



**HAL**  
open science

## Sources à diode laser auto-organisables - Nonlinearités dans des nanostructures semi-conductrices

Nicolas Dubreuil

► **To cite this version:**

Nicolas Dubreuil. Sources à diode laser auto-organisables - Nonlinearités dans des nanostructures semi-conductrices. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. tel-00561194

**HAL Id: tel-00561194**

**<https://theses.hal.science/tel-00561194>**

Submitted on 31 Jan 2011

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

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

**UNIVERSITÉ PARIS XI  
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

École Doctorale Ondes et Matières  
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

**HABILITATION À DIRIGER LES RECHERCHES**

présentée par

**Nicolas Dubreuil**

le 28 juillet 2010

---

Sources à diode laser auto-organisables -  
Nonlinearités dans des nanostructures  
semi-conductrices

---

Devant le jury :

Mme Frédérique de FORNEL  
M. Fabien BRETENAKER  
Mme Françoise LOZES-DUPUY  
M. Richard De LA RUE

M. Jean-Claude SIMON  
M. Giancarlo RIGHINI  
M. Gilles PAULIAT

Président du jury, Directeur de Recherche  
Rapporteur, Directeur de Recherche  
Rapporteur, Directeur de Recherche  
Rapporteur, Professeur  
(absent le jour de la soutenance)  
Professeur  
Directeur de Recherche  
Directeur de Recherche



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Sources à diode laser auto-organisables</b>	<b>10</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
1.1	Contexte . . . . .	11
1.2	Contenu de la thématique de recherche - Plan de la première partie . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Cavités laser intégrant un filtre Fabry-Perot photoréfractif</b>	<b>17</b>
2.1	Description et principes de fonctionnement . . . . .	18
2.2	Eléments de physique de l'effet photoréfractif . . . . .	19
2.3	Filtre Fabry-Perot photoréfractif . . . . .	19
2.3.1	Schéma et principe de fonctionnement . . . . .	19
2.3.2	Caractéristiques spectrales du filtre à l'état stationnaire . . . . .	21
	Matrice de transfert du réseau et réflexion en amplitude du filtre . . . . .	21
	Calcul de la réponse spectrale du filtre . . . . .	22
	Allure de la réflectivité du filtre . . . . .	23
	Allure de la phase induite par le filtre . . . . .	24
	Mesure de la réflectivité d'un filtre . . . . .	26
	Cas d'un enregistrement par plusieurs modes . . . . .	26
2.3.3	Avantages d'un milieu holographique photoréfractif . . . . .	27
2.4	Cinétique et analyse de stabilité d'un laser auto-organisable . . . . .	28
2.4.1	Condition d'oscillation stable en régime monomode . . . . .	28
2.4.2	Cinétique de l'évolution d'un régime bi-mode vers un régime monomode . . . . .	29
2.5	Conclusion . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Amélioration des propriétés spatiales et spectrales de sources à diode laser par auto-organisation</b>	<b>33</b>
3.1	Motivations . . . . .	34
3.2	Introduction . . . . .	35
3.2.1	Généralités sur les sources à diode laser et contexte de l'étude . . . . .	35
3.2.2	Une approche originale . . . . .	36
3.2.3	Quelques ordres de grandeur . . . . .	36
	Taux de suppression des modes latéraux . . . . .	37
	Régime d'oscillation monomode . . . . .	39
3.3	Développement de nouvelles sources à diodes laser en cavité étendue . . . . .	40
3.3.1	Source à diode laser monomode autour de 810 nm et 630 nm . . . . .	41
	Evolution temporelle du spectre de la source . . . . .	42
	Plage de fonctionnement en régime monomode . . . . .	44
	Mesures de stabilité de l'état stationnaire monomode . . . . .	44

	Source à diode laser rouge de grande longueur de cohérence . . . . .	45
3.3.2	Source à diode laser monomode autour de 1550 nm . . . . .	45
3.4	Amélioration de la luminance de sources à diode laser de puissance . . . . .	46
3.4.1	Introduction . . . . .	46
3.4.2	Diode laser de puissance à ruban large . . . . .	47
3.4.3	Techniques d'amélioration de la luminance des diodes laser de puissance . . . . .	48
3.4.4	Comportement modal d'une cavité étendue photoréfractive : modélisations analytique et numérique . . . . .	49
	Cavité étendue photoréfractive en imagerie . . . . .	50
	Modèle analytique . . . . .	50
	Résultats du modèle analytique . . . . .	51
	Modélisations numériques . . . . .	52
3.4.5	Effet de filtrage spatial et spectral : démonstrations expérimentales . . . . .	54
	Bancs de caractérisation . . . . .	54
	Résultats pour la cavité en imagerie . . . . .	55
	Résultats pour la cavité anamorphique . . . . .	57
3.5	Source auto-organisable à diode laser évasée . . . . .	59
3.5.1	Schéma de la cavité étendue . . . . .	59
3.5.2	Performances . . . . .	59
3.5.3	Modélisations numériques . . . . .	60
3.6	Conclusions . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Source à diode laser à adressage optique de la longueur d'onde</b>	<b>63</b>
4.1	Intérêt d'un fonctionnement en régime d'injection optique . . . . .	64
4.2	Contexte des sources à diode laser accordables pour les télécommunications optiques	64
4.3	Adressage optique via un laser maître accordable . . . . .	65
4.3.1	Banc d'injection . . . . .	65
4.3.2	Mémorisation de l'état d'injection . . . . .	65
4.3.3	Accordabilité sur une grille de longueurs d'onde . . . . .	67
4.4	Adressage optique via une source large bande accordable . . . . .	67
4.4.1	Source et banc d'injection . . . . .	69
4.4.2	Adressage optique par une source large bande . . . . .	69
4.4.3	Fonctionnement multi-stable d'un laser sur une plage de 20 nm . . . . .	70
4.5	Brevets et tentative de transfert industriel . . . . .	73
4.6	Conclusion et Prospective : étude d'une source transparente en longueur d'onde pour le réseaux d'accès . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Bilan sur la thématique</b>	<b>75</b>
<b>II</b>	<b>Nonlinéarités dans des nanostructures semi-conductrices</b>	<b>77</b>
<b>6</b>	<b>Guides à mode lent et microcavités nonlinéaires en semi-conducteurs</b>	<b>79</b>
6.1	Introduction et contexte . . . . .	80
6.2	Source OPO ps accordable autour de 1550 nm . . . . .	82
6.2.1	Introduction . . . . .	82
6.2.2	Cavité OPO simplement résonnante . . . . .	83
6.2.3	Caractéristiques spectro-temporelles . . . . .	84
6.2.4	Evolutions et Perspectives . . . . .	85
6.3	Exaltation des nonlinéarités par la propagation dans un guide à mode lent . . . . .	85
6.3.1	Guide à cristal photonique de type W1 en GaAs . . . . .	86

---

6.3.2	Banc d'injection . . . . .	86
6.3.3	Indice de groupe et facteur de champ local . . . . .	87
6.3.4	Exaltation de l'Absorption à deux photons . . . . .	87
6.3.5	Exaltation de l'auto-modulation de phase . . . . .	88
6.3.6	Conclusions . . . . .	89
6.4	Amplification Raman dans des nano-guides en Silicium sur Isolant . . . . .	90
6.4.1	Banc de caractérisation nonlinéaire . . . . .	91
6.4.2	Amplification Raman dans un nano-guide . . . . .	92
6.4.3	Exaltation de l'absorption à deux photons . . . . .	94
6.4.4	Saturation de l'amplification Raman par l'auto-modulation de phase de la pompe. . . . .	94
6.4.5	Conclusion . . . . .	96
6.5	Diffusion Raman stimulée en microcavité semi-conductrice doublement résonnante	96
6.5.1	Contexte de l'étude . . . . .	97
6.5.2	Conception d'une microcavité planaire doublement résonnante . . . . .	97
6.5.3	Montage de type pompe-sonde en régime ps . . . . .	97
6.5.4	Exaltation de l'interaction électrons-phonons . . . . .	98
6.6	Perspectives . . . . .	103
<b>Bibliographie</b>		<b>107</b>



# Avant propos

Dès ma nomination, le 1er septembre 1998, comme Maître de Conférences à l'Institut d'Optique/Université Paris XI, j'ai intégré au laboratoire Charles FABRY de l'Institut d'Optique le groupe de recherche "Matériaux Non Linéaires et Applications" (MANOLIA) dirigé par Gilles PAULIAT et Gérard ROOSEN. Mon arrivée a coïncidé avec le développement dans le groupe d'une nouvelle thématique de recherche sur l'étude de cavités laser auto-organisables. Ma participation aux travaux de ce groupe a constitué pour moi un changement de thématique par rapport à mes précédentes activités de recherche centrées sur l'étude de résonateurs optiques microsphériques et sur la réalisation de lasers microsphériques.

Mon travail de thèse a porté sur l'étude des modes de galerie de très haute surtension observés dans des microsphères de silice dont le diamètre varie entre 50 et 400 microns. La lumière peut se propager le long de l'équateur selon une série de réflexions totales internes tout en restant confinée dans un anneau dont les dimensions transverses sont de l'ordre de la longueur d'onde. Ces propriétés peuvent être mises à profit dans des expériences fondamentales d'Electrodynamique en Cavité, pour obtenir des effets d'optique nonlinéaire à faible seuil ou encore pour des applications intéressants le domaine des télécommunications.

J'ai étudié une nouvelle méthode expérimentale d'excitation des modes de galerie en utilisant une fibre optique. Ce système présente l'avantage d'être plus simple et plus compact que le montage d'excitation par prisme conventionnel. L'utilisation de microsphères dans des dispositifs optoélectroniques pour la réalisation d'un filtre optique très sélectif en longueur d'onde a également été démontrée au cours de mon travail de thèse. Enfin, j'ai réalisé des expériences de cartographie par microscopie en champ proche des modes de galerie. Ces expériences permettent de localiser avec précision le champ résonnant contenu dans la microsphère et de déterminer les ordres d'interférence des résonances. Ces informations sont essentielles pour la réalisation d'expérience sur le couplage d'atomes ou molécules au champ d'un mode de galerie, ou de laser microsphérique.

C'est au cours de mon séjour d'un an comme ATER à l'ENSSAT de Lannion, que j'ai participé aux études sur des laser microsphériques dans le laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT. Ces travaux constituaient le sujet de thèse de Françoise LISSILOUR<sup>1</sup>. L'originalité du travail était tout d'abord de travailler avec des sphères non plus de silice, mais en verre-fluoré (ZBLAN) co-dopé avec des ions de Terres-Rares. Le laboratoire venait de mettre au point une technique originale de fabrication de microsphères utilisant une torche à plasma. Cette technique permettait de fabriquer des microsphères à partir de poudres de verres. Les deux résultats principaux de ce travail ont été la réalisation d'un laser microsphérique en ZBLAN dopé Erbium fonctionnant à 1560 nm, avec un seuil d'oscillation très faible de l'ordre de 600  $\mu$ W, et d'un second laser

---

<sup>1</sup>Françoise LISSILOUR (sous la direction de G-M. STEPHAN) "L'effet laser des microsphères de verre fluoré dopées Néodyme et Erbium : étude expérimentale de différents couplages et de largeurs de raies", soutenue le 14 janvier 2000.



ZBLAN dopé Néodyme fonctionnant autour de  $1,05 \mu\text{m}$ .

J'ai choisi de rédiger mon manuscrit d'HDR selon deux parties distinctes. La première partie est consacrée aux travaux de recherche que j'ai conduits de 1998 à 2006, sur l'étude de **sources à diode laser en cavités auto-organisables**. Comme cette activité a cessé dans le groupe, j'ai pris l'occasion de la rédaction de ce manuscrit pour présenter complètement ces travaux. Au delà de l'intérêt pour une tiers personne d'appréhender cette thématique de recherche, j'ai également ressenti une nécessité beaucoup plus personnelle de clore ces activités en rédigeant l'ensemble des actions auxquelles j'ai participé.

Depuis l'année 2006-2007, j'ai amorcé un changement de ma thématique de recherche. J'anime et je coordonne dans le groupe MANOLIA du LCFIO la thématique **Nonlinéarités dans des nanostructures semi-conductrices**. Ce sujet est traité dans la deuxième partie de mon manuscrit. La démarche que j'entreprends vise à étudier la physique des interactions nonlinéaires dans des milieux nano-structurés. Ces interactions bénéficient d'une forte exaltation par le renforcement du champ local qui est obtenu par la structuration du milieu. Un des enjeux est la perspective de réalisation de fonctions de traitement optique de l'information par des composants compacts et à faible puissance de commande.

# Publications

## Liste de Publications de Nicolas Dubreuil

### Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

- A1** F. Boitier, A. Godard, A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, P. Delaye, C. Fabre, and E. Rosencher, "Second order coherence of broadband down-converted light on ultrashort time scale determined by two photon absorption in semiconductor", *Opt. Express*, 18(14), 20401-20408, (2010).
- A2** F. Kroeger, A. Ryasnyanskiy, A. Baron, N. Dubreuil, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, and D. Peyrade, "Saturation of the raman amplification by self-phase modulation in silicon nanowaveguides", *Applied Physics Letters*, 96(24) :241102, (2010).
- A3** Z. Zhang, J. J. Lim, N. Dubreuil, E. C. Larkins, A. J. Kent, G. Pauliat, and S. Sujecki. "Numerical modeling of photorefractive crystals for self-adapting external cavity laser mirrors", *Opt. Quant. Electron.*, Published on line : 3 March 2010, (2010).
- A4** A. Baron, A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, P. Delaye, Q. Vy Tran, S. Combrié, A. de Rossi, R. Frey, and G. Roosen, "Light localization induced enhancement of third order nonlinearities in a GaAs photonic crystal waveguide," *Opt. Express* 17(2), 552–557 (2009).
- A5** A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, "Fourier transformed picosecond synchronously pumped optical parametric oscillator without spectral filtering element", *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. Vol 3*, 08037 (2008)
- A6** Z. Zhang , G. Pauliat, J. J. Lim, P. J. Bream, N. Dubreuil, A. J. Kent, E. C. Larkins, S. Sujecki, "Numerical modeling of high-power self-organizing external cavity lasers", *Opt Quant Electron Vol. 40*, 1117–1121 (2008).
- A7** V. Reboud, N. Dubreuil, P. Fournet, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, "Single mode output power enhancement of an extended cavity broad area laser diode by an intracavity photorefractive crystal" *Applied Physics B : Lasers and Optics*, Vol. 87, n°2, pp. 233 - 237, 2007.
- A8** V. Reboud, N. Dubreuil, P. Fournet, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, "Self-induced transverse mode selection in a photorefractive extended cavity laser diode" *Optics Express*, Vol. 14, n° 7, pp. 2735 - 2743, 2006.
- A9** G. Roosen, A. Godard, S. Maerten, V. Reboud, N. Dubreuil, and G. Pauliat, "Self-organization of laser cavities using dynamic holograms." *Optical Materials*, 23(1-2), 289-293, (2003).
- A10** S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, and T. Salva, "Laser diode made single-mode by a self-adaptive photorefractive filter." *Optics Communications*, 208, 183-189, (2002).

- A11** L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Modeling of laser mode self-adapted filtering by a photorefractive Fabry-Perot interferometer." *Optical Materials*, 18, 37-40 (2001).
- A12** F. Lissillour, P. Féron, N. Dubreuil, P. Dupriez, M. Poulain, G.M. Stéphan, "Erbium-doped microspherical lasers at 1.56  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, 36(16), 1382-1384 (2000).
- A13** J. C. Knight, N. Dubreuil, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.M. Raimond and S. Haroche, "Characterizing whispering-gallery modes in microspheres by direct observation of the optical standing wave in the near field", *Opt. Lett.* 21, 698 (1996).
- A14** J. C. Knight, N. Dubreuil, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. -M. Raimond and S. Haroche, "Mapping whispering-gallery modes in microspheres using a near-field probe", *Opt. Lett.* 20, 1515 (1995).
- A15** N. Dubreuil, J. C. Knight, D. K. Leventhal, V. Sandoghdar, J. Hare and V. Lefèvre, "Eroded monomode optical fiber for excitation in fused-silica microspheres", *Opt. Lett.*, 20, 813, (1995).

### Valorisation et Brevets

- Br1** N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen, "Diodes laser en cavité étendue auto-organisables dans le domaine rouge du spectre", *Laserlabs*, licence de savoir-faire L06034, Laserlabs, 31/05/06.
- Br2** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Dispositif optique pour l'adressage d'une cavité esclave par une source large bande". Brevet CNRS (dépôt 13/10/2005, n° 05/10470), Brevet français FR 2892239. Extensions internationales : PCT (dépôt 12 novembre 2006, PCT/FR2006/002301)
- Br3** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Sources laser accordable à adressage optique de la longueur d'onde", Brevet CNRS (dépôt 14/04/2004, n° 04/03890), Brevet français FR 2869162. Extensions internationales : PCT (dépôt 14/04/2005, PCT/FR05/000906)
- Br4** J.C. Knight, N. Dubreuil, V. Sandoghdar, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, S. Haroche, "Coupleur optique à bande étroite utilisant l'excitation des modes de galerie d'un élément résonateur diélectrique de forme de révolution", *France Télécom*, n°95 11624, 26 september 1995.

### Chapitres de livres

- B1** G. Pauliat, N. Dubreuil and G. Roosen, "Self-organizing laser cavities", Chapter in *Photorefractive Materials and Applications 3*, Springer Series in Optical Sciences, Gunter P. and Huignard J.P. Eds, (2007).

### Articles dans des conférences internationales avec comité de lecture

- AC1** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen. *Trends in Optics and Photonics Series*, Vol. 99, Photorefractive effects, materials and devices, pp. 716-720, 2005. "Self-organizing cavity laser diode subject to temporary external Injection"
- AC2** V. Reboud, P. Fournet, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen. *Trends in Optics and Photonics Series*, Vol. 99, Photorefractive effects, materials and devices, pp. 726-730, 2005. "Spatial and spectral self-organization in an extended cavity broad-area laser diode"
- AC3** G. Roosen, G. Pauliat, N. Dubreuil. *Technical digest ICO'04*, pp. 273- 274, 2004 ; paper 14B3-2 in technical digest CD. "Laser diodes in photorefractive self adapted extended cavities for telecom and interferometry"

- AC4** N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen, "Tunable self-adaptative cavity laser diode with wavelength all-optical adressing", poster, 30th European Conference on Optical Communication, Stockolm, Suède, 5-9 septembre 2004, in :ECOC 2004 Proceedings, Vol 3, 600-601, paper We4.P.065 (2004).
- AC5** V. Reboud, N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen, "Lateral mode selection in self-organizing extended-cavity broad-area laser", Photonics Europe, Strasbourg, 2004, SPIE, Vol 5452 pp. 244-249 (2004)
- AC6** G. Roosen, G. Pauliat, and N. Dubreuil, "Laser diodes in photorefractive self adaptated extended cavities for telecom and interferometry", ICO'04, International Conference Optics and Photonics in Technology Frontier, Tokyo, 2004, in :Technical digest, 273-274 (2004).
- AC7** V. Reboud, N. Dubreuil, G. Pauliat and G. Roosen, "Spatial self-organizing extended cavity for the improvement of broad area laser diode brightness." Ninth international conference on "Photorefractive effect, materials and devices", La Colle-sur-Loup, France, 17-21 Juin 2003, in :OSA Trends in Optics and Photonics, 87, pp. 535-540.
- AC8** S. Maerten, V. Luyckx, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz and F. Sénotier, "Spectral characteristics of a self-organizing laser diode extended cavity using a BaTiO<sub>3</sub>:Co photorefractive crystal." Ninth international conference on "Photorefractive effect, materials and devices", La Colle-sur-Loup, France, 17-21 Juin 2003, in :OSA Trends in Optics and Photonics, 87, pp. 551-556.
- AC9** S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, J. M. Jonathan, G. Roosen and D. Rytz, "Laser diode made single mode by an intracavity photorefractive crystal." 8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, Lake Lawn Lodge, Wisconsin (Etats Unis), 8-12 Juillet 2001, in :OSA Trends in Optics and Photonics, 62, 42-47.
- AC10** : N. Dubreuil, L. Meilhac, S. Victori, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, J. M. Jonathan and G. Roosen, "Intracavity self-adapted photorefractive Fabry-Perot" Laser Optics 2000 : Control of Laser Beam Characteristics and Nonlinear Methods for Wavefront Control, Saint Petersburg, Russie, 26-30-Juin 2000, in : Proceedings of the SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. 4353, 138-143. (Invited Conference)
- AC11** F. Lissillour, P. Feron, N. Dubreuil, P. Dupriez, G. M. Stéphan, M. Poulain, "Whispering-gallery mode Er-ZBLAN microlasers at 1.56  $\mu\text{m}$ " Photonics West Lase, San Jose (USA), janvier 1999, in : Proceedings of the SPIE-Int. Soc. Opt. Eng., 3611, 199-205 (1999).
- AC12** F. Lissilour, K.A. Ameer, N. Dubreuil, G. Stéphan, M. Poulain, "Whispering-gallery mode Nd-ZBLAN microlaser at 1.05-  $\mu\text{m}$ ", Conference "Infrared Glass Optical Fibers and Their Applications", Quebec, juillet 13-16, 1998, Proceedings of the SPIE-Int. Soc. Opt. Eng., 3416, 150-156, (1998).
- AC13** N. Dubreuil, J. C. Knight, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond and S. Haroche, Near-field Optics with high-Q whispering-gallery modes, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop "Optics at the nanometer scale", Madrid, Sept. 11-15, 1995, M. Nieto-Vesperinas and N. Garcia Eds., p.191-203, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1996).
- AC14** J. C. Knight, N. Dubreuil, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond and S. Haroche, "Characterizing whispering-gallery modes in microspheres using a near-field probe", Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on "Microcavities and photonic bandgaps : Physics and Applications", Cargese, Aug. 28-Sept. 2, 1995, J. G. Rarity and C. Weisbuch, Eds, Kluwer Academic Publishers p 291-298 (1996).

### Conférences invitées dans des congrès nationaux et internationaux

- CI1** G. Pauliat, N. Dubreuil, and G. Roosen, "Latest developments in photorefractive self-organized laser cavities", Conférence invitée, Controlling light with light : Photorefractive effects, Photosensitivity, Photonic Materials and More (PR) Topical Meeting OSA, Lake Tahoe, 14-16 octobre 2007, paper TuC7 (2007).
- CI2** G. Roosen, G. Pauliat, N. Dubreuil, "Laser mode control by self organization". XII International Conference on Laser Optics (LO'2006), St. Petersburg, 26-30 Juin 2006.
- CI3** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen "Sélection de modes d'un laser par insertion dans la cavité d'un cristal photoréfractif" Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique-JNCO, Valpré-Ecully, 12-14 décembre 2005.
- CI4** G. Roosen, N. Dubreuil, G. Pauliat, "Self organization in laser cavities with photorefractive nonlinear crystals" 7th Mediterranean Workshop and Topical Meeting on Novel Optical Materials and Applications (NOMA), Cetraro, 29 mai-4 juin, 2005.
- CI5** G. Pauliat, N. Dubreuil, G. Roosen, "Self organizing laser cavities with photorefractive crystals" International Conference on Holography, Optical recording and processing of information, Varna, 21-25 mai, 2005
- CI6** G. Roosen, G. Pauliat, N. Dubreuil. "Laser diodes in photorefractive self adapted extended cavities for telecom and interferometry" ICO'04, International Conference Optics and Photonics in Technology Frontier, Tokyo, 2004. Technical digest pp. 273 – 274, 2004.
- CI7** N. Dubreuil, L. Meilhac, S. Victori, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, J. M. Jonathan and G. Roosen, "Intracavity self-adapted photorefractive Fabry-Perot" Laser Optics 2000 : Control of Laser Beam Characteristics and Nonlinear Methods for Wavefront Control, Saint Petersburg, Russie, 26-30-Juin 2000.
- CI8** N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, L. Meilhac, G. Pauliat, J.M. Jonathan, G. Roosen, "Cavités laser auto-organisables " 7ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ7), Rennes, 5-7 septembre 2001.
- CI9** G. Roosen, A. Godard, L. Meilhac, N. Dubreuil, J.M. Jonathan, G. Pauliat, "Adaptive shaping and filtering of laser beams using photorefractive elements." Conference on Lasers and ElectroOptics (CLEO), Baltimore (USA), 6-11 Mai 2001, Papier CWH1.
- CI10** N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, V. Reboud, G. Pauliat, G. Roosen, "Diodes laser à cavités auto-organisables." Réunion annuelle du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire", Landéda, Port de l'Aber Vrac'h, 2 -4 octobre 2002.
- CI11** G. Roosen, A. Godard, L. Meilhac, N. Dubreuil, J.M. Jonathan, G. Pauliat, "Filtres photoréfractifs auto-adaptatifs dans des cavités laser." Colloque de l'Association Canadienne Française pour l'Avancement des Sciences, Sherbrooke (Canada).

### Posters, communications orales dans des congrès nationaux et internationaux

- C1** A. Baron, Ph. Delaye, N. Dubreuil, R. Frey, G. Roosen, "Light localization enhancement of optical nonlinearities for optical switching", Conference on Laser and Electro-Optics /Europe (CLEO), Munich, 14-19 Juin 2009. Papier CD.P.15 TUE.
- C2** A. Baron, A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, Q.Vy Tran, S. Combrié, A. de Rossi, "Exaltation des nonlinéarités dans les guides à modes lents ", Réunion GDR PhoNOMi2, Montpellier, 13-15 Mai 2009.
- C3** A. Baron, A. Ryasnyanskiy, Q. Vy Tran, S. Combrié, N. Dubreuil, C. Husko, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, S. Cassette, A. de Rossi, "Réponse nonlinéaire rapide à l'échelle picoseconde dans un guide à cristal photonique de GaAs", 27ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2008), 20-22 Octobre 2008, Lannion.

- C4** N. Dubreuil, A. Baron, A. Ryasnyanskiy, Ph. Delaye, Q. Vy Tran, S. Combrié, A. de Rossi, R. Frey, G. Roosen, "Third order nonlinearities enhancement in slow mode GaAs photonic crystal waveguide", Meeting COST MP0702, Bratislava, 26-28 Octobre 2008.
- C5** A. Baron, A. Ryasnyanskiy, Q. Vy Tran, S. Combrié, N. Dubreuil, C. Husko, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, S. Cassette, A. de Rossi, "Fast nonlinear response in a GaAs photonic crystal waveguide in the picosecond regime", EOS Annual meeting "EOS Topical meeting on Nonlinear Optics - Materials, Devices and Spatio-Temporal Effects". Paris, 29 Septembre -2 Octobre 2008.
- C6** A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, "Fourier transformed picosecond OPO based on PPSLT without spectral filtering element", EOS Annual meeting "EOS Topical meeting on Nonlinear Optics - Materials, Devices and Spatio-Temporal Effects". Paris, 29 Septembre -2 Octobre 2008.
- C7** F. Kroeger, P. Delaye, R. Frey, N. Dubreuil, G. Roosen, and B. Jusserand, "Diffusion Raman stimulée en microcavité semi-conductrice", Optique Grenoble-COLOQ 10, Grenoble, 2-5 juillet 2007, p.190-191 (2007).
- C8** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, P. Boucard, J.L. Clavel, and F. Verluise, "Emetteur transparent en longueur d'onde commandé par injection temporaire d'une source ASE filtrée", Optique Grenoble- JNOG, Grenoble, 2-5 juillet 2007, p.247-249 (2007).
- C9** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, P. Boucard, J-L. Clavel, F. Verluise, "Self-adaptive WDM transmitter operating under temporary ASE-injection", CLEO-Europe'07, Munich, 17 - 22 juin 2007.
- C10** P. Delaye, N. Dubreuil, R. Frey, M. Astic, S. Lebrun, G. Pauliat, and G. Roosen, "Third order nonlinearities in photonic crystals", workshop, COST P11-Physics of linear, non linear and active photonic crystals, 19 avril 2007.
- C11** N. Dubreuil, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, B. Jusserand, " Diffusion Raman Simulée en microcavités", Journée de conférences C'nano IdF, 15 février 2007.
- C12** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Spatial and spectral filtering effects induced by a photorefractive crystal inserted in a laser cavity", EOS annual meeting, Paris, 16 - 19 octobre 2006.
- C13** V. Reboud, P. Fournet, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Auto-organisation spectrale et spatiale dans des diodes laser en cavité étendue", Horizons de l'Optique, Chambéry, 8-10 novembre 2005.
- C14** G. Lucas-Leclin, N. Dubreuil, P. Georges, G. Pauliat, and G. Roosen, "Accroissement de la luminance des lasers SC de puissance", Workshop, Demi-journée scientifique TRT/LCFIO, Palaiseau, 6 octobre 2005.
- C15** V. Reboud, P. Fournet, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Spatial and spectral self-organization in an extended cavity broad-area laser diode", 10th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR'05, Hainan, 19 - 23 juillet 2005.
- C16** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Self-organizing cavity laser diode subject to temporary external Injection", 10th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR'05, Hainan, 19 - 23 juillet 2005.
- C17** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Self-organizing laser diode cavities", Workshop, Bright midterm meeting, Roskilde, DK, 29-30 juin 2005.
- C18** V. Reboud, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Transverse mode selection in self organizing extended cavity broad area laser", Photonics Europe, Strasbourg, avril 2004.

- C19** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Laser à semi-conducteur a adressage optique de la longueur d'onde", Journées nationales d'optique guidée, JINOG, Paris, 25-27 octobre 2004. Recueil des communications, Article 304, pp. 49 - 51
- C20** N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Tunable self adaptive cavity laser diode with wavelength all optical addressing", 30th European Conference on Optical Communication-ECOC, Stockholm, 5-9 septembre 2004. ECOC Proceedings, Vol. 3, pp. 600-601, paper We4.P.065
- C21** V. Reboud, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Spatial self-organizing extended cavity for the improvement of broad area laser diode brightness" , 9th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR'03, La Colle sur Loup, 2003.
- C22** S. Maerten, V. Luyckx, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, F. Senotier, "Spectral characteristics of a self-organizing laser diode extended cavity using a BaTiO<sub>3</sub>:Co photorefractive crystal" 9th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR'03, La Colle sur Loup, 2003.
- C23** V. Reboud, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Cavités étendues auto-organisables pour l'amélioration de la luminance des diodes laser de puissance" Horizons de l'Optique 03, Toulouse, 2003. Actes P-177-178
- C24** H. Sauer, L. Jacubowicz, T. Avignon, N. Dubreuil, and M. Bondiou, "Fibergyro for educational purpose", Education and Training in Optics and Photonics (ETOP), Tucson, Arizona, USA, 6 - 8 Octobre 2003, (2003).
- C25** Maerten, S., Babolat, A., Dubreuil, N., Pauliat, G., and Roosen, G. "Caractérisations de l'émission multimode/monomode de diodes laser sur un banc automatisé." Réunion annuelle du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire", Landéda, Port de l'Aber Vrac'h, 2 -4 octobre 2002.
- C26** Reboud, V., Dubreuil, N., Pauliat, G., and Roosen, G. "Comportement d'une diode laser à ruban large en cavité étendue." Réunion annuelle du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire", Landéda, Port de l'Aber Vrac'h, 2 -4 octobre 2002.
- C27** Roosen, G., Godard, A., Maerten, S., Reboud, V., Dubreuil, N., and Pauliat, G. "Self organization of laser cavities using dynamic holograms." 8th IUMRS International Conference on Electronic Materials (IUMRS- ICEM 2002), Xi'an (Chine), 10-14 Juin 2002, Papier F-34, P.249.
- C28** N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, V. Reboud, G. Pauliat, G. Roosen, "Cavités laser auto-organisable." 5èmes rencontres du Non-Linéaire, Institut Henri Poincaré Paris, 11 rue P. et M. Curie, 75231 Paris cedex 05, 14-15 mars 2002.
- C29** G. Roosen, A. Godard, L. Meilhac, S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, "Cavités laser à Fabry-Perot auto-adaptatifs." Méthodes et techniques optiques pour l'industrie, Club Contrôles et Mesures Optiques pour l'Industrie SFO, Trégastel, 20-23 Novembre 2001.
- C30** S. Maerten, N. Dubreuil, N., Pauliat, J.M. Jonathan, G. Roosen, D. Rytz, "Laser diode made single mode by an intracavity photorefractive crystal." 8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, Lake Lawn Lodge, Wisconsin (Etats Unis), 8-12 Juillet 2001.
- C31** Delcourt, G., Segueineau, F., Dubreuil, N., and Roosen, G. "Novel external cavity laser diode with self-adapted photorefractive Fabry-Perot." CLEO Europe 2000, technical digest, Nice, Post deadline Paper CPD1.7.
- C32** Pauliat, G., Dubreuil, N., Godard, A., Jonathan, J. M., Meilhac, L., and Roosen, G. "Filtres photoréfractifs autoadaptatifs pour l'amélioration des propriétés des sources laser." Conférence du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire, St Germain au Mont d'Or, 8 - 10 Novembre 2000.

- C33** Meilhac, L., Pauliat, G., Dubreuil, N., and Roosen, G. "Modélisation d'un Fabry Pérot photoréfractif auto adapté pour le filtrage intracavité des modes laser." Conférence du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire, St Germain au Mont d'Or, 8 - 10 Novembre 2000.
- C34** Meilhac, L., Dubreuil, N., Pauliat, G., and Roosen, G. "Holographie dynamique intracavité." École des Houches de la SFO : les lasers : applications aux technologies de l'information et au traitement des matériaux, 5 - 9 Juin 2000.
- C35** Meilhac, L., Dubreuil, N., Pauliat, G., and Roosen, G. "Modelization of a photorefractive Fabry-Perot interferometer for self adapted laser mode filtering." International Conference on Electronic Materials and European Material Research Society Spring Meeting (E-MRS ICEM IUMRS), Strasbourg, 30 mai-2 juin 2000, papier J/III.2.
- C36** L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, J. M. Jonathan, G. Roosen, "Sélection et stabilisation des modes d'un laser par holographie dynamique intracavité." 1ère conférence du GDR "Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire", Nice, 13-15 octobre 1999.
- C37** Meilhac, L., Dubreuil, N., Pauliat, G., Jonathan, J. M., and Roosen, G. "Selectivity and stability analysis of an intracavity dynamic holographic mode selector." 7th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR' 99, Elsinore, 27-30 juin 1999, Proceeding of Post deadline Papers, 18-21.
- C38** F. Lissillour, P. Feron, N. Dubreuil, P. Dupriez, G.M. Stéphan, M. Poulain, "Whispering-gallery mode Er-ZBLAN microlasers at 1.56  $\mu\text{m}$ " Photonics West Lase, San Jose (USA), janvier 1999.
- C39** F. Lissillour, K.A. Ameer, N. Dubreuil, G. Stéphan, M. Poulain, Whispering-gallery mode Nd-ZBLAN microlaser at 1.05  $\mu\text{m}$ , conference "Infrared Glass Optical Fibers and Their Applications", Quebec, juillet 13-16, 1998.
- C40** N. Dubreuil, J. C. Knight, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond and S. Haroche, Near-field Optics with high-Q whispering-gallery modes, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop "Optics at the nanometer scale", Madrid, Sept. 11-15, 1995.
- C41** J. C. Knight, N. Dubreuil, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond and S. Haroche, Characterizing whispering-gallery modes in microspheres using a near-field probe, Advanced Research Workshop on "Microcavities and photonic bandgaps : Physics and Applications", Cargese, Aug. 28-Sept. 2, 1995.

### Articles en préparation

- A. Baron, N. Dubreuil, P. Delaye, G. P. Agrawal, "Raman amplification of optical pulses in silicon nanowaveguides", article en préparation.
- N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, "Optical control of the wavelength of a multistable laser through temporary optical injection", article en préparation.
- N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, P. Boucard, J-L. Clavel, F. Verluise, "Self-Adaptive WDM-PON Transmitter Operating Under Temporary ASE-Injection", article en préparation.



Première partie

Sources à diode laser  
auto-organisables

# Introduction

La première partie de mon manuscrit est consacrée au projet de recherche sur la base duquel j'ai été recruté à l'Université Paris-Sud/Institut d'Optique en 1998. J'ai alors rejoint le groupe de recherche *Matériaux Nonlinéaires et Applications* dirigé par Gilles PAULIAT et Gérard ROOSEN du Laboratoire Charles FABRY de l'Institut d'Optique. Il s'agit d'étudier le fonctionnement de sources à diode laser en montage de type cavité étendue et qui intègre un filtre holographique. Ce filtre intra-cavité est dynamique et il est constitué de l'association d'un matériau photoréfractif et d'un réflecteur. Ce chapitre présente le contexte dans lequel j'ai démarré ces travaux ainsi que le plan de cette première partie.

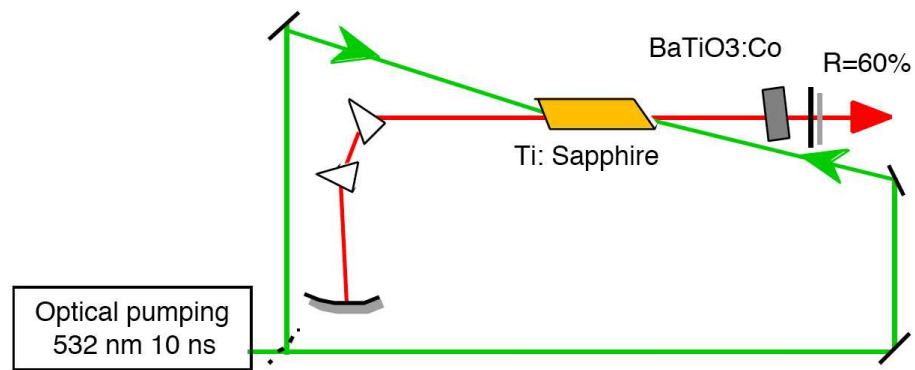
## 1.1 Contexte

Le groupe venait de démontrer un effet de forte sélectivité spectrale induit par l'insertion d'un cristal photoréfractif dans une cavité laser qui conduit à une réduction drastique du nombre de modes laser, voire l'obtention d'un régime d'oscillation monomode. Ces travaux ont été menés dans le cadre de la thèse de Nicolas HUOT [1] qui venait de s'achever au moment de mon recrutement.

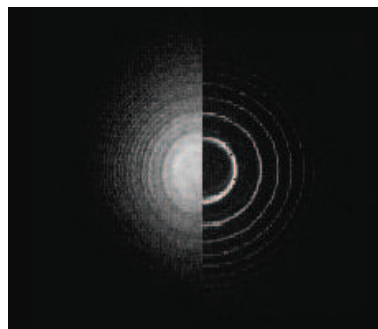
Cet effet de forte réduction du nombre de modes d'un laser a alors été observée dans deux lasers différents. Le premier est un laser Ti :Sa pompé par un laser Nd :YAG fonctionnant en mode déclenché, avec un taux de répétition de 10 Hz, et doublé en fréquence. Le schéma du laser est présenté sur la figure 1.1. La cavité linéaire du laser est formée d'un miroir concave et d'un miroir plan qui constitue le coupleur de sortie et dont la réflectivité vaut 60%. L'insertion de deux prismes dans la cavité réalise la fonction de filtre spectral et d'accordabilité en longueur d'onde du laser par rotation du miroir concave. Dans ces conditions, le laser émet des impulsions de 40 ns de durée, autour de 760 nm et de 21 mJ d'énergie. L'analyse spectrale du laser est réalisée à l'aide de deux étalons Fabry-Perot plan-plan dont les intervalles spectral libre sont égaux à 50 et 2,2 GHz. La partie gauche de l'image présentée sur la figure 1.2 montre la distribution d'intensité enregistrée en sortie de l'étalon de 50 GHz à l'aide d'une caméra CCD. L'allure présente très clairement une multitude d'anneaux, preuve du régime d'oscillation multimode du laser Ti :Sa. L'originalité du travail consiste à insérer dans la cavité du laser un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum dopé au Cobalt ( $\text{BaTiO}_3 : \text{Co}$ ) au voisinage du coupleur de sortie. Une très forte réduction du nombre de modes est alors observée. Le spectre obtenu en présence du cristal photoréfractif et enregistré à l'aide de l'étalon de 2,2 GHz est présenté sur la partie droite de l'image de la figure 1.2. Il ne subsiste plus qu'une série de cercles périodiques<sup>1</sup>, signature du fonctionnement du laser en régime monomode. En réalité, il subsiste deux séries très proches

<sup>1</sup>La périodicité de ces cercles donne l'intervalle spectral libre de l'étalon.

**Fig. 1.1.** Schéma de la cavité d'un laser Ti :Sa comprenant un cristal photoréfractif BaTiO<sub>3</sub> :Co positionné à proximité du coupleur de sortie de 60% de réflectivité.



**Fig. 1.2.** Spectres du laser Ti :Sa obtenus par l'enregistrement de la transmission d'un Fabry-Perot plan-plan. Image de gauche : Spectre multimode obtenu sans cristal photoréfractif. Image de droite : Spectre réduit à deux modes longitudinaux (non résolus sur l'image) avec cristal photoréfractif.



de cercles concentriques que ne peut résoudre l'image. Le laser n'oscille alors plus que sur deux modes longitudinaux et ce grâce à l'insertion du cristal photoréfractif [2]. Un effet similaire a également été observé dans un laser continu de type Nd :YVO<sub>4</sub> émettant à 1,06  $\mu\text{m}$ , pompé par une diode laser à 808 nm. L'insertion dans la cavité linéaire d'un cristal photoréfractif de BaTiO<sub>3</sub> :Rh a permis de forcer le laser à n'osciller que sur un seul mode longitudinal [2].

Cet effet de sélectivité spectrale induit par un cristal photoréfractif intra-cavité avait été précédemment rapporté par des travaux de WHITTEN et RAMSEY vingt ans auparavant. Mais leurs travaux n'avaient pas reçu d'écho, ni dans la communauté des lasers, ni dans celle des matériaux photoréfractifs [3][4]. Ils avaient déjà observé une très forte réduction du nombre de modes dans un laser à colorant, fonctionnant en régime continu, grâce à l'insertion dans la cavité d'un cristal de BaTiO<sub>3</sub>. Le régime monomode n'avait pu être observé que pour un fonctionnement au voisinage du seuil du laser.

Outre l'intérêt de revenir sur le travail pionnier de WHITTEN et RAMSEY, Nicolas HUOT dans sa thèse décrit analytiquement le comportement spectral du filtre Fabry-Perot formé par l'hologramme enregistré par un mode du laser et le coupleur de sortie de la cavité. L'ensemble de ces résultats pousse alors le groupe à mettre en avant cette thématique de recherche via le recrutement d'un poste d'enseignant-chercheur sur cette thématique. Mon projet de recherche consistait donc à approfondir notre connaissance sur le comportement de lasers dont la cavité comprend un cristal photoréfractif, et surtout, à développer une activité autour de l'utilisation de cette technique pour l'affinement et le contrôle modal de sources à diode laser (ce que je justifierai à la suite). J'ai mené cette activité en étroite collaboration avec Gilles PAULIAT et Gérard ROOSEN, Directeurs de Recherche au CNRS, dont l'immense expertise dans la physique et les applications de l'effet photoréfractif est reconnue à l'échelle internationale.

## 1.2 Contenu de la thématique de recherche - Plan de la première partie

Dans cette première partie, je m'attache donc à résumer mon activité de recherche qui s'est essentiellement portée sur l'étude de sources à diode laser montées en cavité étendue intégrant un filtre holographique de type photoréfractif. C'est une activité que j'ai conduite depuis mon recrutement et que j'ai cessé de mener à temps plein au début de l'année 2007.

En préalable à ces travaux, je commencerai dans le chapitre 2 à décrire le fonctionnement du filtre Fabry-Perot photoréfractif que nous avons utilisé. Je décrirai brièvement le principe de fonctionnement des cavités laser dites *auto-organisables* (section 2.1), terme qui désigne la classe des lasers utilisant un filtre dynamique par opposition aux filtres statiques dont la réponse spectrale ne varie pas (filtres de Lyot, filtres étalons, filtres interférométriques...). Après avoir montré l'intérêt que revêt de telles cavités laser, je décrirai dans le détail les caractéristiques du filtre Fabry-Perot photoréfractif (section 2.3) en donnant les arguments en faveur de l'utilisation d'un milieu holographique de type photoréfractif. Le chapitre se clos sur la description (section 2.4) d'une analyse de stabilité du fonctionnement de lasers de type 4 niveaux à élargissement homogène, opérant avec un cristal photoréfractif intra-cavité. Cette analyse permet par exemple de comprendre le comportement spectral qui diffère, dans le cas des résultats de la thèse de Nicolas HUOT, d'un laser à l'autre. Notamment, il rend parfaitement compte du régime d'oscillation monomode obtenu dans le cas du laser Nd :YVO<sub>4</sub>.

C'est sur cette base de connaissances qu'en parallèle, j'ai démarré les activités sur les sources à diode laser, qui sont décrites au chapitre 3. Je justifierai tout d'abord l'intérêt de travailler avec des milieux amplificateurs de type semi-conducteurs (section 3.2). L'argument essentiel est d'utiliser un milieu à fort gain pour disposer de faibles valeurs de réflectivité pour le coupleur de sortie qui soient comparables à celle de l'hologramme photoréfractif. Je présenterai nos études sur des sources à diode laser en montage de type cavité étendue (section 3.3). La cavité est formée par la face arrière réfléchissante de la diode et un miroir externe distant. Toutes les diodes laser utilisées dans cette partie sont monomode transverse et comportent un traitement anti-réfléchissant sur la face avant, afin de supprimer l'oscillation laser entre les deux faces de la diode laser. Nous démontrons le fonctionnement en régime monomode obtenu à différentes longueurs d'onde (810, 630 et 1550 nm) sur des grandes plages de fonctionnement et ce, sans l'aide d'un filtre spectral annexe.

Les travaux précédents utilisent des diodes laser qualifiées de *limitées par la diffraction*, qui n'oscillent que sur un seul mode transverse. Il est apparu pertinent d'étudier le comportement du filtre holographique dans une situation où plusieurs modes, de structures transverses différentes, entrent en compétition dans la cavité laser. L'idée est de tenir compte de la distribution transverse de l'hologramme inscrit par chaque mode. Elle est directement liée à la structure transverse du mode et peut différer totalement d'un mode à l'autre. Un hologramme réflectif inscrit par un mode transverse particulier pourra induire de fortes pertes sur un autre mode transverse dont la structure diffère du premier. Ces variations de pertes entre les modes, induites par l'hologramme, renforceront la compétition entre les modes du laser. C'est ce principe que nous avons voulu vérifier en étudiant le comportement d'une source à diode laser à ruban large montée en cavité étendue. Contrairement aux diodes laser précédentes, la zone de gain est élargie et la diode oscille sur une petite dizaine de modes transverses. Ces diodes présentent l'avantage d'émettre des puissances de l'ordre de 1 à 2 W, mais l'enjeu réside dans l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau émis en vue d'améliorer leur luminance. Ce point est absolument crucial pour leurs utilisations dans des applications telles que l'usinage, le traitement de surface de matériaux, voire dans des configuration de doublage en fréquence du faisceau ou de

pompage optique. Dans la section 3.4, je présenterai le principe de l'amélioration des propriétés spatiales et spectrales de ce type de sources grâce à l'insertion, dans un montage de type cavité étendue, d'un cristal photoréfractif. Cette étude s'appuie sur un très gros travail préalable de modélisations analytique puis numérique, sur les propriétés des modes transverses d'une configuration de cavité particulière dite *anamorphique*. Ce travail théorique nous a alors permis de démontrer expérimentalement l'effet de sélectivité spatiale et spectrale d'un cristal photoréfractif intra-cavité dans une cavité laser qui comprend une variété de modes transverses.

Ces travaux ont été conduits, en partie, dans le cadre du projet européen WWW.BRIGHT.EU<sup>2</sup> coordonné par Thales RT. Le projet visait essentiellement à développer des sources à diodes laser de forte puissance et de forte luminance. Pour l'essentiel, il était constitué d'acteurs industriels et académiques investis dans la recherche et le développement des diodes laser de puissance. Nous participions à un *work package* dont le thème était l'étude de sources à diode laser à ruban large de forte luminance. C'est dans le cadre de ce projet qu'ont été développées des nouvelles structures de diodes dont la zone de gain est à géométrie évasée. Ces diodes laser émettent une puissance de quelques Watt, tout en conservant une excellente qualité de faisceau. C'est dans ce contexte que nous avons proposé, dans le cadre du projet européen qui a suivi, WWW.BRIGHTER.EU, d'étudier une source à diode laser évasée de forte puissance émettant en régime monomode grâce à l'emploi de notre technique. La section 3.5 présente les résultats obtenus sur ces sources pour lesquelles le résultat essentiel est la réalisation de sources à diode laser émettant un faisceau proche de la limite de diffraction avec des puissances de l'ordre du Watt.

Je terminerai cette partie par un chapitre consacré à une thématique qui me tient sans doute plus particulièrement à cœur. L'évolution d'un laser auto-organisable vers un état stationnaire monomode, s'il existe, suit une marche qui varie d'une réalisation à l'autre. Il est impossible de prédire avec certitude la longueur d'onde de fonctionnement à l'état stationnaire, monomode, d'un laser auto-organisable. C'est en cherchant à fixer a priori cette longueur d'onde que j'ai proposé d'étudier le fonctionnement d'une cavité laser auto-organisable en régime d'injection optique. L'idée est très simple.

On se place dans le cas de lasers qui n'oscillent que sur une seul mode transverse. Il est bien connu que l'injection dans la cavité d'un laser *esclave* d'un rayonnement issu d'un laser *maître* peut forcer l'oscillation du laser esclave autour de la longueur d'onde du maître. Tant que la relation maître-esclave est maintenue, le laser maître impose sa longueur d'onde de fonctionnement au laser esclave. Dès que le faisceau issu du laser maître est coupé, le laser esclave retrouve son point de fonctionnement propre, indépendamment du laser maître. Or, un fonctionnement très original apparaît dès lors que le laser esclave contient un milieu holographique dynamique dans sa cavité. Il faut supposer que la constante de temps liée au milieu holographique est très lente devant celle du laser. Une fois la relation maître-esclave établie, l'hologramme qui est enregistré est lié à la longueur d'onde de fonctionnement de l'esclave imposée par le laser maître. En coupant cette relation, on peut s'attendre à ce que l'hologramme continue à imposer au laser esclave un fonctionnement autour de cette longueur d'onde. Si tel est le cas, on démontrerait une fonctionnalité très originale d'adressage, ou de programmation, tout optique de la longueur d'onde de fonctionnement d'un laser par injection optique TEMPORAIRE. C'est cet effet que nous avons démontré sur une source à diode laser en cavité étendue fonctionnant autour de 1550 nm, longueur d'onde utilisée en télécommunications optiques. Le principe et la démonstration de principe sont présentés au chapitre 4. Je discuterai des potentialités de ce type de laser comme source transparente en longueur d'onde pour les futurs réseaux d'accès optiques en cours de déploiement actuellement.

---

<sup>2</sup>High-Brightness Laser Diode Systems for Health, Telecom and Environment

Je dresserai alors un bilan sur l'ensemble de mes activités de recherche sur les cavités à diode laser auto-organisables et expliquerai les raisons qui m'ont conduit à changer l'orientation de mes thématiques de recherche.



# Cavités laser intégrant un filtre Fabry-Perot photoréfractif

Ce chapitre décrit le fonctionnement du filtre holographique dynamique composé d'un matériau photoréfractif et d'un miroir distant. Nous montrons que ce filtre est équivalent à un filtre Fabry-Perot dont l'un des miroirs est constitué par un réseau de Bragg photoréfractif enregistré par la structure de modes du laser. Ses caractéristiques sont décrites en détail. Une brève analyse de stabilité d'un laser auto-organisable illustre le processus de sélection entre les modes induit par le filtre Fabry-Perot photoréfractif.

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Description et principes de fonctionnement . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Éléments de physique de l'effet photoréfractif . . . . .</b>	<b>19</b>
<b>2.3</b>	<b>Filtre Fabry-Perot photoréfractif . . . . .</b>	<b>19</b>
2.3.1	Schéma et principe de fonctionnement . . . . .	19
2.3.2	Caractéristiques spectrales du filtre à l'état stationnaire . . . . .	21
2.3.3	Avantages d'un milieu holographique photoréfractif . . . . .	27
<b>2.4</b>	<b>Cinétique et analyse de stabilité d'un laser auto-organisable . . . . .</b>	<b>28</b>
2.4.1	Condition d'oscillation stable en régime monomode . . . . .	28
2.4.2	Cinétique de l'évolution d'un régime bi-mode vers un régime monomode . . . . .	29
<b>2.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>31</b>

---



## 2.1 Description et principes de fonctionnement

L'aboutissement du fonctionnement en régime stable d'un laser, s'il existe, résulte d'une compétition complexe entre les modes de la cavité. Un laser repose sur un fonctionnement d'auto-organisation de ses modes au travers notamment de l'évolution dynamique du gain disponible pour chaque mode. Ces modifications dynamiques du gain vont dépendre de la nature homogène ou inhomogène de l'élargissement du gain et interviennent au travers de différents effets nonlinéaires comme les phénomènes de saturations spatiale et/ou spectrale, les effets thermiques, Kerr, ou de couplage entre modes à travers une population de porteurs (cas des milieux à gain semi-conducteurs)...

Pour chercher à contrôler les propriétés modales des lasers, voire à renforcer un régime d'oscillation monomode stable, les techniques les plus courantes consistent à introduire dans la cavité du laser des filtres. Ils introduisent des pertes sur les modes de la cavité, en agissant soit sur leur structure transverse, soit longitudinale, soit simultanément sur les deux. Dans la plupart des situations, les filtres utilisés sont qualifiés de *statiques*. Leur propriété est fixe dans le temps et ne dépend pas de l'illumination. Les filtres spatiaux, comme un trou, un masque codé en phase et/ou en amplitude, sont utilisés pour sélectionner une structure transverse particulière. Les filtres statiques qui agissent sur la structure longitudinale, donc sur le spectre, sont par exemple un prisme, un filtre étalon, un filtre de Lyot... [5].

Une autre technique consiste à utiliser des filtres dynamiques dont la réponse s'adapte automatiquement à la structure de modes du laser. Ces filtres reposent sur l'utilisation de milieux ou supports holographiques dynamiques. Par opposition à un simple support argentique utilisé classiquement en holographie, les phases d'enregistrement et de lecture peuvent être simultanées et l'inscription de l'hologramme est dynamique : il peut être effacé à tout moment pour laisser place à l'enregistrement d'un nouvel hologramme sur le même support. Lorsqu'un milieu holographique dynamique est inséré dans la cavité d'un laser, les modes qui oscillent au départ dans la cavité inscrivent dans ce milieu un hologramme. Supposons que cette inscription, qui peut se traduire par une modification d'indice ou d'absorption du milieu, est d'autant plus forte et efficace que l'éclairement est grand. L'hologramme sera alors d'autant mieux adapté au mode le plus intense. Il agit instantanément sur les pertes des modes de la cavité et modifie le processus de compétition entre les modes. Ces variations dynamiques des pertes, couplées à celles du gain, renforcent la compétition entre les modes en favorisant le ou les modes le(s) plus intense(s) au départ.

Un tel processus d'auto-organisation peut conduire à la sélection d'un seul mode et au fonctionnement stable en régime monomode du laser. La particularité des lasers auto-organisables tient dans le caractère dynamique des pertes induites sur les modes par la cavité<sup>1</sup>. La prise en compte des aspects dynamiques du gain et des pertes reste relativement simple à gérer dans la plupart des cas car les constantes de temps associées à l'inscription de l'hologramme sont en général bien plus lentes que celles du laser.

Une grande variété de milieux holographiques dynamiques a été utilisée pour la sélection des modes d'un laser, chacun associant un mécanisme d'enregistrement particulier. La génération de réseaux thermiques dans une solution de nitrate de cuivre par la structure longitudinale des modes d'un laser Nd :YAG a été étudiée par CARMACHO et al. [6]. Ces réseaux induisent des réseaux d'indice qui agissent alors directement sur les pertes des modes. L'inscription de réseaux de gain dans des amplificateurs solides permet également d'établir une sélection entre les modes d'un laser, comme l'ont démontré SILLARD et al. dans un laser Nd :YAG [7]. De façon similaire, l'enregistrement de réseaux d'absorption dans des cellules d'absorbant saturable insérées dans des

---

<sup>1</sup>On retrouve également cette situation dans un laser à verrouillage de modes utilisant un absorbant saturable ou l'effet de stabilisation d'une cavité, au départ instable, par un effet de lentille Kerr.

lasers a été employé [8]. Une technique prometteuse est l'utilisation de cristaux photoréfractifs où l'hologramme enregistré prend la forme d'une modulation d'indice photo-induite par la structure longitudinale des modes du laser. WHITTEN et RAMSEY ont montré que l'insertion d'un cristal photoréfractif dans la cavité d'un laser à colorant permettait de fortement réduire le nombre de modes longitudinaux [3][4]. Il est inséré près du coupleur de sortie et l'enregistrement se fait dans une configuration de mélange à deux ondes par les propres modes du laser. C'est cette même technique qu'ont redécouvert mes collègues du groupe, sans avoir eu la connaissance préalable des travaux de WHITTEN et RAMSEY [2], et dont nous détaillons à la suite le principe de fonctionnement.

## 2.2 Eléments de physique de l'effet photoréfractif

Un cristal photoréfractif est un matériau photoconducteur et électro-optique. Dans le cas de matériaux intrinsèquement isolants, ils ont été rendus photoconducteurs par l'insertion dans la maille cristalline d'impuretés, également appelées pièges ou centres profonds. Une illumination non-uniforme, périodique par exemple, du cristal provoque une redistribution des charges à l'intérieur du cristal. Ces charges sont apportées par les centres profonds qui ont des niveaux d'énergie photoexcitables situés dans la bande interdite du cristal. Ces charges se déplacent alors dans la bande de valence ou la bande de conduction, selon leur nature, puis se recombinent avec des sites libres de même nature. La redistribution non-uniforme, ici périodique, des charges induit une variation du champ de charge d'espace qui, par effet électro-optique, se traduit par une modulation périodique de l'indice de réfraction du cristal [9, 10]. Dans les cristaux photoréfractifs où le transport de charges est régi par la diffusion, le réseau d'indice de réfraction est décalé de  $\pi/2$ , donc d'un quart de frange, par rapport à la figure d'illumination. Ces matériaux étant non centro-symétrique, le sens du décalage est fixé par l'orientation cristalline.

Il est à noter que l'amplitude de la variation d'indice, induite par les porteurs de charge, ne dépend pas de l'intensité mais du taux de modulation de la figure d'illumination. Enfin, bien que l'intensité totale n'affecte pas l'efficacité du processus d'enregistrement du réseau, la vitesse de l'effet photoréfractif augmente avec l'intensité lumineuse. Il est donc possible d'enregistrer de fortes variations d'indice avec des faisceaux de très faibles intensités (de l'ordre du  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ) en les exposant suffisamment longtemps au champ lumineux.

Pour une lecture plus approfondie sur l'effet photoréfractif et les propriétés des matériaux photoréfractifs, je reporte le lecteur au chapitre de livre (très complet) de Gilles PAULIAT et Gérard ROOSEN Ref. [9].

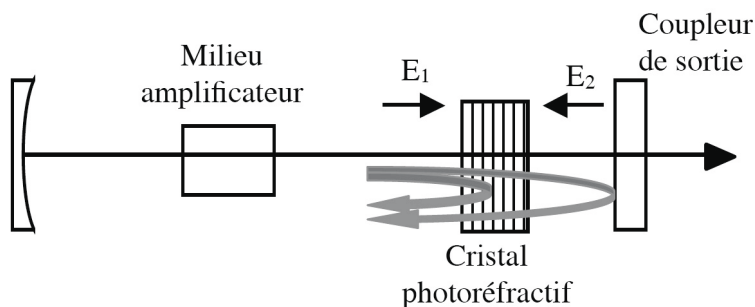
## 2.3 Filtre Fabry-Perot photoréfractif

### 2.3.1 Schéma et principe de fonctionnement

Un Fabry-Perot auto-adaptatif est construit autour d'un cristal photoréfractif qui est inséré dans une cavité laser linéaire entre le milieu amplificateur et le miroir de sortie, comme l'illustre le schéma de la figure 2.1. La description que nous en faisons dans un premier temps est très simple et sans équation. Pour simplifier encore l'approche, nous supposons que le laser a atteint un régime de fonctionnement monomode stable.

La figure d'onde stationnaire, créée par l'interférence entre les deux ondes contra-propagatives  $E_1$  et  $E_2$ , enregistre dans le cristal photoréfractif un réseau de Bragg. Par diffraction, ce réseau agit comme un miroir qui renvoie une partie de la lumière vers le milieu amplificateur. On montre à la suite que la partie de la lumière diffractée par le réseau photoréfractif interfère de façon

**Fig. 2.1.** Schéma d'une cavité laser linéaire comprenant un cristal photoréfractif positionné au voisinage du coupleur de sortie.



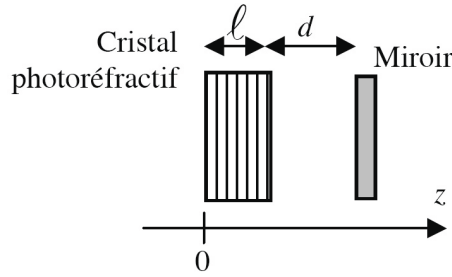
constructive avec la lumière qui provient de la réflexion sur le coupleur de sortie, de sorte que le cristal photoréfractif et le miroir de sortie du laser jouent le rôle d'un Fabry-Perot.

Lorsque les deux ondes  $E_1$  et  $E_2$  sont diffractées par le réseau photoréfractif, elles subissent deux déphasages. Le premier, égal à  $\pi/2$ , correspond au déphasage subi lors de la diffraction d'une onde sur un réseau d'indice pur. Le second, également de  $\pi/2$ , est la conséquence du décalage entre la figure d'illumination et le réseau d'indice enregistré dans le cristal. En orientant correctement le cristal dans la cavité, on cherche à compenser ces deux déphasages pour l'onde issue de la diffraction de l'onde  $E_1$  sur le réseau qui interfère alors de façon constructive avec la partie de l'onde contra-directive  $E_2$  transmise à travers le cristal. A l'opposé, l'onde issue de la diffraction de l'onde  $E_2$  sur le réseau interfère de façon destructive avec la partie de l'onde  $E_1$  transmise à travers le cristal. L'énergie contenue entre le cristal et le coupleur de sortie diminue au détriment de celle stockée du côté du milieu amplificateur. En conséquence, la réflectivité du coupleur de sortie pour le mode qui oscille augmente. Le mode initialement présent dans la cavité voit alors son fonctionnement renforcé, ses pertes diminuent.

Les autres modes, dont les intensités sont beaucoup plus faibles, ne participent pas à l'enregistrement du réseau. Les modes dont l'écart spectral avec le mode laser est supérieur à la sélectivité de Bragg du réseau, ne sont pas influencés par le réseau. Leurs pertes restent fixées par le coupleur de sortie et sont plus importantes que celles du mode laser. En revanche, pour les modes voisins dont l'écart spectral avec le mode laser est inférieur à la sélectivité de Bragg du réseau, la fraction de l'onde diffractée par le réseau n'interfère plus systématiquement de manière constructive avec l'onde qui est réfléchiée par le coupleur de sortie et transmise à travers le cristal. Leurs pertes restent donc plus importantes que celles du mode qui oscille. Même lorsque l'interférence est constructive, la longueur d'onde ne coïncidant pas avec celle de l'accord de Bragg du réseau, les pertes restent plus élevées.

Nous venons de décrire le fonctionnement du filtre holographique à l'état stationnaire, pour un laser monomode stable. Ce filtre est tout simplement équivalent à une cavité Fabry-Perot formée d'un réseau de Bragg et du coupleur de sortie. La spécificité de ce filtre est d'être *auto-adapté* au mode qui oscille dans la cavité. L'enregistrement d'un réseau en quadrature de phase avec la figure d'onde stationnaire du mode dans la cavité, assure automatiquement une interférence constructive entre la partie diffractée de l'onde par le réseau et celle réfléchiée par le coupleur de sortie et donc un minimum de perte pour le mode. Une telle situation serait impossible dans le cas de l'utilisation d'un réseau de Bragg *statique*. Les caractéristiques spectrales du filtre sont détaillées au § 2.3.2.

Lorsque le laser oscille initialement sur plusieurs modes longitudinaux, chaque mode inscrit un réseau qui lui est adapté. L'hologramme qui se forme peut être vu comme une superposition de ces réseaux. La modulation d'indice associée à chaque réseau est proportionnelle à l'intensité du mode qui a servi à l'inscrire et elle est inversement proportionnelle à l'intensité totale contenue dans la cavité laser. Un mode dont l'intensité augmente renforce le réseau qui lui est adapté



**Fig. 2.2.** Fabry-Perot photoréfractif formé d'un réseau d'indice inscrit dans un cristal photoréfractif d'épaisseur  $\ell$  et un miroir situé à une distance  $d$  du cristal. L'origine des phase pour les ondes se situe en  $z = 0$ .

et contribue à effacer les autres réseaux présents dans le cristal. La réflectivité du coupleur de sortie vue par ce mode augmente et tend à renforcer le fonctionnement du laser sur ce mode au détriment des autres modes. Ce processus d'effacement et de renforcement des réseaux, associé aux phénomènes de compétition propres au laser, réduit fortement le nombre de modes initialement présents dans la cavité et, sous certaines conditions, assure un fonctionnement monomode du laser. Une illustration de l'adaptation mutuelle entre les modes du laser et de l'hologramme est donnée dans la section 2.4.

### 2.3.2 Caractéristiques spectrales du filtre à l'état stationnaire

La réponse spectrale du filtre Fabry-Perot photoréfractif a été calculée dans la thèse de Nicolas HUOT [1] en utilisant la théorie des ondes couplées établie par KOGELNIK [11]. Cette théorie résout le problème du couplage entre deux ondes à travers un réseau d'indice dont le taux de modulation est constant et donne une expression analytique pour la réponse spectrale du filtre. En revanche, elle n'est valable que tant que le couplage induit par le réseau photoréfractif entre les deux ondes n'est pas trop fort et tant que l'absorption est négligeable, ceci pour vérifier la condition d'uniformité du taux de modulation du réseau.

Bien que de telles hypothèses soient assez bien vérifiées en pratique, on a voulu étudier la réponse spectrale du filtre avec un calcul plus général qui tienne compte de la cinétique de construction du réseau et qui calcule la réponse spectrale du filtre en présence de plusieurs modes (lorsque le laser est multimode). Cette approche a été étudiée dans le détail au cours de la thèse de Laurent MEILHAC (soutenue en septembre 2001) [12] et nous en présentons à la suite les résultats essentiels [13].

#### Matrice de transfert du réseau et réflexion en amplitude du filtre

Comme le montre la figure 2.2, le filtre se compose d'un hologramme inscrit dans un cristal photoréfractif d'épaisseur  $\ell$  et d'un miroir de réflectance  $r$  situé à une distance  $d$  du cristal. Pour toute la suite, les ondes se propagent selon la direction  $z$  et l'origine des phases est fixée en  $z = 0$ . Les expressions des composantes électriques du champ associées aux ondes co- et contra-propagative, qui se propagent respectivement dans les directions  $+z$  et  $-z$ , sont données par :

$$E_{p\pm}(z) = \frac{1}{2} [A_{p\pm} \exp(-i(\omega_p t \mp nk_p z)) + CC], \quad (2.1)$$

où l'indice  $+$  ou  $-$  désigne la direction de propagation,  $A_p$  l'amplitude complexe du champ et  $n$  l'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde. L'indice  $p$  se réfère à l'ordre du mode longitudinal de la cavité. Le mode  $p = 0$  désigne le mode laser qui a inscrit l'hologramme dans le cristal.

La détermination de la réflexion en amplitude  $r_{FP}$  du filtre se fait en tenant compte des conditions aux limites en  $z = 0$  et  $z = \ell$ , ainsi que du couplage entre les ondes co- et contra-

propagative induit par le réseau. Ceci se résume alors par le système linéaire suivant :

$$\begin{aligned} A_{p-}(0) &= r_{FP} A_{p+}(0) \\ A_{p-}(\ell) &= r e^{2ikd} A_{p+}(\ell) \\ \begin{pmatrix} A_{p+}(\ell) \\ A_{p-}(\ell) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} c_{++} & c_{+-} \\ c_{-+} & c_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{p+}(0) \\ A_{p-}(0) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Sa résolution est immédiate et la réflectivité en amplitude du filtre vaut :

$$r_{FP} = \frac{c_{--} r e^{2ikd} + c_{-+}}{c_{++} + c_{+-} r e^{2ikd}}. \quad (2.3)$$

Afin de déterminer l'allure spectrale de la réflectivité  $R_{FP} = |r_{FP}|^2$  et de la phase  $\phi_{FP} = \text{Arg}(r_{FP})$ , il est nécessaire de déterminer les coefficients de couplage  $c_{ab}$  de la matrice de transfert du réseau. Pour cela, il nous faut résoudre le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_{p+}}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{4} M A_{p-} e^{2im(k_p - k_0)z} - \frac{\alpha}{2} A_{p+}, \\ \frac{\partial A_{p-}}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{4} M^* A_{p+} e^{-2im(k_p - k_0)z} + \frac{\alpha}{2} A_{p-}, \end{cases} \quad (2.4)$$

qui tient compte du couplage entre les deux ondes via le réseau photoréfractif (premier terme) et de l'effet d'atténuation (second terme) au travers du coefficient d'atténuation du cristal  $\alpha$ . La force du couplage est fixée par le coefficient de gain photoréfractif  $\Gamma$  mesuré en configuration de mélange à deux ondes et par le taux de modulation  $M$  du réseau d'indice [14, 15]. Si nous supposons que le réseau est inscrit par le seul mode laser  $p = 0$  présent dans la cavité, son expression dépend directement du taux de modulation de la figure d'onde stationnaire  $m$  pour le mode  $p = 0$  :

$$m = \frac{2A_{0+}A_{0-}^*}{|A_{0+}|^2 + |A_{0-}|^2}. \quad (2.5)$$

En toute généralité, il dépend de la coordonnée  $z$ . Il est donc nécessaire, dans un premier temps, de résoudre (2.4) pour l'onde  $p = 0$  afin de déterminer les amplitudes  $A_{0\pm}(z)$ . Tenant compte de l'expression pour  $M(z)$ , il faut alors résoudre ces mêmes équations pour une nouvelle onde  $A_p$ . C'est cette méthode que nous détaillons à la suite.

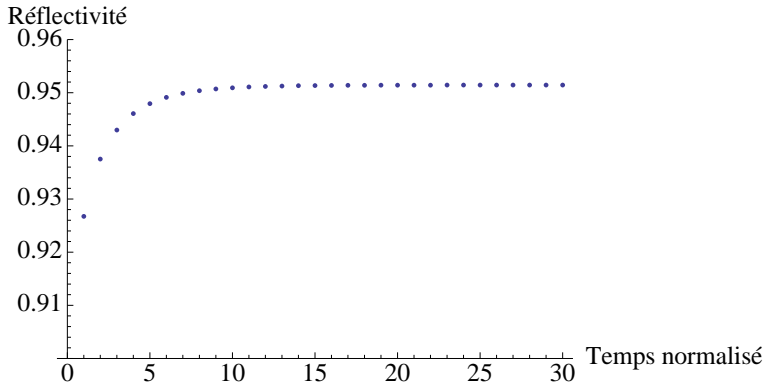
### Calcul de la réponse spectrale du filtre

En préalable à la résolution des équations couplées (2.4) pour un mode  $p$  quelconque, il est nécessaire de déterminer l'allure du coefficient de modulation  $M(z)$  du réseau photoréfractif inscrit par la figure d'onde stationnaire associée au mode laser  $p = 0$ .

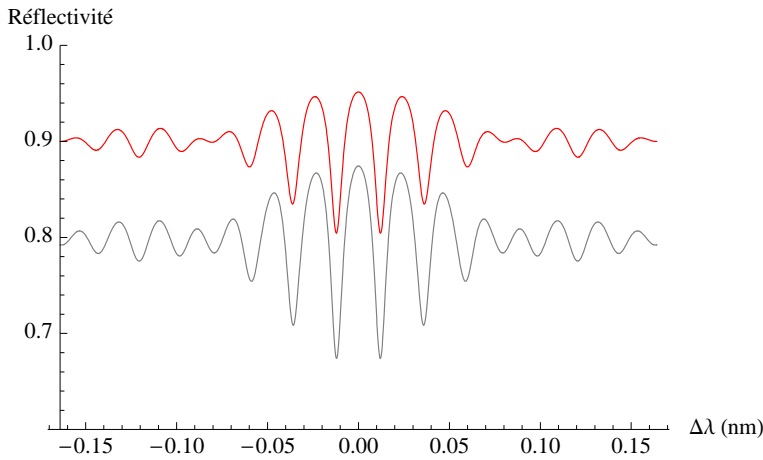
L'expression  $M(z)$  dépend des amplitudes  $A_{0+}(z)$  et  $A_{0-}(z)$ . Il est alors nécessaire de résoudre les équations couplées (2.4) pour le mode  $p = 0$  par une méthode itérative qui tienne compte de l'évolution temporelle de l'inscription du réseau dont l'évolution est donnée par [10] :

$$\frac{dM(t)}{dt} + \frac{1}{\tau_{pr}}(M(t) - m) = 0, \quad (2.6)$$

avec  $\tau_{pr}$  la constante de temps photoréfractive. Celle-ci est inversement proportionnelle à l'intensité totale  $I_{tot}$  de la figure d'illumination qui, dans notre cas, est donnée par la somme des intensités des ondes co- et contra-propagative pour le mode  $p = 0$ . Cette relation, très importante, indique qu'à l'état stationnaire le taux de modulation du réseau photoréfractif  $M$  est égal à celui de la figure d'illumination  $m$ , indépendamment de l'intensité de l'éclairement. Cet état stationnaire est atteint avec une constante de temps qui dépend de l'énergie lumineuse déposée



**Fig. 2.3.** Evolution temporelle de la réflectivité  $R_{FP}$  du Fabry-Perot photoréfractif pour le mode  $p = 0$ . L'échelle de temps est normalisée à la constante de temps photoréfractive. Les paramètres sont :  $|r|^2 = 0,9$ ,  $\ell = 3$  mm,  $\Gamma = 5$  cm $^{-1}$  et  $\alpha = 0$  cm $^{-1}$ .



**Fig. 2.4.** Variation de la réflectivité d'un Fabry-Perot photoréfractif autour de la longueur d'onde du mode  $p = 0$  qui a inscrit le réseau. Paramètres :  $|r|^2 = 0,9$ ,  $\ell = 3$  mm,  $d = 2$  cm,  $\Gamma = 5$  cm $^{-1}$  et  $\alpha = 0$  cm $^{-1}$  (courbe rouge),  $\alpha = 0,2$  cm $^{-1}$  (courbe grise).

sur le cristal ( $\tau_{pr} \propto 1/I_{tot}$ ). L'utilisation d'une intensité totale plus forte permet d'inscrire plus rapidement le réseau mais ne change pas la valeur finale de la modulation d'indice.

On procède donc à la résolution successive des équations (2.4) et (2.6) avec les conditions initiales suivantes définies à  $t = 0$  :  $A_{0+} = A_0$ ,  $A_{0-} = A_0 r e^{-\alpha \ell} e^{2ik_0(n\ell+d)}$  et  $M(z) = 0$ . L'évolution temporelle de l'inscription du réseau d'indice est illustrée par le graphe de la figure 2.3 qui montre l'évolution au cours du temps de la réflectivité d'un Fabry-Perot photoréfractif pour le mode  $p = 0$ . Il est formé d'un miroir distant de 90% de réflectivité et d'un cristal photoréfractif<sup>2</sup>, supposé sans perte, d'épaisseur 3 mm et dont le gain photoréfractif  $\Gamma$  vaut 5 cm $^{-1}$ . L'échelle de temps qui a été utilisée est normalisée à la constante de temps  $\tau_{pr}$ . L'augmentation de la réflectivité du Faby-Perot, consécutive de l'enregistrement du réseau, atteint son état stationnaire au bout d'un temps égal à  $10 \times \tau_{pr}$ .

La fonction  $M(z)$  étant dorénavant connue, il suffit de résoudre les équations (2.2) et (2.4) pour l'ensemble des modes  $p$  pour déterminer les coefficients de couplage  $c_{ab}$  de la matrice de transfert du réseau puis, à partir de la relation (2.3), d'en déduire l'allure spectrale de la fonction de transfert du Fabry-Perot photoréfractif.

### Allure de la réflectivité du filtre

En utilisant les paramètres précédents et en plaçant le miroir à une distance de 2 cm du cristal, on obtient la courbe de réflectivité en rouge sur la figure 2.4. La courbe présente, en fonction de la longueur d'onde, une modulation périodique et une variation plus lente de la réflectivité. Les origines de ces variations sont les suivantes :

- la courbe de la figure 2.4 correspond à l'allure de la réflectivité d'un Fabry-Perot en fonction

<sup>2</sup>Ses caractéristiques sont celles d'un cristal de BaTiO<sub>3</sub> :Co coupé à 45°.

de la longueur d'onde qui suit une loi d'Airy (plus exactement la fonction complémentaire, si la fonction d'Airy désigne la courbe de transmission). La succession de pics est périodique et correspond à l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot, dont la longueur vaut  $d + n\ell/2$  :

$$\Delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda_0^2}{2(d + \frac{n\ell}{2})}. \quad (2.7)$$

– l'enveloppe lente est liée à la variation de l'efficacité du réseau d'épaisseur  $\ell$  autour de la longueur d'onde de Bragg, qui correspond ici à celle du mode  $p = 0$ . La largeur de l'enveloppe est typiquement donnée par la sélectivité de Bragg du réseau :

$$\Delta\lambda_{Bragg} = \frac{\lambda_0^2}{2n\ell}. \quad (2.8)$$

Pour des longueurs d'onde éloignées de la longueur d'onde de Bragg, l'efficacité de diffraction du réseau chute et la réflectivité du Fabry-Perot tend vers celle du miroir distant.

Sur la courbe en gris de la figure 2.4, nous avons fixé les pertes par absorption à  $\alpha = 0,2 \text{ cm}^{-1}$ . Comme lors de la propagation dans le cristal, l'onde subit des pertes, la réflectivité équivalente du miroir devient  $|r|^2 e^{-2\alpha\ell}$ , ce qui explique la baisse de réflectivité globale. En revanche, on pourrait être surpris a priori par l'augmentation des variations de réflectivité par rapport à la situation d'un cristal sans perte. En réalité, il faut se rappeler que ces variations seront d'autant plus importantes que le Fabry-Perot est symétrique. Or, dans le cas que nous avons pris, la réflectivité du miroir distant (90%) est bien plus forte que celle du réseau réflectif qui ne vaut que quelques %. Les pertes par absorption, relativement faibles en comparaison du gain photoréfractif, influent plus fortement sur les ondes qui sont transmises à travers le cristal, ce qui diminue la réflectivité effective du miroir et rend le Fabry-Perot plus symétrique.

Ces allures confirment que la réflectivité du Fabry-Perot est toujours maximale pour le mode qui a inscrit le réseau. Grâce au décalage de  $\pi/2$  entre la modulation d'indice et la figure d'illumination, la partie diffractée de l'onde incidente  $E_{0+}(0)$  par le réseau interfère systématiquement de manière constructive avec la partie transmise puis réfléchi par le miroir. Leur relation de phase est un multiple de  $2\pi$ . Ceci ne sera pas toujours vérifié pour les autres modes, décalés en longueur d'onde, comme l'atteste les oscillations de la courbe de réflectivité.

Dans le cas où l'efficacité du réseau photoréfractif et la réflectivité du miroir sont faibles, la valeur de la réflectivité du filtre est alors simplement donnée par la superposition de l'onde diffractée et de l'onde réfléchi par le miroir. On se trouve dans le cas d'une situation d'interférence à deux ondes, et la réflectivité pour le mode  $p = 0$ , en première approximation vaut :

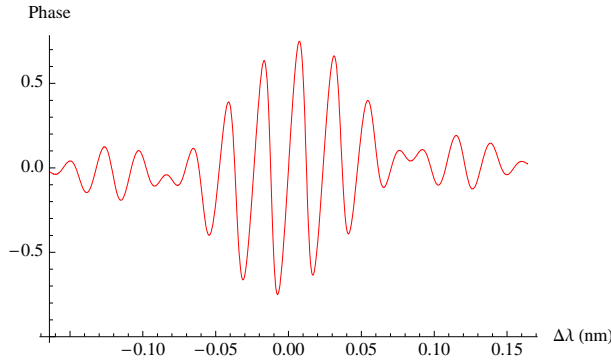
$$r_{FP}(\Delta\lambda = 0) \simeq r \left( 1 + 0,5\Gamma\ell e^{-\alpha\ell} \right). \quad (2.9)$$

### Allure de la phase induite par le filtre

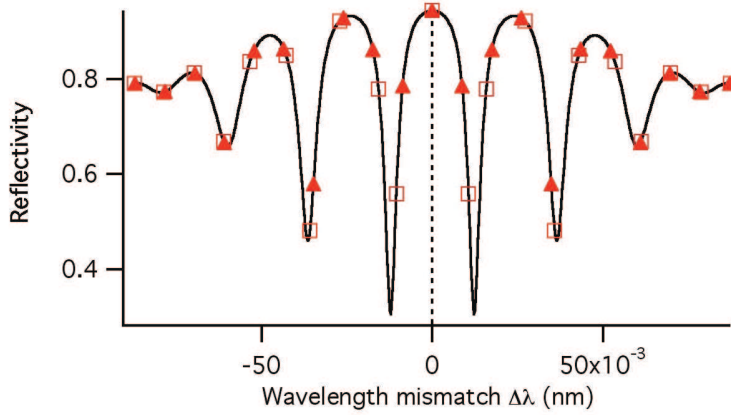
Comme ce filtre est utilisé à l'intérieur d'une cavité laser, il est important d'étudier les variations de phase qu'induit le Fabry-Perot pour chaque mode. Ainsi, il est possible de déterminer les nouvelles positions spectrales des modes. La variation de phase induite est plus directement lisible si, contrairement à précédemment, on déplace l'origine des phases sur le miroir distant. La première relation de l'équation (2.2) devient alors :

$$A_{p-}(0)e^{ik_p(n\ell+d)} = \bar{r}_{FP}A_{p+}(0)e^{-ik_p(n\ell+d)}, \quad (2.10)$$

où  $\bar{r}_{FP}$  désigne toujours la réflectivité en amplitude du Fabry-Perot mais elle est définie avec une origine des phases en  $z = \ell + d$ . Pour une comparaison entre les conditions d'oscillation du



**Fig. 2.5.** Variation de  $\bar{\phi}_{FP} = \text{Arg}(\bar{r}_{FP})$  autour de la longueur d'onde du mode  $p = 0$  qui a inscrit le réseau. Paramètres :  $|r|^2 = 0,9$ ,  $\ell = 3 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ cm}$ ,  $\Gamma = 5 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$ .



**Fig. 2.6.** Illustration du déplacement de la position spectrale des modes voisins de  $p = 0$  dû à l'insertion dans la cavité laser d'un cristal photoréfractif. Les positions des modes longitudinaux du laser sont représentées sur la courbe de réflectivité du filtre pour une situation sans cristal photoréfractif intracavité (triangles pleins) et avec cristal (carré vides). Paramètres : Longueur de la cavité laser  $L = 6,5 \text{ cm}$ ,  $|r|^2 = 0,6$ ,  $\ell = 3 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ cm}$ ,  $\Gamma = 10 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$ .

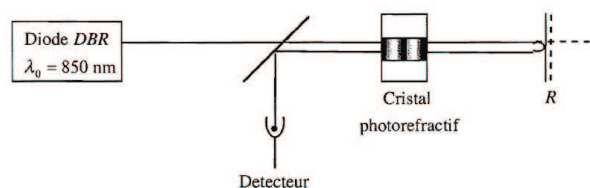
laser sans et avec filtre, il suffit de remplacer  $r$ , la réflectivité en amplitude du miroir, par  $\bar{r}_{FP}$ . Il est à noter que  $|\bar{r}_{FP}| = |r_{FP}|$ .

L'allure de la variation de phase  $\bar{\phi}_{FP} = \text{Arg}(\bar{r}_{FP})$  induite par le filtre en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 2.5, pour une géométrie de filtre correspondant à la courbe rouge de la figure 2.4. Le mode qui a inscrit le réseau conserve sa condition de phase, ce qui n'est pas systématiquement le cas pour les modes voisins.

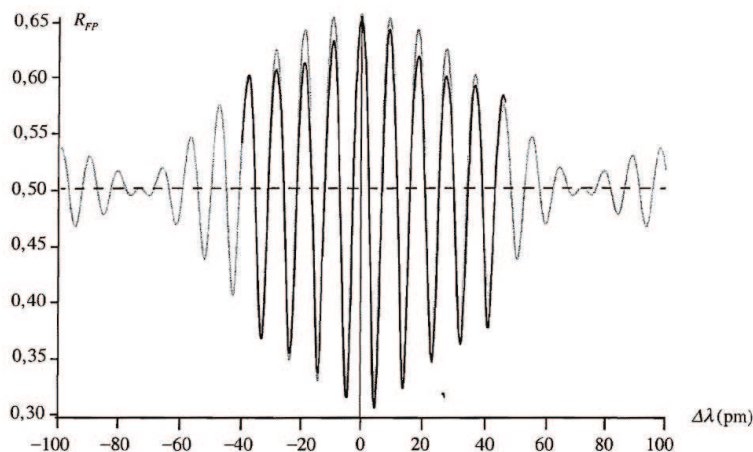
Pour illustrer l'effet de modification de la condition d'oscillation pour les modes voisins du mode  $p = 0$ , nous prenons l'exemple d'une cavité laser fonctionnant autour de 1064 nm et de longueur  $L = 6,5 \text{ cm}$ . Les caractéristiques du Fabry-Perot photoréfractif légèrement modifiées sont les suivantes :  $|r|^2 = 0,6$ ,  $\ell = 3 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ cm}$ ,  $\Gamma = 10 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$ . L'efficacité du réseau photoréfractif a été augmentée pour mieux souligner l'effet de déplacement des positions spectrales des modes voisins. La figure 2.6 présente l'allure de la réflectivité du filtre en fonction du décalage en longueur d'onde sur laquelle on a ajouté les positions des modes longitudinaux du laser sans la présence du cristal (triangles pleins) et avec le cristal (carrés vides). Comme le confirme l'allure de la phase, la position du mode laser  $p = 0$  qui a inscrit le réseau, n'est pas modifiée. La longueur d'onde de fonctionnement du laser, supposé initialement monomode, n'est pas changée par l'insertion du cristal. En revanche, pour les modes voisins les plus proches, leurs positions spectrales sont modifiées. Comme l'illustre les positions des deux modes voisins du mode  $p = 0$ , l'insertion du cristal tend à déplacer les modes vers des positions où la réflectivité du filtre est plus basse. Cet effet favorise la stabilisation du fonctionnement du laser dans son régime monomode. Plus les modes sont éloignés du mode central, moins ce déplacement est sensible, les variations de phase devenant très faibles.



**Fig. 2.7.** Montage pour la mesure de la réflectivité d'un Fabry-Perot photoréfractif composé d'un cristal de Titanate de Baryum.



**Fig. 2.8.** Mesure de réflectivité d'un filtre Fabry-Perot photoréfractif (trait noir) et comparaison avec l'allure théorique (trait gris).



### Mesure de la réflectivité d'un filtre

A ce stade, il est intéressant de comparer le résultat théorique de la réflectivité du filtre Fabry-Perot photoréfractif avec l'expérience. Il suffit de disposer d'un laser accordable qui, à une longueur d'onde fixe, enregistre un réseau. Après avoir fortement atténué le faisceau pour ne pas effacer le réseau, la réflectivité du filtre est mesurée en fonction de la longueur d'onde.

Le montage qui a servi à la mesure est présenté sur la figure 2.7. Le faisceau issu d'une source laser monomode autour de 850 nm est envoyé en incidence normale sur un miroir distant de réflectivité  $R = 50\%$ . Une lame séparatrice renvoie 50% de la lumière réfléchie sur une photodiode reliée à un oscilloscope. Un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum dopé au Cobalt, taillé à  $0^\circ$  et utilisé en polarisation extraordinaire[14], est inséré entre le miroir et la lame. Son épaisseur est de 3 mm et il est séparé du miroir d'une distance de 5,3 cm.

La source est une diode laser de type DBR dont la longueur d'onde est accordable continûment sur une plage de 0,1 nm sans saut de mode. Un Fabry-Perot confocal à balayage a été utilisé pour mesurer cette plage de balayage en longueur d'onde de la diode laser.

La mesure de la réflectivité du filtre autour de la longueur d'onde d'enregistrement est présentée en trait noir sur la figure 2.8. La ligne en traits pointillés indique la valeur de la réflectivité du miroir utilisé.

La courbe expérimentale a été ajustée par une allure théorique présentée en trait gris sur la figure 2.8. Afin d'ajuster au mieux la courbe expérimentale par l'allure théorique, le gain photoréfractif a été fixé égal à  $3,2 \text{ cm}^{-1}$  et les pertes ont été négligées. Les deux courbes s'ajustent parfaitement, exceptée une légère différentiation qui apparaît au voisinage de la longueur d'onde d'inscription. Cette faible variation symétrique de la réflectivité peut s'expliquer par la présence d'une réflexion parasite non maîtrisée au niveau du miroir. Outre cette petite imperfection, le résultat de cette expérience a permis de valider le modèle de calcul présenté ci-dessus.

### Cas d'un enregistrement par plusieurs modes

Jusqu'à présent, nous avons supposé une situation où le laser a atteint un régime d'oscillation stable monomode. Le réseau photoréfractif est alors inscrit par un seul mode. La démarche qui

conduit au calcul de la réflectivité du filtre Fabry-Perot est très simplement généralisable à une situation où plusieurs modes participent à l'enregistrement de l'hologramme photoréfractif. Une telle situation apparaît pour un laser qui oscille initialement, sans hologramme, sur plusieurs modes. Les modes présents au départ commencent à enregistrer l'hologramme, il faut alors tenir compte d'une nouvelle expression pour la figure d'illumination associée à un mode  $m$  qui généralise l'expression (2.5) :

$$m_m = \frac{2A_{m+}A_{m-}^*}{\sum_q A_{q+}A_{q+}^* + A_{q-}A_{q-}^*}. \quad (2.11)$$

Son expression est alors utilisée pour le calcul de la modulation du réseau associé :

$$M_m(t + \Delta t) = m_m + (M_m(t) - m) e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{pr}}}. \quad (2.12)$$

Cette expression est solution de l'équation (2.6) et donne l'évolution du réseau inscrit par le mode  $m$ . Ce réseau sera d'autant plus efficace que l'intensité associée au mode  $m$  sera grande respectivement à l'intensité totale. Au contraire, l'augmentation relative de l'intensité d'un ou plusieurs autres modes contribuera à diminuer l'efficacité du réseau associé.

L'hologramme qui s'inscrit se compose alors d'une multitude de réseaux inscrits par chaque mode  $m$ . Les valeurs des coefficients de couplage  $c_{ab}$  de la matrice de transfert de l'hologramme sont calculées à partir de la résolution des nouvelles équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_{p+}}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{4} \sum_q (M_q e^{2in(k_q - k_p)z}) A_{p-} - \frac{\alpha}{2} A_{p+} \\ \frac{\partial A_{p-}}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{4} \sum_q (M_q^* e^{-2in(k_q - k_p)z}) A_{p+} + \frac{\alpha}{2} A_{p-}. \end{cases} \quad (2.13)$$

Une telle procédure est utile dès que l'on souhaite étudier la compétition entre plusieurs modes d'un laser au cours de l'enregistrement de l'hologramme. Nous en présentons une illustration à la section 2.4.

### 2.3.3 Avantages d'un milieu holographique photoréfractif

En guise de résumé sur cette partie consacrée au filtre Fabry-Perot photoréfractif, avant de montrer quelques réalisations pratiques, soulignons les avantages que présentent l'utilisation d'un cristal photoréfractif en tant que milieu holographique dynamique. Tout d'abord, l'enregistrement d'un réseau d'indice décalé d'un quart de frange par rapport à la figure d'illumination périodique est essentiel au renforcement du mode qui enregistre le réseau. L'interférence constructive entre la partie de l'onde diffractée par le réseau et celle qui est réfléchiée par le coupleur de sortie, contribue à minimiser les pertes du mode et à renforcer son fonctionnement.

L'autre intérêt d'un milieu photoréfractif est que l'état stationnaire pour le réseau d'indice est atteint indépendamment de l'intensité de la figure d'illumination. Seule la durée d'enregistrement est liée à l'intensité. En outre, il ne dépend pas du régime de fonctionnement du laser qui peut fonctionner en régimes continu ou impulsionnel.

En outre, la modulation d'indice enregistrée dans un milieu photoréfractif est directement liée au taux de modulation de la figure d'interférence. Il s'ensuit que la distribution d'amplitude de l'onde réfléchiée par le composant conserve la structure spatiale du mode. Bien que l'hologramme photoréfractif ne modifie pas la structure transverse des modes, nous montrerons au chapitre 3, comment il peut induire des pertes relatives entre les modes transverses d'une cavité laser.

Enfin, la constante de temps photoréfractive généralement très lente devant celle du laser devient très avantageuse dès que la cavité laser subit des désalignements ou des perturbations

extérieures. Lorsque ces changements sont lents, l'hologramme inscrit dans le cristal s'adaptera aux nouvelles conditions et, éventuellement, maintiendra un régime de fonctionnement monomode même si le laser, entre temps, oscille à une nouvelle longueur d'onde. L'hologramme s'adapte en permanence aux conditions de fonctionnement du laser. C'est une propriété que nous illustrerons également dans les études expérimentales du chapitre 3 sur les sources à diode laser.

## 2.4 Cinétique et analyse de stabilité d'un laser auto-organisable

Toujours dans le cadre des travaux de thèse de Laurent MEILHAC, nous avons établi les conditions de stabilité du fonctionnement en régime monomode de lasers auto-organisables continus où le milieu à gain est à élargissement homogène et de type 4 niveaux. Nous avons tenu compte de l'inhomogénéité résiduelle du gain induite par le phénomène de blanchiment spatial du gain (en présence du processus de diffusion des états excités). Ces conditions sont celles des lasers sur lesquels nous travaillons. Les résultats de ce modèle décrivent très bien les différences de fonctionnement observées sur les lasers étudiés dans le cadre de la thèse de Nicolas HUOT et de Laurent MEILHAC [16, 17, 18, 19]. Pour ces mêmes lasers et à partir des équations de Lamb, nous avons décrit l'évolution temporelle de l'intensité de deux modes initialement présents dans une cavité laser comportant un cristal photoréfractif [19].

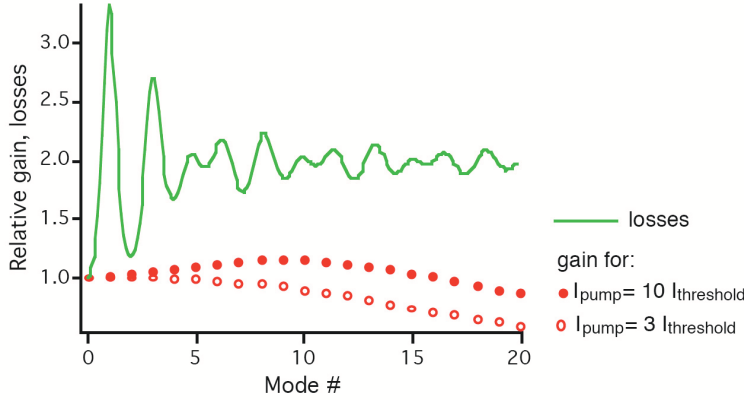
### 2.4.1 Condition d'oscillation stable en régime monomode

Les expériences qui ont été rapportées démontrent la grande efficacité d'un filtre Fabry-Perot photoréfractif pour la réduction du nombre de modes longitudinaux d'un laser. Néanmoins, il est montré que dans certains lasers, l'accession à un fonctionnement monomode est impossible (laser Ti :Sa, [2]), voir critique à atteindre (laser à colorant, [3]).

Afin de mieux cerner ces limitations, nous avons mené une étude sur la stabilité du fonctionnement en régime monomode de lasers continus où le milieu à gain est à élargissement homogène et de type 4 niveaux (ce qui est le cas pour les milieux à gain précités) [12][16]. Nous avons tenu compte de l'inhomogénéité résiduelle introduite par le phénomène de blanchiment spatial du gain qui module l'inversion de population suivant la direction longitudinale. Cette distribution non-uniforme du gain peut permettre l'oscillation d'un mode adjacent et n'assure plus au laser son fonctionnement monomode. En outre, il est tenu compte dans le modèle du processus de diffusion qui résulte du transfert d'énergie d'un site excité vers un site voisin. Ce processus participe à lutter contre le phénomène du blanchiment spatial du gain puisqu'il lisse les modulations de l'inversion de population [20].

On suppose que le laser est monomode. A partir des équations d'évolution des populations, on calcule la distribution longitudinale du gain le long du milieu amplificateur. Ce mode inscrit un réseau dans le cristal photoréfractif. Le gain résiduel des autres modes est alors comparé aux pertes imposées par le filtre Fabry-Perot photoréfractif. Le fonctionnement stable en régime monomode du laser est alors établi tant que tous les modes ont un gain qui reste inférieur aux pertes. Cette étude simple de stabilité permet de retrouver les comportements observés sur le laser à colorant et le laser Nd :YVO<sub>4</sub>.

Comme illustration, la comparaison entre les valeurs du gain et des pertes vues par des modes voisins du mode laser est donnée sur la figure 2.9 pour le laser Nd :YVO<sub>4</sub> étudiée en [2]. On fait l'hypothèse que le laser fonctionne en régime monomode sur le mode  $p = 0$ , et on vérifie la stabilité de ce fonctionnement en comparant, pour chaque mode autre que  $p = 0$ , le gain disponible et les pertes imposées par le filtre Fabry-Perot photoréfractif. Les pertes tracées sur la figure sont données par  $\alpha_p = \ln(|r_{FP}|^2)$ . Le gain a été calculé pour les 20 modes (en réalité 40, la courbe est symétrique) longitudinaux voisins du mode laser, et ce pour 2 niveaux de pompage



**Fig. 2.9.** Calcul du gain (points) et des pertes (courbe en trait continu) pour les 20 modes longitudinaux voisins du seul mode laser  $p = 0$  présent pour le laser Nd :YVO<sub>4</sub> utilisé dans [2]. Le gain est tracé pour deux puissances pompe égales à 3 fois et 10 fois le seuil laser.

fixés à 3 fois et 10 fois au dessus de la puissance seuil du laser. Quelque soit le mode, et pour un niveau de puissance bien supérieur au seuil, les pertes imposées par le filtre sont toujours au dessus du gain disponible. L'effet du blanchiment spatial du gain explique que les modes les plus proches disposent d'un gain supérieur à celui vu par le mode laser. Du fait de la répartition spatiale d'intensité, la saturation du gain est moins forte. Les courbes de gain ont été calculées en négligeant l'effet de diffusion. L'étude beaucoup plus complète sur ce sujet a été traitée dans [12]. Il est à noter que dans le laser étudié dans [2], le cristal Nd :YVO<sub>4</sub> est positionné à une extrémité de la cavité linéaire, afin de minimiser cet effet de blanchiment spatial du gain.

#### 2.4.2 Cinétique de l'évolution d'un régime bi-mode vers un régime mono-mode

Afin d'illustrer la sélection modale opérée par la présence du filtre photoréfractif, nous présentons l'étude de cas d'un laser bi-mode rendu monomode par l'insertion dans sa cavité d'un cristal photoréfractif. Elle est basée sur la résolution des équations de Lamb [21] qui décrivent l'évolution temporelle des intensités des modes en tenant compte des pertes et des gains saturés. En faisant l'hypothèse que le laser fonctionne dans un régime de gain faiblement saturé, on aboutit à des expressions linéarisées des intensités  $I_0$  et  $I_1$  respectivement associées aux deux modes laser  $p = 0$  et  $p = 1$  [21] :

$$\frac{dI_0}{dt} = (\alpha_0(t) - \beta_0 I_0 - \theta_{01} I_1) I_0 \quad (2.14)$$

$$\frac{dI_1}{dt} = (\alpha_1(t) - \beta_1 I_1 - \theta_{10} I_0) I_1, \quad (2.15)$$

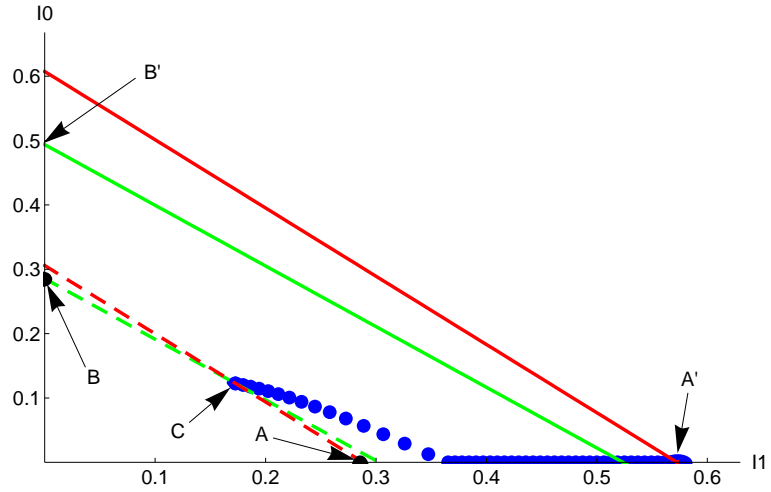
où les coefficients  $\beta_{0,1}$  et  $\theta_{01,10}$  décrivent les effets de saturation et de saturation croisée du gain. Les coefficients  $\alpha_{0,1}$  sont proportionnels à la différence entre le gain non-saturé et les pertes de la cavité. Son expression est :

$$\alpha_{0,1} \propto 2G_0 \ell_c - P_{0,1} + \ln(|r_{0,1}(t)|^2), \quad (2.16)$$

où  $G_0$  est le gain non-saturé vu par le mode sur un seul passage à travers un milieu amplificateur d'épaisseur  $\ell_c$  et où  $P_{0,1}$  désignent les pertes linéaires de la cavité pour les modes 0 et 1, autres que les pertes imposées par le filtre Fabry-Perot photoréfractif qui sont données par le terme  $\ln(|r_{0,1}(t)|^2)$ .

La particularité des équations de Lamb (2.14)-(2.15) utilisées dans ce problème réside dans le terme de pertes  $\ln(|r_{0,1}(t)|^2)$  qui dépend du temps. En effet, notre objectif est de déterminer l'évolution des intensités associées à chacun des modes au cours de l'inscription de l'hologramme dans le cristal. Cette particularité n'apporte pas une difficulté majeure dans la résolution du

**Fig. 2.10.** Cinétique d'évolution des intensités associées à 2 modes 0 et 1 qui initialement oscille dans la cavité (point de fonctionnement C). Les ronds noirs indiquent l'évolution temporelle du laser vers son état de fonctionnement monomode stable repéré par le point A'.



problème puisque le temps photoréfractif est bien plus long que la durée de vie des photons dans la cavité. En conséquence, on pourra toujours considérer, qu'au cours de l'enregistrement, le point de fonctionnement du laser est déterminé par les solutions à l'état stationnaire des équations (2.14)-(2.15). Ces solutions sont égales à :

$$\{\alpha_0 - \beta_0 I_0 - \theta_{01} I_1 = 0 \text{ ou } I_0 = 0\} \text{ et } \{\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{10} I_0 = 0 \text{ ou } I_1 = 0\}. \quad (2.17)$$

Les solutions de (2.17) se présentent alors sous la forme de deux droites et deux points d'intersections définis par  $I_0 = 0$  et  $I_1 = 0$ . Après avoir écarté la solution  $I_0 = 0$  et  $I_1 = 0$ , le choix entre les 3 autres solutions pour  $(I_0, I_1)$  se fait par une analyse de stabilité [22].

Dans l'exemple que nous étudions à la suite, le laser fonctionne au départ, sans réseau photoréfractif, sur deux modes longitudinaux 0 et 1. Les valeurs des intensités  $(I_0, I_1)$  sont alors données par l'intersection des deux droites  $\alpha_0 - \beta_0 I_0 - \theta_{01} I_1 = 0$  et  $\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{10} I_0 = 0$ . Ces deux droites sont dessinées en traits pointillés sur le graphe de la figure 2.10, et leur intersection est repérée par le point C. Dans cette situation particulière, le régime de couplage est faible car  $\beta_0 \beta_1 > \theta_{01} \theta_{10}$  (les termes d'auto-saturation sont plus forts que les termes de saturation croisée). L'analyse de stabilité montre que le point de fonctionnement C est stable, alors que les deux autres solutions  $I_0 = 0$  et  $I_1 = \alpha_1/\beta_1$ , repérée par le point A, et  $I_0 = \alpha_0/\beta_0$  et  $I_1 = 0$ , repérée par le point B, sont instables. Notre objectif est de déterminer l'évolution temporelle du point de fonctionnement du laser au cours de l'enregistrement de l'hologramme. Cette évolution temporelle est échantillonnée avec un intervalle de temps  $\Delta\tau$ . A chaque intervalle  $\Delta\tau$ , on détermine la nouvelle valeur des taux de modulation des deux réseaux enregistrés par les deux modes (équation (2.12)), puis les nouvelles valeurs des pertes imposées par le filtre Fabry-Perot pour chaque mode. On procède par itérations successives, jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint. L'évolution du point de fonctionnement du laser, au cours de l'enregistrement de l'hologramme, est représentée par la succession de points bleus. Dans l'exemple de la figure 2.10, l'hologramme renforce les pertes du mode 0 et son intensité diminue jusqu'à l'extinction. Lorsque l'intensité du mode 0 devient nulle, les deux droites ne se croisent plus et seul le point de fonctionnement A' est privilégié. L'intensité du mode 1 augmente alors, jusqu'à atteindre une valeur stationnaire A'. Le laser fonctionne alors en régime de fonctionnement monomode.

La sélection du mode 1 provient d'un très léger différentiel de pertes introduit au départ en faveur de ce mode. En faisant le choix inverse, le laser évolue vers un régime de fonctionnement monomode stable sur le mode 0.

La résolution des équations de Lamb illustre la sélection modale qui s'opère dans une cavité laser auto-organisable du fait de la présence d'un élément holographique dynamique.

## 2.5 Conclusion

Nous avons montré que l'association d'un cristal photoréfractif et d'un miroir distant forme un filtre spectral dynamique dont la réflectivité est maximale pour le faisceau monochromatique qui a inscrit le réseau photoréfractif dans le cristal. Ce filtre équivaut à un filtre de type Fabry-Perot formé d'un réseau de Bragg et d'un miroir. Sa fonction de transfert est dynamique et s'adapte aux propriétés du faisceau qui écrit (et relit simultanément) le réseau photoréfractif.

Nous avons calculé la réponse spectrale du filtre, en particulier dans le cas d'une onde d'écriture monochromatique. Nous avons discuté de l'intérêt d'insérer un tel filtre dynamique dans un laser. Le principal argument est la forte sélectivité introduite entre les modes du laser. Comme illustration, nous avons modélisé l'évolution temporelle du fonctionnement d'un laser initialement bi-mode qui, à l'état stationnaire et après enregistrement du réseau photoréfractif, devient monomode.

Après avoir introduit les propriétés du filtre Fabry-Perot photoréfractif, les chapitres suivants de cette première partie sont consacrés à l'amélioration des propriétés spatiales et spectrales de sources à diode laser montée en cavité étendue et intégrant ce filtre.



# Amélioration des propriétés spatiales et spectrales de sources à diode laser par auto-organisation

Cette partie est consacrée aux fonctionnements de sources à diode laser montée en cavité étendue utilisant comme réflecteur distant un filtre Fabry-Perot photoréfractif. Dans le cas des diodes laser qualifiées de limitée par diffraction, où l'émission laser est supportée par un seul mode transverse, cette configuration originale force l'oscillation de la source sur un seul mode longitudinal et ce, sur une large plage de courant d'injection. Ce comportement a été démontré pour des longueurs d'onde de fonctionnement allant de 630 à 1550 nm et des puissances de sortie variant de quelques dizaines de milliWatt au Watt. Enfin, nous avons démontré qu'un tel filtre dynamique utilisé avec des diodes laser à ruban large, supportant plusieurs modes transverse, introduit également des pertes sélectives sur la structure transverse des modes. L'application dans ce dernier cas est l'amélioration de la brillance de sources à diode laser de puissance.

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Motivations</b> . . . . .	<b>34</b>
<b>3.2</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>35</b>
3.2.1	Généralités sur les sources à diode laser et contexte de l'étude . . . . .	35
3.2.2	Une approche originale . . . . .	36
3.2.3	Quelques ordres de grandeur . . . . .	36
<b>3.3</b>	<b>Développement de nouvelles sources à diodes laser en cavité étendue</b>	<b>40</b>
3.3.1	Source à diode laser monomode autour de 810 nm et 630 nm . . . . .	41
3.3.2	Source à diode laser monomode autour de 1550 nm . . . . .	45
<b>3.4</b>	<b>Amélioration de la luminance de sources à diode laser de puissance</b>	<b>46</b>
3.4.1	Introduction . . . . .	46
3.4.2	Diode laser de puissance à ruban large . . . . .	47
3.4.3	Techniques d'amélioration de la luminance des diodes laser de puissance	48
3.4.4	Comportement modal d'une cavité étendue photoréfractive : modélisations analytique et numérique . . . . .	49
3.4.5	Effet de filtrage spatial et spectral : démonstrations expérimentales . . .	54
<b>3.5</b>	<b>Source auto-organisable à diode laser évasée</b> . . . . .	<b>59</b>
3.5.1	Schéma de la cavité étendue . . . . .	59
3.5.2	Performances . . . . .	59
3.5.3	Modélisations numériques . . . . .	60
<b>3.6</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>61</b>

---



### 3.1 Motivations

La forte sélectivité spectrale induite par l'insertion d'un cristal photoréfractif dans une cavité laser avait été uniquement démontrée dans des lasers de type 4 niveaux et dont l'élargissement du gain est essentiellement de nature homogène. Leur fonctionnement, sans filtre spectral, en régime multimode s'explique essentiellement par le phénomène de blanchiment spatial du gain, les cavités étant de géométrie linéaire. Dans ce contexte, il apparaissait intéressant d'étendre l'utilisation de cette technique de filtrage holographique à d'autres types de sources. Mon projet de recherche visait donc à étudier la sélectivité modale dans des sources à diode laser.

Contrairement aux milieux amplificateurs précédemment utilisés, les milieux à gain semi-conducteur présentent un gain très élevé. Le régime d'oscillation pour une diode laser est facilement accessible avec des valeurs de réflectivité pour le coupleur de sortie de l'ordre de quelques %. Après dépôt d'un traitement anti-reflet (A.R.) sur une des faces de sortie des diodes<sup>1</sup>, il est courant de les monter en cavité étendue. La cavité est alors formée par la face arrière réfléchissante de la diode et un réflecteur distant placé en espace libre. Le fort gain présent dans le milieu à semi-conducteur facilite ce type de montage en espace libre, les contraintes sur les pertes étant faibles. Dans notre cas, le réflecteur, qui joue le rôle de coupleur de sortie pour la source, est un filtre Fabry-Perot formé d'un cristal photoréfractif et d'un miroir. Or, les variations de réflectivités induites par ce Fabry-Perot photoréfractif seront d'autant plus fortes que le filtre est symétrique. Cela implique que la réflectivité du miroir distant doit être proche de celle du réseau photoréfractif inscrit dans le cristal (2.3, p. 24). Dans le cas de l'utilisation d'un cristal de Titanate de Baryum, nous avons montré que la réflectivité du réseau photoréfractif atteint quelques % (voir la Fig. 2.4 p. 23). L'utilisation de ce filtre dans le cas des milieux à gain semi-conducteur est donc tout à fait favorable.

En première approximation, nous verrons en 3.2 que le milieu à gain semi-conducteur peut-être traité comme un milieu à élargissement homogène. Les effets du blanchiment spatial du gain sont réduits par la forte diffusion des porteurs. L'élargissement inhomogène du profil de gain reste partiel, et les effets du blanchiment spectral du gain s'étendent sur plusieurs nanomètres de large. En traitant le milieu comme un milieu homogène et à fort gain, il est assez simple de montrer que le régime d'oscillation monomode d'une source à diode laser est facilement atteint dès que la cavité comporte de légères variations de réflectivité. Nous illustrerons cette propriété en calculant des ordres de grandeur pour le taux de suppression des modes latéraux d'une source à diode laser montée en cavité étendue (§ 3.2.3). Dans le cas d'un filtre Fabry-Perot photoréfractif, ils montrent que le régime d'oscillation monomode est très facilement réalisable avec des matériaux photoréfractifs à fort gain (comme le Titanate de Baryum) utilisables dans le domaine du visible et du proche infra-rouge (jusqu'à  $1\ \mu\text{m}$ ). Ces calculs prédisent également des régimes de fonctionnement monomode pour des diodes fonctionnant autour de  $1550\ \text{nm}$ , longueur d'onde de travail où les matériaux photoréfractifs disponibles sont beaucoup moins efficaces (comme le CdTe ou le GaAs).

Lorsque la diode est utilisée en géométrie de cavité étendue, les effets de couplage entre les modes longitudinaux voisins, assistés par la modulation des porteurs dans le milieu à gain, prédominent. Dans l'objectif de réaliser une source monomode, ils nécessitent d'introduire dans la cavité un filtre de sélectivité spectrale étroite qui agisse sur les modes voisins du mode principal. Il apparaît donc d'autant plus pertinent d'étudier le fonctionnement de ce type de sources en insérant un filtre Fabry-Perot photoréfractif qui, outre la sélectivité de Bragg du réseau photoréfractif, introduit une forte modulation des pertes autour du mode principal par les franges Fabry-Perot.

---

<sup>1</sup>Il est possible d'abaisser la réflectivité de la face de sortie de la diode jusqu'à  $10^{-3}$ , voire  $10^{-4}$ .

Le dernier argument en faveur de l'utilisation de ce filtre tient à son caractère dynamique. L'hologramme qui est inscrit par la structure de modes de la cavité s'adapte automatiquement aux changements de fonctionnement du laser. Nous montrerons par exemple la capacité de telles sources à conserver un régime d'oscillation monomode pour de grandes plages de variation du courant d'injection, démontrant la capacité du filtre à s'adapter de manière dynamique aux changements de fonctionnement du laser (section 3.3).

Nous montrerons également une nouvelle technique de filtrage. En particulier, nous avons démontré la capacité du filtre à introduire une sélectivité entre des modes qui diffèrent par leurs structures transverses. La sélectivité spectrale persiste et agit sur la structure longitudinale des modes. Il faut alors tenir compte de la structure transverse de l'hologramme photoréfractif qui est inscrit dans le cristal. La première démonstration de ce principe a été faite avec une diode laser à ruban large montée en cavité étendue (section 3.4).

Un des résultats majeurs sur ces sources reste l'étude de leur fonctionnement très original en régime d'injection optique où, pour la première fois, il a été possible de mémoriser la longueur d'onde d'un laser esclave fixée par injection d'un faisceau maître et après coupure de la relation maître-esclave. Cette étude est l'objet du chapitre 4.

## 3.2 Introduction

### 3.2.1 Généralités sur les sources à diode laser et contexte de l'étude

Les sources monomode à diode laser présentent un très grand intérêt pour de nombreuses applications telles que : l'interférométrie, la spectroscopie, le pompage optique de transitions atomiques, les télécommunications optiques...

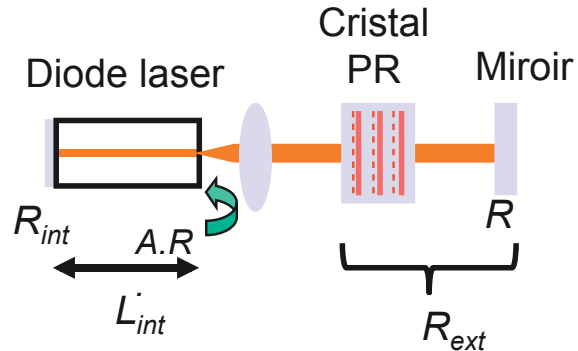
En toute première approche [23], un milieu à semi-conducteur peut être traité comme un milieu à gain à élargissement homogène du fait de la très rapide relaxation intrabande des porteurs (de l'ordre de 100 fs). Au fur et à mesure que la puissance contenue dans le mode laser augmente, le temps de recombinaison des porteurs par émission stimulée devient très court et engendre une saturation partielle du profil de gain qui limite la plage de fonctionnement monomode de la diode laser. Cet effet de blanchiment spectral du gain, et dans une moindre mesure, l'effet de blanchiment spatial du gain, sont à l'origine du fonctionnement multimode des diodes laser. Mais ils ne suffisent pas à rendre compte de tous les phénomènes de compétition entre les modes longitudinaux d'une diode. En particulier, ils n'expliquent pas l'asymétrie du profil spectral du gain et le déplacement vers les grandes longueurs d'onde qui apparaissent lorsque le courant d'injection augmente [24].

Le battement entre le mode laser et les autres modes longitudinaux (qui n'oscillent pas) suffit à moduler la densité des porteurs autour de la fréquence fixée par l'intervalle spectral libre de la diode. Or, le gain et l'indice de réfraction du milieu dépendent de la densité de porteurs et varient autour de cette même fréquence couplant ainsi les modes longitudinaux entre eux. Ce processus non linéaire assisté par la modulation des porteurs prédomine pour des fréquences de battement entre modes voisins inférieures à quelques GHz et induit une asymétrie dans le spectre du gain [25]. De part et d'autre du mode principal, les modes situés vers les grandes longueurs d'onde bénéficient d'un gain plus élevé que ceux situés vers les courtes longueurs d'onde, qui voient leur gain diminué. Pour des fréquences de battement plus élevées, il faut tenir compte des effets d'interactions intra-bandes certes plus faibles mais qui s'appuient sur des constantes de temps beaucoup plus élevées (domaine sub-picoseconde).

Tous ces phénomènes engendrent des modulations dynamiques du gain et de l'indice de réfraction du milieu, qui couplent les modes entre eux et conduisent au fonctionnement multimode d'une diode laser. Ces effets ont été largement étudiés dans la littérature<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Pour une revue détaillée sur la modélisation de ces effets non linéaires dans le fonctionnement des diodes laser,

Fig. 3.1. Schéma de principe d'une source à diode laser auto-organisable.



Les stratégies mises en œuvre pour atteindre un régime d'oscillation monomode sont connues. Les premières consistent à intégrer dans la structure de la diode un réseau de Bragg, soit au voisinage de la zone de gain pour les diodes DFB<sup>3</sup>, soit comme un des réflecteurs de la cavité pour les diodes DBR<sup>4</sup> [23]. Les autres techniques reposent sur l'utilisation d'une contre-réaction optique qui vient perturber le fonctionnement de la diode laser [27]. Cette perturbation peut provenir soit d'un réflecteur distant (un miroir, un réseau de diffraction), soit de l'injection optique d'un faisceau émis par une source externe. Dans le cas de l'utilisation d'un réflecteur externe, et où la face de sortie de la diode possède un traitement antireflet, on parle de source à diode laser montée en cavité étendue. De nombreuses géométries ont été étudiées qui utilisent soit un miroir distant [28], soit un réseau de diffraction dans des configurations dites *Littrow* [29][30], et *Littman* [31].

### 3.2.2 Une approche originale

Contrairement aux sources à diode laser citées ci-dessus, le filtre qui sera utilisé n'est pas statique. La figure 3.1 présente le schéma de la source que nous avons étudiée. Elle est constituée d'une diode laser dont une des faces est traitée anti-reflet, de sorte que sa valeur de réflectivité pourra être considérée dans la plupart des situations comme nulle. La réflectivité de l'autre face sera notée  $R_{int}$ . Le faisceau divergent de sortie est collecté à l'aide d'une lentille asphérique traitée anti-reflet. Le faisceau collimaté est réfléchi par un miroir distant et perpendiculaire à l'axe optique  $z$ , de sorte que par auto-collimation les pertes de la cavité étendue soient minimales. La réflectivité  $R$  du miroir est supposée constante et indépendante de la longueur d'onde (autour de la longueur d'onde de fonctionnement de la source). Un cristal photoréfractif est inséré entre la lentille et le miroir distant. L'association du réseau photoréfractif qui s'inscrit dans le cristal et du miroir distant forme un filtre Fabry-Perot photoréfractif, suivant le principe explicité en 2.3. Sa réflectivité sera notée à la suite  $R_{ext}(\lambda)$ , et dépend de la longueur d'onde.

### 3.2.3 Quelques ordres de grandeur

Sur la base des propriétés du filtre Fabry-Perot détaillées en 2.3, il est possible d'argumenter assez simplement sur les conditions nécessaires au régime d'oscillation monomode. Premièrement, et suivant [23], la condition sur le régime d'oscillation monomode équivaut à fixer la valeur du taux de suppression des modes latéraux (*SMSR*) au delà de 20 dB. Un ordre de grandeur du *SMSR* pour les sources que nous étudions est donné à la suite en utilisant une approche simple qui ne tient pas compte des effets de couplage entre les modes. Une seconde approche consiste à vérifier si le régime d'oscillation monomode correspond à une solution stable pour la source. Les

je vous conseille l'excellent manuscrit de thèse d'Antoine GODARD [26].

<sup>3</sup>*Distributed FeedBack*

<sup>4</sup>*Distributed Bragg Reflector*

perles des modes adjacents, fixées par le filtre Fabry-Perot, sont comparées à leur gain respectif, calculé en tenant compte des effets de couplage entre les modes induits par la pulsation des porteurs.

### Taux de suppression des modes latéraux

Le taux de suppression des modes latéraux ( $SMSR^5$ ) définit le rapport entre la puissance émise dans le mode principal, et un mode voisin. Le calcul du  $SMSR$  pour une diode laser standard, de type Fabry-Perot,  $DBR$  ou montée en cavité étendue a été présentée par P.W.A. MCILROY [32] en utilisant une approche simplifiée. Nous appliquons ce calcul au cas de la source à diode laser auto-organisable présentée Fig. 3.1. La réflectivité du Fabry-Perot photoréfractif sera notée  $R_{ext}(\lambda)$  pour tenir compte de sa variation en longueur d'onde. La source laser est supposée monomode et l'élargissement du profil de gain de type homogène.

Le flux de photons  $W$  par unité de temps contenu dans le mode laser est donné par :

$$W = R_{sp}(1 + G_0 + G_0^2 + \dots + G_0^N) \simeq \frac{R_{sp}}{1 - G_0},$$

où  $R_{sp}$  désigne la fraction du taux d'émission spontanée couplée dans le mode laser de longueur d'onde  $\lambda_0$  et  $G_0$  est le gain cumulé de la source sur un aller-retour de la cavité. On a supposé le nombre d'allers et retours  $N$  dans la cavité suffisamment grand. La puissance contenue dans le mode laser  $P_0$ , exprimée en nombre de photons, vaut alors :

$$P_0 = \tau_{loop} \frac{R_{sp}}{1 - G_0},$$

avec  $\tau_{loop}$  le temps de propagation pour un aller-retour dans la cavité. De même pour un mode voisin, de longueur d'onde  $\lambda_1$ , sa puissance est donnée par :

$$P_1 = \tau_{loop} \frac{R_{sp}}{1 - G_1},$$

avec  $G_1$  le gain cumulé sur un aller-retour pour le mode 1. L'expression du  $SMSR$  s'écrit alors simplement :

$$SMSR = \frac{P_0}{P_1}. \quad (3.1)$$

En écrivant  $\Delta G = (G_0 - G_1)$  la variation du gain entre les deux modes, l'expression du  $SMSR$  devient :

$$SMSR = 1 + \frac{P_0 \Delta G}{R_{sp} \tau_{loop}}. \quad (3.2)$$

La condition d'oscillation pour le mode laser permet d'exprimer le gain cumulé sur un aller-retour, tenant compte des pertes de la cavité qui varient en fonction de la longueur d'onde :

$$G_0 = \exp(2G_{int}L_{int})R_{int}R_{ext}(\lambda_0) = 1,$$

où  $G_{int}$  et  $L_{int}$  désignent respectivement le gain de la zone active et sa longueur. Par simplification, on a fait l'hypothèse d'un profil de gain uniforme selon la direction longitudinale. Dans le cas d'une source à diode laser montée en cavité étendue, la largeur du profil de gain (supposé homogène) est suffisamment large pour supposer que deux modes voisins verront le même gain  $G_{int}$ . Cette approximation revient à négliger les effets de couplage entre les modes par les non-linéarités du milieu à gain semi-conducteur. Les variations sur le gain cumulé  $\Delta G$  entre les deux

<sup>5</sup>SMSR pour *Side Mode Suppression Ratio*.

modes seront donc seulement induites par les variations de réflectivité Fabry-Perot photoréfractif  $\Delta R_{ext}$  :

$$\Delta G = \frac{\Delta R_{ext}}{R_{ext}(\lambda_0)},$$

avec  $\Delta R_{ext} = R_{ext}(\lambda_0) - R_{ext}(\lambda_1)$ . On en déduit alors une nouvelle expression pour le *SMSR* :

$$SMSR = 1 + \frac{P_0}{R_{sp}\tau_{loop}} \frac{\Delta R_{ext}}{R_{ext}(\lambda_0)}. \quad (3.3)$$

Dans le cas d'une source à diode laser montée en cavité étendue, il est montré que  $R_{sp}$  s'exprime simplement en fonction du taux d'émission spontanée  $R_{sp0}$  de la diode isolée :

$$R_{sp} = R_{sp0} \frac{\tau_{int}}{\tau_{loop}},$$

où  $\tau_{int}$  désigne le temps de propagation d'un aller-retour dans la diode isolée. Par ailleurs, il est plus pratique d'exprimer (3.3) en fonction de la puissance de sortie de la source :  $P_{out} = P_0(hc/\lambda_0)1/\tau_c$ , avec  $\tau_c$  la durée de vie des photons dans la cavité. Dans le cas d'une source à diode laser montée en cavité étendue, le taux de suppression des modes latéraux s'exprime alors assez simplement, pour une puissance de sortie fixée, en fonction des variations de réflectivité imposées par le réflecteur distant :

$$SMSR = 1 + \frac{P_{out} \tau_c}{\frac{hc}{\lambda} R_{sp0} \tau_{int}} \frac{\Delta R_{ext}}{R_{ext}(\lambda_0)}. \quad (3.4)$$

Afin de donner un ordre de grandeur pour la variation de réflectivité imposée par le filtre Fabry-Perot photoréfractif, nous nous plaçons dans le cas le moins favorable de l'utilisation d'un matériau photoréfractif de faible gain. La réflectivité du Fabry-Perot pour le mode laser est alors donnée par (2.9) p. 24 :

$$R_{ext}(\lambda_0) \simeq R \left( 1 + \frac{\Gamma \ell}{2} e^{-\alpha \ell} \right)^2.$$

En fixant la réflectivité des modes voisins égale à  $R$ , celle du miroir distant, on en déduit que :  $\Delta R_{ext}/R_{ext} \simeq \Gamma \ell e^{-\alpha \ell}$ . Dans le cas de notre géométrie de cavité étendue, un ordre de grandeur du taux de suppression des modes latéraux est donné par :

$$SMSR = 1 + \frac{P_{out}}{\frac{hc}{\lambda} R_{sp0}} \frac{n_{ext} L_{ext}}{n_{int} L_{int}} \frac{\Gamma \ell e^{-\alpha \ell}}{\ln \left( \frac{1}{R_{int} R_{ext}} \right)}, \quad (3.5)$$

où  $n_{int} L_{int}$  et  $n_{ext} L_{ext}$  désignent respectivement les longueurs optiques de la diode laser et de la partie externe de la cavité étendue. Dans l'expression (3.5), on a supposé que  $n_{ext} L_{ext} \gg n_{int} L_{int}$ , la distance entre la face traitée A.R. de la diode et le miroir distant, est toujours supérieure à une dizaine de millimètres.

**Exemple d'une source à diode laser émettant autour de 1550 nm :** Prenons l'exemple d'une source à diode laser en GaAs de longueur  $L_{int} = 300 \mu\text{m}$  émettant autour de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Pour ce domaine de longueurs d'onde, les matériaux photoréfractifs disponibles ont un gain relativement faible. L'analyse à ces longueurs d'onde est donc tout à fait pertinente car elle met en évidence les potentialités de cette géométrie de sources à diode laser. En préalable, il est nécessaire de calculer le taux d'émission spontanée qui est donné par :

$$R_{sp0} = \beta B n p V_{act}, \quad (3.6)$$

où  $B$  désigne le coefficient de recombinaison radiative bimoléculaire,  $n$  et  $p$  sont respectivement la concentration en électrons et trous et  $V_{act}$  est le volume de la zone active. Le facteur d'émission spontanée  $\beta$  tient compte de l'efficacité de couplage des photons émis par émission spontanée dans les modes de la diode laser. Son expression est :

$$\beta = \frac{\lambda^4 \Gamma_{act}}{4\pi^2 n_{int}^3 V_{act} \Delta\lambda_{sp}},$$

où  $\Gamma_{act}$  désigne le facteur de confinement optique dans la zone active et,  $\Delta\lambda_{sp}$ , l'étendue en longueur d'onde du spectre d'émission spontanée.

Pour l'application numérique, on prendra les valeurs suivantes pour les paramètres de la diode<sup>6</sup> :  $\Delta\lambda_{sp} = 85$  nm,  $n = p = 1,5 \cdot 10^{24}$  m<sup>-3</sup>,  $\Gamma = 0,4$  et  $B = 7,2 \cdot 10^{-16}$  m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>. Les caractéristiques du cristal photoréfractif sont celles d'un cristal de CdTe d'épaisseur  $\ell = 5$  mm qui a été utilisé dans les expériences à 1550 nm (§ 3.3.2). Son gain photoréfractif est  $\Gamma = 0,9$  cm<sup>-1</sup>, et le coefficient d'absorption vaut  $\alpha = 0,3$  cm<sup>-1</sup>. En fixant la réflectivité  $R_{int} = 30\%$ , le  $SMSR$  calculé à partir de la relation (3.5) est de 33 dB pour une réflectivité du miroir distant de 4% et 36 dB pour une valeur de 30%.

En conclusion, le taux de suppression des modes latéraux calculé dans le cas précédent est très supérieur à la valeur de 20 dB qui est habituellement retenue pour certifier le régime d'oscillation monomode [23]. Un Fabry-Perot photoréfractif utilisé comme réflecteur dans un montage de type cavité étendue devrait donc être suffisant pour forcer le régime d'oscillation monomode.

Ce calcul est relativement simplifié. En particulier, il ne tient pas compte des effets de couplage entre modes voisins qui, dans le cas des cavités étendues, ne peuvent être négligés. Ce point est abordé dans l'analyse suivante.

### Régime d'oscillation monomode

Le critère le plus simple pour vérifier la condition de stabilité de son fonctionnement en régime monomode, est de vérifier si les pertes des modes autres que le mode laser sont au-dessus du gain disponible. Nous supposons que les seules pertes différentielles entre les modes sont introduites par le Fabry-Perot photoréfractif. En faisant l'hypothèse d'un laser monomode, il faut calculer les valeurs du gain pour l'ensemble des modes de la cavité.

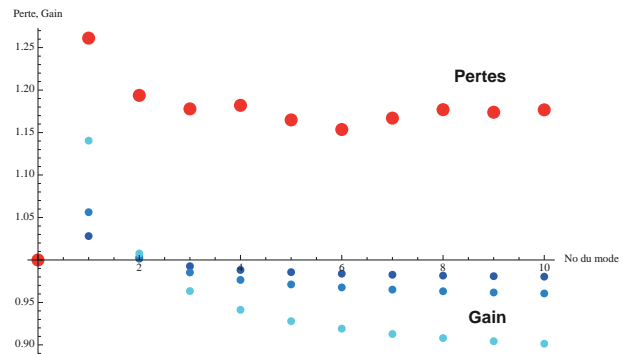
Nous faisons l'hypothèse que la saturation du gain, pour les modes éloignés du mode laser, est homogène. Pour les modes voisins, nous avons extrait de la Ref [34] l'expression de l'allure asymétrique du gain pour le milieu à semi-conducteur. Cette expression prend en compte l'effet de couplage entre le mode laser et chacun des modes adjacents via la modulation des porteurs dans le milieu à gain :

$$g = g_0^{seuil} \left[ 1 - C \left( \frac{3}{2} \kappa + \beta \right) S_0 \right], \quad (3.7)$$

où  $g_0^{seuil}$  est le gain au seuil pour le mode 0 de puissance  $S_0$  et  $C$  est un coefficient de recouvrement défini pour le mode laser. Le facteur  $\frac{3}{2} \kappa$  rend compte de la saturation symétrique (contribution homogène) du gain. L'allure asymétrique (de forme hyperbolique) du gain est donnée par le terme de couplage  $\beta = \frac{\alpha_H}{\Omega \tau_e}$  où  $\alpha_H$  est le facteur de Henry,  $\tau_e$  la durée de vie des porteurs et  $\Omega$  donne l'écart en fréquence entre le mode principal et les modes adjacents. Pour des modes éloignés du mode principal ( $\Omega \gg 1/\tau_e$ ), ce coefficient tend vers 0. Les modes adjacents et décalés en fréquence vers le rouge (resp. bleu) verront une valeur de gain plus grande (petite) que celle du mode principal. Cette différence est d'autant plus grande que les modes sont proches en

<sup>6</sup>Ces paramètres sont extraits de la référence [33] p. 250.

Fig. 3.2. Schéma de principe d'une source à diode laser auto-organisable.



fréquence, d'où l'intérêt dans un montage de type cavité étendue de travailler avec des longueurs de cavité qui ne soient pas trop longues.

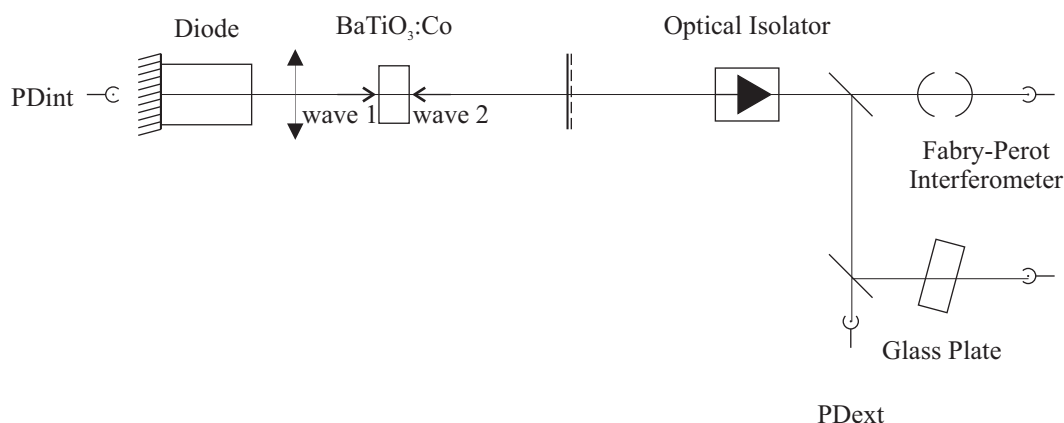
Comme dans le cas précédent, nous prenons l'exemple d'une source à diode laser émettant autour de 1550 nm. Le cristal photoréfractif considéré est un cristal de CdTe, il est inséré dans une cavité étendue de 15 mm de long. Les paramètres du milieu à gain sont pris égaux à  $\alpha_H = 2$ ,  $\tau_e = 1$  ns,  $\kappa = 0,024$  et  $C = 0,8$  [34]. Les allures des pertes et du gain pour le mode laser et les modes adjacents situés du côté des longueurs d'onde positives sont tracées sur la figure 3.2. Les points rouges indiquent les valeurs des pertes de la cavité pour les 10 premiers modes adjacents. Les points bleus représentent les valeurs du gain pour chacun de ces modes pour 3 valeurs de puissance du mode principal 1, 2 et 5 mW.

Ce résultat illustre parfaitement l'intérêt de disposer, dans une source à diode laser montée en cavité étendue, d'un filtre spectral étroit qui introduise pour les premiers modes adjacents du mode laser des pertes conséquentes. En tenant compte d'une durée de vie des porteurs de l'ordre de 1 ns, l'effet du couplage de gain s'étend sur plusieurs GHz. Dans l'exemple que nous avons pris, on constate que le filtre Fabry-Perot photoréfractif est apte à maintenir une situation d'oscillation en régime monomode stable.

### 3.3 Développement de nouvelles sources à diodes laser en cavité étendue

Nous présentons à la suite les principaux résultats expérimentaux sur le fonctionnement de sources à diode laser montée en cavité étendue intégrant un filtre Fabry-Perot photoréfractif. Toutes les diodes laser étudiées dans cette section sont limitées par diffraction et l'émission laser se fait sur un seul mode transverse. Nous démontrons à la suite la capacité du filtre holographique dynamique à forcer des sources à osciller sur un seul mode longitudinal, pour des longueurs d'onde de fonctionnement allant de 630 nm à 1550 nm.

La première démonstration de principe a été faite avec une diode laser traitée A.R. émettant autour de 810 nm et est détaillée au § 3.3.1. Ces travaux ont été essentiellement menés dans le cadre du stage de DEA de Guillaume DELCOURT (période janv.99 - juin 99) et des travaux de thèse de Sébastien MAERTEN (Période nov. 00- janv. 04). Ces premiers résultats ont permis le développement de sources à diode laser autour de 630-640 nm monomode pour des applications en interférométrie qui nécessitent des sources compactes, stables et de grandes longueurs de cohérence. Le choix de débiter nos travaux dans le domaine de longueur d'onde du proche infra-rouge ne relève pas du hasard. Il se justifie par la valeur très élevée du gain photoréfractif des cristaux de Titanate de Baryum dont la sensibilité s'étend sur une large gamme de longueur d'onde couvrant le domaine du visible et du proche IR (jusqu'à 1,06  $\mu\text{m}$  pour des cristaux dopés



**Fig. 3.3.** Source à diode laser montée en cavité étendue intégrant un filtre Fabry-Perot photoréfractif constitué d'un cristal de  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  et d'un miroir distant. Le faisceau issu de la diode laser est collimaté par une lentille asphérique traitée A.R. (L). La photodiode *PDext* mesure la puissance de sortie. Un Fabry-Perot confocal à balayage est utilisé pour les mesures spectrales.

avec du Rhodium).

Enfin, nous présentons au § 3.3.2 le fonctionnement de sources à diode laser monomode autour de 1550 nm, dans le domaine des longueurs d'onde utilisées en télécommunications optiques. Ces sources ont été développées dans le but d'étudier leur fonctionnement en régime d'injection optique, qui est présenté au chapitre 4.

### 3.3.1 Source à diode laser monomode autour de 810 nm et 630 nm

Nous présentons à la suite la première démonstration de l'effet de filtrage des modes longitudinaux d'une source à diode laser, montée en cavité étendue, par un filtre holographique dynamique [35, 36, 37]. La source est réalisée à partir d'une diode laser traitée A.R. fonctionnant autour de 810 nm (produit commercial SDL 5411). Avant traitement A.R., le constructeur indique une puissance de sortie maximale de 100 mW. Il certifie une valeur résiduelle de la réflectivité du traitement A.R. située en dessous de  $10^{-4}$ . La figure 3.3 présente le schéma de la source à diode laser. Le faisceau issu de la face traitée A.R. est collimaté grâce à une lentille asphérique de courte focale (également traitée AR). La diode laser est montée dans un support mécanique dont la température est asservie avec une précision au dixième de degrés. La diode présente alors un courant de seuil de 18 mA et une puissance de sortie de 85 mW.<sup>7</sup> En disposant d'un miroir de 57% de réflectivité, situé à 10 mm de la lentille, le courant de seuil de la source est abaissé à 10 mA.

Un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum dopé au Cobalt ( $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$ )<sup>8</sup>, de 2 mm d'épaisseur, est placé dans la cavité entre la lentille et le miroir distant. Contrairement au positionnement du miroir, celui du cristal ne requiert aucune précision puisque l'hologramme photoréfractif est inscrit par la figure d'onde stationnaire présente dans la cavité. Il est placé à la main sur un support. En revanche, sa position dans la cavité est choisie de sorte que la longueur du Fabry-Perot photoréfractif soit égale à la moitié de la longueur de la cavité étendue. En régime monomode, les deux modes longitudinaux voisins du mode laser subissent alors des pertes maximales, la réflectivité du Fabry-Perot photoréfractif étant minimale (cas illustré sur

<sup>7</sup>Nous avons toujours douté de la qualité du traitement A.R. de la diode laser. Malgré le traitement, la valeur du courant de seuil reste faible. Nous n'avons jamais réussi à disposer d'informations fiables du constructeur.

<sup>8</sup>Le dopage au cobalt, dont la concentration pour ce cristal est de 100 ppm améliore la sensibilité du cristal autour de 810 nm.



la figure 2.6 p.25). Il est donc placé approximativement à 5 mm de la lentille. L'orientation cristalline par rapport à la direction de propagation des ondes et à leur état de polarisation est, en revanche, cruciale. Nous avons choisi une configuration dite *ordinaire* [14, 9] où le faisceau se propage selon la direction cristalline  $b + c$  et où sa polarisation est parallèle à l'axe  $a$ . Les faces perpendiculaires à la direction  $b + c$  sont traitées A.R. à 810 nm. Il est à noter que cette configuration ne permet pas d'atteindre la valeur maximale du gain photoréfractif. Le coefficient de transmission du cristal à 810 nm est de 0,89 et cause une légère augmentation du courant de seuil (12 mA) de la source une fois le cristal positionné dans la cavité étendue.

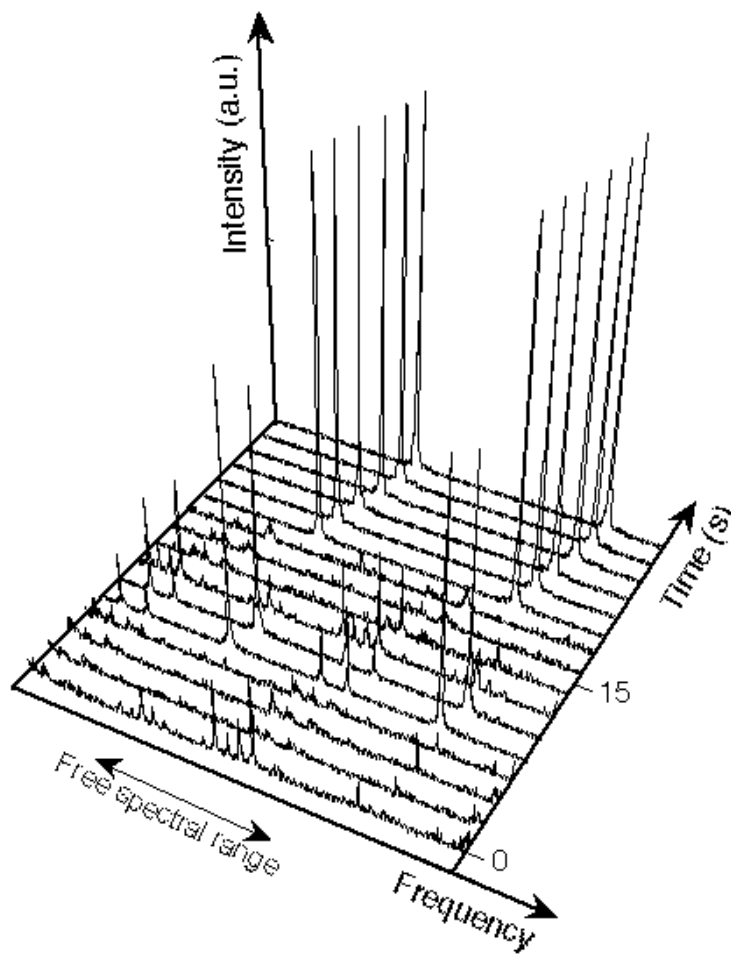
Un isolateur optique est placé sur le faisceau de sortie afin d'isoler la source à diode laser de toute réflexion externe. Deux lames séparatrices sont disposées pour permettre la mesure de la puissance de sortie de la source (à l'aide de la photodiode  $PD_{ext}$ ) et du spectre à l'aide d'un Fabry-Perot confocal à balayage d'intervalle spectral libre (ISL) égal à 1,5 GHz.

### Evolution temporelle du spectre de la source

Afin d'illustrer le processus de sélection entre les modes longitudinaux de la source au cours de l'enregistrement de l'hologramme dans le cristal, nous avons enregistré l'évolution temporelle du spectre de la source. La figure 3.4 présente une succession de spectres mesurés à l'aide du Fabry-Perot à balayage. A l'instant  $t = 0$ , un obturateur mécanique placé entre le cristal et le miroir distant est ouvert. Le cristal ne comprend alors aucun hologramme. Le spectre enregistré à cet instant correspond à celui de la source sans filtre holographique. L'évolution temporelle du spectre, sur une durée de 20 s, est présentée sur la figure 3.4. Le courant d'injection se situe à 1,5 fois le courant de seuil de la source (18 mA). Bien que le spectre initial de la source soit fortement multimode, après seulement quelques secondes, un état stationnaire monomode est atteint.

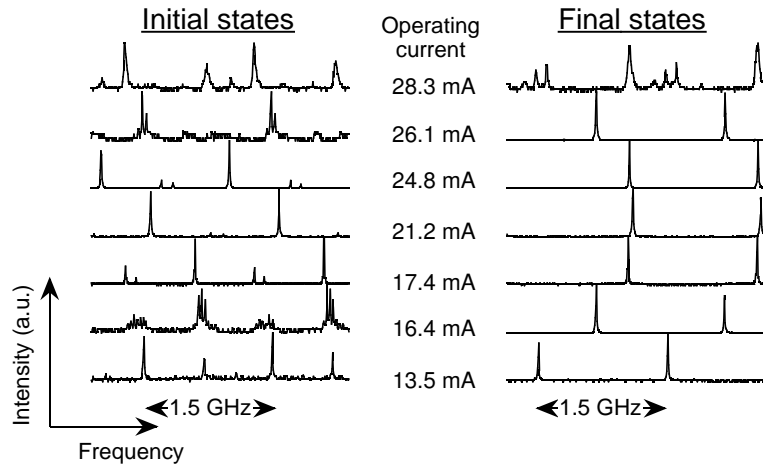
La dynamique d'évolution de la source vers un état stationnaire monomode amène un premier commentaire. L'évolution temporelle est essentiellement fixée par la constante de temps photoréfractive, c'est à dire le temps nécessaire à l'hologramme de s'enregistrer dans le cristal. Cette constante de temps est liée à la nature du cristal et elle est inversement proportionnelle à l'intensité totale de la figure d'illumination (p. 22). Pour un cristal donné, elle dépend donc du courant d'injection. Néanmoins, elle reste très grande devant les constantes de temps liées au milieu à gain et à la cavité. L'évolution des spectres successifs n'est pas due à un quelconque effet transitoire du milieu à gain. Au départ, la source oscille sur plusieurs modes longitudinaux qui commencent inscrire l'hologramme photoréfractif. Cet hologramme peut être vu comme une superposition de réseaux de Bragg, chacun étant adapté à un mode. Or, plus un mode sera intense, plus il contribuera à renforcer le réseau qui lui est adapté, tout en contribuant à effacer les réseaux associés aux autres modes. Le fonctionnement de la source sur ce mode particulier se renforce. En traitant le gain semi-conducteur comme un milieu à gain partiellement homogène, le gain vu par les autres modes diminue, leurs intensités diminuent et leurs réseaux s'effacent au détriment de celui qui est associé au mode de plus forte intensité. Dans le cas où le différentiel de pertes entre le mode principal et les autres modes est suffisant, la source converge vers un état monomode stable.

Il est à noter que la longueur d'onde de fonctionnement du laser à l'état stationnaire diffère d'une réalisation expérimentale à l'autre. Le processus de compétition, bien que convergeant systématiquement vers un état stationnaire, repose sur un processus d'enregistrement dynamique des réseaux dans le cristal photoréfractif. Dès lors qu'un changement intervient dans le fonctionnement de la source (variation du courant d'injection ou de la température, variation de position du miroir...), le filtre holographique s'adapte tout en conservant un état stationnaire monomode. En revanche, le filtre ne permet pas de conserver pour différents points de fonctionnement une valeur unique de la longueur d'onde.



**Fig. 3.4.** Evolution temporelle du spectre de la source à diode laser mesuré à l'aide d'un Fabry-Perot à balayage d'SIL égal à 1,5 GHz. Au départ, la source présente un spectre multimode, pour évoluer vers un état stationnaire monomode.

**Fig. 3.5.** Spectres Fabry-Perot de la source enregistrés pour des courants d'injection compris entre 1 fois et 2,3 fois le courant de seuil de la source à diode laser. Les spectres de gauche correspondent à l'état initial (sans hologramme) de la source pour chaque courant. Les spectres de droites correspondent à l'état final stationnaire (avec hologramme) de la source pour chaque courant.



### Plage de fonctionnement en régime monomode

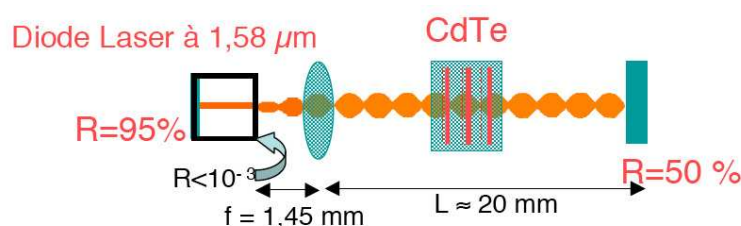
Afin de déterminer la plage de fonctionnement monomode de la source, nous avons comparé, pour différents courants d'injection, les spectres à l'état initial et à l'état final de la source. La température de la diode laser est fixe. Pour chaque courant d'injection, l'obturateur mécanique est placé entre le cristal et le miroir pendant plusieurs minutes. La diode laser est allumée, le cristal photoréfractif est alors éclairé par un faisceau laser uniforme qui efface tout hologramme qui aurait été préalablement enregistré. Dès que l'obturateur est enlevé, le spectre de la source est enregistré : il correspond au spectre de la source dans son état initial, sans réseau holographique. Puis, au bout de quelques secondes, on enregistre le spectre à l'état stationnaire.

La figure 3.5 présente les spectres à l'état initial et à l'état final pour différentes valeurs du courant d'injection que l'on a fait varier de 13 mA (près du seuil de la source) à 28,3 mA (2,3 fois le seuil). L'ensemble des spectres initiaux illustrent le caractère multimode de la source en l'absence du filtre holographique dynamique. En revanche, sur une plage de courant qui s'étend jusqu'à 2 fois la valeur du seuil, les spectres à l'état final présentent un fonctionnement stable monomode. Ceci démontre la capacité du filtre Fabry-Perot photoréfractif à forcer la source à osciller dans le régime monomode. Au delà de 26 mA, le filtre holographique ne semble plus être suffisamment efficace. L'effet du blanchiment spectral dans la courbe de gain n'est sans doute alors plus négligeable, favorisant le gain disponible pour des modes distants de plusieurs nm du mode principal. Il ne faut pas oublier que la sélectivité spectrale du filtre Fabry-Perot photoréfractif, qui est directement liée à l'épaisseur du cristal, n'est que de l'ordre de 0,1-0,2 nm (voir par exemple la figure 2.7, p. 26). Néanmoins, ce résultat démontre la capacité du filtre Fabry-Perot photoréfractif, sans aucun autre filtre intra-cavité, à forcer la source à osciller suivant un régime monomode sur une plage de fonctionnement étendue.

### Mesures de stabilité de l'état stationnaire monomode

Une première étude de stabilité a été menée sur la base du montage de la figure 3.3. Nous avons enregistré l'évolution temporelle de la puissance de sortie de la diode (mesurée à l'aide de la photodiode *PDext*) et de la transmission du faisceau à travers une lame de verre non-traitée, équivalente à un filtre Fabry-Perot de finesse 250. Pendant cet enregistrement, la transmission à travers le Fabry-Perot confocal à balayage est contrôlée pour s'assurer que la source oscille toujours en régime monomode.

Une fois l'état stationnaire atteint, une dérive systématique de la fréquence du laser, de l'ordre de quelques GHz, s'établit pendant quelques minutes. Nous attribuons cette dérive aux effets thermiques dans le cristal qui induisent une variation de l'épaisseur et de l'indice de réfraction



**Fig. 3.6.** Source à diode laser auto-organisable fonctionnant autour de 1550 nm.

du cristal. Une fois cette dérive lente stabilisée, la fréquence de la source reste stable (les temps de mesures étaient de l'ordre de 15 min) autour d'une plage de 400 MHz. Il faut souligner que le montage mécanique n'est pas monolithique. Il est assemblé à partir de différents supports optiques. C'est un montage ouvert, qui n'est pas régulé en température (seule la diode laser est asservie en température).

### Source à diode laser rouge de grande longueur de cohérence

Des mesures de stabilité en puissance et en fréquence de ce type de source ont été réalisées pendant les travaux de thèse de Sébastien MAERTEN. En particulier une source à diode laser rouge (fonctionnant autour de 660 nm) a été conçue dans un montage compact en vue de démontrer la stabilité de ces sources [38]. Avec une cavité stabilisée en température, aucun saut de mode n'a pu être observé pendant une durée de 14 heures (résultat de plusieurs tests). Des longueurs de cohérence de plus de 100 m ont été mesurées qui pourraient intéresser certaines applications en interférométrie. La source est compacte, de faible consommation et ne demande pas une électronique de commande compliquée [39]. La puissance émise est de 10 mW.

#### 3.3.2 Source à diode laser monomode autour de 1550 nm

Sur le même principe, nous avons étudié une source à diode laser émettant dans le domaine des longueurs d'onde des télécommunications optiques. La source décrite ci-dessous sera utilisée dans les expériences d'injection optique décrite au chapitre 4.

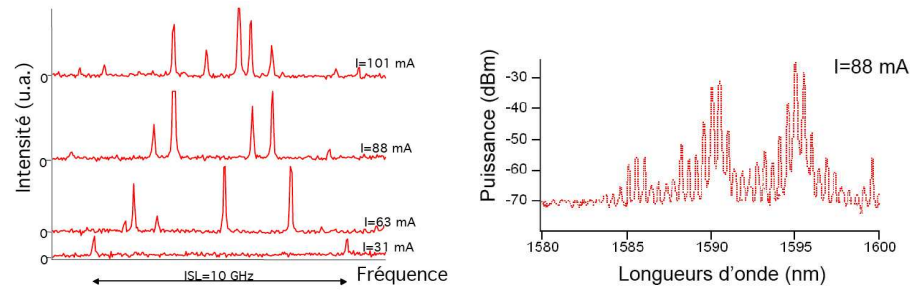
Dans ce domaine de longueurs d'onde, les seuls matériaux photoréfractifs suffisamment efficaces sont le CdTe, le GaAs et l'InP dopé Fer. Notre choix s'est porté sur un cristal de CdTe pour son gain photoréfractif élevé. En outre, nous disposons au laboratoire d'un tel cristal traité A.R. à 1550 nm.

La diode laser traitée A.R. nous a été gracieusement donnée par Joël JACQUET du GIE Alcatel-CNRS *3-5 Lab*. Elle dispose d'une face traitée A.R. dont la réflectivité est inférieure à  $10^{-3}$ . Le schéma de la source est présenté sur la figure 3.6. La longueur de la cavité étendue est de 20 mm et le cristal de CdTe de 4,5 mm d'épaisseur est placé approximativement au milieu de la cavité. Le miroir distant a une réflectivité de 50%. Le seuil de la source laser se situe autour de 30 mA et le courant maximal se situe autour de 120 mA.

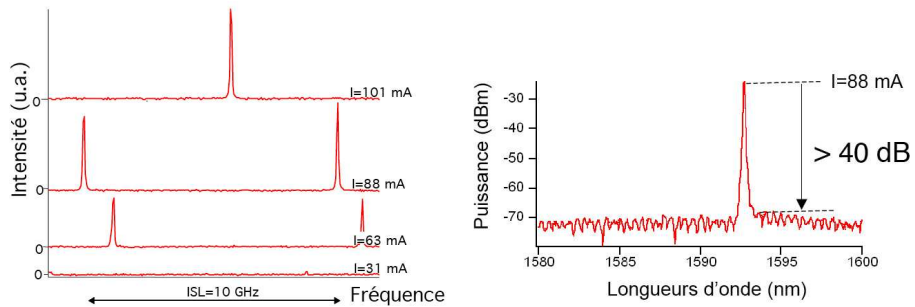
Le spectre de la source est simultanément enregistré à l'aide d'un Fabry-Perot confocal à balayage, dont l'ISL est fixé à 10 GHz, et d'un analyseur de spectre optique (OSA), avec une résolution de 0,07 nm. La figure 3.7 présente les spectres Fabry-Perot de la source à diode laser sans cristal photoréfractif. Quelque soit le courant d'injection, la source présente systématiquement un spectre multimode. En revanche, après l'insertion du cristal, la source fonctionne en régime monomode sur une plage de courant qui s'étend jusqu'à plus de 3 fois le courant de seuil, comme en attestent les spectres Fabry-Perot de la figure 3.8.

Afin d'illustrer la qualité de la pureté spectrale de la source, le spectre de la source enregistré à l'OSA, pour un courant d'injection de 88 mA, est présenté sur la figure 3.8 (à droite). Il est composé d'un pic principal autour de 1593 nm, avec un taux de suppression des modes latéraux supérieur à 40 dB. Il est assez remarquable de constater que ce résultat est proche de l'ordre de

**Fig. 3.7.** Spectre de la source à diode laser sans cristal de CdTe. A gauche : spectres Fabry-Perot enregistrés pour des courants d'injection compris entre 31 et 101 mA. A droite : spectre OSA pour un courant de 88 mA.



**Fig. 3.8.** Spectre de la source à diode laser avec le cristal de CdTe. A gauche : spectres Fabry-Perot enregistrés pour des courants d'injection compris entre 31 et 101 mA. A droite : spectre OSA pour un courant de 88 mA.



grandeur du *SMSR* que nous avons calculé. A titre de comparaison, la figure 3.7 (à droite) montre le spectre de la source sans cristal, pour ce même courant d'injection.

Ces résultats démontrent le fonctionnement du laser en régime monomode sur toute sa plage de courant nominal. Le courant opérationnel de la diode est égal à 120 mA et la puissance de sortie vaut +7 dBm. Bien que la position en longueur d'onde du mode varie d'un point de fonctionnement à l'autre, la qualité spectrale et la puissance optique délivrées par le laser correspondent aux exigences minimales pour une utilisation dans des systèmes de communication optique.

### 3.4 Amélioration de la luminance de sources à diode laser de puissance

#### 3.4.1 Introduction

A ce stade, tous les travaux sur les sources laser auto-organisables portaient sur la sélectivité entre les modes **longitudinaux** du laser imposée par le filtre Fabry-Perot photoréfractif. Ces modes sont définis par une unique structure transverse, le laser est alors qualifié de monomode transverse. Nous nous sommes alors intéressés à la capacité d'un tel filtre holographique à agir sur la sélection de la structure transverse des modes d'une cavité laser. Dans la situation d'une cavité laser supportant des modes avec plusieurs profils transverses, le filtre Fabry-Perot photoréfractif peut ne pas s'avérer suffisamment sélectif en fréquence. En effet, l'intervalle spectral entre deux modes transverses consécutifs est en général beaucoup plus faible que l'écart entre deux modes longitudinaux consécutifs et de structure transverse identique. Dans une telle situation, le différentiel de pertes imposé par le filtre peut ne pas être suffisant pour forcer l'oscillation du laser en régime monomode.

Or, l'hologramme qui s'enregistre dans le cristal photoréfractif comporte une information sur la structure transverse du mode qui l'a enregistré. Rappelons que la variation d'indice est directement liée à la figure d'illumination de l'onde stationnaire du mode résonnant de la cavité. En conséquence, l'allure transverse du réseau de Bragg (de l'hologramme photoréfractif) coïncide avec celle du mode. Nous montrerons à la suite que, pour ce mode, la partie de l'onde diffractée

par le réseau se recouple parfaitement dans ce même mode. En revanche, pour d'autres modes transverses, dont la distribution transverse diffère de celle du mode laser, l'onde diffractée par le réseau ne pourra pas se recoupler efficacement dans le mode : son profil de phase aura été modifié par le profil transverse du réseau. Dans une telle situation, et en supposant le laser monomode, le filtre holographique doit induire des pertes significatives aux autres modes transverses du laser. Il permettrait ainsi d'étendre la plage de fonctionnement monomode du laser. L'effet attendu sur la structure transverse est simultanément à l'effet de filtrage sur la structure longitudinale, qui est toujours présent.

Cette première analyse descriptive du phénomène de sélection sur la structure transverse nous amène à faire un choix du laser à étudier. En effet, pour démontrer un tel effet, les modes transverses du laser doivent avoir une forte disparité dans les profils spatiaux de phase. Ceci exclut de travailler avec des cavités supportant des modes de profils gaussiens. C'est pourquoi nous avons fait le choix d'étudier ce principe dans une source à diode laser à ruban large montée en cavité étendue. Une diode laser à *ruban large* (BAL pour *Broad-Area Laser diode*) se différencie d'une diode laser dite *limitée par diffraction* par une largeur de la zone de gain bien plus large, typiquement de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$ . Elle se caractérise par une émission laser sur une multitude de modes transverses qui, dans un montage de type cavité étendue, offrent des profils de phases très disparates entre les modes de la cavité.

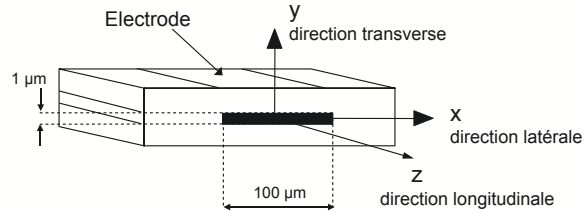
Ces arguments nous ont poussés à lancer une étude. C'est un sujet sur lequel Vincent REBOUD a accepté de venir travailler avec nous dans le cadre de son stage de DEA (période janv. 01 - juin 01), puis de sa thèse (période oct. 01 - nov. 04)[40]. Au cours de ses travaux de thèse, nous avons été contactés par des collègues de Thales RT pour nous joindre au projet Européen WWW.BRIGHT.EU. Un des enjeux du projet était l'étude de nouvelles techniques pour l'amélioration de la qualité spatiale des faisceaux émis par des sources à diode laser de puissance. Ces études visent à disposer de sources à diode laser, pas seulement caractérisées par une forte puissance d'émission, mais par une forte luminance. L'objectif est que la puissance disponible soit émise sur un nombre réduit de modes transverses, idéalement dans un seul.

Le pari de notre étude était assez osé, et avouons-le, risqué. Nous disposions pour démarrer d'un premier modèle analytique proposé par Gilles PAULIAT. Il a été nécessaire de mettre en place des outils expérimentaux et d'analyse numérique totalement nouveaux dans le groupe. Les propriétés modales des BAL sont brièvement présentées au § 3.4.2. Le paragraphe suivant (3.4.3) présente un état de l'art des techniques d'amélioration de la qualité spatiale des modes émis par des sources à diode laser de puissance. Cet état de l'art nous a permis d'identifier une géométrie de cavité étendue particulièrement intéressante pour démontrer le principe de filtrage sur la structure transverse. Au préalable, pour concevoir le montage, il a été nécessaire de procéder à une étude théorique approfondie que nous présentons en 3.4.4. Elle s'appuie sur un modèle analytique et une modélisation purement numérique du comportement modale de la source. A partir des résultats de nos simulations, nous avons conçu et étudié expérimentalement une cavité *anamorphique* (§ 3.4.5). Ces travaux ont mis en évidence, pour la première fois, l'effet de filtrage spatial induit par la présence d'un cristal photoréfractif intra-cavité, ainsi que l'amélioration de la luminance de la source [41, 42].

### 3.4.2 Diode laser de puissance à ruban large

Le schéma d'une diode laser à ruban large est présenté sur la figure 3.9. Elle est caractérisée par une largeur de la zone de gain dans la direction latérale (voir figure) qui dépasse une dizaine de micromètres. Cette largeur est définie par la dimension latérale de l'électrode. Le confinement optique dans cette direction est assuré par un guidage par le gain. La zone de gain est délimitée latéralement par l'injection du courant à travers les couches épitaxiales. En dehors de cette

Fig. 3.9. Schéma d'une diode laser de puissance de type ruban large.



zone de gain, le champ lumineux est absorbé, assurant ainsi un effet de confinement optique. Dans la direction transverse, le confinement est assuré grâce à l'indice de réfraction qui est plus élevé pour la couche active que pour celui des couches de confinement. L'épaisseur de la couche active, de l'ordre de  $1\ \mu\text{m}$ , définit la dimension transverse des modes. Une diode laser dont la dimension de la zone active est  $1 \times 100\ \mu\text{m}^2$  peut délivrer en régime continu une puissance de sortie supérieure au Watt.

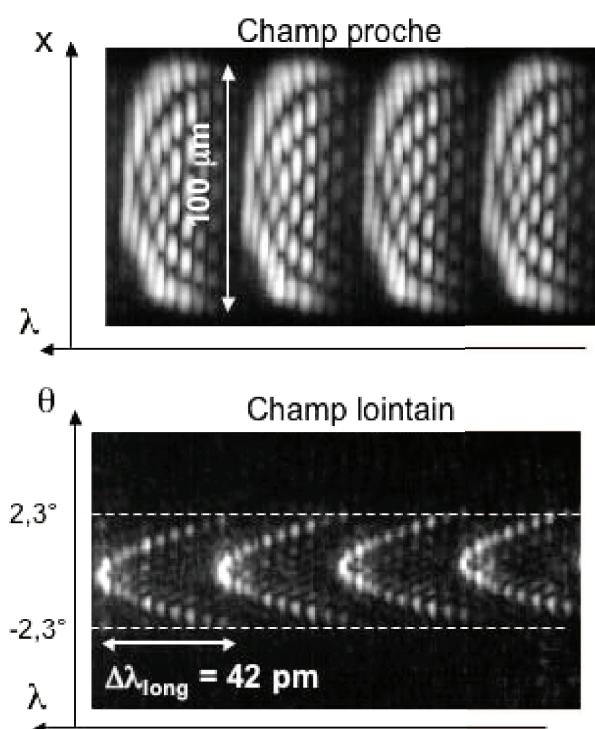
Il est connu que ce type de diode laser oscille sur un grand nombre de modes. Une diode laser de  $1 \times 100\ \mu\text{m}^2$ , comme celle que nous étudions à la suite, supporte 10 modes transverses [43]. Afin d'identifier la structure de modes de ce type de diode, la face de sortie de la diode laser est imagée sur la fente d'entrée d'un spectrophotomètre à réseau, de grande focale (1 m) et dont la résolution est de 6 pm. Le montage est présenté sur la figure 3.14 p. 55. La sortie du spectrophotomètre est imagée sur une caméra CCD. La figure 3.10 présente en haut une telle image pour un courant d'alimentation légèrement en dessous du courant de seuil de la diode. Elle illustre la distribution d'intensité dite *en champ proche* des modes de la diode résolue en longueur d'onde. Sur l'image, on distingue très clairement 4 groupes de modes séparés de 42 pm, qui correspond à l'intervalle spectral entre les modes longitudinaux de la diode. A l'intérieur de chaque groupe, l'image fait apparaître des modes qui se distinguent par leur structure transverse. Chaque profil de mode transverse a un indice effectif différent, ce qui explique la non-dégénérescence des modes qui diffèrent par leur structure transverse. Le mode transverse fondamental se situe du côté des faibles longueurs d'onde et présente un seul maximum d'intensité. Les modes d'ordres plus élevés présentent des distributions d'intensité périodiques, la période diminuant avec l'ordre du mode. Sur la figure, on peut distinguer jusqu'à 10 structures transverses, comme attendu.

Une caractérisation complémentaire consiste à faire l'image, résolue spectralement, de la distribution d'intensité en champ lointain. Elle donne une indication sur la divergence de chacun des modes transverses de la diode. L'image du bas de la figure 3.10 correspond à la distribution d'intensité mesurée en champ lointain. Comme on pouvait le prévoir à partir de l'image du haut, chaque profil de mode transverse en champ lointain est caractérisé par deux points lumineux qui sont liés à la fréquence spatiale de la distribution du champ proche. Chacun de ces modes se caractérise par une divergence qui augmente avec l'ordre transverse, pour atteindre 2,3 degrés pour le mode d'ordre le plus élevé.

Au-dessus du courant de seuil, le faisceau laser se décompose sur l'ensemble de ces structures transverses, ce qui explique la pauvre qualité spatiale du faisceau émis par une BAL. Nous présentons à la suite les techniques qui ont été principalement étudiées pour améliorer la qualité spatiale des faisceaux.

### 3.4.3 Techniques d'amélioration de la luminance des diodes laser de puissance

L'amélioration de la qualité du faisceau émis par les diodes laser de puissance est primordiale pour nombres d'applications, en particulier celles où il est nécessaire de focaliser le faisceau sur une grande profondeur (grande longueur de Rayleigh) : gravure et traitement de surface, doublement de fréquence... Une première technique consiste à injecter dans la zone de gain d'une



**Fig. 3.10.** Distributions d'intensité, résolues en longueur d'onde, en champ proche (image du haut) de la face de sortie d'une diode laser à ruban large de 100 μm et en champ lointain (image du bas). La direction horizontale indique la longueur d'onde pour chaque mode. La direction verticale correspond à la direction latérale de la diode laser.

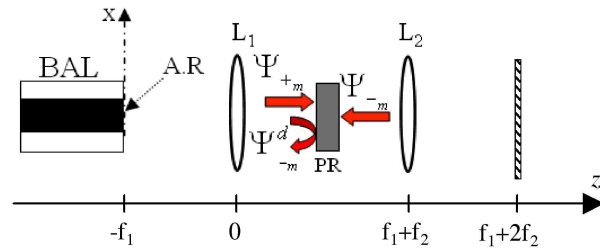
BAL un faisceau monomode transverse issu d'une diode laser limitée par diffraction [44, 45, 46]. Cette technique nécessite de contrôler très strictement les longueurs d'émission des deux diodes laser et les contraintes d'alignement sont sévères. La deuxième technique utilise des montages de type cavité étendue. Après traitement A.R. de la face de sortie, la diode laser de puissance est placée dans une cavité qui utilise un réflecteur distant dont le rôle est de contrôler l'allure spatiale du faisceau émis par la source. Une géométrie particulièrement audacieuse dispose, dans un plan de Fourier de la face de sortie de la diode, d'un miroir plan de faible dimension [47, 48, 49, 50]. Le miroir agit comme un filtre de fréquence spatiale. Un montage similaire utilise un réflecteur distant de forme concave [51, 52]. Pour plus de détails sur ces techniques, je renvoie le lecteur au manuscrit de thèse de Vincent REBOUD [40].

#### 3.4.4 Comportement modal d'une cavité étendue photoréfractive : modélisations analytique et numérique

Je rappelle que notre objectif est de démontrer la capacité du filtre Fabry-Perot photoréfractif à agir sur les pertes des modes transverse d'une cavité laser. Il nous fallait faire le choix d'une géométrie de cavité supportant une structure des modes transverse relativement simples et dont les profils de phase sont suffisamment différents pour induire une forte sélectivité spatiale de l'hologramme photoréfractif. Nous avons tout simplement fait le choix d'une cavité en imagerie où la face de sortie de la diode est directement imagée sur un miroir distant. Comme nous le verrons par la suite cette cavité permet, en l'absence de tout autre filtre, de démontrer directement l'effet de filtrage spatial par le filtre Fabry-Perot photoréfractif. Afin d'augmenter les performances de la source, nous avons également étudié une cavité étendue dite *anamorphique* où le plan du miroir n'est plus exactement conjugué avec le plan de la face de sortie de la diode [53, 54]. Dans ce cas, la zone de gain introduit un effet de filtrage spatial.



**Fig. 3.11.** Géométrie de cavité étendue en imagerie utilisant un miroir distant et un cristal photoréfractif intracavité.



### Cavité étendue photoréfractive en imagerie

La géométrie de cavité que nous allons étudier est présentée sur la figure 3.11. Le traitement A.R. de la face de sortie de la diode laser est supposé parfait, cette dernière agit comme un pur milieu amplificateur. Une lentille asphérique  $L_1$ , de distance focale  $f_1$ , assure la collimation du faisceau selon la direction transverse  $y$  (voir la figure 3.9). La face de sortie de la BAL est directement imagée sur un miroir plan ( $R = 10\%$ ) à l'aide d'une lentille cylindrique supplémentaire  $L_2$  (distance focale  $f_2$ ). En négligeant l'astigmatisme de la diode laser, le miroir plan est positionné dans le plan focal de la lentille  $L_2$ . La distance entre les deux lentilles est fixée à  $f_1 + f_2$ . Enfin, un cristal photoréfractif ( $PR$ ) est inséré dans la cavité à une position qui reste à déterminer.

### Modèle analytique

Afin de déterminer la (ou les) position(s) optimale(s) pour le cristal photoréfractif, nous avons procédé à une étude de stabilité relativement simple de la source. Cette analyse suppose que la source oscille en régime monomode. Le mode laser inscrit alors un réseau de Bragg photoréfractif dans le cristal photoréfractif. Les pertes induites par le réseau sur les autres modes sont calculées puis comparées au gain du laser qui est égal aux pertes du mode principal. Ainsi, on vérifie si le fonctionnement en régime monomode est stable et si la présence du cristal induit un excès de pertes pour les modes qui diffèrent du mode laser par leur structure transverse.

L'analyse est basée sur une BAL identique à celle qui a été précédemment étudiée au § 3.4.2. Les modes transverse de la diode sont supposés parfaitement confinés dans la zone de gain qui présente un profil uniforme du gain et de l'indice de réfraction. Ces approximations sont justifiées pour les faibles puissances de fonctionnement que nous utiliserons dans les expériences. La structure des modes transverse est dans ce cas simplement décrite par les modes d'un puits de potentiel infini [43] :

$$\Psi_m(x) = \sqrt{\frac{1}{x_0}} \sin\left(\frac{m\pi x}{2x_0} + \frac{m\pi}{2}\right) \text{rect}\left(\frac{x}{2x_0}\right), \quad (3.8)$$

où l'indice  $m$  se réfère à l'ordre des modes transverse ( $m = 1 \dots 10$ ),  $x_0$  est la demi-largeur de la zone de gain. La fonction  $\text{rect}$  désigne la fonction rectangle qui est égale à 1 pour  $|x| < x_0$  et nulle en dehors de cet intervalle. Les modes sont supposés polarisés linéairement suivant la direction  $y$ . La structure transverse des modes de la cavité coïncide avec celle de la BAL isolée. On suppose que ces modes se décomposent uniquement sur les fonctions définies par (3.8) et que tous les modes transverse  $\Psi_m$  bénéficient d'une valeur de gain identique.

On suppose à la suite que la source oscille sur un mode transverse d'ordre  $m$ . Seul ce mode participera à enregistrer un hologramme dans le cristal photoréfractif, la puissance de chacun des autres modes (qui n'oscillent pas) étant beaucoup trop faible. La figure d'onde stationnaire créée par l'interférence des ondes co- et contra-propagative, notées respectivement  $\Psi_{+m}$  et  $\Psi_{-m}$  (voir figure 3.11), fixe l'allure transverse du réseau holographique. Plus exactement, elle est proportionnelle au taux de modulation complexe de la figure d'interférence dont l'expression est

donnée par :

$$M_m(x, z) = \frac{2\Psi_{+m}^*(x, z) \cdot \Psi_{-m}(x, z)}{\Psi_{+m} \cdot \Psi_{+m}^*(x, z) + \Psi_{-m} \cdot \Psi_{-m}^*(x, z)}. \quad (3.9)$$

Cette expression est une généralisation de (2.5) p.22 (plus exactement, nous avons introduit ici le complexe conjugué de  $m$  définit précédemment). Elle nécessite le calcul préalable de la distribution transverse des champ  $\Psi_m(x, z)$  pour  $m = 1 \cdots 10$ . Après avoir vérifié la validité de l'approximation paraxiale,  $\Psi_m(x, z)$  est calculé en utilisant la méthode de l'intégrale de Fresnel généralisée (équation (3.14)) [5]. La faible valeur du coefficient de réflexion du coupleur de sortie ( $R = 10\%$ ) implique un faible taux de modulation de la figure d'interférence et donc une faible efficacité de diffraction. En conséquence, on pourra supposer l'amplitude des ondes dans le cristal comme constante. L'amplitude diffractée par le réseau  $\Psi_{-n}^d(x, z)$  (voir figure 3.11) d'une onde de lecture  $\Psi_n(x, z)$  s'exprime à partir de (2.4) p.22 :

$$\Psi_{-n}^d(x, z) = \frac{\Gamma\ell}{4} M_m(x, z) \Psi_{+n}(x, z). \quad (3.10)$$

Pour une cavité en imagerie, les deux ondes contra-propagatives sont conjuguées en phase  $\Psi_{-m}^d(x, z) = r\Psi_{+m}^*(x, z)$ , avec  $r$  la réflectance du miroir. On conclut que, pour le mode laser  $m$ , l'onde diffractée  $\Psi_{-m}^d$  se recouvre parfaitement avec l'onde  $\Psi_{-m}$ . De plus, l'orientation cristalline du cristal est telle que ces deux ondes interfèrent de manière constructive. La présence de l'hologramme ne perturbe en rien la distribution du mode transverse du mode laser, il ne fait que réduire ses pertes. En revanche, pour les autres modes transverses d'ordre  $n$ , l'onde diffractée  $\Psi_{-n}^d$  peut être différente de l'allure  $\Psi_{-n}$ . Le recouvrement entre les deux ne sera pas systématiquement parfait, ce qui équivaut du point de vue des modes d'ordre  $n$  à une augmentation des pertes. Afin d'évaluer les pertes pour chaque mode, nous avons calculé l'amplitude de la réflectivité du coupleur de sortie, formé du réseau photoréfractif (enregistré par le mode  $m$ ) et du miroir distant, qui s'exprime en fonction du recouvrement entre les ondes  $\Psi_{-n}^d$  et  $\Psi_{-n}$  :

$$r_n = r + \frac{\int \Psi_{-n}^d \cdot \Psi_{-n}^*(x, z) dx}{\int \Psi_{-n} \cdot \Psi_{-n}^*(x, z) dx}. \quad (3.11)$$

Nous avons négligé dans (3.11) la diminution de l'amplitude de l'onde transmise à travers le cristal photoréfractif. Cette approximation se justifie par la faible efficacité du réseau.

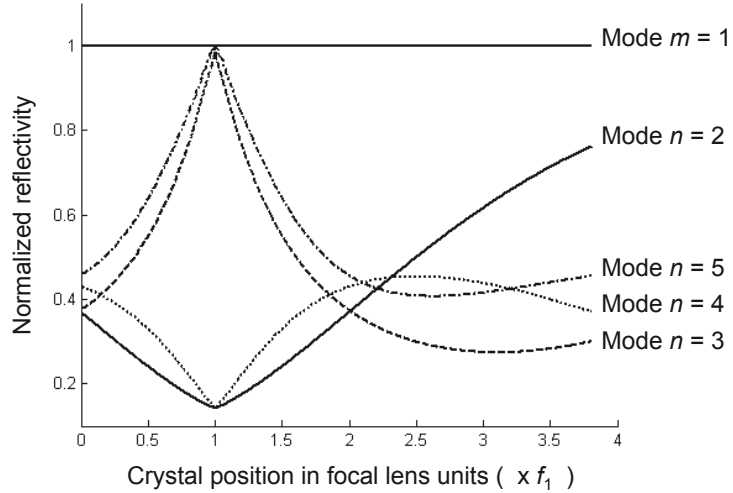
### Résultats du modèle analytique

Expérimentalement, nous avons toujours constaté que, près du seuil, la diode isolée oscille sur le mode transverse  $m = 1$ . Cette constatation se vérifie également lorsque la diode est placée en cavité étendue dans une géométrie en imagerie (§ 3.4.5). Nos modélisations numériques (présentées ci-après) ont également montré que le mode transverse  $m = 1$  est le mode de moindre perte, pour la diode isolée et montée en cavité en imagerie.

En supposant que la source en cavité étendue oscille sur un seul mode transverse  $m = 1$ , nous avons calculé les amplitudes de réflectivités (3.11) pour les modes  $m = 1, n = 2 \cdots 10$ . Pour chaque mode transverse, l'allure de la réflectivité normalisée du coupleur de sortie, définie par le rapport  $|r_n|^2/|r_{m=1}|^2$  (avec  $n = 1 \cdots 5$ ), est tracée en fonction de la position du cristal dans la cavité sur la figure 3.12. La position du cristal est indiquée en abscisse relativement à la distance focale  $f_1$  de la lentille  $L_1$ . Dans cet exemple, le produit  $\Gamma\ell$  est fixé égal à 1, proche de la valeur expérimentale pour un cristal  $\text{BaTiO}_3$  :Co. Chaque mode est caractérisé par sa structure transverse (paramètre  $n$ ) et sa fréquence. Les fréquences des modes  $n = 1 \cdots 5$ , choisies parmi les fréquences de résonance de la cavité, sont voisines de la fréquence d'oscillation du mode  $m = 1$ .

Le résultat de notre calcul analytique montre que, pour la plupart des positions du cristal, la réflectivité du mode laser  $m = 1$  est toujours supérieure à celle des autres modes. La seule

**Fig. 3.12.** Allure des réflectivités normalisées pour les modes  $m = 1$  et  $n = 2 \dots 10$  du coupleur de sortie formé par le réseau photoréfractif inscrit par le seul mode laser  $m = 1$  et le miroir distant, en fonction de la position du cristal photoréfractif.



exception est lorsque le cristal se situe dans le plan focal image de la lentille  $L_1$  où tous les fronts d'onde des modes sont parallèles entre eux. Il n'y a donc pas de discrimination entre les modes, autre que le déphasage de  $\pi/2$  entre les modes pairs et impairs (relation (3.8)). En dehors de cette position, des discriminations apparaissent entre les pertes des modes. Les plus fortes discriminations entre le mode fondamental  $m = 1$  et les autres modes interviennent pour les positions du cristal  $z = 0$  et  $z = 2f_1$ . Les réflectivités des modes, autre que le mode laser, sont en moyenne 2,5 fois plus faibles. Ce résultat démontre la capacité du réflecteur Fabry-Perot photoréfractif à agir comme filtre sur la structure transverse des modes de la cavité. En plus de cet effet, il faut également tenir compte de l'effet de filtrage spectral qui est bien entendu toujours présent.

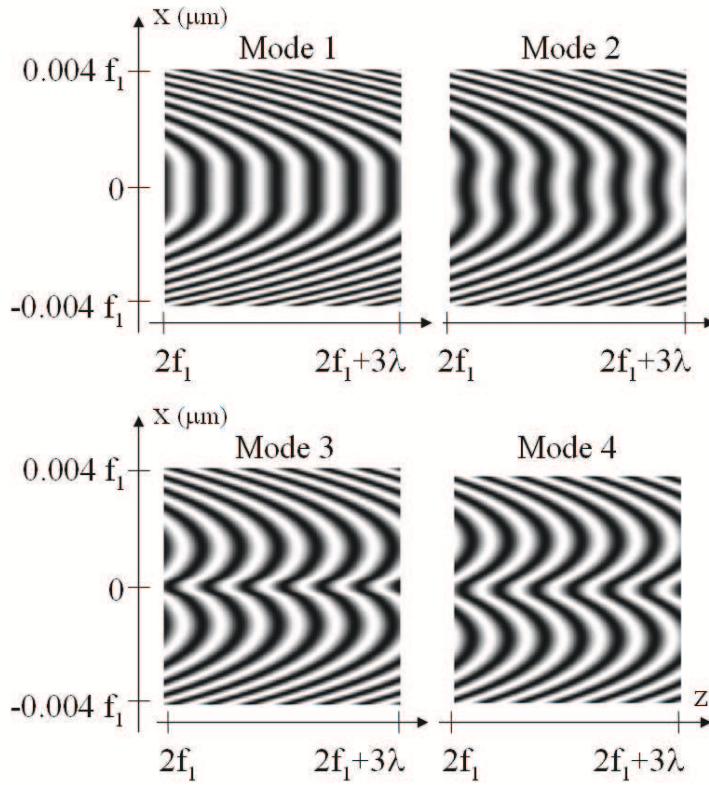
Pour illustrer ce résultat, nous avons tracé sur la figure 3.13 le module de la figure d'interférence pour les 4 premiers modes  $m = 1$  à 4 autour de la position  $z = 2f_1$ . Ces images rendent parfaitement compte de la forte disparité entre les fronts d'onde des différents modes.

### Modélisations numériques

Le modèle analytique présenté ci-dessus, bien que très simple, illustre parfaitement le phénomène physique sur lequel repose l'effet attendu du filtrage des modes transverses d'une cavité laser intégrant un cristal photoréfractif. En revanche, il ne peut s'appliquer qu'au cas particulier de la cavité en imagerie. Pour une géométrie de cavité plus complexe, intégrant par exemple un filtre spatial, l'hypothèse selon laquelle le mode fondamental de la cavité coïncide avec celui de la diode isolée n'est plus systématiquement vérifiée. En outre, l'allure du mode fondamental de la source, définit comme le mode de moindre perte, change avec le courant d'injection de la diode du fait de la dépendance entre le gain (lié à la partie imaginaire de la susceptibilité) et l'indice de réfraction (partie réelle) du milieu à semi-conducteur. Il est alors nécessaire de développer une analyse plus complète qui prend en compte l'allure spatiale du gain et de l'indice de réfraction, des effets de propagation et de filtrage.

Notre objectif a été de disposer d'un outil de simulation plus complet pour, d'une part, vérifier les résultats du modèle analytique dans le cas d'une cavité en imagerie et, d'autre part, simuler le comportement de géométrie de cavité combinant le filtre photoréfractif et un filtre spatial. En particulier, pour une géométrie de cavité et un courant d'injection donnés, il doit permettre d'extraire l'allure du mode fondamental, la puissance de sortie et une indication sur la plage de fonctionnement de la source en régime monomode transverse.

L'outil que nous avons développé reste assez classique dans sa forme [55]. Il repose sur



**Fig. 3.13.** Module de la figure d'interférence pour les 4 premiers modes  $m = 1$  à 4 autour de la position  $z = 2f_1$ .

l'approche dite de *Fox et Li* [56] utilisée pour déterminer l'allure spatiale du mode fondamental au voisinage du seuil laser. Son principe est assez simple. On définit une distribution initiale pour le champ optique<sup>9</sup>. L'évolution du champ est alors calculée sur plusieurs allers et retours dans la cavité jusqu'à l'obtention de la convergence sur un profil invariant après un aller-retour dans la cavité. Cette méthode n'est utilisable qu'au voisinage du seuil laser, tant que la source oscille sur un seul mode transverse. Dès qu'un second mode laser apparaît, un effet de battement s'introduit entre les modes du fait de la différence de phase entre eux et qui perturbe la convergence vers une solution stable. La plage de fonctionnement en régime monomode est donc estimée à partir de cette condition de convergence en augmentant progressivement la valeur du courant d'injection.

Le calcul des distributions des ondes aller  $\Psi_+$  et retour  $\Psi_-$  dans la zone de gain se fait en résolvant l'équation de propagation scalaire dans l'approximation des enveloppes lentement variables et en supposant un régime de guidage faible :

$$\mp \frac{\partial \Psi_{\pm}(x, z)}{\partial z} = \frac{i}{2\beta} \frac{\partial^2 \Psi_{\pm}(x, z)}{\partial x^2} + k_0^2 \Delta \epsilon(x, z) \Psi_{\pm}(x, z). \quad (3.12)$$

On suppose que, dans la direction transverse  $y$ , le champ est monomode. Cette équation est résolue par la méthode BPM (*Beam Propagation Method*) [57]. Le premier terme du second membre de (3.12) décrit l'effet de diffraction. Le second terme est proportionnel à la variation spatiale de la permittivité électrique relative du milieu à gain  $\Delta \epsilon(x, z)$ . Elle s'exprime en fonction de la distribution de la densité de porteurs injectés dans la zone de gain  $N(x, z)$  [55, 58]. Outre le facteur de gain, elle tient compte de l'effet d'antiguideage [23] et de l'atténuation du champ dans les couches de confinement. La densité de porteurs  $N(x, z)$  est déterminée en résolvant l'équation de diffusion latérale des porteurs (en régime permanent) :

$$D \frac{\partial^2 N(x, z)}{\partial x^2} = -\frac{j(x, z)}{qd} + \mathcal{R}(N) + \frac{\Gamma_t g(N) P_0}{h\nu} \frac{P_0}{d} (|\Psi_+|^2 + |\Psi_-|^2). \quad (3.13)$$

<sup>9</sup>La distribution initiale doit avoir un recouvrement non nul avec les modes propres de la cavité.

Le premier terme de (3.13) représente le terme de pompage avec,  $j(x, z)$  la densité de courant présente dans la zone de gain<sup>10</sup>,  $q$  la charge de l'électron et  $d$  l'épaisseur de la zone active. Le second terme décrit les termes de recombinaisons non-radiatives, par émission spontanée et par effet Auger. Enfin, les recombinaisons par émission stimulée sont décrites par le dernier terme avec,  $g$  le gain du milieu qui dépend de  $N(x, z)$  et  $\Gamma_t$  le facteur confinement de la couche active. La puissance contenue dans le mode est donnée par  $P_0$ . Le battement entre les ondes aller et retour a été négligé, la longueur de diffusion (de l'ordre de 2 à 3  $\mu\text{m}$ ) étant plus grande que  $\lambda/2$ . Les équations (3.12) et (3.13) sont donc résolues simultanément.

La propagation dans la cavité étendue est calculée à partir de l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée qui s'exprime en fonction des coefficients de la matrice  $ABCD$  du système optique disposé à l'extérieur de la diode [5] :

$$\Psi(x_2, z_2) = \sqrt{\frac{i}{B\lambda}} \int \Psi(x_1, z_1) \exp \left[ \frac{i\pi}{B\lambda} (Ax_1^2 - 2x_1x_2 + Dx_2^2) \right] dx_1. \quad (3.14)$$

Nous avons appliqué ces outils à la simulation du comportement modal de diodes laser à ruban large isolées, puis placées dans diverses configuration de cavité étendue [40] : cavité en imagerie, cavité anamorphique, avec et sans cristal photoréfractif. Nous avons par ailleurs employé la méthode de Prony [60, 61] qui permet d'extraire au seuil laser les valeurs propres et les distributions spatiales des modes transverses d'ordres supérieurs. Elle ne demeure valable qu'en régime linéaire, au seuil d'oscillation du laser.

### 3.4.5 Effet de filtrage spatial et spectral : démonstrations expérimentales

Grâce aux résultats des modélisations précédentes nous avons conçu une géométrie de cavité étendue particulière dans l'objectif de démontrer expérimentalement l'effet de sélection sur la structure spatiale des modes d'un laser. La configuration est une cavité anamorphique qui avait été précédemment étudiée sans cristal photoréfractif [53, 54]. Le schéma de la cavité est présentée sur la figure 3.14. La diode laser à ruban large est identique à celle étudiée au § 3.4.2. Sa face de sortie est traitée A.R. La collimation du faisceau dans la direction transverse  $y$  est assurée par une lentille asphérique de distance focale  $f_1 = 2,75$  mm. Le faisceau se réfléchit sur un miroir plan de 10% de réflectivité. Une lentille cylindrique, de distance focale  $f_2 = 7,7$  mm, est disposée entre la lentille asphérique et le miroir pour le contrôle de la taille du faisceau selon la direction latérale  $x$ . Le montage a été conçu pour pouvoir faire varier les distances entre les deux lentilles et entre la lentille cylindrique et le miroir, respectivement notées  $d$  et  $L_2$ . En jouant sur ces distances, on contrôle l'allure et la taille des modes qui se couplent dans la zone de gain après propagation dans la cavité étendue [42].

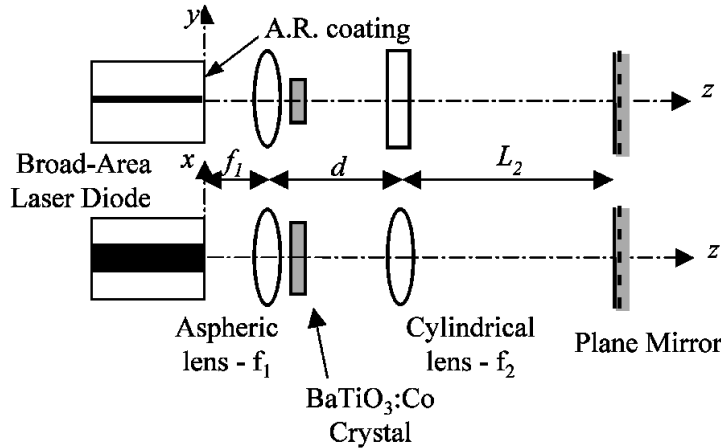
Dans nos expériences, nous avons utilisé un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum dopé au Cobalt ( $\text{BaTiO}_3$ ) de 2 mm d'épaisseur<sup>11</sup>. La configuration d'interaction est de type *ordinaire* [14, 9] pour laquelle le gain photoréfractif est égale à  $480 \text{ m}^{-1}$  pour deux ondes contra-propagatives. Les faces du cristal sont traitées A.R. et le coefficient d'absorption résiduel du cristal vaut  $15 \text{ m}^{-1}$ .

### Bancs de caractérisation

Le banc que nous avons conçu pour la caractérisation des propriétés modales de la source est présenté sur la figure 3.15. La mesure de la puissance de sortie du laser se fait à l'aide

<sup>10</sup>Cette densité se calcule à partir de la densité de courant injectée à l'interface électrode/semi-conducteur, supposée de forme rectangulaire. Nous avons utilisé pour  $j(x, z)$  la solution analytique proposée dans la référence [59].

<sup>11</sup>Il a été fabriqué par la société F.E.E. (Allemagne).



**Fig. 3.14.** Schéma de la source à diode laser à ruban large montée en cavité étendue, constituée d'un miroir plan de réflectivité égale à 10%, d'une lentille asphérique et d'une lentille cylindrique. Un cristal photoréfractif en  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  est positionné derrière la lentille asphérique.

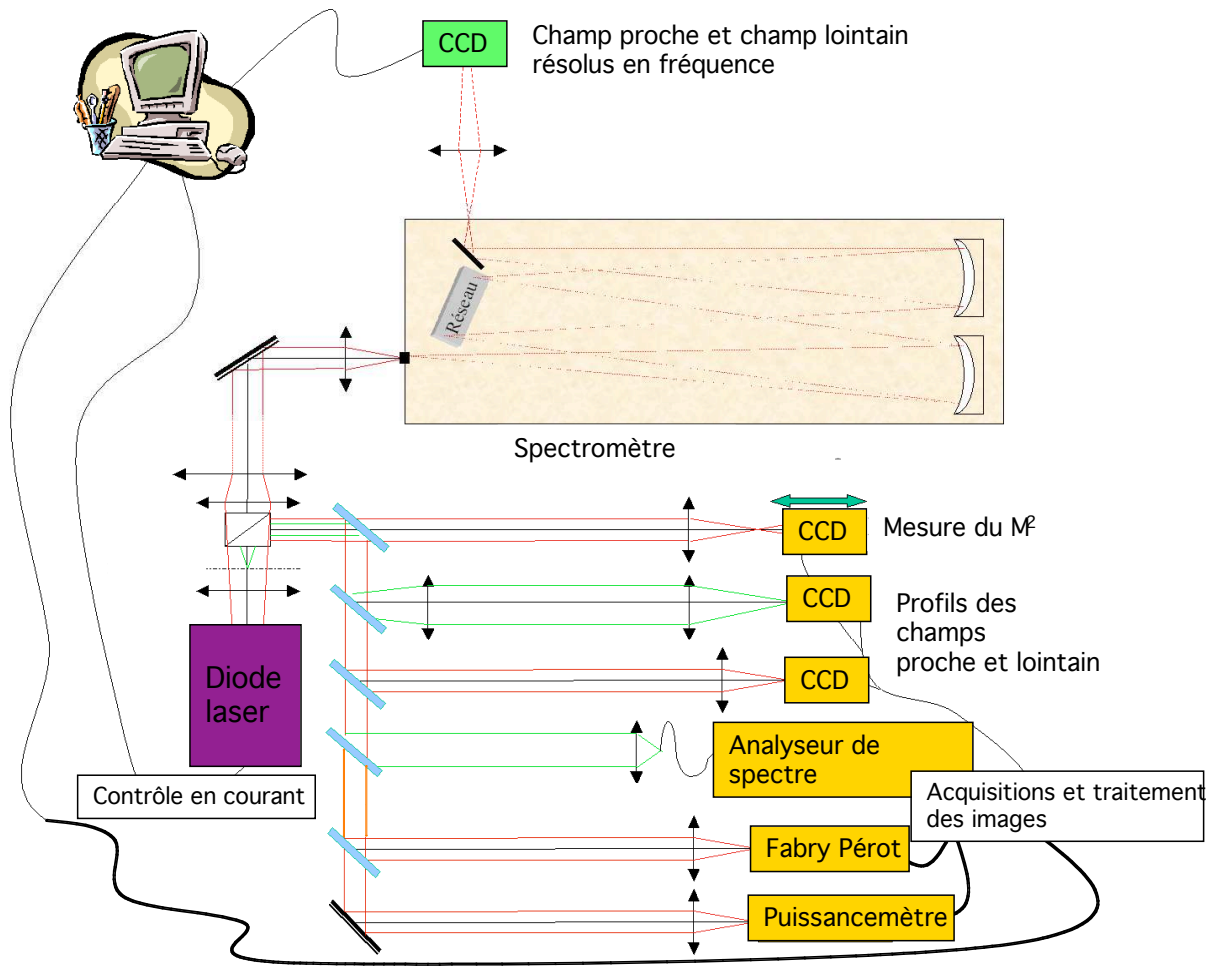
d'un puissance mètre. Un analyseur de spectre optique (résolution de 70 pm) et un Fabry-Perot confocal à balayage (d'intervalle spectral libre égal à 1,5 GHz et dont la finesse vaut 86) enregistrent le spectre d'émission et permet de vérifier le fonctionnement monomode de la source. Une autre partie du banc est dédiée à l'analyse du profil spatial du faisceau, avec notamment deux caméras CCD utilisées pour la mesure de la distribution d'intensité du champ proche et du champ lointain. Une troisième caméra, montée sur une platine de translation, sert à la mesure du facteur  $M_x^2$  du faisceau dans la direction transverse [5]. Les mesures de largeur de faisceau ont été faites à  $1/e^2$ .

### Résultats pour la cavité en imagerie

Pour étudier la géométrie de cavité en imagerie, la distance entre les deux lentilles est fixée à  $d = f_1 + f_2$  et la distance  $L_2$  est fixée à 6,5 mm. Cette distance est légèrement inférieure à la distance focale  $f_2$  pour tenir compte de l'astigmatisme de la BAL, mesuré autour de  $160 \mu\text{m}$ . Sans cristal photoréfractif, la plage de fonctionnement monomode est limitée à une puissance de sortie maximale de 3,5 mW. Le facteur  $M_x^2$  vaut alors 1,2. Au delà de cette puissance, d'autres modes transverses oscillent dans la cavité et détériorent la qualité spatiale du faisceau. Ceci se constate aisément en observant une soudaine augmentation de la divergence du faisceau sur la caméra utilisée pour la mesure en champ lointain.

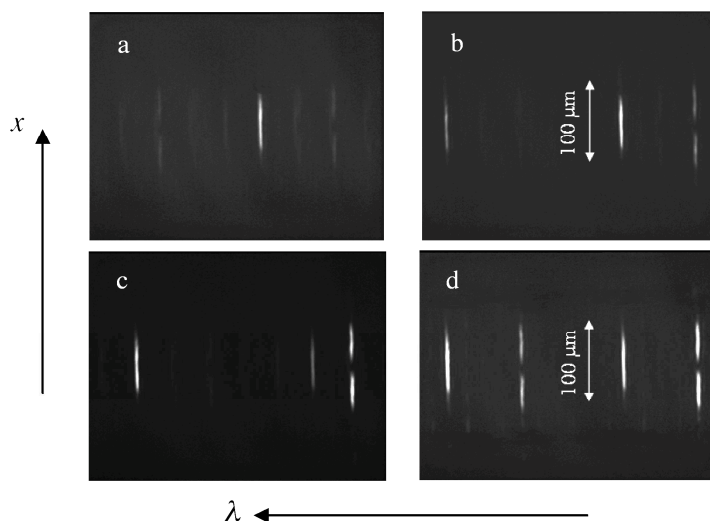
Afin d'identifier l'allure des modes transverses d'ordres supérieurs, la face de sortie de la BAL est imagée sur la fente d'entrée du spectrophotomètre. Les distributions d'intensité en champ proche mesurées en sortie du spectromètre, pour quatre courants d'injection, sont présentées sur les images de la figure 3.16. Alors que la distribution d'intensité pour un courant égal à 1,005 fois le courant de seuil ( $I_{th}$ ) est bien monomode transverse, 3 modes transverses apparaissent dès que le courant vaut  $I = 1,01 \times I_{th}$ . Les images de la figure 3.16 illustrent très clairement la dégradation du faisceau de sortie de la source par l'oscillation de modes d'ordre transverse plus élevé (dans ce cas  $m = 2$ ).

En suivant le résultat du modèle analytique de la figure 3.12 (analyse qui est confirmée par le modèle numérique), le cristal photoréfractif est positionné juste derrière la lentille asphérique. Les distances  $d$  et  $L_2$  sont alors légèrement changées pour conserver une configuration en imagerie. Dans cette situation, la plage de fonctionnement en régime monomode s'étend jusqu'à une puissance de sortie de 33,7 mW. La qualité spatiale du faisceau reste pratiquement inchangée, le facteur  $M_x^2$  est mesuré égal à 1,25. On constate, à l'aide des analyseurs de spectre et de l'image enregistrée en sortie du spectrophotomètre, que le second mode est systématiquement un mode de structure transverse différente.



**Fig. 3.15.** Banc de mesure utilisé pour la caractérisation du comportement modal des sources à diode laser à ruban large. Outre la mesure de la puissance de sortie, il permet la mesure de la distribution d'intensité en champ proche et en champ lointain de la diode, la mesure de facteur  $M^2$  du faisceau émis, du spectre d'émission (via l'analyseur de spectre optique relié par une fibre optique et un Fabry-Perot confocal à balayage). Enfin, le montage comprend un spectrophotomètre pour la mesure de distribution en champ et champ lointain, résolue en longueur d'onde.

**Fig. 3.16.** Images de la distribution d'intensité en champ proche enregistrées en sortie du spectrophotomètre pour la cavité en imagerie (sans cristal photoréfractif) pour différents courants d'injection : (a)  $I/I_{th} = 1,005$  (3,5 mW), (b)  $I/I_{th} = 1,01$  (5 mW), (c)  $I/I_{th} = 1,015$  (6,6 mW), (d)  $I/I_{th} = 1,02$  (8,1 mW).



Ce résultat démontre la capacité d'un cristal photoréfractif à induire des pertes sélectives entre les modes transverses d'une cavité laser. Nous confirmons ainsi le comportement prédit par les modélisations présentées ci-dessus. Il faut souligner que ce résultat est démontré dans une cavité ne comportant aucun autre effet de filtrage spatial que celui de l'hologramme photoréfractif enregistré par le mode fondamental. Notre objectif initial est donc atteint. En revanche, les performances en terme de puissance ne sont pas réellement compétitives. Afin d'augmenter la puissance de sortie nous présentons au paragraphe suivant le comportement de la cavité dans une géométrie légèrement différente où nous faisons varier la distance  $L_2$  afin d'introduire l'effet de filtrage spatial par la zone de gain.

### Résultats pour la cavité anamorphique

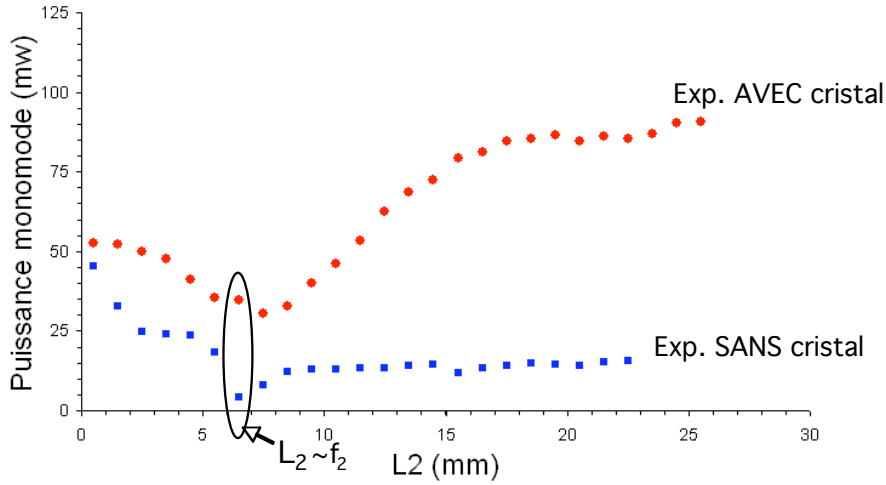
Afin d'augmenter la puissance de sortie de la source, nous avons combiné l'effet de filtrage du cristal avec celui que peut introduire la zone de gain. Pour cela, il est nécessaire de jouer sur les distances  $d$  et  $L_2$ . Pour toute la suite, la distance entre les deux lentilles n'a pas été changée. En augmentant la distance  $L_2$  par rapport à la situation de la cavité en imagerie ( $L_2 > f_2$ ), on montre que le faisceau qui est renvoyé sur la face de sortie de la diode après réflexion sur le miroir s'élargit. Ceci peut facilement se montrer en assimilant le mode transverse fondamental de la diode à un faisceau gaussien. Cette tendance est parfaitement confirmée par les modélisations numériques [40]. Pour ces positions du miroir, la zone de gain (dont la dimension transverse est fixe) joue alors le rôle de filtre spatial et la plage de fonctionnement monomode s'en trouve élargie. Pour les configurations où  $L_2 < f_2$ , les modélisations numériques montrent que le faisceau renvoyé sur la face de sortie de la diode possède un front d'onde très divergent et que la plage de fonctionnement monomode est alors fortement augmentée [40].

Les plages de fonctionnement monomode de la source à diode laser montée dans une cavité anamorphique sont présentées sur la figure 3.17 pour différentes valeurs de  $L_2$ , de part et d'autre de la géométrie de cavité en imagerie. La cavité en imagerie correspond à  $L_2 = 6,5$  mm. Comme le montre l'allure des puissances de sortie de la cavité sans cristal photoréfractif (courbe tracée avec des carrés pleins), la plage de fonctionnement monomode est élargie de part et d'autre de la configuration en imagerie. Après l'insertion du cristal photoréfractif, toutes les puissances de fonctionnement en régime monomode deviennent plus élevées (courbe tracée avec des ronds pleins). Pour chaque point, on a vérifié que l'allure transverse du mode ne contient qu'un seul maximum d'intensité. Pour toutes les configurations, avec et sans cristal, à l'exception de celles pour lesquelles  $L_2 > 15,5$  mm, la fin du régime monomode coïncide avec l'apparition d'un mode qui possède une structure transverse différente. Pour les configurations où  $L_2 > 15,5$  mm, les modes suivants correspondent à des modes longitudinaux. L'augmentation de la plage de fonctionnement par l'insertion du cristal photoréfractif est due à l'effet de filtrage spectral induit par le Fabry-Perot photoréfractif. La puissance de sortie maximale en régime monomode passe alors de 11 mW à 78 mW pour  $L_2 = 15,5$  mm.

Une augmentation de la plage de fonctionnement avec le cristal est également observée pour les configurations où  $L_2 < 6,5$  mm. Elle est de moins en moins marquée au fur et à mesure que  $L_2$  diminue. L'allure des fronts d'onde entre les ondes aller et retour sont alors très différentes et le taux de modulation de la figure d'interférence diminue. L'efficacité du réseau photoréfractif s'amointrit et devient pratiquement nulle dans la configuration où le miroir distant est positionné contre la lentille cylindrique ( $L_2 = 0$ ).

La plus grande extension de la plage de fonctionnement par le cristal est observée pour la géométrie en imagerie où la puissance de sortie est augmentée d'un facteur 10. Le tableau 3.1 récapitule les performances expérimentales de la source pour 3 positions du miroir  $L_2 = 3,5, 6,6$





**Fig. 3.17.** Allure des plages de fonctionnement de la source à diode laser montée dans une cavité anamorphique en fonction de la distance  $L_2$  du miroir distant. Les carrés pleins et les ronds pleins indiquent respectivement la puissance de sortie de la source sans et avec cristal, en limite du fonctionnement multimode. Les rectangles pleins correspondent aux puissances maximales simulées par le modèle numérique dans le cas d'une cavité avec cristal.

**Tab. 3.1.** Performances mesurées pour la source à diode laser en cavité anamorphique pour différentes positions du miroir distant. Les chiffres entre parenthèses correspondent au cas de la source sans cristal.

	$P$ (mW)	$M_x^2$ ( $1/e^2$ )	Luminance ( $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ )
$L_2 = 3,5$ mm	46,1 (23)	1,20 (1,15)	6,00 (3,12)
$L_2 = 6,5$ mm	33,7 (3,5)	1,25 (1,20)	4,21 (0,46)
$L_2 = 15,5$ mm	78 (11,4)	1,55 (1,50)	7,86 (1,19)

et 15 mm, en indiquant la puissance maximale du fonctionnement monomode, la qualité spatiale du faisceau et sa luminance. Les chiffres indiqués entre parenthèses sont ceux obtenus sans cristal. A titre de comparaison, et pour ces mêmes positions, on a reporté dans le tableau 3.2 les résultats obtenus par la simulation numérique. Les valeurs simulées des puissances sont systématiquement plus élevées. En revanche, la simulation rend parfaitement compte des évolutions des données observées expérimentalement. En particulier, l'augmentation du facteur lorsque  $L_2$  augmente est parfaitement confirmée par la simulation.

**Tab. 3.2.** Performances simulées numériquement pour la source à diode laser en cavité anamorphique pour différentes positions du miroir distant. Les chiffres entre parenthèses correspondent au cas de la simulation sans cristal.

	$P$ (mW)	$M_x^2$ ( $1/e^2$ )	Luminance ( $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ )
$L_2 = 3,5$ mm	- (-)	- (-)	- (-)
$L_2 = 6,5$ mm	52,1 (4)	1,1 (1,1)	7,4 (0,57)
$L_2 = 15,5$ mm	117,6 (23,2)	1,4 (1,4)	13,1 (2,6)

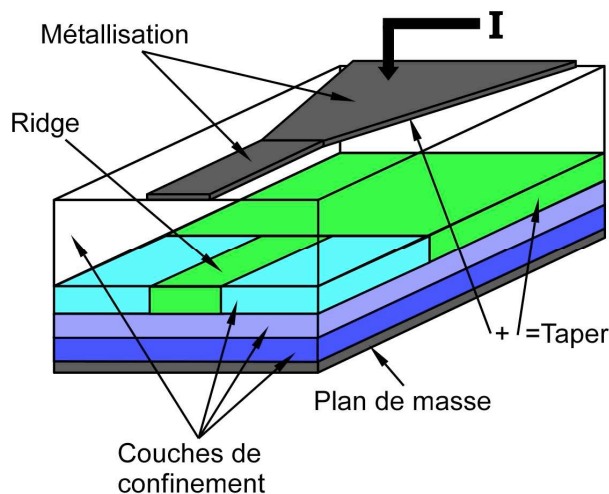


Fig. 3.18. Diode laser à structure évasée ou à base taper.

### 3.5 Source auto-organisable à diode laser évasée

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la réalisation de source à diode laser auto-organisable monomode et de forte puissance. Nous avons mené cette activité dans le cadre des projets européens WWW.BRIGHT.EU et WWW.BRIGHTER.EU, coordonnés par Thales RT. Une de nos missions consistait à étudier des cavités auto-organisables utilisant des diodes laser de puissance à géométrie évasée. Comme le montre le schéma de la figure 3.18, ces diodes laser sont constituées d'une première section où l'émission laser se produit dans un guide monomode qui aboutit à une seconde section, de géométrie évasée, où le faisceau subit une forte amplification tout en conservant un profil transverse monomode. Ces diodes peuvent émettre en régime continu des puissances de plusieurs Watt, tout en conservant une excellente qualité de faisceau (facteur  $M^2$  proche de 1). L'enjeu pour nous, a été d'étudier le comportement de ces structures montées dans une cavité étendue qui intègre un cristal photoréfractif, et ce, après traitement anti-reflet de la facette de la diode placée du côté de la 1ère section. Les résultats expérimentaux présentés ci-dessous ont été obtenus au cours du stage de Master 2 de Cédric LE FUR que j'ai encadré [62]. Nous avons démontré, grâce à l'insertion d'un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum dans la cavité, une oscillation en régime monomode autour de 810 nm pour des puissances de 1 W, avec une très bonne qualité spatiale du faisceau ( $M^2 = 1,4$ ).

#### 3.5.1 Schéma de la cavité étendue

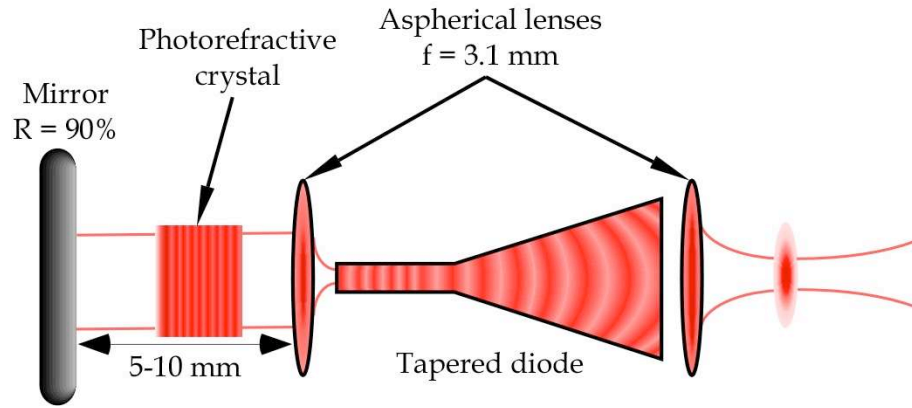
La figure 3.19 présente un schéma de la cavité étendue que nous avons étudiée. La cavité étendue est disposée du côté de la section monomode. La face associée est traitée A.R. et le faisceau est collimaté à l'aide d'une lentille asphérique. La cavité est fermée par un miroir distant de réflectivité égale à 90%. Le cristal photoréfractif est inséré entre la lentille et le miroir.

A titre d'illustration, deux spectres enregistrés à l'aide d'un analyseur de spectre optique sans et avec cristal sont présentés pour le même courant d'injection, sur la figure 3.20. Grâce à l'insertion du cristal, la source fonctionne en régime monomode (contrôlé par un Fabry-Perot confocal à balayage) avec un excellent taux de suppression des modes latéraux (30 dB).

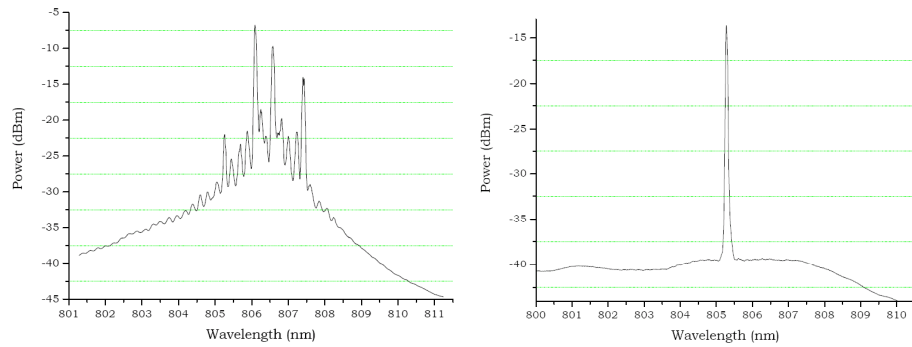
#### 3.5.2 Performances

Au cours du projet nous avons testé de nombreuses diodes fournies par des partenaires du projet (les laboratoires du F.B.H et de l' I.A.F en Allemagne) fonctionnant respectivement autour de 810 nm et 950 nm. Nous présentons les résultats obtenus avec une diode fournie par nos collègues du F.B.H. fonctionnant autour de 805 nm. Grâce à l'insertion du cristal photoréfractif,

**Fig. 3.19.** Source à diode laser à structure évasée montée en cavité étendue.



**Fig. 3.20.** Spectres d'émissions de la source à diode laser à structure évasée montée en cavité étendue : sans et avec cristal intracavité.

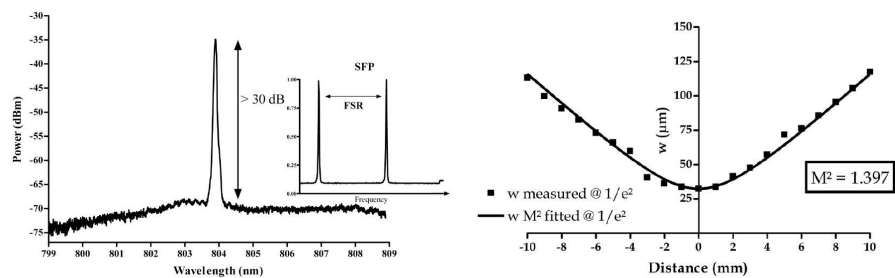


un fonctionnement en régime monomode est présenté sur la figure 3.21 pour une puissance de sortie de 1,2 W (courant d'injection  $I = 3,5$  A). Le spectre mesuré à l'analyseur de spectre optique présente un seul pic, avec un taux de suppression des modes latéraux supérieur à 30 dB. Le régime d'oscillation monomode est contrôlé à l'aide du signal de transmission d'un Fabry-Perot confocal à balayage (encart de la figure 3.21). La qualité spatiale du faisceau reste très bonne, la mesure du facteur  $M_x^2$  est présentée sur la figure 3.21 et montre une valeur égale à 1,4.

### 3.5.3 Modélisations numériques

Dans le cadre du projet Européen WWW.BRIGHTER.EU, nous avons démarré une collaboration avec E. LARKINS et S. SUJECKI de l'Université de Nottingham (UK), spécialistes en modélisations numériques de structures semi-conductrices. Ces travaux ont conduit à la simulation numérique complète du comportement modal d'une source à diode laser évasée montée en cavité étendue [63, 64].

**Fig. 3.21.** Spectre d'une source à diode laser évasée montée en cavité auto-organisable. La puissance de sortie est de 1,2 W. Encart : spectre mesuré à l'aide d'un Fabry-Perot confocal à balayage. Mesure du facteur  $M_x^2$  pour une puissance de sortie de 1,2 W.



## 3.6 Conclusions

Nous avons démontré le fonctionnement en régime monomode de sources à diode laser limitée par diffraction et montée dans une géométrie de cavité étendue qui intègre un cristal photoréfractif. Nous avons mis en évidence ainsi la capacité du filtre Fabry-Perot photoréfractif à forcer ces sources à osciller en régime monomode, en l'absence de tout autre filtre dans la cavité. Notre étude a couvert une large gamme de longueurs d'onde de fonctionnement (660, 800, 950 et 1550 nm), et de puissance (de seulement quelques mW à 1 W). Outre l'effet de sélection entre les modes longitudinaux, nous avons présenté un résultat tout à fait original sur la capacité du filtre Fabry-Perot photoréfractif à agir sur les pertes des modes transverses d'une cavité laser. Ce principe de fonctionnement a été étudié dans une source à diode laser à ruban large.



# Source à diode laser à adressage optique de la longueur d'onde

Nous avons étudié une source à diode laser accordable dont la longueur d'onde de fonctionnement est fixée par l'injection optique temporaire d'un faisceau issu d'un laser maître. Cette source présente la particularité de disposer dans sa cavité d'un milieu holographique dynamique de type photoréfractif qui lui permet, après arrêt de l'injection, de conserver un fonctionnement à la longueur d'onde préalablement imposée par le laser maître. En utilisant un laser maître accordable en longueur d'onde, nous avons réalisé l'adressage optique d'une telle source suivant un peigne de longueurs d'onde quasi périodique.

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Intérêt d'un fonctionnement en régime d'injection optique . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>4.2</b>	<b>Contexte des sources à diode laser accordables pour les télécommunications optiques . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>4.3</b>	<b>Adressage optique via un laser maître accordable . . . . .</b>	<b>65</b>
4.3.1	Banc d'injection . . . . .	65
4.3.2	Mémorisation de l'état d'injection . . . . .	65
4.3.3	Accordabilité sur une grille de longueurs d'onde . . . . .	67
<b>4.4</b>	<b>Adressage optique via une source large bande accordable . . . . .</b>	<b>67</b>
4.4.1	Source et banc d'injection . . . . .	69
4.4.2	Adressage optique par une source large bande . . . . .	69
4.4.3	Fonctionnement multi-stable d'un laser sur une plage de 20 nm . . . . .	70
<b>4.5</b>	<b>Brevets et tentative de transfert industriel . . . . .</b>	<b>73</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion et Prospective : étude d'une source transparente en longueur d'onde pour le réseaux d'accès . . . . .</b>	<b>73</b>

---

## 4.1 Intérêt d'un fonctionnement en régime d'injection optique

Nos études sur les cavités laser auto-organisables ont montré que l'insertion d'un milieu holographique dans différents types de cavités permet de forcer un laser à osciller sur un seul mode. En revanche, le processus d'auto-organisation dynamique, qui conduit à ce régime d'oscillation monomode stable, ne permet pas de prédire le mode qui sera sélectionné et donc la longueur d'onde de fonctionnement du laser.

Pour remédier à cette difficulté, j'ai proposé d'étudier le comportement de ce type de laser en régime d'injection optique. En effet, il est bien connu que l'injection d'une partie d'un faisceau émis par un laser externe, dit "maître" et supposé monomode, dans la cavité d'un second laser, dit "esclave", permet de contrôler la longueur d'onde de ce dernier à une valeur très proche (voire identique) de celle du premier. En revanche, dès que l'injection s'arrête, le laser esclave rebascule vers sa longueur d'onde de fonctionnement qui, dans le cas général, est différente. Pour un laser esclave qui comporte un cristal photoréfractif, nous démontrons à la suite un effet de mémorisation de la longueur d'onde de fonctionnement fixée lors de la phase d'injection. En effet, le réseau d'indice enregistré dans le cristal lors de la phase d'injection temporaire reste présent une fois l'injection éteinte (le laser esclave reste allumé). Il force alors le laser esclave à maintenir une longueur d'onde très voisine de celle du laser maître. Ceci démontre une fonction d'adressage optique de la longueur d'onde d'un laser.

Nous avons démontré ce principe sur une source esclave à diode laser, limitée par diffraction et fonctionnant autour de 1550 nm, montée dans une cavité étendue qui intègre un cristal photoréfractif de CdTe (source présentée au § 3.3.2 p. 45). En injectant une fraction du faisceau issu d'une source maître accordable et monomode dans la source esclave, nous avons pu imposer sa longueur d'onde de fonctionnement qui a été conservée après arrêt de l'injection. En reproduisant l'expérience pour diverses longueurs d'onde, le laser esclave a pu être accordé sur 27 longueurs d'onde réparties sur une plage de 12 nm. Ce fonctionnement très original a fait l'objet d'un brevet CNRS publié en France, avec extension internationale PCT [65]. Dans ce brevet est également revendiqué le fonctionnement d'une batterie de lasers esclaves dont la longueur d'onde est, indépendamment et individuellement, commandée par un seul laser maître accordable.

En revanche, pour que le laser esclave se calle sur la longueur d'onde du laser maître, supposé monomode, il est nécessaire (entre autre) que celle-ci soit voisine d'un mode de la cavité esclave. L'écart diffère selon les puissances en jeu mais reste de l'ordre de quelques pm ! Afin de résoudre cette difficulté expérimentale, j'ai suggéré que nous testions cette injection en utilisant comme source maître externe, non plus un laser, mais une source d'émission spontanée amplifiée filtrée par un filtre passe-bande centré sur la longueur d'onde de fonctionnement désirée (§ 4.4). L'idée a été validée au cours du stage de fin d'études d'ingénieur de Pierre BOUCARD (période avril 05 - sept. 05), en collaboration avec la société Kyliya. Elle a fait également l'objet d'une protection par un brevet CNRS publié en France, avec extension internationale PCT [66]. Au cours de cette collaboration, une maquette a pu être fabriquée qui a permis de valider les principes et d'atteindre des performances inégalées par notre montage de laboratoire.

## 4.2 Contexte des sources à diode laser accordables pour les télécommunications optiques

Le domaine des lasers accordables pour les télécommunications optiques a connu récemment de nombreux développements. Ils permettent aux réseaux de communication optique de type WDM d'être plus flexibles et potentiellement reconfigurables. Les techniques les plus répandues consistent à disposer dans un laser à semi-conducteur d'une section à réseau de Bragg (diode laser de type DBR) où à réseau de Bragg échantillonné (diode laser de type SGDBR) [67]. Une

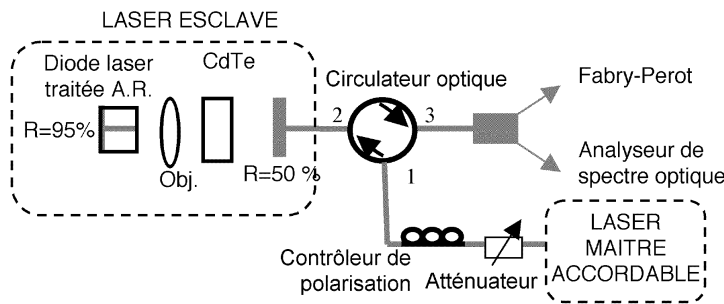


Fig. 4.1. Schéma du banc d'injection optique avec un source laser maître.

des variantes consiste à disposer d'une source à diode laser de type cavité étendue où le réseau de Bragg est inscrit dans une fibre optique [68].

### 4.3 Adressage optique via un laser maître accordable

#### 4.3.1 Banc d'injection

Le laser esclave qui est utilisé dans le banc d'injection optique décrit sur la figure 4.1 est la source à diode laser auto-organisable dont nous avons présenté les performances au § 3.3.2 p. 45. On rappelle que grâce à l'insertion du cristal photoréfractif, elle oscille en régime monomode autour de 1580 nm. Le faisceau de sortie est couplé dans une fibre optique monomode reliée au port 2 d'un circulateur optique fibré. Le port 1 est relié au laser maître, une source à diode laser accordable continûment de 1480 à 1600 nm<sup>1</sup>. Un atténuateur variable et un contrôleur de polarisation sont disposés après la source afin de fixer le niveau de puissance et l'état de polarisation du faisceau injecté dans le laser esclave. Les propriétés spectrales du faisceau provenant du laser esclave sont analysées à l'aide d'un Fabry-Perot confocal à balayage et d'un analyseur de spectre optique (ASO) reliés à un coupleur 50/50 connecté au port 3 du circulateur.

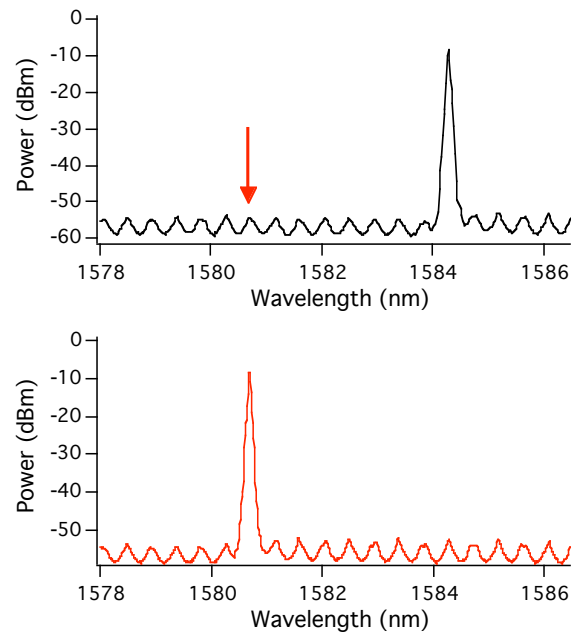
#### 4.3.2 Mémorisation de l'état d'injection

Le laser esclave est dorénavant soumis à l'injection dans sa cavité d'une partie du faisceau issu d'un laser maître (voir schéma de la figure 4.1). Sous certaines conditions, liées à la puissance du faisceau injecté, à son désaccord en fréquence avec un mode du laser esclave et à son état de polarisation, le laser maître réussit à imposer son fonctionnement au laser esclave. Ce dernier oscille alors à une longueur d'onde proche, voire identique, à celle du laser maître. Sans cristal photoréfractif, ce verrouillage de mode ne dure que le temps de l'injection, le laser esclave retrouvant son fonctionnement propre une fois que l'injection s'arrête. Dans le cas où le laser esclave intègre un cristal photoréfractif, on s'attend à un comportement différent. Au cours de la phase d'injection, le réseau de Bragg qui s'inscrit dans le cristal est adapté au mode qui est verrouillé en phase avec le mode du laser maître. Dès que le laser maître est éteint, et en respectant des conditions de puissance, le réseau présent dans le cristal est conservé et continue à imposer au laser esclave un fonctionnement autour de la longueur d'onde précédemment fixée par le laser maître. La longueur d'onde imposée au cours de la phase d'injection est en quelque sorte mémorisée dans le milieu holographique et permet donc un adressage tout optique de la longueur d'onde du laser esclave.

La puissance injectée dans le laser esclave est ajustée autour de 100  $\mu$ W. Lorsqu'il est isolé du laser maître, le laser esclave oscille autour de 1584,3 nm (voir le spectre du haut de la figure 4.2 enregistré à l'ASO). Le laser maître est allumé et sa longueur d'onde est finement ajustée autour

<sup>1</sup>Produit commercial : source Tunic de chez Photonetics.



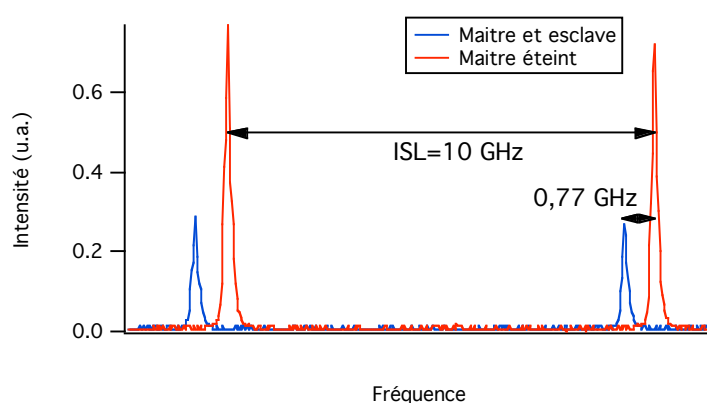


**Fig. 4.2.** Spectres du laser esclave enregistrés à l'analyseur de spectre optique. En haut : spectre initial, la flèche indique la position en longueur d'onde du laser maître. En bas : spectre final après extinction du laser maître.

de la longueur d'onde 1580,7 nm (pointée par la flèche sur le spectre de la diode isolée) jusqu'à observer le phénomène de verrouillage de mode. La fréquence du laser maître est alors voisine d'une résonance de la cavité du laser esclave. La longueur d'onde de fonctionnement du laser esclave est alors imposée par le laser maître. Un nouveau réseau photoréfractif s'inscrit dans le cristal. Le laser maître est alors éteint, le spectre du laser esclave est présenté en bas de la figure 4.2 et démontre le fonctionnement du laser esclave autour de la longueur d'onde imposée par le laser maître lors de la phase d'injection.

L'analyse spectral au Fabry-Perot du spectre de sortie au cours de la phase d'adressage optique révèle que la fréquence du laser esclave ne coïncide pas exactement avec celle du laser maître. Le spectre Fabry-Perot du laser esclave verrouillé en phase avec le laser maître est présenté en bleu sur la figure 4.3. L'intervalle spectral libre du Fabry-Perot utilisé est 10 GHz et correspond à l'écart entre les deux pics. Après coupure du faisceau laser maître, le spectre du laser esclave est indiqué par la trace rouge. Un écart systématique est observé entre les deux situations. Dans l'exemple donné ici, la différence de fréquence entre le laser maître et le laser esclave vaut 770 MHz (6,4 pm). Cet écart systématique s'explique par l'effet du couplage phase-amplitude qui a lieu dans les milieux à semi-conducteurs. Le pic d'intensité en présence du laser maître est plus petit que celui de la trace rouge, ce qui peut paraître surprenant. En réalité, le spectre mesuré est celui du faisceau issu du laser esclave qui interfère avec celui du laser maître (une partie du faisceau maître est réfléchi par le miroir de la cavité étendue). Il existe une relation de phase entre ces deux faisceaux, ce qui explique que le pic de la trace bleue soit plus faible que le pic de la trace rouge. Le rapport entre les pics n'est pas systématiquement identique à celui reporté sur la figure 4.3 et varie en fonction des conditions d'injection : puissance du laser maître et écart en fréquence par rapport à un mode de la cavité esclave.

Ce résultat démontre un comportement absolument original d'un laser soumis à une injection optique et qui est capable de mémoriser son fonctionnement imposé par le laser maître. Il faut souligner que pour ces premières expériences, seules les fréquences de résonance voisines d'un



**Fig. 4.3.** Spectres Fabry-Perot du laser esclave, soumis à l'injection du laser maître (en bleu), et après extinction du laser maître (en rouge).

maximum du *ripple*<sup>2</sup> de la diode pouvait être mémorisés. Il était alors impossible de conserver la mémoire de l'état injecté lorsque la fréquence du laser maître ne se situait pas autour d'un maximum du ripple. La période du ripple est reliée à l'ISL de la diode laser traitée A.R. et vaut approximativement 0,4 nm.

#### 4.3.3 Accordabilité sur une grille de longueurs d'onde

L'opération d'adressage optique du laser esclave est renouvelée plusieurs fois pour diverses longueurs d'onde de fonctionnement du laser maître, tout en conservant pour le laser esclave un courant d'injection fixe. Le spectre initial du laser esclave est présenté sur la figure 4.4. Le laser fonctionne alors à 1584,3 nm. La superposition de l'ensemble des spectres obtenus en sortie du laser esclave après injection temporaire du faisceau issu du laser maître, est présentée sur la figure 4.5. Comme évoqué au paragraphe précédent, les longueurs d'onde de fonctionnement coïncident systématiquement avec un maximum du ripple de la diode. On a ainsi pu accorder la diode laser esclave auto-organisable sur plus de 27 longueurs d'onde différentes et ce, par adressage optique. Le taux de suppression sur l'ensemble des spectres reste meilleur que 40 dB. Il est à noter qu'à chaque phase d'injection, le réseau initialement présent dans le cristal s'efface automatiquement pour laisser place à un nouveau réseau adapté à la nouvelle longueur de fonctionnement du laser. Cet effacement provient de l'établissement dans la cavité du laser esclave d'une nouvelle longueur d'onde de fonctionnement qui inscrit un nouveau réseau, tout en effaçant le réseau précédent.

En dehors de cette plage de fonctionnement, l'effet du verrouillage en phase avec le laser maître est toujours présent. En revanche, les longueurs d'onde imposées par le laser maître ne peuvent être mémorisées par le réseau holographique. La différence de pertes imposées par le réseau n'est alors plus suffisante pour compenser la courbure de gain du milieu à semi-conducteur.

Les carrés reportés sur la figure 4.5 correspondent à la mesure de l'écart entre deux longueurs d'onde adjacentes. La périodicité est autour de 0,4 nm mais présente un écart systématique autour de 0,1 nm. Une analyse plus précise du spectre d'émission spontanée du laser esclave met en évidence la présence d'un effet Fabry-Perot parasite qui s'est avéré provenir du coupleur de sortie. Ceci explique pourquoi les modes de la cavité du laser esclave ne sont pas périodiquement espacés.

## 4.4 Adressage optique via une source large bande accordable

L'adressage en longueur d'onde démontrée à l'aide d'un laser maître nécessite de contrôler avec précision sa longueur d'onde relativement à la position d'un mode de la cavité esclave.

<sup>2</sup>Le ripple qualifie les modulations périodiques présentes sur le spectre d'émission spontanée d'une diode.

Fig. 4.4. Spectre initial du laser esclave isolé.

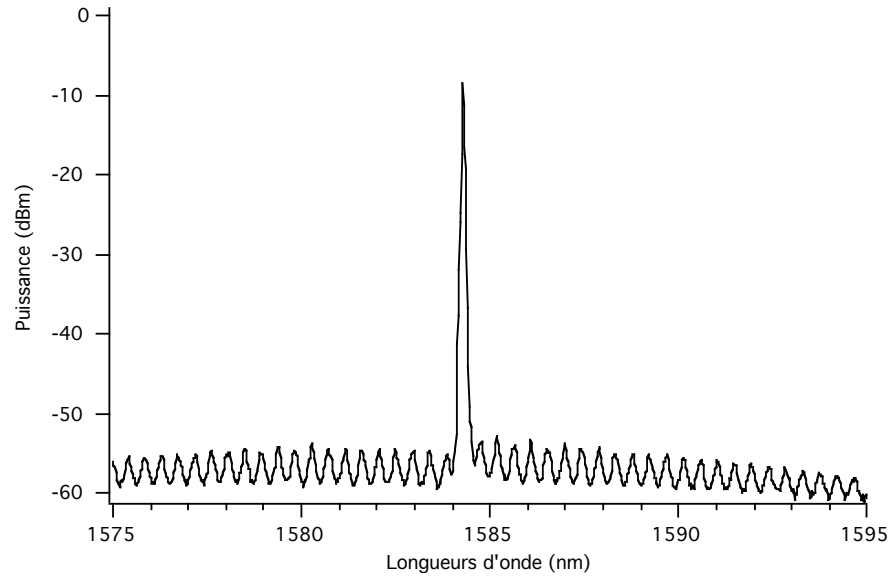
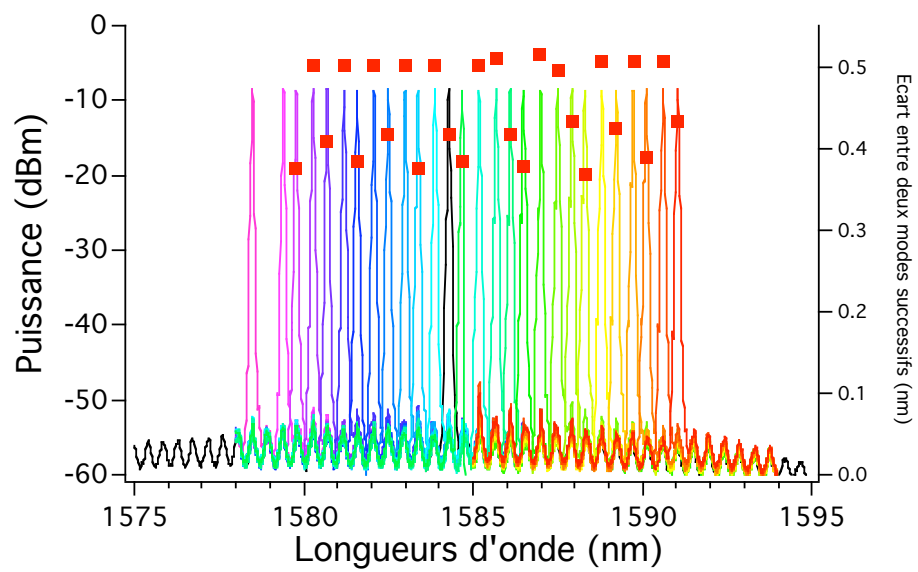
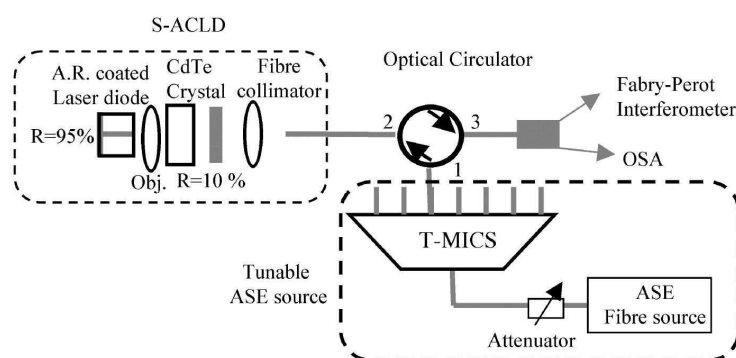


Fig. 4.5. Superposition des spectres du laser esclave obtenus après plusieurs injections temporaires du faisceau issu du laser maître accordable.





**Fig. 4.6.** Schéma du banc d'injection optique utilisant une source large bande comme source maître.

Lorsque le désaccord est trop grand, le laser maître ne perturbe pas le fonctionnement de l'esclave. Il est alors nécessaire de disposer d'une précision d'ajustement de la fréquence du laser maître à mieux que le GHz. Par ailleurs, la direction de polarisation du faisceau maître incident ne doit pas être orthogonale à celle du mode de la cavité esclave.

Afin de remédier à ces difficultés expérimentales, j'ai proposé de remplacer le laser maître par une source multispectrale ou large bande, de type source d'émission spontanée amplifiée (ASE) filtrée. L'utilisation d'une source large bande injectée dans le laser esclave revient à modifier sur une bande spectrale restreinte l'émission spontanée émise par l'esclave pour destabiliser son fonctionnement. Ce faisant, il n'est pas nécessaire de contrôler avec précision le spectre de la source externe. Par ailleurs, la bande spectrale couvre plusieurs modes longitudinaux du laser esclave.

Cette étude s'est déroulée dans le cadre du stage de fin d'études de Pierre BOUCARD, en collaboration avec la société Kyliya (voir le § 4.5).

#### 4.4.1 Source et banc d'injection

La source laser auto-organisable a été légèrement modifiée. Elle est construite sur la base d'une diode laser traitée A.R. utilisée dans les sources accordables TUNICS. La réflectivité du coupleur de sortie a été également abaissée à 10%. Le schéma du banc d'injection est très similaire à celui que nous avons utilisé pour l'injection par une source laser. Il est présenté sur la figure 4.6. Comme précédemment la source laser auto-organisable fonctionne autour de 1580 nm. La source large bande est constituée d'une source ASE qui contient une fibre dopée Erbium pompée et qui émet une puissance de sortie de plus de +10 dBm sur la plage 1565-1610 nm (source ASE en Bande L). Un atténuateur fibré permet de contrôler la puissance qui sera injectée dans le laser esclave. La sortie de la source est alors filtrée à travers un filtre étroit accordable en longueur d'onde. Pour toutes les expériences, ce filtre est en réalité un démultiplexeur/multiplexeur (DWDM-MUX) accordable développé et commercialisé par la société Kyliya sous le nom T-MICS. Pour chacune des sorties il est possible de faire varier la longueur d'onde du canal sélectionné, ainsi que la largeur spectrale du filtre entre 20 et 50 GHz. L'ensemble Source ASE-Atténuateur-T-MICS constitue la source large bande accordable qui génère un spectre dont la largeur pourra être ajustée, ainsi que la longueur d'onde centrale.

#### 4.4.2 Adressage optique par une source large bande

Les puissances mises en jeu avec la source large bande sont plus faibles que dans la situation de l'utilisation d'un laser maître. Les résultats qui sont présentés à la suite ont été obtenus avec une puissance de sortie du laser esclave égal à +1,9 dBm. La largeur spectrale de la source large bande est fixée à 45, GHz et sa puissance mesurée juste avant le coupleur de sortie du laser esclave vaut -15,3 dBm.

Les spectres de la figure 4.7 illustrent le processus d'adressage du laser esclave. Au cours de la série de spectres (a) à (l), on a déplacé la longueur d'onde centrale de la source large bande sur 1 nm dans le sens indiqué par la flèche. Au départ, la longueur d'onde du laser esclave vaut 1577,5 nm et la longueur d'onde centrale de la source large bande vaut 1582,7 nm (spectre (a)). En comparant les spectres (a), (b) et (c), on constate que le laser esclave fonctionne toujours à la même longueur d'onde. En revanche, la source large bande est amplifiée au fur et à mesure de son déplacement. Cette amplification s'accompagne d'une légère hausse des pics d'ASE du laser esclave. Le spectre (d) coïncide avec la situation où le laser esclave est destabilisé par la présence de la source large bande, le pic laser initialement à 1577,5 nm a disparu et on constate une très forte amplification du spectre d'ASE du laser esclave. Il n'est alors plus possible de distinguer le spectre du laser esclave de celui de la source large bande. A partir du spectre (g), il est de nouveau possible de les distinguer. On constate alors que le pic du laser esclave s'est déplacé à la longueur d'onde de 1582,4 nm. Il conserve sa position même si le spectre de la source large bande continue son déplacement. L'expérience montre alors que dans les situations des spectres (h) à (k), le laser esclave mémorise la longueur d'onde imposée après coupure du faisceau issu de la source maître. Si la longueur d'onde centrale de la source continue son déplacement, une nouvelle situation de destabilisation apparaît et le pic du laser esclave se retrouve à une nouvelle longueur d'onde (spectre (l)).

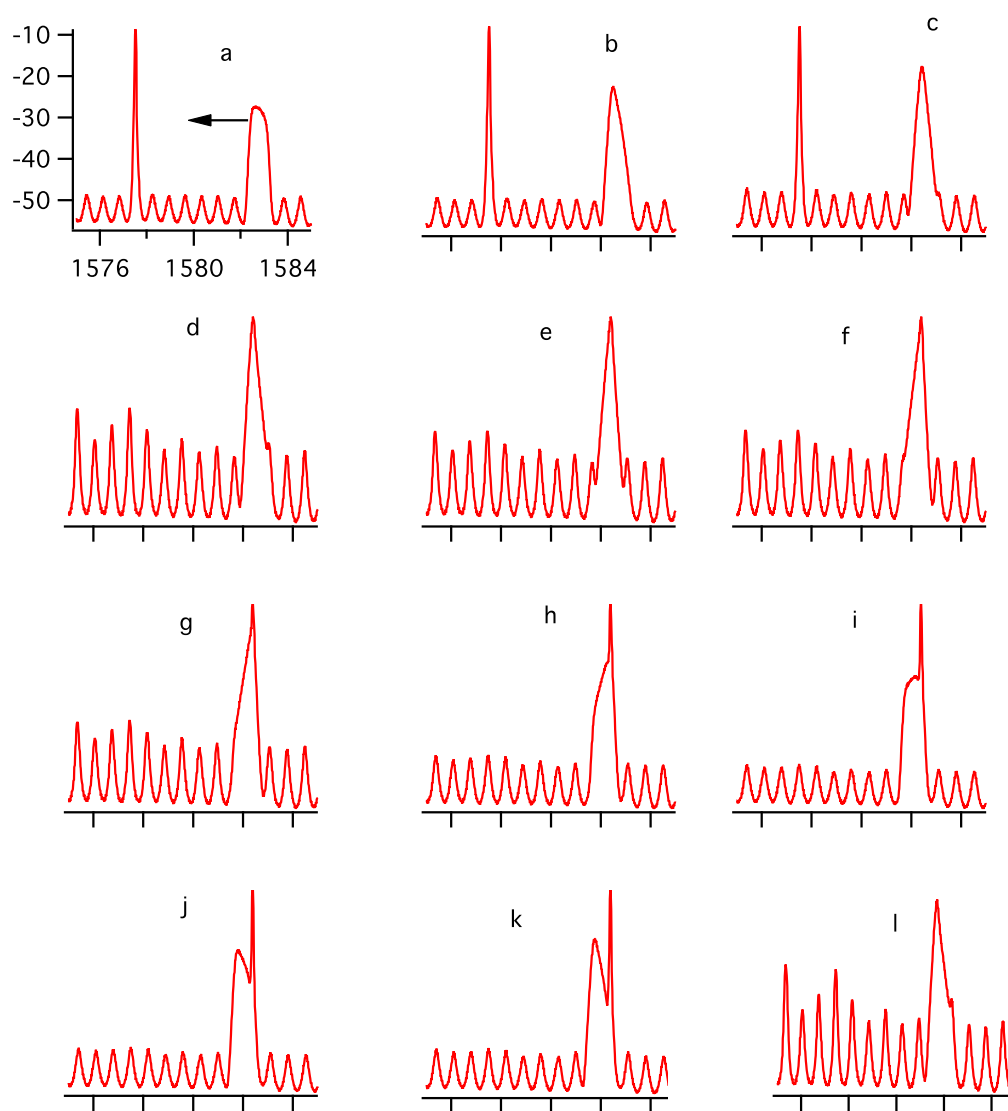
Cette série de spectres illustre parfaitement le processus d'adressage optique par la source large bande. Elle met en exergue un aspect très important que nous avons également constaté avec le laser maître : pour que l'adressage optique s'opère, il est nécessaire que le spectre de la source large bande soit légèrement décalé par rapport au mode de la cavité esclave du côté des courtes longueurs d'ondes (spectre (h) à (k)). Cet effet est sans doute la conséquence de l'asymétrie du gain discutée p. 39.

Nous avons vérifié qu'un processus similaire apparaît avec une largeur spectrale pour la source externe réduite à 20 GHz. Dans ces deux situations, nous avons pu accorder en longueurs d'onde le laser esclave de 1572,6 nm à 1586 nm comme l'illustrent les spectres de la figure 4.8. Ils correspondent à 19 longueurs d'onde adressées avec un écart de fréquence entre deux canaux successifs compris entre 82 et 86 GHz, l'ISL de la diode laser traitée A.R. Le spectre de la source large bande utilisé pour chaque longueur d'onde adressée est tracé en traits pointillés. Ces spectres sont systématiquement centrés à une longueur d'onde plus courte que celle du laser esclave programmé.

#### 4.4.3 Fonctionnement multi-stable d'un laser sur une plage de 20 nm

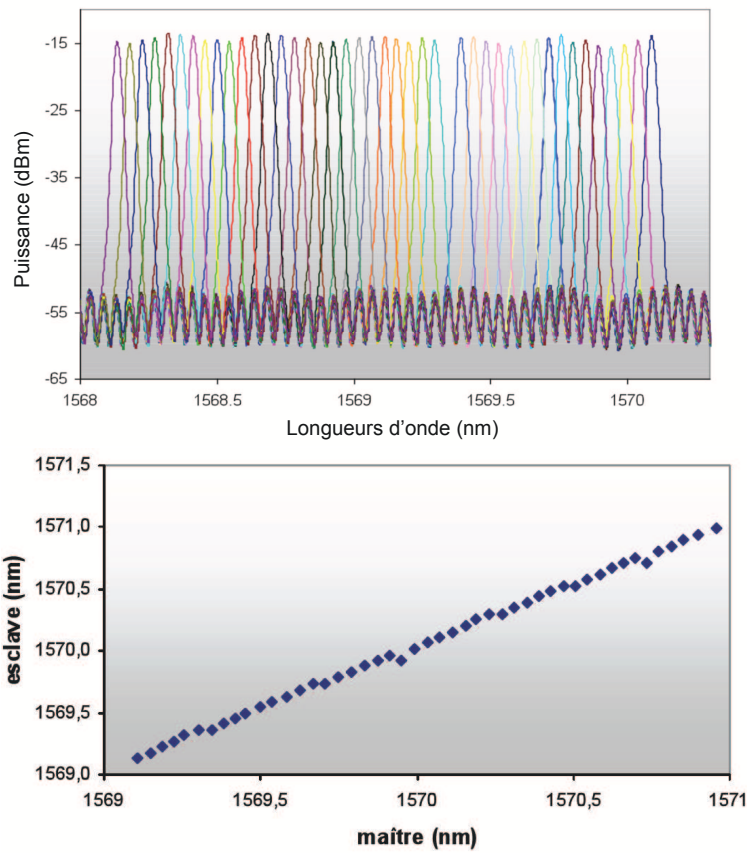
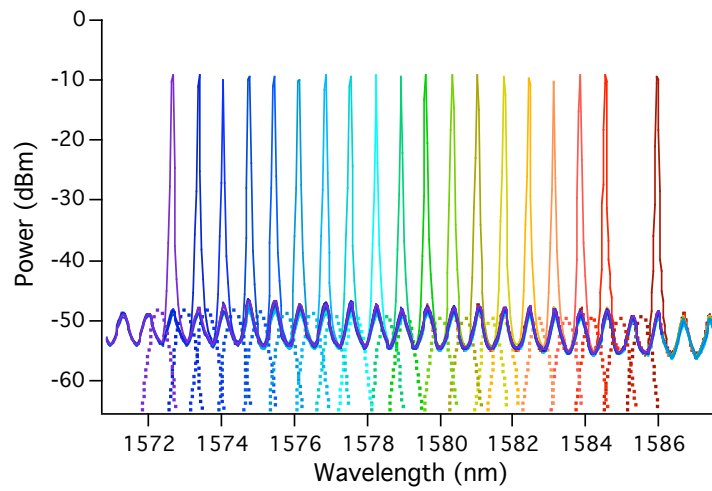
Afin de s'affranchir des modulations de pertes induites par la diode laser (effet de *ripple*), une seconde maquette a été montée qui utilise une diode laser dont le mode laser présente une courbure. Alors que le mode se réfléchit à l'incidence normale sur la face arrière, il se réfléchit sur la face avant avec un angle de quelques degrés. Le recouvrement entre le mode et l'onde réfléchie sur la face avant est alors fortement réduit contrairement à une diode standard. Le coefficient de réflexion de la face de sortie se trouve alors fortement réduit.

Grâce à cette nouvelle maquette, nous avons réussi à adresser **tous** les modes longitudinaux du laser esclave sur une plage de 20 nm ! La superposition des spectres associés sur une plage de 2 nm est donnée sur la figure 4.9, ainsi qu'un graphe qui reporte les longueurs d'onde adressées du laser esclave en fonction de la longueur d'onde du laser maître. L'écart entre chaque point correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité du laser esclave. L'adressage fonctionne aussi bien avec un laser maître ou une source large bande.



**Fig. 4.7.** Série de spectres enregistrés au cours du déplacement en longueur d'onde du spectre de la source large bande vers les plus petites longueurs d'onde (sens de la flèche).

**Fig. 4.8.** Superposition de spectres du laser esclave après adressage optique via la source large bande. Les spectres de la source large bande utilisée pour chaque longueur d'onde adressée sont tracés en traits pointillés.



**Fig. 4.9.** Adressage optique de tous les modes longitudinaux d'une source à diode laser à angle (extrait sur une plage de 2 nm).

## 4.5 Brevets et tentative de transfert industriel

Cette activité de recherche a donné lieu au dépôt de deux brevets CNRS intitulés “Sources laser accordable à adressage optique de la longueur d’onde” (dépôt en 2004) et “Dispositif optique pour l’adressage d’une cavité esclave par une source large bande” (dépôt en 2005). Ces brevets ont tous les deux fait l’objet de dépôt d’extensions internationales PCT (Europe, USA, Canada, Chine, Japon,...) [65, 66].

Dans le cadre d’une action de valorisation opérée par la société FIST pour le compte du CNRS, nous avons signé un accord de secret sur ces thèmes avec la société KYLIA (Paris) qui était intéressée par nos travaux. Nous avons initié alors une collaboration qui s’est traduite par la réalisation d’un prototype de source à diode laser fonctionnant autour de 1550 nm. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du stage de Master de Pierre BOUCARD, que j’ai encadré. Au cours de ce travail, nous avons pu valider l’idée que j’avais proposée d’adresser la longueur d’onde de la source, non plus avec une source laser externe, mais à l’aide d’une source large bande (qui fait l’objet du second brevet). Nous avons obtenu d’excellentes performances sur ce prototype. Nous avons alors décidé, d’un commun accord, de continuer la collaboration au travers d’une thèse co-financée de type CIFRE. Nous avons recruté ensemble un candidat. Au moment de la négociation sur un contrat de coopération entre le CNRS et Kylaia, la société Kylaia a décidé de mettre un terme à la collaboration. Le désaccord portait sur des droits de licence sur les brevets.

## 4.6 Conclusion et Prospective : étude d’une source transparente en longueur d’onde pour le réseaux d’accès

Ces travaux présentent le fonctionnement très original d’un laser en régime d’injection optique. Pour la première fois, à ma connaissance, un effet mémoire sur les conditions d’injection est démontré. Cette étude est à placer dans le contexte du fonctionnement d’un laser en régime d’injection, mais peut se présenter également comme la réalisation d’une source laser multistable. L’injection optique est un moyen de programmer le point de fonctionnement.

Un des bénéfices de la collaboration avec Kylaia a été d’identifier une éventuelle application de ce dispositif dans le contexte des sources à diode laser transparentes en longueur d’onde pour, notamment, une utilisation dans les futurs réseaux optiques WDM pour l’accès (WDM-PON, pour WDM *Passive Optical Networks*). Actuellement, les sources transparentes en longueur d’onde sont constituées de diode laser de type Fabry-Perot ou d’amplificateur à semi-conducteur réfléchissant, dont la longueur d’onde est fixée par injection depuis un central d’une source ASE large bande. La technique est donc très proche du principe que nous avons étudié, avec une différence majeure qui porte sur le caractère temporaire de l’injection. Or dans les solutions proposées actuellement (dont certaines sont installées) la présence en permanence du faisceau d’injection est problématique. Ce faisceau, relativement puissant, ajoute par diffusion Rayleigh une contribution de bruit non négligeable sur les récepteurs. Cette limite n’existerait pas avec notre technique et pourrait également nécessiter moins de puissance. Enfin, nous démontrons des SMSR très bons, de l’ordre de 35 dB, et un accord sur un peigne de fréquences très dense<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>... pour évoluer vers le DDDDDWDM!





## Bilan sur la thématique

J'ai conduit ces travaux sur les sources à diode laser auto-organisables de 1998 à 2006, pendant 8 ans. Ce projet de recherche s'inscrivait dans la suite des travaux du groupe MANOLIA sur le fonctionnement de lasers de type 4 niveaux dont la cavité intègre un cristal photoréfractif. Il visait à étendre ce principe aux sources à diode laser.

Nous avons ainsi démontré l'effet de sélection spectrale sur les modes longitudinaux dans des sources à diode laser limitée par diffraction et montée en cavité étendue. Cette géométrie de cavité originale a été étudiée sur une large gamme de longueurs d'onde de fonctionnement, de 630 à 1550 nm, et sur une large gamme de puissance, de quelques mW à 1 W. Nous avons également mis en évidence un comportement tout à fait original du filtre holographique dans une cavité laser comprenant une multitude de modes transverses. Cette démonstration de principe a été faite dans une source à diode laser à ruban large montée en cavité étendue. Elle a permis de montrer l'extension de la plage de fonctionnement monomode d'une source laser comportant une multitude de modes transverses. Par un choix judicieux de la géométrie de la cavité, il est donc possible d'utiliser le filtre holographique dynamique comme un filtre spatial et spectral. Enfin, nous avons étudié le comportement multistable d'une source à diode laser auto-organisable soumise à une injection optique temporaire. Nous démontrons l'effet de mémorisation du fonctionnement d'un laser esclave qui est imposé par l'injection temporaire d'un faisceau issu d'une source laser ou d'une source large bande externe.

Ce résumé des actions de recherche entreprises sur cette thématique montre qu'elles n'ont pas simplement consisté à reproduire les expériences qui avait été faites précédemment dans des lasers solides. Nous avons pris prétexte de la souplesse et de la variété des fonctionnements des sources à diode laser pour démontrer de nouvelles fonctionnalités. Les principes démontrés ne sont d'ailleurs par simplement restreints aux lasers à semi-conducteurs.

Après avoir démontré ces nouvelles fonctionnalités, les perspectives de ces travaux auraient dû naturellement se tourner vers une approche d'optimisation systématiques du fonctionnement de ces sources, en fonction d'applications dédiées. Cette approche aurait nécessité, en partie, de s'appuyer sur des travaux poussés de simulation. Une telle orientation, tournée vers des applications, ne correspondait ni à mes affinités, ni à mes compétences.

Dans le cas des sources à diode laser limitée par diffraction, et en s'appuyant sur des modélisations poussées de la propagation dans les milieux à gain semi-conducteurs, il serait sans doute intéressant d'optimiser la géométrie des cavités étendues : longueur de la cavité externe, épaisseur du cristal et réflectivité du coupleur de sortie. Dans nos toutes premières démonstrations de principe autour de 810 nm, la réflectivité du coupleur de sortie était sans doute bien trop grande et la plage de fonctionnement monomode était relativement restreinte. Une étude complète serait nécessaire pour bien comprendre et identifier les phénomènes à l'ori-

gine de ces limitations, en premier lieu l'étendue spectrale des effets de saturation.

Concernant les effets de filtrage sur les modes transverses d'une cavité laser, j'avais commencé à étudier l'utilisation d'un tel filtre holographique dans des cavités destinées à la mise en phase de lasers. Il serait sans doute très intéressant d'étudier plus systématiquement l'apport de filtres dynamiques dans des cavités laser, qui seraient combinés avec des filtres statiques. C'est sans doute l'orientation qui m'aurait le plus attiré si j'avais souhaité continuer cette thématique.

Un très bon exemple de l'apport d'un filtre holographique dynamique est donné dans le comportement de sources à diode laser soumises à l'injection optique. Le filtre holographique est essentiel à l'observation d'un comportement multistable de la source. Il serait d'ailleurs très intéressant et original, d'appliquer le même principe à un laser auto-organisable dont la cavité présente une multitude de modes transverses. L'injection optique a déjà été utilisée pour le contrôle spatial de l'émission d'une diode laser à ruban large. Un phénomène de *programmation* du mode transverse d'un laser pourrait parfaitement être observé. Dans le cas d'une cavité dédiée à la mise en phase de lasers, on pourrait imaginer contrôler ainsi, par injection temporaire, un mode transverse particulier. Dans ce cas, le fonctionnement multistable concerne la structure transverse et pourrait trouver des applications dans la commutation spatiale (?)..

Pour revenir au fonctionnement des sources à diode laser auto-organisable à adressage optique de la longueur d'onde, j'ai eu l'occasion, à plusieurs reprises, de tenter de mettre en place des projets collaboratifs sur le développement de nouvelles sources à diode laser transparentes en longueur d'onde pour les télécommunications optiques. Cette expérience, et notamment l'échec de la collaboration avec Kylaia, m'a beaucoup appris sur les difficultés pour un chercheur (dont la motivation première n'est pas *toujours* de créer son activité entrepreneuriale) de conduire une démarche de valorisation. Elle m'a appris qu'un chercheur n'était certainement pas la personne la plus compétente pour accompagner une démarche de valorisation. Face à un industriel, le chercheur offre ses compétences et son expertise. Elles ne forment qu'une très infime partie des compétences nécessaires à une action de valorisation réussie. De mon point de vue restreint de chercheur de base, je reste toujours persuadé des potentialités de notre approche qui attire par sa fonctionnalité mais qui semble se butter à la difficulté (ou aux coûts) que représente la conception d'une source à diode laser auto-organisable tout intégrée.<sup>1</sup>

Au delà du bilan du chercheur, qui a le sentiment d'avoir contribué à mener à terme une activité de recherche, je voudrais souligner à quel point cette période a été également très satisfaisante et très enrichissante pour l'enseignant-chercheur que je suis. Par exemple, mes compétences acquises dans l'enseignement de travaux dirigés (TD) en Optique de Fourier m'ont été extrêmement profitables pour mener à bien les études sur les diodes laser à ruban large montée en cavité étendue. A l'inverse, sur la base des compétences acquises dans la simulation de ces sources, j'ai proposé d'introduire des TD en Optique Guidée sur la simulation de la propagation des ondes dans des guides par BPM. Cette connexion entre nos sujets de recherche et d'enseignement fait partie des aspects les plus intéressants de notre métier. La thématique que je présente dans la deuxième partie, s'enrichit des compétences que j'acquiers dans l'enseignement d'un cours de Master intitulé Electromagnétisme nonlinéaire (et inversement d'ailleurs).

---

<sup>1</sup>C'est une question de prise de risques.

Deuxième partie

**Nonlinéarités dans des  
nanostructures semi-conductrices**



# Guides à mode lent et microcavités nonlinéaires en semi-conducteurs

Ce chapitre traite de la nouvelle thématique de recherche que je conduis depuis 2007. Elle est consacrée au renforcement des interactions nonlinéaires dans des milieux micro-structurés en semi-conducteurs. La première étape a nécessité le développement complet d'une source OPO accordable en longueur d'onde et délivrant des impulsions picosecondes. Nous démontrons à la suite des effets d'exaltation des nonlinéarités d'ordre 3 dans des nano-guides et des guides à cristal photonique qui fonctionnent en régime de lumière lente. Une dernière partie est consacrée à l'étude de la diffusion Raman stimulée dans une microcavité doublement résonnante.

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction et contexte</b>	<b>80</b>
<b>6.2</b>	<b>Source OPO ps accordable autour de 1550 nm</b>	<b>82</b>
6.2.1	Introduction	82
6.2.2	Cavité OPO simplement résonnante	83
6.2.3	Caractéristiques spectro-temporelles	84
6.2.4	Evolutions et Perspectives	85
<b>6.3</b>	<b>Exaltation des nonlinéarités par la propagation dans un guide à mode lent</b>	<b>85</b>
6.3.1	Guide à cristal photonique de type W1 en GaAs	86
6.3.2	Banc d'injection	86
6.3.3	Indice de groupe et facteur de champ local	87
6.3.4	Exaltation de l'Absorption à deux photons	87
6.3.5	Exaltation de l'auto-modulation de phase	88
6.3.6	Conclusions	89
<b>6.4</b>	<b>Amplification Raman dans des nano-guides en Silicium sur Isolant</b>	<b>90</b>
6.4.1	Banc de caractérisation nonlinéaire	91
6.4.2	Amplification Raman dans un nano-guide	92
6.4.3	Exaltation de l'absorption à deux photons	94
6.4.4	Saturation de l'amplification Raman par l'auto-modulation de phase de la pompe.	94
6.4.5	Conclusion	96
<b>6.5</b>	<b>Diffusion Raman stimulée en microcavité semi-conductrice doublement résonnante</b>	<b>96</b>
6.5.1	Contexte de l'étude	97
6.5.2	Conception d'une microcavité planaire doublement résonnante	97
6.5.3	Montage de type pompe-sonde en régime ps	97
6.5.4	Exaltation de l'interaction électrons-phonons	98
<b>6.6</b>	<b>Perspectives</b>	<b>103</b>

---

## 6.1 Introduction et contexte

J'ai commencé à m'investir courant 2006 (et complètement depuis 2007) dans une autre thématique de recherche en m'appuyant sur des travaux que menaient dans le groupe mes collègues Philippe DELAYE et Robert FREY sur la spectroscopie nonlinéaire de cristaux photoniques [69, 70]. Cette thématique vise à porter plus spécifiquement des actions de recherche autour de l'utilisation des nonlinéarités optiques dans des structures guidées à cristal photonique, dans la perspective de développer des fonctions optiques pour le traitement de l'information.

Elle s'appuie sur les récents progrès spectaculaires autour des structures à cristal photonique conçues et réalisées dans des matériaux à semi-conducteurs. Le domaine de la nanophotonique peut revendiquer une certaine maturité dans la conception, la fabrication et la caractérisation de structures intégrées guidées à cristal photonique. Elle se traduit par la réalisation de guides fonctionnant en régime de lumière très lente (typiquement  $c/30$  à  $c/100$ ) tout en conservant une faible dispersion modale [71, 72, 73, 74]. Une autre illustration est donnée par les différentes réalisations de microcavités à cristal photonique très surtendues et dont les facteurs de qualité sont de 100 000 pour les microcavités Si/SiO<sub>2</sub>, 700 000 pour les microcavités GaAs sur membrane, et 1 000 000 pour les microcavités Si sur membrane [75, 76, 77, 78].

Les premières mises en évidence de l'exaltation de la réponse nonlinéaire par la propagation en régime de mode lent ont été conduites en bord de bande de cristaux photoniques 1D (réseau de Bragg) [79, 70, 69]. L'influence de la réduction de la vitesse de groupe a été étudiée dans le cas d'un effet électro-optique [80]. Des démonstrations de commutateurs (*switches*) optiques à faible puissance de commande ont par ailleurs été réalisées dans des microcavités en silicium [81], AlGaAs [82] et GaAs [83, 84].

La démarche que j'entreprends vise à étudier la physique des interactions nonlinéaires dans des milieux nano-structurés. Ces interactions bénéficient d'une forte exaltation par le renforcement du champ local qui est obtenu par la structuration du milieu. Il s'en suit une profonde modification dans la hiérarchie de ces interactions qui nécessitent de s'attacher aux phénomènes physiques qui sont mis en jeu. Nous montrerons par exemple que des nonlinéarités d'ordre élevé, peu influentes en massif, deviennent prédominantes dans certains cas. L'enjeux et les perspectives (lointaines) de réalisation de fonctions de traitement optique de l'information passent par des études systématiques des effets d'exaltation des nonlinéarités optiques. Elles nécessitent de s'appuyer sur des compétences spécifiques que sont, la mise en place d'outils de caractérisation des propriétés nonlinéaires de ces structures, le développement d'outils de modélisation *simples* de la propagation en régime nonlinéaire. En résumé, il est primordial de revisiter le domaine de l'optique nonlinéaire enrichie des nouvelles possibilités de fabriquer des milieux nonlinéaires nano-structurés où les paramètres tels que, le confinement optique, les effets de couplage entre modes, les accords de phase, les modes lents (...), pourraient à terme être parfaitement contrôlés.

Dans la section 6.2, je présente le fonctionnement de la source OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) que nous avons spécialement conçue pour mener nos premières études [85]. Le choix de ce type de source est essentiellement guidé par la volonté de disposer d'une très large plage d'accord en longueur d'onde afin d'étudier une grande variété de matériaux nanostructurés. Elle fonctionne en régime d'impulsions picosecondes qui peuvent efficacement être couplées dans des modes résonnants de milieux structurés. L'objectif est de disposer à très court terme de deux sources OPO synchrones pour réaliser des expériences de type pompe-sonde non-dégénérées en fréquence.

Ce travail s'est déroulé dans le cadre de la première année du séjour Post-doctoral de Aleksandr RYASNYANSKIY (oct. 07 à sept. 08) financé par un contrat du RTRA Le Triangle de la Physique.

Disposant d'une source impulsionnelle, notre premier objectif a été de mettre en évidence expérimentalement l'exaltation des nonlinéarités d'ordre 3, comme l'absorption à deux photons et l'auto-modulation de phase, dans des guides à cristal photonique en semi-conducteurs. La section 6.3 présente nos résultats sur la première démonstration expérimentale et quantitative de l'effet de la réduction de la vitesse de groupe sur le renforcement des interactions nonlinéaires dans un guide à cristal photonique de type W1 [86].

Les travaux précédents ont été réalisés dans du GaAs. Nous avons également démarré des activités dans la filière technologique Silicium sur Isolant (SOI) qui est sans doute la filière la plus mature pour la réalisation de futurs composants pour le traitement de l'information optique. Comme pour les matériaux III-V, le contraste d'indice élevé permet de réaliser des structures avec un très fort confinement optique, typiquement de l'ordre de  $0,1 \mu\text{m}^2$ . Un tel confinement, associé aux nonlinéarités élevées [87], sont très favorables à la réalisation de fonctions nonlinéaires pour le traitement de l'information optique sur la base d'une plateforme technologique bas coût et compatible avec les technologies CMOS [88, 89].

C'est dans le cadre d'un projet ANR *Modes lents optiques et effets linéaires et nonlinéaires dans les nanostructures silicium : application au laser Raman silicium* (MIRAMAN) coordonné par Philippe LALANNE (LCFIO), que nous avons démarré nos études sur les nonlinéarités dans des nanoguides SOI. Ce projet s'est déroulé du 1/12/2006 au 31/11/2009 en partenariat avec les laboratoires du LTM et du CEA-SiNaps de Grenoble. Il visait à concevoir des structures guidées à mode lent et des microcavités à cristal photonique sur SOI, et à conduire les premières études sur la propagation en régime nonlinéaire dans ces structures. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'amplification par diffusion Raman stimulée. J'avais la responsabilité dans ce projet des caractérisations en régime nonlinéaire des structures sur SOI.

J'ai coordonné la conception et le montage du banc d'injection adapté aux structures guidées, ainsi que de la réalisation du banc de mesure. Ces travaux s'inscrivent dans le travail de thèse de Felix KROEGER et se sont réalisés au cours de la deuxième année du séjour Post-doctoral de Aleksandr RYASNYANSKIY. Nous avons démontré des facteurs d'amplification de plus de 25 dB sur un guide SOI de 10  $\mu\text{m}$  de long et d'aire effective modale égale à  $0,17 \mu\text{m}^2$ . Le résultat majeur concerne l'observation de la saturation de l'amplification Raman sous l'effet de l'élargissement spectral du faisceau pompe induit par la réfraction des porteurs libres générés par TPA. Cette limitation très importante n'a jamais été reportée auparavant. Par ailleurs, nous démontrons que, même dans le régime de propagation peu lent des guides testés, les effets nonlinéaires subissent un effet d'exaltation non négligeable dont il faut tenir compte pour la détermination, par exemple, du coefficient de gain Raman. Nous présentons en section 6.4 les principaux résultats de ce travail [90].

Outre ces activités sur des guides à cristal photonique et des nano-guides, nous nous sommes également intéressés à l'exaltation des nonlinéarités dans des microcavités. En particulier, nous avons démarré une activité sur l'exaltation du processus de diffusion Raman stimulée dans une microcavité doublement résonnante pour les faisceaux pompe et Stokes. Cette étude, présentée dans la section 6.5, fait partie d'un projet financé en 2007 par le réseau Chano d'Île de France (durée de 1 an) et du projet ANR-MIRAMAN. Ce travail a représenté une part importante du travail de thèse de Felix KROEGER.

En préalable à la conception de microcavités à cristal photonique sur guide, nous avons fait le choix d'étudier dans une première étape une microcavité planaire fonctionnant en espace libre. Une telle cavité permet d'accéder très simplement, de manière géométrique, à une configuration doublement résonnante en utilisant la dépendance angulaire de la fréquence de résonance de la cavité. Cette étude a été menée en collaboration avec Bernard JUSSERAND de l'INSP, Paris,



qui est un spécialiste de la diffusion Raman spontanée en microcavité. Le choix s'est porté sur une microcavité réalisée en GaAs fabriquée au LPN à Marcoussis. A défaut d'avoir pu observer une amplification du faisceau Stokes, nous avons observé une dynamique nonlinéaire tout à fait inattendue, que nous présentons au § 6.5.4.

Parallèlement, Robert FREY et moi avons débuté des modélisations qui portent sur l'exaltation de l'amplification Raman dans des microcavités doublement résonnantes. Des premiers calculs ont permis d'orienter la conception de microcavités Raman sur guide SOI par Philippe LALLANE et Christophe SAUVAN. La difficulté a résidé dans la fabrication des échantillons. En effet, le décalage Raman dans le silicium est de 15,6 THz et la largeur de raie Raman n'est que de 105 GHz. Il faut donc parfaitement contrôler les positions en longueur d'onde des résonances pour la pompe et le Stokes. Outre les aspects technologiques, les modélisations ont montré les limitations imposées par le déphasage nonlinéaire induit par les effets Kerr optique et par les porteurs libres générés par absorption à deux photons. Ce déphasage nonlinéaire déplace les résonances optiques des structures de manière dynamique et sont, de manière équivalente, fortement exaltées par l'effet du renforcement du champ induit par la microcavité.

## 6.2 Source OPO ps accordable autour de 1550 nm

### 6.2.1 Introduction

En préalable aux études des interactions nonlinéaires dans des structures à cristal photonique, nous devons dans un premier temps développer une source laser impulsionnelle spécifique. Un fonctionnement en régime impulsionnel fixe la résolution temporelle dans une expérience de type pompe-sonde et assure une puissance crête nécessaire au régime de propagation nonlinéaire. La source doit également être largement accordable en longueur d'onde autour de 1550 nm, longueur d'onde utilisée en télécommunications optiques. Nos expériences se déroulent dans des milieux à semi-conducteurs pour lesquels certaines propriétés nonlinéaires varient avec la longueur d'onde, comme l'absorption à deux ou 3 photons qui dépendent directement de la bande d'énergie interdite entre les bandes de valence et de conduction.

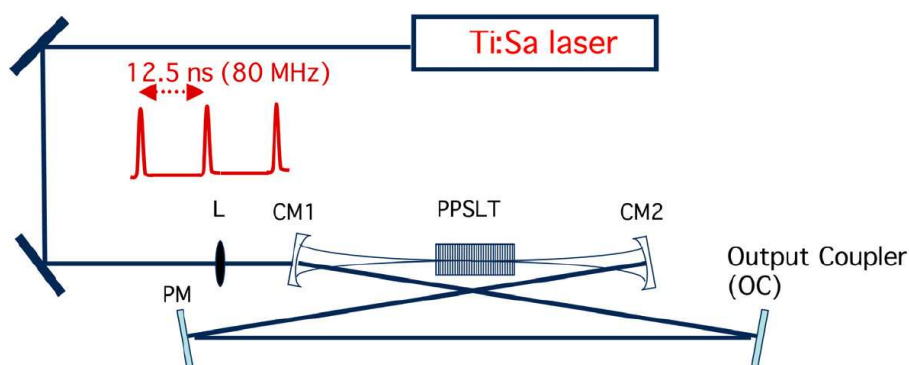
Afin de bénéficier du régime d'exaltation, il est nécessaire de coupler efficacement les impulsions dans des modes résonnants des structures à mode lent ou des microcavités. Le choix de travailler avec des impulsions d'une durée de quelques picosecondes résulte d'un compromis entre durée et étalement spectral des impulsions. Dans un tel régime, ces impulsions peuvent être couplées avec des objets résonnants dont le facteur de qualité est compris entre 1000 et 3000. La largeur spectrale d'une impulsion de durée 10 ps vaut approximativement 100 GHz. Une telle impulsion pourra être couplée efficacement dans une cavité dont le facteur de qualité vaut  $Q = \nu/\Delta\nu = 2000$  autour de 1550 nm ( $\nu = 2.10^{14}$  Hz). Outre la durée de l'impulsion, la précision sur l'accord en longueur d'onde est primordial. Dans l'exemple précédent, la longueur d'onde devra être ajustée à mieux que 0,5 nm.

Toutes ces contraintes se retrouvent concentrées dans une expérience de diffusion Raman stimulée dans du Silicium (par exemple) où le décalage Raman vaut 15 THz. L'amplification Raman d'un faisceau signal à 1550 nm nécessite de fixer la longueur d'onde du faisceau pompe à  $1463,4 \text{ nm} \pm 0,35 \text{ nm}^1$  !

Outre le critère sur la puissance crête, et tenant compte des fortes pertes de couplage attendues dans les structures à cristal photonique, la puissance moyenne de la source doit être suffisamment importante pour permettre l'utilisation d'instrumentation standard (analyseur de spectre optique, détection synchrone, ...). Le taux de répétition de la source devra donc être suffisamment élevé.

---

<sup>1</sup>La largeur du profil de gain Raman est de l'ordre de 105 GHz.



**Fig. 6.1.** Schéma de la cavité en anneau de l'OPO. Le cristal nonlinéaire est monté dans un four régulé en température.

Le cahier des charges que nous nous sommes fixés élimine les lasers à fibre dopée Erbium qui sont couramment utilisés dans les expériences nonlinéaires. Ces sources ont l'avantage d'être disponibles commercialement et d'utilisation très simple, mais leur plage d'accordabilité est limitée à 30 nm. Notre choix s'est alors porté sur un oscillateur paramétrique optique (OPO) fonctionnant en régime ps, pompé par un laser Ti :Saphir [85].

Un rapide état de l'art montre que des OPOs accordables dans l'infra-rouge ont été étudiés avec différents cristaux :  $\text{KTiOAsO}_4$  [91],  $\text{KTiOPO}_4$  [92, 93],  $\text{BiB}_3\text{O}_6$  [94],  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  [95, 96]. L'utilisation de matériaux à quasi-accord de phase est dorénavant largement répandue : PPLN [97, 98, 99, 100], PPKTP [100, 101],  $\text{PPRbTiOAsO}_4$  [102], etc. Le quasi-accord de phase offre la possibilité de travailler avec des coefficients nonlinéaires inaccessibles en massif. En fixant le pas du réseau, on accède à une grande flexibilité dans le choix des longueurs d'onde comprises dans la zone de transparence du matériau. Les longueurs d'interaction sont augmentées grâce à l'absence d'effet de walk-off spatial.

### 6.2.2 Cavité OPO simplement résonnante

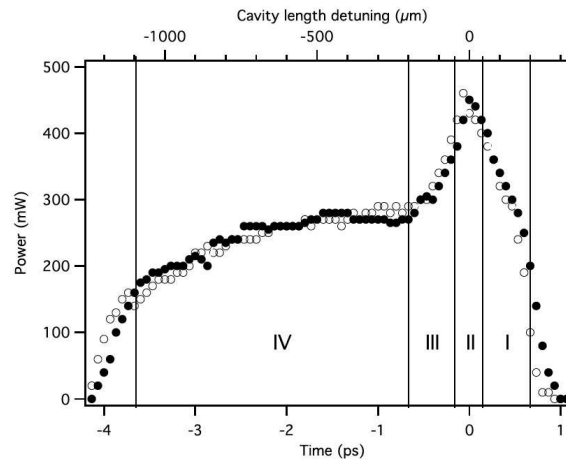
Nous avons fait le choix dans un premier temps d'utiliser un cristal de PPSLT (periodically poled stoichiometric  $\text{LiTaO}_3$ ) car il offre une meilleure résistance aux dommages photoréfractifs que les cristaux de PPLN [103]. Il a déjà été utilisé pour réaliser des OPOs fonctionnant en régime CW [104], nanoseconde [105] et femtoseconde [106]. A la suite, nous montrons son fonctionnement en régime picoseconde dans un OPO fonctionnant en régime de pompage synchrone.

Nous avons conçu une cavité stable en anneau, de forme *bow tie*, simplement résonnante [107]. L'OPO est pompé par un laser Ti :Sa émettant des impulsions de 10 ps à une cadence de 80 MHz et avec une puissance moyenne maximale de 1,7 W. La longueur d'onde de pompe est fixée à 725 nm. Le schéma de l'OPO est présenté sur la figure 6.1. La cavité est constituée d'une paire de miroirs concaves (CM) et de deux miroirs plans (PM et OC). Le coupleur de sortie (OC) a une réflectivité égale à 80 % sur la plage 1550-1640 nm et est traité A.R. aux longueurs d'onde du faisceau complémentaire. Les autres miroirs ont une réflectivité proche de 100 % sur la gamme 1300-1600 nm. La longueur de la cavité est réglée pour que le temps de transit dans la cavité coïncide avec la période de répétition du laser de pompe, l'OPO fonctionne alors en régime de pompage synchrone.

Le cristal de PPSLT a une longueur de 20 mm et ses faces sont traitées A.R. autour de la longueur d'onde de pompe et sur la plage 1300-1600 nm.<sup>2</sup> La période du cristal est fixée à 18  $\mu\text{m}$  et sa température est maintenue dans un four à 127 °C, pour satisfaire la condition de quasi-accord de phase autour de 1550 nm.

<sup>2</sup>Le cristal a été fabriqué par la société HC Photonics.

**Fig. 6.2.** Allure de la puissance de sortie pour les faisceaux signal (ronds noirs) et complémentaire (cercles) en fonction du désaccord sur la longueur de la cavité autour de la position assurant un synchronisme parfait entre le temps de trajet des impulsions signal dans la cavité et la période de répétition du laser de pompe.



### 6.2.3 Caractéristiques spectro-temporelles

Dans l'article [85] nous avons présenté une étude détaillée des performances d'un OPO ps fonctionnant en pompage synchrone. L'originalité de notre travail a été de réaliser un OPO émettant des impulsions de 10 à 15 ps, limitées par les conditions de Fourier, sans avoir eu recours à un filtre spectral intra-cavité. Par ailleurs, nous avons mené une étude complète sur l'influence du désaccord de la longueur de la cavité, autour de la géométrie qui assure le synchronisme parfait, sur les allures spectro-temporelles des impulsions émises.

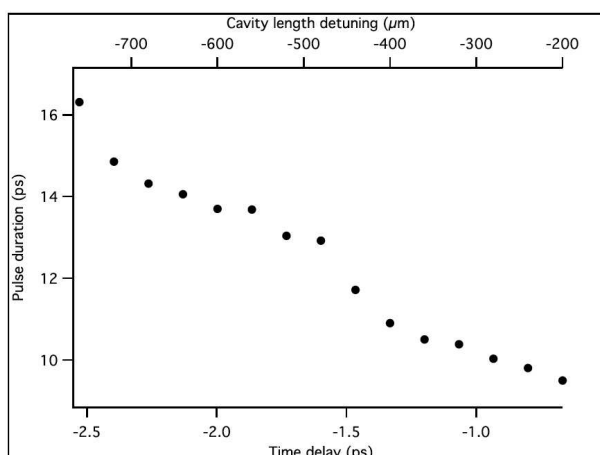
La figure 6.2 présente l'allure de la puissance de sortie pour les faisceaux signal (ronds noirs) et complémentaire (cercles) en fonction du désaccord sur la longueur de la cavité, pour une puissance de pompe égale à deux fois la puissance seuil. L'allure asymétrique de la courbe s'explique par la différence entre les vitesses de groupe des impulsions pompe et signal dans le cristal. La vitesse de groupe du signal est légèrement plus grande que celle de la pompe et la différence des temps de propagation dans le cristal vaut 6,3 ps.

Pour un désaccord positif, qui correspond à une cavité OPO plus longue, l'impulsion signal arrive légèrement en retard par rapport à l'impulsion pompe. A faible désaccord, l'impulsion signal pourra éventuellement rattraper son retard sur l'impulsion pompe et bénéficier du gain paramétrique. Dans cette région, les traces mesurées à l'autocorrélateur optique présentent des impulsions très courtes (inférieures à 5 ps). Les spectres optiques sont larges et présentent des oscillations. L'origine de la compression des impulsions tient à la saturation de la pompe : l'impulsion pompe amplifie essentiellement le front montant de l'impulsion signal.

A désaccord négatif, l'impulsion signal est légèrement en avance sur l'impulsion pompe. Pour un désaccord fixe, seule la longueur d'onde signal pour laquelle la différence des temps de groupe avec la pompe est minimale sera efficacement amplifiée. Ce phénomène produit un effet de filtrage spectral qui bénéficie à l'émission d'impulsions dont les durées sont comprises entre 10 et 15 ps. Comme l'impulsion signal est en avance, l'impulsion pompe amplifie essentiellement le front descendant de l'impulsion signal. Plus le désaccord de la cavité est grand et plus l'impulsion signal s'élargit temporellement, comme le montre la courbe de la figure 6.3 où des durées d'impulsion de 15 ps ont été mesurées pour les plus grands désaccords.

A désaccord nul, la puissance en sortie de l'OPO est maximale, ainsi que le recouvrement temporel dans le cristal entre les impulsions pompe et signal. En revanche, et en l'absence d'effet de filtrage, le spectre des impulsions signal est considérablement élargi et s'étale sur plus de 10 nm.

Nous avons donc démontré le fonctionnement d'un OPO dans le régime d'impulsion 10 à 15 ps. Le produit durée×largeur spectrale est mesuré autour de 0,4, ce qui est proche de la



**Fig. 6.3.** Evolution des durées d’impulsion signal en fonction du désaccord de la longueur de la cavité OPO.

limite de Fourier pour des impulsions de forme gaussienne. En changeant la température du cristal, nous pouvons accorder la longueur d’onde du signal sur la plage 1530-1640 nm ce qui, pour le faisceau complémentaire, correspond à une variation comprise entre 1375 et 1300 nm. L’incrément minimal pour la longueur d’onde est de 0,5 nm en variant la température de 0,1 °C.

#### 6.2.4 Evolutions et Perspectives

Nous avons depuis fait évoluer nos cavités OPO. Nous avons testé avec succès un cristal de PPLN qui offre un bien meilleur coefficient nonlinéaire, sans voir apparaître de dommages photoréfractifs. Comme le gain paramétrique est plus grand, nous avons pu remplacer un des miroirs plan par un réseau de diffraction fonctionnant en configuration Littrow. L’accordabilité fine en longueur d’onde est alors réalisée par rotation du réseau. Nous avons obtenu une accordabilité pour le faisceau signal de 1500 à 1600 nm avec une précision inférieure à 0,3 nm et pour une température fixe. En changeant la température, nous devrions sans difficulté étendre cette gamme jusqu’à 1700 nm. En outre, le seuil de l’OPO est suffisamment faible pour que le laser Ti :Sa pompe simultanément deux OPOs. Le montage complet est en cours et devrait nous permettre de disposer deux sources OPO synchrones, accordables en longueur d’onde indépendamment l’une de l’autre, pour réaliser des expériences de type pompe-sonde.

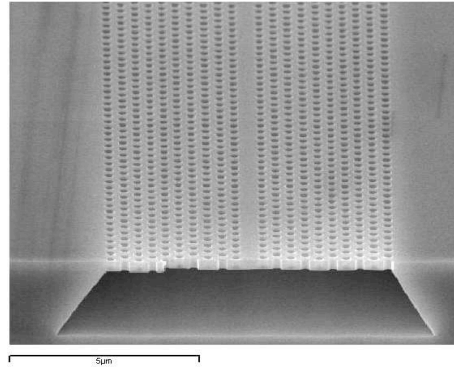
Afin de disposer de durées d’impulsion plus courtes, de l’ordre de 1 à 2 ps, nous étudions actuellement un compresseur à fibre qui serait placé en sortie de l’OPO. Son architecture est très bien connue : il est composé d’une fibre nonlinéaire et deux réseaux de diffraction [108].

### 6.3 Exaltation des nonlinéarités par la propagation dans un guide à mode lent

Notre premier objectif a été de démontrer expérimentalement l’effet de l’exaltation des nonlinéarités dans un guide à cristal photonique fonctionnant en régime de lumière lente. Bien que les études et les caractérisations de guides à modes lents fussent à l’époque très foisonnantes (elles le restent encore aujourd’hui!), la littérature sur le sujet était restreinte pour l’essentiel au régime de propagation linéaire. L’effet attendu du renforcement de l’interaction nonlinéaire dans ces structures n’avait pour l’heure jamais été expérimentalement reporté.

C’est à ce travail que je me suis attaché en initiant notamment une collaboration avec des collègues de Thales RT, Alfredo de ROSSI et Sylvain COMBRIÉ. L’équipe d’A. de ROSSI venait de démontrer des performances records sur des microcavités à cristal photonique réalisées sur une membrane de GaAs. Ces résultats démontrent une parfaite maîtrise de la conception et de la réalisation de ce type de structure dans une filière de matériau particulier.

**Fig. 6.4.** Photo MEB d'un guide à cristal photonique de type W1 en GaAs fabriqué par Thales RT (Photo Thales RT- S. Combré).



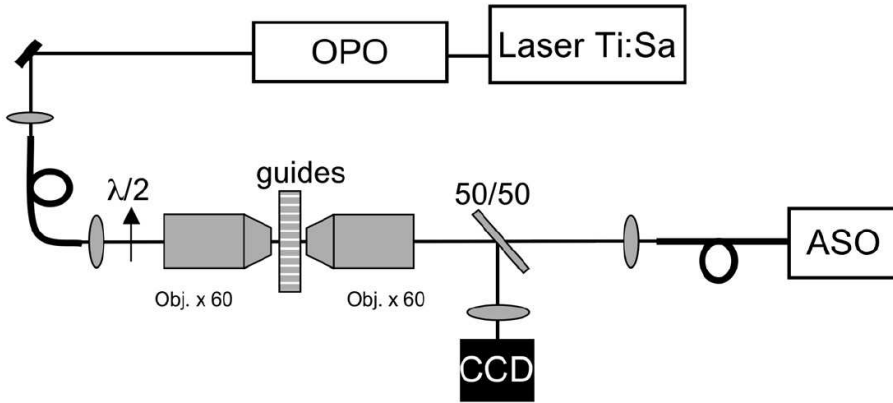
La complémentarité réunie de nos outils et de nos compétences, nous ont permis, en seulement quelques mois, d'aboutir à la première démonstration expérimentale et quantitative sur le lien entre la propagation d'une impulsion en régime de lumière lente et l'exaltation des nonlinéarités. Nous avons en particulier étudié les phénomènes d'absorption à deux photons (TPA) et d'auto-modulation de phase induits par les effets Kerr optique et de réfraction par les porteurs libres (FCR) générés par TPA. Par un ajustement de nos courbes expérimentales, sans paramètre ajustable (en s'appuyant sur la valeur de la vitesse de groupe mesurée en régime de propagation linéaire), nous avons démontré de manière quantitative l'effet de l'exaltation des nonlinéarités par l'effet du ralentissement de la lumière [86]. Ces travaux font l'objet du travail de thèse d'Alexandre BARON dont le Directeur de thèse est Philippe DELAYE.

### 6.3.1 Guide à cristal photonique de type W1 en GaAs

Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude d'effets de variations photoinduites de l'indice de réfraction dans des guides à cristal photonique en GaAs, matériau pour lequel le coefficient d'absorption à deux photons est dix fois supérieur à celui du silicium [109]. Les guides se présentent sous la forme d'une fine membrane suspendue de GaAs d'épaisseur 250 nm. La période  $a$  du cristal photonique, formé de trous d'air de rayon  $r = 0,3a$ , est de 410 nm. L'aire effective modale du guide vaut  $A_{eff} = 0,1 \mu\text{m}^2$ . Les guides de type W1 sont obtenus en ne gravant pas une rangée de trous dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique [110]. La figure 6.4 montre une photo MEB d'un guide fabriqué par Thales RT. La longueur des guides est  $L = 1 \text{ mm}$ .

### 6.3.2 Banc d'injection

La figure 6.5 présente le schéma du banc d'injection que nous avons utilisé pour l'étude de la propagation nonlinéaire dans les guides W1 en GaAs. Le faisceau signal délivré par l'OPO est relié au banc d'injection des guides par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode de type SMF28. La longueur de la fibre est suffisamment courte, de l'ordre de 20 cm, afin de s'affranchir de l'automodulation de phase. Par ailleurs, en conservant la fibre dans une position fixe, un taux de polarisation supérieur à 95% a été mesuré. En sortie du coupleur à fibre, une lame demi-onde (notée  $\lambda/2$ ) est insérée pour ajuster la direction de polarisation selon la direction de polarisation TM du mode du guide. L'injection dans le guide est réalisée grâce un objectif de microscope de grossissement 63 et d'ouverture numérique 0,85. Un second objectif, similaire au précédent, réalise la collimation du faisceau transmis en sortie de guide qui est alors injecté dans une seconde fibre monomode reliée à un analyseur de spectre optique (ASO). Les deux objectifs de microscope sont montés sur deux systèmes de translation XYZ disposant de trois actionneurs piézoélectriques. Afin de s'assurer que le flux analysé provient bien du guide, une image de sa face de sortie est projetée sur une caméra CCD en InGaAs au travers d'une lame séparatrice 50/50.



**Fig. 6.5.** Schéma du montage pour l'injection d'un faisceau pompe, issu d'une source OPO, dans les guides à cristal photonique.

### 6.3.3 Indice de groupe et facteur de champ local

Il est bien connu que le renforcement des nonlinéarités est directement relié à la valeur du champ local [111]. En particulier, des précédentes études menées dans le groupe sur la propagation nonlinéaire en bord de bande interdite d'un réseau de Bragg (qui représente une situation de propagation en régime de lumière lente) ont montré que cette exaltation s'exprime parfaitement en fonction du coefficient de champ local  $f$  [112, 113]. Dans le cas d'un mode lent, ce facteur  $f$  est égal à  $\sqrt{n_g/n_0}$ , la racine carrée du facteur de ralentissement (*slow down factor*) [114]. Dans le cas de l'interaction nonlinéaire d'ordre 3 d'une onde monochromatique, la susceptibilité nonlinéaire est renforcée d'un facteur  $f^4$  [69, 112].

Nous avons mesuré l'indice de groupe  $n_g$  du guide W1 en mesurant la transmission linéaire du guide à l'aide d'une source à diode laser accordable autour de 1550 nm. La transmission mesurée en fonction de la longueur d'onde présente des oscillations caractéristiques de l'effet Fabry-Perot introduit par les réflexions des ondes sur les faces d'entrée et de sortie du guide. Connaissant la longueur du guide, la mesure de la période des franges permet de déterminer la valeur de l'indice du groupe du guide. Dans notre cas, nous avons mesuré  $n_g = 6,14$ , ce qui correspond à un facteur de champ local  $f = 1,35$  (l'indice du GaAs en massif vaut  $n_0 = 3,37$  à ces longueurs d'onde).

Bien que le facteur  $f$  ne soit que très légèrement supérieur à 1, on s'attend néanmoins à un renforcement des nonlinéarités d'ordre 3 par un facteur  $f^4 = 3,3$ , ce qui n'est pas négligeable.

### 6.3.4 Exaltation de l'Absorption à deux photons

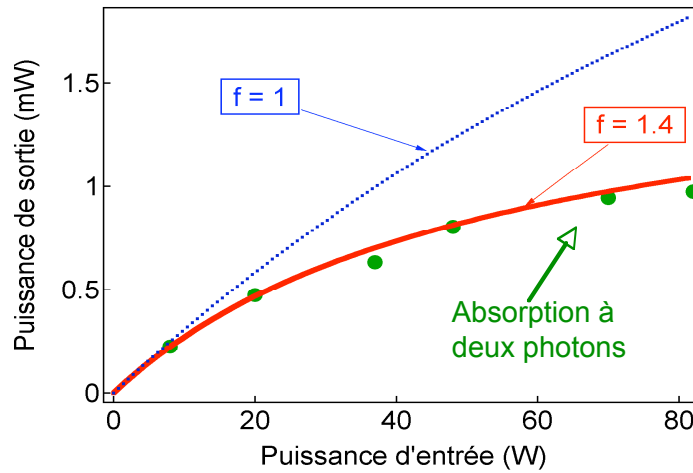
Afin de montrer cet effet d'exaltation, nous nous sommes tout d'abord intéressés au phénomène d'absorption à deux photons (TPA). L'énergie associée à deux photons infra-rouge est supérieure à l'énergie du gap pour le GaAs. Ainsi, il existe une probabilité non nulle qu'un électron soit excité dans la bande de conduction par annihilation (ou absorption) simultanée de deux photons.

La variation de la puissance crête transmise  $P_{out}$  en fonction de la puissance crête incidente  $P_{in}$  est présentée sur la figure 6.6. Son allure s'écarte très nettement d'une droite et caractérise la présence attendue de l'absorption à deux photons. Son allure théorique est connue, et elle est donnée par la relation [89] :

$$P_{out} = \frac{K^2 P_{in}}{1 + K f^4 \beta_{TPA} L \frac{P_{in}}{A_e f}}, \quad (6.1)$$

où  $K$  désigne l'efficacité de couplage dans le guide supposée identique en entrée et sortie du guide, et  $\beta_{TPA} = 10 \text{ cm/GW}$  est le coefficient d'absorption par TPA [87]. L'absorption par TPA étant une nonlinéarité d'ordre 3, son coefficient nonlinéaire est multiplié par  $f^4$ . La pente à l'origine de la courbe permet de déterminer le coefficient de couplage  $K = 5,7 \times 10^{-3}$ . Après avoir

**Fig. 6.6.** Mesure en sortie du guide W1 de la puissance transmise en fonction de la puissance nonlinéaire. Les points correspondent aux données expérimentales. La courbe en traits pointillés indique l'allure théorique calculée en ne tenant pas compte de l'effet de l'exaltation par le mode lent. La courbe en trait plein correspond à l'allure théorique qui tient compte de cet effet.



remplacé le facteur de champ local  $f$  par sa valeur mesurée ( $f = 1,35$ ), nous avons reporté sur le graphe de la figure 6.6 l'allure théorique (6.1) en trait plein. Sans aucun paramètre ajustable, nous constatons que l'accord entre les allures expérimentale et théorique est remarquable. A titre de comparaison, la courbe en traits pointillés présente l'allure théorique en fixant  $f = 1$ . Le désaccord avec les points expérimentaux est très net.

Ce résultat démontre très clairement la relation entre la propagation en régime de lumière lente et l'exaltation des nonlinéarités. Ce résultat est à notre connaissance le premier qui établit de manière expérimentale et quantitative, l'effet du renforcement des nonlinéarités dans un guide à cristal photonique en régime de lumière lente. Dans le paragraphe suivant, nous démontrons l'exaltation de l'auto-modulation de phase induit par l'effet Kerr optique combiné à l'effet réfractif des porteurs générés par TPA.

### 6.3.5 Exaltation de l'auto-modulation de phase

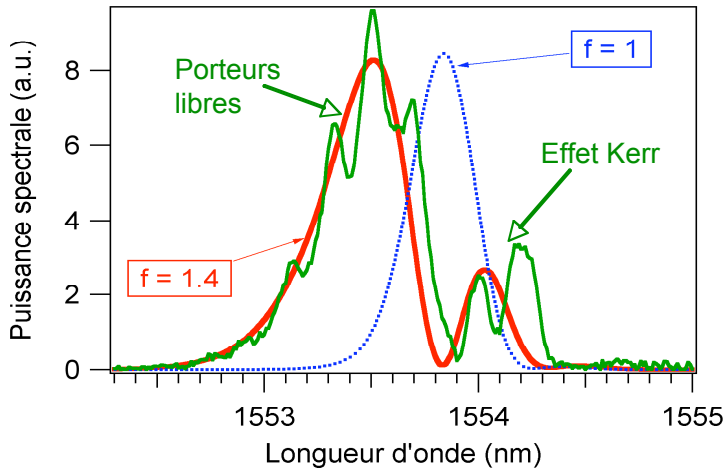
L'évolution de la puissance transmise démontre la présence de TPA. La brusque variation de la densité de porteurs alors générés doit induire une variation temporelle de la phase et donc un élargissement du spectre des impulsions transmises. C'est effectivement ce que nous avons observé expérimentalement à l'aide de l'analyseur de spectre optique réglé sur une résolution de 0,05 nm. Le spectre des impulsions transmises pour une puissance moyenne incidente de 80 mW est représenté par la courbe verte sur la figure 6.7. Le spectre des impulsions incidentes présente une largeur spectrale de 0,3 nm. On constate donc qu'à forte puissance, le spectre s'est nettement élargi (sa largeur est de l'ordre de 1 nm) et signifie que l'impulsion lumineuse a subi une forte auto-modulation de phase.<sup>3</sup>

Le spectre de l'impulsion incidente est centré autour de 1553,85 nm. Le décalage du spectre de sortie vers les courtes longueurs d'onde démontre un effet très rapide de modification de l'indice de réfraction induit sur le front de montée des impulsions. Il est induit par la combinaison de l'effet Kerr optique et du FCR. Un effet similaire induit sur le front descendant est également présent, comme en atteste la partie du spectre qui est décalée vers les grandes longueurs d'onde, qui lui est dû à l'effet Kerr optique<sup>4</sup>.

Afin de mieux cerner l'influence de la propagation en régime de lumière lente sur ces effets,

<sup>3</sup>Les modulations présentes sur le spectre expérimental proviennent de l'effet Fabry-Perot qui se produit entre les faces d'entrée et de sortie du guide.

<sup>4</sup>Lorsque l'impulsion lumineuse a atteint son maximum, on peut considérer que les porteurs ont tous été générés, sur un laps de temps de l'ordre de 5 ps. En revanche, leur durée de vie est beaucoup plus grande que la durée de l'impulsion. Pendant le front descendant, la concentration des porteurs reste constante dans le temps et n'introduisent pas de déphasage nonlinéaire.



**Fig. 6.7.** Spectre optique des impulsions transmises pour une puissance incidente de 80 W. La courbe en trait plein verte est le spectre mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique. La courbe en rouge est l'allure théorique attendue en tenant compte du facteur de champ local mesuré à cette longueur d'onde  $f = 1,4$ . La courbe en traits pointillés est l'allure théorique en fixant  $f = 1$ .

nous avons modélisé la propagation des impulsions lumineuses en tenant compte de l'effet du TPA sur l'évolution de l'intensité et du déphasage nonlinéaire induit les effets Kerr optique et FCR. Les coefficients nonlinéaires associés à ces effets sont extraits de la littérature et pondérés des facteurs de champs locaux correspondant à chacun d'eux. La détermination du déphasage nonlinéaire permet de calculer l'allure de l'élargissement spectral. Le spectre optique calculé pour une puissance incidente de 80 W est tracé en rouge sur le graphe de la figure 6.7. L'allure du spectre est en parfait accord avec le spectre mesuré et rend parfaitement compte des contributions respectives des porteurs libres et de l'effet Kerr optique. Le déphasage nonlinéaire induit par FCR est proportionnel au nombre de porteurs générés. Etant donné le signe pour la modification d'indice induite par FCR, et supposant une durée de vie infinie pour les porteurs, l'effet du FCR induit un décalage du spectre vers les composantes bleues. En présence du seul effet Kerr optique, le spectre élargi aurait été symétrique. Dans le cas du GaAs et à ces longueurs d'onde, le front montant subit un décalage spectral vers le rouge, alors que le front descendant subit un décalage vers le bleu. La combinaison des deux effets explique alors l'origine d'un plus grand pic du côté des composantes bleues du spectre.

Afin de montrer l'exaltation de ces effets par la propagation en régime de lumière lente, nous avons calculé le spectre dans le cas d'une propagation où  $f = 1$  et pour une puissance incidente de 80 W. Le spectre est tracé en bleu sur la figure 6.7. On constate, qu'en l'absence de régime de lumière lente, le spectre n'aurait pas subi d'élargissement. Ce spectre est similaire au spectre des impulsions incidentes.

### 6.3.6 Conclusions

Par ce travail, nous avons pu mettre clairement en évidence l'influence du régime de propagation en lumière lente d'impulsions lumineuses sur l'exaltation des nonlinéarités optiques, telles que l'absorption à deux photons, l'effet Kerr optique et la réfraction par les porteurs libres générés par TPA. Nous avons démontré l'exaltation du TPA et de l'effet Kerr optique par un facteur  $f^4 \simeq 4$ . Pour l'effet FCR, qui équivaut à une nonlinéarité d'ordre 5, l'exaltation est de  $f^6 \simeq 8$ .

Ces exaltations ont été obtenues avec un guide à cristal photonique dont la réduction de la vitesse de groupe est modérée ( $v_g = c/7$ ). Il serait intéressant d'étudier ces exaltations avec les dernières générations de guides à cristal photonique où des vitesses de groupe de l'ordre de  $v_g = c/30$  ont été mesurées [71, 72, 73, 74].



SEM picture

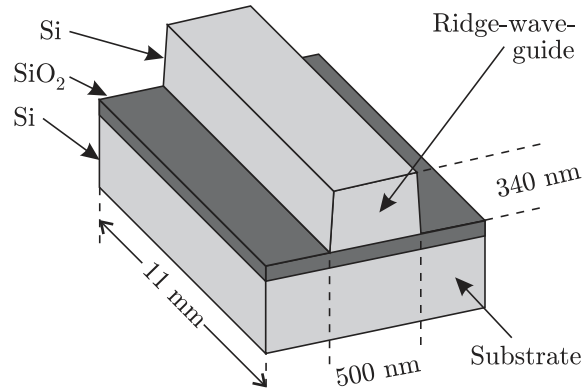
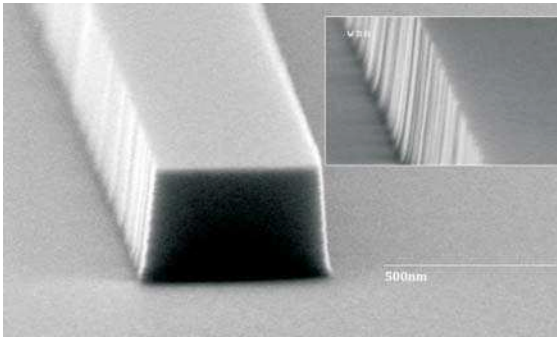


Fig. 6.8. Photo MEB et schéma d'un nanoguide SOI de type ridge fabriqué au LTM.

## 6.4 Amplification Raman dans des nano-guides en Silicium sur Isolant

La technologie SOI est perçue comme une filière offrant de nombreuses perspectives pour la réalisation de fonctions pour le traitement optique de l'information [115].

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés, dans le cadre du projet ANR Miraman, à l'amplification optique par diffusion Raman stimulée (SRS) dans des nanoguides en SOI. L'intérêt est de bénéficier du très fort confinement optique, de l'ordre de  $0,1-0,2 \mu\text{m}^2$ , pour abaisser les seuils de puissance nécessaire à la réalisation de composants compacts et à faible puissance de commande.

La première mise en évidence expérimentale de ce phénomène [116], a conduit à la réalisation des premiers laser Raman en silicium fonctionnant en régimes impulsionnel [117], puis continu [118]. Un grand nombre d'études a montré que les deux principales limitations proviennent de l'absorption à deux photons (TPA) et de l'absorption par les porteurs libres (FCA) générés par TPA [88, 89]. L'influence du FCA peut être réduite en travaillant avec des impulsions dont la période de répétition est bien supérieure à la durée de vie des porteurs libres [119, 120, 121, 122]. Parallèlement, des études sont menées sur la réduction des durées de vie des porteurs en utilisant des techniques d'implantation ionique [123] ou par l'intégration d'une jonction p.i.n polarisée en inverse sur les guide [124]. Cette dernière étude démontre une réduction de la durée de vies des porteurs de quelques ns à seulement quelques ps. Ces avancées laissent entrevoir une forte diminution des effets cumulatifs de l'absorption par les porteurs.

En revanche, dans la perspective du traitement d'une information optique à haut-débit, il est frappant de constater l'absence d'étude sur l'influence des déphasages non linéaires sur les performances de fonctions optiques comme par exemple, l'amplification Raman. La durée de vie des phonons optiques dans le silicium étant de l'ordre de 3 ps, des impulsions lumineuses de quelques ps peuvent être efficacement amplifiées par SRS. En revanche, ces impulsions subiront parallèlement des déphasages non linéaires dus aux effets Kerr optique et FCR. Ces variations dynamiques de la phase induisent une déformation temporelle des impulsions et donc un élargissement spectral. Lorsque cet élargissement devient plus grand que la largeur de raie du gain Raman du silicium, égal à 105 GHz, on s'attend à observer un forte réduction du facteur d'amplification. Un tel effet n'a pas été reporté auparavant. Or il présente un intérêt prépondérant dans la perspective de réalisation de structures résonnantes (guides à mode lent ou microcavités) où ces effets non linéaires se verront fortement exaltés.

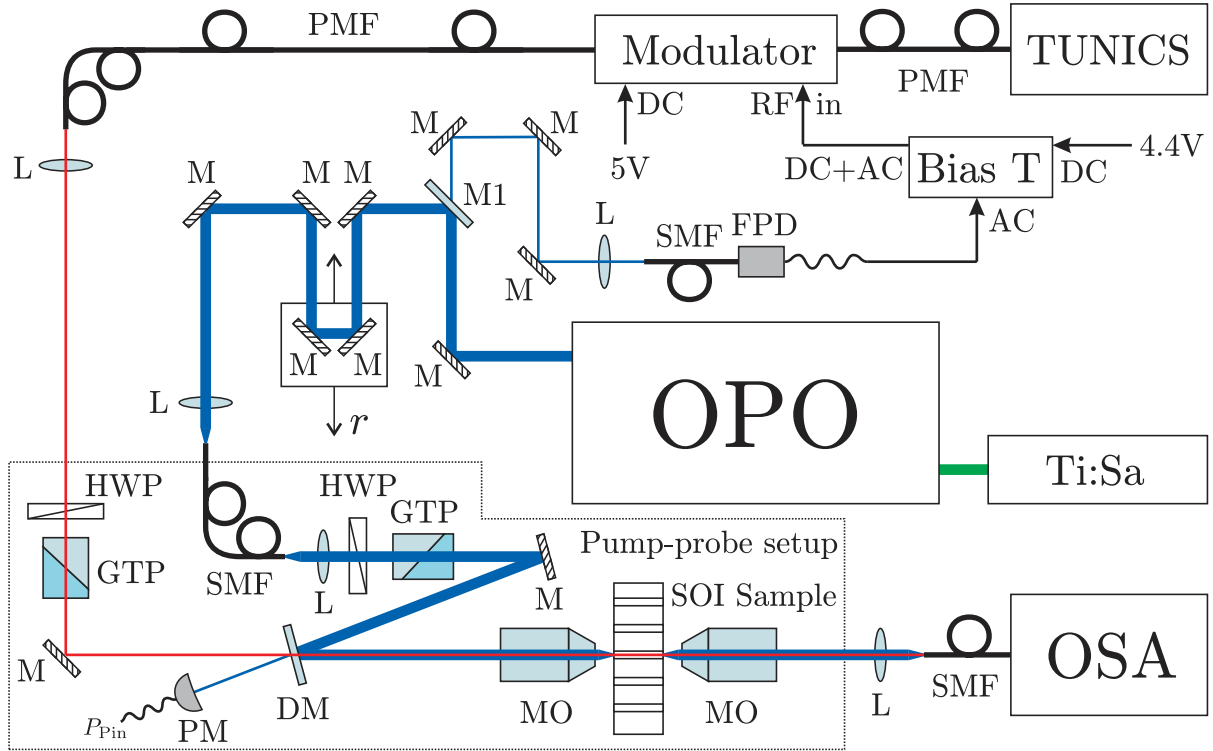


Fig. 6.9. Banc d'injection et de caractérisation nonlinéaire de nanoguides SOI.

Nous avons conduit ces études sur des nano-guides SOI, de type ridge, de 10 mm de long et de dimension transverse  $A_{eff} = 500 \times 340 \text{ nm}^2$ . La figure 6.8 présente une photo MEB et un schéma des nano-guides fabriqués par David PEYRADE du LTM. Ils sont fabriqués sur une épaisse couche de silice de  $2 \mu\text{m}$  d'épaisseur [125] et les guides sont alignés le long de la direction cristallographique [110].

#### 6.4.1 Banc de caractérisation nonlinéaire

Le schéma de l'expérience est détaillé sur la figure 6.9. Le faisceau pompe est délivré par la source OPO présentée au § 6.2. Les impulsions pompe ont une durée voisine de 15 ps et nous rappelons que le taux de répétition de l'OPO est de 80 MHz. Le faisceau signal provient d'une source à diode laser accordable en longueur d'onde (TUNICS) modulée en intensité à l'aide d'un modulateur en Niobate de Lithium. Afin de générer des impulsions signal synchrones avec le faisceau pompe, une fraction du faisceau de l'OPO est envoyée sur un détecteur rapide (bande passante de 12 GHz) directement relié à l'entrée RF du modulateur. Nous produisons ainsi des impulsions signal d'une durée de 150 ps et qui sont accordables en longueur d'onde autour de 1550 nm. Une ligne à retard optique est disposée en sortie de l'OPO afin d'optimiser le recouvrement temporel dans l'échantillon entre les impulsions pompe et signal. Les faisceaux signal et pompe sont superposés spatialement à l'aide d'une lame dichroïque DM, avant injection dans l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope (MO) d'ouverture numérique 0,85. Les faisceaux en sortie du guide sont collimatés à l'aide d'un second objectif de microscope similaire au premier, puis analysés à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA).

Deux prismes de Glan-Taylor (GTP) sont disposés en amont de l'injection pour chacun des deux faisceaux, afin de sélectionner les directions de polarisation TE et TM, respectivement pour la pompe et le signal. Cette configuration assure un coefficient de gain Raman maximal [116].

### 6.4.2 Amplification Raman dans un nano-guide

Les spectres des faisceaux pompe et signal mesurés en sortie du guide pour différentes puissances pompes incidentes sont représentés sur la figure 6.10, respectivement en (a) et (b). Ces mêmes spectres sont représentés en échelle log sur les figures 6.10 (c) et (d). La longueur d'onde incidente du faisceau pompe a été fixée à 1441 nm. La longueur d'onde du faisceau signal, ainsi que la ligne à retard, ont été ajustées pour maximiser l'effet d'amplification Raman.

Comme le montre très clairement les spectres (a) et (c), le faisceau pompe subit, après propagation dans le nano-guide, un très fort élargissement spectral qui augmente avec la puissance incidente. Cet élargissement est caractéristique d'un élargissement par auto-modulation de phase. Il se produit sous l'effet conjugué de l'effet Kerr et du FCR. L'effet Kerr optique modifie instantanément la phase nonlinéaire de l'impulsion et contribue à élargir de manière symétrique le spectre. Or, sur les spectres, on constate également la présence d'un décalage vers le bleu du spectre qui est dû à la contribution FCR [126].

Les spectres du signal sont composés d'un pic étroit qui est directement relié à la durée de l'impulsion signal qui vaut 150 ps. Au fur et à mesure que la puissance pompe augmente, le spectre du signal s'élargit et augmente. Cette partie du spectre signifie que la fraction temporelle de l'impulsion signal qui se recouvre avec l'impulsion pompe, de durée 15 ps, est amplifiée. De même que pour le spectre de la pompe, la partie du spectre associée au signal amplifié s'élargit et se décale vers le bleu à mesure que la puissance pompe augmente. La longueur d'onde de la sonde a été fixée de sorte que la partie du spectre centrée autour de 1557,3 nm, pour une puissance de pompe de 120 mW, coïncide avec la longueur d'onde associée à la diffusion Raman spontanée observée en l'absence de signal.

Dans le but d'étudier l'influence de l'auto-modulation de phase du faisceau pompe sur les performances de l'amplificateur Raman, nous avons supposé le cas simple d'un signal continu à la fréquence  $\omega_S$  en interaction avec une impulsion pompe. En supposant que le faisceau pompe ne subit pas de déplétion par SRS et en négligeant le FCA, les équations d'évolution pour les intensités pompe  $I_P$  et signal  $I_S$  sont :

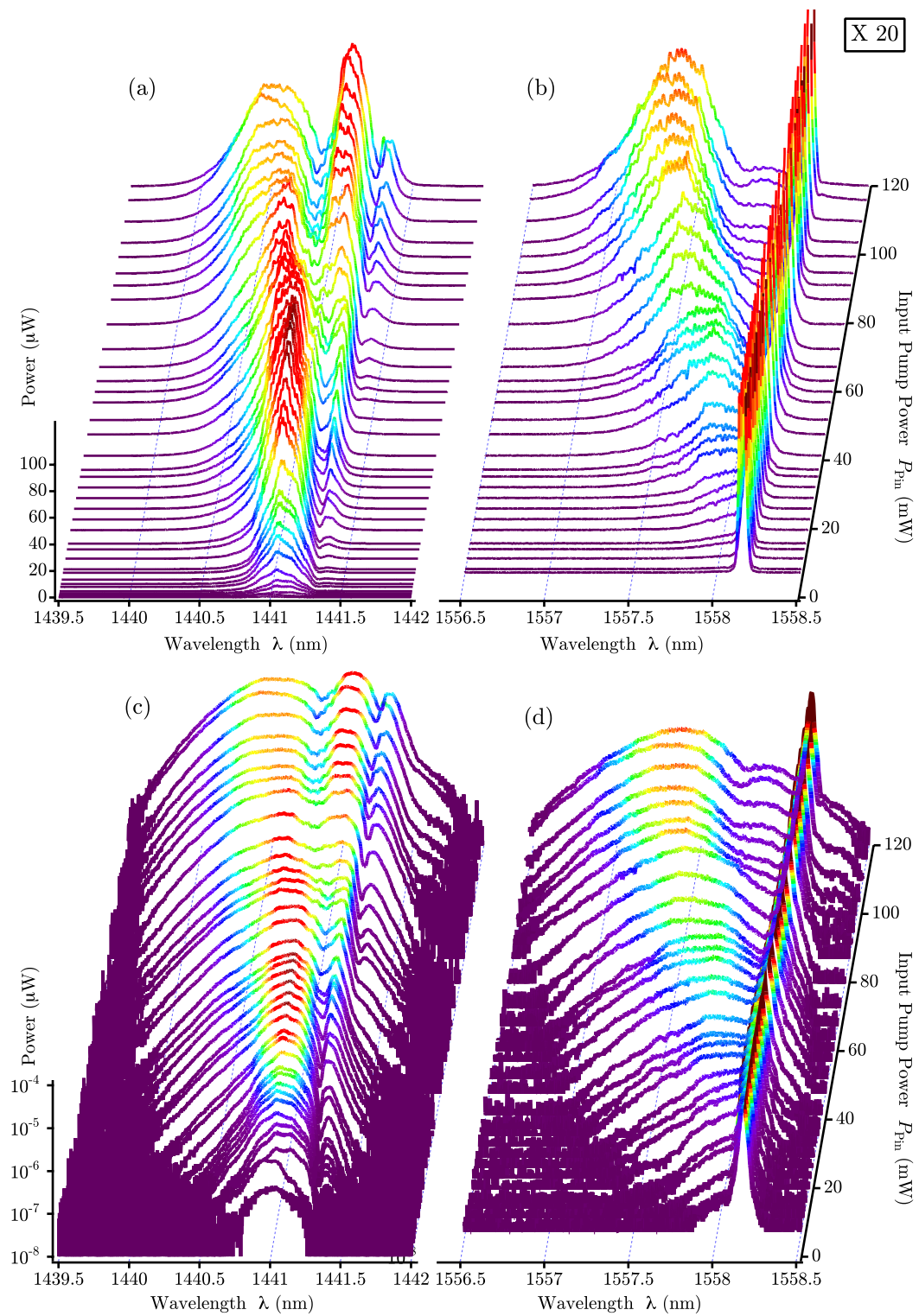
$$\begin{aligned} \frac{dI_P}{dz} &= -f_P^4 \beta_{TPA} I_P^2 - \alpha_P I_P, \\ \frac{dI_S}{dz} &= f_P^2 f_S^2 (\gamma_R(\omega_S) - \beta_{XTPA}) I_P I_S - \alpha_S I_S, \end{aligned} \quad (6.2)$$

où  $\alpha_{P,S}$  sont les coefficients d'atténuation du guide, respectivement pour la pompe et le signal,  $\beta_{TPA}$  et  $\beta_{XTPA} = 2\beta_{TPA}$  désignent les coefficients d'absorption et d'absorption croisée à deux photons. Enfin,  $\gamma_R(\omega_S)$  est le coefficient de gain Raman à la fréquence du signal. En toute généralité et comme nous l'avons présenté au § 6.3.3, chacun des coefficients nonlinéaires est multiplié par un facteur d'exaltation de la nonlinéarité relié au facteur de champ local  $f_P$  et  $f_S$  pour la pompe et le signal. Ce facteur de champ local est supérieur à 1 dès que l'indice de groupe du guide est supérieur à l'indice de réfraction du matériau et rend compte de l'éventuel effet du renforcement du champ local pour les ondes en interaction. La résolution de (6.2) donne la transmission du faisceau pompe et l'expression du gain Raman  $G_{ON-OFF}$  en fonction d'un paramètre  $X = f_P^4 \beta_{TPA} L_{eff} I_P(0)$  proportionnel à l'intensité pompe incidente et à  $L_{eff}$  la longueur effective du guide :

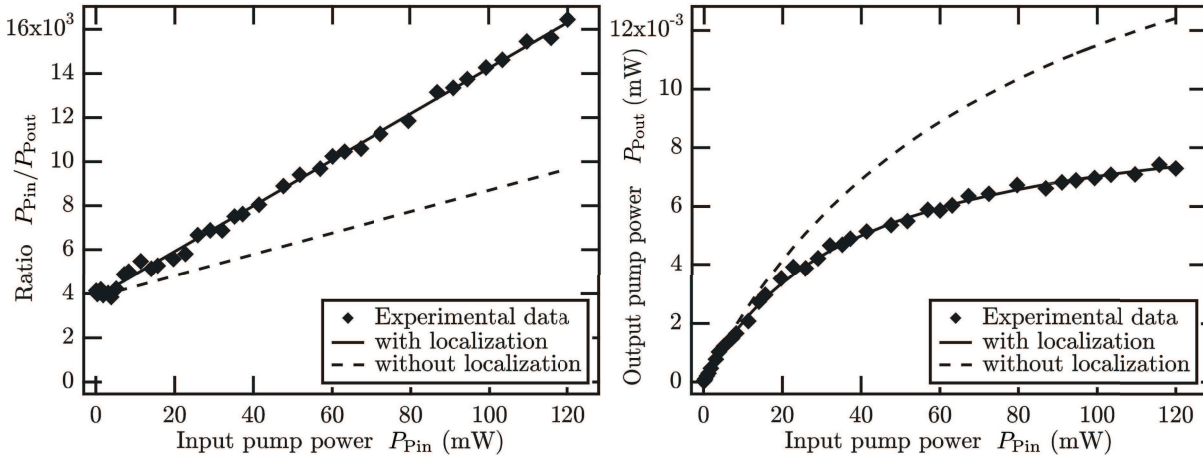
$$\frac{I_P(0)}{I_P(L)} = (1 + X) \exp(\alpha_P L), \quad (6.3)$$

$$G_{ON-OFF} = \frac{I_S(L)}{I_S(0) \exp(-\alpha_S L)} = \frac{f_S^2 (\gamma_R(\omega_S) - \beta_{XTPA})}{f_P^2 \beta_{TPA}} \ln(1 + X). \quad (6.4)$$

Les équations (6.3) et (6.4) ont guidé notre analyse des résultats expérimentaux. Le résultat essentiel de ce modèle nous informe qu'en régime de déplétion du faisceau pompe par TPA, le



**Fig. 6.10.** Spectres optiques mesurés en sortie du nanoguide pour les faisceaux pompe et signal, respectivement (a) et (b) en échelle linéaire (et (c) et (d) en échelle log) pour différentes puissances pompe incidentes.



**Fig. 6.11.** Evolution de l'inverse de la transmission du faisceau pompe (à gauche) et de la puissance pompe (à droite) transmise en fonction de la puissance pompe incidente. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes en traits plein et pointillés donnent les valeurs théoriques l'évolution de la puissance sous l'effet du TPA. La courbe en trait plein tient compte de l'effet de champ local. Pour comparaison, les courbes en traits pointillés correspondent aux allures théoriques qui ne tient pas compte de la correction par le champ local.

gain Raman en échelle log varie linéairement avec le paramètre  $1 + X$ , également exprimé en échelle log.

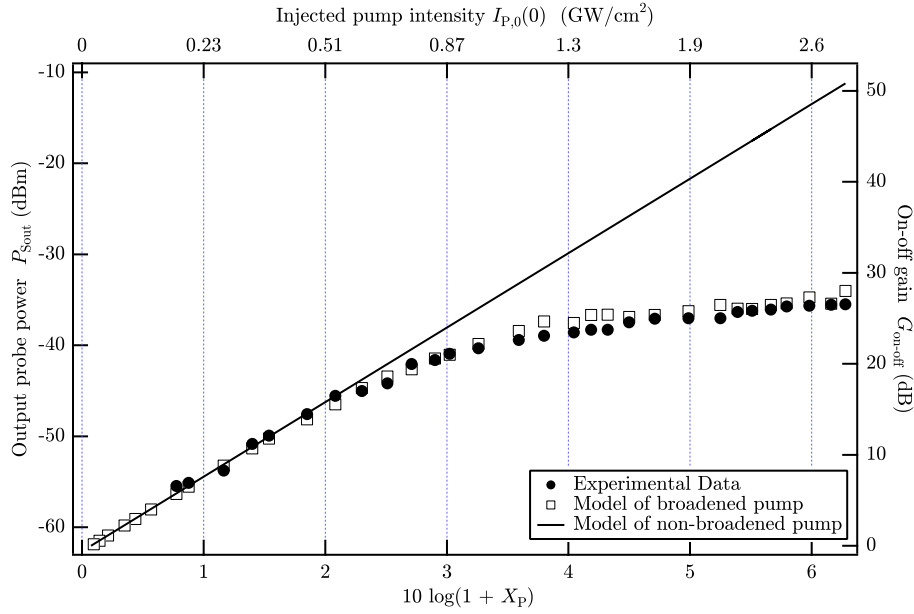
### 6.4.3 Exaltation de l'absorption à deux photons

En intégrant les spectres du faisceau pompe, nous avons calculé la puissance transmise du faisceau pompe  $P_P(L)$  dont l'allure en fonction de la puissance incidente est tracée sur le graphe de droite de la figure 6.11 (carrés pleins). L'évolution linéaire de l'inverse de la transmission en fonction de la puissance de pompe (graphe de gauche de la figure 6.11) confirme que la déplétion de la pompe est seulement due au TPA (carrés noirs).

Tout comme pour l'étude précédente dans le guide W1, nous avons mesuré la vitesse de groupe du mode pour tenir compte dans nos mesures de la correction par l'effet du champ local. La mesure a été effectuée autour de 1550 nm, sachant que pour cette géométrie de guide on peut raisonnablement supposé que les indices de groupe pour la pompe et le signal sont égaux à 2% près [88]. La vitesse de groupe mesurée vaut  $v_g = c/5,1$ , ce qui correspond à un facteur de champ local  $f = 1,2$ . Le TPA, dont le coefficient nonlinéaire est connu  $\beta_{TPA} = 0,8 \text{ cm/GW}$  [87], est donc renforcé d'un facteur  $f_P^4 = 3,8$ . En tenant compte de cette correction, l'ajustement théorique des données expérimentales est tracé en trait plein. Afin de montrer l'influence de la réduction de la vitesse de groupe, nous avons reporté sur les deux graphes les allures théoriques en supposant que  $f_P = 1$  (traits pointillés). La disparité entre les courbes montre la nécessité de prendre en compte dans les mesures l'effet de la réduction de la vitesse de groupe. Même dans le cas d'un régime très modéré de lumière lente, le renforcement des nonlinéarités produit des effets importants.

### 6.4.4 Saturation de l'amplification Raman par l'auto-modulation de phase de la pompe.

Notre modèle simplifié prévoit une évolution linéaire en échelle log-log du gain ON-OFF de l'amplificateur en fonction du paramètre  $1 + X$ . Afin d'analyser les performances obtenues expérimentalement, il est dans un premier temps nécessaire d'extraire les valeurs expérimentales



**Fig. 6.12.** Allure de la puissance signal mesurée en sortie du nano-guide et du gain Raman ON-OFF de l'amplificateur, en fonction du paramètre  $1 + X$  que l'on peut directement relier à l'intensité pompe injectée dans le nano-guide.

qui correspondent au paramètre  $X$ . On peut facilement exprimer  $X$  à partir de la puissance pompe incidente et du rapport entre la pente et la position à l'origine de la droite qui résulte de l'ajustement théorique des données pour  $P_P(0)/P_P(L)$ .

En supposant que la partie du signal amplifié subit essentiellement un décalage spectral vers le bleu, sa puissance en sortie peut facilement s'extraire des spectres (b) ou (d) de la figure 6.10. L'évolution de la puissance du signal amplifié en dBm est alors tracée en fonction de  $1 + X$  en dB sur la figure 6.12. La puissance du signal en entrée est constante. Contrairement à l'équation (6.4), la puissance du signal amplifié s'écarte d'une évolution linéaire pour  $1 + X > 2$  dB et sature. Cette allure met très clairement en évidence un phénomène de saturation de l'amplification Raman qui ne peut s'expliquer par l'effet de déplétion de la pompe par TPA (qui est pris en compte dans le modèle via le paramètre  $X$ ) ou par SRS. Dans ce dernier cas, l'allure de l'inverse de la transmission  $P_P(0)/P_P(L)$  ne serait pas linéaire.

En ajustant les données pour  $1 + X < 2$  dB par une droite, en accord avec l'équation (6.4), on accède à la mesure de la puissance signal incidente (point d'intersection entre la droite et l'origine de l'abscisse). La droite d'ajustement est tracée sur la courbe de la figure 6.12. On peut alors déterminer le gain ON-OFF de l'amplificateur dont les valeurs sont reportées sur l'axe de droite. Un gain ON-OFF maximal de 28 dB a été obtenu dans notre expérience, valeur bien inférieure à celle prévue par le modèle (dans ce cas, 50 dB et en négligeant la saturation de la pompe par SRS).

Afin de démontrer que l'origine de cette saturation de l'amplification Raman est effectivement due à l'élargissement spectral du faisceau pompe sous l'effet de l'auto-modulation de phase, nous avons calculé le coefficient de gain Raman  $\gamma_R$  à la fréquence  $\omega_S$  à partir des spectres mesurés pour la pompe en sortie du guide. Dans le cas d'un faisceau Stokes continu, de fréquence  $\omega_S$ , amplifié par un faisceau pompe dont le spectre est défini par  $S_P(\omega)$  la densité spectrale de puissance, on montre simplement que :

$$\gamma_R(\omega_S) = \int H_R(\omega - \omega_S) S_P(\omega) d\omega, \quad (6.5)$$

avec  $H_R(\Omega)$  le profil de gain Raman pour le silicium. Après convolution des spectres normalisés pour le faisceau pompe avec  $H_R(\Omega)$ , de forme Lorentzienne, nous déterminons la valeur de  $\gamma_R$  à la fréquence du signal. Pour chaque intensité pompe, donc pour chaque valeur de  $X$ , on

peut calculer la valeur de  $G_{ON-OFF}$  à partir de (6.4). Ces valeurs sont reportées sur la figure 6.12 (carrés blancs). Le parfait accord avec les données expérimentales confirme que l'origine de la saturation de l'amplification Raman provient bien de l'auto-modulation de phase de la pompe.

#### 6.4.5 Conclusion

La saturation de l'amplification Raman sous l'effet de l'auto-modulation de phase du faisceau pompe n'avait jamais été reportée auparavant. Au delà de ce résultat, nous avons présenté une méthode originale pour l'exploitation des données expérimentales. Je ne l'ai pas présenté, mais notre méthode permet aussi de déterminer les coefficients de couplage en entrée et en sortie du guide. C'est pourquoi, nous avons reporté sur le graphe de la figure 6.12, sur l'axe du haut, l'intensité pompe incidente réellement couplée dans le guide. Par ailleurs, la correspondance entre les données expérimentales pour  $G_{ON-OFF}$  et les valeurs calculées par notre modèle, ont permis de déterminer la valeur du coefficient de gain Raman valable en régime continu et qui vaut  $\gamma_R = 8.9 \text{ cm/GW}$ . Il faut savoir que les valeurs extraites de la littérature varient de 4 à 70 cm/GW ! [127].

Au delà de la performance de notre amplificateur, ce résultat ouvre des perspectives vers la conception de circuits à mode lent fonctionnant en régime nonlinéaire. Dans le cas d'une fonctionnalité Raman, et dans l'objectif de réaliser des composants compacts et à basse puissance de commande, il faudra nécessairement tenir compte de cet effet de saturation qui sera d'autant plus prédominant que le régime de propagation est lent.

### 6.5 Diffusion Raman stimulée en microcavité semi-conductrice doublement résonnante

Une autre situation favorable au renforcement des interactions nonlinéaires, consiste à utiliser une microcavité optique dans laquelle le ou les ondes en interaction coïncident avec une résonance de la cavité. Bien que l'étude des cavités optiques en régime nonlinéaire soit un sujet qui a été très largement étudié, il bénéficie de la part des chercheurs d'un regain d'intérêt par les formidables avancées actuelles sur la réalisation de microcavités à cristal photonique compactes et possédant de très grands facteurs de qualité.

Nous avons débuté nos travaux sur les nonlinéarités dans les microcavités avec une approche expérimentale *modèle*. Dans le cadre d'une collaboration avec Bernard JUSSERAND de l'INSP Paris, formalisée dans un contrat labellisé et soutenu par Cnano Ile de France que j'ai coordonné, nous avons choisi d'étudier le processus de diffusion Raman stimulée dans une microcavité planaire en GaAs doublement résonnante. L'avantage d'une géométrie planaire est de bénéficier de la dépendance angulaire de la fréquence de résonance de la cavité. Il est alors très aisé d'étudier des interactions nonlinéaires dans un cas non dégénéré entre, par exemple, deux faisceaux à résonance avec la cavité. Nous avons fait le choix d'étudier la diffusion Raman stimulée pour deux raisons. La première est que l'accord de phase pour ce phénomène nonlinéaire est automatique, ce qui le rend simple à étudier. La seconde est que l'état de l'art ne mentionne aucune étude sur l'amplification Raman en microcavité doublement résonnante. Nos premiers modèles montrent une très forte exaltation du facteur d'amplification dans une telle situation, et la possibilité d'atteindre un régime d'oscillation alors que l'épaisseur de la microcavité n'est que de  $5\lambda/n$ , soit 1,3  $\mu\text{m}$ .

Ces travaux ont débuté dans le cadre de la thèse de Felix KROEGER sur une microcavité que nous avons conçue spécifiquement pour cette étude et qui a été fabriquée au LPN à Marcoussis (§ 6.5.2). Nous avons monté une expérience de type pompe/sonde en régime d'impulsions picosecondes que nous présentons au § 6.5.3. Ces impulsions sont générées par une double source

de génération-amplification paramétrique optique pompée par un laser Nd :YAG (pompé par flash) qui est triplé en fréquence. C'est une expérience très lourde à gérer, tant sur le plan de la source, que des systèmes de détection qui utilisent des boxcars. Nous présentons enfin au § 6.5.4 les résultats tout à fait inattendus qui, à défaut de montrer une amplification Raman, illustre une physique tout à fait nouvelle sur l'interaction des porteurs libres avec un bain de phonons optiques cohérents.

### 6.5.1 Contexte de l'étude

La réalisation de microcavités résonnantes a grandement favorisé les expériences de spectroscopie Raman des semiconducteurs. Il s'agit d'insérer la structure Raman, comme par exemple un super-réseau, entre deux miroirs de Bragg qui confinent le champ optique à la longueur d'onde de pompe et/ou de sonde par la microcavité optique. La surtension de la cavité augmente l'efficacité et permet d'observer les raies Raman spontanées de structures d'épaisseurs submicroniques, ouvrant la voie à la conception de nouveaux dispositifs de traitement du signal utilisant le couplage photon-phonon.

Le renforcement du signal Raman spontané par l'effet du confinement des photons incidents et/ou diffusés par une cavité a été d'abord observé pour des vibrations moléculaires dans des dispositifs à cavités externes [128] et dans des micro-gouttelettes [129]. Dans le second cas, des doubles résonances optiques ont été obtenues en ajustant la taille des objets pour deux énergies de photons confinés coïncidant avec les énergies des photons incidents et diffusés. Plus récemment, l'idée a été étendue aux microcavités planaires de semiconducteurs [130]. En mettant à profit la dépendance angulaire de l'énergie de cavité, des doubles résonance optiques avec des renforcement de l'intensité Raman de l'ordre de 105 ont été démontrées.

Toutefois, si l'observation de l'exaltation de l'émission Raman spontanée a fait l'objet de nombreuses études, aucune observation de l'émission Raman stimulée n'a encore été réalisée, à ce jour, dans ces microcavités semiconductrices.

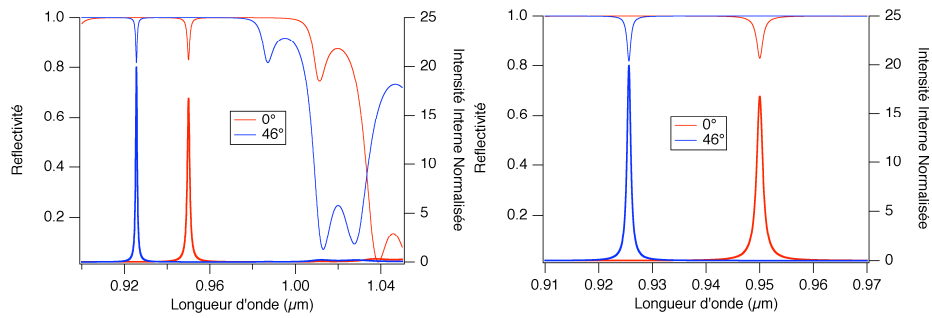
### 6.5.2 Conception d'une microcavité planaire doublement résonnante

La microcavité est constituée d'une couche de GaAs de  $5\lambda/n$  d'épaisseur, placée entre deux miroirs de Bragg constitués d'un empilement de paires de couches  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$  d'épaisseur  $\lambda/4$ . La longueur d'onde de travail est située autour de 950nm, ce qui fait que l'épaisseur de la couches actives de GaAs est de l'ordre de 1340nm. Les spectres de réflectivité simulés d'une structure constituée d'un Bragg avant de 10 paires de couches et d'un Bragg arrière de 25 paires de couches sont présentés sur la figure 6.13. La cavité induit un creux dans la courbe de réflectivité de Bragg des miroirs. Ce creux s'accompagne d'une forte augmentation de la puissance intracavité d'un facteur quasiment égal à 20. Dans l'expérience la pompe et la sonde à la longueur d'onde Stokes sont toutes les deux résonnantes dans la cavité, cette double résonance étant obtenue, par une incidence oblique de la pompe. Ainsi, on le voit sur la cavité choisie (et compte tenu du décalage Stokes de  $290\text{cm}^{-1}$  du GaAs), la pompe est incidente à environ  $46^\circ$  et l'onde sonde est à incidence normale. La microcavité conçue a été fabriquée au LPN et ses caractéristiques ont été conformes à celles que nous avons simulées.

### 6.5.3 Montage de type pompe-sonde en régime ps

Du point de vue expérimental, la source laser doit être suffisamment puissante pour générer des gains d'amplification Raman stimulée qui puissent être détectés. Par ailleurs, elle nécessite d'utiliser une source impulsionnelle accordable, afin de s'accorder sur la résonance de la cavité. Elle doit aussi être plus fine spectralement que la largeur spectrale de la cavité (de l'ordre de 1 nanomètre) et de la raie Raman utilisée. Cette contrainte impose d'utiliser des impulsions





**Fig. 6.13.** Spectres de réflectivité et d'intensité normalisée (à une puissance injectée de 1) dans la microcavité choisie, pour deux incidences de  $46^\circ$  et  $0^\circ$ . La figure de droite correspond à un zoom dans la zone spectrale d'intérêt.

picosecondes de largeur spectrale limitée par les conditions de Fourier. D'autre part, cette source devra être doublement accordable afin d'ajuster la longueur d'onde de pompe et du signal à la résonance de la cavité et au décalage Raman.

Nous avons donc utilisé une source paramétrique picoseconde accordable dont dispose le groupe MANOLIA du LCFIO et qui a été développée par Robert FREY. Comme le montre le schéma de la figure 6.14, cette source est constituée de deux lignes de générateurs paramétriques pompés par un laser impulsif Nd :YAG à blocage de modes, triplé en fréquence. Chaque ligne est filtrée spectralement par un réseau et elles délivrent donc deux impulsions synchronisables indépendamment accordables sur une très large gamme spectrale (typiquement entre 400 et 2500 nm) et limitées par la transformée de Fourier à une largeur spectrale inférieure à 0,1nm. De plus, ces impulsions sont filtrées spatialement pour délivrer des faisceaux à structure spatiale gaussienne. Enfin un étage amplificateur, permet d'obtenir le faisceau de pompe de forte énergie (plusieurs centaines de microJoules) nécessaire à la réalisation des expériences nonlinéaires.

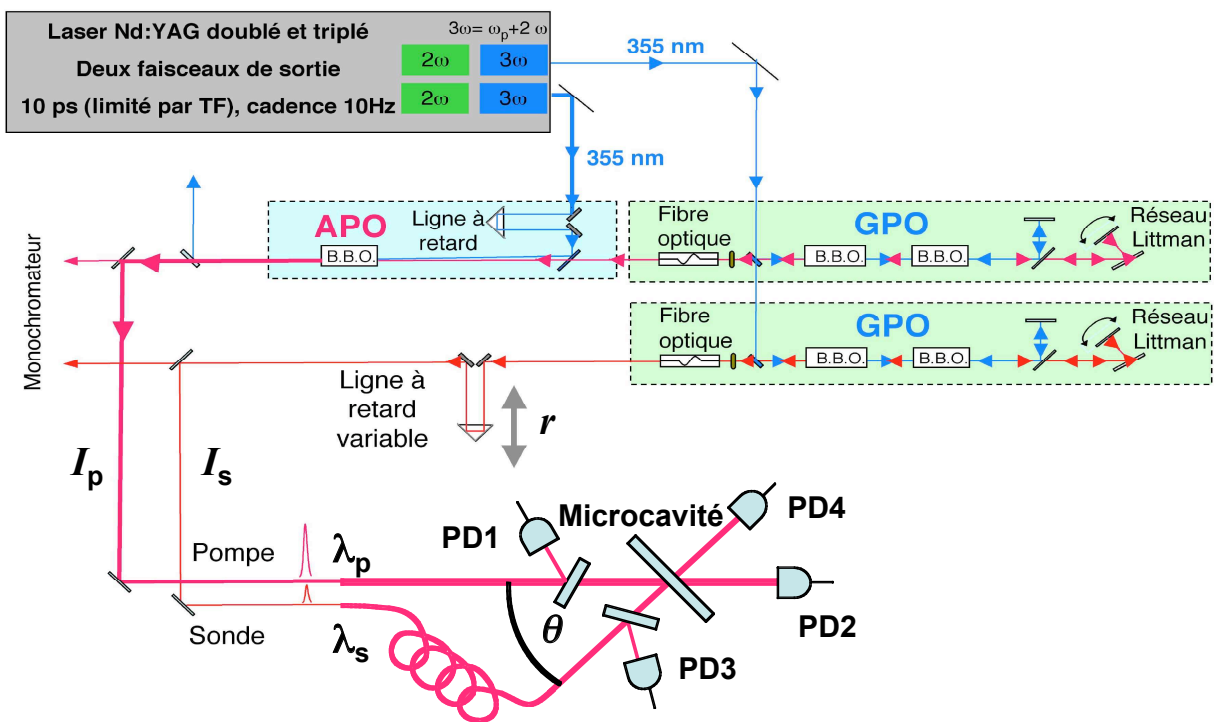
Les deux faisceaux générés par la source laser sont envoyés sur l'échantillon dans une expérience de type pompe-sonde. Les photodiodes PD1 et PD2 (resp. PD3 et PD4), reliées à des boxcars, permettent de mesurer les puissances pompe (resp. Stokes) incidentes et transmises.

### 6.5.4 Exaltation de l'interaction électrons-phonons

Grâce à la ténacité, au travail remarquable, méticuleux et rigoureux de Felix KROEGER, les mesures de la transmission pour le faisceau sonde, en fonction du retard pompe-sonde, ont montré un résultat totalement inattendu. En contradiction avec nos simulations, nous n'avons jamais pu observer d'amplification Raman du faisceau signal par le faisceau pompe, ces faisceaux étant à la fois à la résonance Raman du matériau GaAs et à résonance optique avec la microcavité. A défaut, nous avons observé une forte disparité dans l'effet de réfraction par les porteurs libres générés par TPA en fonction de la géométrie d'interaction.

Le faisceau sonde est envoyé en incidence normale sur la microcavité. Sa longueur d'onde est tout d'abord ajustée à la résonance de la microcavité. Pour tenir compte de l'effet réfractif par les porteurs libres qui seront générés par TPA en présence de la pompe, la longueur d'onde du signal est alors légèrement décalée de la résonance vers le bleu. Le décalage est choisi pour qu'à retard nul, et pour les gammes d'intensité pompe utilisées dans notre expérience, le faisceau signal se trouve à résonance avec la microcavité.

Dans l'expérience, sa longueur d'onde est fixée à  $\lambda_S = 946,30$  nm. On détermine alors la longueur d'onde de pompe qui correspond au décalage Raman pour le GaAs :  $\lambda_{P0} = 920,87$  nm. Une fois la longueur d'onde du faisceau pompe précisément ajustée, son angle d'incidence sur la microcavité est réglé pour faire coïncider le faisceau avec une résonance de la microcavité. La



**Fig. 6.14.** Schéma du montage de type pompe-sonde en régime ps utilisé pour caractériser la transmission en régime nonlinéaire d'une microcavité doublement résonnante pour les faisceaux pompe et Stokes. Chaque faisceau est généré à partir d'une ligne de génération paramétrique. Les deux sources paramétriques sont pompées par un laser Nd :YAG pompé par flash, émettant des impulsions de durée voisine de 10 ps, dont le faisceau est doublé puis triplé en fréquence.

variation de l'intensité du faisceau pompe est fixée entre 1 et 9 MW/cm<sup>2</sup> afin de conserver le faisceau pompe à résonance avec la microcavité<sup>5</sup>.

La transmission du faisceau signal est mesurée (à l'aide des photodiodes PD3 et PD4) en fonction du retard entre les impulsions signal et pompe et pour différentes intensités (différentes énergies) de la pompe. Ces mesures n'ont jamais permis d'observer un effet d'amplification Raman du faisceau sonde. En revanche, nous avons constaté que les effets de réfraction, qui induisent un décalage de la résonance de la microcavité, varient fortement en fonction de la géométrie de pompage (fixée par le couple longueur d'onde de pompe et angle d'incidence).

La modélisation de la transmission du faisceau signal, en fonction du retard et de l'intensité du faisceau pompe, nous permet de conclure que les phénomènes réfractifs induits par les porteurs libres générés par TPA dominent devant leurs effets d'absorption et également devant la variation de l'indice induit par effet Kerr optique. Pour un retard de sonde compris dans la durée de l'impulsion pompe, la quantité de porteurs augmente avec le retard, ainsi que la variation d'indice. La résonance se décale au fur et à mesure vers le bleu et le faisceau signal, après avoir atteint le maximum de transmission, voit sa transmission diminuée (sa longueur d'onde est alors située du côté rouge de la résonance). Pour des retards plus longs (nous sommes limités à des retards de l'ordre de 200 ps), la transmission reste constante, les durées de vie des porteurs étant de l'ordre de quelques ns. En conclusion, les variations de transmission de la microcavité à la longueur d'onde signal nous permettent de mesurer les variations de l'indice de réfraction du milieu à semi-conducteur induites par les porteurs générés par le faisceau pompe.

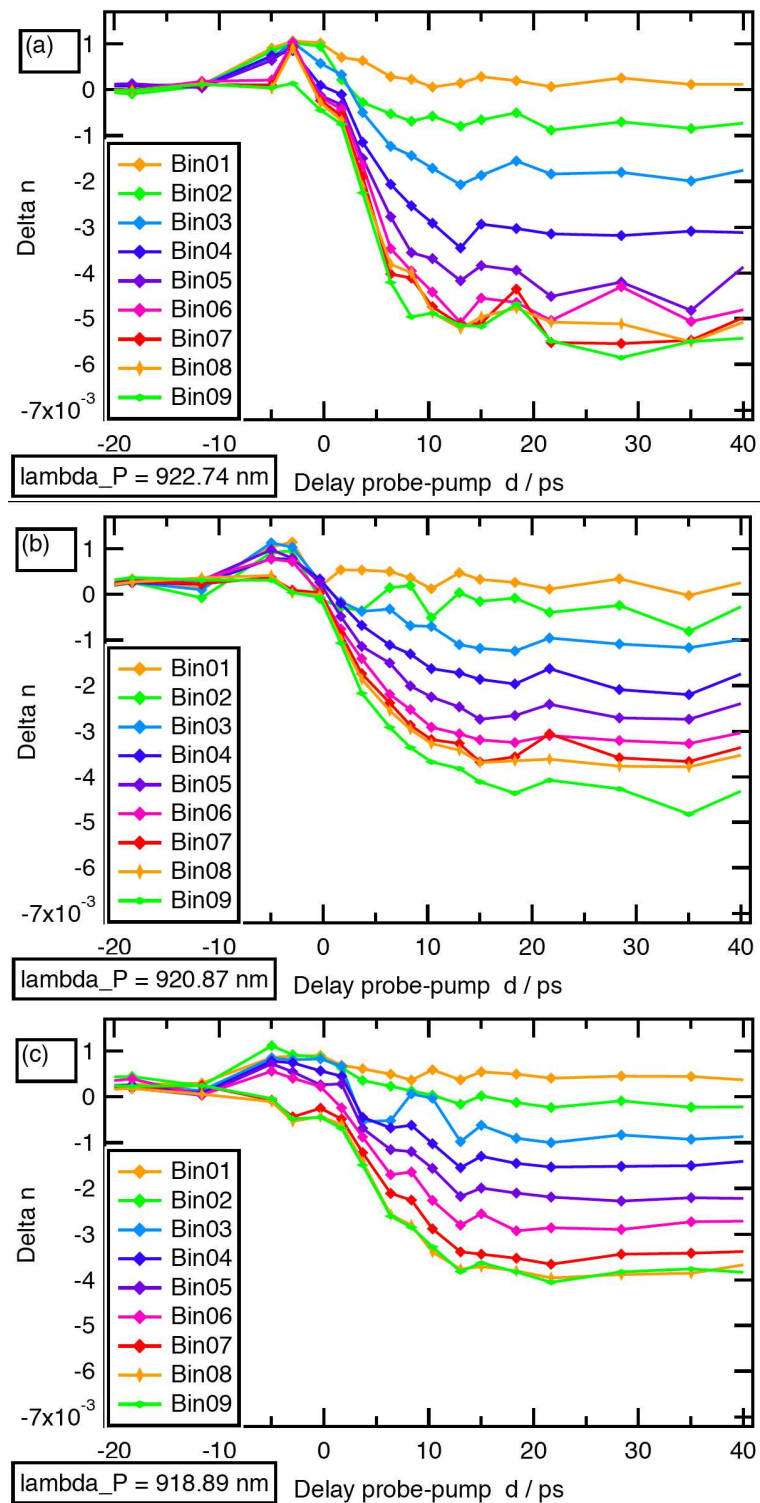
Les graphes de la figure 6.15 représentent l'allure de la variation d'indice mesurée à la longueur d'onde signal en fonction du retard pompe-sonde, pour des intensités de la pompe comprises entre 1 MW/cm<sup>2</sup> (BIN01) et 9 MW/cm<sup>2</sup> (BIN09) et pour 3 longueurs d'onde de pompe : (a)  $\lambda_P = 922,74$  nm, (b)  $\lambda_{P0} = 920,87$  nm et (c)  $\lambda_P = 918,89$  nm. Ces allures ont été directement extraites des mesures de transmissions pour le faisceau sonde. L'interaction (b) correspond à une situation où les faisceaux signal et pompe sont à la fois résonnants avec la microcavité et à résonance avec la transition Raman du matériau. Dans le cas (c), la longueur d'onde de pompe est décalée de 2 nm vers le bleu et le faisceau pompe n'est plus à la résonance Raman avec le faisceau signal (la demi-largeur de la raie Raman vaut approximativement 130 pm à ces longueurs d'onde). Pour être à résonance avec la cavité, l'angle d'incidence du faisceau doit être augmenté. Dans le cas (a), la longueur d'onde de pompe est décalée de 2 nm vers le rouge et nécessite de réduire l'angle d'incidence.

Il est remarquable de constater que les variations d'indice aux retards longs, devant la durée de l'impulsion pompe, diffèrent entre les situations du cas (a) et des deux cas (b) et (c). Pour une intensité pompe donnée, la variation d'indice est toujours plus grande dans la situation (a) que dans les situations (b) ou (c). Par ailleurs, la dynamique de cette variation aux temps courts, pour des retards compris entre 0 et 10 ps, est également plus rapide pour la situation (a).

Notre hypothèse actuelle sur cet effet inattendu, et jamais relaté dans la littérature, repose sur une situation très originale (et jamais étudiée auparavant) de relaxation des porteurs libres dans la bande de conduction assistée par une population cohérente de phonons. En effet, le point commun entre les interactions (b) et (c) est l'existence d'un mode de cavité pour l'onde Stokes liée au faisceau pompe. Dans le cas (b), l'onde Stokes coïncide avec le faisceau signal. En revanche, dans le cas (a), la longueur d'onde de pompe est telle que l'onde Stokes à une longueur d'onde qui est supérieure à celle du mode en incidence normale à la cavité. Par conséquent, il n'existe

---

<sup>5</sup>Pour des intensités plus fortes, on ne pourrait plus considérer que le faisceau pompe est à résonance avec la microcavité : le décalage de la résonance par les effets réfractifs induits par l'effet Kerr optique et les effets de porteurs seraient alors trop importants.



**Fig. 6.15.** Variations de l'indice de réfraction mesurées à la longueur d'onde signal en fonction du retard entre les impulsions sonde et pompe et pour 3 longueurs d'onde de pompe : 922,74 nm (a), 920,87 nm (b) et 918,89 nm (c). Pour chaque longueur d'onde de pompe, les variations d'indice sont représentées pour différentes intensités pompe qui varient approximativement de  $1 \text{ MW/cm}^2$  (BIN01) à  $9 \text{ MW/cm}^2$  (BIN09) selon une variation linéaire.

pas de mode résonnant pour la microcavité à cette longueur d'onde. L'interaction entre la population de porteurs libres et une population de phonons cohérents, générés par diffusion Raman spontanée amplifiée, semble profondément affecter l'effet de réfraction et donc de déplacement de la résonance. En outre, cette interaction semble prédominer sur l'interaction photon-phonon, bloquant l'effet de diffusion Raman stimulée. L'interaction électron-phonon cohérente interdirait la relaxation des électrons en bas de la bande de conduction (par absorption des phonons cohérents générés par diffusion Raman spontanée amplifiée) avec le double effet d'une réduction de la variation d'indice due aux porteurs libres générés par TPA (seuls les électrons en bas de bande de conduction contribuent fortement à cette variation d'indice) et d'une diminution du gain Raman par diminution de la densité de phonons.

Ce sont actuellement les hypothèses sur lesquelles nous construisons un modèle. Pour ce travail spécifique, nous collaborons avec Christos FLYTZANIS du laboratoire Pierre AIGRAIN de l'ENS Paris. Un article est en préparation sur nos résultats expérimentaux.

## 6.6 Perspectives

Mes projets de recherche s'inscrivent dans la continuité du changement thématique que je conduis depuis 2 ans. Ils visent à développer des compétences spécifiques autour de la physique des interactions nonlinéaires dans une perspective (à plus long terme) de réaliser des fonctions optiques pour le traitement de l'information.

Ils s'appuient sur les récents progrès spectaculaires autour des structures à cristal photonique conçues et réalisées sur des matériaux à semi-conducteurs. Le domaine de la nanophotonique peut revendiquer une certaine maturité dans la conception, la fabrication et la caractérisation de structures intégrées guidées à cristal photonique.

La maturité de ces filières scientifiques et technologiques peut être mise à profit pour fonctionnaliser ces structures et réaliser des dispositifs de traitement optique de l'information. C'est un des enjeux scientifiques majeurs de la photonique. Il a une forte valeur transversale puisqu'il devra réunir à la fois des domaines (optique, électronique, physique du solide, chimie moléculaire...) et des compétences variées (modélisation et conception numérique, fabrication, caractérisations linéaire et nonlinéaire...). Mon objectif est de développer des compétences spécifiques autour de la compréhension et la maîtrise de la physique des interactions nonlinéaires dans des milieux nanostructurés. Nous savons qu'une nonlinéarité sera d'autant plus exaltée que son ordre est élevé. A titre d'illustration, nous avons vérifié expérimentalement que l'effet du FCR, équivalent à une nonlinéarité d'ordre 5, est beaucoup plus exalté que les effets Kerr ou TPA, qui sont des nonlinéarités d'ordre 3. En régime de propagation en lumière lente, on s'attend donc à une hiérarchie entre les nonlinéarités totalement différente de celle du matériau massif. Par ailleurs, notre étude sur le comportement d'une microcavité Raman doublement résonante révèle une interaction inédite entre électrons et phonons.

Ces quelques exemples montrent la nécessité de s'intéresser à la physique des interactions liées à la propagation nonlinéaire dans des milieux nano-structurés. C'est une des voies qui pourra éventuellement conduire au développement et aux études sur les nouvelles fonctions, compactes et à basse puissance de commande, pour le traitement optique de l'information. Une des ambitions de ce projet serait de devenir un des partenaires de choix dans la communauté scientifique sur l'étude des interactions nonlinéaires dans des structures semiconductrices à cristal photonique.

Cette ambition se concrétise, pour les 5 ans à venir, par les actions suivantes (que je détaille ensuite) :

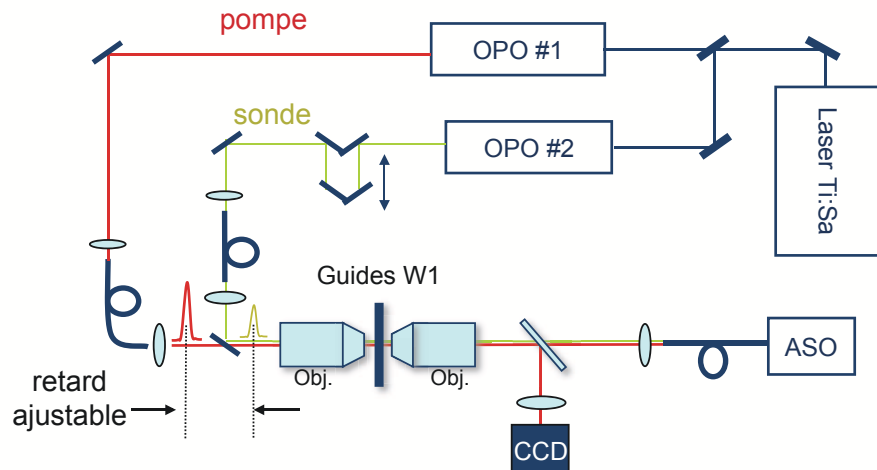
- développement d'outils de caractérisation adaptés à l'étude de régime de propagation nonlinéaire,
- mise en place d'outils de simulations numériques dédiés à la propagation en régime nonlinéaire dans des milieux nano-structurés,
- optique nonlinéaire dans des matériaux nano-structurés dédiée aux problématiques du traitement de l'information optique.

Un aspect primordial pour la réussite de ce projet est la nécessité de renforcer et d'initier des actions de partenariats, notamment avec des laboratoires spécialistes dans la conception et la caractérisation de structures à cristal photonique.

### Outils de caractérisation des interactions nonlinéaires

- *Sources OPO pompe-sonde* : Nous allons poursuivre le développement de la source OPO ps, largement accordable en longueur d'onde de 1300 à 1700 nm. Une fois le fonctionnement de l'OPO validé, nous développerons un source pompe-sonde synchronisable pour

**Fig. 6.16.** Schéma d'une expérience en configuration pompe-sonde non-dégénérée en fréquence. Les impulsions pompe et sonde sont générées par deux OPO pompés simultanément par un même laser de pompe.



la réalisation d'expériences en configuration pompe-sonde non-dégénérée en fréquence et dont le schéma de principe est donné sur la figure 6.16.

Concernant le développement de sources OPO ps, fonctionnant en régime de pompage synchrone, nous initiions une collaboration avec le groupe de Emmanuel ROSENCHER de l'ONERA, en particulier avec son collègue Antoine GODARD, qui possède une très forte compétence dans la conception et la réalisation de sources OPO. Ce groupe démarre des activités autour des OPO fonctionnant en régime de pompage synchrone et nous pourrions largement bénéficier de leur expertise dans ce domaine.

Par ailleurs, et afin de disposer d'une meilleure résolution temporelle dans la dynamique des interactions étudiées, nous mettons en place actuellement un compresseur à fibre, composé d'une fibre nonlinéaire et d'une paire de deux réseaux. C'est un montage relativement classique qui devrait permettre de compresser les impulsions générées par les OPO autour d'un facteur 5. L'autre intérêt de disposer de ce montage sera de contrôler, à terme, le *chirp* des impulsions qui apportera une flexibilité supplémentaire pour des moyens d'excitation des nonlinéarités.

**- Analyse et détection :**

L'autre enjeu pour la caractérisation est le développement d'outils de détection performants pour accéder aux informations sur l'allure de la phase des impulsions transmises à travers les structures. Actuellement, nos analyses sont limitées à des mesures de coefficient de transmission et de mesures spectrales. Dans la perspective du développement de fonctions pour le traitement d'information numérique, il est primordial de se doter de moyens de caractérisation plus poussés (distorsion d'amplitude, de phase...).

J'ai proposé à mes collègues Eris CASSAN et Laurent VIVIEN du laboratoire IEF (Orsay) une collaboration sur le développement de techniques de mesures interférométriques intégrées. Elle a reçu un premier soutien par un contrat PPF *Nanophotonique*. Cette collaboration s'appuie sur une très grande complémentarité de nos compétences. L'équipe de E. CASSAN et L. VIVIEN maîtrise la conception, la fabrication et la caractérisation linéaire de structures guidées à base de cristaux photoniques dans la filière SOI<sup>6</sup>. Ils ont récemment développé des guides fonctionnant dans des régimes de lumière lente et mesuré des vitesses de groupe approchant les  $c/20$ . Au delà des guides, ils conçoivent des circuits photoniques en vue de la réalisation de fonctions comme des démultiplexeurs ou des switch

<sup>6</sup>D. Marris-Morini et al. Opt. Engineering, 47, 014602, (2008)

électro-optiques.<sup>7</sup>

### **Théorie et outils de simulation**

Devant la multitude et la complexité des interactions nonlinéaires, il est bien souvent nécessaire d'avoir recours à des simulations numériques de la propagation des ondes en régime nonlinéaire. C'est une démarche que nous avons commencé à entreprendre dans le cadre de la thèse d'Alexandre BARON. Grâce à l'appui de Robert FREY, nous avons pu convaincre le Professeur Govind P. AGRAWAL de The Institute of Optics de l'Université de Rochester (USA) à venir travailler avec nous pendant une période de 1 mois. Pour cela, j'ai demandé et obtenu le soutien du RTRA Le Triangle de la Physique. L'objectif était d'initier une collaboration avec le groupe de Recherche du Prof. G. P. AGRAWAL dont les compétences en optique nonlinéaire sont reconnues à l'échelle internationale. Suite à son séjour d'un mois en juin 2009, A. BARON a été accueilli à Rochester pendant 1 mois en novembre 2009. C'est ainsi que, par cette collaboration et grâce à l'immense talent d'Alexandre BARON, nous disposons dorénavant d'un premier outil de simulation numérique. Une publication est en cours de préparation sur la comparaison entre un modèle analytique et un modèle numérique qui traitent de l'effet de saturation de l'amplification Raman par l'auto-modulation de phase des impulsions pompe.

Le modèle précédent prend en compte le régime de propagation en mode lent en corrigeant les coefficients nonlinéaires par des facteurs de correction liés au facteur de champ local  $f$ . Expérimentalement, nous avons démontré la validité de cette correction dans des régimes à mode lent modéré (jusqu'à  $c/7$ ). Or, ces modèles ne tiennent pas compte de la nature du mode lent qui, dans le cas de la propagation dans un guide à cristal photonique, se décompose sur des modes de Bloch de la structure périodique. Il serait donc intéressant d'étudier la limite de validité de notre approche, voire d'accéder à une approche plus complète.

### **Optique nonlinéaire dans des matériaux nano-structurés**

Tous ces moyens et ces compétences seront au service de l'étude de la physique des interactions nonlinéaires dans des matériaux nano-structurés. Je présente à la suite les actions sur lesquelles je vais m'investir dans les prochaines années.

#### ***- Interaction électrons-phonons cohérents :***

Nous allons poursuivre les études qui ont été menées dans la thèse de F. KROEGER sur la relaxation des porteurs libres en présence d'une population de phonons optiques cohérents. La physique est tout à fait nouvelle et originale. Il nous faut mieux comprendre l'effet inattendu que nous avons observé et le modéliser. C'est un sujet qui fera sans doute l'objet d'un prochain sujet de thèse et qui s'appuiera sur une collaboration avec B. JUSSERAND de l'INSP et C. FLYTZANIS de l'ENS Paris. Les premières modélisations sont extrêmement encourageantes et prometteuses. A partir de ces modèles, nous pourrions concevoir une structure doublement résonante optimisée spécifiquement pour étudier ces interactions.

#### ***- Amplification Raman dans des structures à cristal photonique semi-conductrices :***

Nous allons poursuivre la collaboration entamée dans le cadre du projet ANR MIRAMAN

---

<sup>7</sup>D. Bernier et al. Optics Express 16, 17209 (2008), E. Cassan et al., Journal of Nanophotonics, 1, 013551, (2007)



avec l'équipe Naphel du LCFIO et le LTM sur le développement de structures à modes lent nonlinéaires, doublement résonantes aux deux faisceaux pompe et sonde. L'étude se tourne maintenant sur la définition de nouvelles structures à mode lent qui ont émergé du projet ANR.

- *Etude d'une ligne à retard optique à base de microcavités nonlinéaires* : Sur la base des connaissances acquises dans l'étude des processus nonlinéaires dans des structures résonnantes, nous comptons étudier une ligne à retard commandée optiquement et accordable. C'est une structure originale composée de deux microcavités fonctionnant en régime nonlinéaire, sur laquelle j'ai déjà commencé des premières simulations.

- *Exaltation des non-linéarités dans des guides à modes lents sur SOI : comparaison entre la filière sur silicium cristallin et sur silicium amorphe hydrogéné* :

En collaboration avec le groupe de Recherche du Professeur Richard DE LA RUE de l'Université de Glasgow (UK) nous souhaitons comparer les propriétés nonlinéaires entre des structures fabriquées sur silicium cristallin et sur silicium amorphe hydrogéné. En effet, les durées de vie des porteurs sont bien plus courtes dans le silicium amorphe et si ce matériau est très utilisé pour les cellules photovoltaïques, ses propriétés nonlinéaires restent en revanche très peu étudiées. A ce jour, il n'existe que très peu d'études (récentes d'ailleurs) sur des structures guidées dans cette filière. Il pourrait être intéressant de mettre à profit les plus faibles durées de vie des porteurs observées dans le a :Si-H (qui est un inconvénient pour les cellules photovoltaïques) comparativement au silicium cristallin. La collaboration avec le groupe de Glasgow permet de procéder rapidement aux premières études. Les échantillons sont disponibles et notre banc de caractérisation est prêt.

- *Vers un tamis de lumière nonlinéaire ?* :

Les récents progrès en nano-technologie et nano-fabrication nous font entrevoir des potentialités fantastiques dans la conception et la fabrication de véritables tamis de lumière où les paramètres tels que le confinement optique, le couplage entre les ondes, l'accord de phase, le régime de propagation, les effets de dispersion (...) pourraient être parfaitement (?) contrôlés. Cette perspective peut sembler farfelue mais elle semble permise par les récents progrès accomplis par les nano-technologies. L'optique nonlinéaire ne serait plus seulement, d'un côté l'étude de matériaux aux coefficients nonlinéaires élevés, et de l'autre l'étude de structures guidantes nonlinéaires dans un matériau donné. Nous pourrions ainsi avoir accès à la conception et la réalisation de milieux nonlinéaires optimisés où la lumière et les interactions pourraient être parfaitement contrôlées par un tamis à photons nano-structurés. Vaste programme!

# Bibliographie

- [1] Nicolas Huot. Étude de  $\text{BaTiO}_3$  :Rh à  $1,06 \mu\text{m}$  et application à la conjugaison de phase pour la correction de fronts d'onde. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, Orsay, 1998.
- [2] N. Huot, J. M. Jonathan, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, and G. Roosen. Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography : Application to mode selection. *Appl. Phys. B*, 69 :155–157, 1999.
- [3] W. B. Whitten and J. M. Ramsey. Mode selection in a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element. *Opt. Lett.*, 12 :117–119, 1987.
- [4] J. M. Ramsey and W. B. Whitten. Controlled scanning of a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element. *Opt. Lett.*, 12 :915–917, 1987.
- [5] A. E. Siegman. *Lasers*. Mill Valley : University Science Book, 1986.
- [6] S. Camacho-López and M. J. Damzen. Self-starting nd :yag holographic laser oscillator with a thermal grating. *Opt. Lett.*, 24 :753–755, 1999.
- [7] P. Sillard, A. Brignon, and J.-P. Huignard. Loop resonators with self-pumped phase-conjugate mirrors in solid-state saturable amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14 :2049–2058, 1997.
- [8] M. Horowitz, R. Daisy, and B. Fischer. Filtering behavior of a self-induced three-mirror cavity formed by intracavity wave mixing in a saturable absorber. *Opt. Lett.*, 21 :299–301, 1996.
- [9] G. Pauliat and G. Roosen. L'effet photoréfractif. *Collection SFO*, 6 :235–332, 1998.
- [10] G. Pauliat and G. Roosen. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter L'effet Photoréfractif. J. M. Jonathan et R. Lévy, eds., EDP Sciences, Les Ulis, 2000. p. 235-332.
- [11] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.*, 48 :2909–2947, 1969.
- [12] Laurent Meilhac. Cavités laser auto-organisables : réduction du nombre de modes longitudinaux par un filtre photoréfractif dynamique. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, Orsay, 2001.
- [13] G. Pauliat, N. Dubreuil, and G. Roosen. *Photorefractive Materials and Applications 3*, chapter Self-organizing laser cavities. Springer Series in Optical Sciences, Gunter P. and Huignard J.P. Eds, 2007. Ch. 9, p. 253-375.
- [14] L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen. *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*. Oxford Ser. Opt. Imag. Sci. Clarendon Press, Oxford, 1996.
- [15] A. Yariv. *Quantum Electronics*. 3rd Edition, 1989. Chapitre 21.

- [16] L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen. Modeling of laser mode self-adapted filtering by a photorefractive fabry-perot interferometer. *Optical Materials*, 18 :37–40, 2001.
- [17] N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, L. Meilhac, G. Pauliat, J.M. Jonathan, and G. Roosen. Cavités laser auto-organisables. *Journal de Physique IV*, 12 :Pr5.99–Pr5.106, 2002.
- [18] N. Dubreuil, L. Meilhac, S. Victori, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, J. M. Jonathan, and G. Roosen. Intracavity self-adapted photorefractive fabry-perot. In Proceedings of the SPIE-Int. Soc. Opt. Eng., editor, *Laser Optics 2000 : Control of Laser Beam Characteristics and Nonlinear Methods for Wavefront Control*, volume 4353, pages 138–143, Saint Petersburg, Russie, 26-30-Juin 2000 2000.
- [19] L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, J. M. Jonathan, and G. Roosen. Selectivity and stability analysis of an intracavity dynamic holographic mode selector. In *7th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, PR' 99, Elsinore, 27-30 juin 1999*, volume Proceeding of Post deadline Papers, 18-21, 1999.
- [20] H. G. Danielmeyer. Effects of drift and diffusion of excited states on spatial hole burning and laser oscillation. *J. Appl. Phys.*, 42 :3125–3132, 1971.
- [21] W. Lamb. Theory of an optical maser. *Phys. Rev.*, 134 :A1429–A1450, 1964.
- [22] Alain Aspect. *Optique quantique 1 : lasers*. Ploycopié de cours - Ecole Polytechnique, Palaiseau, 2003.
- [23] G. P. Agrawal and N. K. Dutta. *Semiconductors lasers*. Van Norstrand Reinhold, 2nd edition, 1993.
- [24] J Manning, R Olshansky, DM Fye, and W Powazinik. Strong influence of nonlinear gain on spectral and dynamic characteristics of ingaasp lasers. *Electronics Letters*, 21(11) :496–497, 1985.
- [25] AP Bogatov, PG Eliseev, and BN Sverdlov. Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE11(7) :510–515, 1975.
- [26] Antoine Godard. *Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable*. PhD thesis, Université Paris 11, Orsay, 2003.
- [27] GHM Vantartwijk and D Lenstra. Semiconductor-lasers with optical-injection and feedback. *Quantum and Semiclassical Optics*, 7(2) :87–143, 1995.
- [28] K. Petermann. *Laser diode modulation and noise*, chapter 9. Kluwer Academic Publisher, 1988.
- [29] TW Hansch. Repetitively pulsed tunable dye laser for high-resolution spectroscopy. *Appl. Opt.*, 11(4) :895–898, 1972.
- [30] M Delabacherie, H Sasada, and G Passedat. Mode-hop suppression of littrow grating-tuned lasers - erratum. *Appl. Opt.*, 33(18) :3817–3819, JUN 20 1994.
- [31] Littman M. G. and H. J. Metcalf. Spectrally narrow pulsed dye-laser without beam expander. *Appl. Opt.*, 17(14) :2224–2227, 1978.
- [32] PWA McIlroy. Calculation of the mode suppression ratio in fabry-perot, dbr, and external cavity lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 26(6) :991–997, 1990.
- [33] E. Rosencher. *Optoélectronique*. Dunod, 2002.
- [34] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, and P. Martin. Side-mode gain in grating-tuned extended-cavity semiconductor lasers : investigation of stable single-mode operation conditions. *IEEE J. Quantum Electron.*, 38 :390–401, 2002.

- [35] G. Delcourt, F. Seguneau, N. Dubreuil, and G. Roosen. Novel external cavity laser diode with self-adapted photorefractive fabry-perot. In *CLEO/Europe 2000, Nice, France*, page Post Deadline paper CPD1.7, 2000.
- [36] S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, and T. Salva. Laser diode made single-mode by a self-adaptive photorefractive filter. *Optics Communication*, 208 :183–189, 2002.
- [37] S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, J. M. Jonathan, G. Roosen, and D. Rytz. Laser diode made single mode by an intracavity photorefractive crystal. In *OSA Trends in Optics and Photonics, 8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices, Lake Lawn Lodge, Wisconsin (Etats Unis), 8-12 Juillet 2001*, volume 62, pages 42–47, 2001.
- [38] S. Maerten, V. Luyckx, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, and F. Sénotier. Spectral characteristics of a self-organizing laser diode extended cavity using a batio3 :co photorefractive crystal. In *Ninth international conference on "Photorefractive effect, materials and devices", La Colle-sur-Loup, France, 17-21 Juin 2003*, in :*OSA Trends in Optics and Photonics*, volume 87, pages 551–556, 2003.
- [39] N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen. Diodes laser en cavité étendue auto-organisables dans le domaine rouge du spectre. aserlabs, licence de savoir-faire L06034, 31 mai 2006.
- [40] V. Reboud. *Cavités auto-organisables pour l'amélioration de la luminance des diodes laser de puissance*. PhD thesis, Université Paris 11, Orsay, 2004.
- [41] V. Reboud, N. Dubreuil, P. Fournet, G. Pauliat, G. Roosen, and D. Rytz. Self-induced transverse mode selection in a photorefractive extended cavity laser diode. *Optics Express*, 14(7) :2735 – 2743, 2006.
- [42] V. Reboud, N. Dubreuil, P. Fournet, G. Pauliat, G. Roosen, and D. Rytz. Single mode output power enhancement of an extended cavity broad area laser diode by an intracavity photorefractive crystal. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 87(2) :233–237, 2007.
- [43] J.M Verdiell and R. Frey. A broad area mode coupling model for multiple stripe semiconductor laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-26 :270–279, 1990.
- [44] L. Goldberg and M. K. Chun. Injection locking characteristics of a 1 w broad stripe laser diode. *Appl. Phys. Lett.*, 53 :1900–1902, 1988.
- [45] G.L. Abbas, S. Yang, V.W.S.Chang, and J.G.Fujimoto. Injection behaviour and modelling of 100 mw broad area diode lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 4 :609–617, 1988.
- [46] J. M. Verdiell, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard. Injection-locking of gain-guided diode laser arrays : influence of the master beam stripe. *Appl. Opt.*, 31 :1992–1997, 1992.
- [47] J. Yaeli, W. Streifer, D. R. Scifres, P. S. Cross, R. L. Thomson, and R. D. Bumham. Array mode selection utilizing an external cavity configuration. *Appl. Phys. Lett.*, 47 :89–91, 1985.
- [48] C. Chang-Hasnain, A. Dienes, J. R. Whinnery, W. Streifer, and D. R. Scifres. Characteristics of the off-centered apertured mirror external cavity laser array. *Appl. Phys. Lett.*, 54 :484–486, 1989.
- [49] V. Raab and R. Menzel. External resonator design for high-power laser diodes that yields 400 mw of tem00 power. *Opt. Lett.*, 27 :167–169, 2002.
- [50] J. R. Leger and G. Mowry. External diode-laser-array cavity with mode-selecting mirror. *Appl. Phys. Lett.*, 63 :2884–2886, 1993.
- [51] A. Barthélémy, F. Louradour, and V. Couderc. Wavelength-tunable diffraction limited operation of a standard high power diode laser array using an off-centered extended cavity. *Electronics Letters*, 28 :2038–2040, 1992.

- [52] R. M. R. Pilaï and E. M. Garmire. Paraxial-misalignment insensitive external-cavity semi-conductor-laser array emitting near-diffraction limited single-lobed beam. *IEEE J. Quantum Electron.*, 32 :996–1008, 1996.
- [53] Y. Champagne, S. Mailhot, and N. McCarthy. Numerical procedure for the lateral mode analysis of broad-area semi-conductor lasers with external cavity. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31 :795–810, 1995.
- [54] W. F. Sharfin, J. Seppala, A. Mooradian, B. A. Soltz, R. G. Waters, B. J. Vollmer, and K. J. Bystrom. High-power spatially coherent operation of unstable resonator semiconductor lasers with regrown lens trains. *Appl. Phys. Lett.*, 54 :1731–1733, 1989.
- [55] S. Wolf, A. Rodionov, V. E. Shertobitov, and H. Fouckhardt. Fourier-optical transverse mode selection in external-cavity broad-area lasers : experimental and numerical results. *IEEE J. Quantum Electron.*, 39 :448–458, 2003.
- [56] A. G. Fox and T. Li. Resonant modes in a maser interferometer. *Bell Syst. Tech. J.*, 40 :453–488, 1961.
- [57] J. Van Roey, J. van der Donk, and P.E. Lagasse. Beam propagation method : analysis and assessment. *J. Opt. Soc. Am.*, 71 :803–810, 1981.
- [58] N. Eriksson, A. Larsson, M. Uemukai, and T. Suhara. Parabolic confocal unstable resonator semiconductor laser - modeling and experiments. *IEEE J. Quantum Electron.*, 34 :858–868, 1998.
- [59] M. C. Aman and F. Kappeler. Analytical solution for the lateral current distribution in multiple stripe laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 48 :1710–1712, 1986.
- [60] A. E. Siegman and H. Y. Miller. Unstable optical resonator loss calculations using the prony method. *Appl. Opt.*, 9 :2729–2736, 1970.
- [61] W. D. Murphy and M. L. Bernabe. Numerical procedures for solving nonsymmetric eigenvalue problems associated with optical resonators.
- [62] N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen. Self-organizing laser diode cavities. In *Workshop, Bright midterm meeting, Roskilde, DK, 29-30 juin*, 2005.
- [63] Z. Zhang, J. J. Lim, N. Dubreuil, E. C. Larkins, A. J. Kent, G. Pauliat, and S. Sujecki. Numerical modeling of photorefractive crystals for self-adapting external cavity laser mirrors. *Opt. Quant. Electron.*, Published on line : 3 March 2010 2010.
- [64] Z. Zhang, G. Pauliat, J. J. Lim, P. J. Bream, N. Dubreuil, A. J. Kent, E. C. Larkins, and S. Sujecki. Numerical modeling of high-power self-organizing external cavity lasers. *Opt. Quant. Electron.*, 40 :1111–1121, 2008.
- [65] N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen. Sources laser accordable à adressage optique de la longueur d’onde. Brevet CNRS (dépôt 14/04/2004, n° 04/03890), Brevet français FR 2869162. Extensions internationales : PCT (dépôt 14/04/2005, PCT/FR05/000906), 2004.
- [66] N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen. Dispositif optique pour l’adressage d’une cavité esclave par une source large bande. Brevet CNRS (dépôt 13/10/2005, n° 05/10470), Brevet français FR 2892239. Extensions internationales : PCT (dépôt 12 novembre 2006, PCT/FR2006/002301), 2005.
- [67] L. A. Coldren. Monolithic tunable diode lasers. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, 6 :988–999, 2000.
- [68] A. Bergonzo and al. Widely vernier tunable external cavity laser including a sampled bragg grating with digital wavelength selection. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, 15 :1144–1146, 2003.
- [69] Luca Razzari, Denis Trager, Magali Astic, Philippe Delaye, Robert Frey, Gerald Roosen, and Regis Andre. Kerr and four-wave mixing spectroscopy at the band edge of one-dimensional photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 86(23) :231106, 2005.

- [70] M Astic, Ph Delaye, R Frey, G Roosen, R André, N Belabas, I Sagnes, and R Raj. Time resolved nonlinear spectroscopy at the band edge of 1d photonic crystals. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(22) :224005, 2008.
- [71] Lars H. Frandsen, Andrei V. Lavrinenko, Jacob Fage-Pedersen, and Peter I. Borel. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties. *Opt. Express*, 14(20) :9444–9450, 2006.
- [72] M. D. Settle, R. J. P. Engelen, M. Salib, A. Michaeli, L. Kuipers, and T. F. Krauss. Flatband slow light in photonic crystals featuring spatial pulse compression and terahertz bandwidth. *Opt. Express*, 15(1) :219–226, 2007.
- [73] Shousaku Kubo, Daisuke Mori, and Toshihiko Baba. Low-group-velocity and low-dispersion slow light in photonic crystal waveguides. *Opt. Lett.*, 32(20) :2981–2983, 2007.
- [74] Juntao Li, Thomas P. White, Liam O’Faolain, Alvaro Gomez-Iglesias, and Thomas F. Krauss. Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 16(9) :6227–6232, 2008.
- [75] B. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane. Ultra-high-q photonic double heterostructure nanocavity. *Nature Mater.*, 4 :207, 2005.
- [76] Eiichi Kuramochi, Masaya Notomi, Satoshi Mitsugi, Akihiko Shinya, Takasumi Tanabe, and Toshifumi Watanabe. Ultrahigh-q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied Physics Letters*, 88(4) :041112, 2006.
- [77] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J.C. Rodier, P. Lalanne, and D. Peyrade. Ultra-high q/v fabry-perot microcavity on soi substrate. *Opt. Express*, 15(24) :16090–16096, 2007.
- [78] Evelin Weidner, Sylvain Combrie, Nguyen-Vi-Quynh Tran, Alfredo De Rossi, Julien Nagle, Simone Cassette, Anne Talneau, and Henri Benisty. Achievement of ultrahigh quality factors in gaas photonic crystal membrane nanocavity. *Applied Physics Letters*, 89(22) :221104, 2006.
- [79] N. G. R. Broderick, P. Millar, D. J. Richardson, J. S. Aitchson, R. De La Rue, and T. Krauss. Spectral features associated with nonlinear pulse compression in bragg gratings. *Opt. Lett.*, 25(10) :740–742, 2000.
- [80] Matthieu Roussey, Fadi I. Baida, and Maria-Pilar Bernal. Experimental and theoretical observations of the slow-light effect on a tunable photonic crystal. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(6) :1416–1422, 2007.
- [81] Takasumi Tanabe, Masaya Notomi, Satoshi Mitsugi, Akihiko Shinya, and Eiichi Kuramochi. Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip. *Opt. Lett.*, 30(19) :2575–2577, 2005.
- [82] Y. Tanaka, H. Kawashima, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Kuwatsuka, T. Hasama, and H. Ishikawa. Optical bistable operations in algaas-based photonic crystal slab microcavity at telecommunication wavelengths. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(19) :1996–1998, oct.1, 2006.
- [83] Evelin Weidner, Sylvain Combrie, Alfredo de Rossi, Nguyen-Vi-Quynh Tran, and Simone Cassette. Nonlinear and bistable behavior of an ultrahigh-q gaas photonic crystal nanocavity. *Applied Physics Letters*, 90(10) :101118, 2007.
- [84] Sylvain Combrié, Alfredo De Rossi, Quynh Vy Tran, and Henri Benisty. Gaas photonic crystal cavity with ultrahigh q : microwatt nonlinearity at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Opt. Lett.*, 33(16) :1908–1910, 2008.

- [85] A. Ryasnyanskiy, N. Dubreuil, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen. Fourier transformed picosecond synchronously pumped optical parametric oscillator without spectral filtering element. *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Publ.*, 3 :08037, 2008.
- [86] Alexandre Baron, Aleksandr Ryasnyanskiy, Nicolas Dubreuil, Philippe Delaye, Quynh Vy Tran, Sylvain Combrié, Alfredo de Rossi, Robert Frey, and Gerald Roosen. Light localization induced enhancement of third order nonlinearities in a gas photonic crystal waveguide. *Opt. Express*, 17(2) :552–557, 2009.
- [87] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths. *Applied Physics Letters*, 82(18) :2954–2956, 2003.
- [88] R. Dekker, N. Usechak, M. Forst, and A. Driessen. Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(14) :R249–R271, JUL 21 2007.
- [89] Q. Lin, Oskar J. Painter, and Govind P. Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications. *Opt. Express*, 15(25) :16604–16644, DEC 10 2007.
- [90] F. Kroeger, A. Ryasnyanskiy, A. Baron, N. Dubreuil, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, and D. Peyrade. Saturation of the raman amplification by self-phase modulation in silicon nanowaveguides. *Appl. Phys. Lett.*, To published in june 2010 2010.
- [91] Z. Gurkan Figel and O. Aytur. Nanosecond sum-frequency generating optical parametric oscillator using simultaneous phase matching. *Opt. Express*, 13 :4896–4902, 2005.
- [92] L. Qian, S. D. Benjamin, and P. W. E. Smith. “picosecond optical parametric oscillator tunable around 1.55  $\mu\text{m}$ . *Opt. Commun.*, 127 :73–78, 1996.
- [93] G. Arisholm, O. Nordseth, and G. Rustad. Optical parametric master oscillator and power amplifier for efficient conversion of highenergy pulses with high beam quality. *Opt. Express*, 12 :4189–4197, 2004.
- [94] M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, and M Ebrahim-Zadeh.  $\text{Bib}_3\text{O}_6$  femtosecond optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 31 :3128–3130, 2006.
- [95] M. Ebrahim-Zadeh, S. French, and A. Miller. Design and performance of a singly resonant picosecond  $\text{lib}_3\text{O}_5$  optical parametric oscillator synchronously pumped by a self-mode-locked ti :sapphire laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12 :2180–2191, 1995.
- [96] T. W. Tukker, C. Otto, and J. Greve. A narrow-bandwidth optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, 154 :83–86, 1998.
- [97] Z. G. Figen, O. M. Martinelli, K. S. Zhang, T. Coudreau, A. Maître, and C. Fabre. Ultra-low threshold cw triply resonant opo in the near infrared using periodically poled lithium niobate. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 3 :300–303, 2001.
- [98] Y. L. Chen, J. W. Yuan, C. F. Yan, J. J. Xu, and G. Y. Zhang. Lowpump- threshold tunable optical parametric oscillator using periodically poled mgo : $\text{linbo}_3$ . *Opt. Commun.*, 273 :560–563, 2003.
- [99] C. W. Hoyt, M. Skeik-Bahae, and M. Ebrahimzadeh. High-power picosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 27 :1543–1545, 2002.
- [100] U. Strößner, J. P. Meyn, R. Wallenstein, P. Urenski, A. Arie, G. Rosenman, J. Mlynek, S. Schiller, and A. Peter. Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :1419–1424, 2002.
- [101] B. Jacobsson, C. Canalias, V. Pasiskevicius, and F. Laurell. Narrowband and tunable ring optical parametric oscillator with a volume bragg grating. *Opt. Lett.*, 32 :3278–3280, 2007.

- [102] G. T. Kennedy, D. T. Reid, A. Miller, M. Ebrahimzadeh, H. Karlsson, G. Arvidsson, and F. Laurell. Near to mid-infrared picosecond optical parametric oscillator base on periodically poled  $\text{LiNbO}_3$ . *Opt. Lett.*, 23 :503–505, 1998.
- [103] K. Kitamura, Y. Furukawa, S. Takekawa, T. Hatanaka, H. Ito, and V. Gopalan. Non-stoichiometric control of  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  in ferroelectric domain engineering for optical devices. *Ferroelectrics*, 257 :235–243, 2001.
- [104] S. Bahbah, F. Bretenaker, and C. Drag. Single-frequency quasicontinuous red radiation generated by a green-pumped singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 31 :1283–1285, 2006.
- [105] T. Hatanaka, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito, Y. Furukawa, and K. Kitamura. Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric  $\text{LiTaO}_3$ . *Opt. Lett.*, 25 :651–653, 2000.
- [106] T. Sudmeyer, E. Innerhofer, F. Brunner, R. Paschotta, T. Usami, H. Ito, S. Kurimura, K. Kitamura, D. C. Hanna, and U. Keller. Highpower femtosecond fiber-feedback optical parametric oscillator based on periodically poled stoichiometric  $\text{LiTaO}_3$ . *Opt. Lett.*, 29 :1111–1113, 2004.
- [107] L. Tartara, A. Agnesi, and E. Cametti. Picosecond synchronously pumped optical parametric oscillator delivering transform-limited pulses in the degeneracy region. *Opt. Commun.*, 259 :304–308, 2006.
- [108] G. P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 2nd edition, 1995. Chapitre 11.
- [109] Masaya Notomi, Akihiko Shinya, Satoshi Mitsugi, Goh Kira, Eiichi Kuramochi, and Takasumi Tanabe. Optical bistable switching action of si high-q photonic-crystal nanocavities. *Opt. Express*, 13(7) :2678–2687, 2005.
- [110] S. Combrié, A. de Rossi, L. Morvan, S. Tonda, S. Cassette, D. Dolfi, and A. Talneau. *Electronics Letters*, 42 :86, 2006.
- [111] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. 2nd. Elsevier, 2008.
- [112] Philippe Delaye, Magali Astic, Robert Frey, and Gérald Roosen. Transfer-matrix modeling of four-wave mixing at the band edge of a one-dimensional photonic crystal. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(11) :2494–2504, 2005.
- [113] R. Frey, P. Delaye, and G. Roosen. *Nanophotonics*, chapter 6. ISTE, 2006.
- [114] T F Krauss. Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(9) :2666, 2007.
- [115] B. Jalali and S. Fathpour. Silicon photonics. *J. Lightw. Technol.*, 24 :4600–4615, 2006.
- [116] R. Claps, D. Dimitropoulos, V. Raghunathan, Y. Han, and B. Jalali. Observation of stimulated raman amplification in silicon waveguides. *Opt. Express*, 11(15) :1731–1739, 2003.
- [117] Ozdal Boyraz and Bahram Jalali. Demonstration of a silicon raman laser. *Opt. Express*, 12(21) :5269–5273, 2004.
- [118] Haisheng Rong, Shengbo Xu, Ying-Hao Kuo, Vanessa Sih, Oded Cohen, Omri Raday, and Mario Paniccia. Low-threshold continuous-wave Raman silicon laser. *NATURE PHOTONICS*, 1(4) :232–237, APR 2007.
- [119] Qianfan Xu, Vilson Almeida, and Michal Lipson. Time-resolved study of raman gain in highly confined silicon-on-insulator waveguides. *Opt. Express*, 12(19) :4437–4442, 2004.
- [120] Ansheng Liu, Haisheng Rong, Mario Paniccia, Oded Cohen, and Dani Hak. Net optical gain in a low loss silicon-on-insulator waveguide by stimulated raman scattering. *Opt. Express*, 12(18) :4261–4268, 2004.



- [121] TK Liang and HK Tsang. Efficient Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 85(16) :3343–3345, OCT 18 2004.
- [122] Qianfan Xu, Vilson R. Almeida, and Michal Lipson. Demonstration of high raman gain in a submicrometer-size silicon-on-insulator waveguide. *Opt. Lett.*, 30(1) :35–37, 2005.
- [123] N. M. Wright, D. J. Thomson, K. L. Litvinenko, W. R. Headley, A. J. Smith, A. P. Knights, J. H. B. Deane, F. Y. Gardes, G. Z. Mashanovich, R. Gwilliam, and G. T. Reed. Free carrier lifetime modification for silicon waveguide based devices. *Opt. Express*, 16(24) :19779–19784, 2008.
- [124] Amy C. Turner-Foster, Mark A. Foster, Jacob S. Levy, Carl B. Poitras, Reza Salem, Alexander L. Gaeta, and Michal Lipson. Ultrashort free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides. *Opt. Express*, 18(4) :3582–3591, 2010.
- [125] P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, and E. Hadji. Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance. *Applied Physics Letters*, 89(17) :171121, 2006.
- [126] Lianghong Yin and Govind P. Agrawal. Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides. *Opt. Lett.*, 32(14) :2031–2033, 2007.
- [127] H K Tsang and Y Liu. Nonlinear optical properties of silicon waveguides. *Semiconductor Science and Technology*, 23(6) :064007, 2008.
- [128] F. Cairo, F. De Martini, and D. Murra. Qed-vacuum confinement of inelastic quantum scattering at optical frequencies : A new perspective in raman spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 70(10) :1413–1416, Mar 1993.
- [129] Judith B. Snow, Shi-Xiong Qian, and Richard K. Chang. Stimulated raman scattering from individual water and ethanol droplets at morphology-dependent resonances. *Opt. Lett.*, 10(1) :37–39, 1985.
- [130] A. Fainstein, B. Jusserand, and V. Thierry-Mieg. Raman scattering enhancement by optical confinement in a semiconductor planar microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 75(20) :3764–3767, Nov 1995.