérieur périphérique (via en jaune) pour exciter un mode dont la longueur d'onde est contrôlée par la périodicité des motifs. A

cause des effets de bord, un tel mode (dit "de Bloch") est localisé au centre du réseau de trous. C'est donc à cet endroit qu'il est préférable de favoriser les recombinaisons radiatives.

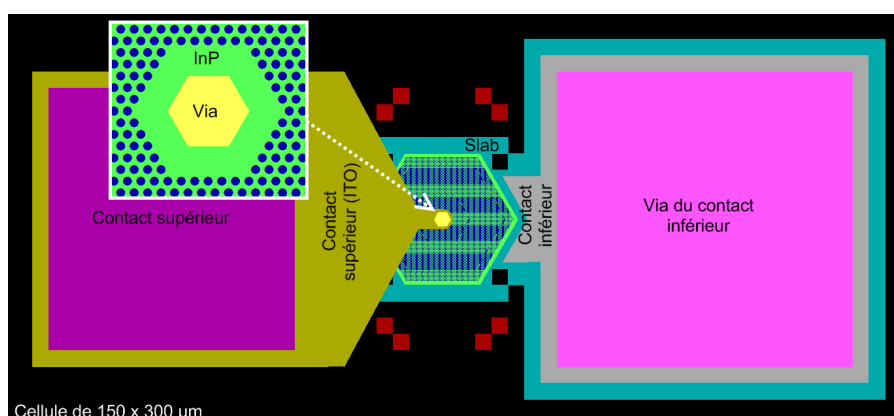
Dans le second cas (c), on utilise aussi des trous dans la membrane d'InP, mais avec une période et un facteur de remplissage différents. On peut alors démontrer que si on en supprime quelques uns à l'intérieur de ce réseau périodique, alors, pour certaines longueurs d'onde bien déterminées, la lumière reste confinée à l'endroit du défaut. Ce mode du cristal photonique ainsi décrit est dit "de bande interdite", et correspond à la zone sous la via.



(a) Un micro-disque (en vert).



(b) Un cristal photonique avec mode de bloch.



(c) Un cristal photonique avec un mode de cavité de type "Hx" (ici H6).

Fig. 4.29 – Vues de dessus de 2 types de structures à base cristaux photoniques, depuis l'éditeur de fichiers GDS, avec en haut un micro-disque (pour la correspondance des couleurs).

Tout comme les micro-disques, ces sources LASER nécessitent des recombinaisons radiatives convenablement localisées pour fonctionner à faible seuil. Dans le cas d'un mode en bande interdite, pour lequel on peut utiliser un contact périphérique (afin de limiter l'absorption dans le matériau conducteur), il est nécessaire de faire passer les lignes par le centre (Fig. 4.30), là où est localisé le

mode. Dans le cas de modes de Bloch, on peut même optimiser les paramètres du cristal photonique de sorte que l'injection électrique provoque une modification locale de l'indice, qui confine alors le mode de Bloch. On obtient donc un auto-alignement des lignes de courant et du mode résonant [194].

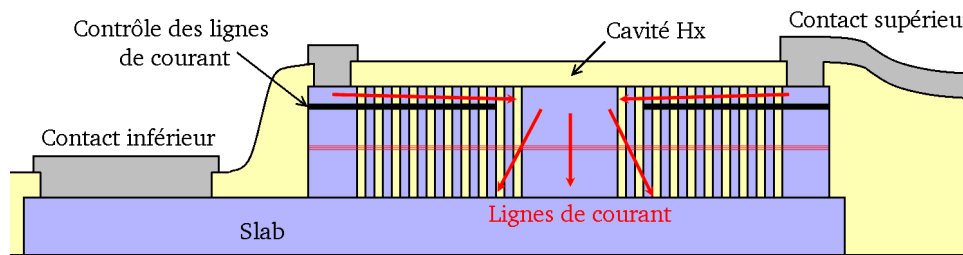


Fig. 4.30 – Cristal photonique et contrôle des lignes de courant.

La problématique est donc relativement proche de celle des micro-disques : pour abaisser le seuil, les porteurs doivent se recombinaison au bon endroit. Reste alors à collecter la lumière dans un guide, ce qui pour l'instant ne semble pas avoir été mis au point avec une intégration monolithique et un pompage électrique.

Annexe A

Résolution de l'équation de d'Alembert dans un milieu Diélectrique Linéaire Homogène Isotrope (DLHI)

A.1 Mise en équation

L'objectif étant de calculer des distributions de champ électro-magnétique dans un résonateur à symétrie de révolution, nous utiliserons le système de coordonnées cylindriques ($\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z$). En supposant le champ électrique comme étant TE (au sens de la nullité de la composante z), on peut utiliser des fonctions à variables séparées pour l'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{E} = \cos(\omega \cdot t) \cdot [E_{r,r}(r) \cdot E_{r,\theta}(\theta) \cdot E_{r,z}(z) \cdot \vec{e}_r + E_{\theta,r}(r) \cdot E_{\theta,\theta}(\theta) \cdot E_{\theta,z}(z) \cdot \vec{e}_\theta] \quad (\text{A.1})$$

Si ce champ électrique permet de décrire un mode de galerie, il vérifie nécessairement l'équation de d'Alembert en régime harmonique, à savoir :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \cdot n_i^2 \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{A.2})$$

avec n_i l'indice optique du milieu considéré. C'est cette équation vectorielle, obtenue directement depuis les équations de Maxwell, que nous allons chercher à résoudre. Il est important de noter que si l'on part de $\vec{H} = H_z(r, \theta, z) \cdot \vec{e}_z$, ce qui aurait aussi pu servir de définition d'un mode "TE", la résolution de cette équation aboutit à une solution triviale.

A.2 Résolution du système vectoriel

La composante sur \vec{e}_z de l'équation A.2 comporte un nombre plus réduit de fonctions dérivées. Nous allons donc commencer par celle-ci pour obtenir rapidement quelques relations.

$$\Delta \vec{E} \cdot \vec{e}_z = 0 \Leftrightarrow \frac{dE_{\theta,\theta}}{E_{r,\theta}} = - \left(\frac{dE_{r,z}}{dz} \cdot \frac{dz}{dE_{\theta,z}} \right) \cdot \frac{E_{r,r} + r \cdot \frac{dE_{r,r}}{dr}}{E_{\theta,r}} \quad (\text{A.3})$$

Etant donné que nous avons des fonctions de variables différentes, la seule solution non triviale consiste à les considérer comme étant des constantes non nulles, ce qui donne alors :

$$\begin{cases} \frac{dE_{\theta,z}}{dz} = C_z \cdot \frac{dE_{r,z}}{dz} \Rightarrow E_{\theta,z} = C_z \cdot E_{r,z} \\ E_{\theta,r} = C_r \cdot \left(E_{r,r} + r \cdot \frac{dE_{r,r}}{dr} \right) \\ E_{r,\theta} = -C_r \cdot C_z \cdot \frac{dE_{\theta,\theta}}{d\theta} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Nous allons prendre $E_{\theta,\theta} = \cos(m \cdot \theta)$, vu que l'on souhaite obtenir une solution périodique selon θ , et qu'il n'y a pas contradiction avec les équations précédentes. La constante m correspond donc à l'ordre azimutal. L'ensemble des relations conduit à un champ électrique de la forme :

$$\vec{E} = \cos(\omega \cdot t) \cdot E_{r,z} \cdot \left[m \cdot E_{r,r} \cdot \sin(m \cdot \theta) \cdot \vec{e}_r + \left(E_{r,r} + r \cdot \frac{dE_{r,r}}{dr} \right) \cdot \cos(m \cdot \theta) \cdot \vec{e}_\theta \right] \quad (\text{A.5})$$

Appliquons la même méthode que précédemment sur la composante \vec{e}_r .

$$\left(\Delta \vec{E} + k^2 \cdot n_i^2 \cdot \vec{E} \right) \cdot \vec{e}_r = 0 \Leftrightarrow \frac{d^2 E_{r,z}}{dz^2} = \frac{m^2 - 1}{r^2} - n_i^2 \cdot k^2 - \frac{3 \frac{dE_{r,r}}{dr} + r \cdot \frac{d^2 E_{r,r}}{dr^2}}{r \cdot E_{r,r}} = cste \quad (\text{A.6})$$

Nous allons désormais introduire un indice optique arbitraire n_{arb} tel que $cste = k^2 \cdot (n_{arb}^2 - n_i^2)$. Le membre de droite de l'équation précédente nous conduit alors à :

$$E_{r,r} \cdot (1 - m^2 + k^2 \cdot n_{arb}^2 \cdot r^2) + 3r \cdot \frac{dE_{r,r}}{dr} + r^2 \cdot \frac{d^2 E_{r,r}}{dr^2} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Cette équation différentielle fait penser à celle de Bessel¹, mais avec des coefficients un peu différents. On tente donc de résoudre avec une solution de Bessel (J ou Y) multipliée par une fonction $g(r)$. On obtient alors $g(r) = -r \cdot g'(r)$, et donc $g(r) = 1/r$. Finalement, en utilisant l'équation A.5 et celle de Maxwell-Faraday pour calculer l'excitation, on obtient :

$$\vec{E} = \cos(\omega \cdot t) \cdot V_z \cdot \begin{cases} m \cdot \frac{U_m}{r} \cdot \sin(m \cdot \theta) \\ \frac{dU_m}{dr} \cdot \cos(m \cdot \theta) \\ 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \frac{\sin(\omega \cdot t)}{\mu_0 \cdot \omega} \cdot \begin{cases} \frac{dU_m}{dr} \cdot \frac{dV_z}{dz} \cdot \cos(m \cdot \theta) \\ -\frac{r}{n_{arb}^2} \cdot U_m \cdot \frac{dV_z}{dz} \cdot \sin(m \cdot \theta) \\ n_{arb}^2 \cdot k^2 \cdot U_m \cdot V_z \cdot \cos(m \cdot \theta) \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Dans ces équations, pour simplifier les écritures, U_m est une combinaison linéaire de fonctions de Bessel appliquées en $k \cdot n_{arb} \cdot r$ (correspond à $E_{r,r}$ dans l'équation A.4), et V_z traduit la dépendance selon la variable z (correspond à $E_{r,z}$). L'équation A.6 aboutit à $\frac{d^2 V_z}{dz^2} = k^2 \cdot (n_{arb}^2 - n_i^2) \cdot V_z$: la constante n_{arb} permet donc de relier les fonctions de z et de r .

Nota Bene

Dans le cas de $n_{arb}^2 < 0$ pour l'équation A.7, on peut prolonger les fonctions de Bessel dans $\mathbb{C} \times \mathbb{Z} \mapsto \mathbb{C}$ au lieu de $\mathbb{R} \times \mathbb{Z} \mapsto \mathbb{R}$ mais leur évaluation devient difficile en dehors des logiciels de mathématique. Seules celles à arguments réels sont définies en C/C++ avec une erreur RMS de l'ordre de 10^{-14} .

A.3 Vecteur de Poynting

Avec un tel couple de vecteurs (\vec{E}, \vec{H}) , le vecteur de Poynting prend la forme suivante :

$$\vec{\Pi} = \frac{c \cdot \epsilon_0}{4 \cdot k} \cdot \begin{cases} -2 \cdot n_{arb}^2 \cdot \frac{\partial U_m^2}{\partial r} \cdot \cos(m \cdot \theta)^2 \cdot V_z^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t) \\ -2 \cdot m \cdot n_{arb}^2 \cdot \frac{U_m^2}{r} \cdot \sin(2 \cdot m \cdot \theta) \cdot V_z^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t) \\ -\frac{1}{k^2} \cdot \left(\left(\frac{m}{r} \right)^2 \cdot U_m^2 \cdot \sin^2(m \cdot \theta) + \left(\frac{\partial U_m}{\partial r} \right)^2 \cdot \cos^2(m \cdot \theta) \right) \cdot \frac{\partial V_z^2}{\partial z} \cdot \sin^2(2 \cdot \omega \cdot t) \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

Lorsque les dérivées par rapport à r et z sont nulles, ce vecteur est porté uniquement par \vec{e}_θ . Cette propriété pourra être utilisée pour modéliser le mode de galerie (voir le chapitre 3). La nullité de la composante radiale correspond à un rayon légèrement différent de la position du maximum de densité d'énergie pour les modes $(0, m, 0)$.

1. $x^2 \cdot f''(x) + x \cdot f'(x) + (k^2 \cdot x^2 - m^2) \cdot f(x) = 0$ a pour solutions élémentaires $J_m(k \cdot x)$ et $Y_m(k \cdot x)$ [208].

Annexe B

Algorithme calculant la longueur d'onde de résonance : principe et applications

B.1 Présentation de l'algorithme

B.1.1 Principe

La résolution analytique nécessite de fournir la géométrie du résonateur (rayon R et hauteur H), les indices optiques (n_{disk} pour le disque et n_{amb} pour le milieu ambiant) et les ordres (l, m, n).

A partir de ces paramètres, nous allons utiliser une onde adaptée sous la forme de fonctions de Hankel : $H_m^{(1)}$ pour les ondes incidentes, et $H_m^{(2)}$ pour les ondes réfléchies (fig. B.1). A la résonance, l'onde réfléchie atteint un minimum.

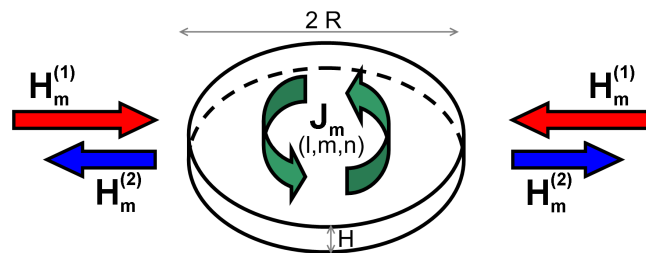


Fig. B.1 – Onde recherchée (de type J_m) et ondes adaptées au résonateur circulaire.

La principale difficulté consiste à trouver le couple (λ, n_{eff}) de départ. Au premier ordre, on pourra utiliser le $l^{\text{ième}}$ zéro x_l des fonctions de Bessel J_m , et considérer que H_z est nul en $r = R$. L'indice effectif n_{eff} à l'ordre n variant relativement peu avec la longueur d'onde, on va pouvoir l'approximer par un développement limité d'ordre 1 en λ et donc obtenir $n_{eff} = n_{eff0} + n_{eff\lambda} \cdot \lambda$. Les deux constantes de cette expression peuvent être obtenues numériquement en évaluant l'équation 2.12 (page 52) en deux longueurs d'onde pas trop éloignées. On peut alors utiliser la longueur d'onde de départ λ_0 telle que :

$$x_l = 2\pi \cdot R \cdot (n_{eff0} \cdot \lambda_0^{-1} + n_{eff\lambda}) \quad (\text{B.1})$$

L'algorithme proposé (Fig. B.2(a)) est une application de la méthode du gradient, appliquée au calcul de la quantité¹ :

$$\frac{1}{|T(k)|^2} = n_{eff}^2 \cdot \frac{\left| J_m^{(1)} \cdot H_m^{(2)'} \cdot n_{eff} - J_m^{(1)'} \cdot H_m^{(2)} \cdot n_{amb} \right|^2}{\left(Y_m^{(2)'} \cdot J_m^{(2)} - Y_m^{(2)} \cdot J_m^{(2)'} \right)^2} \quad (\text{B.2})$$

avec $J_m^{(1)}$ (et sa dérivée) à appliquer en $k \cdot n_{disk} \cdot R$, $J_m^{(2)}$, $Y_m^{(2)}$ et $H_m^{(2)}$ (et leurs dérivées) en $k \cdot n_{amb} \cdot R$.

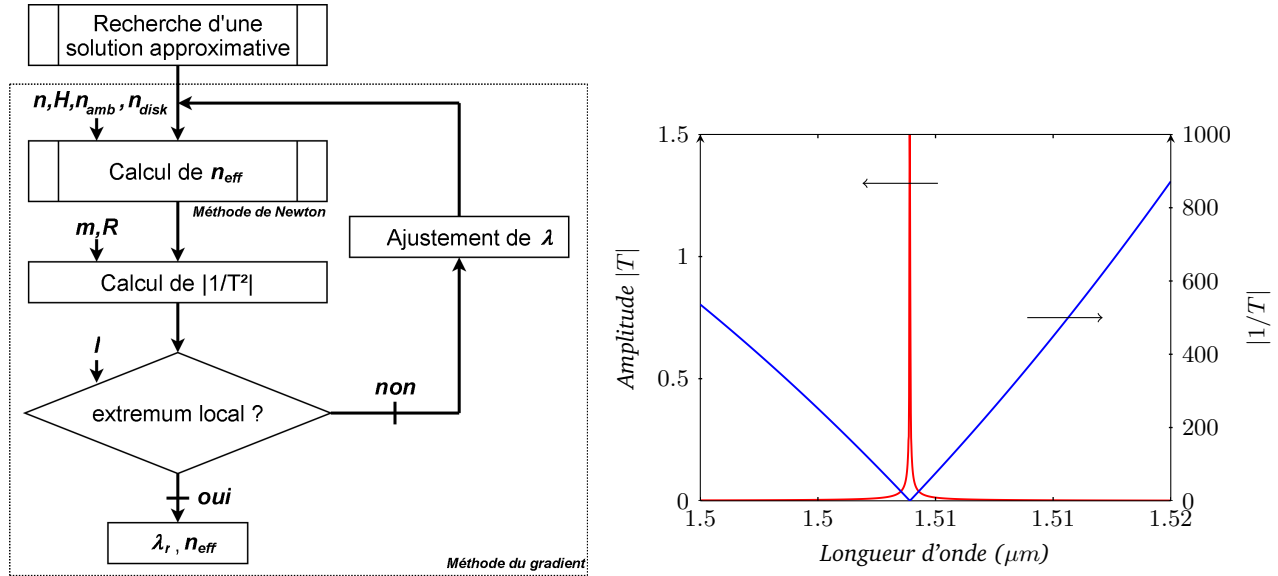
On peut montrer [208] que le dénominateur de $1/|T(k)|^2$ est en fait le carré du Wronskien des

1. A une constante $2 \cdot n_{amb}$ près, T est la même variable que dans l'équation 2.17 (page 54).

deux fonctions de Bessel du premier type, ce qui permet d'écrire :

$$\left(Y_m^{(2)'} \cdot J_m^{(2)} - Y_m^{(2)} \cdot J_m^{(2)'} \right)^{-1} = \frac{\pi^2 \cdot n_{amb} \cdot R}{\lambda} \quad (\text{B.3})$$

Les résonances à rechercher correspondant à de très forts facteurs de qualité ($\gg 10^6$), une recherche directe sur $|T|$ est impossible : on a toutes les chances de passer à côté d'un pic. Localement, si l'amplitude d'un mode est assimilable à une Lorentzienne, l'inverse est alors facilement approximé par un polynôme du second degré, dont on cherche un minimum. Ce cas là se prête davantage à la recherche rapide d'un tel extremum (Fig. B.2(b)).



(a) Algorithme utilisé pour obtenir la distribution du mode de galerie.

(b) Mode TE (0, 26, 0) pour $R = 2.5 \mu\text{m}$, $H = 545 \text{ nm}$, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5 : il est plus facile de rechercher l'extremum de $1/|T|$ que celui de $|T|$.

Fig. B.2 – Description de l'algorithme fournissant la résonance d'un mode (l, m, n) quelconque.

Enfin, à chaque itération, on rafraîchira la valeur de l'indice effectif, en appliquant la méthode de Newton. Sachant que l'ajustement de la longueur d'onde est faible (sauf peut-être pour les premières itérations de la boucle principale), la mise à jour de ce paramètre demande très peu de calculs.

Nota Bene

Il est tout à fait possible d'utiliser les équations du régime libre pour le système du cylindre infini d'indice n_{eff} dans un milieu d'indice n_{amb} , ce qui revient à trouver un minimum (qui devrait aussi être un zéro) du numérateur de $1/|T(k)|^2$. On pourrait à première vue utiliser un algorithme de Newton dans \mathbb{C} . En pratique, la méthode du gradient s'avère plus robuste, puisque nous avons affaire à des fonctions "oscillantes". Pour peu que notre point de départ soit proche d'un extremum local, l'algorithme de Newton peut amener à trouver un zéro plus éloigné, ce qui nous conduirait à une erreur sur l'ordre radial.

B.1.2 Performances

Il convient de noter que les fonctions de Bessel à ordres élevés sont très probablement évaluées en C/C++ à partir de la relation de récurrence suivante (leur temps d'exécution augmente avec m) :

$$\begin{cases} u_0(x) = J_0(x) & \text{ou } Y_0(x) \\ u_1(x) = J_1(x) & \text{ou } Y_1(x) \\ \forall n \in \mathbb{N}^*, u_{n+1}(x) = \frac{2 \cdot n}{x} \cdot u_n(x) - u_{n-1}(x) \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Il est donc essentiel de limiter les appels à ces fonctions au strict minimum. De plus, l'expérience montre que pour des valeurs de m supérieures à 300, cette suite peut diverger au voisinage de 0 à

cause des troncatures effectués à chaque itération (même en calculs flottants sur 64 bits). Le tableau B.1 détaille le temps de calcul nécessaire pour déterminer $(\lambda_r$ et $n_{eff})$ avec un code en C/C++.

R	Ordre m	Itérations	Temps d'exécution (s)	Itérations par seconde ($It.s^{-1}$)
$40 \mu m$	473	5280	50	106
$20 \mu m$	224	6700	37	181
$2.5 \mu m$	25	6000	18	333

Tab. B.1 – Vitesse de calcul pour un disque de hauteur 545 nm , d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5, pour des modes $(0, m, 0)$ (mesures sur un Pentium 4 à 3.4 GHz).

B.1.3 Améliorations

Les différentes couches d'indices constituant le disque peuvent facilement être prises en compte pour le calcul de l'indice effectif de façon analytique. Il convient alors de modifier uniquement la routine adéquate. Le temps de calcul devrait rester similaire.

Pour valider plus facilement les résultats, nous avons choisi de travailler avec la longueur d'onde comme paramètre principal. Pour un calcul plus efficace, on pourrait utiliser l'indice effectif n_{eff} puisque la fonction $n_{eff} \mapsto \lambda(n_{eff})$ peut être évaluée directement pour des empilements de diélectriques non absorbants. Ainsi, nous n'aurions pas recours à la méthode de Newton. Cependant, il est plus intéressant de travailler en longueur d'onde, puisqu'il s'agit du paramètre le plus important lors du dimensionnement d'une structure.

B.2 Analyse spectrale d'un micro-disque

On pourrait réduire considérablement le temps de calcul en tirant profit de la symétrie de révolution du disque. Cependant, un grand nombre de simulations serait toujours nécessaire pour s'assurer des propriétés spectrales au voisinage de la longueur d'onde d'intérêt, sachant que l'objectif consiste à pouvoir prédire lequel présentera le meilleur facteur de qualité, et à quelle longueur d'onde. Il nous faut donc connaître davantage les propriétés spectrales des micro-disques.

B.2.1 Résultat d'un post-traitement

Nous allons nous intéresser à un disque de $2.5 \mu m$ de rayon, $0.55 \mu m$ de hauteur, d'indice optique 3.2 dans un milieu d'indice 1.5. A l'aide d'une seule simulation FDTD (maillage de $\Delta = 25 \text{ nm}$), il est possible d'obtenir les résonances sur un large intervalle, ainsi que les facteurs de qualité associés. Les modes de types $(0, m, 0)$ sont alors aisés à reconnaître de par leur facteur de qualité élevé qui augmente avec f [198]. Ces derniers sont repérés par des astérisques (*) dans la sortie de Harminv donnée ci-après (tableau B.2). Certains sont manquants ou mal détectés (plusieurs capteurs sont préférables), comme celui repéré par "?", dont seule la longueur d'onde semble convenable d'après le FSR .

Tout en satisfaisant $Q > 2500$, il semble qu'il y ait une certaine régularité dans le positionnement des modes les uns par rapport aux autres. Faute de pouvoir analyser chaque résonance, nous allons tenter d'étudier quelques propriétés avec notre modèle, sous limite que son comportement soit exact.

Au voisinage de $1.55 \mu m$, vu l'épaisseur du disque, l'ordre n vaut au plus 1. Notons que seuls les modes $(0, 26, 0)$ et $(1, 22, 0)$ ont été identifiés avec une simulation dédiée.

B.2.2 Généralisation du FSR

Traditionnellement, le FSR désigne la distance fréquentielle entre deux modes résonants de forts facteurs de qualité, soit les modes $(0, m, 0)$ [198, 207]. Comme nous avons pu le constater dans le chapitre 2 (section 2.1.6), ce paramètre est presque constant lorsque seul m varie (et lorsque m est suffisamment grand). Nous allons donc tenter d'étudier un nouveau FSR qui dépendra des deux autres ordres l et n et qui traduira l'écart fréquentiel pour une variation de m :

$$FSR(l, n) = f_{(l, m+1, n)} - f_{(l, m, n)} \quad \text{pour } m \gg 1 \quad (\text{B.5})$$

# harminv: 400016 inputs dt = 4.16955e-17						
frequency		decay constant	Q	amplitude	phase	error
# searching frequency range 1.75e+14 - 2.1e+14						
# using 58 spectral basis functions density 0.0993558						
1	1.750690E+14	7.222257E+10	7.615300E+03	1.416120E+22	8.579470E-01	2.561475E-09
6	1.757180E+14	1.261454E+09	4.376180E+05	1.344320E+22	3.028260E+00	2.499949E-09
	1.791160E+14	5.098275E+10	1.103730E+04	4.468210E+23	-1.906300E+00	4.641162E-12
	1.799960E+14	3.431606E+09	1.647840E+05	2.029540E+23	2.040310E+00	1.406357E-11 *
	1.801980E+14	3.428239E+10	1.651310E+04	6.474280E+23	-1.908080E+00	2.613429E-12 +
	1.812710E+14	3.457668E+10	1.647000E+04	2.098990E+22	-2.493730E+00	9.175215E-11
11	1.815470E+14	1.732994E+09	3.291100E+05	3.991090E+22	-1.757940E+00	1.444134E-10
	1.848050E+14	2.490249E+10	2.331420E+04	1.505140E+23	-1.903250E+00	4.123378E-10
	1.861660E+14	4.569523E+08	1.279910E+06	7.551000E+22	-2.153220E+00	2.752849E-09 *
	1.867410E+14	2.061768E+10	2.845440E+04	9.009780E+23	-1.705530E+00	1.671286E-10 +
	1.873400E+14	3.030055E+09	1.942360E+05	1.659690E+21	1.124830E+00	9.980588E-09
16	1.875070E+14	1.517349E+10	3.882230E+04	2.579340E+22	9.452930E-01	3.135225E-09
	1.904740E+14	1.247628E+10	4.796240E+04	3.265070E+23	-5.962330E-01	3.340159E-10
	1.923090E+14	5.566024E+08	1.085430E+06	3.082110E+22	8.003340E-01	3.137890E-09 *
	1.932080E+14	-2.040694E+09	-2.974380E+05	7.520630E+21	9.804450E-01	2.960512E-08
	1.932680E+14	9.623297E+09	6.309370E+04	4.645560E+23	-2.848320E+00	1.030522E-09 +
21	1.936940E+14	8.695386E+09	6.998060E+04	1.971010E+22	2.451250E+00	2.693608E-10
	1.961350E+14	8.120470E+09	7.587920E+04	7.049790E+23	7.157430E-01	3.576377E-10
	1.984420E+14	5.839214E+08	1.067650E+06	1.580660E+22	1.381070E+00	1.096373E-08 *
	1.990700E+14	-3.550803E+09	-1.761280E+05	2.435050E+21	1.148630E-01	1.269489E-07
	1.997620E+14	5.020102E+09	1.250120E+05	1.354260E+23	5.002910E-01	1.983790E-09 +
26	1.998910E+14	5.832071E+09	1.076760E+05	2.589340E+22	-9.642560E-01	1.008542E-08
	2.017920E+14	5.848774E+09	1.083900E+05	2.923580E+23	1.442790E+00	1.860327E-09
	2.045670E+14	-1.750539E+09	-3.671250E+05	1.109400E+22	-2.512370E+00	7.290730E-08 ?
	2.062450E+14	3.600774E+09	1.799440E+05	1.097590E+23	3.009390E-01	1.101263E-08 +
	2.070140E+14	1.260705E+11	5.158650E+03	1.245240E+23	2.143950E+00	1.904424E-07
31	2.074550E+14	1.273548E+10	5.117510E+04	1.076610E+23	-7.929860E-01	7.559321E-08
# harminv: 27/58 modes are ok: errs <= 1.000000e-06 and inf * 2.613429e-12						

 Tab. B.2 – Exemple de résultat du post-traitement par Harminv avec $Q > 2500$.

Le *FSR* "traditionnel" correspond donc à $FSR(0,0)$. En appliquant l'algorithme présenté juste auparavant, nous pouvons obtenir la figure B.3 qui représente la fréquence des résonances entre 1.3 et 1.8 μm en balayant les ordres. Pour peu qu'on les regroupe par ordres radiaux et verticaux, les résonances sont très régulièrement placées, comme en attestent les fits (en traitillé). L'excellente corrélation obtenue avec notre modèle, permet d'identifier les modes de type $(1, m, 0)$ en partant de $f = 1.99762 \times 10^{14} \text{ Hz}$ (mode $(1, 22, 0)$ déjà identifié) dans le post-traitement ("+"). Nous avons vérifié notre étude en réalisant une simulation à la fréquence $f = 2.06245 \times 10^{14} \text{ Hz}$, et nous avons bien reconnu le mode $(1, 23, 0)$ (Fig . B.4).

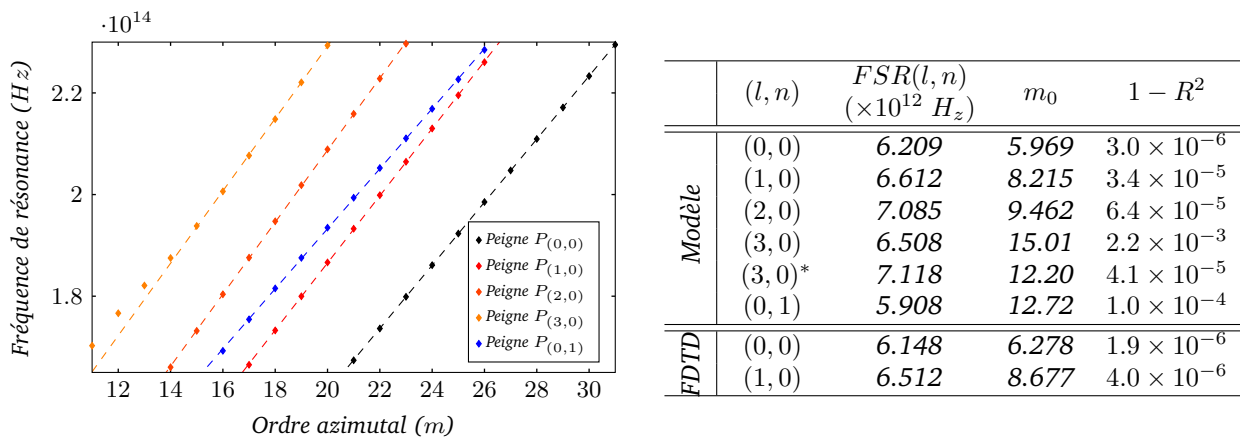


Fig. B.3 – Utilisation de l'algorithme pour les modes entre 1.3 et 1.8 μm avec $l < 3$ et $n < 2$, et comparaison avec la FDTD. Les courbes sont ajustées par une fonction $f_{(l,m,n)} = FSR(l, n) \cdot (m + m_0)$. Pour la ligne repérée par *, on s'est restreint à $m \in \llbracket 15, 20 \rrbracket$ au lieu de $m \in \llbracket 10, 20 \rrbracket$.

Notre prédiction semble correcte, et la fréquence est bien une fonction affine de m . Les corrélations relatives entre notre modèle et la FDTD sont d'ailleurs relativement proches avec une légère différence : les résonances semblent moins espacées d'après la FDTD. Pour certaines fréquences, il est possible de trouver deux résonances très proches, l'une avec un très fort facteur de qualité et

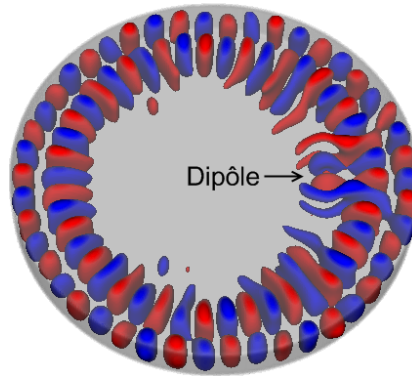


Fig. B.4 – Observation après 49 000 itérations : la fréquence $f = 2.06245 \times 10^{14} \text{ Hz}$ correspond bien au mode $(1, 23, 0)$. Le dipôle de la source d'excitation est visible dans la partie intérieure droite du disque.

l'autre avec un facteur de qualité Q nettement plus faible, toutes deux avec des amplitudes à priori différentes. Dans ce cas là, si l'écart spectral est de l'ordre de ω/Q , le post-traitement peut échouer (cas du "?" évoqué précédemment).

D'après les résultats de notre modèle, $l \mapsto FSR(l, 0)$ est une fonction croissante, ce qui permet de relier ces espacements à la valeur de l . Cela n'est valable que lorsque m est suffisamment grand, comme on peut le voir avec le cas $(3, 0)$. Concernant $FSR(0, 1)$, on peut juste dire qu'il est inférieur au $FSR(0, 0)$, ce qui permet tout de même de séparer les modes à ordre vertical non nul. Il devient donc légitime de parler de peignes $P_{(l,n)}$ de modes à couples (l, n) constants, comme présentés la figure B.5, et figurant dans la légende de la figure B.3.

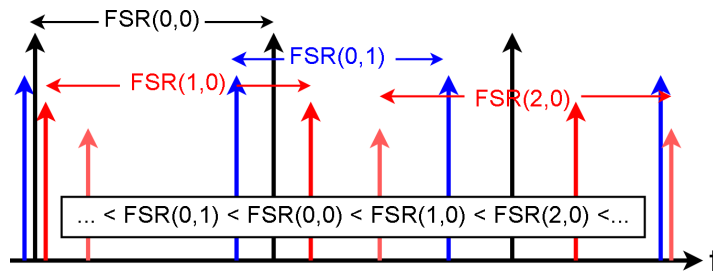


Fig. B.5 – Agencement des modes sous forme de peignes (amplitudes relatives arbitraires).

Une fois le post-traitement effectué, il convient donc de rechercher en premier les modes $(0, m, 0)$, puis ceux très régulièrement espacés pour en déduire qu'ils ne varient que par leur ordre azimutal. En comparant ces distances spectrales, il est à priori possible de deviner les valeurs des ordres verticaux et radiaux, pour ensuite déduire la valeur de m associée à chaque résonance. Le cas avec l et n tous deux non nuls n'a pas été discuté vu que les facteurs de qualité sont nécessairement plus faibles que pour les modes $(0, m, n)$. Connaissant les propriétés des fonctions de Bessel, il est plus que probable que les observations faites pour notre disque soient vérifiées quelle que soit la taille du disque.

Un tel tri peut facilement être automatisé.

B.2.3 Relation entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase

En figure B.4, nous avons utilisé la relation $f_{(l,m,n)} = FSR(l, n) \cdot (m + m_0)$: le coefficient m_0 peut être utilisé pour quantifier la différence entre la vitesse de groupe v_g et la vitesse de phase v_ϕ . En effet, pour un résonateur à mode de galerie d'ordres (l, m, n) , on peut faire les approximations suivantes :

$$\begin{cases} v_\phi = \frac{\omega_{(l,m,n)}}{k_{(l,m,n)}} = \lambda_{(l,m,n)} \cdot f_{(l,m,n)} \\ v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx \frac{\omega_{(l,m+1,n)} - \omega_{(l,m,n)}}{k_{(l,m+1,n)} - k_{(l,m,n)}} = \frac{FSR(l, n)}{\lambda_{(l,m+1,n)}^{-1} - \lambda_{(l,m,n)}^{-1}} \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{v_g}{v_\phi} = \frac{m \cdot FSR(l, n)}{f_{(l,m,n)}} = \frac{m}{m + m_0} \quad (\text{B.7})$$

Sur la figure B.6, nous avons représenté le rapport v_g/v_ϕ pour différentes tailles de résonateur à longueur d'onde fixe ($1.493 \mu m$) et des modes de type $TE(0, m, 0)$. Ce rapport croît lentement et pour les disques les plus petits, il est préférable de ne pas considérer que ces deux vitesses sont proches. Ce sera d'autant plus vrai que les ordres radiaux et verticaux sont non nuls. En effet, d'après les valeurs numériques accompagnant la figure B.4, m_0 est minimal lorsque les ordres l et n sont nuls²; et à longueur d'onde fixe, les modes d'intérêt ont naturellement un ordre azimutal plus élevé. La vitesse de phase et la vitesse de groupe sont donc plus proches l'une de l'autre pour les modes $TE(0, m, 0)$ que pour les autres.

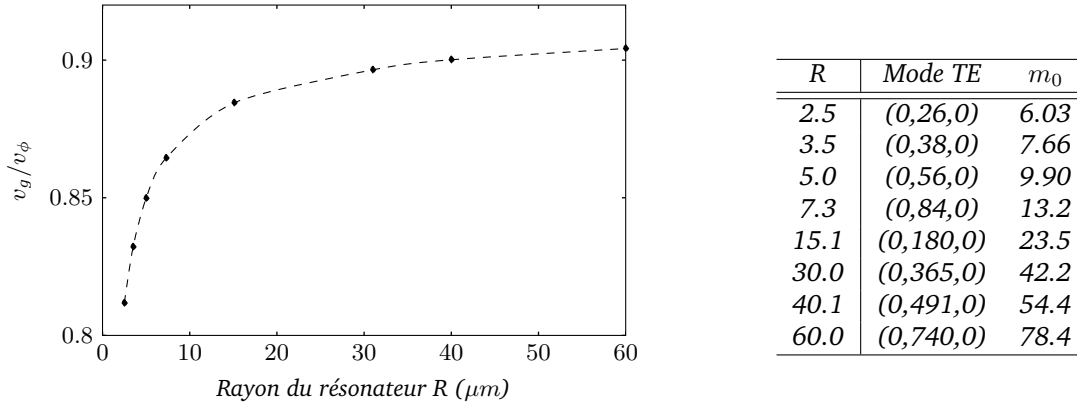


Fig. B.6 – Évolution de la vitesse de groupe relativement à la vitesse de phase à longueur d'onde fixe. Pour $R > 30 \mu m$, la précision de notre modèle ne nous permet pas de certifier la valeur de m (FSR de l'ordre de la précision de notre algorithme).

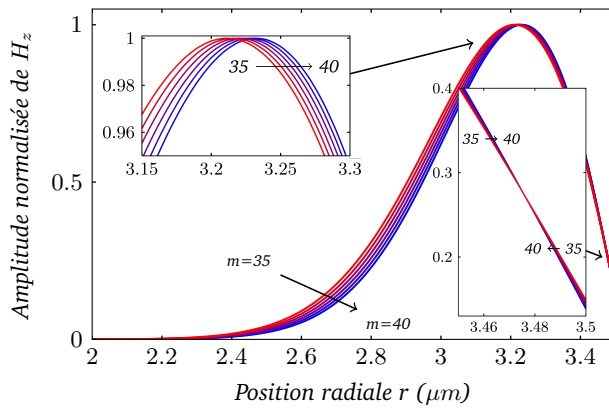
B.3 Rayon effectif et distribution radiale des modes $TE(0, m, 0)$

Dans cette partie, nous allons nous intéresser uniquement aux modes présentant les plus forts facteurs de qualité, soit ceux de la famille $(0, m, 0)$ pour les modes TE (cf les résultats du post-traitement en table B.2). Afin de simplifier un peu notre étude, nous allons nous contenter de la composante z de l'excitation, vu que pour un petit disque de $2.5 \mu m$ les autres composantes sont déjà bien moins importantes. Pour les résonateurs de grand rayon, on peut s'attendre à ce que la différence avec les composantes H_r et H_θ s'accroisse, la distribution spatiale de notre mode tendant vers celle d'un guide droit. De plus, on a montré en annexe A que ces deux composantes n'existent que parce qu'on cherche des solutions dans un système à géométrie de révolution.

La figure B.7 représente l'évolution de H_z lorsque la longueur d'onde de résonance (et donc m) varie entre $1.4 \mu m$ et $1.6 \mu m$. On remarque que plus l'ordre azimutal augmente, plus notre mode est localisé au bord du résonateur. Ce comportement est aussi bien observé par la position du maximum du champ R_{eff} (ou rayon effectif) qui se rapproche de la frontière $r = R$. Par ailleurs, l'ordre des courbes change juste avant l'interface extérieure (en $R \sim 3.47 \mu m$ sur l'insert) de sorte que pour les ordres les plus élevés (i.e les plus petites longueurs d'onde) l'intensité de H_z est plus faible à l'interface que pour les autres valeurs. Le mode est donc mieux confiné, et il est attendu que le facteur de qualité augmente, ce qui va dans le sens de la littérature [198]. On peut d'ailleurs aussi interpréter cette propriété de la façon suivante : relativement à la longueur d'onde, le rayon de courbure augmente. Les composantes principales du champ électromagnétique tendent donc vers uniquement H_z et E_r . En terme de vecteur de Poynting, cela revient à dire que la composante normale à l'interface décroît, les pertes diminuent. Enfin, l'indice de notre mode $n_{eff}^m = \frac{m \cdot \lambda}{2\pi \cdot R_{eff}}$ varie lui aussi faiblement : les conditions de couplage varient donc peu avec la longueur d'onde pour un résonateur donné, du moins pour notre épaisseur de membrane.

Sur la figure B.8, on a représenté la même composante de l'excitation que précédemment, pour différents rayons et à longueur d'onde fixe, mais uniquement au bord du disque. L'origine des abscisses correspond cette fois à l'interface entre le disque et le milieu ambiant. Pour les mêmes raisons que

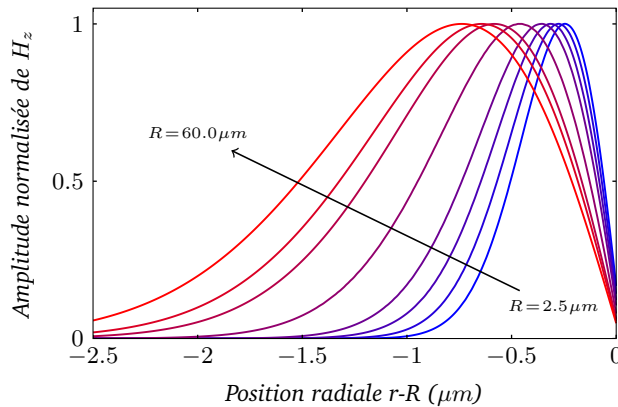
2. En toute rigueur, il faudrait s'assurer que cette propriété est bien vérifiée pour différentes tailles de résonateur.



Mode TE	λ_r (μm)	$R - R_{eff}$ (μm)	n_{eff}^m
(0,35,0)	1.595	0.289	2.767
(0,36,0)	1.559	0.284	2.777
(0,37,0)	1.524	0.280	2.787
(0,38,0)	1.491	0.276	2.797
(0,39,0)	1.459	0.272	2.804
(0,40,0)	1.428	0.268	2.813

Fig. B.7 – Évolution de la distribution spatiale de la composante principale de l'excitation magnétique (H_z) pour un disque de rayon $R = 3.5 \mu\text{m}$ et de hauteur $H = 550 \text{ nm}$, en InP dans de la silice.

celles invoquées pour la figure B.7, l'ordre des fonctions de Bessel en $r = R$ montre que le facteur de qualité augmente avec R . On remarque que l'extension du champ augmente à l'intérieur du disque avec la taille de ce dernier. La distance $R - R_{eff}$ croît nettement moins vite que le rayon du disque³. On pourrait penser que lorsqu'on cherchera à collecter de la lumière, le guide se trouvera éloigné de l'interface extérieure du résonateur. Malheureusement, lorsque R augmente, l'indice modal croît lui aussi et tend vers l'indice effectif n_{eff} de notre membrane infinie d'InP d'épaisseur H (Fig. B.9). Il est donc nécessaire d'élargir notre guide pour conserver une bonne adaptation d'indice.



R (μm)	Mode TE	R_{eff} (μm)	$R - R_{eff}$ (μm)	n_{eff}^m
2.5	(0,26,0)	2.255	0.245	2.743
3.5	(0,38,0)	3.224	0.276	2.797
5.0	(0,56,0)	4.686	0.314	2.840
7.3	(0,84,0)	6.943	0.357	2.876
15.1	(0,180,0)	14.640	0.460	2.923
30.0	(0,365,0)	29.416	0.584	2.950
40.1	(0,491,0)	39.456	0.644	2.958
60.0	(0,740,0)	59.261	0.739	2.967

Fig. B.8 – Évolution de la composante principale de l'excitation magnétique (H_z) pour les modes $TE(0, m, 0)$ au voisinage de $1.493 \mu\text{m}$ pour la même structure verticale qu'en figure B.7.

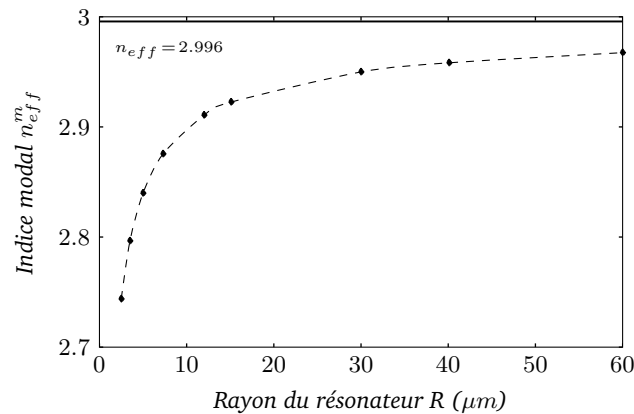


Fig. B.9 – Évolution de l'indice modal n_{eff}^m en fonction de la taille du résonateur, à longueur d'onde fixe (mêmes conditions qu'en Fig B.8).

3. Les résultats du tableau accompagnant la figure B.8 montrent qu'avec une excellente corrélation (> 0.99999), R_{eff} est une fonction linéaire de R avec une pente inférieure à 1 : $R_{eff} = 0.9836 \cdot R - 0.2210$, à longueur d'onde fixe.

Annexe C

Photoluminescence (PL) et bilan thermique

C.1 Contexte et structure étudiée

C.1.1 Motivations

La fabrication de micro-sources lasers requiert un certain nombre d'étapes pour obtenir un LASER fonctionnel. Certains des procédés utilisés (dépôts, gravures, métallisations...) s'accompagnent de températures plus ou moins élevées, et peuvent durer suffisamment longtemps pour altérer les propriétés d'émission des puits quantiques. Par exemple, un dépôt rapide de silice peut induire des températures proches de $400\text{ }^{\circ}\text{C}$, alors qu'un dépôt beaucoup plus lent peut être réalisé vers les $200\text{ }^{\circ}\text{C}$: l'influence sur les puits quantiques peut donc être tout à fait différente. De même, en fin de collage, on procède à un recuit de stabilisation à $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant une heure (sous presse) [197] : si une étape postérieure chauffe trop cette vignette reportée, on pourrait détériorer le collage.

Nous allons donc tenter d'étudier l'influence de la température et de la durée de différents recuits sur une structure comportant trois puits quantiques, afin de quantifier les marges de manoeuvre lors de la fabrication. La photoluminescence permettra de mesurer les effets sur l'émission spontanée.

C.1.2 Paramètres mesurés

Pour des raisons pratiques, il n'est pas toujours évident de comparer l'intensité du signal de photoluminescence, puisque celle-ci dépend de la focalisation du signal LASER d'excitation, et de la façon dont on collecte la photoluminescence. Pour rappel, la PL consiste à générer des paires électron-trou à l'aide d'une source optique dont les photons sont fortement énergétiques ($\lambda = 632\text{ nm}$). L'équilibre thermo-dynamique conduit alors à des recombinaisons d'énergie plus faible.

On retiendra donc les paramètres clefs suivants :

- la longueur d'onde correspondant à l'extremum du signal, λ_0 ;
- la largeur à mi hauteur de la courbe obtenue, $\Delta\lambda_{WHM}$ ¹, qui reflète les défauts structurels (rugosité aux interfaces, fluctuation de la largeur des puits...) [200] ;
- la longueur d'onde de droite correspondant à la moitié de l'intensité du signal, λ_{WHM} . Ce paramètre permet aussi de quantifier la présence de défauts qui tendent à diminuer E_g , et donc à augmenter cette longueur d'onde (Fig. C.1(b)) ;
- le courant I de la diode LASER servant à exciter la structure.

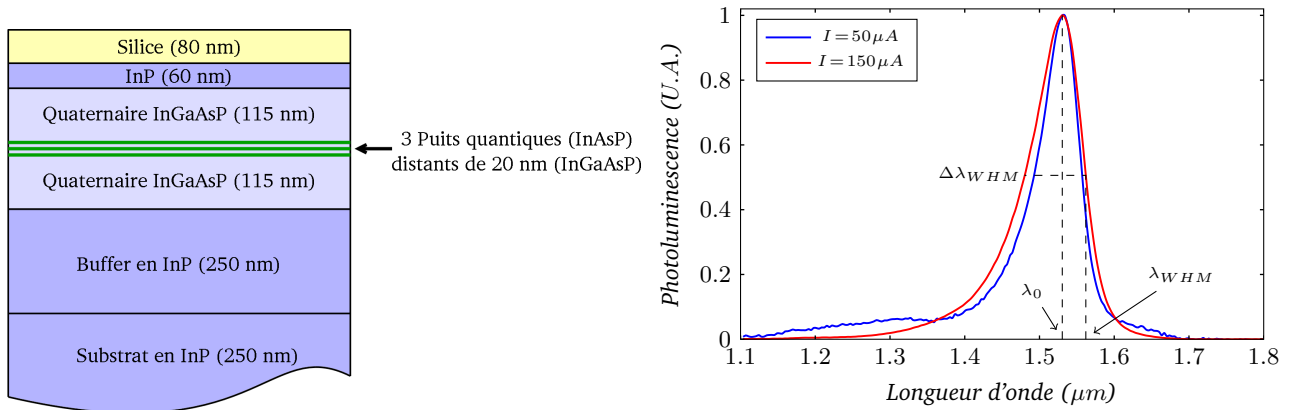
Nous allons retenir des températures variant de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ par paliers de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, ce qui permet de couvrir largement les conditions qu'on peut rencontrer lors de la fabrication. Les durées retenues s'échelonnent entre 2.5 min et 2 h . Les échantillons pour lesquels les recuits sont inférieurs à 20 min ont été processés au LETI (disposant d'un four RTA), et les autres à l'INL. Dans les deux cas, ces étapes ont été effectuées sous azote, en disposant un wafer (ou une seconde vignette) d'InP sur l'échantillon, afin de minimiser l'évaporation du phosphore [201]. Enfin, la silice a été retirée chimiquement avant de réaliser les mesures.

1. Width at Half Maximum

Il convient de noter que les effets de bords ne sont pas pris en compte, puisque les tests sont réalisés sur des morceaux relativement grands : certains effets non désirés peuvent donc intervenir dans le cas de nos microlasers, une fois le matériau III-V structuré.

C.1.3 Structure épitaxiée C109

Les échantillons sont tous issus de la même structure III-V épitaxiée par MBE et représentée par la figure C.1(a). Afin de limiter les problèmes de diffusion du phosphore (notamment dans l'InGaAsP), le wafer a été recouvert de silice, déposée par pulvérisation cathodique (sputtering) à l'INL sous les conditions standards (20 min pour 80 nm environ). Étant donné que les effets thermiques lors de ce dépôt ne sont pas contrôlés (mais on pourra en étudier l'effet plus loin), nous avons mis de côté deux échantillons témoins.



(a) Épitaxie référencée C109 (réalisée par P. Regreny). (b) Photoluminescence normalisée d'un des deux témoins.

Fig. C.1 – Description de la structure à base de 3 puits quantiques utilisée pour les tests et spectre de PL associé.

Ces deux témoins ont une PL dont la caractéristique spectrale est donnée dans la figure C.1(b). Lorsque l'intensité du LASER d'excitation augmente (passage de 50 μA à 150 μA), la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{WHM}$ augmente légèrement, principalement vers les basses longueurs d'onde. Ce phénomène sera imputé à l'échauffement local de l'échantillon. A contrario, les longueurs d'onde λ_{WHM} et λ_0 restent quasiment identiques. On peut aussi noter la présence d'un extremum local vers 1.3 μm , qui correspond a priori à l'InGaAsP (normalement situé vers 1.2 μm), et qui sera plus ou moins prononcé selon l'intensité de la diode LASER.

Le tableau C.1 donne les valeurs des paramètres pour les témoins : ces résultats sont conformes aux mesures antérieures à l'INL. Les surfaces sont exemptes de défauts.

	Témoin 1		Témoin 2	
	$I = 50 \mu A$	$I = 150 \mu A$	$I = 50 \mu A$	$I = 150 \mu A$
$\lambda_0 (\mu m)$	1.532	1.530	1.530	1.525
$\lambda_{WHM} (\mu m)$	1.557	1.562	1.557	1.568
$\Delta\lambda_{WHM} (nm)$	65.0	82.5	75.0	99.0

Tab. C.1 – Caractéristiques de nos échantillons témoins et photo de la surface.

C.2 Mesures et observations pour les recuits de longue durée

Le reste du wafer d'InP a été clivé après le dépôt de silice en vignettes de 5 mm par 5 mm environ. Nous allons nous intéresser aux recuits relativement longs, d'au moins quelques minutes.

C.2.1 Observations au microscope

Comparés aux témoins, tous les échantillons présentent une surface altérée (Fig. C.2), indépendamment du temps de recuit, à l'exception du dernier cas qui présente des altérations en bord d'échan-

tillon sur des distances très grandes.

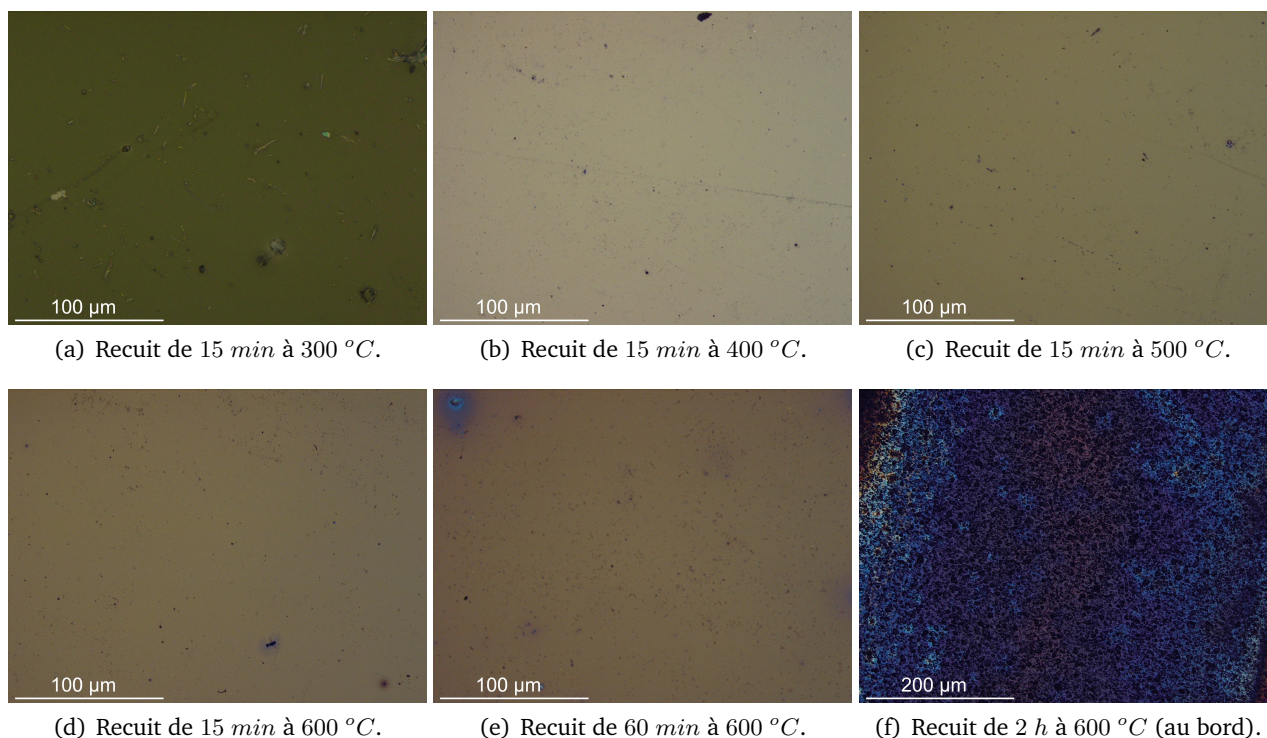


Fig. C.2 – Observations au microscope optique avant retrait de la silice pour certains échantillons.

Afin de savoir s'il s'agit d'altération de la silice ou de l'InP, nous avons procédé à d'autres observations après un retrait chimique de la silice par du BOE² pendant une minute (Fig. C.3). Ceux ayant été recuits à 600 °C ont nécessité des durées plus longues : 3 à 5 minutes d'attaque chimique.

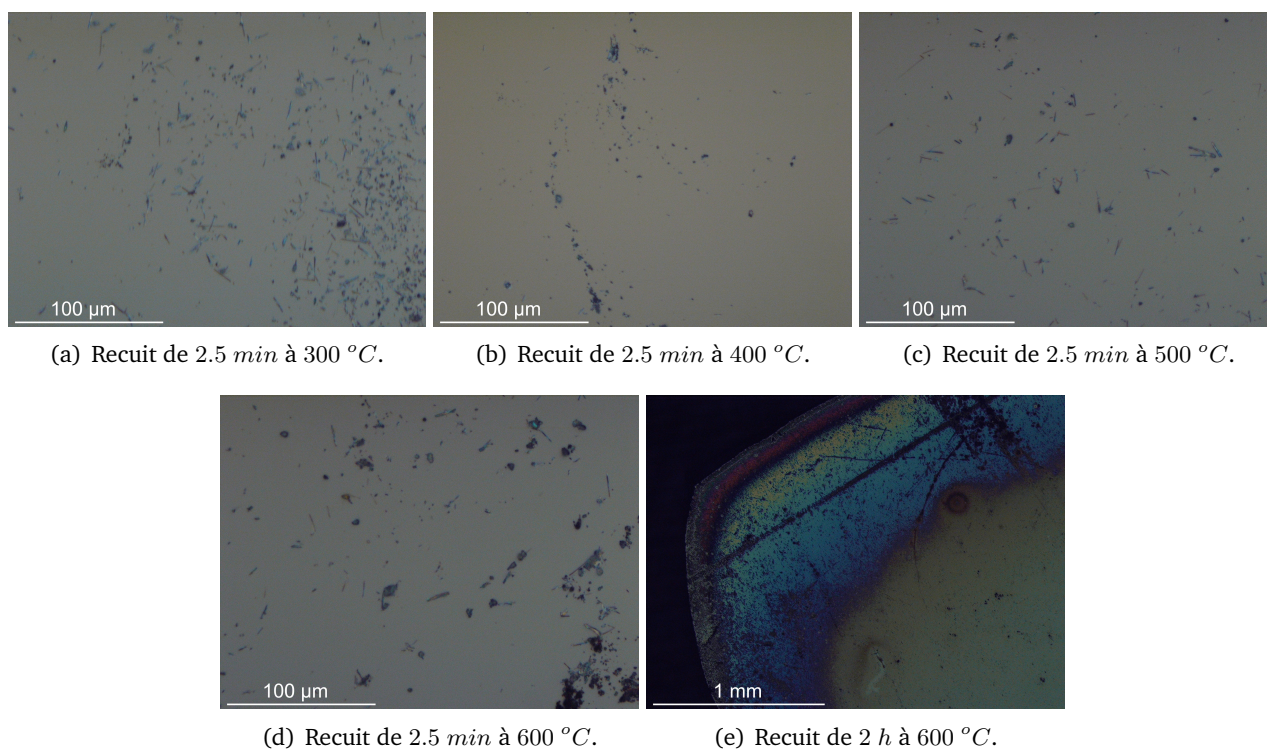


Fig. C.3 – Observations au microscope optique après retrait de la silice.

Tous les échantillons comportent des défauts, principalement sous forme de "brindilles". Pour les recuits à 600 °C de longue durée, on observe aussi une zone périphérique très fortement altérée (figure

2. Buffered Oxide Etch : solution tamponnée à base d'acide fluorhydrique.

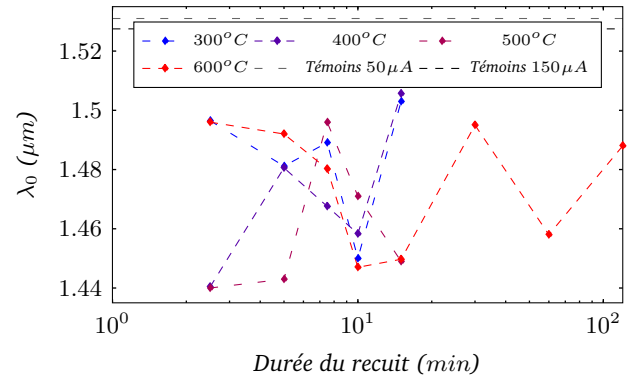
C.2(f)), sur une distance de l'ordre du millimètre. On peut d'ailleurs difficilement s'assurer que la silice a bien été totalement gravée. On peut donc craindre des effets sur les flancs de nos structures LASER si une étape postérieure à leur gravure est excessivement accompagnée de chaleur.

C.2.2 Mesures en photoluminescence

Les tableaux C.4 contiennent les résultats des mesures effectuées sur les 69 échantillons disponibles. Les courbes C.4(a) et (b) confirment que λ_0 et λ_{WHM} sont relativement indépendants de l'intensité de la source LASER. L'observation de ces deux paramètres met en évidence un blue-shift (décalage vers le bleu) systématique de l'ordre de 60 nm par rapport aux témoins (table C.1).

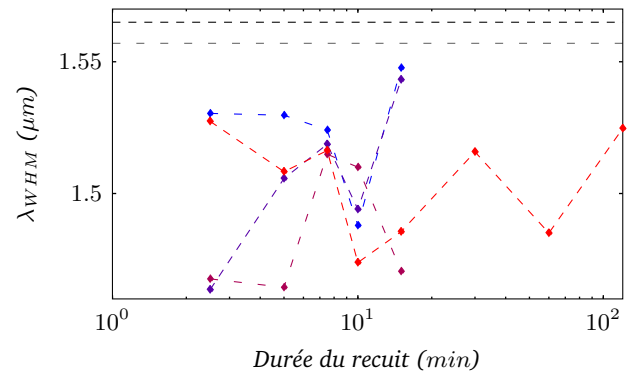
Concernant $\Delta\lambda_{WHM}$, la variation est moins prononcée : les points correspondant à un courant de 50 μA au niveau de la source d'excitation sont disjoints avec ceux à 150 μA (Fig. C.4(c)), et restent proches de la valeur moyenne des témoins (70 nm et 91 nm respectivement). La quantité de défauts n'a donc pas été significativement modifiée, en dehors du recuit de 2 heures à 600 °C.

Δt (min)	Température du recuit			
	300 °C	400 °C	500 °C	600 °C
2.5	1.497	1.440	1.440	1.496
5.0	1.481	1.481	1.443	1.492
7.5	1.489	1.468	1.496	1.480
10	1.450	1.458	1.471	1.447
15	1.503	1.505	1.449	1.449
30	-	-	-	1.495
60	-	-	-	1.458
120	-	-	-	1.488



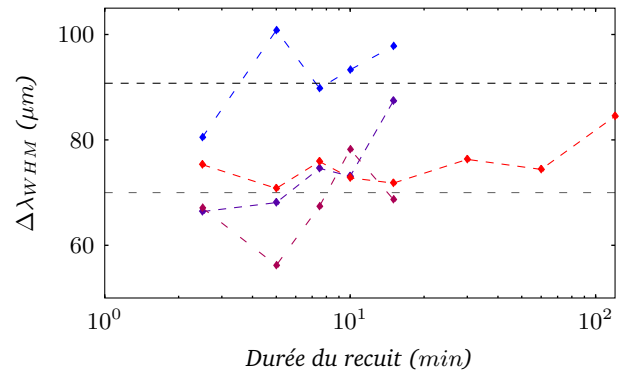
(a) Évolution de λ_0 pour différents recuits.

Δt (min)	Température du recuit			
	300 °C	400 °C	500 °C	600 °C
2.5	1.530	1.464	1.468	1.527
5.0	1.530	1.506	1.464	1.508
7.5	1.524	1.519	1.515	1.516
10	1.489	1.494	1.510	1.474
15	1.548	1.542	1.471	1.486
30	-	-	-	1.516
60	-	-	-	1.485
120	-	-	-	1.525



(b) Évolution de λ_{WHM} pour différents recuits.

Δt (min)	Température du recuit			
	300 °C	400 °C	500 °C	600 °C
2.5	80.5	66.4	67.1	75.3
5.0	100.8	68.1	56.2	70.8
7.5	89.8	74.6	67.4	75.9
10	93.3	73.1	78.2	72.8
15	97.8	87.4	68.7	71.8
30	-	-	-	76.3
60	-	-	-	74.4
120	-	-	-	84.5



(c) Évolution de $\Delta\lambda_{WHM}$ pour différents recuits.

Fig. C.4 – Courbes des principaux paramètres en fonction de la durée de recuit pour différentes températures.

C.2.3 Conclusion partielle

Les échantillons ici présents ont été réalisés par MBE, mais ils n'ont pas été collés sur une vignette de GaAs. La diffusion des éléments V explique alors nos observations comparativement à [200], pour lequel un extremum de photoluminescence existe pour un recuit à haute température ($> 550\text{ }^{\circ}\text{C}$).

D'après les mesures effectuées plus haut, dès un recuit de quelques minutes au delà de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, on obtient un décalage vers le bleu des longueurs d'onde. Étant donné que nous cherchons à fabriquer des applications à $1.55\text{ }\mu\text{m}$, ce décalage est préjudiciable. Il est d'autant plus gênant qu'il est supérieur au FSR séparant deux résonances d'un mode de galerie, même pour les disques les plus petits³ ! On risque donc de modifier l'ordre azimutal du mode susceptible d'atteindre le régime LASER, et de se retrouver avec une longueur d'onde très différente de celle prévue.

C.3 Mesures et observations pour les recuits de courte durée

Dans la partie précédente, nous nous sommes focalisés sur les recuits de plusieurs minutes. Or, dans certains cas, on peut recourir à des recuits de quelques dizaines de secondes à des températures plus ou moins élevées. C'est par exemple le cas lorsqu'on a déposé un métal sur un matériau dopé et qu'on souhaite réduire la résistance de contact.

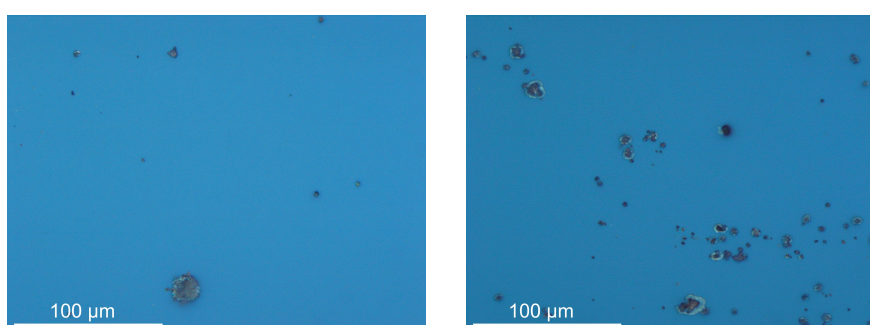
Ne disposant plus que de deux échantillons (les deux témoins), nous les avons recouverts de silice par pulvérisation cathodique aux mêmes conditions que précédemment. Ces deux échantillons sont alors soumis aux recuits suivants, sous N_2/H_2 , en utilisant un hot-plate :

- Échantillon 1 : 30 s à $380\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- Échantillon 2 : 45 s à $380\text{ }^{\circ}\text{C}$;

Le second échantillon correspond en fait au recuit appliqué pour les contacts Ni/AuGe/Ni/Au sur InP dopé N utilisés à l'INL.

C.3.1 Observations au microscope

Les clichés de la figure C.5 ont été réalisés après recuit et gravure chimique de la silice au BOE. On n'observe pas de défauts particuliers sur l'échantillon, sauf quelques uns de forme allongée. Par contre, on rencontre des zones avec plus ou moins de salissures : les témoins étant sortis de salle blanche pour les mesures en PL, leur présence (notamment sur la figure (b)) est normale.



(a) Échantillon 1 : 30 s à $380\text{ }^{\circ}\text{C}$.

(b) Échantillon 2 : 45 s à $380\text{ }^{\circ}\text{C}$.

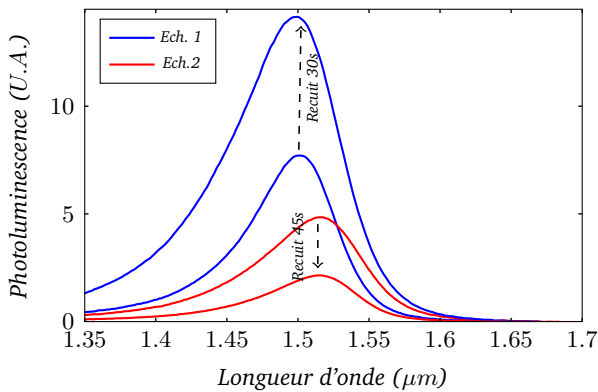
Fig. C.5 – Observations au microscope optique après retrait de la silice.

C.3.2 Mesures en photoluminescence

Du point de vue des longueurs d'ondes, on note peu de changements dus au recuit, en opposition aux précédents échantillons. Le tableau C.2 indique d'ailleurs les valeurs obtenues expérimentalement. On peut noter que le dépôt de silice a eu comme effet de décaler légèrement les PL vers le bleu, puisqu'avant recuit, on se retrouve à des longueurs d'onde plus courtes d'une trentaine de nanomètres.

3. Un calcul rapide montre que cela correspond au FSR d'un disque de rayon $1.75\text{ }\mu\text{m}$.

Conformément aux résultats précédents, la température est donc restée bien en dessous des 300 °C pendant cette étape.



		λ_0 (μm)	λ_{WHM} (μm)	$\Delta\lambda_{WHM}$ (nm)
Ech. 1	avant recuit	1.500	1.531	71.1
	après recuit (30 s)	1.500	1.534	92.2
Ech. 2	avant recuit	1.516	1.550	85.2
	après recuit (45 s)	1.515	1.543	75.5

Tab. C.2 – Caractéristiques obtenues sur nos deux échantillons.

Cependant, pour les deux échantillons, on constate deux comportements antagonistes. Pour le premier, la PL a augmenté en intensité et le spectre s'est légèrement élargi, contrairement au second échantillon. D'après la littérature, un court recuit peut améliorer la PL par diminution de certains défauts dans le matériau [201]. Au delà d'une certaine durée (1 *min* à 600 °C au lieu de 30 *s* dans ce même papier), on peut détériorer les puits quantiques : l'arsenic et le phosphore diffusent et tendent à homogénéiser leurs concentrations à l'intérieur et à l'extérieur des puits quantiques⁴.

C.4 Conclusion

Des recuits très courts sont possibles sans détérioration notable des propriétés optiques : une amélioration est même envisageable. Sans toutefois dépasser la trentaine de secondes, on peut donc appliquer les recuits que nécessitent les contacts.

A contrario, dès 300 °C, et dès quelques minutes de recuit, on observe un blue-shift conséquent, ce qui peut nuire à la prédiction du mode susceptible d'atteindre le régime LASER pour des résonateurs à modes de galerie. Pour rappel, nous avons vu en annexe B.2 que leurs spectres sont constitués de peignes dont les résonances sont régulièrement espacées.

Pour les étapes relativement longues, il faudra donc privilégier les processus basse température. Un tel comportement est d'ailleurs mis en évidence avec l'influence sur la PL du dépôt de silice par sputtering : bien qu'il ne dure qu'une demi-heure, son effet a été moindre que lors des recuits de 300 °C.

4. Ces phénomènes de diffusion des éléments V peuvent aussi être utilisés pour contrôler indirectement la longueur d'onde d'émission des puits quantiques [202].

Annexe D

Procédés technologiques utilisés (INL)

D.1 Cinétique de dépôt et de gravure de l'ITO

Il s'agit d'étudier les cinétiques de dépôt par sputtering (pulvérisation cathodique) de l'ITO, et de gravure par voie chimique ou par RIE. L'objectif consiste à obtenir des paramètres permettant de déposer l'ITO en réalisant un lift-off : les températures lors du dépôt doivent donc être contenues. Ne disposant pas de sonde dans la chambre, le savoir-faire a montré qu'il convient de déposer le matériau sous une puissance inférieure à 200 W dans le bâti de pulvérisation cathodique dont nous disposons. Nous utiliserons 3 échantillons en silicium non intentionnellement dopé (NID) comme support.

D.1.1 Dépôt par pulvérisation cathodique (sputtering)

Le dosage en oxygène ayant déjà fait l'objet d'une étude interne antérieure [210], nous n'allons pas nous y attarder. Nous nous contenterons donc de réajuster les conditions de dépôt, notamment la tension entre les deux électrodes (Turret Voltage). La pression de travail, avant ouverture des vannes de gaz correspond à 5×10^{-5} mtorr. La cible est constituée de 90 % d' In_2O_3 et de 10 % de SnO_2 . Le mélange gazeux comporte 7.5 sccm d' O_2/Ar (2 % d' O_2) + 42.7 sccm de Ar : on se retrouve alors avec moins de 0.3 % d'oxygène. D'après [199], cet ITO devrait se montrer particulièrement bon conducteur puisque la résistivité augmente avec le taux d'oxygène, les autres paramètres (puissance, pression) étant relativement proches.

On veillera à ce que toutes les lignes de gaz soient purgées avec soin afin de garantir une si faible teneur en oxygène. Afin de mesurer l'épaisseur de l'ITO déposé en 20 min, nous avons lithographié de gros motifs de sorte à utiliser la résine comme masque dur lors de la gravure. L'acide chlorhydrique (HCl : 37 %) a été utilisé pour la gravure chimique avec une durée déterminée selon l'observation des échantillons au microscope optique. Un profilomètre (Alphastep A50) permet alors de fournir l'épaisseur d'ITO déposée, une fois la résine supprimée (acétone).

Le tableau D.1 résume les données mesurées pour chacun des échantillons pour lesquels nous avons utilisé différentes valeurs de Turret Voltage.

Echantillon	Turret Voltage U_{TV} (kV)	Puissance (W)	Densité de puissance D_P (W.cm^{-2})	Epaisseur (nm)	Cinétique (nm.min^{-1})
1	1.0	180	0.54	355	18
2	1.2	250	0.76	480	24
3	1.4	350	1.06	695	45

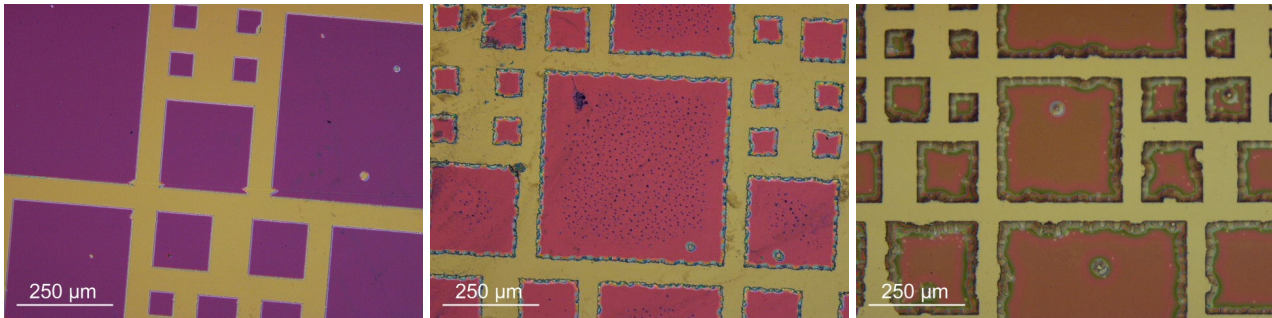
Tab. D.1 – Caractéristiques de dépôt de l'ITO sur silicium.

Les densités de puissance sont d'ailleurs légèrement plus faibles que [203] pour lequel on se trouve entre 1.23 et 2.47 W.cm^{-2} , mais bien plus élevées que [199] (0.25 W.cm^{-2}). On peut estimer que la densité de puissance D_P est reliée au carré du Turret Voltage U_{TV} , via :

$$D_{P(W)} \sim 0.54 \cdot U_{TV(kV)}^2 \quad (\text{D.1})$$

Les observations au microscope (Fig. D.1) montrent que l'ITO déposé à haute vitesse est davantage

sous-gravé, puisque nous avons trempé les échantillons dans les bains d'acide (HCl : 37 %) jusqu'à ce que le silicium soit apparent (changement de couleur). Seul le dernier échantillon nécessite un plus de temps. Par ailleurs, la surface est de plus en plus rugueuse avec l'augmentation de V_{TV} .



(a) Échantillon 1 après 5 min de HCl. (b) Échantillon 2 après 5 min de HCl. (c) Échantillon 3 après 7 min de HCl.

Fig. D.1 – Etat des échantillons après gravure par HCl non dilué et retrait de la résine par acétone.

D.1.2 Mesure rapide de l'indice optique

D.1.2.1 Conditions de mesures

Une mesure par ellipsométrie (Fig. D.2) permet de quantifier l'atténuation et le déphasage subits par les réflexions dans un multicouche. Ce sont ces deux grandeurs qui sont généralement fournies à travers la variable complexe $\rho_{mes} = \tan(\psi)e^{i\delta}$. En faisant varier l'angle d'incidence ou la longueur d'onde, on peut même remonter aux propriétés de chacune des couches.

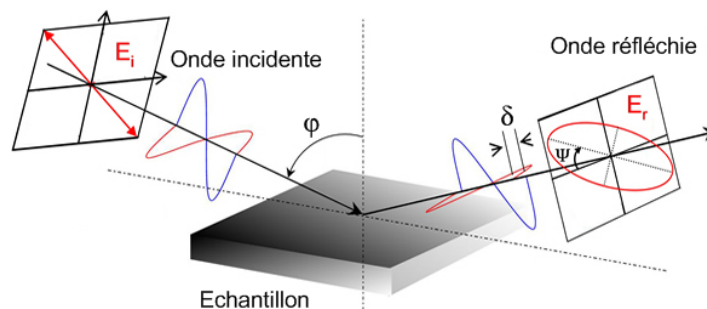


Fig. D.2 – Principe de l'ellipsométrie : on mesure l'atténuation et le déphasage de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente.

Nous disposons d'un bâti de mesure en ellipsométrie à longueur d'onde fixe (532 nm). Le logiciel actuellement implanté dans le PC de contrôle ne permet pas de faire un post-traitement des données très poussé : il ne peut pas calculer à la fois l'indice et l'épaisseur d'un matériau donné. Afin de contourner ce problème, nous allons donc mesurer le déphasage (δ) et l'atténuation (à travers ψ) pour plusieurs angles d'incidence (ϕ). Nous ferons alors converger l'expression calculée $\rho_{calc}(\phi_i, n_{ITO}, d_{ITO})$ (obtenue à partir d'un formalisme matriciel [209, 204]), vers ρ_{mes} , en faisant varier l'indice et l'épaisseur de l'ITO. On peut s'attendre, lorsque ϕ augmente, à ce que le faisceau lumineux parcourt un chemin optique plus long dans le matériau. L'absorption devrait donc augmenter, ce qui se traduit par une diminution de ψ . Normalement, nous possédons une estimation de l'épaisseur à travers les mesures par profilométrie : si l'algorithme converge vers cette solution, on pourra penser que la valeur de l'indice calculée est satisfaisante. Dans le cas contraire, il faudrait affiner le modèle.

D.1.2.2 Algorithme et résultats

Les calculs ont été menés sous Maple avec un code peu optimisé : la variable ϕ , qui intervient presque partout, oblige à évaluer fréquemment des expressions plus ou moins complexes. La convergence est donc assez lente. L'algorithme utilisé s'inspire de la méthode du gradient : on calcule la pente, et on accélère tant que l'erreur décroît, sinon, on change de direction (et on ralentit).

Seuls les deux premiers échantillons ont pu être étudié : le troisième étant peu homogène, la convergence de l'algorithme n'était pas satisfaisante.

Les résultats sont fournis dans le tableau D.2, avec un point de départ correspondant à $n_{ITO} = 1.95 + 0.046 \cdot i$, $n_{Si} = 4.137 + 0.0332 \cdot i$, à la longueur d'onde du laser soit $\lambda = 532 \text{ nm}$. Ces indices de départ proviennent de la base de données de SOPRA [205]. Les valeurs initiales de d_{ITO} sont celles obtenues par profilométrie. Pour le premier échantillon, il y a bien convergence vers l'épaisseur mesurée : le faible écart peut s'expliquer par la rugosité de l'ITO. Pour le second échantillon, la convergence est meilleure (minimisation de $\sum |\rho_{mes_i} - \rho_{cal}(\phi_i, n_{ITO}, d_{ITO})|^2$), mais elle correspond à une valeur assez différente de ce qui a été mesuré par profilométrie¹.

Échantillon	Épaisseur mesurée (nm)	Épaisseur calculée (nm)	Indice calculé	Erreur moyenne (%)
1	355	352	$2.02 + 4.60 \times 10^{-3} \cdot i$	< 0.11
2	480	451	$2.01 + 2.18 \times 10^{-2} \cdot i$	< 0.04

Tab. D.2 – Indices et épaisseurs calculés depuis l'ellipsométrie à 532 nm.

Les figures D.3 correspondent aux tracés de ψ et δ en fonction de ϕ , en fin d'algorithme.

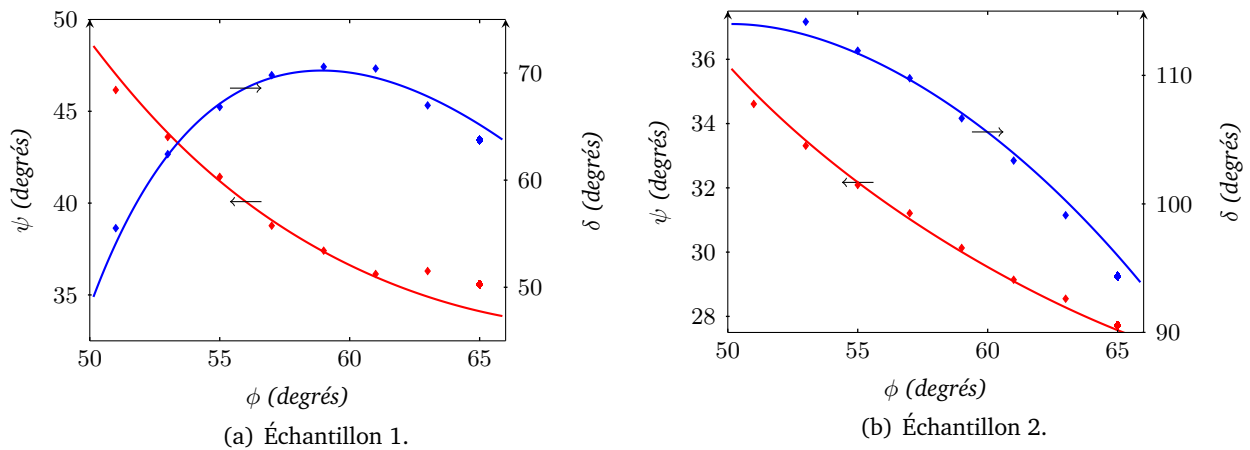


Fig. D.3 – Comparaison entre les courbes issues du modèle après convergence et les points de mesure.

Les valeurs obtenues ne sont cependant pas facilement comparables avec la littérature, puisqu'ici, notre ITO n'est pas encore recuit (sans cette étape, la résistivité est plus élevée et l'absorption plus faible), comme on peut le voir sur la figure D.4, issue de SOPRA, dont on peut penser qu'il s'agit d'un ITO recuit (vu le niveau de l'absorption). Nos points étant très différents de ce qui figure dans cette base de données (une des seules disponibles), nous ne pouvons rien déduire du comportement de notre ITO à plus haute longueur d'onde. Cependant, nous disposons désormais des valeurs d'indice permettant de mesurer rapidement des épaisseurs.

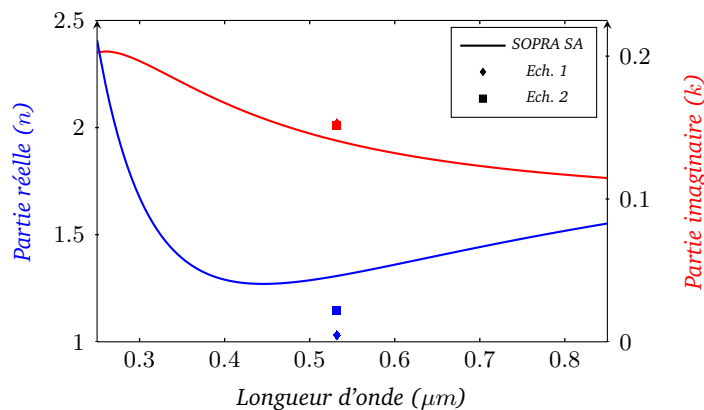


Fig. D.4 – Comparaison entre nos points de mesure et la base de donnée de SOPRA [205].

1. Les échantillons étant de petite taille par rapport à la cible d'ITO, on peut considérer que le dépôt est uniforme.

D.1.3 Cinétique de gravure par RIE

La gravure de l'ITO a été faite sous CH_4 (10 *sccm*) / H_2 (30 *sccm*) / Ar (2 *sccm*) à 30 *mT* et 200 *W*. On notera qu'une telle puissance ne permet pas d'utiliser un masque dur en résine. Les relevés d'interférométrie à 672 *nm* sont donnés dans la figure D.5.

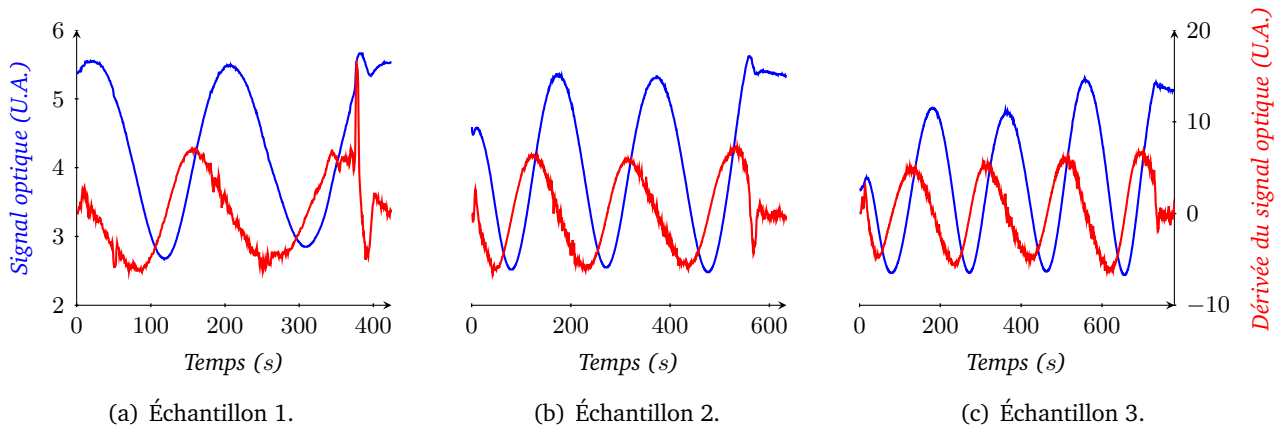


Fig. D.5 – Gravure de l'ITO pour les différents échantillons.

La détection des fins d'attaque (dérivée quasi-nulle) permet de déterminer la cinétique de gravure (Table D.3). Celle-ci est relativement proche pour chaque échantillon. Cependant, elle sera légèrement plus faible avec un échantillon plus grand que ceux utilisés (quelques cm^2 ici).

Échantillon	Turret Voltage (dépôt) (<i>kV</i>)	Épaisseur (<i>nm</i>)	Cinétique de gravure RIE (<i>nm.s⁻¹</i>)
1	1.0	355	0.98
2	1.2	480	0.85
3	1.4	695	0.96

Tab. D.3 – Cinétiques de gravure RIE pour les différents types d'ITO (LASER à 672 *nm*).

D.1.4 Conclusion

Avec un dépôt sous un Turret Voltage de 1000 *V*, nous avons pu obtenir avec succès des lift-off en ITO, ce qui permet de simplifier les étapes de fabrication. Des mesures et manipulations réalisées, on retiendra que c'est aussi lorsqu'il est déposé sous faible tension que la gravure chimique d'ITO par HCl est la plus satisfaisante. Les observations montrant une structuration à plus haute tension, on peut penser qu'il se forme une cristallisation partielle pendant le dépôt rendant la gravure chimique anisotrope. Les mesures en ellipsométrie ont montré une bonne convergence pour l'obtention des indices optiques de l'ITO non recuit à la longueur d'onde de mesure (532 *nm*).

Concernant la gravure par RIE, la cinétique obtenue est indépendante des qualités de l'ITO déposé.

Les effets d'un recuit n'ont pas été abordés, principalement parce que le couple durée-température (typiquement, 250 $^{\circ}\text{C}$ pendant 5 *h*) risque de poser soucis avec la photoluminescence des puits quantiques (voir l'annexe précédente). Nous nous restreindrons donc à l'ITO non recuit, qui présente une résistivité plus grande et une moindre absorption.

D.2 Utilisation du BCB 3022-35

Le BCB (BenzoCycloButène) est à la fois un isolant et un matériau de bas indice ($n_{BCB} = 1.535$ à 1.55 μm selon le fabricant) : c'est donc un choix pertinent pour réaliser une isolation électrique, tout en assurant un confinement optique suffisant pour des structures à base d'InP. Une fois déposé sur nos échantillons, il convient de pouvoir l'ouvrir en RIE et de déposer des contacts avec une adhérence suffisante. Dans tous les cas, il est nécessaire de savoir réaliser des lithographies sur ce matériau.

D.2.1 Indices optiques

Après avoir recuit à $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 15 min un échantillon de silicium recouvert d'environ 800 nm de BCB (tournette à 6000 RPM), nous avons utilisé des mesures par ellipsométrie résolue en longueur d'onde. Sur l'intervalle étudié, qui correspond à toute la plage disponible par l'ellipsomètre ($\lambda \in [150\text{ nm}, 830\text{ nm}]$), le modèle le plus adapté au BCB est celui de Forouhi-Bloomer (FB), généralement utilisé pour les polymères [211]. La figure D.6 compare les résultats obtenus avec les valeurs de DOW, fournisseur du BCB 3022-35. Pour les longueurs d'onde au delà de 830 nm , nous avons utilisé le modèle pour estimer l'indice optique. La valeur obtenue est légèrement supérieure à celle fournie par le constructeur, avec un écart de l'ordre de 0.07 .

Résultats du modèle de Forouhi-Bloomer	Valeur
A_1	6.906×10^{-2}
B_1	10.11 eV
C_1	0.7605 eV^2
E_g	3.438 eV
N_{∞}	1.566
<i>Épaisseur</i>	804.1 nm

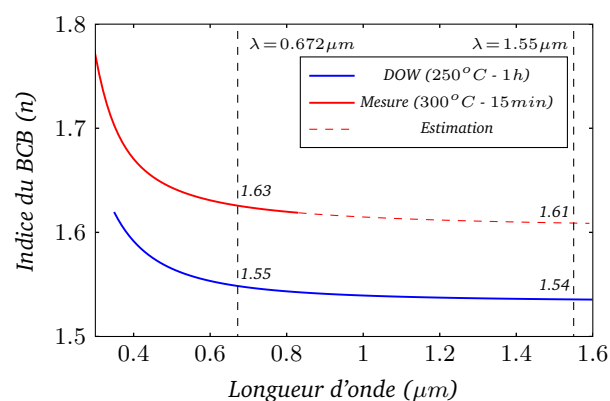


Fig. D.6 – Indice optique du BCB obtenu par ellipsométrie et comparé avec la courbe fournie par DOW.

La valeur de E_g confirme que le BCB est bien un isolant électrique. Afin de simplifier le modèle, nous nous sommes contentés d'un modèle à un pic, ce qui s'est ressenti dans les petites longueurs d'onde : les points de mesure ne coïncident pas tout à fait avec la courbe d'interpolation pour $\lambda < 280\text{ nm}$. L'épaisseur obtenue par l'algorithme est cependant très proche de celle attendue, ce qui permet de penser que le modèle reste acceptable.

D.2.2 Paramètres de lithographie et de RIE

La principale résine utilisée étant inversible (AZ 5214), il a donc fallu déterminer les différentes durées et températures susceptibles d'intervenir lors de la lithographie positive et négative. Pour cela, nous avons utilisé différents échantillons de silicium recouverts de BCB, que nous avons recuits suffisamment pour assurer une polymérisation complète.

Les paramètres du tableau D.4 permettent d'obtenir des barres de $2\text{ }\mu\text{m}$ espacées de $2\text{ }\mu\text{m}$.

Etape	Lithographie négative	Lithographie positive
Nettoyage	trempe dans de l'acétone, puis soufflette	
Séchage	$110\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant au moins 30 s	
Promoteur d'adhérence	500 RPM pendant 5 s (rampe 5)	
Dépôt de la résine	5500 RPM pendant 30 s (rampe 5)	
Recuit	$110\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 60 s	
Insolation	1.7 s	
Recuit d'inversion	$110\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 60 s	-
Inversion	10 s	-
Révélation (AZ 726)	60 s	25 s
Rinçage	Eau dé-ionisée, au moins 60 s	
Recuit	$110\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 60 s	

Tab. D.4 – Paramètres de lithographie de la résine 5214 sur environ $1\text{ }\mu\text{m}$ de BCB.

Le BCB présente une vitesse de gravure maximale en RIE avec un mélange contenant autant de composés fluorés (CHF_3) que de dioxygène [206]. Par conséquent, il est difficile d'utiliser de la résine comme masque dur puisque celle-ci se grave généralement sous O_2 . Il faut donc recourir à un masque dur, que nous choisirons en nickel, matériau facile à attaquer avec du perchlorure de fer, qui n'attaque pas l'InP. Le débit de CHF_3 est fixé de façon identique aux procédés de gravure de la silice sur le bâti

Nextral NE 110. Le débit d'oxygène est alors lui aussi fixé à 16 *sccm*. Sous une pression de 100 *mT* et une puissance de 200 *W*, nous avons pu obtenir un maximum pour la cinétique (4.6 nm.s^{-1}) avec une sélectivité supérieure à 25 sur le nickel.

D.2.3 Influence du recuit du BCB

D.2.3.1 Préparation de 4 échantillons à différents degrés de polymérisation

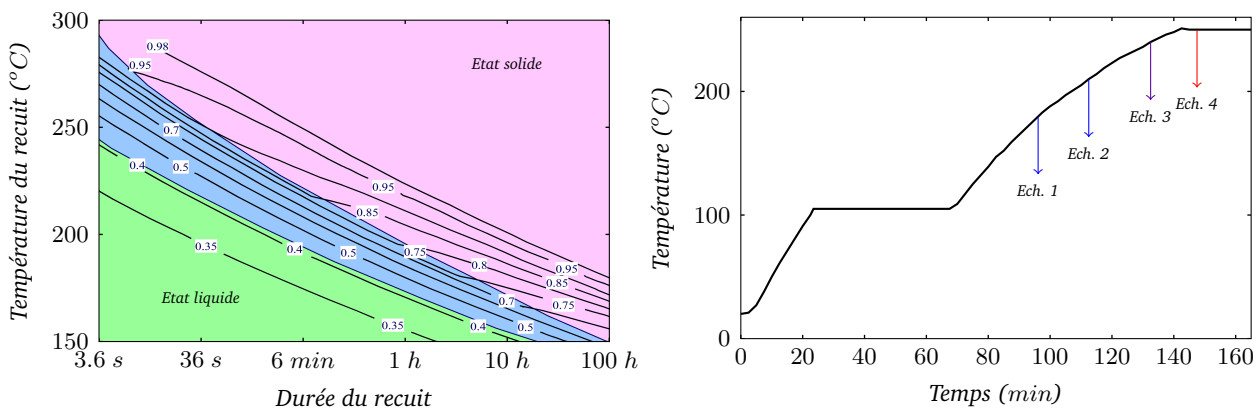
Quatre vignettes de silicium ont été recouvertes de BCB à la tournette pour obtenir une épaisseur de l'ordre de 1 μm selon la documentation du BCB 3022-35 chez DOW. Un premier recuit de stabilisation de 60 *s* à 110 $^{\circ}\text{C}$ a été appliqué.

La figure D.7(a), issue de [206], permet de connaître l'état du BCB en fonction du recuit qui lui est appliqué. Afin de constater l'influence de la polymérisation, nous avons alors procédé à différents cycles de cuisson en utilisant la montée en température du four tubulaire disponible en salle blanche à puissance à 10 %, sous azote (débit de 100 *L.hr*⁻¹). Après une montée à 105 $^{\circ}\text{C}$ que nous avons maintenu pendant 45 *min* environ, nous avons augmenté à nouveau la température des échantillons jusqu'aux valeurs suivantes :

- 180 $^{\circ}\text{C}$ pour l'échantillon 1, soit une polymérisation entre 30 et 40 % ;
- 210 $^{\circ}\text{C}$ pour l'échantillon 2, soit une polymérisation entre 40 et 50 % ;
- 240 $^{\circ}\text{C}$ pour l'échantillon 3, soit une polymérisation entre 75 et 90 % ;
- 250 $^{\circ}\text{C}$ (maintenue 20 minutes) pour l'échantillon 4, soit une polymérisation supérieure à 95 %.

Une fois ces températures atteintes, nous avons sorti rapidement les échantillons à l'air libre. Pour garantir une meilleure qualité de surface, d'autres échantillons ont montré qu'il était préférable de profiter de la descente en température du four (ce qui prend environ 5 *h*). On évite ainsi des défauts distants de plusieurs centaines de micromètres les uns des autres.

Le relevé de température du four (sonde PT100) est donné dans la figure D.7(b).



(a) Etat du BCB en fonction du recuit appliqué [206].

(b) Relevé de température du four (sonde PT100).

Fig. D.7 – Polymérisation du BCB et recuit pour nos 4 échantillons.

D.2.3.2 Réalisation de plots métalliques par lift-off

Chacune des quatre vignettes a été clivée en 4 échantillons (A,B,C et D). Les groupes A et C ont subi un plasma O_2 (20 *sccm*, 30 *s*, 100 *W*, 100 *mT*) pour modifier l'état de surface. Le tableau D.5 montre que ce traitement agit peu sur la rugosité : elle est légèrement augmentée pour les morceaux issus de la première vignette, qui ne résiste pas très bien à la chimie (réaction à l'acétone dans les étapes décrites plus loin), dénotant un recuit insuffisant et un état partiellement solide. Pour les autres, la rugosité est conservée, voire diminuée.

Nous avons alors effectué une lithographie positive avec de la résine photosensible 5214 selon le protocole décrit dans le paragraphe précédent (Fig. D.8(a)). La hauteur de la résine, attendue aux environs de 1.2 μm , est validée par profilométrie. Il est bon de noter que les morceaux issus de la vignette 1 réagissent à l'acétone, par manque de polymérisation. Un évaporateur par effet Joule

Vignette	1	2	3	4
Rugosité sans traitement plasma O ₂ (Å)	49	33	43	87
Rugosité avec traitement plasma O ₂ (Å)	72	26	44	58

Tab. D.5 – Influence du plasma sur la rugosité de surface du BCB.

(Leybold) a été utilisé pour les différents dépôts métalliques (Fig. D.8(b)), sous une pression de $2 \times 10^{-7} \text{ mT}$ à $2 \times 10^{-6} \text{ mT}$. Seuls 750 Å de Ni ont été déposés sur les échantillons des groupes A et B, tandis que ceux du groupe C et D ont été recouverts de 50 Å de Ti puis de 700 Å de Ni, le titane étant souvent utilisé pour faciliter l'accroche. Les échantillons comportant un même dépôt métallique sont traités simultanément pour garantir une épaisseur identique. Le lift-off (Fig. D.8(c)) a été réalisé en utilisant un bain d'acétone. Afin de déterminer ultérieurement l'épaisseur de BCB déposé, nous avons utilisé les motifs en métal comme masque dur, puis gravé le polymère par RIE (Fig. D.8(d)).

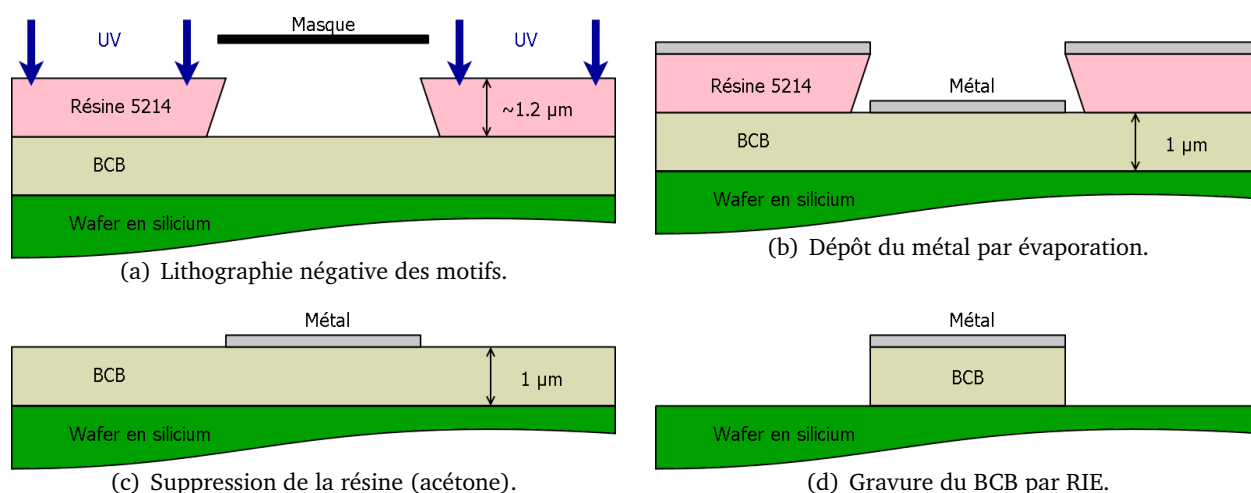


Fig. D.8 – Lift-off puis gravure appliqués à chacun des échantillons.

Le tableau D.6 résume les étapes subies par les 16 échantillons.

Polymérisation				Plasma O ₂	Métal déposé
30-40 %	40-50 %	75-90 %	~ 95 %		
1A	2A	3A	4A	Oui	Ni (750 Å)
1B	2B	3B	4B	Non	Ni (750 Å)
1C	2C	3C	4C	Oui	Ti (50 Å) + Ni (700 Å)
1D	2D	3D	4D	Non	Ti (50 Å) + Ni (700 Å)

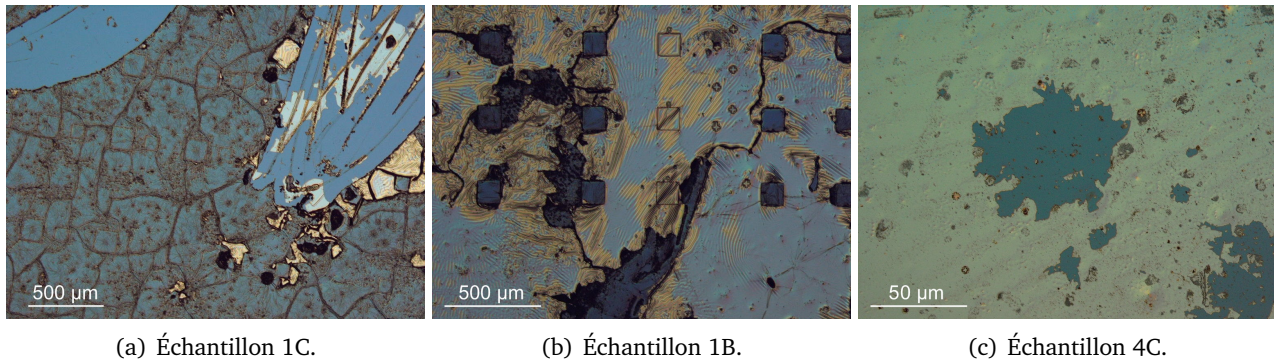
Tab. D.6 – Caractéristiques des 16 échantillons.

D.2.3.3 Résultats : adhésion du titane et du nickel

Si le BCB n'est pas assez polymérisé, le lift-off ne fonctionne pas : un seul échantillon issu de la première vignette permet d'obtenir localement des motifs sur le BCB. Un tel comportement est prévisible dès que le polymère ne résiste pas à l'acétone (Fig. D.9). De même, on a tout intérêt à ne pas trop polymériser puisque pour les autres vignettes, le nombre d'échantillons correctement préparés décroît. Globalement, seuls 10 sont encore recouverts de métal... dont 4 seulement avec du titane.

Afin de déterminer quels échantillons présentent la meilleure adhésion du métal sur le BCB, nous avons disposé sur de l'adhésif de salle blanche puis nous avons effectué un tri selon la quantité de métal restant sur l'échantillon (Table D.7) après les avoir décollés.

De façon générale, plus le BCB est polymérisé, et moins l'adhésion est importante, malgré l'utilisation du titane, traditionnellement utilisés pour faciliter l'accroche. Ainsi, pour réaliser un masque dur métallique, il est important de ne pas trop recuire ce polymère, avec le risque d'être de ne pas supporter certaines agressions chimiques, notamment par l'acétone.



(a) Échantillon 1C.

(b) Échantillon 1B.

(c) Échantillon 4C.

Fig. D.9 – Quelques clichés après le lift-off. Sur les deux premiers, on ne peut pas reconnaître les motifs lithographiés. Sur 4C, le métal est localement décollé.

Echantillon	Métal Ni		Métal Ti+Ni	
	Avec plasma (A)	Sans plasma (B)	Avec plasma (C)	Sans plasma(D)
1	4	-	-	-
2	8	9	3	10
3	7	5	6	-
4	-	0	1	-

Tab. D.7 – Résultat du test d'adhérence du nickel et du titane sur BCB (0 pour à une mauvaise adhérence, et 10 si tout le métal reste sur l'échantillon). Les échantillons pour lesquels le lift-off a été un échec sont notés "-".

D.2.3.4 Mesures de l'épaisseur de BCB déposée et rugosité

Après attaque chimique des motifs de nickel et de titane par du perchlorure de fer, on obtient les mesures de la table D.8. Ces valeurs sont toutes très proches, avec une légère tendance vers une moindre épaisseur lorsqu'on polymérise le BCB.

Vignette	Hauteur de BCB mesurée (μm)	Nombre d'échantillons mesurés	Ecart type (μm)
1	Détérioration par l'acétone	0	?
2	1.11	4	0.017
3	1.02	3	0.02
4	1.06	2	0.02

Tab. D.8 – Influence du plasma sur la rugosité de surface du BCB.

D.2.3.5 Conclusion

Pour que des contacts puissent être déposés par lift-off et adhèrent sur le BCB, il est nécessaire de polymériser le BCB juste suffisamment pour qu'il résiste aux agressions chimiques (acétone par exemple). Les températures de recuit étant relativement basses (moins de 220 °C semblent convenir), l'effet sur le bilan thermique est faible. Le BCB 4022-35 étant photosensible, on pourrait tout à fait le déposer tout en réalisant au moins une ouverture pour les contacts.

D.3 Réalisation de micro-disques encapsulés dans du BCB

D.3.1 Utilisation successive de masques durs en Ni pour ouvrir les contacts

Après élaboration des étapes élémentaires (dépôt, gravure par RIE avec un masque dur en nickel, lithographie), nous avons tenté la fabrication d'une première structure de test employant le BCB. La fabrication est rigoureusement identique à celle présente dans le chapitre 4, mais cette fois, nous nous intéresserons au détail des procédés permettant l'ouverture des contacts et la fabrication de ces derniers, une fois la structure encapsulée dans le BCB.

La structure utilisée pour ces tests a une épaisseur de 1.018 μm , avec 3 puits quantiques.

D.3.1.1 Description des étapes

Après suppression du masque dur (Fig. D.10(a)) définissant le slab, et encapsulation dans du BCB (b) non totalement polymérisé, il est possible d'utiliser un masque dur en nickel pour chacune des ouvertures (c) et (d). Une fois optimisée, la sélectivité entre ce métal et le BCB étant de l'ordre de 25 en RIE, il nous faut au plus une cinquantaine de nanomètres de métal pour graver un micromètre de ce polymère. Malgré le recours à lithographie positive², une telle épaisseur de métal peut être déposée directement par lift-off. Le retrait de ce masque dur est réalisé par réaction avec du perchlorure de fer, qui n'attaque ni la silice, ni l'InP qui peut être apparent lorsqu'une ouverture a déjà été effectuée. La métallisation (e) est normalement précédée par un plasma de nettoyage O₂ (suppression de tout polymère), suivie d'une désoxydation de l'InP par trempe de quelques secondes dans du BOE.

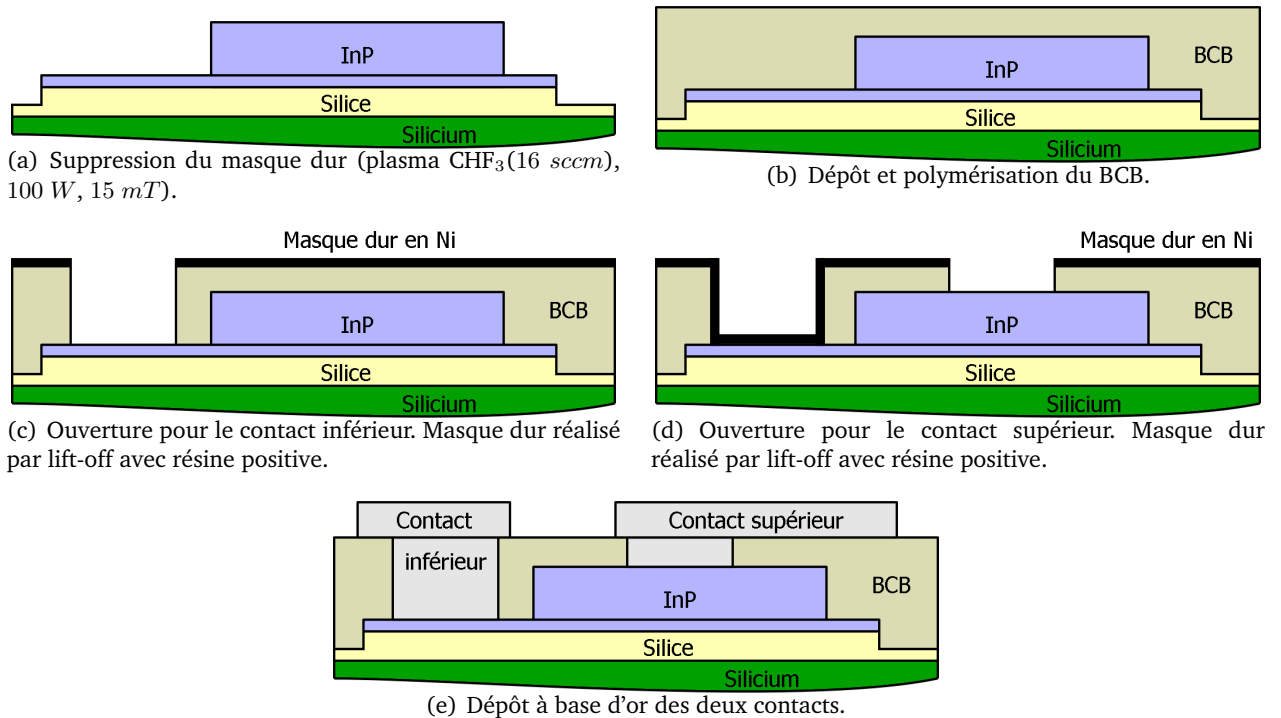


Fig. D.10 – Étapes principales pour encapsuler la structure de BCB et ajouter des contacts.

D.3.1.2 Observations et conséquences

Sur les figures D.11, on observe l'état de l'échantillon après gravure de la première via. On remarque que localement, le métal s'est décollé, sur des zones plus ou moins grandes. Ce phénomène a été observé par la caméra placée au dessus de l'échantillon et contrôlant la position du LASER de la RIE, et ce pendant la première moitié du temps de gravure (environ 2 min en tout). Les gonflements, comme présents en bas de la figure (b), se sont formés et se sont mis à éclater, laissant apparaître le BCB. Cela serait à confirmer, mais on peut légitimement penser que le BCB n'était pas suffisamment polymérisé, et que lors de sa gravure, avec une puissance de 200 W, on continue à le recuire. Ce dernier se mettrait alors à légèrement dégazer. Le vide de l'enceinte favoriserait alors ces détériorations. Or, on ne peut pas utiliser un BCB trop polymérisé pour une bonne adhésion du masque dur, comme nous l'avons montré auparavant.

Après l'attaque chimique du nickel par le perchlorure de fer, nous avons tout de même tenté de réaliser la seconde ouverture. A la première tentative de lift-off, le métal n'a pas adhéré, à la seconde, le lift-off a échoué, comme constaté en Fig. D.12(a). Les défauts précédemment évoqués sont devenus visibles une fois le métal déposé (Fig. D.12(b)) : la surface du BCB est donc gonflée par endroit.

Nous nous sommes donc orienté vers une solution alternative qui ne fait pas appel à un second masque dur en nickel mais à un matériau assurant lui aussi une bonne sélectivité lors de la gravure.

2. Les flancs de résine sont inversés par rapport à la figure D.8 qui décrit un lift-off.

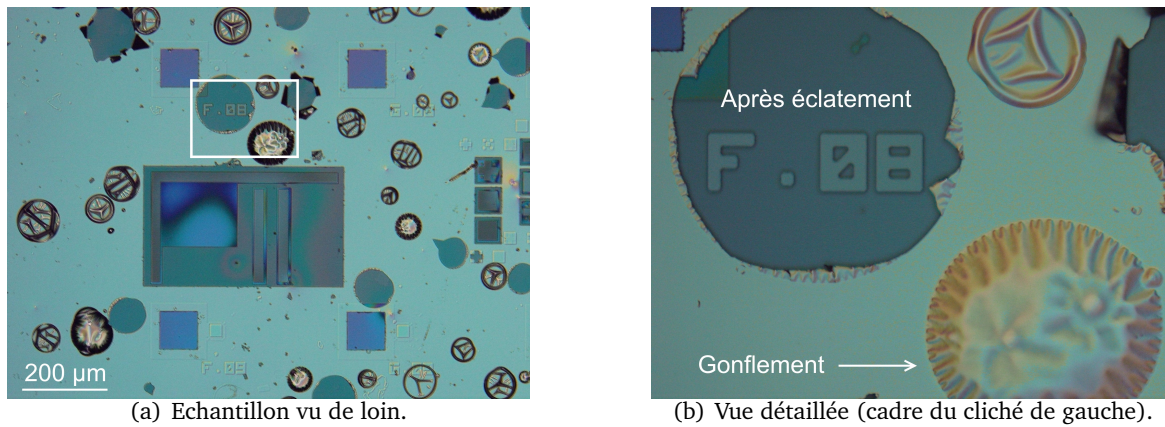


Fig. D.11 – Clichés du masque dur en nickel pris après la gravure de la première via.

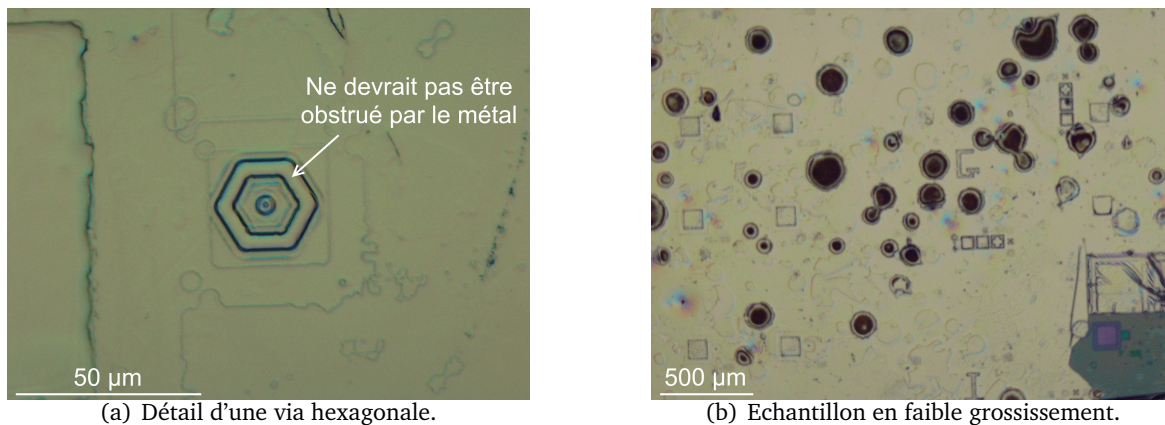


Fig. D.12 – Clichés après la seconde tentative de lift-off pour ouvrir la via supérieure.

D.3.2 Utilisation de l'ITO comme contact supérieur et masque dur

Dans un second temps, nous avons donc opté pour l'utilisation de l'ITO, qui permettra dans la foulée de réaliser le contact supérieur. Ce matériau présente plusieurs avantages :

- c'est un conducteur dont l'absorption optique dépend des conditions de dépôt et de recuit ;
- il s'attaque en RIE avec les mêmes gaz que l'InP, ce qui laisse à penser qu'il peut servir de masque à un matériau qu'on attaque avec un composé fluoré, comme le BCB. Étant déjà un oxyde, il risque peu de réagir avec l'oxygène utilisé pour le BCB ;
- il se dépose à faible puissance (deux fois moindre que pour la silice), autorisant même les lift-off.

D.3.2.1 Description des étapes

Les étapes envisagées sont décrites dans la figure D.13.

Après suppression du masque dur en silice (a), on dépose immédiatement le contact inférieur (b). Le métal (à base d'or) assurera alors une couche d'arrêt lors de l'ouverture du BCB plus tard (f). La structure est alors entièrement recouverte de BCB, faiblement polymérisé (c). Un lift-off de nickel suivi d'une gravure RIE (d) permet d'ouvrir le contact supérieur. Comme d'après le paragraphe précédent, il nous est difficile de réaliser un dépôt métallique, on recouvre alors entièrement l'échantillon de 400 nm d'ITO, puis de 150 nm de silice (e). Par lift-off de nickel, on crée une ouverture pour aller chercher le contact inférieur par RIE (f). Le contact en or ne réagissant pas avec le perchlorure de fer, on peut supprimer le masque dur (g) sans aucune réaction non désirée (l'ITO apparent au niveau de la via est davantage attaqué par les acides). Une lithographie (h), puis son transfert sur le masque dur en silice (i), permettent ensuite de structurer l'ITO (j). On supprime alors le masque dur de silice par RIE, attaquant aussi le BCB... Un lift-off permet de déposer le plot du contact supérieur (k,l).

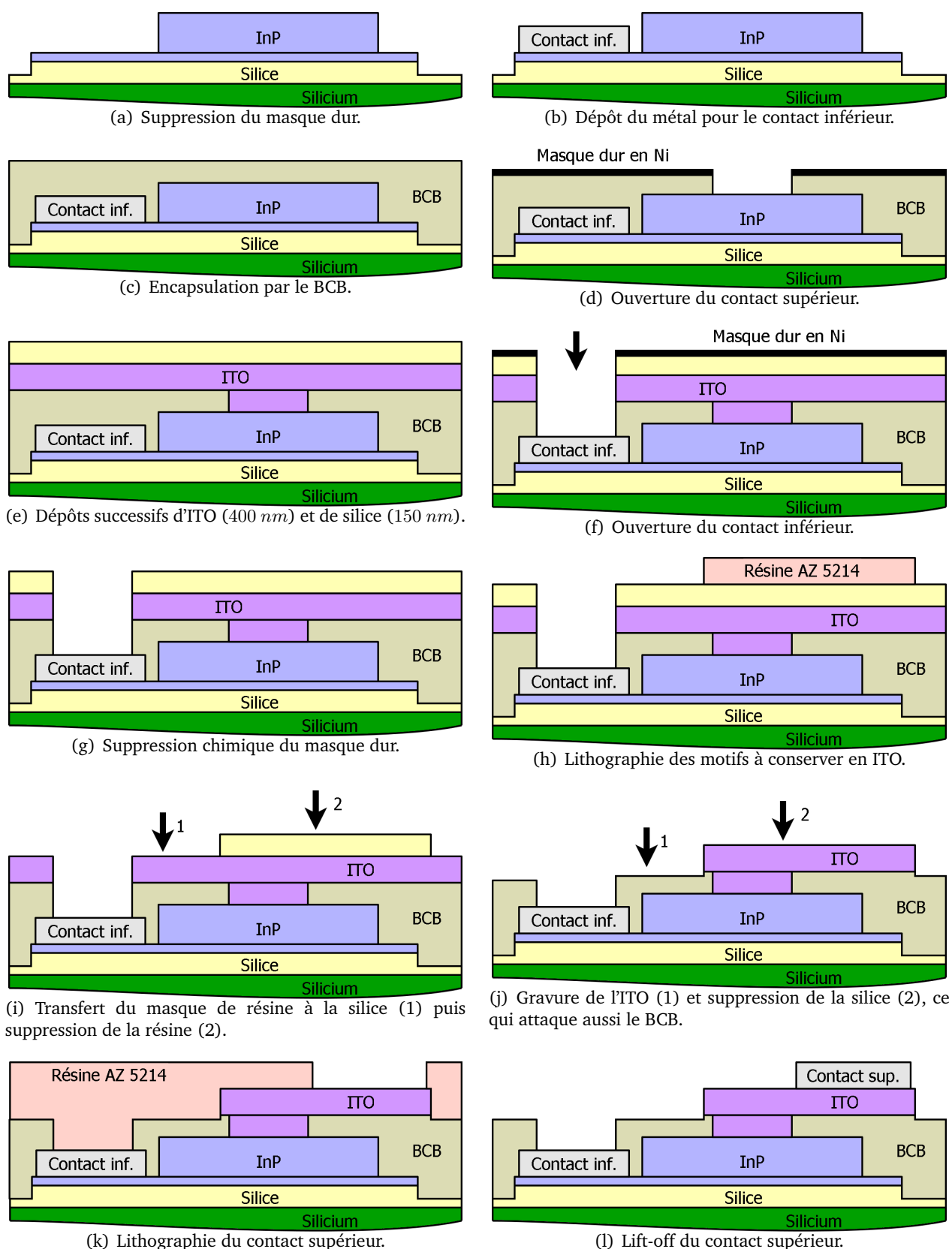
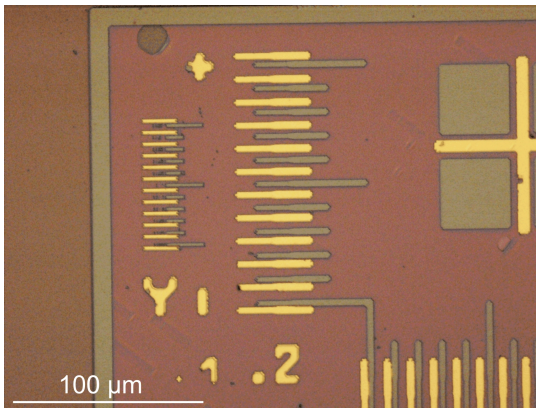


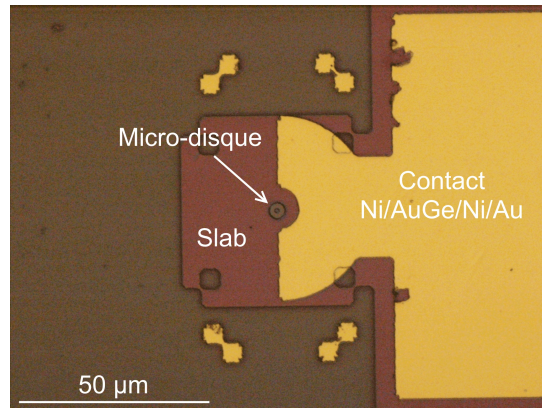
Fig. D.13 – Étapes de fabrication avec un seul lift-off sur BCB et utilisation de l'ITO.

D.3.2.2 Importance du recuit de contact avant encapsulation

Afin d'obtenir un contact de bonne qualité sur InP, nous utilisons une hétérostructure Ni/Au-Ge/Ni/Au avec des épaisseurs respectives de 50 Å / 1000 Å / 650 Å / 1000 Å. Avec un total de 270 nm, celle-ci est relativement facile à déposer par lift-off avec de la résine AZ 5214 dont les motifs de résine mesurent environ 1.3 μm de hauteur (Fig. D.14).



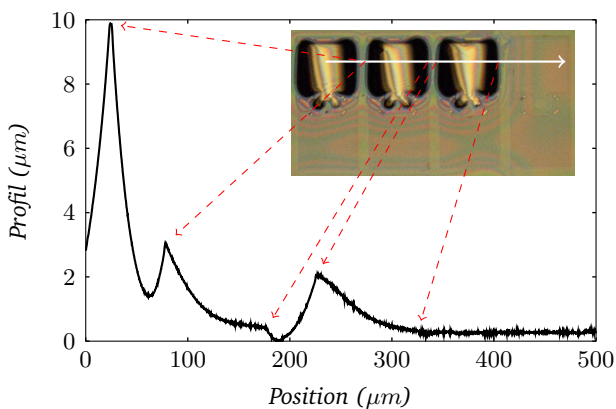
(a) Alignement entre les niveaux "contacts" et "disques".



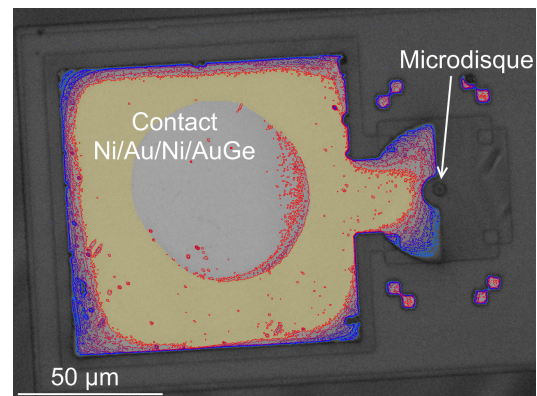
(b) Vue de dessus d'une structure.

Fig. D.14 – Clichés après le lift-off des contacts en or (avant recuit de contact et dépôt de BCB).

Suite à un recuit à 380°C pendant 45 s pour réduire la résistivité des contacts, nous avons déposé le BCB que nous avons polymérisé. Les figures D.15 montrent que les plots en or se sont décollés et ont généré des contraintes (Fig. (a) et (b)). Ce phénomène est bien plus prononcé en absence d'InP (a) : malgré la couche d'accroche en Ni, l'adhérence est donc moins bonne à l'interface silice/contact qu'à celle silice/InP ou InP/contact. La mesure par profilométrie montre que ce décollément atteint jusque $10\ \mu\text{m}$ (Fig. (a)). A contrario, on a pu montrer par mesure d'interférences que le BCB n'introduisait aucune contrainte, le rayon de courbure de l'échantillon étant mesuré à plusieurs centaines de mètres.



(a) Profil sur une zone sans vignettes d'InP.



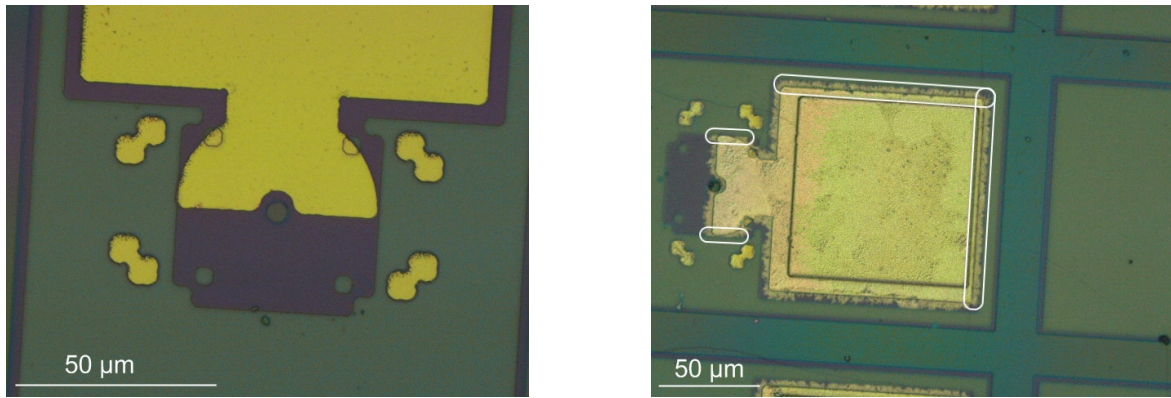
(b) Zone avec InP.

Fig. D.15 – Vue de dessus des contacts après recuit du BCB.

Sur la figure (b), les courbes de niveau en intensité de couleur (retouche logicielle) font ressortir les zones potentiellement décollées. Seule la zone centrale (jaune clair) semble ne pas être déformée. Celle entourant le résonateur est fortement altérée : on ignore donc comment se répartit le BCB autour de ce dernier, et il est impossible d'ouvrir correctement la via supérieure. La réalisation d'un autre échantillon (P11-2) a mis en évidence que le recuit de contact est la cause de ces déformations, le BCB ne maintenant pas suffisamment la structure.

D.3.2.3 Fabrication complète

L'échantillon P11-7 a été réalisé en suivant les étapes de la figure D.13, sans le recuit de contact avant encapsulation. Cependant, après l'avoir recouvert d'ITO et de silice, on observe des motifs en périphérie des plots en or (Fig. D.16(b)). L'or a probablement diffusé lors du second dépôt qui se fait à plus forte puissance (500 W contre 200 W), induisant davantage d'échauffement dans le bâti. Ce phénomène atteint d'ailleurs la périphérie du disque, et semble ne se propager qu'à l'interface BCB/InP : les zones encadrées en blanc montrent que ces motifs s'arrêtent avec le slab. Etant donné que le recuit du BCB prend plusieurs heures et atteint les 210°C , on peut légitimement penser que le dépôt de silice entraîne des températures bien plus élevées avec le matériel à disposition.



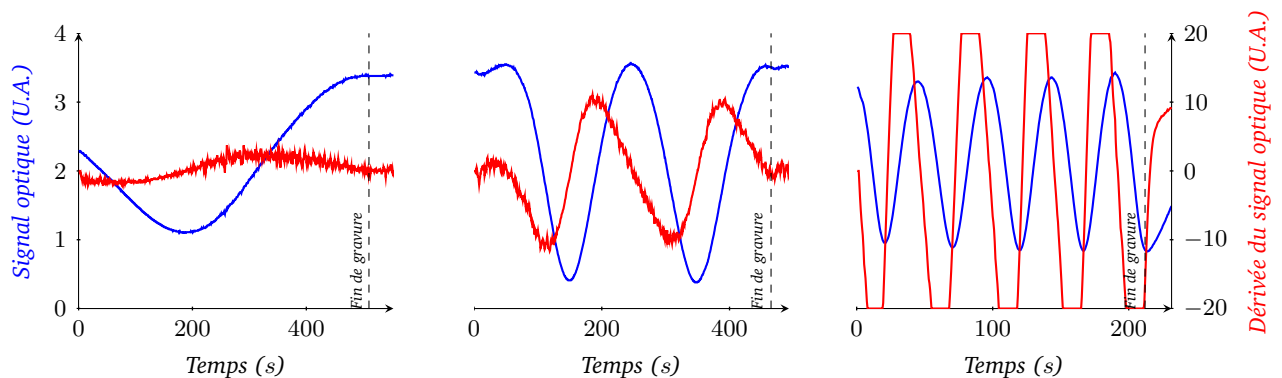
(a) Échantillon P11-7 après encapsulation, sans recuit de contact. (b) Échantillon P11-7 après dépôt d'ITO et de silice, et lithographie de la via du contact inférieur.

Fig. D.16 – Échantillon P11-7 avant et après le dépôt d'ITO et de silice.

Afin de valider les étapes ultérieures, la fabrication a été poursuivie. La gravure de l'empilement {silice-ITO-BCB} montre comme prévu une bonne détection des fins d'attaque lorsqu'on passe d'un matériau à un autre (Fig. D.17), et l'épaisseur gravée d_i vérifie bien la relation suivante :

$$d_i \sim \frac{\lambda \cdot x_i}{2 \cdot n_i} \quad (\text{D.2})$$

avec n_i l'indice des milieux (successivement³ ~ 1.5 , ~ 1.9 , ~ 1.6) à la longueur d'onde du LASER d'interférométrie ($\lambda = 672 \text{ nm}$) et x_i le nombre de périodes sur le graphe pour la $i^{\text{ème}}$ gravure.



(a) Gravure de la silice (plasma CHF_3 (16 sccm), 100 W, 15 mT). (b) Gravure de l'ITO (plasma CH_4 (10 sccm)/ H_2 (30 sccm)/Ar(2 sccm), CHF_3 (16 sccm)/ O_2 (16 sccm), 200 W, 200 W, 30 mT). (c) Gravure du BCB (plasma CHF_3 (16 sccm)/ O_2 (16 sccm), 200 W, 30 mT).

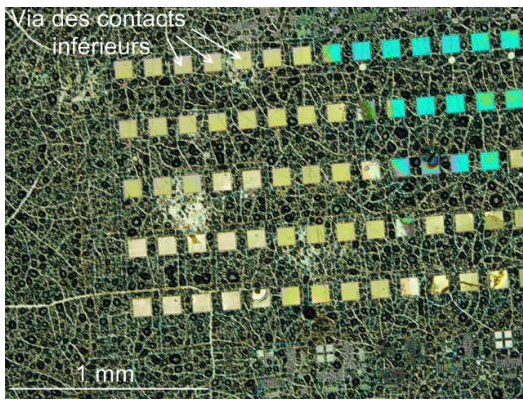
Fig. D.17 – Suivi par interférométrie lors de l'ouverture du contact inférieur à travers la silice, l'ITO et le BCB.

Bien que l'état de surface soit anormalement dégradé (Fig. D.18(a)), le nickel part sans difficultés (Fig. D.18(b)) après 10 s d'attaque par du perchlorure de fer.

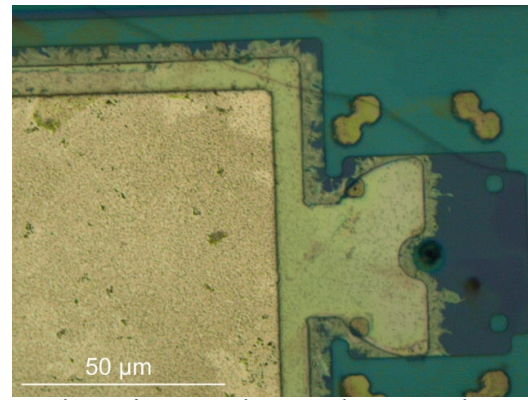
Les cinétiques de gravure associées à la fabrication des contacts supérieurs sont données dans la figure D.19. Lors du transfert du masque dur (a), la fin de gravure a été moins prononcée : nous avons donc prolongé cette étape. La gravure de résine ne présente aucune anomalie (b). Celle de l'ITO, en utilisant la silice comme masque dur est par contre anormalement courte, laissant penser à une attaque de l'ITO pendant les deux étapes précédentes. Malheureusement, la gravure du masque dur à l'étape suivante (d) est très différente de celle rencontrée en (a).

Le cliché (a) de la figure D.20 permet de supposer que l'échantillon répond aux attentes. Après lift-off du plot métallique en Ni/AuGe/Ni/Au (identique à celui du contact inférieur) sur l'ITO (et donc sans recuit de contact), l'état de l'échantillon s'est fortement dégradé, comme on peut le voir sur la figure D.20(b).

3. Voir en annexe D pour l'évaluation expérimentale des 2 dernières valeurs.



(a) Avant retrait du masque dur.



(b) Après retrait chimique du masque dur.

Fig. D.18 – Observations au microscope avant et après retrait du masque dur en nickel.

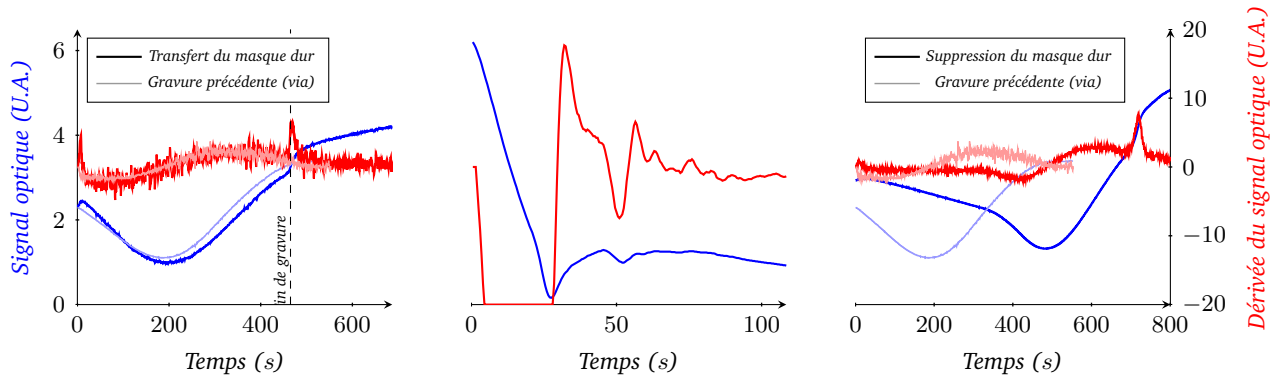
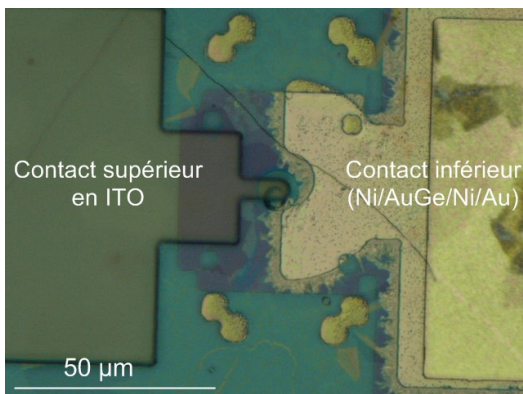
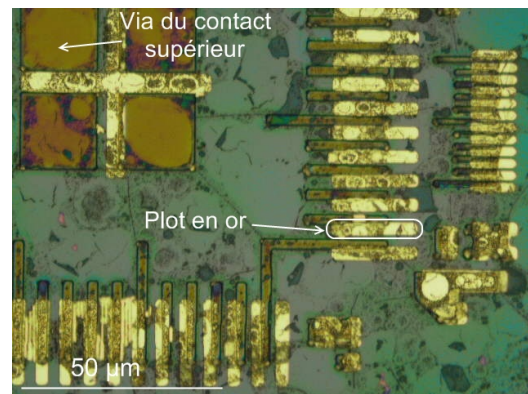
(a) Gravure de la silice (plasma CHF_3 (16 sccm), 100 W, 15 mT).(b) Gravure de l'ITO (plasma CH_4 (10 sccm)/ H_2 (30 sccm)/Ar (2 sccm), CHF_3 (16 sccm), 100 W, 15 mT)..(c) Gravure de la silice (plasma CHF_3 (16 sccm), 100 W, 15 mT)..

Fig. D.19 – Gravures RIE du contact supérieur de P11-7, exception faite de celle de la résine entre les gravures (a) et (b), puisque conforme aux attentes, avec une fin d'attaque très aisée à détecter. Les courbes bleu clair correspondent à la gravure de la silice lors de l'ouverture du contact inférieur.



(a) Après gravure du contact supérieur en ITO (alignement grossier).



(b) Après le lift-off du plot pour le contact supérieur.

Fig. D.20 – Observations au microscope lors de la fabrication du contact supérieur.

D.3.3 Conclusion concernant l'utilisation du BCB

Devant la quantité de défauts rencontrés, nous n'avons pas mené plus loin les caractérisations. En effet, la présence d'or au contact du résonateur empêche tout facteur de qualité susceptible de permettre un régime LASER, et cette dernière peut partiellement court-circuiter la structure. De même, la gravure de l'ITO étant incertaine, on peut de nouveau connaître les mêmes désagréments pour la caractéristique électrique. Vu l'état des deux contacts, les caractériser n'apporterait pas d'informations

pertinentes à priori.

Le fait de devoir se contenter d'un seul lift-off sur BCB nous a obligé à utiliser un empilement complexe pour le contact supérieur qu'il a fallu graver en plusieurs fois. Nous avons donc opté pour l'abandon du BCB malgré les temps de mise au point des procédés, et choisi de recourir à la silice, quitte à utiliser plusieurs dépôts successifs, mais non contrôlés en terme de bilan thermique.

D.4 Jeu de masques utilisés à l'INL (et dans le premier lot du LETI)

Le jeu de masques utilisé à l'INL n'est pas aussi optimisé en terme de taille et de géométrie des contacts que ceux utilisés par le LETI : en effet, il est impossible d'assurer le même niveau de précision dans les alignements. De plus, les premières versions ont été dessinées en début de thèse : la taille des via n'est donc pas du tout optimisée. Certaines améliorations (notamment la géométrie du contact inférieur évoquée dans le paragraphe D.3.2) ont été portées plus tard à l'INL, tout en conservant une compatibilité avec les masques précédemment dessinés.

D.4.1 Description du masque

La figure D.21 est une vue générale du jeu de masques. On distingue différentes zones : les structures (25 répétées 4 fois), les mires d'alignement (indispensables pour l'INL), les zones de contrôle dimensionnel, aussi bien à la lithographie que pour les épaisseurs par profilométrie. Chaque LASER occupe une surface de $150 \times 300 \mu\text{m}$, principalement à cause des plots de contact (carrés roses) pour la caractérisation électrique.

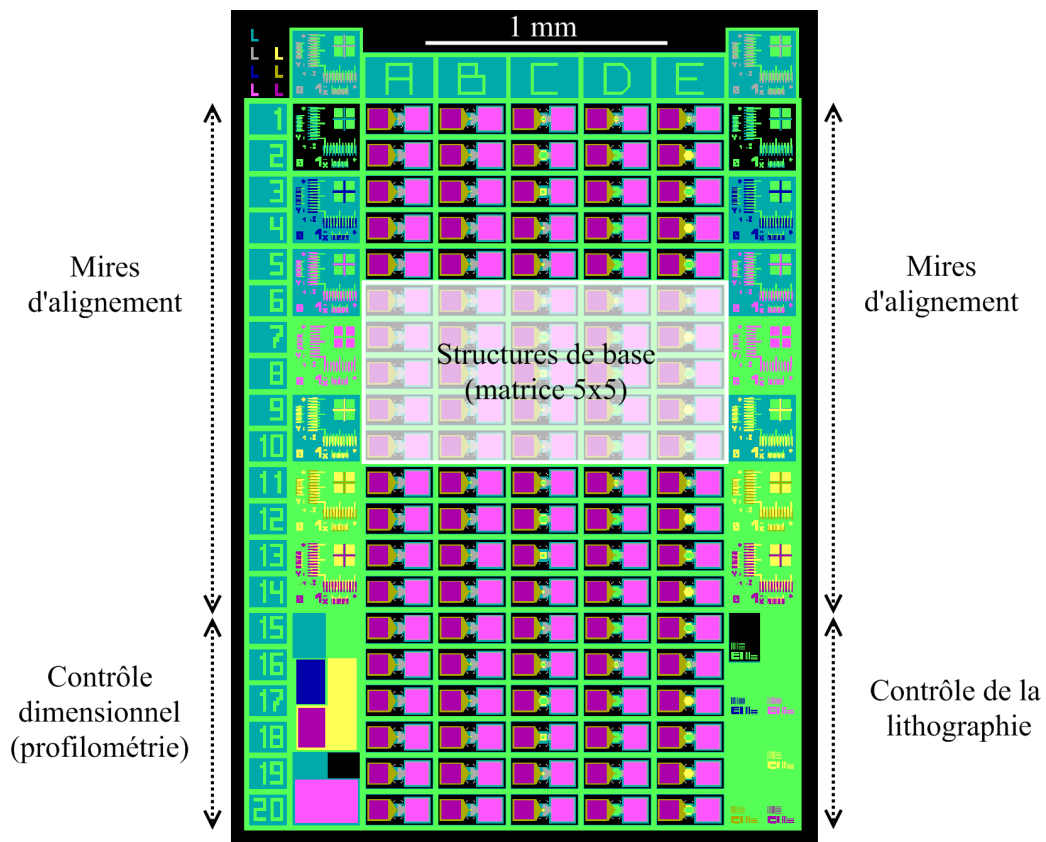


Fig. D.21 – Jeu de masque commun utilisé entre l'INL et le LETI : la cellule fait $2.3 \times 3.3 \text{ mm}$.

Les types de LASERS sont les suivants (les cotes sont toutes en micromètres) :

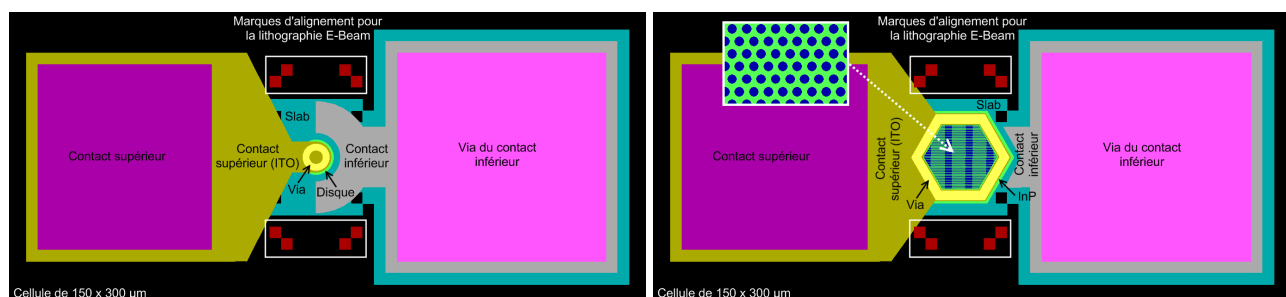
- R / R_c : LASERS à micro-disques de rayon R avec une via de rayon R_c . Ces valeurs sont des diamètres sur une instance sur deux pour le jeu de masques de l'INL ;
- Hx : structures à cristaux photoniques de maille hexagonale dont le contact supérieur est au centre de la cavité que formerait un cristal de type H1, H2 ... ;

- CP : structures à cristaux photoniques en bande de valence ou de conduction, ou de type graphite, avec un contact supérieur périphérique ;
 - Carré : structure adaptée pour la fabrication de cristaux photoniques de maille carrée.
- Le tableau D.9 détaille l'organisation du réticule et fournit les dimensions caractéristiques.

		A	B	C	D	E	
1	Mires d'alignement	7.5 / 4.0	12.5 / 5.0	CP	Hx	Hx	Mires d'alignement
2		7.5 / 3.0	10.0 / 7.0	CP	Hx	CP	
3		5.0 / 4.0	10.0 / 5.0	Carré	Hx	CP	
4		5.0 / 3.0	10.0 / 3.0	12.5 / 10.0	Hx	CP	
5		5.0 / 2.0	7.5 / 5.0	12.5 / 7.5	Hx	CP	
6		7.5 / 4.0	12.5 / 5.0	CP	Hx	CP	
7		7.5 / 3.0	10.0 / 7.0	CP	Hx	CP	
8		5.0 / 4.0	10.0 / 5.0	Carré	Hx	CP	
9		5.0 / 3.0	10.0 / 3.0	12.5 / 10.0	Hx	CP	
10		5.0 / 2.0	7.5 / 5.0	12.5 / 7.5	Hx	CP	
11		7.5 / 4.0	12.5 / 5.0	CP	Hx	CP	
12		7.5 / 3.0	10.0 / 7.0	CP	Hx	CP	
13		5.0 / 4.0	10.0 / 5.0	Carré	Hx	CP	
14		5.0 / 3.0	10.0 / 3.0	12.5 / 10.0	Hx	CP	
15	Contrôle dimensionnel	5.0 / 2.0	7.5 / 5.0	12.5 / 7.5	Hx	CP	Contrôle de lithographie
16		7.5 / 4.0	12.5 / 5.0	CP	Hx	CP	
17		7.5 / 3.0	10.0 / 7.0	CP	Hx	CP	
18		5.0 / 4.0	10.0 / 5.0	Carré	Hx	CP	
19		5.0 / 3.0	10.0 / 3.0	12.5 / 10.0	Hx	CP	
20		5.0 / 2.0	7.5 / 5.0	12.5 / 7.5	Hx	CP	

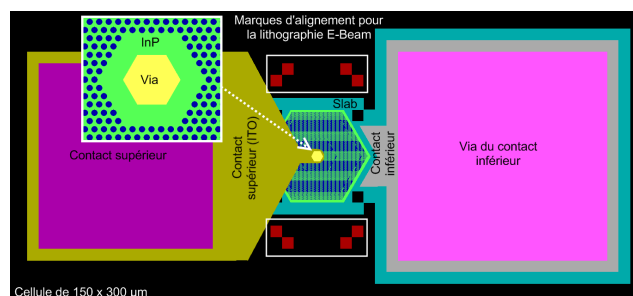
Tab. D.9 – Détail des structures présentes sur le masque.

Nous ne détaillerons pas davantage les structures à base de cristaux photoniques, bien que plusieurs paramètres puissent être balayés, comme la taille et la géométrie des contacts. Un niveau spécialement dédié permet de réaliser des marques d'alignement pour la lithographie électronique (INL), comme on peut le voir sur les 3 structures de la figure D.22. La lithographie DUV 193 nm étant indispensable, nous n'avons pas obtenu d'échantillons provenant du LETI pendant la thèse.



(a) Un micro-disque.

(b) Un cristal photonique avec mode de bloc.



(c) Un cristal photonique avec un mode de cavité H6.

Fig. D.22 – Vues de dessus de 3 types de structures, depuis l'éditeur de fichiers GDS.

D.4.2 Contrôle dimensionnel

La figure D.23 détaille la façon d'utiliser la zone de contrôle dimensionnel. En cours de fabrication, il est possible de mesurer certaines cotes particulières (1-8), et certaines zones permettent de placer facilement le laser d'interférométrie lors de la gravure RIE (représentée par le gros point rouge aux étapes 1,2,4 et 6).

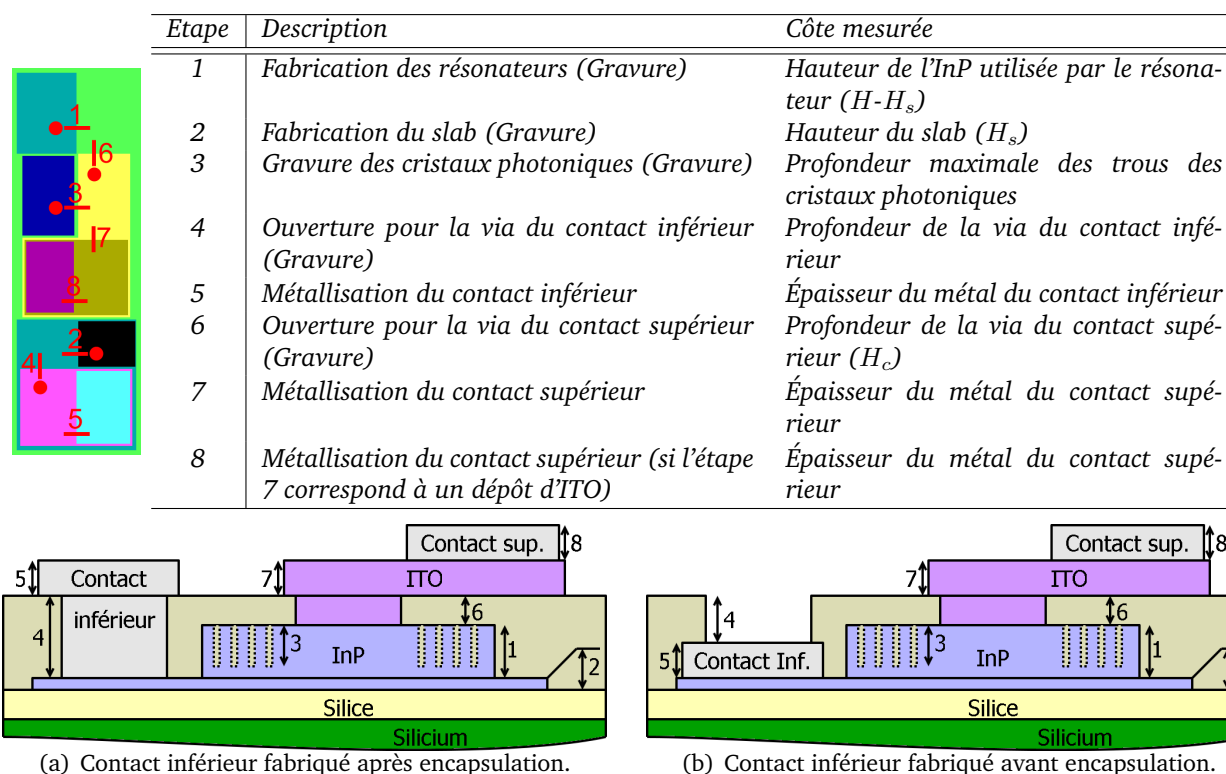


Fig. D.23 – Utilisation de la zone de contrôle dimensionnel. L'ordre des étapes correspond au cas (a). Lorsqu'on réalise l'ouverture du contact supérieur (plus petit que le spot), il suffit de placer le LASER de l'interféromètre au point rouge de l'étape 6, et on peut mesurer la profondeur de gravure (côte 6 des figures (a) et (b)) en suivant le trait 6.

D.4.3 Contrôle de la lithographie

Cette zone est en fait exclusivement utilisée par le LETI : il s'agit de simples réseaux périodiques représentant les cotes les plus faibles à réaliser. Typiquement, des barres de $1\ \mu\text{m}$ avec une période de $2\ \mu\text{m}$, sauf pour les cristaux photoniques (motifs plus petits).

D.4.4 Contrôle fonctionnel

On peut noter l'absence de motifs de type TLM pour caractériser les contacts. Cet oubli a été corrigé dans le jeu de masques pour WADIMOS. Cependant, il est possible de caractériser la diode P-I-N en utilisant les motifs du contrôle dimensionnel, en plaçant les pointes sur les plots des deux contacts.

Table des figures

Chapitre 1 : Vers l'optique intégrée	25
1.1 Évolution de la fréquence et du TDP de processeurs x86 grand public depuis 2000.	26
1.2 Nouveaux processeurs prévus pour fin 2008 chez Intel et AMD.	27
1.3 Organisation générale des CPU et des GPU.	27
1.4 Comparaison des plus performantes unités de calcul au monde [74] avec les GPGPU et CPU actuels.	28
1.5 Topologie pour les interconnexions et consommation.	29
1.6 Nature des interconnexions pour des distances allant du km (WAN) au millimètre (Intra-puce). .	29
1.7 Évolution des débits offerts par les connexions électriques et optiques.	30
1.8 Schéma des différents éléments constituant un lien électrique et un lien optique.	31
1.9 Comparaison des latences pour des liens à $3 Gb.s^{-1}$ pour une technologie de $0.25 \mu m$ (2001). . .	32
1.10 Estimation de la consommation pour différents types de liens à 4 et $6 Gb.s^{-1}$ pour des SOC. . . .	33
1.11 Différentes façons de combiner l'optique avec les composants classiques de l'électronique.	35
1.12 Récapitulatif de différents LASERs pompés électriquement, fonctionnant à température ambiante.	36
1.13 Principe de fonctionnement des modulateurs.	37
1.14 Exemples de modulateurs.	38
1.15 Principaux éléments pour diriger la lumière d'un guide vers un autre en fonction de la longueur d'onde.	38
1.16 Routeur 8 vers 8 avec 28 Add/Drop et sa table de vérité.	39
1.17 Schéma de principe d'un démultiplexeur AWG.	39
1.18 Exemples des photodiodes couplées à un guide.	40
Chapitre 2 : Le LASER à modes de galerie pompé électriquement	43
2.1 Mise en évidence des premiers modes de galerie dans le domaine de l'acoustique : la cathédrale St Paul à Londres.	44
2.2 Représentation de la composante H_z du mode $TE(2, 35, 0)$	45
2.3 Contacts sur les micro-disques : du démonstrateur vers une solution monolithique.	46
2.4 Sources de pertes dans le micro-disque pompé électriquement.	46
2.5 Vue de dessus d'un mode se propageant dans le sens horaire pour différents ordres azimutaux. . .	48
2.6 Propriétés spectrales pour un disque de $2.5 \mu m$, de hauteur $545 nm$, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5.	49
2.7 D'un problème 3D vers un problème 2D : utilisation de l'indice effectif et transformation conforme.	50
2.8 Expression des différents paramètres selon la région considérée.	51
2.9 Représentation de la fonction permettant de calculer l'indice effectif à partir d'un ordre vertical donné.	52
2.10 Exemple avec une membrane de $0.55 \mu m$ de haut (zone grisée), en InP dans de la silice : 3 modes au plus peuvent cohabiter à $1.55 \mu m$	52
2.11 Onde stationnaire dans le disque excitée par une onde incidente adaptée.	53
2.12 Spectres à ordre azimutal m et vertical n fixes pour la recherche de résonances.	54
2.13 Cheminement pour obtenir notre solution 3D à partir des modèles 2D du plan infini d'indice n_{disk} , du cylindre infini d'indice n_{eff} et des équations de Maxwell.	55
2.14 Distribution de l'excitation magnétique pour le mode $(0,26,0)$ d'un disque en InP dans de la silice.	56
2.15 Distribution radiale et verticale de l'excitation magnétique avec notre modèle.	56
2.16 Comparaison du confinement vertical avec la FDTD, pour le mode $(0,26,0)$, $H = 0.55 \mu m$, et des indices optiques de 3.17 et 1.44.	56
2.17 Comparaison des distributions radiales normalisées par rapport à la composante z de l'excitation.	57
2.18 Vue globale de la solution retenue.	59
2.19 Description du contact supérieur.	59

2.20 Principe de la méthode perturbative.	60
2.21 Evolution des pertes en fonction de la géométrie du contact supérieur pour le mode $(0, 26, 0)$	61
2.22 Comparaison de deux formes de Tab.	62
2.23 Approximation des pertes dans le Tab pour les modes $(0, m, 0)$ avec $H_c = \Delta L = 250 \text{ nm}$	63
2.24 Représentation graphique de H_c en fonction de R_c pour différents facteurs de qualité visés.	64
2.25 Évolution des pertes en fonction de la géométrie des contacts pour des modes autour de $1.55 \mu\text{m}$	64
2.26 Vue 3D de la composante H_z du mode $TE(0, 26, 0)$ pour un disque sans et avec un slab.	65
2.27 Comparaison du confinement vertical dans le disque et dans le slab.	66
2.28 Évolution des pertes en fonction de la géométrie du contact supérieur pour le mode $(0, 26, 0)$	67
2.29 Extension du mode avec un slab partiel.	68
2.30 Pertes en fonction de α pour différents modes.	69
2.31 Description d'un slab (en bleu) permettant de minimiser les interactions entre les contacts.	69
2.32 Vues schématiques d'une structure avec ses contacts.	70
2.33 Solution stationnaire dans le disque creux, excitée par une onde incidente dont une partie est réfléchie.	70
2.34 Comparaisons de la distribution spatiale de H_z pour $R = 2.5 \mu\text{m}$ entre le disque standard et des disques creux.	71
2.35 Spectres dans un micro-disque de rayon $R = 2.5 \mu\text{m}$	72
2.36 Description d'un disque avec ses contacts, et deux guides optiques pour la collection de la lumière.	73

Chapitre 3 : Couplage et sélection de mode 75

3.1 Principaux paramètres géométriques permettant de contrôler les ordres (l, m, n) d'un mode de galerie.	76
3.2 Réduction de la compétition modale et sélection d'un mode parmi un peigne.	77
3.3 Abaque des indices effectifs pour une membrane d'InP dans de la silice.	77
3.4 Couplage entre deux guides rectilignes et indices effectifs.	78
3.5 Couplage entre deux guides silicium dans de la silice.	80
3.6 Modèle utilisé pour le couplage entre un micro-disque et un guide.	81
3.7 Evolution des pertes de couplage en fonction de la distance séparant le guide du résonateur.	82
3.8 Modélisation du couplage entre un guide droit et un mode de galerie de la famille $(0 - 1, m, n)$	84
3.9 Couplage entre un guide droit et un micro-disque séparés par de la silice.	86
3.10 Variations des pertes et de la fréquence en fonction de x_g pour le mode $TE(0, 45, 0)$	87
3.11 Esquisses représentant les zones pour lesquelles le mode de galerie se déforme en présence du guide.	89
3.12 Facteur de qualité et puissance couplée pour un disque de $2.5 \mu\text{m}$ de rayon.	89
3.13 Vue 2D de la structure étudiée et valeurs des paramètres.	91
3.14 Comparaison entre les résultats de la théorie des modes couplés avec la FDTD 2D.	93
3.15 Optimisation de Z pour doubler le FSR.	94
3.16 Esquisse du peigne formé par les modes d'intérêts et pseudo FSR_g	95
3.17 Distribution des facteurs de qualité pour différentes valeurs du FSR a-dimensionné.	97
3.18 Evolution des facteurs de qualité de différents modes $TE(0, m, 0)$ pour un micro-disque, en fonction de la longueur de la portion droite de guide.	98
3.19 Tolérance sur la longueur de la portion de guide droit définissant la taille de la boucle extérieure.	100
3.20 Dispositif optique permettant de collecter la lumière dans un seul guide.	100
3.21 Utilisation de motifs périodes pour favoriser certains ordres azimutaux.	102
3.22 Exemples de défauts localisés pour contrôler la phase d'un mode stationnaire, sans favoriser un ordre azimutal particulier.	102
3.23 Modifications pour réaliser un démonstrateur basé sur l'actuation thermique.	103
3.24 Déphasage dans le guide en silicium induit par la variation de la température	104
3.25 Détails des deux zones retenues pour utiliser le saut de modes dans un résonateur de $5 \mu\text{m}$ de rayon.	105
3.26 Schéma de principe (spectre) pour ajuster la fréquence d'un mode.	106
3.27 Exemples de solutions asymétriques, avec contrôle des conditions d'interférence et modulation du signal de sortie.	107
3.28 Couplage et robustesse entre le résonateur et deux guides.	108

Chapitre 4 : Fabrication de micro-LASERS : vers des procédés compatibles CMOS

	109	
4.1	Étapes de fabrication pour obtenir un lien optique.	111
4.2	Vue de dessus d'une mire ayant servi pour un alignement.	112
4.3	Solution retenue dans le cadre de WADIMOS pour ajuster les LASERS aux éléments de routage.	112
4.4	Wafers de 200 mm à différentes étapes du collage et suppression du substrat d'InP.	114
4.5	Vue à l'échelle de la structure à base d'InP la plus mince ($H \sim 0.5 \mu m$ et $R \sim 2.5 \mu m$), après suppression du wafer en InP et de l'InGaAs.	115
4.6	Exemple de chronogramme d'interférométrie lors de la gravure totale d'un échantillon.	115
4.7	Utilisation d'un matériau comme intermédiaire entre l'InP et les pistes métalliques.	118
4.8	Étapes permettant de réaliser des plots d'ITO au CEA-LETI sur des wafers 200 mm (lot 995D).	118
4.9	Observation MEB de plots de 400 nm espacés de 400 nm de silice, après clivage.	119
4.10	Évolution de l'indice optique de l'ITO en fonction de la longueur d'onde (avant et après recuit).	120
4.11	Evolution du coefficient d'absorption effectif pour une membrane de 550 nm d'InP entourée d'ITO.	120
4.12	Étapes de fabrication détaillées.	122
4.13	Détail des étapes pour les échantillons A et B.	123
4.14	Gravure partielle : suivi interférométrique et mesure par profilométrie.	123
4.15	Observation après ouverture du contact supérieur.	124
4.16	Observation après lift-off d'ITO.	124
4.17	Câblage électrique pour les mesures en pompage pulsé.	125
4.18	Vue schématique du banc de caractérisation.	125
4.19	Comparaison électrique de structures avec des contacts en Or et en ITO.	126
4.20	Spectres obtenus en utilisant une fibre clivée pour la collection de la lumière.	127
4.21	Vue d'un wafer 200 mm avec 3 vignettes après le retrait du substrat d'InP (lot J515).	128
4.22	Clichés en cours de fabrication issus du lot J515.	129
4.23	Gravure des flancs des micro-disques : photo MEB et résultats de simulation.	129
4.24	Résultats issus de la FDTD 3D pour le mode (0,26,0).	130
4.25	Caractéristiques électriques et optiques des diodes obtenues sur la plaque P11 du lot J515.	130
4.26	Observation en infrarouge pour différents courants (régime continu) sur la structure A20.	131
4.27	Spectres issus du lot J515 avec des contacts Ti/TiN/AlCu (a) et Ni/AuGe/NiAu (b).	131
4.28	Exemple de micro-disque avec rétro-action en cours de fabrication au CEA-LETI dans le cadre du projet WADIMOS.	134
4.29	Vues de dessus de 2 types de structures à base cristaux photoniques, depuis l'éditeur de fichiers GDS	135
4.30	Cristal photonique et contrôle des lignes de courant.	136

Annexes

137

B.1	Onde recherchée et ondes adaptées au résonateur circulaire.	139
B.2	Description de l'algorithme fournissant la résonance d'un mode (l, m, n) quelconque.	140
B.3	Utilisation de l'algorithme pour les modes entre 1.3 et 1.8 μm avec $l < 3$ et $n < 2$, et comparaison avec la FDTD.	142
B.4	Observation après 49 000 itérations et confirmation du mode (1, 23, 0).	143
B.5	Agencement des modes sous forme de peignes.	143
B.6	Évolution de la vitesse de groupe relativement à la vitesse de phase à longueur d'onde fixe. Pour $R > 30 \mu m$, la précision de notre modèle ne nous permet pas de certifier la valeur de m (FSR de l'ordre de la précision de notre algorithme).	144
B.7	Évolution de la distribution spatiale de la composante principale de l'excitation magnétique (H_z) pour un disque de rayon $R=3.5 \mu m$ et de hauteur $H=550 nm$, en InP dans de la silice.	145
B.8	Évolution de la composante principale de l'excitation magnétique (H_z) pour les modes $TE(0, m, 0)$ au voisinage de 1.493 μm pour la même structure verticale qu'en figure B.7.	145
B.9	Évolution de l'indice modal en fonction de la taille du résonateur, à longueur d'onde fixe.	145
C.1	Description de la structure à base de 3 puits quantiques utilisée pour les tests et spectre de PL associé.	148
C.2	Observations au microscope optique avant retrait de la silice pour certains échantillons.	149
C.3	Observations au microscope optique après retrait de la silice.	149
C.4	Courbes des principaux paramètres en fonction de la durée de recuit pour différentes températures.	150
C.5	Observations au microscope optique après retrait de la silice.	151
D.1	Etat des échantillons après gravure par HCl non dilué et retrait de la résine par acétone.	154

D.2	Principe de l'ellipsométrie.	154
D.3	Comparaison entre les courbes issues du modèle après convergence et les points de mesure.	155
D.4	Comparaison entre nos points de mesure et la base de donnée de SOPRA.	155
D.5	Gravure de l'ITO pour les différents échantillons.	156
D.6	Indice optique du BCB obtenu par ellipsométrie et comparé avec la courbe fournie par DOW.	157
D.7	Polymérisation du BCB et recuit pour nos 4 échantillons.	158
D.8	Lift-off puis gravure appliqués à chacun des échantillons.	159
D.9	Quelques clichés après le lift-off de nickel sur BCB.	160
D.10	Étapes principales pour encapsuler la structure de BCB et ajouter des contacts.	161
D.11	Clichés du masque dur en nickel pris après la gravure de la première via.	162
D.12	Clichés après la seconde tentative de lift-off pour ouvrir la via supérieure.	162
D.13	Étapes de fabrication avec un seul lift-off sur BCB et utilisation de l'ITO.	163
D.14	Clichés après le lift-off des contacts en or (avant recuit de contact et dépôt de BCB).	164
D.15	Vue de dessus des contacts après recuit du BCB.	164
D.16	Échantillon P11-7 avant et après le dépôt d'ITO et de silice.	165
D.17	Suivi par interférométrie lors de l'ouverture du contact inférieur à travers la silice, l'ITO et le BCB.	165
D.18	Observations au microscope avant et après retrait du masque dur en nickel.	166
D.19	Gravures RIE du contact supérieur de P11-7.	166
D.20	Observations au microscope lors de la fabrication du contact supérieur.	166
D.21	Jeu de masques commun utilisé entre l'INL et le LETI.	167
D.22	Vues de dessus de 3 types de structures, depuis l'éditeur de fichiers GDS.	168
D.23	Utilisation de la zone de contrôle dimensionnel.	169

Liste des tableaux

Chapitre 1 : Vers l'optique intégrée	25
1.1 Comparaison des latences (en ps) pour un lien de 1 cm de longueur (2007).	32
1.2 Comparaison de la consommation PDP (en ps.mW) pour un lien de 1 cm de longueur.	33
1.3 Comparaison des différentes façons d'intégrer l'optique dans un circuit intégré de type CMOS.	35
1.4 Comparaison des micro-résonateurs intégrés et pompés électriquement à l'état de l'art.	37
Chapitre 2 : Le LASER à modes de galerie pompé électriquement	43
2.1 Paramètres de simulation sous Tessa FDTD 3.0.	48
2.2 Comparaison des longueurs d'onde de résonance entre le modèle et la FDTD sans et avec adaptation du maillage.	58
2.3 Parties réelles et imaginaires de l'indice optique de matériaux courants au voisinage de 1.55 μm , et résistivité.	59
2.4 Comparaison des pertes angulaires entre le Tab rectiligne et "triangulaire".	62
2.5 Résonances au voisinage de 1.55 μm d'après notre modèle pour un disque en InP de rayon 2.5 μm et 550 nm de hauteur.	64
2.6 Évaluation des pertes pour le mode $TE(0, 26, 0)$ d'un disque de 2.5 μm de rayon, de 545 nm de hauteur, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5.	66
2.7 Évaluation des pertes pour des modes d'ordre vertical différents d'un disque de 4 μm de rayon, de 1 μm de hauteur, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5.	66
2.8 Longueurs d'onde de résonance et facteurs de qualité associés pour différents modes.	68
Chapitre 3 : Couplage et sélection de mode	75
3.1 Paramètres de simulation sous Tessa FDTD 5.0 pour le tests de couplage.	87
3.2 Tableau de variations de $\Re(\omega_r)$, Q_r et de la puissance dans le guide.	92
3.3 Valeurs des différentes grandeurs calculées par FullWave en FDTD 2D.	93
3.4 Evolution de x pour différentes tailles de résonateurs.	96
3.5 Conditions d'interférences dans le coupleur en fonction de la parité de m et de la symétrie aux points de couplage.	101
Chapitre 4 : Fabrication de micro-LASERS : vers des procédés compatibles CMOS	109
4.1 Arbre d'alignement correspondant aux étapes de la figure 4.1.	111
4.2 Détail des deux types de structures : celles de hauteur H proche du micron, et celles proche du demi-micron.	114
4.3 Contacts ohmiques les plus courants sur InP triés selon leur type (N ou P) et leur résistance de contact.	117
Annexes	137
B.1 Vitesse de calcul pour un disque de hauteur 545 nm, d'indice 3.2 dans un milieu d'indice 1.5, pour des modes $(0, m, 0)$.	141
B.2 Exemple de résultat du post-traitement par Harminv.	142
C.1 Caractéristiques de nos échantillons témoins et photo de la surface.	148
C.2 Caractéristiques obtenues sur nos deux échantillons.	152

D.1	Caractéristiques de dépôt de l'ITO sur silicium.	153
D.2	Indices et épaisseurs calculés depuis l'ellipsométrie à 532 <i>nm</i>	155
D.3	Cinétiques de gravure RIE pour les différents types d'ITO (LASER à 672 <i>nm</i>).	156
D.4	Paramètres de lithographie de la résine 5214 sur environ 1 μm de BCB.	157
D.5	Influence du plasma sur la rugosité de surface du BCB.	159
D.6	Caractéristiques des 16 échantillons.	159
D.7	Résultat du test d'adhérence du nickel et du titane sur BCB.	160
D.8	Influence du plasma sur la rugosité de surface du BCB.	160
D.9	Détail des structures présentes sur le masque.	168

Références bibliographiques

Introduction

Articles et publications

- [125] L. LIAO et al., « High speed silicon Mach-Zehnder modulator », *Optics Express* 13.8 (2005), p. 3129–3135.
- [126] D. MARRIS-MORINI et al., « Low loss and high speed silicon optical modulator based on a lateral carrier depletion structure », *Optics Express* 16.1 (2008), p. 334–339.
- [15] L. LIAO et al., « 40 Gbit/s silicon optical modulator for highspeed applications », *Electronics Letters* 43.22 (2007).
- [16] A. KAŹMIERCZAK et al., « Analysis of silicon on insulator (SOI) optical microring add-drop filter based on waveguide intersections », *Proceedings of SPIE* 6996 (2008), p. 69960D.
- [17] T. FUKAZAWA, F. OHNO et T. BABA, « Very compact arrayed-waveguide-grating demultiplexer using Si photonic wire waveguides », *Jpn. J. Appl. Phys* 43.5B (2004), p. 673–675.
- [18] L. VIVIEN et al., « 42 GHz waveguide Germanium-on-silicon vertical PIN photodetector », *Group IV Photonics, 5th IEEE International Conference on* (2008).
- [19] M.R. RESHOTKO, B.A. BLOCK, B. JIN et P. CHANG, « Waveguide Coupled Ge-on-Oxide Photodetectors for Integrated Optical Links », *Group IV Photonics, 5th IEEE International Conference on* (2008).
- [20] A.W. FANG et al., « Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser », *Optics Express* 14.20 (2006), p. 9203–9210.
- [127] J. VAN CAMPENHOUT et al., « Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit », *Optics Express* 15.11 (2007), p. 6744–6749.

Sites internet

- [182] PICMOS, FP6 European STREP, URL : <http://picmos.intec.ugent.be/>.
- [183] WADIMOS (Wavelength Division multiplexing optical layer on CMOS), FP7 European STREP, URL : <http://wadimos.intec.ugent.be/>.

Autres sources

- [12] L. LIU et al., « Compact optical modulator based on carrier induced gain of an InP-InGaAsP micro-disk cavity integrated on SOI », *Proc.ofSPIEVol*, t. 7135, p. 713511–1.

Chapitre 1 : Vers l'optique intégrée

Articles et publications

- [125] L. LIAO et al., « High speed silicon Mach-Zehnder modulator », *Optics Express* 13.8 (2005), p. 3129–3135.
- [126] D. MARRIS-MORINI et al., « Low loss and high speed silicon optical modulator based on a lateral carrier depletion structure », *Optics Express* 16.1 (2008), p. 334–339.
- [15] L. LIAO et al., « 40 Gbit/s silicon optical modulator for highspeed applications », *Electronics Letters* 43.22 (2007).

- [16] A. KAŹMIERCZAK et al., « Analysis of silicon on insulator (SOI) optical microring add-drop filter based on waveguide intersections », *Proceedings of SPIE* 6996 (2008), p. 69960D.
- [17] T. FUKAZAWA, F. OHNO et T. BABA, « Very compact arrayed-waveguide-grating demultiplexer using Si photonic wire waveguides », *Jpn. J. Appl. Phys* 43.5B (2004), p. 673–675.
- [18] L. VIVIEN et al., « 42 GHz waveguide Germanium-on-silicon vertical PIN photodetector », *Group IV Photonics, 5th IEEE International Conference on* (2008).
- [19] M.R. RESHOTKO, B.A. BLOCK, B. JIN et P. CHANG, « Waveguide Coupled Ge-on-Oxide Photodetectors for Integrated Optical Links », *Group IV Photonics, 5th IEEE International Conference on* (2008).
- [20] A.W. FANG et al., « Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser », *Optics Express* 14.20 (2006), p. 9203–9210.
- [21] J.L. GUSTAFSON, « Reevaluating Amdahl's law », (1988).
- [22] SE KRAKIWSKY, LE TURNER et MM OKONIEWSKI, « Acceleration of finite-difference time-domain (FDTD) using graphics processor units (GPU) », *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International 2* (2004).
- [23] G.S. BARON, E. FIUME et CD SARRIS, « Accelerated Implementation of the S-MRTD Technique Using Graphics Processor Units », *Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp* (2006).
- [24] L. SEILER et al., « Larrabee : a many-core x86 architecture for visual computing », *ACM New York, NY, USA* (2008).
- [25] S. PAWLOWSKI, « Petascale Computing Research Challenges-A Manycore Perspective », *High Performance Computer Architecture, 2007. HPCA 2007. IEEE 13th International Symposium on* (2007), p. 96–96.
- [26] MIT, « Communications technology roadmap », *Technical report* (2005).
- [27] JW GOODMAN, FJ LEONBERGER, SY KUNG et RA ATHALE, « Optical inter-connections for VLSI systems », *Proc. IEEE* 72 (juil. 1984), p. 850–865.
- [28] SE SCHACHAM et al., « Comparative evaluation of optical waveguides as alternative interconnections for high performance packaging », *Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, IEEE Transactions on [see also IEEE Trans. on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part A, B, C]* 15.1 (1992), p. 63–72.
- [29] ED KYRIAKIS-BITZAROS et al., « Realistic end-to-end simulation of the optoelectronic links and comparison with the electrical interconnections for system-on-chip applications », *Lightwave Technology, Journal of* 19.10 (2001), p. 1532–1542.
- [30] H. CHO, P. KAPUR et KC SARASWAT, « Power comparison between high-speed electrical and optical interconnects for interchip communication », *Lightwave Technology, Journal of* 22.9 (2004), p. 2021–2033.
- [31] G. CHEN et al., « Electrical and optical on-chip interconnects in scaled microprocessors », *Circuits and Systems, 2005. ISCAS 2005. IEEE International Symposium on* (2005), p. 2514–2517.
- [32] I. O'CONNOR et al., « Systematic Simulation-Based Predictive Synthesis of Integrated Optical Interconnect », *Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, IEEE Transactions on* 15.8 (2007), p. 927–940.
- [33] YI ISMAIL et EG FRIEDMAN, « Effects of inductance on the propagation delay and repeater insertion in VLSI circuits », *Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, IEEE Transactions on* 8.2 (2000), p. 195–206.
- [34] G. CHEN et al., « Predictions of CMOS compatible on-chip optical interconnect », *Integration, the VLSI Journal* 40.4 (2007), p. 434–446.
- [35] ND ARORA, KV RAOL, R. SCHUMANN et LM RICHARDSON, « Modeling and extraction of interconnect capacitances for multilayer VLSI circuits », *Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, IEEE Transactions on* 15.1 (1996), p. 58–67.
- [36] S.C. WONG, G.Y. LEE et D.J. MA, « Modeling of interconnect capacitance, delay, and crosstalk in VLSI », *Semiconductor Manufacturing, IEEE Transactions on* 13.1 (2000), p. 108–111.
- [37] W. YU, M. ZHANG et Z. WANG, « Efficient 3-D extraction of interconnect capacitance considering floating metal fills with boundary element method », *Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, IEEE Transactions on* 25.1 (2006), p. 12–18.
- [38] D.A.B. MILLER, « Physical reasons for optical interconnection », *Int. J. Optoelectron* 11.3 (1997), p. 155–168.
- [39] M.A. EL-MOURSRY et E.G. FRIEDMAN, « Optimum wire sizing of RLC interconnect with repeaters », *Integration, the VLSI Journal* 38.2 (2004), p. 205–225.

- [40] JM FEDELI et al., « Development of silicon photonics devices using microelectronic tools for the integration on top of a CMOS wafer », *Advances in Optical Technologies* 2008 (2008), p. 15.
- [128] R. USHIGOME, M. FUJITA, A. SAKAI, T. BABA et Y. KOKUBUN, « GaInAsP microdisk injection laser with benzocyclobutene polymer cladding and its athermal effect », *Jpn. J. Appl. Phys* 41.11A (2002), p. 6364–6369.
- [129] R. OROBTCHOUK et al., « Ultra compact optical link made in amorphous silicon waveguide », *Proceedings of SPIE* 6183 (2006), p. 618304.
- [43] L. ZHU, G.A. DEROSE, A. SCHERER et A. YARIV, « Electrically pumped edge-emitting photonic crystal lasers with angled facets », *Optics Letters* 32.10 (2007), p. 1256–1258.
- [91] M.K. SEO et al., « Low threshold current single-cell hexapole mode photonic crystal laser », *Applied Physics Letters* 90 (2007), p. 171122.
- [45] SMK THIYAGARAJAN et AFJ LEVI, « Dynamic behavior of scaled microdisk lasers », *Solid State Electronics* 45.10 (2001), p. 1821–1826.
- [46] DW ZHENG, BT SMITH, J. DONG et M. ASGHARI, « On the effective carrier lifetime of a silicon p–i–n diode optical modulator », *Semiconductor Science and Technology* 23.6 (2008), p. 064006.
- [47] Q. XU, S. MANIPATRUNI, B. SCHMIDT, J. SHAKYA et M. LIPSON, « 12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators », *Optics Express* 15.2 (2007), p. 430–436.
- [48] F. GARDES, G. REED, N. EMERSON et C. PNG, « A sub-micron depletion-type photonic modulator in Silicon On Insulator », *Optics Express* 13.22 (2005), p. 8845–8854.
- [130] A. LIU et al., « High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide », *Optics Express* 15.2 (2007), p. 660–668.
- [50] T. PINGUET et al., « A 1550 nm, 10 Gbps optical modulator with integrated driver in 130 nm CMOS », *Group IV Photonics, 2007 4th IEEE International Conference on* (2007), p. 1–3.
- [51] Y. KUO et al., « Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon », *NATURE-LONDON*- 7063 (2005), p. 1334.
- [52] D. YANG, Y. LI, F. SUN, S. CHEN et J. YU, « Fabrication of a 4 × 4 strictly nonblocking SOI switch matrix », *Optics Communications* 250.1-3 (2005), p. 48–53.
- [53] D.X. XU et al., « High bandwidth SOI photonic wire ring resonators using MMI couplers », *Optics Express* 15.6 (2007), p. 3149–3155.
- [54] T. FUKAZAWA, T. HIRANO, F. OHNO et T. BABA, « Low Loss Intersection of Si Photonic Wire Waveguides », *Japanese Journal of Applied Physics* 43.no. 2 (2004), p. 646–647.
- [131] BE LITTLE, ST CHU, HA HAUS, J. FORESI et J.P. LAINE, « Microring resonator channel dropping filters », *Lightwave Technology, Journal of* 15.6 (1997), p. 998–1005.
- [132] C. MANOLATOU et al., « Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters », *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 35.9 (1999), p. 1322–1331.
- [57] W. BOGAERTS et al., « Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology », *Lightwave Technology, Journal of* 23.1 (2005), p. 401–412.
- [58] ST CHU et al., « An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microringresonators over a cross grid », *Photonics Technology Letters, IEEE* 11.6 (1999), p. 691–693.
- [59] BE LITTLE, ST CHU, W. PAN et Y. KOKUBUN, « Microring resonator arrays for VLSI photonics », *Photonics Technology Letters, IEEE* 12.3 (2000), p. 323–325.
- [60] I. O’CONNOR et al., « Integrated optical interconnect for on-chip data transport », *Proc. of NEWCAS* (2006).
- [61] T. BAEHR-JONES, M. HOCHBERG, C. WALKER et A. SCHERER, « High-Q optical resonators in silicon-on-insulator-based slot waveguides », *Applied Physics Letters* 86 (2005), p. 081101.
- [62] E. JORDANA et al., « Deep-UV Lithography Fabrication of Slot Waveguides and Sandwiched Waveguides for Nonlinear Applications », *Group IV Photonics, 2007 4th IEEE International Conference on* (2007), p. 1–3.
- [63] EJ KLEIN et al., « Reconfigurable Optical Add–Drop Multiplexer Using Microring Resonators », *Photonics Technology Letters, IEEE* 17.11 (2005), p. 2358–2360.
- [64] M. HARJANNE, M. KAPULAINEN, T. AALTO et P. HEIMALA, « Sub-/spl mu/s switching time in silicon-on-insulator Mach-Zehnder thermo-optic switch », *Photonics Technology Letters, IEEE* 16.9 (2004), p. 2039–2041.

- [65] L. VIVIEN et al., « High speed and high responsivity germanium photodetector integrated in a Silicon-On-Insulator microwaveguide », *Optics Express* 15.15 (2007), p. 9843–9848.
- [66] D. AHN et al., « High performance, waveguide integrated Ge photodetectors », *Optics Express* 15.7 (2007), p. 3916–3921.
- [67] T. YIN et al., « 31 GHz Ge nip waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate », *Optics Express* 15.21 (2007), p. 13965–13971.
- [68] M. ELKURDI et al., « Near-infrared waveguide photodetector with Ge/Si self-assembled quantum dots », *Applied Physics Letters* 80 (2002), p. 509.
- [69] G. ROELKENS, D. VAN THOURHOUT, R. BAETS, R. NÖTZEL et M. SMIT, « Laser emission and photodetection in an InP/InGaAsP layer integrated on and coupled to a Silicon-on-Insulator waveguide circuit », *Optics Express* 14.18 (2006), p. 8154–8159.
- [70] G. ROELKENS et al., « Heterogeneous integration of III-V photodetectors and laser diodes on silicon-on-insulator waveguide circuits », *Group IV Photonics, 3rd IEEE International Conference on* (2006).

Sites internet

- [182] PICMOS, *FP6 European STREP*, URL : <http://picmos.intec.ugent.be/>.
- [72] NVIDIA, *CUDA*, URL : http://www.nvidia.com/object/cuda_home.html.
- [73] ATI, *Stream Computing*, URL : <http://ati.amd.com/technology/streamcomputing/>.
- [74] TOP500, *Organisme chargé de classer les 500 premiers supercalculateurs connus au monde*, URL : <http://top500.org/>.
- [75] *TechniScan Medical Systems*, URL : <http://www.techniscanmedicalsystems.com>.
- [76] *GPGPU*, URL : <http://www.gpgpu.org/>.
- [77] *NVision*, NVidia, 2008, URL : <http://nvision2008.com>.
- [78] PCI-SIG, *Peripheral Component Interconnect Special Interest Group*, electronics industry consortium responsible for specifying the Peripheral Component Interconnect (PCI), PCI-X, and PCI Express (PCIe) computer buses, URL : <http://www.pcisig.com>.
- [79] IBM, *The Cell architecture*, URL : <http://domino.research.ibm.com/comm/research.nsf/pages/r.arch.innovation.html>.
- [80] Scott WASSON, *ATI's Radeon X1000 series GPUs : The graphics game changes again*, oct. 2005, URL : <http://techreport.com/articles.x/8864/1>.
- [81] VESA, *Video Electronics Standards Association*, URL : www.vesa.org.

Autres sources

- [82] Paul S. OTELLINI, « Intel CEO Outlines New Platform Directions », Intel Developer Forum, 2005, URL : <http://www.intel.com/pressroom/archive/releases/20050823corp.htm>.
- [83] G.M. AMDAHL, « Validity of the single processor approach to achieving large scale computing capabilities », *Proceedings of the April 18-20, 1967, spring joint computer conference*, ACM New York, NY, USA, 1967, p. 483–485.
- [84] J. RATTNER, « Light Peak : Overview », 2009, URL : www.intel.com/go/lightpeak.
- [119] H.G. PARK et al., *Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser*, 2004.
- [86] P. ROJO ROMEO et al., « Integration of an Electrically Driven InGaAsP Based Microdisk Laser with a Silicon based Passive Photonic Circuit », *Optical Society of America-CLEO/QELS Conference*, 2007, p. 1–2.
- [148] B.E.A. SALEH et M.C. TEICH, *Fundamentals of Photonics*, 2^e éd., Wiley Interscience, 2007.
- [88] PRA BINETTI et al., « InP-based Membrane Photodetectors for Optical Interconnects to Si », *Group IV Photonics, 2007 4th IEEE International Conference on*, 2007, p. 1–3.

Chapitre 2 : Le LASER à modes de galerie pompé électriquement

Articles et publications

- [128] R. USHIGOME, M. FUJITA, A. SAKAI, T. BABA et Y. KOKUBUN, « GaInAsP microdisk injection laser with benzocyclobutene polymer cladding and its athermal effect », *Jpn. J. Appl. Phys* 41.11A (2002), p. 6364–6369.
- [129] R. OROBTCHOUK et al., « Ultra compact optical link made in amorphous silicon waveguide », *Proceedings of SPIE* 6183 (2006), p. 618304.
- [91] M.K. SEO et al., « Low threshold current single-cell hexapole mode photonic crystal laser », *Applied Physics Letters* 90 (2007), p. 171122.
- [92] B. GAYRAL et al., « High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes », *Applied Physics Letters* 75 (1999), p. 1908.
- [93] H. CAO et al., « Optically pumped InAs quantum dot microdisk lasers », *Applied Physics Letters* 76 (2000), p. 3519.
- [94] P. MICHLER et al., « Laser emission from quantum dots in microdisk structures », *Applied Physics Letters* 77 (2000), p. 184.
- [95] L. ZHANG et E. HU, « Lasing from InGaAs quantum dots in an injection microdisk », *Applied Physics Letters* 82 (2003), p. 319.
- [96] SMK THIYAGARAJAN et al., « Continuous room-temperature operation of optically pumped InGaAs/InGaAsP microdisk lasers », *Electronics Letters* 34.24 (1998), p. 2333–2334.
- [97] M. FUJITA, A. SAKAI et T. BABA, « Ultrasmall and ultralow threshold GaInAsP-InP microdisk injection-lasers : design, fabrication, lasing characteristics, and spontaneous emission factor », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 5.3 (1999), p. 673–681.
- [133] M. FUJITA, R. USHIGOME et T. BABA, « Continuous wave lasing in GaInAsP microdisk injection laser with threshold current of 40 μ A », *Electronics Letters* 36.9 (2000), p. 790–791.
- [99] T. BABA et D. SANO, « Low-threshold lasing and Purcell effect in microdisk lasers at room temperature », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 9.5 (2003), p. 1340–1346.
- [100] HY RYU, M. NOTOMI, E. KURAMOTI et T. SEGAWA, « Large spontaneous emission factor (> 0.1) in the photonic crystal monopole-mode laser », *Applied Physics Letters* 84 (2004), p. 1067.
- [101] M. KNEISSL et al., « Current-injection spiral-shaped microcavity disk laser diodes with unidirectional emission », *Applied Physics Letters* 84 (2004), p. 2485.
- [197] HT HATTORI et al., « Heterogeneous Integration of Microdisk Lasers on Silicon Strip Waveguides for Optical Interconnects », *Photonics Technology Letters, IEEE* 18.1 (2006), p. 223–225.
- [157] M. BORSELLI, K. SRINIVASAN, P.E. BARCLAY et O. PAINTER, « Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks », *Applied Physics Letters* 85 (2004), p. 3693.
- [104] AFJ LEVI et al., « Room temperature operation of microdisc lasers with submilliamp threshold current », *Electronics Letters* 28.11 (1992), p. 1010–1012.
- [105] EI SMOTROVA, AI NOSICH, TM BENSON et P. SEWELL, « Cold-cavity thresholds of microdisks with uniform and nonuniform gain : quasi-3-D modeling with accurate 2-D analysis », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 11.5 (2005), p. 1135–1142.
- [106] P. ROJO ROMEO et al., « Heterogeneous integration of electrically driven microdisk based laser sources for optical interconnects and photonic ICs », *Optics Express* 14.9 (2006), p. 3864–3871.
- [107] RE SLUSHER et al., « Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers », *Applied Physics Letters* 63.10 (1993), p. 1310–1312.
- [108] NC FRATESCHI et AFJ LEVI, « The spectrum of microdisk lasers », *Journal of Applied Physics* 80.2 (1996), p. 644.
- [109] A. TAFLOVE et ME BRODWIN, « Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations », *IEEE transactions on Microwave Theory and Techniques* 23.8 (1975), p. 623–630.
- [198] SL MCCALL, AFJ LEVI, RE SLUSHER, SJ PEARTON et RA LOGAN, « Whispering-gallery mode microdisk lasers », *Applied Physics Letters* 60.3 (1992), p. 289.
- [111] J.E. HEEBNER, T.C. BOND et J.S. KALLMAN, « Generalized formulation for performance degradations due to bending and edge scattering loss in microdisk resonators », *Optics Express* 15.8 (2007), p. 4452–4473.

- [112] M.K. CHIN, « Estimation of the spontaneous emission factor for microdisk lasers via the approximation of whispering gallery modes », *Journal of Applied Physics* 75.7 (1994), p. 3302.
- [113] M. FALLOU, « Constantes électriques. Résistivité des métaux », *Techniques de l'ingénieur. Constantes physico-chimiques K 710* (1988), p. 710–710.
- [114] J. VAN CAMPENHOUT et al., « Electrically injected thin-film InGaAsP microdisk lasers integrated on a Si-wafer », *2006 Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, 30/11/2006-1/12/2006, Eindhoven, the Netherlands/Molina Vazquez, J; Verdurmen, E; van den Boom, H; Leijtens, X; Koonen, A.-2006-ISBN 90-6144-989-8* (2006).
- [115] SC HAGNESS, D. RAFIZADEH, ST HO et A. TAFLOVE, « FDTD microcavity simulations : design and experimental realization of waveguide-coupled single-mode ring and whispering-gallery-mode disk resonators », *Lightwave Technology, Journal of* 15.11 (1997), p. 2154–2165.

Sites internet

- [183] WADIMOS (*W*Avelength *D*ivision *M*ultiplexing *O*ptical *L*ayer on *C*MOS), *FP7 European STREP*, URL : <http://wadimos.intec.ugent.be/>.
- [147] *Tessa FDTD*, URL : <http://alioth.debian.org/projects/tessa/>.
- [118] *Harminv*, URL : <http://ab-initio.mit.edu/harminv/>.

Autres sources

- [119] H.G. PARK et al., *Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser*, 2004.
- [207] A. TAFLOVE, S.C. HAGNESS et al., *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method*, Artech House Norwood, MA, 1995.
- [149] K. Phan HUY, « Etude de micro structures utilisant le guidage réfractif à fort confinement de la lumière », thèse de doct., Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, oct. 2005.
- [208] M. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table*, Courier Dover Publications, 1965.
- [185] R. CERRUTTI, « Etude du pompage électrique d'un laser à microdisque en InP reporté sur Silicium », mém.de mast., Institut des Nanotechnologies de Lyon, 2002.
- [124] F MANDORLO, J.M. FEDELI et P. ROJO ROMEO, « Système à microdisque à modes de galerie pour sources optiques pompées électriquement », 08 51604, 2008.

Chapitre 3 : Couplage et sélection de mode

Articles et publications

- [125] L. LIAO et al., « High speed silicon Mach-Zehnder modulator », *Optics Express* 13.8 (2005), p. 3129–3135.
- [126] D. MARRIS-MORINI et al., « Low loss and high speed silicon optical modulator based on a lateral carrier depletion structure », *Optics Express* 16.1 (2008), p. 334–339.
- [127] J. VAN CAMPENHOUT et al., « Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit », *Optics Express* 15.11 (2007), p. 6744–6749.
- [128] R. USHIGOME, M. FUJITA, A. SAKAI, T. BABA et Y. KOKUBUN, « GaInAsP microdisk injection laser with benzocyclobutene polymer cladding and its athermal effect », *Jpn. J. Appl. Phys* 41.11A (2002), p. 6364–6369.
- [129] R. OROBTCHOUK et al., « Ultra compact optical link made in amorphous silicon waveguide », *Proceedings of SPIE* 6183 (2006), p. 618304.
- [130] A. LIU et al., « High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide », *Optics Express* 15.2 (2007), p. 660–668.
- [131] BE LITTLE, ST CHU, HA HAUS, J. FORESI et J.P. LAINE, « Microring resonator channel dropping filters », *Lightwave Technology, Journal of* 15.6 (1997), p. 998–1005.
- [132] C. MANOLATOU et al., « Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters », *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 35.9 (1999), p. 1322–1331.

- [133] M. FUJITA, R. USHIGOME et T. BABA, « Continuous wave lasing in GaInAsP microdisk injection laser with threshold current of 40 μA », *Electronics Letters* 36.9 (2000), p. 790–791.
- [197] HT HATTORI et al., « Heterogeneous Integration of Microdisk Lasers on Silicon Strip Waveguides for Optical Interconnects », *Photonics Technology Letters, IEEE* 18.1 (2006), p. 223–225.
- [135] M. FUJITA et al., « GaInAsP microcylinder (microdisk) injection laser with AlInAs (Ox) claddings », *Jpn. J. Appl. Phys* 40 (2001), p. 5338–5339.
- [136] K.S. CHIANG, « Analysis of the effective-index method for the vector modes of rectangular-core dielectric waveguides », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 44.5 (1996), p. 692–700.
- [137] A. KUMAR, DF CLARK et B. CULSHAW, « Explanation of errors inherent in the effective-index method for analyzing rectangular-core waveguides », *Optics Letters* 13.12 (1988), p. 1129–1131.
- [138] BE LITTLE et WP HUANG, « Coupled-mode theory for optical waveguides », *Progress In Electromagnetics Research* (1995), p. 217–270.
- [139] LB SOLDANO et ECM PENNING, « Optical multi-mode interference devices based on self-imaging : principles and applications », *Lightwave Technology, Journal of* 13.4 (1995), p. 615–627.
- [140] J. VAN CAMPENHOUT et al., « Design and Optimization of Electrically Injected InP-Based Microdisk Lasers Integrated on and Coupled to a SOI Waveguide Circuit », *Journal of Lightwave Technology* 26.1 (2008), p. 52–63.
- [141] S. DARMAWAN, YM LANDOBASA, P. DUMON, R. BAETS et MK CHIN, « Nested-ring Mach-Zehnder interferometer in silicon-on-insulator », *IEEE Photonics Technology Letters* 20.1-4 (2008), p. 9–11.
- [142] M. FUJITA et T. BABA, « Microgear laser », *Applied physics letters* 80 (2002), p. 2051.
- [143] K.P. HUY, A. MORAND, D. AMANS et P. BENECH, « Analytical study of the whispering-gallery mode in two-dimensional microgear cavity using coupled-mode theory », *Journal of the Optical Society of America B* 22.8 (2005), p. 1793–1803.
- [144] C.Z. TAN, « Review and analysis of refractive index temperature dependence in amorphous SiO_2 », *Journal of non-crystalline solids* 238.1-2 (1998), p. 30–36.
- [145] JA MCCAULLEY, VM DONNELLY, M. VERNON et I. TAHA, « Temperature dependence of the near-infrared refractive index of silicon, gallium arsenide, and indium phosphide », *Physical Review B* 49.11 (1994), p. 7408–7417.

Sites internet

- [183] WADIMOS (*W*Avelength *D*ivision *m*ultiplexing *o*ptical *l*ayer on *C*MOS), *FP7 European STREP*, URL : <http://wadimos.intec.ugent.be/>.
- [147] Tessa *FDTD*, URL : <http://alioth.debian.org/projects/tessa/>.

Autres sources

- [148] B.E.A. SALEH et M.C. TEICH, *Fundamentals of Photonics*, 2^e éd., Wiley Interscience, 2007.
- [149] K. Phan HUY, « Etude de micro structures utilisant le guidage réfractif à fort confinement de la lumière », thèse de doct., Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, oct. 2005.
- [208] M. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table*, Courier Dover Publications, 1965.
- [209] L.A. COLDREN et S.W. CORZINE, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, t. 36, 1997, p. 616.
- [152] A. KAZMIERCZAK et al., « Analysis of silicon on insulator (SOI) optical microring add-drop filter based on waveguide intersections », *Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits. Edited by Righini, Giancarlo C. ; Honkanen, Seppo K. ; Pavesi, Lorenzo ; Vivien, Laurent. Proceedings of the SPIE*, t. 6996, 2008, p. 69960D–69960D.
- [153] A.W. POON et al., « Microring and microdisk resonator integrated circuits on a silicon chip », *Optoelectronic Integrated Circuits IX. Edited by Eldada, Louay A. ; Lee, El-Hang. Proceedings of the SPIE*, t. 6476, 2007, p. 647607.
- [154] G. HAN, « Etude des composants nanophotoniques pour les interconnexions optiques sur silicium », thèse de doct., Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2008.
- [155] D. LIANG et al., « An electrically-pumped hybrid silicon microring LASER for optical Interconnects », *Group IV Photonics, 6th IEEE International Conference on*, 2009.

- [156] F. MANDORLO, J.M. FEDELI, P. ROJO-ROMEO, X. LETARTRE et C. SEASSAL, « Dispositif à coupleur sélectif en longueur d'onde pour collection de la lumière émise par une source LASER », 08 54717, 2008.

Chapitre 4 : Fabrication de micro-LASERs : vers des procédés compatibles CMOS

Articles et publications

- [157] M. BORSELLI, K. SRINIVASAN, P.E. BARCLAY et O. PAINTER, « Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks », *Applied Physics Letters* 85 (2004), p. 3693.
- [158] G. SAINT-GIRONS, P. REGRENY, L. LARGEAU, G. PATRIARCHE et G. HOLLINGER, « Monolithic integration of InP based heterostructures on silicon using crystalline Gd₂O₃ buffers », *Applied Physics Letters* 91 (2007), p. 241912.
- [159] AI RAHACHOU et IV ZOZOULENKO, « Effects of boundary roughness on a Q factor of whispering-gallery-mode lasing microdisk cavities », *Journal of Applied Physics* 94 (2003), p. 7929.
- [160] JJ WIERER, PW EVANS, N. HOLONYAK JR et DA KELLOGG, « Vertical cavity surface emitting lasers utilizing native oxide mirrors and buried tunnel contact junctions », *Applied Physics Letters* 72 (1998), p. 2742.
- [161] S. NAKAGAWA et al., « 88°C, continuous-wave operation of apertured, intracavity contacted, 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting lasers », *Applied Physics Letters* 78 (2001), p. 1337.
- [162] V. JAYARAMAN et al., « High-power 1320-nm wafer-bonded VCSELs with tunnel junctions », *IEEE Photonics Technology Letters* 15.11 (2003), p. 1495–1497.
- [163] P. AUVRAY, A. GUIVARC'H, H. L'HARIDON, JP MERCIER et P. HENOC, « Formation, microstructure et résistances des contacts Au-Ge/n-GaAs, Au-Ge/n-InP, Au-Zn/pInP et Au-Be/p-InP », *Thin solid films* 127.1-2 (1985), p. 39–68.
- [164] Wo BARNARD, G. MYBURG, FD AURET, JB MALHERBE et CW LOUW, « Alternative ohmic contact systems to n-InP », *Applied surface science* 70.1-4 (1993), p. 515–519.
- [165] N.S. FATEMI et V.G. WEIZER, « Electrical and metallurgical behavior of Au/Zn contacts to p-type indium phosphide », *Journal of Applied Physics* 77 (1995), p. 5241.
- [166] L. ERICKSON, A. WASEEM et GY ROBISON, « Characterization of Ohmic contacts to InP' », *Thin Solid Films* 64.3 (1979), p. 421–426.
- [167] WC HUANG, « Effect of Au overlayer on PtSi ohmic contacts with n-InP », *Applied Surface Science* 245.1-4 (2005), p. 141–148.
- [168] A. KATZ et al., « Pt/Ti/n-InP nonalloyed ohmic contacts formed by rapid thermal processing », *Journal of Applied Physics* 67 (1990), p. 3872.
- [169] E. KUPHAL, « Low resistance ohmic contacts to n-and p-InP », *Solid State Electronics* 24 (1980), p. 69–79.
- [170] M.H. PARK et al., « Low resistance ZnP/InP heterostructure Ohmic contact to p-InP », *Applied Physics Letters* 68 (1996), p. 952.
- [171] LC WANG et al., « Ge/Pd (Zn) Ohmic contact scheme on p-InP based on the solid phase regrowth principle », *Applied Physics Letters* 66 (1995), p. 3310.
- [172] L. GRENOUILLET et al., « CMOS compatible contacts and etching for InP-on-silicon active devices », *Group IV Photonics, 6th IEEE International Conference on* (2009).
- [173] W.G. HAINES et R.H. BUBE, « Effects of heat treatment on the optical and electrical properties of indium-tin oxide films », *Journal of Applied Physics* 49 (1978), p. 304.
- [174] X. LI, MW WANLASS, TA GESSERT, KA EMERY et TJ COUTTS, « High-efficiency indium tin oxide/indium phosphide solar cells », *Applied Physics Letters* 54 (1989), p. 2674.
- [175] G.W. CHOI, N.H. KIM, Y.J. SEO et W.S. LEE, « Behaviour of electrical and optical properties of indium tin oxide transparent electrode after CMP process », *Electronics Letters* 42.8 (2006), p. 487–489.
- [176] KJ BACHMANN et al., « Solar-cell characteristics and interfacial chemistry of indium-tin-oxide/indium phosphide and indium-tin-oxide/gallium arsenide junctions », *Journal of Applied Physics* 50 (1979), p. 3441.
- [177] M.J. TSAI, A.L. FAHRENBRUCH et R.H. BUBE, « Sputtered oxide/indium phosphide junctions and indium phosphide surfaces », *Journal of Applied Physics* 51 (1980), p. 2696.

- [199] JK LUO et H. THOMAS, « Transport properties of indium tin oxide/p-InP structures », *Applied Physics Letters* 62 (1993), p. 705.
- [179] HM ALI, HA MOHAMED et SH MOHAMED, « Enhancement of the optical and electrical properties of ITO thin films deposited by electron beam evaporation technique », *Eur. Phys. J. Appl. Phys* 31 (2005), p. 87–93.
- [180] TJ KIPPENBERG, SM SPILLANE, DK ARMANI et KJ VAHALA, « Fabrication and coupling to planar high-Q silica disk microcavities », *Applied Physics Letters* 83 (2003), p. 797.
- [181] T. YAMAMOTO et M. KOSHIBA, « Analysis of propagation characteristics of whispering gallery modes in a dielectric disk or a curved rectangular dielectric waveguide », *Lightwave Technology, Journal of* 11.3 (1993), p. 400–404.

Sites internet

- [182] PICMOS, FP6 European STREP, URL : <http://picmos.intec.ugent.be/>.
- [183] WADIMOS (Wavelength Division multiplexing optical layer on CMOS), FP7 European STREP, URL : <http://wadimos.intec.ugent.be/>.
- [184] *Refractive index and extinction coefficient of materials*, URL : <http://www.rpi.edu/~schubert/Educational-resources/Materials-Refractive-index-and-extinction-coefficient.pdf>.

Autres sources

- [185] R. CERRUTTI, « Etude du pompage électrique d'un laser à microdisque en InP reporté sur Silicium », mém.de mast., Institut des Nanotechnologies de Lyon, 2002.
- [186] L. GRENOULLET et al., « Method pf producing a photonic deveice and corresponding photonic device », 0929077.8-1524, 2009.
- [187] DE MORTON et A. DINCA, « Ion-assisted deposition of E-gun evaporated ITO films at low substrate temperatures », *Proceedings of the annual technical conference-society of vacuum coaters*, 1999, p. 250–254.

Conclusion et perspectives

Articles et publications

- [188] T. YOSHIE, J. VUČKOVIĆ, A. SCHERER, H. CHEN et D. DEPPE, « High quality two-dimensional photonic crystal slab cavities », *Applied Physics Letters* 79 (2001), p. 4289.
- [189] D. OHNISHI, T. OKANO, M. IMADA et S. NODA, « Room temperature continuous wave operation of a surface-emitting two-dimensional photonic crystal diode laser », *Optics Express* 12.8 (2004), p. 1562–1568.
- [190] K. NOZAKI, H. WATANABE et T. BABA, « Photonic crystal nanolaser monolithically integrated with passive waveguide for effective light extraction », *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 021108.
- [191] S. FAN, PR VILLENEUVE, JD JOANNOPOULOS et HA HAUS, « Channel drop filters in photonic crystals », *J. Lightwave Technol* 15 (1997), p. 998.
- [192] R. COSTA, A. MELLONI et M. MARTINELLI, « Bandpass resonant filters in photonic-crystal waveguides », *Photonics Technology Letters, IEEE* 15.3 (2003), p. 401–403.
- [193] P. VELHA et al., « Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in a ridge SOI waveguide », *New J. Phys* 8 (2006), p. 204.
- [194] L. FERRIER et al., « Surface emitting microlaser based on 2D photonic crystal rod lattices », *Optics Express* 17.12 (2009), p. 9780–9788.

Autres sources

- [195] PRA BINETTI et al., « An optical interconnect layer on silicon », *Proceedings of the 13th European Conference on Integrated Optics (ECIO 2007)*, p. 1–3.
- [196] J.D. JOANNOPOULOS, S.G. JOHNSON, J.N. WINN et R.D. MEADE, *Photonic crystals : molding the flow of light*, Princeton Univ Pr, 2008.

Annexes

Articles et publications

- [197] HT HATTORI et al., « Heterogeneous Integration of Microdisk Lasers on Silicon Strip Waveguides for Optical Interconnects », *Photonics Technology Letters, IEEE* 18.1 (2006), p. 223–225.
- [198] SL MCCALL, AFJ LEVI, RE SLUSHER, SJ PEARTON et RA LOGAN, « Whispering-gallery mode micro-disk lasers », *Applied Physics Letters* 60.3 (1992), p. 289.
- [199] JK LUO et H. THOMAS, « Transport properties of indium tin oxide/p-InP structures », *Applied Physics Letters* 62 (1993), p. 705.
- [200] Y.F. LAO, H. WU et Z. HUANG, « Luminescent properties of annealed and directly wafer-bonded In-AsP/InGaAsP multiple quantum wells », *Semiconductor Science and Technology* 20.6 (2005), p. 615–620.
- [201] ASW LEE et al., « Enhanced band-gap blueshift due to group V intermixing in InGaAsP multiple quantum well laser structures induced by low temperature grown InP », *Applied Physics Letters* 78 (2001), p. 3199.
- [202] BE GORDON, ASW LEE, DA THOMPSON et BJ ROBINSON, « Quantum well intermixing in InGaAsP laser structures using a low temperature grown InP cap layer », *Semiconductor Science and Technology* 18.8 (2003), p. 782–787.
- [203] SA BASHAR et AA REZAZADEH, « Optically transparent ITO emitter contacts in the fabrication of InP/In-GaAs HPT's », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 43.9 Part 1 (1995), p. 2299–2303.
- [204] F. BERNOUX et al., « Ellipsométrie. Théorie », *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle* R 6490 (2003), p. 6490–6490.

Sites internet

- [205] *SOPRA Spectroscopic ellipsometers (base de donnée d'indices optiques)*, URL : <http://www.sopra-sa.com/fichiers/Database.zip>.
- [206] *Processing Procedures for CYCLOTENE 3000 Series Resins*, URL : <http://www.dow.com/cyclotene/finder.htm>.

Autres sources

- [207] A. TAFLOVE, S.C. HAGNESS et al., *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method*, Artech House Norwood, MA, 1995.
- [208] M. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table*, Courier Dover Publications, 1965.
- [209] L.A. GOLDREN et S.W. CORZINE, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, t. 36, 1997, p. 616.
- [210] D. VAUFREY, « Réalisation d'OLED à émission par la surface », thèse de doct., Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Micro-systèmes, juil. 2003.
- [211] X. NIU, N.H. JAKATDAR, C.J. SPANOS, J.J. BENDIK et R.P. KOVACS, « Optical thin-film decomposition for DUV positive-tone resist process monitoring », *Proceedings of SPIE*, t. 3332, 1998, p. 411.

Production scientifique

Brevets nationaux

- [1] **F. Mandorlo**, J.M. Fedeli, P. Rojo Romeo, "Système à microdisque à modes de galerie pour sources optiques pompées électriquement", référence EP 2 101 380 A1, déposé le 09/03/2009
- [2] **F. Mandorlo**, J.M. Fedeli, P. Rojo Romeo, X. Letartre, C. Seassal, "Dispositif à coupleur sélectif en longueur d'onde pour collection de la lumière émise par une source laser", référence DD10410EO, déposé le 10/07/2008

Brevets internationaux (extensions des versions nationales)

- [1] **F. Mandorlo**, J.M. Fedeli, P. Rojo Romeo, "Microdisc system with gallery modes for electrically pumped optical sources", référence EP2101380, déposé le 16/09/2009
- [2] **F. Mandorlo**, J.M. Fedeli, P. Rojo Romeo, X. Letartre, C. Seassal, "Device with wavelength-selective coupler for collecting the light emitted by a LASER source", référence WO/2010/004015, déposé le 07/09/2009

Reuves internationales

- [1] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, X. Letartre, P. Viktorovitch, "A simple perturbative analysis for fast design of an electrically pumped micro-disk laser", Optics Express, Vol. 17, Issue 1, pp. 70-79, 2009
- [2] J.M. Fedeli, L. Di Cioccio, D. Marris-Morini B, L.Vivien, R. Orobitchouc, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, **F. Mandorlo**, "Development of silicon photonics devices using microelectronic tools for the integration on top of a CMOS wafer", Advances in Optical Applications, Volume 2008 (2008), Article ID 412518, 2008

Articles de conférence internationale (avec comité de revue)

- [1] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, X. Letartre, P. Regreny, P. Viktorovitch, J.M. Fedeli, P. Grosse, "Integrated microdisk based lasers for electro-optical applications in CMOS compliance", Photonics Europe, ISSN :0277-786X, Proc. SPIE, Vol. 6996, 699616 (2008), Strasbourg, FRANCE, 7-10 avril, 2008
- [2] L. Ferrier, S. Boutami, **F. Mandorlo**, X. Letartre, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, P. Gilet, B. Ben Bakir, P. Grosse, J.M. Fedeli, A. Chelnokov, "Vertical microcavities based on photonic crystal mirrors for III-V/Si integrated microlasers", Photonics Europe, ISSN :0277-786X, Proc. SPIE, Vol. 6989, 69890W (2008), Strasbourg, FRANCE, 7-10 avril, 2008
- [3] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, J.M. Fedeli, X. Letartre, P. Grosse, P. Regreny, "Fabrication of InP micro-lasers on 200 mm wafers", Group IV Photonics, ISBN : 978-1-4244-0934-1, 2007, Tokyo, JAPON, 19-21 septembre 2007
- [4] J.M. Fedeli, M. Migette, L. Di Cioccio, L. El Melhaoui, R. Orobitchouc, C. Seassal, P. Rojo- Romeo, **F. Mandorlo**, D. Marris-Morini, L. Vivien, "Incorporation of a photonic layer at the metallization levels of a CMOS circuit", Group IV Photonics, ISBN : 1-4244-0096-1, Ottawa, CANADA, 13-15 septembre, 2006

Communications orales avec article de conférence

- [1] **F. Mandorlo**, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, J.M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Improvement of threshold and mode selectivity of a microdisk laser by engineering its coupling to an external passive cavity", Group IV Photonics, San Francisco, USA, 9-11 septembre, 2009
- [2] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, X. Letartre, J.M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Improving contact design for micro-disc based lasers in integrated circuits", Group IV Photonics, Sorrento, ITALIE, 7-19 septembre, 2008

- [3] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, X. Letartre, J.M. Fedeli, P. Regreny, P. Grosse, "*InP based and electrically driven lasers fabricated with CMOS technologies*", Photonics Europe, Strasbourg, FRANCE, 7-10 avril, 2008

Conférences internationales avec actes et comité de lecture

- [1] P. Rojo Romeo, L. Ferrier, **F. Mandorlo**, X. Letartre, P. Viktorovitch, J.M. Fedeli, "*2.5D - Surface Operation Photonic-Crystal III-V On Silicon Based Lasers For Photonic Integrated Circuit and Sensing Applications*", IEEE Photonic Society 2009 ANNUAL Meeting, Antalya-Belek, TURQUIE, 4-8 octobre, 2009
- [2] **F. Mandorlo**, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, J.M. Fedeli, P. Viktorovitch, "*Mode selection in a microdisk laser coupled to a passive cavity for optical interconnections*", CLEO, Baltimore, USA, 31 mai - 5 juin, 2009
- [3] P. Rojo Romeo, L. Ferrier, **F. Mandorlo**, X. Letartre, P. Viktorovitch, J.M. Fedeli, "*Heterogeneous Integration Of III-V On Silicon Based Microlaser Sources For Photonic Integrated Circuit Applications*", ICTON, Sao Miguel, ACORES, 28 juin - 2 juillet, 2009
- [4] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, X. Letartre, P. Regreny, P. Viktorovitch, J.M. Fedeli, P. Grosse, "*Contacting InP based micro disk lasers on 200 mm Si wafers*", IPRM, Versailles, FRANCE, 25-29 mai, 2008
- [5] P. Rojo Romeo, A Turala, P. Regreny, **F. Mandorlo**, M. Gendry, "*Growth of Localized InAs/InP Quantum Dots on Nano-Holes For Quantum Photonic Sources*", CLEO/QELS, Baltimore, USA, 7-10 mai, 2007
- [6] P. Rojo-Romeo, J. Van Campenhout, **F. Mandorlo**, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, D. Van Thourhout, R. Baets, L.DiCioccio, J.M. Fedeli, "*Integration of an Electrically Driven InGaAsP Based Microdisk Laser with a Silicon based Passive Photonic Circuit*", CLEO/QELS, Baltimore, USA, 7-10 mai, 2007
- [7] P. Rojo Romeo, J. Van Campenhout, P. Regreny, **F. Mandorlo**, C. Seassal, X. Letartre, G. Hollinger, D. Van Thourhout, R. Baets, J.M. Fedeli, L. Di Cioccio, "*InP on Silicon Electrically Driven Microdisk Lasers for Photonic ICs*", IPRM, 2006

Conférences internationales avec actes sans comité de lecture

- [1] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, J.M. Fedeli, "*Integration of a CMOS compatible electrically pumped InP based micro laser*", Winter School, Pontresina, SUISSE, 11-16 mars 2007
- [2] P. Rojo Romeo, J.M. Fedeli, J. Van Campenhout, D. Van Thourhout, L. Di Cioccio, C. Seassal, P. Regreny, **F. Mandorlo**, X. Letartre, "*Combination of InP-based microdisk lasers and SOI waveguides for optical interconnects*", WAPITI / PICMOS, Princeton, USA, 7-11 mai 2006

Conférences nationales avec comité de lecture

- [1] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, J.M. Fedeli, X.Letartre, "*Réalisation de micro-lasers pompés électriquement, à base d'InP reporté sur substrat silicium en 200 mm*", JNOG, Grenoble, FRANCE, 2-5 juillet, 2007
- [2] **F. Mandorlo**, P. Rojo Romeo, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, "*Réalisation de micro-lasers pompés électriquement à base d'InP reporté sur silicium*", JNMO, Aussois, FRANCE, 5-7 avril, 2006

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur P. VIKTOROVITCH

et les rapports de

Monsieur L. VIVIEN
Chargé de Recherche HDR - Institut d'Electronique Fondamentale - UMR CNRS 8622
Université Paris-Sud - 91405 ORSAY cedex

et de

Monsieur O. PARRIAUX
Professeur - Laboratoire Hubert Curien UMR CNRS 5516 - Bât. F - 18, rue Professeur Benoît Lauras
42000 SAINT-ETIENNE

Monsieur MANDORLO Fabien

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

Fait à Ecully, le 23 novembre 2009

P/Le Directeur de l'E.C.L.
La Directrice des Etudes



M-A. GALLAND

ÉTUDE ET RÉALISATION DE LIENS OPTIQUES HÉTÉROGÈNES À BASE DE SEMICONDUCTEURS III-V REPORTÉS SUR SILICIUM

Résumé :

Afin de poursuivre la croissance imposée par la loi de Moore, les circuits numériques deviennent de plus en plus parallèles, avec un nombre important d'unités de calcul distinctes. L'utilisation de l'optique peut s'avérer intéressante pour leur assurer une bande passante élevée. Au contraire, les liens traditionnels (électriques) commencent à montrer leurs limites en terme de consommation par unité d'information échangée.

Dans un tel contexte, il est alors nécessaire de développer des interconnexions optiques dont les procédés de fabrication restent compatibles avec le standard CMOS. Si le transport de la lumière est aisé à obtenir au voisinage de $1.55 \mu\text{m}$ avec le couple Silicium/Silice, l'obtention de sources LASER est nettement plus difficile puisque le silicium (gap indirect) ne permet pas de réaliser le gain optique requis. Une solution consiste alors à reporter par collage moléculaire des vignettes de composés à base de semi-conducteurs III-V.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons uniquement à une source bien particulière, basée sur les modes de galerie (WGM) dans les résonateurs à symétrie circulaire, de quelques micromètres de rayon. Nous verrons comment tirer profit des éléments a priori perturbateurs que sont les contacts électriques (absorbants) de sorte à diminuer le seuil LASER. La mise en place d'un modèle semi-analytique permet d'obtenir un dimensionnement ultra-rapide de la source monolithique obtenue, en optimisant la géométrie et la position des électrodes de contact.

La collection de la lumière dans un guide par couplage évanescent donne lieu à de complexes interactions. Là encore, une modélisation à partir de la théorie des modes couplés a permis d'en comprendre les rouages, et d'en tirer profit. Le guide lui-même peut alors servir à favoriser une seule et unique longueur d'onde d'émission. Avec des éléments actifs situés à proximité de ces guides, on peut même obtenir une source ultra-compacte et modulable dont on contrôle la longueur d'onde d'émission par un élément extérieur au LASER.

La dernière partie de cette thèse fournit des résultats expérimentaux, obtenus avec une chaîne "pilote" sur des wafers 200 mm (CEA LETI) en se limitant à des procédés CMOS. On démontre donc la faisabilité des sources proposées dans les chapitres précédents ainsi que la possibilité de les intégrer dans un lien optique complet (source, routage et détection).

Mots clef :

Photonique, Silicium, CMOS, LASER, Microdisque, Couplage, Contacts, Seuil LASER, Lien Optique, Absorption, Modes de galerie, Interconnexions, Méthode perturbative