Réalisation de sources impulsionnelles pour les télécommunications

Celine Guignard

▶ **To cite this version:**

Celine Guignard. Réalisation de sources impulsionnelles pour les télécommunications. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2005. Français. NNT : . tel-00260197

HAL Id: tel-00260197
https://theses.hal.science/tel-00260197

Submitted on 3 Mar 2008

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.

2005REN1E001

THÈSE

présentée devant :

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I
Mention Physique

RÉALISATION DE SOURCES IMPULSIONNELLES POUR LES TÉLÉCOMMUNICATIONS OPTIQUES

CÉLINE GUIGNARD

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIES
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE

Soutenue le 31 janvier 2005 devant la Commission d'Examen :

P. Besnard	Professeur à l'Université de Rennes I	Directeur de thèse
J. Dudley	Professeur à l'Université de Franche-Comté	Rapporteur
P. Glorieux	Professeur à l'Université de Lille I	Examinateur
M. Krakowski	Ingénieur chez Thalès	Examinateur
D. Lenstra	Professeur à l'Université de Eindhoven	Rapporteur
S. Loualiche	Professeur à l'INSA de Rennes	Examinateur
J.-C. Simon	Professeur à l'Université de Rennes I	Membre invité
N. Zheludev	Professeur à l'Université de Southampton	Membre invité

À Davy,

Remerciements

Les travaux réalisés au cours de ce doctorat m'ont permis de travailler et de rencontrer de nombreuses personnes qui m'ont beaucoup enrichies de part leurs connaissances et leur gentillesse. Je vais donc essayer de toutes et tous les remercier.

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Pascal BESNARD, professeur à l'ENSSAT, pour la direction de ce doctorat. Pascal a su être présent durant ces trois années tant pour mes travaux de recherche que pour mon après thèse. Je remercie également Jean-Claude SIMON, le directeur du laboratoire, qui a su trouver un créneau dans son emploi du temps plus que surchargé pour discuter avec moi de nombreux problèmes techniques.

Je tiens évidemment à remercier les membres du jury, Daan LENSTRA et John DUDLEY pour avoir accepté de lire mon manuscrit pendant les fêtes de fin d'année, Pierre GLORIEUX, Michel KRAKOWSKI, Slimane LOUALICHE et Nikolay ZHELUDEV pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes du laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT avec lesquelles j'ai pu travailler. Gautier MOREAU avec qui j'ai partagé mon bureau pendant les deux premières années de ce doctorat et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions scientifiques. Merci également à mes nouveaux collègues de bureau Mathilde GAY, Gwenaëlle GIRAULT et Olivier VAUDEL avec qui j'ai partagé le laboratoire. Je souhaite aussi remercier tout particulièrement Stéphane BLIN pour son aide à la fois sur le plan scientifique que pratique : le déménagement du laboratoire restera longtemps gravé dans ma mémoire ! Son aide m'a été précieuse pour les expériences d'injection mais aussi pour la compréhension de nombreux phénomènes. Merci à Julien POETTE pour les mesures de RIN. Je suis aussi reconnaissante à Réjane LEROY, Sylvain FEVE, Laurent BRAMERIE, Vincent RONCIN et toute l'équipe de PERSYST pour leur soutien technique. Merci à Serge LE FLÉCHER et à Stéphane CHEHAYED pour avoir réparé mon ordinateur dès qu'il en a eu besoin. M'excusant de ne pouvoir citer tout le monde individuellement, je remercie le personnel technique et administratif pour leur gentillesse, Christel à l'accueil pour sa bonne humeur et ses cours de fitness qui arrive à nous faire rire et souffrir en même temps ! Je remercie également tous les thésards et maîtres de conférence qui ont partagé mon quotidien avec un clin d'œil particulier à Patrice FÉRON et Frédéric GINOVART.

Je suis aussi très reconnaissante aux étudiants que j'ai pu avoir durant ces trois ans lors des travaux dirigés pour m'avoir donné le goût de l'enseignement et pour leurs retours chaleureux.

Je tiens également à remercier toutes les personne travaillant au CCLO pour m'avoir accueillie dans vos laboratoires. Je remercierai plus particulièrement Dominique BOSC,

Monique THUAL qui m'a tout appris sur le couplage laser-fibre avec une gentillesse et une disponibilité que je ne suis pas prête d'oublier. Merci à Philippe ROCHARD pour avoir su dessiner toutes les pièces mécaniques dont j'ai pu avoir besoin, pour avoir été à mes côtés pendant les montages périlleux des puces lasers sur leur support ainsi que pour tes bancs de caractérisation automatisés avec grand soin.

Je tiens également à remercier Nikolay ZHELUDEV pour m'avoir accueillie dans son laboratoire à Southampton. Et tout particulièrement Sébastien POCHON et Greg STEVENS pour m'avoir expliquée et fait participer à leurs travaux sur la réalisation et la caractérisation des miroirs de gallium. Je remercie également Jean-Claude KEROMNÈS et Laurent LEGALL, de la société Lannionnaise KERDRY, pour m'avoir ouvert leur salle blanche pour de nombreux tests sur le dépôt de traitement anti-reflet sur les diodes lasers. J'aurai voulu terminer ces études avec vous mais les échéances sont ce qu'elles sont. Je remercie également Frédéric VAN DIJK qui nous a gracieusement fourni des puces pour nos différents tests. Merci également à Lionel QUÉTEL, de la société Lannionnaise IDIL, pour m'avoir accueillie au cours des séances de photo-inscription des réseaux de Bragg. Je remercie également Chrystelle JUIGNET et Sophie LA ROCHELLE, de l'Université Laval de Québec pour avoir si gentillement accepté de me fournir des réseaux de Bragg.

De façon plus personnelle, je te remercie Davy pour avoir été à mes côtés pendant tout ce temps malgré la distance. Et je tiens tout particulièrement à remercier la SNCF qui m'a fait aimé le train et sans qui cette thèse n'aurait pas eu la même saveur !

Table des matières

Remerciements **iv**

Sigles et acronymes **xviii**

Symboles **xx**

Introduction **1**

I Les sources lasers impulsionnelles et la contre-réaction optique **7**

1 Principe de fonctionnement et méthodes de réalisation de train d'impulsions **11**
1.1 Principe de fonctionnement des lasers 11
1.1.1 Interaction matière-rayonnement 12
1.1.2 Processus de pompage et d'amplification 15
1.1.3 Etablissement de l'oscillation laser et description des modes de la cavité 16
1.2 Réalisation de lasers impulsionnels 19
1.2.1 Modulation de la pompe 19
1.2.2 Lasers *Q*-déclenchés 22
1.2.3 Le blocage de modes 26
1.3 Conclusion 41

2 Introduction à la contre-réaction optique d'un laser à semi-conducteurs **43**
2.1 Les lasers à semi-conducteurs 44
2.1.1 Rappels sur la structure de bande des cristaux 44
2.1.2 Les recombinaisons dans les semi-conducteurs 45
2.1.3 Structure des lasers à semi-conducteurs 46
2.1.4 Equations d'évolution d'un laser à semi-conducteurs 48
2.2 La contre-réaction optique 52
2.2.1 Modèle de LANG et KOBAYASHI 52
2.2.2 Les différents régimes de fonctionnement 59

3 Utilisation d'une contre-réaction optique pour réaliser des sources impulsionnelles : Etat de l'art **63**
3.1 Lasers à cavité étendue à base de réseaux de Bragg 63
3.2 Réalisations de sources impulsionnelles à partir de lasers en cavité étendue 65

II Etude de la dynamique des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par des miroirs non linéaires à base de gallium 67

4 Caractérisation des miroirs non linéaires utilisés 71
4.1 Miroirs déposés sur un élément Peltier 71
4.1.1 Montage expérimental 72
4.1.2 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la température 73
4.1.3 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la longueur d'onde . . 74
4.1.4 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la puissance incidente 75
4.2 Miroirs déposés en bout de fibre optique 77
4.2.1 Principe de déposition 77
4.2.2 Montage expérimental 79
4.2.3 Influence d'une modulation de la puissance incidente sur la réponse des miroirs 80
4.3 Conclusion et perspectives 81

5 Etude théorique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir de gallium 83
5.1 Présentation du modèle théorique 84
5.1.1 Equations d'évolution pour des taux de contre-réaction faibles à modérés 84
5.1.2 Equations d'évolution pour de forts taux de contre-réaction 86
5.1.3 Expression analytique de la réflectivité du miroir non linéaire 87
5.2 Structure modale de la cavité 89
5.2.1 Modes de cavité externe formée par un miroir non linéaire 89
5.2.2 Stabilité des modes 90
5.3 Analyse de la dynamique 93
5.3.1 Génération de chaos 93
5.3.2 Influence d'une modulation du courant d'injection 96
5.3.3 Structure modale en fonction du courant et blocage de modes 100
5.3.4 Emission régulière de paquets d'impulsions 106
5.3.5 Blocage de modes harmonique 107
5.4 Conclusion et perspectives 111

III Etude expérimentale et théorique de la dynamique des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par des réseaux de Bragg fibrés. 113

6 Réalisation de la cavité externe 117
6.1 Couplage laser-fibre : utilisation de micro-lentilles 118
6.1.1 Propagation et couplage de faisceaux gaussiens 120
6.1.2 Types de profils utilisés 125
6.2 Réalisation et caractérisation des GRADHYP125 129
6.2.1 Les différentes étapes de fabrication 129
6.2.2 Caractérisation 131
6.3 Photo-inscription des réseaux de Bragg dans les fibres optiques 139
6.3.1 Laser 140
6.3.2 Optiques 140
6.3.3 Masque de phase 141

6.3.4 Inscription . . . 142
6.4 Assemblage et caractérisation de la cavité externe . . . 143
6.4.1 Assemblage . . . 143
6.4.2 Caractérisation de la cavité externe . . . 146
6.4.3 Caractéristiques des différentes cavités fabriquées et limitations . . . 150

7 Caractérisation des diodes lasers utilisées et analyse du blocage de modes actif 153
7.1 Caractéristiques des puces lasers utilisées . . . 153
7.1.1 Description des puces utilisées . . . 153
7.1.2 Mise en œuvre . . . 154
7.1.3 Caractérisation des puces . . . 158
7.2 Mise en œuvre de l'analyse du blocage de modes actif . . . 161
7.2.1 Polarisation de la puce laser . . . 161
7.2.2 Montage expérimental . . . 163
7.3 Analyse du blocage de modes actif . . . 164
7.3.1 Obtention d'impulsions en limite de Fourier . . . 165
7.3.2 Influence de l'apodisation . . . 169
7.3.3 Utilisation de réseaux uniformes . . . 170
7.3.4 Caractérisation de ces sources en terme de bruit . . . 172
7.4 Conclusion et perspectives . . . 177

8 Etude théorique 179
8.1 Présentation du modèle utilisé . . . 179
8.1.1 La cavité étendue . . . 179
8.1.2 Utilisation des fonctions de Green pour le terme retardé . . . 181
8.1.3 Les réseaux de Bragg . . . 185
8.2 Analyse statique du laser contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré . . . 196
8.2.1 Equations donnant les modes de la cavité externe . . . 196
8.2.2 Structure modale du laser contre-réactionné par un réseau de Bragg 198
8.3 Conclusion et perspectives . . . 203

IV Etude de l'influence d'une injection optique 205

9 Injection optique d'un laser multimode soumis à une contre-réaction optique filtrée 209
9.1 Introduction à l'injection optique . . . 209
9.1.1 Principales applications de l'injection . . . 209
9.1.2 Le savoir-faire du laboratoire . . . 212
9.1.3 Généralités sur l'injection optique . . . 213
9.2 Cartographies quasi-statiques de l'injection dans un laser multi-modes en régime continu . . . 218
9.2.1 Montages utilisés . . . 218
9.2.2 Description des régimes d'injection spécifiques au cas multi-modes . 221
9.2.3 Cartographies à 1,5 fois le seuil . . . 226
9.2.4 Cartographies à 4 fois le seuil . . . 232
9.2.5 Influence de la polarisation . . . 234
9.3 Cartographies quasi-statiques de l'injection dans un laser multi-modes en régime de blocage de modes . . . 235

9.3.1 Injection par la face avant . . . 236
9.3.2 Injection par la face arrière . . . 239
9.4 Conclusion et perspectives . . . 241

Conclusion **242**

Annexes **249**

A Etablissement des équations d'évolution d'un laser à deux niveaux **251**
A.1 Echanges d'énergie entre un système atomique à deux niveaux et un rayonnement électromagnétique . . . 251
A.2 Processus de pompage et d'amplification . . . 254
A.3 Equations du laser . . . 256
A.4 Gain du laser . . . 258
A.5 Condition de seuil d'un laser placé dans une cavité linéaire . . . 258

B Recherche des solutions stationnaires d'un système contre-réactionné et analyse de leur stabilité **261**
B.1 Détermination des solutions stationnaires . . . 261
B.2 Analyse de la stabilité des solutions stationnaires . . . 263

C Théorie des modes couplés **267**
C.1 Établissement de l'équation fondamentale de la propagation . . . 267
C.2 Cas d'une perturbation spatiale périodique . . . 269

D Résolution des équations couplées **273**

E Cartographies quasi-statiques de l'injection d'un laser DFB monomode **275**
E.1 Cartographies quasi-statiques de l'injection à 1,2 fois le courant de seuil. . . . 275
E.1.1 Cartographie intra-modale . . . 275
E.1.2 Cartographie intra-modale . . . 276
E.2 Cartographies quasi-statiques de l'injection à 4 fois le courant de seuil. . . . 277

F Publications et conférences **279**

Bibliographie **332**

Table des figures

1.1 Schéma de principe d'un laser. . . . 12
1.2 Exemple de distribution d'énergie d'un atome ou d'une molécule. . . . 13
1.3 Représentation schématique de ce que sont les processus d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée. . . . 14
1.4 Schéma du principe de l'amplification d'une radiation à chaque aller-retour dans la cavité. . . . 16
1.5 Courbe d'amplification du laser en fonction de la fréquence. . . . 17
1.6 Fréquences d'oscillation du laser. . . . 18
1.7 Représentation schématique des processus d'échanges retenus pour le modèle d'un laser à deux niveaux. . . . 19
1.8 Illustration du principe de modulation de la pompe d'un laser. . . . 22
1.9 Décomposition pas à pas du fonctionnement d'un laser Q-switché. . . . 23
1.10 Les principales solutions utilisées pour la réalisation de lasers Q-switchés. . . . 25
1.11 Illustration du blocage de modes (a) continu et (b) Q-switché. . . . 28
1.12 Allure du champ circulant dans la cavité d'un laser multimode. . . . 31
1.13 Quelques exemples de l'allure temporelle et fréquentielle du signal circulant dans la cavité laser. . . . 32
1.14 Variation de l'intensité d'un laser multimode en fonction du temps. . . . 34
1.15 Variation de l'intensité d'un laser multimode en fonction du nombre de modes présents dans la cavité ainsi que de leur degré de corrélation. . . . 36
1.16 Principe du blocage de modes actif dans une cavité linéaire. . . . 37
1.17 Description du blocage de modes actif dans le domaine fréquentiel. . . . 38
1.18 Principe de la compression de l'impulsion lors de son passage dans l'absorbant. . . . 39

2.1 Représentation schématique des niveaux et des bandes d'énergie dans un cristal. . . . 45
2.2 Diagrammes de bande d'une jonction PN. . . . 47
2.3 Diagrammes de bande d'une jonction PN. . . . 48
2.4 Principe d'auto-compatibilité utilisé dans la théorie semi-classique permettant la description des lasers. . . . 49
2.5 Représentation schématique d'une cavité étendue. . . . 53
2.6 Représentation des solutions stationnaires pour un laser caractérisé par $\alpha_H = 3$. . . . 56
2.7 Analyse de la stabilité des modes de la cavité externe. . . . 58
2.8 Différents régimes de contre-réaction d'un laser DFB à base d'InGaAsP émettant à $1,5\ \mu m$ et polarisé à deux fois le seuil. . . . 60

3.1 Représentation schématique d'une cavité étendue 63
3.2 Représentation schématique de la structure utilisée dans la référence [1]. . . . 64
3.3 Génération d'impulsions utilisant un modulateur au niobate de lithium. . . . 65

3.4 Laser impulsionnel dont nous pouvons commuter la longueur d'onde. 66

4.1 Représentation schématique de l'interface gallium-silicium. 72
4.2 Montage expérimental pour la caractérisation du miroir non linéaire. 72
4.3 Influence de la température sur la réflectivité 73
4.4 Influence de la longueur d'onde incidente sur la réflectivité. 74
4.5 Montage expérimental à maintien de polarisation pour la caractérisation du miroir non linéaire. 75
4.6 Influence de l'angle d'une polarisation rectiligne sur la réflectivité. 76
4.7 Influence de la puissance incidente sur la réflectivité. 76
4.8 Schéma du montage utilisé pour l'assemblage de nanoparticules de gallium à l'extrémité d'une fibre. 78
4.9 Images de l'extrémité d'une fibre optique après déposition de gallium. 78
4.10 Montage expérimental utilisé pour la caractérisation de la réponse des miroirs de gallium déposés en bout de fibre optique. 79
4.11 Réponse optique des nanoparticules à différents types d'excitation. 81

5.1 Représentation schématique d'une cavité étendue. 84
5.2 Allure de la réflectivité du miroir non linéaire en fonction de la puissance incidente. 88
5.3 Répartition des solutions stationnaires dans la plan (fréquence, gain). 90
5.4 Répartition des modes stables et instables dans le plan $((\omega_s - \omega_0)\tau, \Delta n_s)$ pour différentes valeurs de la puissance seuil du miroir non linéaire. 92
5.5 Diagrammes de bifurcation donnant les maxima de la puissance de sortie du laser en fonction du taux de contre-réaction. 94
5.6 Description des différents régimes de fonctionnement du laser contre-réactionné par un miroir classique placé à une distance L=9 cm. 95
5.7 Variation du taux de contre-réaction non linéaire. 95
5.8 Diagrammes de bifurcation donnant les maxima de la puissance de sortie en fonction de la profondeur (à gauche) et de la fréquence de modulation (à droite). . . . 97
5.9 Trace temporelle de la puissance de sortie du laser lorsque le courant d'injection est modulé. 99
5.10 Evolution de la structure modale de la cavité étendue lorsque le courant de polarisation du laser varie de sa valeur au seuil à $10J_{th}$ pour : 100
5.11 Comparaison de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un miroir classique tel que $r_3 = r_{haut}$ et par un miroir non linéaire. 101
5.12 Evolution des solutions stationnaires en fonction du courant d'injection normalisé. 101
5.13 Différents régimes de fonctionnement d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire tel que $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55\ mW$. La longueur de la cavité externe est fixée à $L = 6\ cm$. 103
5.14 Caractérisation du train d'impulsions obtenus pour un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire ($r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55\ mW$) et fonctionnant à $J = 3,5J_{th}$. 105
5.15 Caractérisation du régime dit de RPP pour le cas d'une contre-réaction non linéaire telle que $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55mW$. 107
5.16 Evolutions temporelles d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire pour différentes valeurs de l'anti-reflet de la face de couplage du laser. 108
5.17 Evolution de la fréquence des impulsions en fonction de la valeur de l'anti-reflet de la face de couplage du laser. 109

5.18 Evolution de la fréquence des impulsions en fonction de la valeur de l'anti-reflet de la face de couplage du laser. 110
5.19 Evolution de la dynamique du laser contre-réactionné lorsque le temps de réponse du miroir non linéaire augmente. 110

6.1 Représentation schématique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg. 117
6.2 Paramètres d'un faisceau gaussien. 120
6.3 Fibre monomode à saut d'indice. 122
6.4 Fibre multimode à gradient d'indice. 123
6.5 Evolution des paramètres du faisceau gaussien le long de l'axe de propagation dans la fibre circulaire à gradient d'indice. 124
6.6 Couplage de deux faisceaux gaussiens. 124
6.7 Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO. 125
6.8 Intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice. 126
6.9 Evolution de la distance de travail (a) et du diamètre de mode au point de focalisation (b) de la micro-lentille en fonction de la longueur du tronçon de gradient d'indice. 127
6.10 Différents profils d'extrémité utilisés pour la réalisation des micro-lentilles. 127
6.11 Illustration des différentes étapes de la fabrication de la GRADHYP125. 129
6.12 Evolutions théorique et expérimentale du rayon de la sphère osculatrice en fonction :130
6.13 Schéma d'une GRADHYP125. 131
6.14 Principe de la mesure en champ proche. 132
6.15 Résultat de la mesure du rayon de mode en champ proche 133
6.16 Principe de la mesure en champ lointain. 134
6.17 Diagramme de rayonnement en champ lointain de la GRADHYP125 ghp125-12. . . 135
6.18 Présentation du banc de couplage. 136
6.19 Rendement de couplage en fonction d'un déplacement latéral (a) et axial (b) de la GRADHYP125 ghp125-15. 137
6.20 Principe de la mesure de réflectométrie réalisée par le réflectomètre WIN-R de chez Photonetics. 137
6.21 Mesure de la réflectance des différents dioptres qui composent une GRADHYP125. . 138
6.22 Montage expérimental d'inscription de réseaux de Bragg. 140
6.23 Principe du masque de phase pour la création d'une figure d'interférences (extrait de la référence [2]). 141
6.24 Évolution de la transmission spectrale d'un réseau au cours de son inscription. . . 142
6.25 Présentation de la fibre monomode après photo-inscription d'un réseau de Bragg. . 144
6.26 Représentation du plan de clivage : 145
6.27 Représentation du plan de clivage : 146
6.28 Montages utilisés pour la caractérisation des réseaux de Bragg contenus dans la cavité externe. 147
6.29 Caractérisation de la cavité externe composée de la micro-lentille numéro ghp125-7 associée au réseau de Bragg res2. 148
6.30 Evolution de l'allure de la courbe de réflexion d'un réseau de Bragg associé à une micro-lentille lorsque la taille de la cavité externe diminue. 149
6.31 Comparaison de l'allure des perturbations de la réflectivité du réseau lorsque nous lui ajoutons uniquement un tronçon de fibre à gradient d'indice et lorsque nous lui ajoutons une micro-lentille. 150

7.1 Représentation du support de la cavité externe. 155
7.2 Embase sur laquelle sont montées les puces Alcatel. 156
7.3 Photographie du support réalisé pour l'embase des puces Alcatel. 156
7.4 Embase réalisée pour les puces Thalès. 157
7.5 Mesure de divergence en champ lointain. 158
7.6 Caractérisations spectrale et en puissance d'une puce laser à semi-conducteurs de chez Alcatel. 159
7.7 Spectres optiques de la puce polarisée à deux fois son courant de seuil pour différents types de couplage : 160
7.8 Représentation schématique du circuit d'attaque de la puce. 162
7.9 Schéma du montage électrique utilisé pour alimenter la puce laser. 162
7.10 Montage expérimental utilisé pour l'observation et la caractérisation du blocage de modes actif obtenu à partir d'un laser à semi-conducteur contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré. 163
7.11 Caractérisations spectrale et en puissance de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionné par la cavité ghp125b10. 165
7.12 Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg utilisés. 166
7.13 Caractéristiques des impulsions obtenues par blocage de modes actif de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionnée par la cavité ghp125-b7. 167
7.14 Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 168
7.15 Caractéristiques des impulsions obtenues par blocage de modes actif de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionnée par la cavité ghp125-b10. 169
7.16 Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 170
7.17 Spectres optiques de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 171
7.18 Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg utilisés. 171
7.19 Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 172
7.20 Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 173
7.21 Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 175
7.22 Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : 176

8.1 Représentation schématique d'une cavité étendue 180
8.2 Réseau uniforme : variation spatiale de l'indice effectif et réflectivité associée. . . . 186
8.3 Diffraction d'une onde par un réseau. 187
8.4 Représentation schématique d'un réseau de Bragg de longueur L. 188
8.5 Réflectivité, phase, retard et dispersion d'un réseau de Bragg. 191
8.6 Division d'un réseau non uniforme en M sections uniformes. 193
8.7 Différents profils d'apodisation d'un réseau de Bragg. 194
8.8 Comparaison d'un réseau apodisé à pas constant avec un réseau apodisé à pas variable. 196
8.9 Evolution de la structure modale d'un laser faiblement contre-réactionné par un réseau de Bragg avec la largeur à mi-hauteur du réseau. 199

8.10 Structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg étroit pour différentes valeurs de R_2. 200
8.11 Evolution de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg. 201
8.12 Evolution de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg lorsque ce dernier n'est pas centré sur la fréquence du laser seul. 202

9.1 Schéma de principe de l'injection optique. 214
9.2 Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence. 215
9.3 Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes simple. 216
9.4 Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes double. 216
9.5 Spectres caractéristiques du régime de relaxation. 217
9.6 Spectres caractéristiques du chaos. 218
9.7 Montage expérimental pour les cartographies de l'injection par la face avant du laser esclave. 219
9.8 Montage expérimental pour les cartographies de l'injection par la face arrière du laser esclave. 221
9.9 Spectres caractéristiques du laser esclave libre. 222
9.10 Spectres caractéristiques du quasi-accrochage. 222
9.11 Spectres caractéristiques de la quasi-extinction. 223
9.12 Spectres caractéristiques de la mise en phase des modes de l'esclave. 224
9.13 Spectres caractéristiques du battement. 224
9.14 Allure temporelle de la puissance optique émise par le laser esclave. 225
9.15 Spectres caractéristiques du régime bimode associé à un mélange d'onde. 225
9.16 Spectres caractéristiques du régime de mélange. 226
9.17 Cartographie, sur une plage de désaccords réduite, de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil. 227
9.18 Cartographie de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil. 229
9.19 Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil. 230
9.20 Spectres caractéristiques du quasi-accrochage. 231
9.21 Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 4 fois son seuil. 233
9.22 Cartographie de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et fonctionnant en régime de blocage de modes. 235
9.23 Illustration de l'augmentation du produit $\Delta t * \Delta \nu$. 236
9.24 Illustration de la diminution du produit $\Delta t * \Delta \nu$. 237
9.25 Illustration du phénomène de déformation des impulsions. 238
9.26 Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et fonctionnant en régime de blocage de modes. 239
9.27 Traces temporelle et spectrale typiques du régime de réduction de la largeur des impulsions. 240

A.1 Représentation schématique de ce que sont les processus d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée. 252

A.2 Représentation schématique des processus d'échanges retenus pour le modèle d'un laser à deux niveaux. 255
A.3 Illustration des pertes dans une cavité laser. 257
A.4 Schématisation d'une cavité laser linéaire. 259

E.1 Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs monomode polarisée à 1,2 fois son seuil. 276
E.2 Cartographie inter-modale de l'injection d'une diode à semi-conducteurs monomode polarisée à 1,2 fois son seuil. 277
E.3 Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil. 278

Liste des tableaux

5.1 Valeur des constantes propres au laser considéré pour nos simulations. 86

6.1 Tableau récapitulatif des propriétés de couplage des différentes micro-optiques. . . 128
6.2 Tableau récapitulatif des caractéristiques des différentes cavités réalisées au cours de nos travaux. 152

7.1 Caractéristiques des deux réseaux utilisés. 169
7.2 Caractéristiques des deux réseaux uniformes utilisés. 171

8.1 Valeur des constantes propres au laser considéré pour nos simulations. 181

Sigles et acronymes

Sigles

- APC : **A**ngled **P**hysical **C**ontact.
- ASE : **A**nalyseur de **S**pectre **É**lectrique.
- BBO : **B**eta **B**arium b**O**rate.
- CDMA : **C**ode **D**ivision **M**ultiple **A**ccess.
- DBR : **D**istributed **B**ragg **R**eflector.
- DFB : **D**istributed **F**eed**B**ack **L**aser.
- FC : **F**iber **C**onnector.
- FP : **F**abry-**P**erot.
- FWHM : **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum.
- ISL : **I**ntervalle **S**pectral **L**ibre.
- PM : **P**olarization **M**aintaining.
- ON : **O**uverture **N**umérique.
- SMA : **S**ub**M**iniature version **A**.
- SMSR : **S**ide **M**ode **S**uppression **R**atio.
- SOA : **S**emiconductor **O**ptical **A**mplifier.
- UV : **U**ltra**V**iolet.
- WDM : **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing.

Acronymes

- DEL : **D**iode **E**lectro-**L**uminescente.
- LASER : **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation.
- LIDAR : **Li**ght **D**etecting **A**nd **R**anging.
- MASER : **M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation.
- RIN : **R**elative **I**ntensity **N**oise.

Symboles

Généralités

- c : vitesse de la lumière dans le vide.
- λ : longueur d'onde.
- ν : fréquence.
- ω : pulsation.

Micro-lentilles

- L_g : longueur du tronçon de gradient d'indice.
- L_{silice} : longueur du tronçon de silice.
- r_{osc} : rayon de la sphère osculatrice.
- Z_w : distance de travail.
- ω_{0i} : rayons des modes du guide ($i = x, y$).
- θ_i : divergence ($i = x, y$).
- R_i : rayon de courbure.
- n_c : indice de réfraction du cœur de la fibre.
- n_g : indice de réfraction de la gaine de la fibre.

Description des lasers à semi-conducteurs

- L_D : longueur de la zone active.
- l : largeur de la zone active.
- e : épaisseur de la zone active.
- V : volume de la zone active.
- L : longueur de la cavité externe.
- v_g : vitesse de groupe.
- n_g : indice de groupe du milieu actif.
- R_1 et R_2 : respectivement réflectivité en intensité des faces gauche et droite de la cavité laser seule ($R_{1,2} = r_{1,2}^2$).
- α_{in} : pertes intrinsèques de la zone active.
- Γ_c : facteur de confinement du champ.
- G_N : gain différentiel.
- $g(N, I)$: gain non linéaire.
- ε_{nl} : facteur de compression du gain.
- N_t : densité de porteurs à la transparence.
- N_{th} : densité de porteurs au seuil.

- α_H : facteur d'élargissement (ou facteur de Henry).
- J : densité de courant.
- ω_0 : pulsation angulaire du laser seul.
- τ : temps d'un aller retour dans la cavité externe.
- τ_c : temps d'un aller-retour dans la cavité laser.
- τ_p : durée de vie des photons.
- τ_e : durée de vie des porteurs au seuil.
- A : taux de recombinaison non radiatif.
- B : taux de recombinaison radiatif.
- C : taux de recombinaison dû à l'effet Auger.

Miroir non linéaire

- r_{haut} : réflectivité de l'état haut.
- r_{bas} : réflectivité de l'état bas.
- r_{av} : réflectivité moyenne du miroir.
- Δr_{max} : écart entre la réflectivité de l'état haut et celle de l'état bas.
- I_{mnl} : intensité optique seuil à partir de laquelle le miroir passe de l'état bas à l'état haut. La puissance correspondante est notée P_{mnl}.

Réseaux de Bragg

- n : indice de réfraction du guide sans réseau.
- n_{eff} : indice effectif du mode de propagation du guide sans réseau.
- L : longueur du réseau.
- Λ : période du réseau inscrit.
- Γ : facteur de recouvrement du mode de propagation du guide avec le réseau.
- δn : variation de l'indice de réfraction du guide due au réseau.
- δn_{eff} : variation de l'indice effectif due au réseau.
- $\overline{\delta n}_{eff}$: moyenne spatiale de la variation de l'indice effectif dans le réseau.
- v : visibilité de la modulation d'indice.
- κ : coefficient de couplage entre les champs co-propagatif et contra-propagatif.
- ϕ_c : phase de la modulation d'indice représentative du pas variable du réseau.
- λ_{ref} : longueur d'onde de référence, longueur d'onde centrale d'un réseau très faible.
- R_{max} : réflectivité maximale en intensité du réseau.
- λ_B : longueur d'onde de Bragg, longueur d'onde du maximum de réflexion.
- θ_B : phase à la réflexion sur le réseau.
- τ_B : délai à la réflexion sur le réseau.
- D : dispersion du réseau en réflexion.

Injection optique

- ν_0 : fréquence de l'esclave libre.
- ν_M : fréquence du laser maître.
- $\Delta\nu$: désaccord ($\nu_M - \nu_0$).
- P_{inj} : puissance injectée.
- I : courant de polarisation d'un laser à semi-conducteurs.

- I_{th} : courant de polarisation au seuil d'un laser à semi-conducteurs.
- r : taux de pompage, défini comme le rapport du courant de polarisation d'un laser à semi-conducteurs par le courant de polarisation au seuil.

Introduction

Introduction

Le laser fait désormais partie intégrante de notre vie quotidienne. Pour preuve, nous pouvons citer le constat fait par Didier DANGOISSE dans son ouvrage général sur les lasers [3] :

"Regardez cet individu qui rentre à Paris en avion : le lecteur de CD qui lui diffuse son morceau préféré utilise un laser à semi-conducteurs, tout comme l'imprimante qui a tiré le dossier qu'il est en train de lire. Et tout à l'heure, avant l'embarquement, le prix de la bouteille de parfum qu'il a acheté a été lu grâce à un laser He-Ne. Sur la carte de crédit avec laquelle il a payé, l'hologramme a été réalisé avec un laser. La bouteille de parfum elle-même a été gravée avec un laser $Nd^{3+} : YAG$ *impulsionnel. Une partie des tôles de l'avion, tout comme le tissu du siège sur lequel il est assis, ont été découpés par laser. Certaines soudures de la carlingue ont été faites avec un laser* CO_2*. L'avion ne garde son cap que grâce à un gyrolaser utilisant un laser He-Ne. Les yeux de la charmante personne assise à côté de lui ont été sauvés grâce à un laser excimère. A l'atterrissage, le coup de fil qu'il donnera sera acheminé par fibre et là encore, un laser à semi-conducteurs est nécessaire. Même l'air qu'il respirera à Paris a quelque chose à voir avec les lasers, qui se chargent de surveiller sa qualité..."*

Cette citation ne laisse entrevoir qu'une partie des applications possibles pour les lasers. Un des domaines très actif de la recherche sur les lasers qu'ils soient à gaz, à solide, à semi-conducteurs ou à fibre, concerne la réalisation de sources impulsionnelles. Cet engouement qui existe depuis de nombreuses années s'explique, entre autre, de par l'étendue de leurs domaines d'applications. En effet, les sources impulsionnelles permettent d'analyser un certain nombre de problèmes de physique fondamentale concernant l'interaction matière-rayonnement dans les régimes de la picoseconde, de la femtoseconde ou de l'attoseconde, que ce soit à l'échelle temporelle ou du point de vue de la structure. De plus, la faible durée de leurs impulsions peut être exploitée pour une grande variété d'applications telles que la microscopie optique, le stockage de données, les communications optiques, la découpe de matériaux ou l'imagerie non "destructive".

Parmi les méthodes les plus utilisées pour la réalisation de ces sources, nous pouvons citer le déclenchement de pertes (ou *Q-switch* en anglais) et le blocage de modes. Le Q-switch est une méthode simple pour réaliser des sources impulsionnelles avec des puissances crêtes importantes. Mais le blocage de modes permet d'obtenir des impulsions plus courtes caractérisées par une gigue temporelle moins importante et une meilleure qua-

lité spectrale. Aujourd'hui, il semblerait que les sources lasers fonctionnant en blocage de modes soient d'excellentes candidates pour pouvoir amener les sources impulsionnelles vers des applications commerciales. C'est pourquoi depuis de nombreuses années un effort considérable est mené pour développer des sources à blocage de modes compactes avec une bonne efficacité électrique et une robustesse suffisante pour être applicable à une large gamme d'environnements commerciaux. Les milieux à semi-conducteurs sont des candidats très attractifs pour la réalisation de telles sources du fait de leur petite taille (quelques centaines de micromètres), de leur connexion facile et efficace ainsi que de leur capacité d'intégration.

Au cours de ces travaux de thèse, nous avons mis en place une nouvelle thématique de recherche au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT, à savoir la réalisation et l'étude de sources impulsionnelles émettant à $1,55\ \mu m$ caractérisées par de forts taux d'extinction, un faible chirp et un taux de répétition compatibles avec le haut débit. De telles sources peuvent trouver leur application dans les télécommunications optiques[1], que ce soit dans le domaine de la transmission ou dans le développement de nouveaux outils de mesure et de caractérisation tout optique nécessaires pour le haut débit : impulsions d'horloge ou impulsions picosecondes de sonde dans les oscilloscopes tout optique par exemple. Pour cela, nous avons réalisé des sources impulsionnelles à partir de lasers à semi-conducteurs soumis à une contre-réaction optique (non linéaire ou filtrée) et fonctionnant en régime de blocage de modes, et évalué leurs performances.

Dans ce document, nous allons présenter une étude expérimentale et théorique de sources impulsionnelles réalisées grâce à la méthode de blocage de modes d'un laser à semi-conducteurs soumis à une contre-réaction optique. Dans un premier temps, nous rappellerons les principales techniques qui permettent d'obtenir un régime impulsionnel à partir d'un laser qu'il soit solide, à gaz, à semi-conducteurs ou à fibre. Nous verrons alors que le blocage de modes est une bonne technique pour réaliser des sources dédiées à des applications dans le domaine des télécommunications optiques. Puis, après un bref rappel des propriétés d'un laser à semi-conducteurs, nous décrirons les principales propriétés de la contre-réaction optique. En effet, l'ajout d'une cavité externe peut être utilisé pour obtenir des taux de répétitions élevés. C'est pourquoi, nous décrirons ensuite les principales réalisations de sources impulsionnelles à partir de lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés, qui existent dans la littérature. Nous nous intéresserons ensuite à deux types de cavité externe : l'une ayant un miroir non linéaire (dont la réflectivité dépend de la puissance incidente), l'autre dont le miroir est un filtre optique. Nous qualifierons ces couplages respectivement de contre-réaction optique non linéaire et de de contre-réaction optique filtrée.

La deuxième partie est consacrée l'analyse des avantages et des inconvénients que peut présenter l'utilisation d'un miroir non linéaire comme réflecteur externe dans le but

[1] Ces sources peuvent également présenter un intérêt en métrologie.

de réaliser des sources impulsionnelles. Cette étude, principalement théorique, s'appuie sur l'utilisation de miroirs non linéaires à base de gallium réalisés, dans le cadre d'une collaboration, à l'Université de Southampton. Ainsi, nous détaillerons dans un premier chapitre les caractérisations des miroirs que nous avons eu à notre disposition et nous montrerons les raisons pour lesquelles nous n'avons pas pu les utiliser pour l'application souhaitée. Puis nous évaluerons numériquement l'évolution de la dynamique d'un laser contre-réactionné par un tel miroir lorsque nous modifions les différents paramètres caractéristiques du miroir.

La troisième partie est dédiée à l'étude expérimentale et théorique du régime de blocage de modes actif d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré. Dans un premier temps, nous nous attacherons à la description des méthodes de fabrication des différents éléments constitutifs de la cavité externe, à savoir la microlentille et le réseau de Bragg. Ainsi qu'aux techniques retenues pour assembler ces deux éléments et réaliser une cavité qui soit la plus courte possible. Puis, nous analyserons l'influence des paramètres d'un réseau de Bragg (valeur du chirp, type d'apodisation, réflectivité et largeur spectrale du réseau) sur les performances des sources impulsionnelles obtenues par blocage de modes actif d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un tel réseau. Nous montrerons alors qu'il est possible de réaliser des sources compactes émettant des impulsions en limite de Fourier sur une importante plage de fréquences. Nous terminerons cette étude par la présentation d'un modèle permettant d'analyser numériquement le comportement de tels lasers et nous nous attacherons à une analyse statique du laser contre-réactionné.

Enfin, nous présenterons dans une quatrième partie une étude de l'influence de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré. Nous viendrons ainsi compléter les différents travaux menés au laboratoire sur l'étude de l'injection dans un laser à semi-conducteurs monomode [4]-[2], en présentant les cartographies détaillées de l'injection d'un laser à semi-conducteurs multi-modes et soumis à une contre-réaction optique. Nous pourrons ainsi évaluer l'avantage d'une telle injection sur les propriétés des impulsions obtenues par blocage de modes actif d'un tel laser.

Première partie

Les sources lasers impulsionnelles et la contre-réaction optique

Le terme L.A.S.E.R correspond à l'acronyme de l'expression anglaise «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» proposé par GOULD et GORDON en 1957. Le fonctionnement d'un LASER repose sur le principe d'émission stimulée introduit par Albert EINSTEIN [6] en 1917. Il s'appuya sur ses travaux de 1905, dans lesquels il supposa que la lumière se compose de quanta d'énergie, les photons, pour distinguer les phénomènes d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée. Ainsi, lorsqu'un atome est excité, après **absorption** d'un photon, un de ses électrons passe sur un niveau d'énergie supérieure. La désexcitation de ce dernier vers un niveau d'énergie inférieure s'accompagne de l'émission d'un photon. C'est ce que nous appelons l'**émission spontanée**. EINSTEIN montra théoriquement qu'il était également possible de **stimuler** un atome excité pour qu'il **émette** un photon. La stimulation est fournie par un photon d'énergie donnée qui induit la désexcitation d'un atome d'un niveau d'énergie supérieure vers un niveau d'énergie inférieure. Celle-ci s'accompagne de l'émission d'un photon de caractéristiques identiques à celles du photon inducteur : même fréquence, même direction de propagation et même état de polarisation. Ainsi, le faisceau de lumière incident «s'enrichit» en photons identiques. Il y a alors amplification de la lumière. Le premier composant à utiliser ce principe fut proposé par BASOV et PROKHOROV [7] en 1954. Il s'agit du M.A.S.E.R, «Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation», qui, comme son nom l'indique, émet une radiation micro-onde. De par leurs avancées sur les MASER, GORDON [8] ou encore BASOV [7] ont participé à la naissance du premier MASER optique, le LASER, dont le concept fut présenté pour la première fois en 1958 dans les écrits de SCHAWLOW [9] et de PROKHOROV [10]. La première démonstration expérimentale d'un LASER fut apportée par MAIMAN [11] [12] en 1960 qui utilisait un rubis pompé par des lampes flash. Il s'était appuyé sur les travaux de KASTLER concernant le pompage optique en 1950. TOWNES, PROKHOROV et BASOV furent récompensés du prix Nobel pour leurs travaux sur le LASER en 1964, et KASTLER pour ses travaux sur le pompage optique en 1966. En 1961, JAVAN du Bell Téléphone Laboratory réalisa le premier laser à gaz : le laser Hélium-Néon. Puis en 1962, quatre équipes mirent au point indépendamment «l'ancêtre» du laser à semi-conducteurs (HALL et al. [13], HOLONYAK et BEVACQUA [14], NATHAN et al. [15] et QUIST et al [16]).

Depuis, le terme LASER est devenu un nom commun, le laser, dont la définition est la suivante :

«Appareil pouvant produire sous forme d'impulsions ou en continu une lumière très monochromatique, puissante et directive, utilisée dans le domaine des télécommunications, de l'armement, de la médecine...»

Désormais, le L du mot laser, par abus de langage, s'étend bien au-delà du spectre visible : de l'infrarouge lointain aux rayons X. Ce terme regroupe une grande variété d'instruments qui diffèrent par leur diversité de caractéristiques : par exemple, leur puissance continue peut varier de quelques centaines de kilowatt pour des lasers CO_2 jus-

qu'au nanowatt voire jusqu'à l'émission d'un seul photon. Leur longueur peut varier entre 10 km pour un laser à fibre et quelques dizaines de nanomètres pour les lasers à semi-conducteurs à boîte quantique. Ils peuvent délivrer des impulsions de l'ordre de l'attoseconde, de la femtoseconde, de la picoseconde, de la nanoseconde ou de la microseconde, fonctionner de l'ultraviolet extrême jusqu'à l'infrarouge lointain, être cohérents ou chaotiques, coûter de un euro à plusieurs milliers d'euros et être utilisés de multiples manières : des plus sérieuses aux plus ludiques.

Aujourd'hui encore, de nombreuses recherches visent à réaliser des sources compactes, sans entretien, dont nous puissions faire varier à volonté la fréquence, la puissance, la forme des impulsions et la structure du faisceau. La technologie laser est en perpétuelle évolution dans le but de satisfaire à cet objectif. Ainsi, l'usage de certains lasers très répandu dans les années 1960 à 1980 est progressivement abandonné au profit de systèmes au rendement plus élevé.

Le but de cette partie est de donner une présentation rapide du principe de fonctionnement d'un laser, et plus particulièrement des méthodes utilisées pour la réalisation de sources impulsionnelles. Dans un deuxième chapitre, nous aborderons la modélisation de lasers à semi-conducteurs soumis à une contre-réaction optique. Enfin, dans un troisième chapitre, nous nous concentrerons sur les différentes applications des sources impulsionnelles.

Chapitre 1

Principe de fonctionnement et méthodes de réalisation de train d'impulsions

L'objectif de ce chapitre est de rappeler de façon qualitative les principes fondamentaux du fonctionnement d'un laser. Pour cela, nous nous baserons sur le modèle des bilans appliqué à un laser dit à deux niveaux. Ce modèle est détaillé dans l'annexe A. Une fois les principales notions, telles que l'émission spontanée et stimulée, la condition d'émission d'un laser et les équations d'évolution des principales grandeurs caractéristiques, rappelées, nous nous intéresserons à la description des principales méthodes qui permettent de réaliser une source impulsionnelle. Ainsi, nous décrirons des techniques telles que le déclenchement de pertes (ou *Q-switch* en anglais), le blocage de modes ou la modulation de la pompe.

1.1 Principe de fonctionnement des lasers

Le laser peut être vu comme un oscillateur du domaine optique, c'est-à-dire un système capable de créer un signal d'allure sinusoïdale (onde lumineuse ou champ électromagnétique à une fréquence de l'ordre de 10^{14} Hz) à partir d'un signal de bruit. Nous pouvons donc faire une analogie entre un laser et un oscillateur électronique. En effet, le laser, comme les oscillateurs électroniques, repose sur l'application d'une boucle de réaction à un système amplificateur. Ce qui signifie que malgré la grande diversité des lasers, nous pouvons trouver un même principe de fonctionnement. Comme le montre la figure 1.1, le laser repose sur les quatre éléments essentiels suivants :

- **une source à amplifier ou des photons initiateurs** pour démarrer le processus,
- **un milieu amplificateur** formé d'atomes, de molécules, d'ions ou d'un cristal de semi-conducteurs,

- **un processus de pompage** pour exciter ces atomes (molécules ...) vers un niveau d'énergie supérieure,
- **une cavité résonante** qui correspond à la contre-réaction, elle sert à réinjecter le faisceau dans l'amplificateur.

Nous nous proposons maintenant de donner une description phénoménologique des lasers en nous concentrant essentiellement sur les mécanismes qui sont à la base de l'amplification lumineuse. Ces derniers reposent sur des échanges d'énergie entre la matière et un rayonnement électromagnétique.

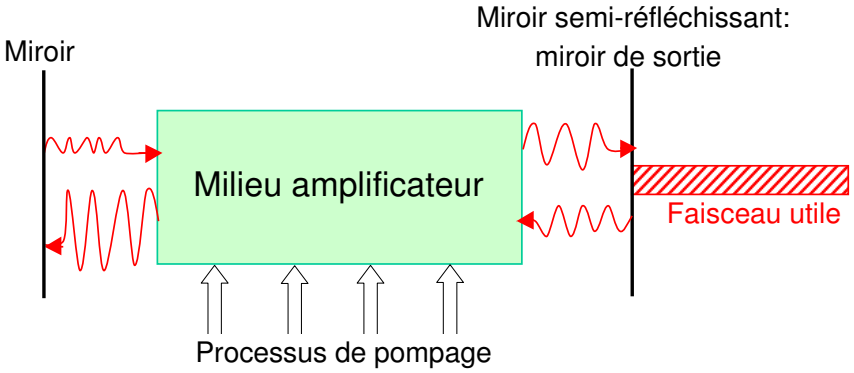


FIG. 1.1 – Schéma de principe d'un laser.

1.1.1 Interaction matière-rayonnement

1.1.1.1 Description du milieu actif ou amplificateur

Le milieu actif du laser, encore appelé milieu amplificateur, peut être constitué d'atomes, de molécules ou d'ions. Toutefois, par soucis de simplicité, nous ferons référence à un milieu atomique pour le désigner. Mais les propriétés que nous allons utiliser ne sont pas spécifiques à ce type de milieu, et tous les résultats que nous allons rappeler dans le suite de ce paragraphe s'appliquent également à un milieu moléculaire.

L'énergie interne d'un atome ou d'une molécule ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs, comme le rappelle la figure 1.2(a) qui montre quelques uns des niveaux d'énergie électroniques de l'atome de néon. Dans un milieu moléculaire, la structure des niveaux est encore plus complexe dans la mesure où chaque niveau électronique contient un ensemble de sous-niveaux vibrationnels eux-mêmes constitués de sous-niveaux rotationnels. Cependant, en pratique, les processus que nous allons décrire font intervenir un nombre de niveaux souvent très restreint. Nous pouvons donc nous permettre de simplifier le diagramme d'énergie du milieu amplificateur en ne retenant que les niveaux d'énergie essentiels à la description du laser (voir figure 1.2(b)). Ainsi, les processus de base du fonctionnement d'un laser peuvent être expliqués, du moins qualitativement, en

considérant que le milieu actif est composé d'un atome à deux niveaux d'énergie.

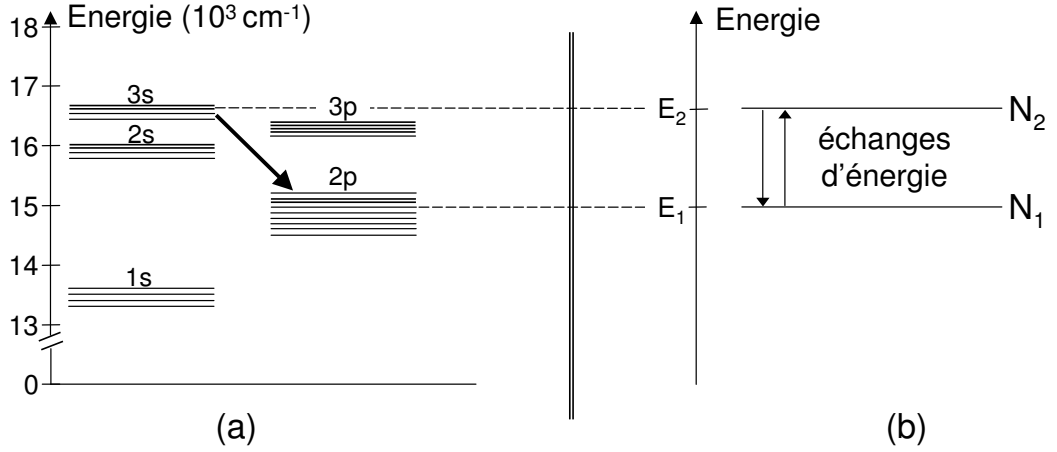


FIG. 1.2 – Exemple de distribution d'énergie d'un atome ou d'une molécule.
(a) Représentation de quelques niveaux d'énergie électroniques présents dans le diagramme d'énergie de l'atome de néon. La flèche représente la transition laser.
(b) Diagramme d'énergie schématique de ce même atome, ne retenant que les deux niveaux E_1 et E_2 de la transition laser.

Chaque niveau d'énergie E_i est caractérisé par :

- son **énergie** E_i ;
- sa **dégénérescence** g_i : le niveau peut être considéré comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie ;
- sa **densité de population**, c'est-à-dire le nombre d'atomes possédant cette énergie dans le système considéré par unité de volume occupé par le milieu atomique. Ce terme est plus simplement appelé population du niveau i que nous notons N_i ;
- sa **durée de vie** τ_i qui correspond au temps caractéristique de dépeuplement de ce niveau. Ainsi, si à l'instant $t = 0$, la population du niveau vaut $N_i(0)$, elle sera, à un instant $t > 0$, égale à $N_i(t) = N_i(0)e^{-t/\tau_i}$. A ce temps est associé le **taux de relaxation** $\gamma_i = 1/\tau_i$. De nombreux processus tels que l'émission spontanée, les collisions entre atomes ou l'excitation de phonon dans un solide, sont à l'origine du dépeuplement d'un niveau.

Dans un système à deux niveaux d'énergie, les populations de chacun des niveaux sont reliées par la relation :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{-(E_1+E_2)/k_B T} \tag{1.1}$$

avec

k_B la constante de Boltzmann,
T la température absolue.

Nous remarquons alors qu'à l'équilibre, la population du niveau 2 est inférieure à celle du niveau 1, dit niveau fondamental. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux échanges d'énergie possibles entre chacun des deux niveaux.

1.1.1.2 Echanges d'énergie entre un système atomique à deux niveaux et un rayonnement électromagnétique

Alors que les fondements de la mécanique quantique étaient encore mal établis, Albert EINSTEIN a mis en évidence en 1917 [6] les différents processus d'interaction entre un atome à deux niveaux et un rayonnement électromagnétique. Il les a identifiés sous les termes d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée. Dans chaque cas, l'atome subit une modification de son énergie d'une quantité $E_2 - E_1$, alors que le champ perd ou gagne un photon de fréquence :

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \tag{1.2}$$

où $h = 6,626.10^{-34}\ Js$ correspond à la constante de Planck.

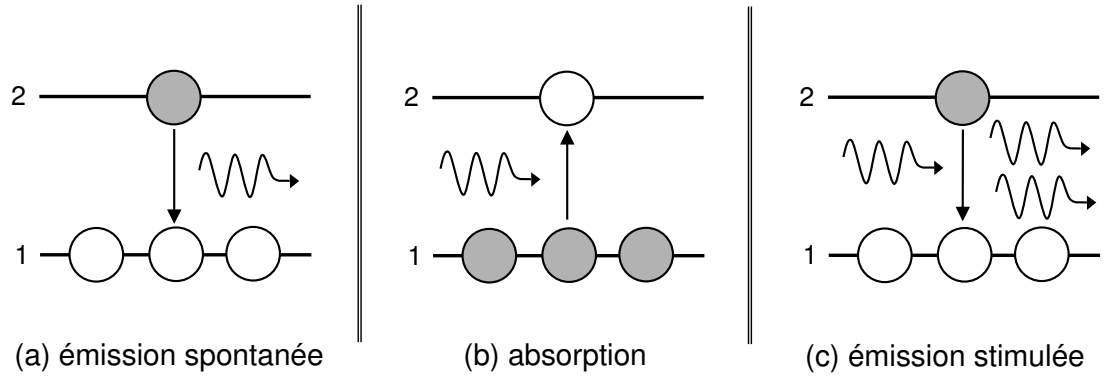


FIG. 1.3 – Représentation schématique de ce que sont les processus d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée.
Les flèches ondulées désignent les photons et l'atome en gris vient, après transition, augmenter la population d'atomes «blancs».

Comme le montre la figure 1.3(a), dans le processus d'**émission spontanée**, un atome passe spontanément du niveau 2 au niveau 1 en émettant un photon d'énergie $h\nu_{21}$. Le niveau 2 se dépeuple donc au profit du niveau 1. La probabilité par unité de temps qu'un atome passe d'un niveau d'énergie supérieure à un niveau d'énergie inférieure par émission spontanée est dite **taux d'émission spontanée** ou coefficient d'Einstein que nous notons A_{21}. Ce taux est une caractéristique de l'atome et de la transition considérés[1]. Toutefois, l'émission spontanée n'est pas le seul mécanisme de dépeuplement des niveaux. Des désexcitations non radiatives, c'est-à-dire sans émission de photons, peuvent également intervenir telles que la désexcitation par collision au cours de laquelle l'atome cède de l'énergie à d'autres atomes du milieu, ou encore, pour un milieu solide, l'excitation de

[1]Il peut ainsi varier de plusieurs ordres de grandeurs d'une transition à l'autre : par exemple, pour les lasers CO_2, $He - Ne$ et $Nd^{3+} : YAG$, A_{21} vaut respectivement $0,3\ s^{-1}$, $800\ s^{-1}$ et $1,4.10^6\ s^{-1}$

phonons. La prise en compte de tous ces mécanismes indique que la durée de vie τ_{21} du niveau est inférieure à sa durée de vie radiative τ_2.

Dans le processus d'**absorption**, un atome du niveau 1 atteint le niveau 2 en absorbant un photon d'énergie $h\nu_{21}$: le niveau 2 se peuple donc aux dépens du niveau 1 (voir figure 1.3(b)). L'absorption est un processus induit par le champ électromagnétique, la probabilité de transition par atome et par unité de temps, $\sigma_{12}J$, est donc proportionnelle au flux de photons J. Nous entendons par flux de photons le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps, il s'exprime donc en $s^{-1}m^{-2}$. Le coefficient de proportionnalité σ_{12} possède la dimension d'une surface et porte le nom de **section efficace d'absorption**. C'est une grandeur caractéristique du milieu atomique dont la valeur est déterminée dans le cadre de la description quantique du couplage entre le champ et le milieu atomique.

Comme nous l'avons déjà précisé, le processus d'**émission stimulée** est à la base du fonctionnement des lasers. Il s'agit de la désexcitation d'un atome du niveau 2 sur le niveau 1, induite par un photon d'énergie $h\nu_{21}$. Celle-ci s'accompagne de l'émission d'un photon de caractéristiques identiques à celles du photon inducteur : même fréquence, même direction de propagation et même état de polarisation (voir figure 1.3(c)). Le faisceau de lumière incident «s'enrichit» en photons identiques, il y a alors amplification de lumière.

Nous remarquons alors que contrairement à l'émission stimulée, l'émission spontanée est un processus totalement désordonné au caractère aléatoire. Ainsi, une source dont le fonctionnement repose sur ce principe est caractérisée par un rayonnement dont toutes les directions de propagation sont équiprobables. Nous faisons habituellement référence à ce type de sources en les qualifiant de sources à *émission incohérente*. L'émission stimulée, quant à elle, est à la base de la cohérence des faisceaux lasers.

1.1.2 Processus de pompage et d'amplification

Pour que le phénomène d'amplification ait lieu, et par conséquent, pour que l'oscillation laser s'établisse, il est indispensable que le milieu dit actif soit en inversion de population. La population du niveau 2 doit donc être augmentée par rapport à celle du niveau 1. Ceci est réalisé par des processus dits de **pompage** qui excitent les atomes à partir d'autres états d'énergie plus peuplés, comme par exemple le niveau dit fondamental, vers le niveau 2. Cette opération implique bien évidemment un apport d'énergie extérieur. Les méthodes de pompage sont nombreuses (pompage optique, pompage électrique...) et diffèrent suivant le type de laser. Nous ne les détaillerons pas dans ce document.

Afin d'analyser le fonctionnement d'un laser, il est intéressant de connaître les évolutions temporelles de la différence de population entre les deux niveaux de la transition laser et du flux de photons. L'établissement de ces équations, dites d'évolution, dans le cadre du modèle des bilans est présenté dans l'annexe A.

1.1.3 Etablissement de l'oscillation laser et description des modes de la cavité

Dans la mesure où l'amplification n'est possible que sur une plage de fréquences étroite fixée par la fréquence de la transition laser, il suffit d'un faible taux d'émission spontanée à la fréquence de cette transition pour que le processus s'amorce. En effet, le signal de bruit ainsi émis va se réfléchir sur l'un des miroirs de la cavité puis il passera dans le milieu actif où il sera amplifié de façon cohérente. Puis il ira se réfléchir sur l'autre miroir pour

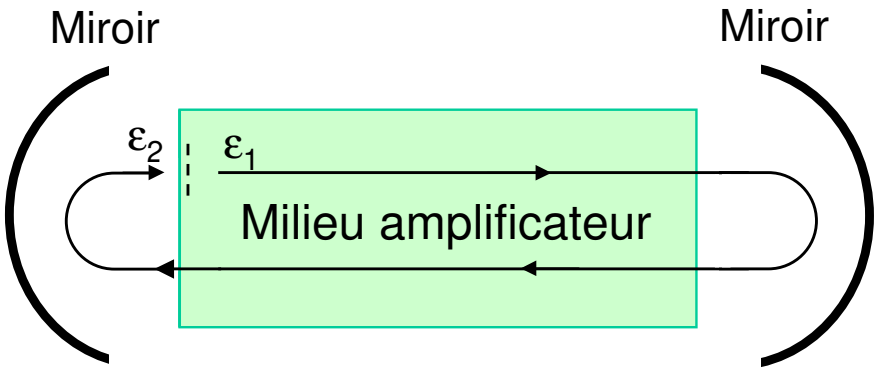


FIG. 1.4 – Schéma du principe de l'amplification d'une radiation à chaque aller-retour dans la cavité.

être de nouveau amplifié après un second passage dans le milieu actif et ainsi de suite (voir figure 1.4). Au fur et à mesure des allers-retours dans la cavité, le signal de bruit va évoluer vers une radiation cohérente.

1.1.3.1 Condition de seuil

L'équation d'évolution A.24, établie dans l'annexe A, montre que le flux de photons est gouverné par deux effets antagonistes : les pertes de la cavité ont tendance à diminuer ce flux alors que les transitions induites engendrent un gain si nous sommes dans le cadre d'une inversion de population. Ainsi, si le gain acquis sur un aller-retour est inférieur aux pertes dues aux miroirs, l'intensité de la radiation diminue à chaque passage dans la cavité et va disparaître au bout de quelques allers-retours. Si au contraire, ce gain devient supérieur aux pertes, la radiation issue de l'émission spontanée va voir son amplitude augmenter, le laser démarre. Bien entendu, le flux de photons (J) ne va pas augmenter indéfiniment mais il va tendre vers une valeur stationnaire. Elle est obtenue lorsqu'il y a égalité entre les deux termes, c'est-à-dire lorsque le gain est égal aux pertes (voir figure 1.5). Cette **condition** est dite **de seuil** et elle correspond à :

$$D\sigma c_m = \kappa \tag{1.3}$$

Elle exprime une *inversion de population au seuil* D_{th} :

$$D_{th} = \frac{\kappa}{\sigma c_m} \tag{1.4}$$

avec

D la différence de population entre les niveaux 2 et 1,
κ le terme de relaxation qui décrit les pertes de la cavité,
c_m la vitesse de la lumière dans le milieu amplificateur,
σ les sections efficaces d'absorption des deux niveaux de la transition laser.

Pour obtenir une émission laser, la différence de populations entre les deux niveaux de la transition D_s doit être supérieure à une valeur seuil D_{th} qui permet la compensation des pertes de la cavité. Pour $0 < D_s < D_{th}$, le laser n'émet aucune radiation, il est dit sous le seuil, et l'excédent de photons créés par émission stimulée est perdu par la cavité.

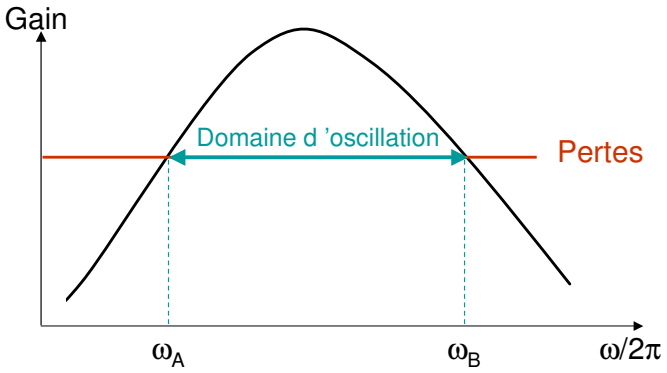


FIG. 1.5 – Courbe d'amplification du laser en fonction de la fréquence.
Le laser est susceptible d'osciller sur la plage $[\omega_A, \omega_B]$ *pour laquelle le gain est supérieur aux pertes.*

Le seuil d'oscillation laser est d'autant plus difficile à atteindre que les pertes de la cavité sont importantes (i.e D_{th} est élevée) et que la section efficace d'émission stimulée est faible. Nous comprenons alors que l'obtention d'une émission laser implique de :

- choisir un atome ou une molécule possédant une transition avec une section efficace d'émission spontanée suffisamment grande ;
- bénéficier d'un processus de pompage efficace ;
- réduire les pertes de la cavité.

1.1.3.2 Modes longitudinaux de la cavité

Au paragraphe §A.5 de l'annexe A, nous avons établi la condition de seuil d'un laser placé dans une cavité linéaire. Cette condition impose d'une part les valeurs minimum du gain saturé du milieu et de la population d'inversion requises pour pouvoir observer une oscillation dans la cavité. D'autre part, cette condition montre que le laser n'émet pas de la lumière dans toute la plage de fréquences pour laquelle le gain est supérieur aux pertes.

Parmi toutes les fréquences comprises dans l'intervalle $[\omega_A, \omega_B]$, seules celles qui vérifient l'équation :

$$\exp(-i2\omega L/c) = \exp(-ip2\pi) \qquad \text{ou} \qquad \frac{\omega}{2\pi} = p\frac{c}{2L} \qquad \text{avec } p = \text{entier} \tag{1.5}$$

sont susceptibles d'être émises par le laser (voir figure 1.6). Ces fréquences notées ω_p correspondent à ce que nous appelons les **modes longitudinaux** d'oscillation. L'écart en fréquence entre deux modes consécutifs, c'est-à-dire l'**intervalle spectral libre** (isl), est $c/2nL$ (pour une cavité résonante linéaire de longueur L). Le nombre de modes longitudinaux pour lesquels la condition d'oscillation est vérifiée peut varier entre 1 et 10^5 selon la nature du milieu amplificateur.

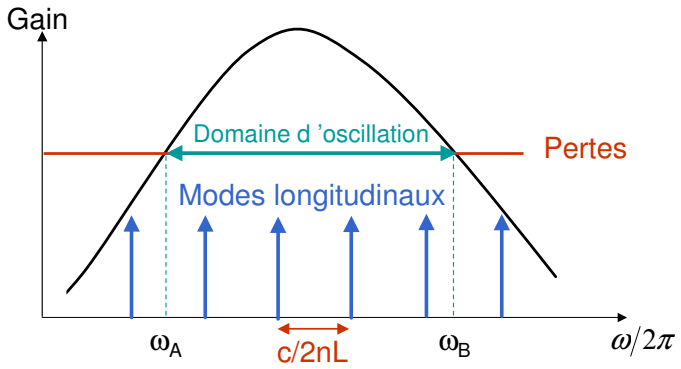


FIG. 1.6 – Fréquences d'oscillation du laser.
Le laser peut osciller sur les modes longitudinaux de la cavité tombant dans le domaine de fréquence $[\omega_A, \omega_B]$ où le gain est supérieur aux pertes (ces modes sont représentés en trait plein).

La description simple du fonctionnement d'un laser a permis de dégager les caractéristiques essentielles, comme la notion de seuil d'émission laser, l'évolution de l'intensité laser en fonction du paramètre de pompe ou encore l'effet de saturation du gain. Toutefois cette description est incomplète : elle ne permet pas, par exemple, la détermination de la fréquence du champ laser, la forme de raie ou l'allure de la courbe de raie. Tout ceci peut être obtenu dans le cadre de la théorie semi-classique. Un tel modèle fournit une description du champ laser et de son couplage aux variables atomiques du milieu amplificateur. Le champ laser est décrit classiquement par les équations de Maxwell alors que le milieu atomique est décrit dans le cadre de la mécanique quantique. L'ensemble forme les équations de Maxwell-Bloch. Cette théorie est décrite dans de nombreux ouvrages traitant des lasers. Nous n'allons donc pas la détailler dans ce document. Nous allons nous intéresser au comportement dynamique des lasers et plus particulièrement à la génération d'impulsions.

1.2 Réalisation de lasers impulsionnels

Les lasers offrent la possibilité de fournir de l'énergie lumineuse sous forme d'impulsions brèves, tout en conservant une puissance moyenne à peu près constante. Cette possibilité permet d'atteindre des puissances instantanées très élevées, et donc de très grands champs électriques donnant accès à une physique nouvelle : optique non linéaire, ionisation multi-photonique, création de plasmas laser... Le but de ce paragraphe est de présenter les différentes techniques utilisées à l'heure actuelle pour réaliser des sources impulsionnelles. Nous donnerons également les caractéristiques des impulsions obtenues avec des méthodes telles que la modulation de la pompe, le Q-switch ou le blocage de modes.

1.2.1 Modulation de la pompe

Lorsque nous avons établi les équations d'évolution d'un laser à deux niveaux au paragraphe 1.7, nous nous étions placés dans le cas particulier où $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$. Mais dans la réalité, cette condition n'est jamais vérifiée et selon la situation dans laquelle nous nous trouvons, nous pouvons observer des différences de comportement notables.

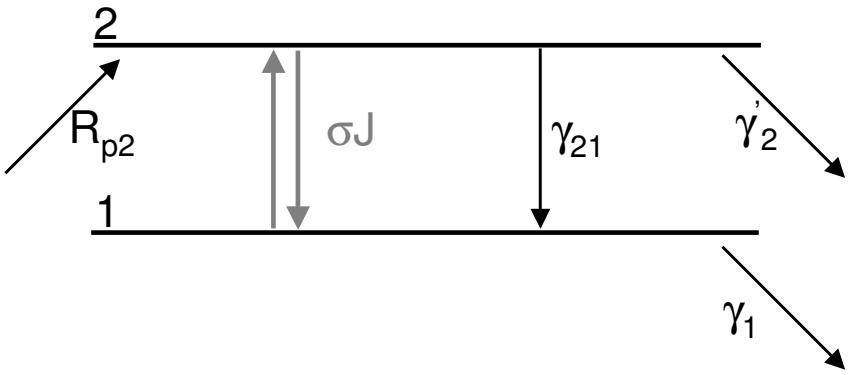


FIG. 1.7 – Représentation schématique des processus d'échanges retenus pour le modèle d'un laser à deux niveaux.
R_{p2} représente le terme de pompage, $\gamma_2{}'$ et γ_1 sont les taux de relaxation des niveaux 2 et 1 respectivement. σJ correspond aux transitions induites par le champ électromagnétique. γ_{21} donne le taux de relaxation du niveau 2 vers le niveau 1.

Considérons tout d'abord le cas d'un laser à deux niveaux dont le niveau haut se «vide» plus rapidement que le niveau bas, c'est-à-dire tel que $\gamma_1 < \gamma_2$. La figure donne une représentation schématique des niveaux d'énergie et des taux de relaxation d'un tel laser. Considérons maintenant que la population du niveau 1 soit initialement nulle. Le processus de pompage sélectif va permettre le peuplement du niveau 2. Puis les atomes vont se désexciter par émission stimulée vers le niveau 1 où ils vont rester pendant un temps relativement long puisque $\gamma_1 = 1/\tau_1$ est petit. Le niveau 1 voit donc sa population augmenter de plus en plus rendant ainsi l'inversion de population entre le niveau 1 et le niveau 2 de plus en plus difficile. Le laser va s'éteindre. Toutefois, au démarrage, il

peut exister un laps de temps pendant lequel l'inversion de population est suffisante à la création d'une oscillation laser. Le laser émet alors une impulsion. Pour obtenir une autre impulsion, le processus de pompage doit être arrêté pendant un temps long devant τ_1 pour que le niveau 1 puisse se vider. Puis lors de la remise en marche de la pompe, le laser émet une seconde impulsion. En procédant ainsi, nous pouvons obtenir un train d'impulsions. De nombreux lasers fonctionnent sur ce principe : nous pouvons citer l'exemple du laser à rubis de MAIMAN [12] ou des lasers à gaz haute pression. Les impulsions ansi obtenues ont des durées typiques de l'ordre de la microseconde.

Maintenant, plaçons-nous dans le cas plus général d'un laser à deux niveaux tels que $\gamma_1 \neq \gamma_2$ et où le taux de relaxation du niveau 2 vers le niveau 1 est non nul ($\gamma_{21} \neq 0$). La relaxation totale γ_2 du niveau 2 possède une composante $\gamma_2{}' = \gamma_2 - \gamma_{21}$ vers tous les autres niveaux. Les différents processus décrits sur la figure 1.7 permettent d'écrire les équations dévolution suivantes :

$$\frac{dJ}{dt} = -\kappa J\left(1 - \frac{D}{D_{th}}\right) \tag{1.6}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma_2\left(N_2 - D_{th}\right) D\sigma J \tag{1.7}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{21}N_2 - \gamma_1 N_1 + D\sigma J \tag{1.8}$$

où $D_s = \frac{R_{p2}}{\gamma_2}$.

Nous considérons un pompage sélectif qui ne peuple pas le niveau 1 : $R_{p0} = 0$.

En absence de champ ($J = 0$), l'expression de la différence de population stationnaire s'établit comme suit :

$$N_{20} = D_s = \frac{R_{p2}}{\gamma_2} \qquad et \qquad N_{10} = \frac{\gamma_{21}}{\gamma_1}N_{20} \tag{1.9}$$

Soit

$$\left(\mathrm{N_2} - \mathrm{N_1}\right)_0 = \mathrm{D_0} = D_s - \frac{\gamma_{21}}{\gamma_1}N_{20} \tag{1.10}$$

$$= D_s\frac{\gamma_1 - \gamma_{21}}{\gamma_1} \tag{1.11}$$

$$= D_s\left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}}\right) \tag{1.12}$$

Le comportement du laser est fixé par les valeurs des taux de relaxation, c'est-à-dire des temps de vie des niveaux. Ainsi :

- **si $\gamma_{21} = 0$** alors $D_0 = D_s$, le laser aura un fonctionnement continu si nous parvenons à réaliser une inversion de population telle qu'à l'état stationnaire :

$$D_0 = D_{th}\ ; \tag{1.13}$$

- **si $\gamma_1 > \gamma_{21}$**, c'est-à-dire si $\tau_1 < \tau_{21}$, les atomes du niveau 1 sont évacués plus vite qu'ils n'y arrivent et le processus de pompage conduira inévitablement à une inver-

sion de population. Toutefois, la condition de seuil $D_0 = D_{th}$ est obtenue pour :

$$D_s = D_{th}\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_{21}} = \frac{D_{th}}{1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}}} \tag{1.14}$$

Cette équation montre qu'un pompage plus important est nécessaire à l'obtention de ce fonctionnement laser. En effet, ce surplus de pompage permet de compenser la relaxation γ_{21}[2].

– **si $\gamma_1 < \gamma_{21}$**, c'est-à-dire si $\tau_1 > \tau_{21}$, la différence de population stationnaire D_0 est toujours négative : le niveau 1 reste plus peuplé que le niveau 2. L'inversion de population n'est jamais atteinte. Les atomes s'accumulent sur le niveau 1 et le laser ne fonctionne pas. Cependant, il existe des situations où l'inversion de population peut être atteinte de façon transitoire. En effet, en absence de champ, l'évolution de population N_2 vérifie la relation :

$$N_2(t) = D_s\left(1 - e^{-\gamma_2 t}\right) \tag{1.15}$$

Notons que par soucis de simplicité, nous considérons $N_2(0) = 0$.

En injectant ce résultat dans l'équation différentielle 1.8 puis en l'intégrant, nous obtenons l'évolution temporelle suivante pour la différence de population entre deux niveaux de la transition :

$$D(t) = D_{th,f}\left(1 - e^{-\gamma_2 t}\right) - \frac{\gamma_{21} D_{th,f}}{\gamma_2 - \gamma_1}\left[\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\left(1 - e^{-\gamma_1 t}\right) - \left(1 - e^{-\gamma_2 t}\right)\right] \tag{1.16}$$

Si le temps t_s nécessaire pour atteindre le seuil $D_0 = D_{th}$ est tel que $t_s \ll \frac{1}{\gamma_1}$ et $t_s \ll \frac{1}{\gamma_2}$, un développement limité autour de 0 de l'équation précédente conduit à :

$$D(t) = D_{th,f}\gamma_2 t \tag{1.17}$$

Soit

$$t_s = \frac{D_{th}}{D_{th,f}\gamma_2} = \frac{1}{A_f \gamma_2} \tag{1.18}$$

où $A_f = \frac{D_{th,f}}{D_{th}}$ représente le taux de pompage normalisé.

Cette condition n'est valable que si $t_s \ll \frac{1}{\gamma_2}$, c'est-à-dire si $A_f \gg 1$. Dans ces conditions, une inversion de population est atteinte transitoirement. Pendant la première phase de durée t_s, l'inversion de population augmente tandis que l'intensité reste nulle. Pendant la seconde phase, le laser émet une impulsion puis s'éteint comme le montre le schéma de la figure 1.8. Pour obtenir une nouvelle impulsion, le pompage doit être suspendu de telle sorte que le niveau 1 se vide puis commuté à nouveau vers sa valeur $D_{th,f}$. Ainsi, en répétant périodiquement cette opération, avec une fréquence ω_m suffisamment petite pour que le niveau 1 ait le temps de se vider entre deux impulsions ($\omega_m \ll \gamma_1$), nous obtenons une source impulsionnelle de fréquence ω_m.

[2]Seule la composante γ_{21} influe sur le comportement du laser. En particulier, la valeur de la relaxation totale γ_2 peut être supérieure à γ_1 sans pour autant empêcher le laser de fonctionner.

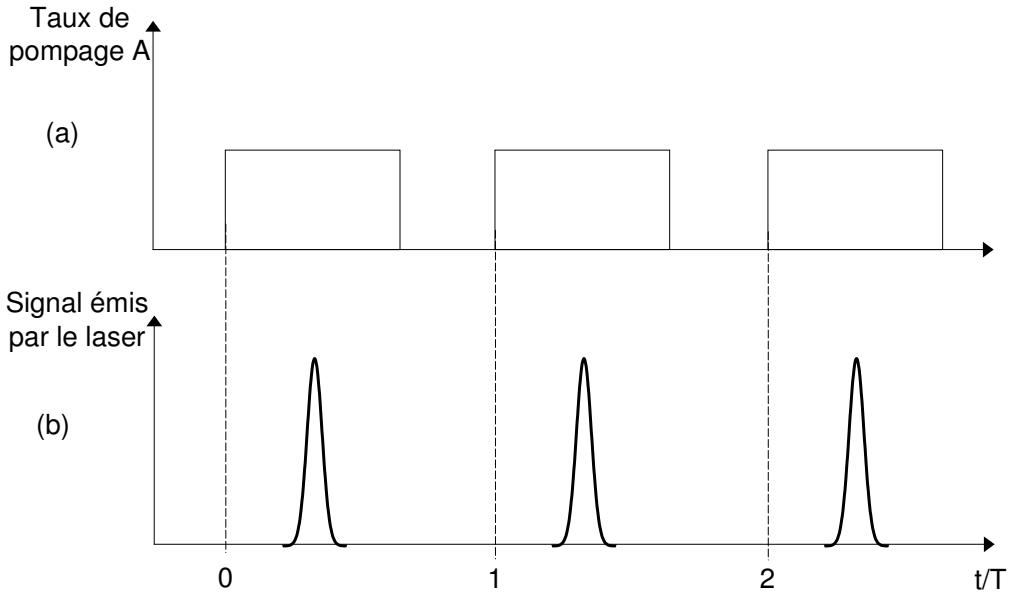


FIG. 1.8 – Illustration du principe de modulation de la pompe d'un laser.
(a) Modulation de la pompe du laser avec une période $T = 2\pi/\omega_m$.
(b) Evolution temporelle du signal émis par le laser.

1.2.2 Lasers Q-déclenchés

Le Q-switch, ou commutation du coefficient de qualité Q de la cavité, est une méthode très utilisée pour réaliser des sources impulsionnelles. Les impulsions ainsi obtenues possèdent de nombreuses applications dans des domaines aussi variés que la découpe laser ou l'excitation de non-linéarités. La méthode du Q-switch étant d'un grand intérêt, nous allons nous attarder sur les différentes techniques de modulation ainsi que sur les principales caractéristiques des impulsions ainsi obtenues.

1.2.2.1 Description générale du fonctionnement d'un laser Q-switché

La figure 1.9 décrit les principales étapes du Q-switch. Au début du processus, les pertes de la cavité sont très élevées de telle sorte que son facteur de qualité soit très faible. Nous noterons cette valeur Q_c. Pendant que l'inversion de population se construit, les pertes de la cavité sont maintenues à un niveau élevé (b). Pour cela, l'accès à l'un des miroirs est bloqué afin d'empêcher qu'une oscillation prenne place dans la cavité et ce malgré l'augmentation du gain. Puis à un instant t_0, les pertes sont brutalement réduites à une valuer plus usuelle (c). En d'autres termes, le facteur de qualité de la cavité augmente brutalement. Ceci revient à commuter le seuil du laser d'une valeur élevée à une valeur plus faible. Après cette commutation, le gain acquis sur un aller-retour dans la cavité est très largement supérieur aux pertes. Le laser se retrouve bien au-dessus du seuil et les atomes du niveau haut se désexcitent rapidement vers le niveau bas. Le signal de

bruit, issu de l'émission spontanée, subit alors une amplification telle qu'une oscillation intense prend place dans la cavité. L'oscillation devient rapidement très puissante et elle «consomme» de plus en plus d'atomes du niveau haut. Elle vient saturer le gain rendant ainsi l'inversion de population insuffisante pour pouvoir entretenir le système. Le laser émet alors une impulsion intense mais courte.

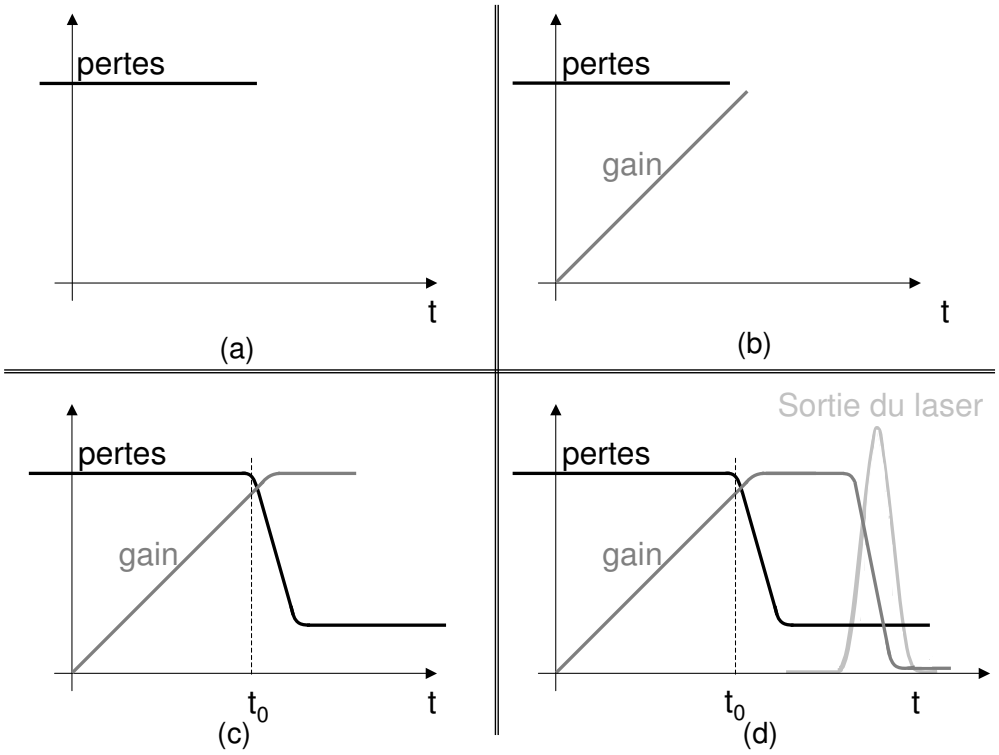


FIG. 1.9 – Décomposition pas à pas du fonctionnement d'un laser Q-switché.
(a) Initialement, les pertes de la cavité sont très importantes, puis (b) le processus de pompage permet une inversion de population, créant ainsi du gain dans la cavité. (c) Les pertes de la cavité commutent soudainement vers une valeur inférieure et (d) une impulsion courte et intense prend place.

Le pompage est maintenu pendant un temps long devant la durée de la construction de l'oscillation et la durée de l'impulsion. Puis il est suspendu pendant un temps court correspondant approximativement à la durée de l'impulsion. De plus, la puissance crête de l'impulsion ainsi obtenue peut être trois à quatre fois supérieure à la puissance émise par le laser en fonctionnement continu avec le même taux de pompage.

Les sources lasers fonctionnant sur le principe de la commutation de gain du coefficient de qualité Q délivrent des impulsions courtes (de quelques nanosecondes) pouvant atteindre une puissance crête de quelques gigawatts. L'impulsion sera d'autant plus intense et plus courte que le pompage et le taux des pertes seront élevés.

1.2.2.2 Les différentes méthodes de réalisation

Les principales méthodes utilisées pour la réalisation de lasers *Q*-switchés sont présentées sur la figure 1.10. Nous allons brièvement décrire leur principe de fonctionnement.

1. Utilisation d'un miroir rotatif : C'est la méthode la plus directe et la plus ancienne. Elle consiste à placer un des miroirs de la cavité sur une platine de rotation munie d'un moteur rapide. Ainsi, une oscillation ne peut prendre place dans la cavité que pendant le court instant où le miroir se trouve parfaitement aligné avec le milieu et l'autre miroir.

Cette méthode, bien que simple et bon marché, possède un certain nombre d'inconvénients. En effet, l'utilisation des meilleurs moteurs ne garantit ni une précision temporelle suffisante ni la reproducibilité du phénomène. Les temps de commutation disponibles sont lents et la mécanique introduit des vibrations et un bruit qui rendent l'alignement dans la direction perpendiculaire au plan de la rotation difficile. Ce problème fut contourné en remplaçant le miroir par un prisme avec une rotation de 90°.

Cette méthode est uniquement utilisée dans les lasers possédant des cavités longues tels que les lasers CO_2 où l'alignement des miroirs est moins critique que dans d'autres lasers et où les autres techniques de modulation sont plus difficiles à mettre en œuvre.

2. Utilisation d'un électro-optique : Un modulateur électro-optique est généralement constitué d'un cristal qui devient biréfringent sous l'influence d'une tension électrique. Une tension suffisante pour que le cristal se comporte comme une lame quart d'onde. Ainsi, la radiation qui circule dans la cavité voit sa polarisation subir une rotation de 90° par rapport à l'axe de la cavité. Au bout d'un aller-retour, cette radiation est «éjectée» de la cavité par ce même élément polarisant. La commutation est réalisée en éteignant la tension appliquée au cristal.

Cette méthode représente la forme la plus rapide de *Q*-switch avec un temps de commutation inférieur à 10 *ns*. Elle est caractérisée par une importante précision temporelle, une bonne stabilité et reproductibilité ainsi que par des pertes très élevées lorsque la cavité est commutée sur son coefficient de qualité faible. Toutefois, cette approche est très onéreuse puisqu'elle utilise un cristal électro-optique ainsi qu'une source de haute tension possédant un temps de réponse très rapide (nous avons besoin d'une tension de plusieurs kV avec un temps de réponse de quelques dizaines de nanosecondes). De plus de telles puissances sont difficiles à obtenir et elles peuvent provoquer des interférences importantes avec les autres appareils électroniques environnant. Enfin, cette méthode nécessite l'introduction dans la cavité d'éléments entraînant des pertes optiques et pouvant être endommagés par les intensités élevées qui circulent dans un laser *Q*-switché.

3. Utilisation d'un acousto-optique : La commutation des pertes de la cavité peut également être obtenue grâce à un modulateur acousto-optique. En effet, dans un tel modu-

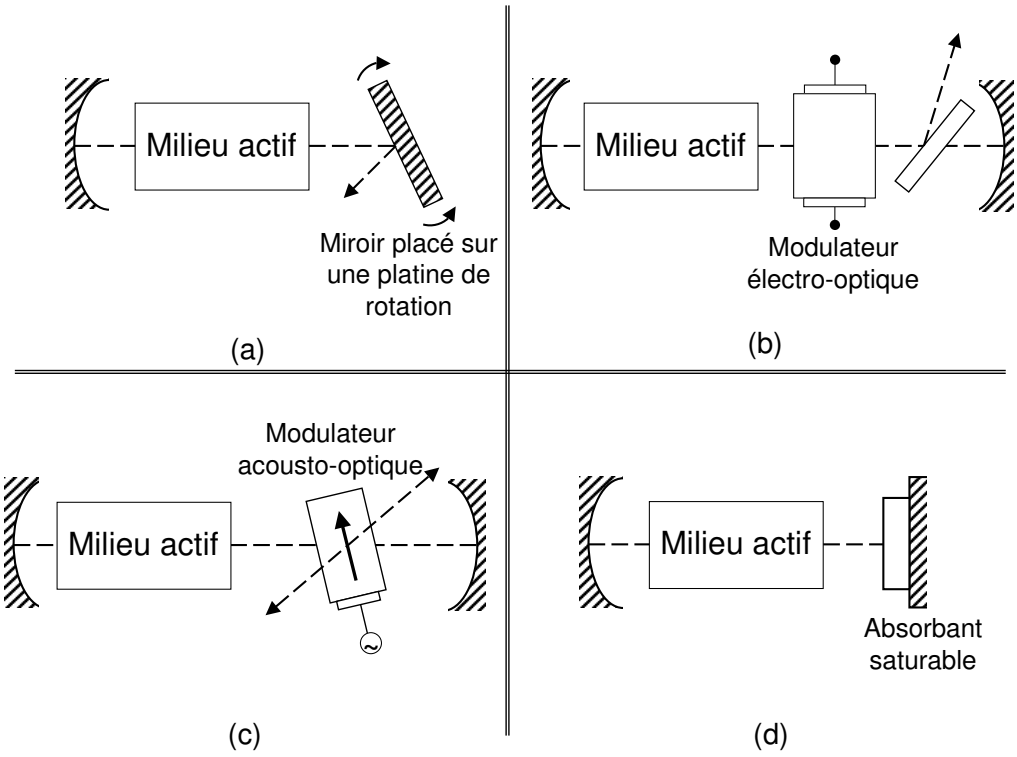


FIG. 1.10 – Les principales solutions utilisées pour la réalisation de lasers Q-switchés.
La modulation des pertes est obtenue grâce à :
(a) la rotation d'un des miroirs de la cavité,
(b) un modulateur électro-optique,
(c) un modulateur acousto-optique,
(d) un absorbant saturable.

lateur, une onde acoustique vient moduler l'indice de réfraction du cristal qui le compose, formant un réseau de diffraction. La radiation qui circule dans la cavité est alors diffractée. Les avantages d'un telle méthode résident dans les faibles pertes d'insertion du modulateur, un circuit électrique simple et une facilité d'utilisation pour réaliser un Q-switch avec un taux de répétition de l'ordre du kHz.

4. Utilisation d'un absorbant saturable : Une alternative à la réalisation de lasers impulsionnels en modulant un de ses paramètres, consiste à introduire dans la cavité, à la place du modulateur de pertes, un absorbant saturable. Il s'agit d'un milieu, dit *milieu passif*, qui possède une transition atomique à la même fréquence que le laser. Cette transition est caractérisée par un coefficient d'absorption qui dépend de l'intensité qui le traverse et qui sature plus vite que le milieu actif. Ainsi, tant que l'intensité émise par le milieu amplificateur reste faible, le milieu passif absorbe pratiquement tous les photons. L'intensité émise par le laser reste proche de zéro. Tandis que l'inversion de population du milieu actif augmente, l'absorbant devient transparent et les pertes de la cavité diminuent. Nous nous retrouvons alors avec un comportement analogue à ce qui vient d'être décrit : une

impulsion est émise. L'absorbant redevient ensuite opaque et le cycle peut recommencer.

Cette méthode simple et pratique nécessite l'insertion d'un minimum d'éléments dans la cavité. Et nous n'avons pas besoin de piloter l'absorbant avec un circuit électrique extérieur contrairement aux autres solutions que nous venons de présenter. Toutefois, les impulsions ainsi obtenues possèdent une gigue temporelle et d'amplitude non nulle. De plus, l'absorbant saturable est très sensible aux défauts d'alignement ainsi qu'aux dégradations chimiques qui peuvent prendre place à l'usage. A l'heure actuelle, cette méthode n'est pas la plus répandue en pratique.

1.2.3 Le blocage de modes

Avant de nous attacher à la description du principe général du blocage de modes, nous allons faire un rapide résumé de ce qui a pu se faire sur ce sujet durant ces quarante dernières années. Nous ne prétendons pas faire un état de l'art complet car sinon, notre bibliographie compterait plusieurs centaines de références. Mais pour de plus amples détails, nous renvoyons le lecteur vers les différents articles de revues qui ont pu être écrits sur ce sujet [17],[18].

1.2.3.1 Etat de l'art

Bien que les travaux de GÜRS et MÜLLER [19], [20] concernant la modulation des lasers à rubis ainsi que ceux de STATZ et TANG [21] sur les lasers He-Ne donnaient des indications sur le **blocage de modes**, ce phénomène ne fut clairement identifié qu'en 1964 dans les écrits de DIDOMENICO [22], HARGROVE et al. [23] et YARIV [24]. Dans les années qui suivirent la découverte du blocage de modes, de nombreuses méthodes permettant le verrouillage des modes d'un laser furent suggérées et/ou réalisées. Ainsi, LAMB [25] et CROWELL [26] expliquèrent et expérimentèrent le processus d'**auto-blocage de modes** (ou *self-locking* en anglais) uniquement dû au comportement non linéaire du milieu laser. STATZ et TANG [27] furent les premiers à apporter un modèle théorique à ce phénomène. Le verrouillage des modes d'un laser sur l'amplitude et la phase d'une onde modulée en fréquence fut suggéré par YARIV [24] puis HARRIS et MCDUFF [28]. La démonstration expérimentale fut apportée par HARRIS et TARG [29], en 1964, qui utilisèrent un laser He-Ne, émettant à 633,8 nm, dans lequel un modulateur de phase avait été inséré. Et ce n'est qu'en 1965 qu'HARRIS suggéra qu'un tel modulateur pouvait également être utilisé pour produire un train d'impulsions [30]. Ce furent AMMANN et al. [31] qui en donnèrent la démonstration expérimentale.

Les nombreuses études qui ont été réalisées sur ce phénomène de blocage de modes ont permis d'identifier différentes techniques dont nous allons rappeler les principales réalisations.

1. Blocage de modes actif

Dans son article, HARGROVE [23] présenta la première réalisation expérimentale du **blocage de modes actif** (ou *active mode-locking* en anglais). Il obtint un train d'impulsions en modulant les pertes de la cavité d'un laser He-Ne en y insérant un acousto-optique. L'analyse théorique du blocage de modes actif fut clairement établie dans l'article de SIEGMAN et KUIZENGA [32] en 1970. Ils étudièrent le processus dans le domaine fréquentiel en portant une attention particulière au phénomène de blocage de modes longitudinaux dans un modulateur de pertes. Ils prédirent une allure gaussienne des impulsions qui fut vérifiée expérimentalement.

2. Blocage de modes passif

En 1964, DIDOMENICO [22] se basa sur les suggestions de GORDON pour montrer théoriquement que la modulation des pertes internes à une fréquence correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité permet d'obtenir du blocage de modes. Une analyse analogue fut présentée indépendamment par YARIV. En 1965, MOCKER et COLLINS [33] apportèrent la première réalisation du **blocage de modes passif** (ou *passive mode-locking* en anglais). Pour cela, ils utilisèrent un laser à rubis associé à un absorbant saturable à base de colorants mais ce laser était également Q-switché comme le montre la figure 1.11. Dans ce régime, que nous appelons **blocage de modes Q-switché** (ou *Q-switched mode-locking* en anglais), le train d'impulsions obtenus par blocage de modes est modulé par une enveloppe correspondant à un train d'impulsions dues au Q-switch. Ces dernières sont plus larges que les impulsions du blocage de modes (de l'ordre de la microseconde contre la picoseconde ou la femtoseconde) et elles ont un taux de répétition beaucoup plus faible (autour du kiloHertz contre le temps dun aller-retour dans la cavité pour les impulsions mode bloquée). DE MARIA et al. observèrent un comportement analogue avec un laser Nd : glass. Ce phénomène limitant pour l'utilisation des lasers solides comme source impulsionnelle ultra-rapide ne fut résolu qu'en 1992 par KELLER et al. [34] qui insérèrent dans la cavité d'un laser solide un absorbant saturable qui fut conçu de telle sorte que les instabilités dues à l'auto Q-switch soient évitées.

Au fur et à mesure de ces avancées, il est apparu que les détecteurs disponibles étaient insuffisants pour pouvoir caractériser ces impulsions dont la théorie prévoyait qu'elles soient de l'ordre de la picoseconde. Pendant de nombreuses années, des techniques ont été développées pour mesurer ces impulsions parmi lesquelles nous pouvons citer :

– la mesure de l'efficacité de la génération de la seconde harmonique du faisceau laser dans un cristal non linéaire. Cette technique fut utilisée par DIDOMENCIO et al. [35] pour évaluer la largeur des impulsions (80 ps) produites par un laser Nd :YAG en blocage de modes. Puis par KOHN et PANTELL [36] pour évaluer la largeur des impulsions (200 ps) produites par leur laser à rubis. Cette méthode est aujourd'hui la plus utilisée pour la mesure des impulsions courtes et elle est connue sous le nom d'autocorrélation optique [37] ;

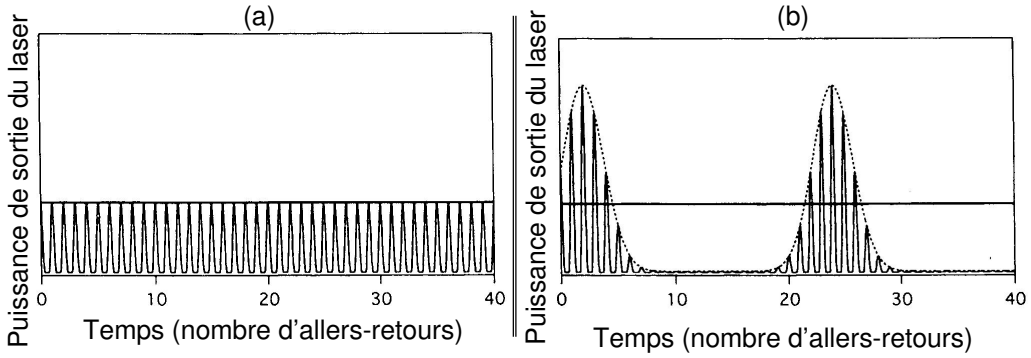


FIG. 1.11 – Illustration du blocage de modes (a) continu et (b) Q-switché.

- en 1967, MAIER et al [38], ARMSTRONG [39] et WEBER [40] ont développé une nouvelle méthode qui consiste à diviser le faisceau laser en deux faisceaux qui se recombinent avec un retard relatif dans le cristal non linéaire. Cette technique permet d'atteindre la picoseconde ;
- la mesure utilisant la fluorescence de deux photons qui fut proposé et démontré la même année par GIORDMAINE et al. [41]. Par la suite, elle fut utilisée du fait de sa simplicité de mise en œuvre ;
- le principe du FROG (qui correspond à l'acronyme du terme anglais Frequency Resolved Optical Grating) [42]. Cette méthode permet une caractérisation complète de l'impulsion en donnant des informations sur l'intensité et la phase de l'impulsion. Cette méthode repose sur le principe d'une auto-corrélation résolue spectralement. Puis des méthodes itératives sont ensuite appliquées à la mesure pour pouvoir reconstruire qualitativement l'information concernant le champ et la phase de l'impulsion ;
- la mesure du contraste interférométrique (M.C.I.) qui est basée sur l'échantillonnage temporel du bruit d'interférences entre deux impulsions [43].

Toutefois, la précision de ces mesures était limitée par la nature imprévisible du Q-switch qui apparaissait avec le blocage de modes des lasers solides. Cet obstacle fut surmonté lorsque IPPEN, SHANK et DIENES [44] ont obtenu le premier blocage de modes continu avec un laser à colorants associé à un absorbant à colorants. Dès 1974, ces sources ont permis la réalisation des premières impulsions sub-picosecondes [45]. Du fait du caractère reproductible de ces dernières, les lasers à colorants ont pris le dessus sur les lasers solide pendant la décennie suivante permettant l'obtention d'impulsions de plus en plus courtes [46]-[48]. En 1981, des impulsions inférieures à 100 fs furent démontrées en utilisant le principe du **colliding pulse mode-locking** (CPM). Les lasers à colorants CPM ont largement été utilisés dans les années quatre-vingts pour les lasers ultra rapides[3] destinés

[3]Ces sources peuvent produire des impulsions de 25 fs avec une puissance moyenne d'environ 20 mW

à la spectroscopie. FORK et al. [50] ont obtenu les impulsions les plus courtes (6 fs) jamais atteintes avec ce type de laser en utilisant une technique de compression des impulsions à l'extérieur de la cavité.

L'étude théorique du blocage de modes dit passif [51] n'a été possible qu'avec l'avènement du blocage de modes continu car la complexité du régime transitoire compliquait toute approche analytique. La théorie prévoyait que l'enveloppe temporelle du champ électromagnétique ait une allure de sécante hyperbolique [52]. HAUS IPPEN et SHANK confirmèrent cette propriété grâce à leurs expériences sur la caractérisation de la forme des impulsions [53].

3. Les autres techniques

En 1984, MOLLENAUER [54] réalisa le premier laser à solitons. Ce laser est constitué de deux résonateurs, un actif et un passif, couplés via un miroir semi-transparent. Un tel montage permet la création d'une interférence entre les deux impulsions qui circulent dans les deux sous-résonateurs [55]. Un déphasage adapté permet la formation d'une impulsion de façon analogue à ce que nous observons avec un absorbant saturable rapide. Ce processus fut nommé **Additive Pulse Mode-locking** (APM) [56] et il a été généralisé au cas des lasers à fibres en anneau. Dans un tel laser, l'APM est obtenu en introduisant un élément biréfringent dans le résonateur et des contrôleurs de polarisation séparent l'impulsion en deux. L'interférence se produit donc entre les deux polarisations.

Nous pouvons également citer les travaux du groupe de SIBETT de l'Université de St Andrews [57] qui ont généré des impulsions très courtes dans un seul résonateur. Des résultats analogues furent obtenus par d'autres laboratoires [58]-[64] et le blocage de modes fut identifié comme étant dû à ce que nous appelons le **Kerr-Lens Mode-Locking** (KLM). Dans un tel système, l'effet de l'absorbant saturable est simulé par la focalisation due à l'effet Kerr : l'intensité élevée du faisceau est focalisée per effet Kerr alors que la partie inférieure de l'intensité est défocalisée. Si un tel faisceau traverse une fente, la partie inférieure de l'impulsion est atténuée réduisant ainsi la largeur de l'impulsion. Ce type de blocage de modes passif est très utilisé pour la génération d'impulsions courtes et puissantes à partir de lasers Ti : Sapphire. Nous pouvons citer les travaux des groupes de l'Université de Washington [65]-[67], de Vienne [68]-[71] , du MIT [**?**]-[74] et du ETH [75]-[78].En 1999, des impulsions de 5 fs [79],[80] ont été obtenues directement à partir d'un laser Ti : Sapphire. Aucune méthode de mise en forme des impulsions ne fut utilisée. En effet, un cristal de Ti : Sapphire est un milieu caractérisé par une dispersion positive qui est compensée par un design particulier des miroirs. Ainsi, lorsque les impulsions sont très courtes, elles sont compressées d'au moins un facteur deux au cours de leur propagation dans le résonateur. Ce principe est connu sous le nom de **Dispersion managed mode-locking** [81].

Comme nous avons pu le constater au cours de ce bref rappel historique, les premières

autour de 630 nm [49]

études sur le blocage de modes ont débuté avec les lasers à gaz et à colorants. De nos jours, ces études sont toujours d'actualité mais les travaux se dirigent plus particulièrement vers le blocage de modes des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre [82]-[88] notamment pour des applications dans les télécommunications optiques [89]. En effet, ces deux types de laser sont plus facilement intégrables. Une des solutions pour obtenir du blocage de modes actif à des taux de répétition élevés à partir de lasers à semi-conducteurs est de coupler ce dernier à une cavité externe. Cette méthode impose que la face de couplage du laser soit traitée anti-reflet pour que l'effet laser prenne place entre le miroir de la cavité externe et l'autre face du miroir. Ces configurations ont permis d'obtenir des impulsions de l'ordre de la picoseconde avec des taux de répétition élevés pouvant aller jusqu'à 20 GHz [90]-[99]. Nous pouvons trouver dans la littérature des exemples d'intégration monolithique de ce type de structure [91] [100]. L'utilisation du blocage de modes hybride a permis la génération de solitons à partir de lasers à semi-conducteurs [101] [102].

L'objectif ce paragraphe est d'expliquer le principe du blocage de modes ainsi que les différentes méthodes utilisées pour le réaliser. Nous nous attacherons, dans un premier temps, à la description du concept de couplage des modes d'un laser dont le blocage de modes est un cas particulier.

1.2.3.2 Description temporelle et fréquentielle du signal circulant dans la cavité

Le signal circulant dans une cavité laser peut être décrit soit dans le domaine temporel où nous évaluons la propagation d'une impulsion, soit dans le domaine fréquentiel où nous utilisons le concept des modes longitudinaux de la cavité.

Description temporelle

Le signal émis par le laser comporte plusieurs composantes monochromatiques correspondant aux divers modes longitudinaux dont les phases sont a priori non corrélées. La description temporelle de ce signal consiste à spécifier le signal laser réel $\varepsilon(t)$ qui circule dans la cavité ou qui en sort. Si nous pouvions prendre une photographie du signal circulant dans la cavité à un instant t, nous observerions approximativement ce qui est présenté sur la figure 1.12.

La structure irrégulière du signal est due au fait que les phases des modes longitudinaux oscillant ne sont pas corrélées. De plus, tant que le processus d'amplification est linéaire et cohérent, l'allure de ce signal reste inchangée au premier ordre lors de son passage dans le milieu actif. Ainsi, au bout d'un aller-retour dans la cavité, le champ est identique à quelques exceptions près :

- quelques détails de l'allure du signal sont légèrement modifiés du fait de la bande passante finie et des éventuelles non linéarités du milieu amplificateur ;
- au prochain aller-retour, le champ sera plus fort ou plus faible selon que le milieu

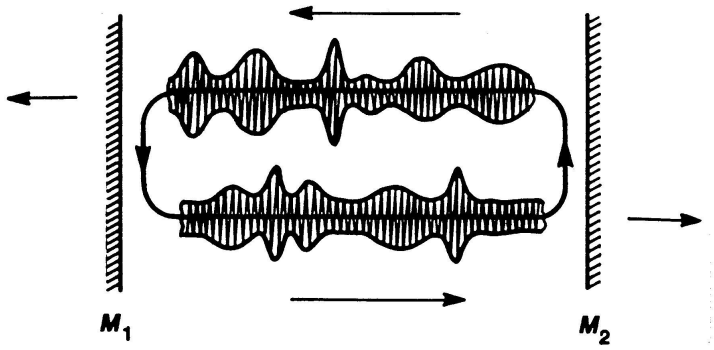


FIG. 1.12 – Allure du champ circulant dans la cavité d'un laser multimode.

actif se trouve dans une situation d'inversion de population, i.e. dans une phase amplificatrice, ou dans une phase d'absorption ;
- une petite quantité de bruit aléatoire ou d'émission spontanée sera ajoutée au champ du fait de l'émission spontanée du milieu actif. Ce dernier point n'est pas critique dans la plupart des cas.

Ainsi, si l'allure du champ reste inchangée à chaque passage dans le milieu actif, le signal de sortie du laser consistera alors en une répétition périodique du même motif avec une période $T = 2L/c$ pour une cavité linéaire. Afin de bien comprendre le principe de synchronisation des modes, nous allons tout d'abord considérer le signal réel $\varepsilon(t)$ émis par le laser au bout d'un aller-retour dans la cavité, c'est-à-dire le signal émis pendant l'intervalle de temps $0 \leq t \leq T$. Nous notons $E(\omega)$ sa transformée de Fourier. Pour que cette explication soit la plus générale possible, nous supposons que le signal $\varepsilon(t)$:

- peut prendre n'importe quelle forme (une impulsion, une sinusoïde...),
- a une fréquence porteuse, notée ω_c qui ne correspond à aucune des fréquences ω_q des modes longitudinaux de la cavité,
- est caractérisé par des fluctuations temporelles, de l'amplitude comme de la phase, plus rapide que le temps d'un aller-retour dans la cavité.

Ce signal aura une répartition fréquentielle large devant $\frac{2\pi}{T} = \omega_{ax}$ (voir figure 1.13). Considérons maintenant un signal $\varepsilon^{(2)(\omega)}$ qui correspond au même signal $\varepsilon(t)$ répété sur deux allers-retours, c'est-à-dire :

$$\varepsilon^{(2)}(t) \equiv \varepsilon(t) + \varepsilon(t - T) \tag{1.19}$$

La transformée de Fourier d'un tel signal est donnée par :

$$E^{(2)}(\omega) = e^{-j\omega\frac{T}{2}} \cos\left(\frac{\omega T}{2}\right) E(\omega) \tag{1.20}$$

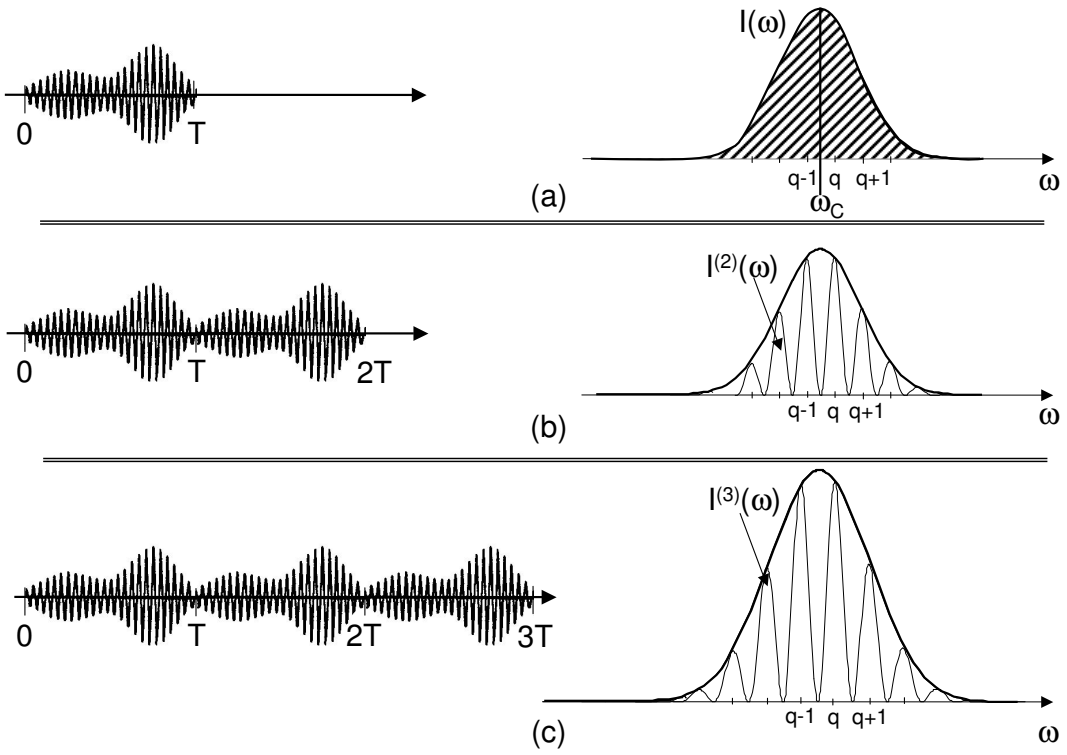


FIG. 1.13 – Quelques exemples de l'allure temporelle et fréquentielle du signal circulant dans la cavité laser.

Ce qui conduit au spectre de puissance suivant représenté sur la figure 1.13(b) :

$$I^{(2)}(\omega) = \left|E^{(2)}(\omega)\right|^2 = \cos\left(\frac{\omega T}{2}\right)^2 I(\omega) \tag{1.21}$$

Les maxima de ce spectre correspondent aux fréquences des modes longitudinaux de la cavité.

La figure 1.13(c) donne l'allure temporelle et le spectre de puissance du signal $\varepsilon^{(3)}(t) = \varepsilon(t) + \varepsilon(t-T) + \varepsilon(t-2T)$ qui correspond à trois copies successives du signal de départ $\varepsilon(t)$.

Plus généralement, N répétitions successives d'un même signal $\varepsilon(t)$ conduit au signal temporel suivant :

$$\varepsilon^{(N)}(t) = \sum_{n=1}^{N-1} \varepsilon(t-nT) \tag{1.22}$$

dont la transformée de Fourier est donnée par :

$$E^{(N)}(\omega) = \sum_{n=1}^{N-1} e^{-\jmath nT\omega} E(\omega) = \frac{1-e^{-\jmath(N-1)T\omega}}{1-e^{-\jmath T\omega}} E(\omega) \tag{1.23}$$

Soit le spectre de puissance :

$$I^{(N)}(\omega) = \left|E^{(N)}(\omega)\right|^2 = \frac{\sin\left(\frac{(N-1)T\omega}{2}\right)^2}{\sin\left(\frac{T\omega}{2}\right)^2} I(\omega) \tag{1.24}$$

Nous remarquons alors que c'est le temps T d'un aller-retour dans la cavité qui donne des composantes monochromatiques au signal émis par le laser, et ce quelque soit la forme de l'oscillation qui prend place dans la cavité. Ainsi, si un laser Q-switché ou à impulsions courtes émet un signal au bout de quelques allers-retours dans la cavité, le spectre de puissance sera composé de pics puissants exactement situés aux fréquences ω_q. Ils auront une largeur à mi-hauteur d'environ $\delta\omega_q \approx \omega_{ax}/N$. De plus, le nombre total de modes contenus dans le signal ne dépend pas du nombre d'allers-retours réalisés dans la cavité mais de largeur spectrale du premier signal $\varepsilon(t)$ divisé par l'intervalle spectral libre de la cavité. Ainsi, si le signal émis par le laser correspond à une impulsion de largeur τ_p, le nombre total de modes longitudinaux est donné approximativement par $N_{modes} \approx T/\tau_p$.

Description fréquentielle

Nous allons nous intéresser à ces mêmes signaux mais en les considérant du point de vue du domaine fréquentiel. Dans ce domaine, la description passe par l'utilisation des modes longitudinaux de la cavité. La situation la plus simple correspond au cas d'un laser oscillant sur un seul mode longitudinal. L'amplitude, la phase et la fréquence du signal émit par le laser sont alors constants dans le temps.

Pour un laser oscillant sur deux modes longitudinaux, la situation se complique un peu. Le champ en sortie d'un tel laser peut se mettre sous la forme :

$$\varepsilon(t) = \Re\left[E_1 e^{J(\omega_1 t+\phi_1)} + E_2 e^{J(\omega_2 t+\phi_2)}\right] \tag{1.25}$$

où E_1 et E_2 correspondent aux amplitudes respectives des modes 1 et 2,
ϕ_1 et ϕ_2 à leurs phases,
et ω_1 et ω_2 à leurs fréquences.

L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse d'un tel champ est donnée par :

$$I(t) \equiv |\varepsilon(t)|^2 = {E_1}^2 + {E_2}^2 + 2E_1E_2\cos\left[(\omega_2-\omega_1)\,t + \phi_2 - \phi_1\right] \tag{1.26}$$

L'intensité d'un tel laser a donc une variation sinusoïdale caractérisée par une fréquence de battement $\omega_2 - \omega_1$. La profondeur de modulation, ou la visibilité, de cette sinusoïde vaut 100 % si les deux modes ont la même amplitude. Dans le cas contraire, elle décroît. D'autre part, les variations des phases relatives ϕ_1 et ϕ_2 ont peu d'incidence sur ce mode de battement : elles vont décaler l'origine temporelle de ce mode mais pas sa forme. Dans ce cas, nous pouvons considérer que deux signaux sinusoïdaux sont toujours en blocage de modes.

Nous allons maintenant nous intéresser au cas plus général d'un laser multimode qui émet un champ décrit par la relation :

$$\varepsilon(t) = E_0 \cos(\omega_k t + \varphi_k) \tag{1.27}$$

où N est le nombre de modes oscillants,
ϕ_k les phases non corrélées de chacun des modes longitudinaux.

Nous avons supposé, pour simplifier, que tous les modes ont la même amplitude E_0. La fréquence ω_k de chaque mode est de la forme :

$$\omega_k = \omega_0 + k\omega_{ax} \tag{1.28}$$

avec $\omega_{ax} = \frac{c}{2nL} = \frac{T}{2\pi}$ l'intervalle entre deux modes consécutifs,
ω_0 la fréquence du mode $k = 0$.
L correspond à la longueur de la cavité
et n à l'indice de réfraction du milieu.

L'intensité lumineuse moyennée sur un temps long devant la période optique, mais court devant $1/NT$ (ce qui en pratique correspond au signal auquel nous pouvons avoir accès avec les photodétecteurs les plus rapides dont le temps de réponse est supérieur à 10 ps) est égale à :

$$I(t) = N{E_0}^2 + {E_0}^2 \sum_{j>k} \cos\left[\left(\omega_j - \omega_k\right) t + \phi_j - \phi_k\right] \tag{1.29}$$

Elle correspond à la somme d'une intensité moyenne $\bar{I} = NE_0^2$ et de fluctuations dont l'écart-type vaut $\Delta I = \sqrt{\overline{\left(I(t) - \bar{I}\right)^2}}$. Si le nombre de modes longitudinaux oscillant dans la cavité est suffisamment important, cette intensité lumineuse tend vers $\bar{I}$.

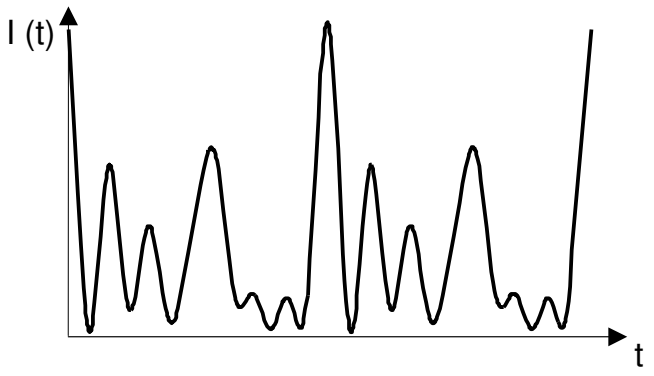


FIG. 1.14 – Variation de l'intensité d'un laser multimode en fonction du temps.
Elle correspond à un laser comportant 8 modes longitudinaux dont les phases et les amplitudes ne sont pas corrélées.

Comme le montre la figure 1.14, l'évolution temporelle de l'intensité d'un laser multimode présente d'importantes fluctuations, de l'ordre de $\bar{I}$. De plus, les pics d'intensité

observés sur la figure 1.14 résultent de l'interférence constructive de plusieurs modes à un instant donné. Par conséquent, plus il y aura de modes à interférer constructivement, plus les pics d'intensité seront intenses. Comme l'intensité moyenne est toujours donnée par la relation 1.29, les pics d'intensité seront alors extrêmement brefs.

Considérons alors que les phases ϕ_k des différents modes longitudinaux sont corrélées et, pour simplifier le problème, qu'elles sont toutes égales ($\phi_k = \phi$). Le champ émis par la laser et donné par la relation 1.27 devient :

$$\begin{aligned} \varepsilon(t) &= \Re\left[\sum_{k=0}^{N-1} E_0 e^{J(\omega_k t+\varphi)}\right] \\ &= \Re\left[\sum_{k=0}^{N-1} E_0 e^{J(\omega_0 t+\varphi+k\omega_{ax}t)}\right] \end{aligned} \tag{1.30}$$

Nous en déduisons alors l'expression suivante pour l'intensité lumineuse :

$$\begin{aligned} I(t) = |\varepsilon(t)|^2 &= E_0^2 \left|\sum_{k=0}^{N-1} E_0 e^{J(k\omega_{ax}t)}\right|^2 \\ &= E_0^2 \frac{\sin^2\left((N-1)\omega_{ax}t/2\right)}{\sin^2\left(\omega_{ax}t/2\right)} \end{aligned} \tag{1.31}$$

Sur la figure 1.15, nous avons tracé l'allure temporelle de cette intensité dans différentes configurations. Les courbes tracées de (a) à (d) correspondent au cas plus ou moins idéal de blocage de modes obtenu avec un laser dont la courbe de gain est uniforme ou rectangulaire qui permet l'oscillation de N modes (N=4, 5, 6 et 20) tous en phase. Nous remarquons alors que nous obtenons un train d'impulsions espacées de T (le temps d'un aller-retour dans la cavité) et dont la largeur à mi-hauteur vaut approximativement $\tau_p \approx T/N$. A ces impulsions principales viennent s'ajouter des impulsions beaucoup moins puissantes mais qui peuvent toutefois être gênantes dans certaines applications comme dans les télécommunications.

Sur les courbes (e) et (f), nous avons tracé l'intensité d'un laser dont tous les modes sont en phase mais avec une répartition d'amplitude totalement aléatoire. Nous obtenons toujours un train d'impulsion mais les impulsions secondaires ont des allures qui varient d'une répartition à l'autre.

En conclusion, n'importe quel spectre dont les composantes sont toutes en phases conduit, en principe, à la génération d'un signal constitué d'une impulsion courte par période et d'impulsions secondaires beaucoup moins puissantes, et ce même si les amplitudes de ces modes ne sont pas corrélées. Si les phases de ces modes sont aléatoires, le signal obtenu sera plus proche d'un signal de bruit comme le montre la figure 1.14. Par conséquent, la synchronisation de N modes longitudinaux, ou encore le blocage de modes, consiste à corréler les phases de ces modes. Et il permet d'obtenir des impulsions dont l'intensité crête est N fois supérieure à l'intensité délivrée par l'ensemble des modes non synchronisés et dont la durée est inversement proportionnelle au nombre de modes.

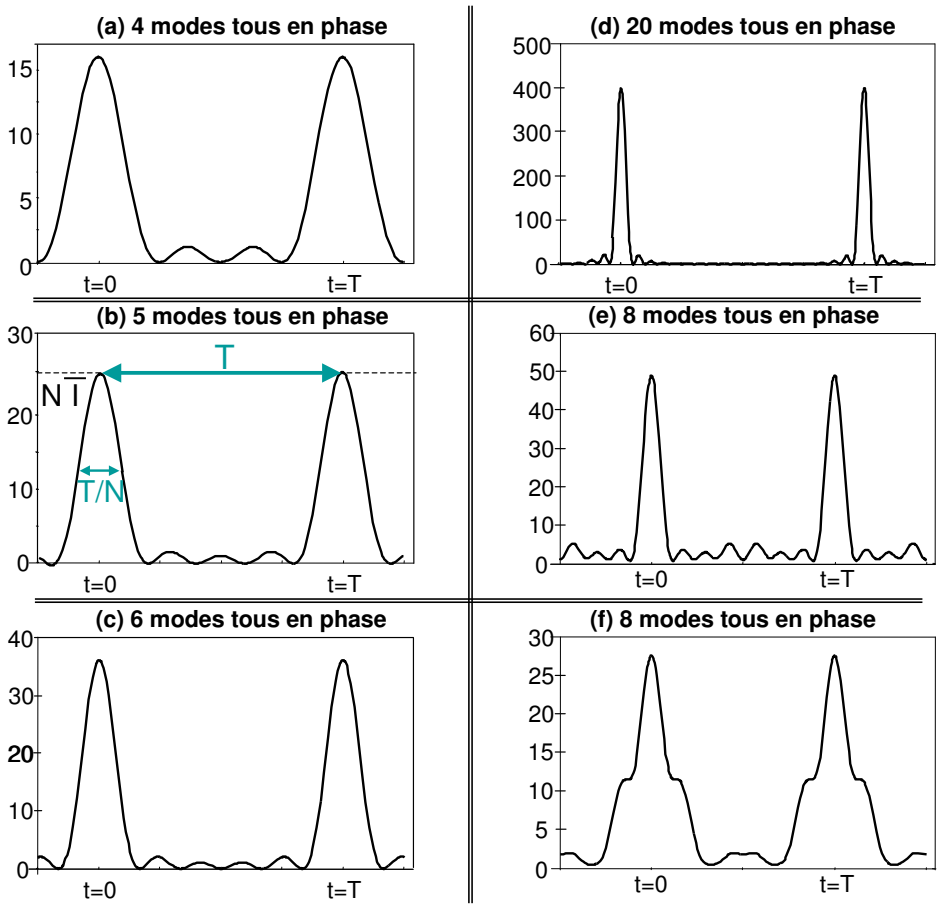


FIG. 1.15 – Variation de l'intensité d'un laser multimode en fonction du nombre de modes présents dans la cavité ainsi que de leur degré de corrélation.
(a)-(d) Les modes de la cavité sont tous en phase et ils ont la même amplitude.
(e)-(f) Huit modes longitudinaux oscillent dans la cavité : ils sont en phase mais la valeur de leur amplitude est aléatoire.

Ainsi, plus l'impulsion est courte, plus la puissance crête est élevée. En pratique, cette synchronisation peut être obtenue de diverses façons que nous avons pour habitude de regrouper en trois grandes familles :

- **le blocage de modes actif** qui est obtenu grâce à un élément actif (un acousto-optique) qui module les pertes du laser à la même fréquence que l'inverse d'un aller-retour dans la cavité ;
- **le blocage de modes passif** qui est basé sur une modulation passive des pertes ;
- **le blocage de modes hybride** qui correspond à une combinaison des blocages de modes actif et passif.

Chacune de ces méthodes va être présentée dans la suite de ce paragraphe. L'objectif étant d'établir les avantages et les inconvénients de chacune d'elle.

1.2.3.3 Le blocage de modes actif

Un laser fonctionnant sur le principe de blocage de modes actif contient nécessairement un modulateur contrôlé électriquement 1.16(a). Dans la plupart des cas, il s'agit d'un acousto-optique ou d'un électro-optique présenté au paragraphe §1.2.2. Ces modulateurs sont pilotés à une fréquence ω_m qui correspond à l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité. Sur un principe analogue au Q-switch, une impulsion va prendre place dans la cavité sauf qu'à l'instant où elle passe dans le modulateur, la transmission de ce dernier sera à sa valeur maximum. Du point de vue du domaine fréquentiel, chaque mode

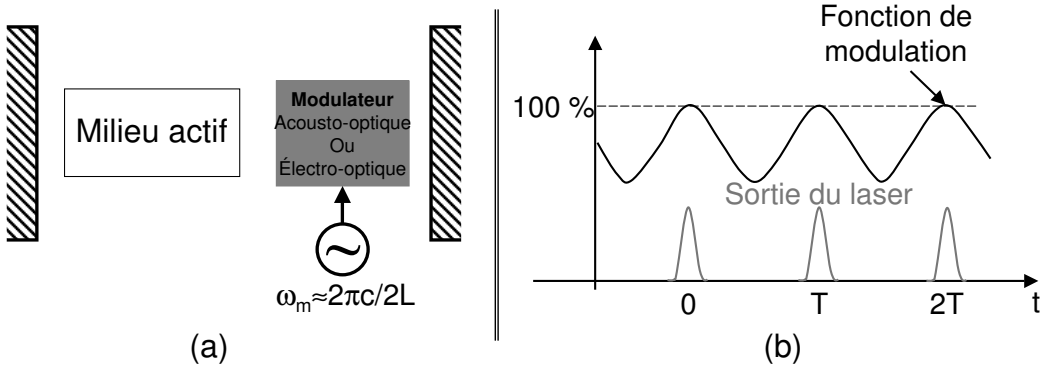


FIG. 1.16 – Principe du blocage de modes actif dans une cavité linéaire.
(a) Schéma de la cavité contenant un modulateur acousto-optique ou électro-optique.
(b) Description du blocage de modes actif dans le domaine temporel.

longitudinal, impliqué dans l'oscillation laser, de fréquence ω_q va voir apparaître des harmoniques, dues à la modulation, situées aux fréquences $\omega_q + n\omega_m$ (voir figure 1.17(a)). Or la fréquence de modulation ω_m correspond à l'espacement entre deux modes longitudinaux consécutifs. Par conséquent, chaque harmonique du mode q qui est en phase avec le mode q, vient verrouiller la phase des modes $q-1$ et $q+1$ sur celle du mode q comme le montre la figure 1.17(b). Le processus s'étend alors de proche en proche à tous les modes qui sont ainsi synchronisés.

Plus l'impulsion est courte, moins elle subit de pertes lors de son passage dans le modulateur. Le spectre du laser s'élargit et le nombre de modes pouvant osciller dans la cavité augmente. Dans la mesure où les milieux actifs possèdent, en général, d'importantes largeurs de bande atomiques, le laser peut continuer à fournir du gain au fur et à mesure que les impulsions se rétrécissent. Toutefois, ce gain va diminuer lorsque la largeur spectrale de l'impulsion approche la largeur de bande du milieu amplificateur. Ainsi, la limitation de la largeur des impulsions obtenues par cette méthode résulte d'un compromis entre les effets de compression de l'impulsion dus au modulateur et les effets de compression spectrale dus au milieu actif.

Ce type de modulation intracavité est la méthode la plus répandue pour obtenir du blocage de modes actif et ce avec une grande variété de lasers. Pour les lasers à semi-

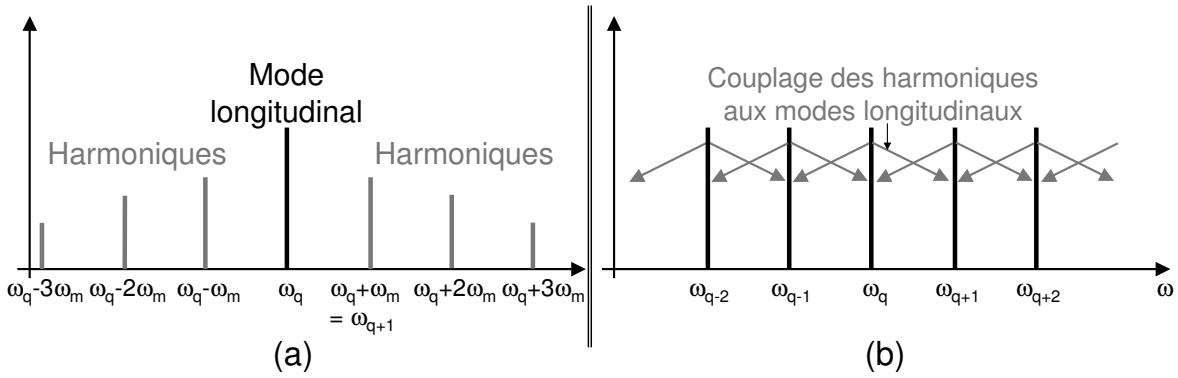


FIG. 1.17 – Description du blocage de modes actif dans le domaine fréquentiel.
(a) Représentation des harmoniques du mode oscillant de fréquence ω_q.
(b) Couplage des harmoniques avec les différents modes longitudinaux de la cavité.

conducteurs, la modulation du gain est obtenue par une modulation directe du courant d'injection.

1.2.3.4 Le blocage de modes passif

Le blocage de modes passif est obtenu en plaçant un absorbant saturable au niveau d'un des miroirs de la cavité. L'absorption optique de cet élément est constante pour de faibles intensités incidentes et elle sature puis décroît au fur et à mesure que cette intensité augmente. Les absorbants saturables peuvent être de natures diverses (à semi-conducteurs, à colorants, à gaz...). A l'heure actuelle, les absorbants à base de semi-conducteurs sont les plus utilisés dans la mesure où ils permettent la réalisation de sources impulsionnelles compactes. Ils reposent sur la capacité des matériaux semi-conducteurs à absorber la lumière si l'énergie du photon incident est suffisante pour exciter les porteurs de la zone de valence vers la zone de conduction. La saturation de cette absorption est obtenue lorsque, sous forte excitation, la zone de valence est vidée alors que la zone de conduction est complètement ou partiellement occupée. La plupart du temps, la croissance de ces absorbants est réalisée sur une couche de semi-conducteurs d'environ $0,5\ mm$ d'épaisseur. Un miroir de Bragg est souvent ajouté à ces structures pour permettent leur utilisation en réflexion. Quelques fois, ce miroir est remplacé par un miroir métallique qui possède une largeur de bande plus large. De tels absorbants sont couramment appelés SESAM pour SEmiconductor Saturable Absorber Mirror depuis leur première utilisation pour la réalisation de blocage de modes par KELLER en 1992 [34]. Sous cet acronyme sont regroupés tous les absorbants saturables à base de semi-conducteurs fonctionnant en réflexion.

Lorsque le processus de pompage débute, cette absorption est supérieure au gain du laser et aucune oscillation ne prend place dans la cavité. Le pompage étant continu, le gain du laser va peu à peu augmenter allant jusqu'à dépasser les pertes du laser et celles apportées par l'absorbant. Le bruit va alors commencer à être amplifié et une oscillation,

très faible au début, va apparaître dans la cavité. Ce processus sera d'autant plus facile à démarrer que le bruit sera composé d'au moins un pic plus puissant que tous les autres. Dans ce cas, à chaque aller-retour, ce pic va être amplifié de telle sorte qu'au bout d'un certain temps il puisse venir saturer les pertes de l'absorbant. A ce moment, ce pic va subir moins de pertes par aller-retour que le reste du signal de bruit qui n'a toujours pas atteint une intensité suffisante pour pouvoir saturer l'absorption. Ce pic est alors de plus en plus amplifié et une impulsion courte commence à circuler dans la cavité. A chaque passage dans l'absorbant, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion va diminuer (voir figure 1.18) tant que les effets tels que la dispersion ne sont pas prépondérants.

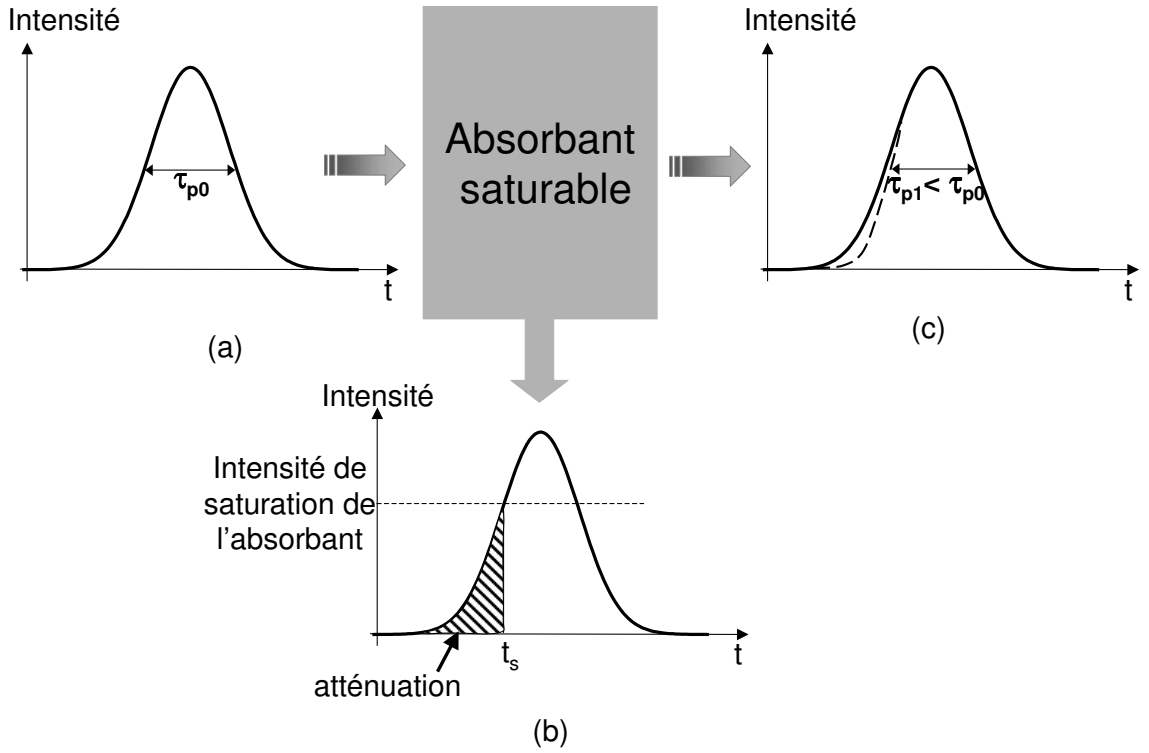


FIG. 1.18 – Principe de la compression de l'impulsion lors de son passage dans l'absorbant.
(a) Impulsion à l'entrée de l'absorbant.
(b) Le début de l'impulsion est atténué jusqu'à ce que l'intensité soit supérieure à l'intensité de l'absorbant.
(c) A la sortie de l'absorbant, l'impulsion est plus courte qu'à l'entrée.

Dans le blocage de modes passif, la modulation est apportée par l'impulsion. Ce qui signifie que cette modulation reste toujours parfaitement synchronisée avec l'impulsion qui circule dans la cavité. Cette modulation devient d'autant plus rapide et forte que l'impulsion est courte. Ce type de blocage de modes permet généralement d'obtenir des impulsions plus courtes que celles obtenues avec un blocage de modes actif.

Il est important de noter que le blocage de modes passif démarre sur le bruit. Toutefois, ce démarrage peut être compromis si des réflexions parasites sont présentes dans la cavité. En effet, elles auront tendance à élargir l'impulsion naissante et par conséquent à

l'empêcher de saturer les pertes de l'absorbant. Il faut donc être vigilant au moment de la conception de la cavité afin de s'assurer que le processus va pouvoir s'amorcer. Mais de façon générale, un absorbant saturable caractérisé par un temps de recombinaison élevé, c'est-à-dire par une intensité de saturation faible, facilite le démarrage du processus alors qu'un absorbant avec un temps de recombinaison rapide va permettre d'obtenir des impulsions plus courtes. D'autres techniques peuvent être utilisées pour faciliter l'allumage du processus telles que l'utilisation d'une contre-réaction optique.

Comme nous l'avons déjà précisé, le blocage de modes passif s'applique à tous les types de laser et avec une grande variété d'absorbants saturables. Toutefois, il est possible d'utiliser d'autres techniques qui simulent l'effet d'un absorbant saturable. Parmi ces méthodes, nous pouvons citer l'utilisation de l'effet Kerr ou de miroirs non linéaires. Ces miroirs sont généralement composés d'un cristal doubleur de fréquences et d'un miroir dichroïque. Ils se basent sur l'utilisation de la non linéarité d'ordre 2. Dans la deuxième partie de ce document, nous étudierons les conditions d'obtention du blocage de modes passif avec un laser à semi-conducteurs et un miroir non linéaire à base de gallium.

La présentation du blocage de modes que nous venons de faire est très générale et nous n'avons pas détaillé les autres méthodes utilisées pour réduire la taille des impulsions telles que l'additive pulse mode-locking, le colliding pulse mode-locking ou encore le Kerr-lens mode-locking. Pour plus de précisions sur ces techniques, nous renvoyons le lecteur aux ouvrages de FERMANN et al. [103] et de DIELS et RUDOLPH [104].

1.2.3.5 Le blocage de modes hybride

Ce type de blocage de modes correspond à une combinaison des blocages de modes actif et passif. Il s'agit d'ajouter à la présence d'un absorbant saturable dans la cavité une modulation du pompage. Ainsi, dans certains lasers à semi-conducteurs dont la cavité contient un absorbant saturable, l'ajout d'une modulation du courant d'injection à la fréquence fondamentale de la cavité favorise la production d'impulsions dont les caractéristiques sont fixées par l'absorbant et le gain du laser.

Pour certains lasers à colorants, il s'agit d'associer au blocage de modes synchrone un absorbant saturable. Le **blocage de modes synchrone** (ou *synchronous mode locking* en anglais) est une méthode simple de générer des impulsions courtes en excitant le milieu de gain à un taux de répétition correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité. L'avantage d'une telle méthode est qu'elle est applicable à de nombreux milieux amplificateurs contrairement au blocage de modes passif. Le pompage synchrone est utilisé dans des milieux caractérisés par une durée de vie très courte et il permet d'obtenir des impulsions de l'ordre de la picoseconde. Toutefois, la source impulsionnelle ainsi obtenue a un bruit d'amplitude et de phase plus important que si elle fonctionnait sur le principe de blocage de modes passif. La durée des impulsions est très erratique et plus faible. Le blocage de modes hybride est une solution [105] qui permet d'obtenir des impulsions aussi courtes

qu'avec le blocage de modes passif mais avec des puissances de sortie plus élevées. KUBOTA et al. [106] ont rapporté la réalisation d'impulsions de 29 fs à partir de lasers à colorants en blocage de modes hybride. Cette source à une puissance moyenne de 60 mW avec un taux de répétition de 76 MHz.

1.3 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre qu'il existe de nombreuses méthodes qui permettent de réaliser des sources impulsionnelles. Le choix de telle ou telle technique repose principalement sur les caractéristiques des impulsions nécessaires à l'application visée. Ainsi, le Q-switch permet d'obtenir des impulsions de l'ordre de la centaine de nanosecondes avec une puissance crête élevée. De telles sources trouvent des applications dans le domaine médical, l'analyse et la caractérisation des non linéarités des milieux optiques ou encore dans la découpe industrielle. Par contre, d'autres applications ont besoin d'impulsions beaucoup plus courtes avec des puissances crêtes moins importantes. C'est le cas de la métrologie ou des télécommunications optiques. Le blocage de modes passif est, dans ce cas, le plus souvent utilisé. Ensuite, le choix du laser dépend de la longueurs d'ondes de l'application et de l'encombrement maximum autorisé.

Pour les télécommunications optiques, nous avons besoin d'impulsions courtes avec un taux de répétition élevé, un faible chirp et un minimum de gigue temporelle et d'amplitude. Les valeurs de ces différentes caractéristiques dépendent du système de transmission utilisé (multiplexage en longueurs d'onde ou temporel...) et du débit considéré.

Chapitre 2

Introduction à la contre-réaction optique d'un laser à semi-conducteurs

Une des applications des sources impulsionnelles est leur utilisation comme émetteur dans les réseaux de télécommunications par fibres optiques. Ces sources sont principalement réalisées à partir de lasers à semi-conducteurs du fait de leur couverture spectrale importante ($0,4\ \mu m \leq \lambda \leq 30\ \mu m$) compatible avec les fenêtres spectrales des fibres optiques, de leur bon rendement énergétique, de leur excellente capacité de modulation et de leur faible volume (typiquement $1,5.10^{-3}\ mm^3$). L'histoire des émetteurs à semi-conducteurs a débuté en 1920 lorsque LOSSEW observa une émission de lumière sur des cristaux de carbure de silicium sur lesquels il avait appliqué des contacts électriques redresseurs. Par la suite, différents cristaux ont été étudiés et l'arséniure de gallium (GaAs) s'est révélé être un matériau de choix en raison de la valeur relativement élevée de son rendement lumineux. Il a permis la fabrication de diodes électro-luminescentes vers 1956. L'idée de fabriquer des lasers à base de semi-conducteurs est apparue dès 1962 [13]-[16]. Il s'agissait alors de structures à base d'arsenic de gallium mais les très mauvais confinements électronique et optique impliquaient l'utilisation d'une densité de courant particulièrement élevée pour passer le seuil laser (environ 50 000 A/cm^2 à 300 K). En 1963, l'utilisation d'hétérostructures a amélioré le confinement électronique [107] [108]. L'amélioration du confinement optique fut permis grâce aux doubles hétérostructures. Cette solution a conduit, dans les années soixante-dix, à la réalisation des premiers lasers à semi-conducteurs à base d'hétérostructures [109]-[111]. Ces lasers fonctionnèrent en courant continu et à température ambiante pendant plus de 1000 heures avec un courant de seuil diminué d'un facteur dix par rapport aux homostructures. Alors que depuis 1972 la technologie des fibres optiques s'est fixée quasiment sur un seul matériau : la silice, la demande relative aux sources et aux détecteurs s'est déplacée des systèmes fonctionnant à $0,85\ \mu m$ jusqu'aux systèmes fonctionnant à $1,3\ \mu m$ puis $1,55\ \mu m$. De ce fait, l'InP et le GaAs constituent les matériaux

semi-conducteurs de base principalement utilisés[1] à l'heure actuelle.

Du fait des différents avantages technologiques que présentent les lasers à semi-conducteurs, de nombreuses études ont été et sont toujours menées sur leurs propriétés physiques fondamentales et appliquées. D'autre part, ces lasers ne diffèrent pas des autres lasers uniquement de par leur taille mais aussi de par la quantité de lumière qu'ils transmettent : un laser à semi-conducteurs émet en moyenne 70 % du signal qui circule dans sa cavité contre 1 à 5 % pour les autres lasers. Cette propriété peut être à la fois un avantage (accès à des puissances plus importantes...) mais aussi un inconvénient puisqu'une telle transmission rend ces lasers beaucoup plus sensibles aux perturbations extérieures. Toutefois, la réponse dynamique des lasers à de telles perturbations peut être intéressante pour certaines applications telles que la génération de chaos ou la dynamique non linéaire. C'est pourquoi depuis les années quatre-vingts de nombreux scientifiques se sont intéressés à la dynamique des lasers contre-réactionnés. Ces différentes études ont permis de mettre en évidence cinq grands régimes de fonctionnement ainsi que la possibilité d'utiliser cette configuration pour la réalisation de sources impulsionnelles.

Au cours de ces travaux de doctorat nous nous sommes principalement intéressés à cette dernière propriété, à savoir la génération d'impulsions courtes à partir de lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un réseau de Bragg ou un miroir non linéaire. C'est pourquoi, il nous semble important à ce stade du manuscrit de rappeler les principes fondamentaux de la contre-réaction optique qui ont été établis dans la littérature depuis de nombreuses années [112][113]. Ainsi, après un rapide rappel du principe de fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs, nous présenterons les principaux résultats théoriques et expérimentaux obtenus grâce à la contre-réaction optique.

2.1 Les lasers à semi-conducteurs

Le principe à la base de l'émission de lumière dans un laser à semi-conducteurs repose sur la recombinaison radiative de porteurs de charges. Afin de bien comprendre ce phénomène, nous allons rapidement rappeler la structure de bandes d'énergie dans les cristaux et dans les semi-conducteurs en particulier.

2.1.1 Rappels sur la structure de bande des cristaux

Au cours du précédent chapitre, nous avons rappelé que les électrons qui constituent les couches extérieures des atomes sont susceptibles d'occuper des orbites bien définies, plus ou moins éloignées du noyau. A chacune de ces orbites correspond un niveau d'énergie de l'atome. Ainsi, l'énergie interne d'un atome ne peut prendre qu'une suite discrète

[1] L'InP et le GaAs sont les matériaux les plus utilisés, à l'heure actuelle, dans l'industrie. Mais en parallèle, un champ exploratoire important se développe autour d'autres matériaux tels que les semi-conducteurs II-VI ainsi que sur d'autres structures de laser telles que les lasers à cascade quantique, les lasers à un photon ou à îlots quantiques.

de valeurs qui correspondent aux **états** de l'atome (représentés sur la figure 2.1). Lorsque nous approchons deux (ou trois, ou quatre etc.) atomes, l'interaction de l'un sur l'autre se traduit par le dédoublement (ou le triplement ou le quadruplement etc.) de chaque niveau d'énergie. Dans un cristal, il y a donc autant de niveaux d'énergie qu'il y a d'atomes en interaction. Ces niveaux très proches les uns des autres se rassemblent en *bandes* d'énergie qui sont d'autant plus larges que les atomes constituant le cristal sont plus rapprochés. Cette distribution quasi-continue d'états dans les bandes fait apparaître une **densité d'états**. Le diagramme d'énergie d'un cristal se compose donc d'une succession de bandes d'énergie permises séparées entre elles par des régions *interdites*.

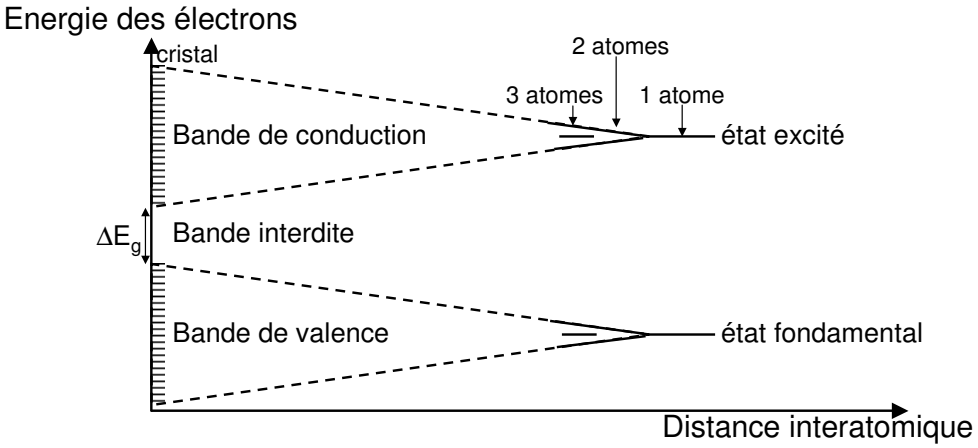


FIG. 2.1 – Représentation schématique des niveaux et des bandes d'énergie dans un cristal.

Dans le cas particulier des semi-conducteurs, il existe au zéro absolu une bande d'énergie dont tous les états d'énergie sont occupés par des électrons. Cette bande est dite **bande de valence**. Et toutes les bandes supérieures sont vides, en particulier celle qui se trouve immédiatement au-dessus et que nous appelons **bande de conduction**. Ces deux bandes sont séparées par une **bande interdite** de largeur ΔE_g. Ces trois bandes sont caractéristiques du matériau et elles jouent un rôle extrêmement important dans les lasers à semi-conducteurs.

2.1.2 Les recombinaisons dans les semi-conducteurs

Sous l'effet de l'agitation thermique ou de toute excitation extérieure fournissant une énergie supplémentaire, un électron peut s'arracher à son atome d'origine pour se déplacer librement dans le cristal et passer ainsi de la bande de valence à la bande de conduction. Cet électron laisse alors dans la bande de valence une lacune d'électron communément appelée **trou** qui se déplace également lorsqu'un électron voisin le remplit. Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence se conduisent comme des particules libres à l'intérieur du cristal. Lorsqu'un système formé par un électron et un trou

passe de l'état ionisé appelé **paire électron-trou**[2] d'énergie supérieure E_1 à l'état lié, dans lequel l'électron et le trou sont recombinés, d'énergie inférieure E_2, il libère un photon d'énergie $E_1 - E_2$. Ce phénomène correspond aux recombinaisons radiatives que nous avons présentées au chapitre précédent.

Toutefois, comme dans les autres milieux actifs, il existe des transitions non-radiatives dans lesquelles les énergies absorbées à la generation d'une paire électron-trou ou dissipée à sa recombinaison sont échangées sous forme de *phonons* (i.e. quanta de vibration du réseau cristallin), en d'autres termes de chaleur. Le processus de recombinaison Shockley-Read-Hall fait appel à des niveaux d'énergie voisins du milieu de la bande interdite[3] qui peuvent échanger des électrons à la fois avec la bande de conduction et avec la bande de valence. L'efficacité de ce processus dépend de la densité des niveaux profonds et par suite, de la qualité du matériau utilisé. Parmi les différentes causes de recombinaison non radiatives, nous pouvons également citer les recombinaisons de type Auger qui mettent en jeu deux électrons et un trou ou un électron et deux trous. L'énergie libérée au cours de ce type de recombinaison entre un électron et un trou est transférée à un autre électron ou un autre trou.

2.1.3 Structure des lasers à semi-conducteurs

Nous comprenons alors que pour qu'il y ait émission laser, il faut réaliser une inversion de population. Pour cela, nous devons associer à une probabilité de transition radiative élevée une grande densité de porteurs susceptibles d'effectuer cette transition. Le premier point est obtenu grâce à l'utilisation de semi-conducteurs à structure de bande directe caractérisés par un important couplage électron-photon. L'augmentation de la densité de porteurs est rendue possible grâce à la création d'une population d'électrons libres dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence. Le procédé utilisé pour peupler ainsi les deux bandes en porteurs repose sur l'injection de porteurs en polarisant dans le sens direct une jonction PN : le côté P est relié à la borne positive d'un générateur et le côté N à la borne négative.

Il est important de rappeler qu'un semi-conducteurs de type N (ou P) est obtenu en introduisant des atomes possédant à leur périphérie un électron de plus (ou de moins) par rapport à ceux du semi-conducteurs de base. La frontière, désignée par le terme **potentiel chimique** ou **niveau de Fermi**, entre les états occupés par des électrons et les états vides se déplace vers la bande de conduction pour un matériau de type N et vers la bande de valence pour un matériau de type P.

Ainsi, lorsqu'un semi-conducteurs de type P est mis en contact avec un semi-conducteurs de type N, leurs niveaux de Fermi, respectivement notés F_p et F_n, s'égalisent. Ceci est illustré sur la figure 2.2(a). Dans la jonction PN ainsi formée, à l'équilibre thermody-

[2] L'électron se trouve dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence.
[3] Il s'agit de niveaux dits profonds dus à certains défauts cristallins ou à certaines impuretés.

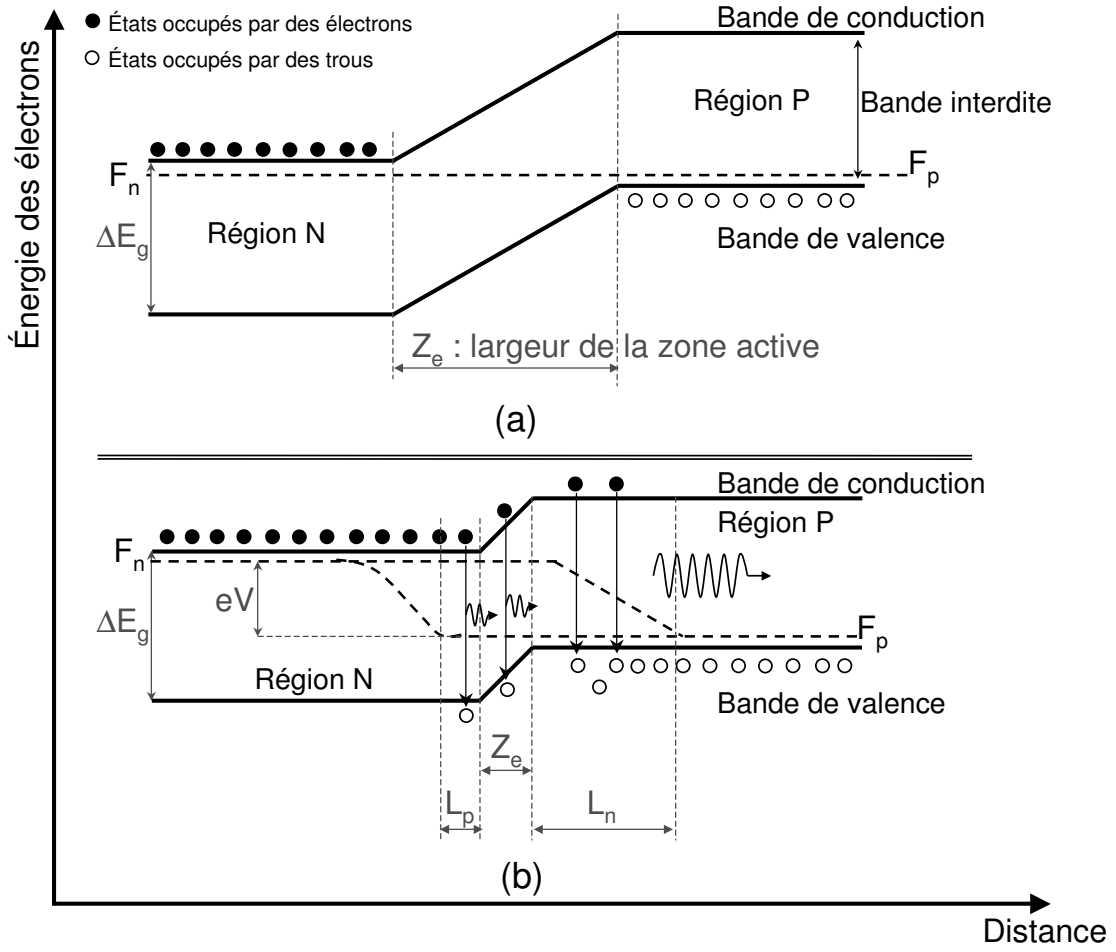


FIG. 2.2 – Diagrammes de bande d'une jonction PN.
(a) à l'équilibre,
(b) polarisée en direct.

namique, les électrons du côté N et les trous du côté P rencontrent dans la zone de charge d'espace une barrière de potentiel (voir figure 2.2(a)) qui correspond à l'écart d'énergie entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction. L'application d'une tension V aux bornes de cette jonction revient donc à abaisser d'une hauteur eV la barrière de potentiel rencontrée par les électrons et les trous, facilitant ainsi leur pénétration d'une région à l'autre. Leur recombinaison radiative en est d'autant facilitée comme le montre la figure 2.2(b). Au voisinage de la jonction, il y a alors peuplement en un même endroit de la bande de conduction en électrons et de la bande de valence en trous. En effet, la polarisation en direct de la jonction entraîne la réduction de la largeur Z_e de la zone de charge d'espace. Ainsi, de chaque côté de cette zone les porteurs minoritaires diffusent sur une distance appelée longueur de diffusion notée L_n pour les électrons dans la région P et L_p pour les trous dans la région N. Dans la mesure où la mobilité des électrons est beaucoup plus grande que celle des trous, les recombinaisons radiatives se produisent essentielle-

ment dans la région P sur une distance L_n qui peut atteindre 10 μm.

Au vu de ces propriétés, la structure typique d'un laser à semi-conducteurs est composée d'une couche active entourée de deux zones réalisées à base d'InP respectivement dopées P et N comme le montre la figure 2.3. Comme nous venons de le voir, ces deux régions présentent l'avantage d'avoir une énergie de bande interdite importante permettant ainsi le confinement des porteurs dans la couche active. La longueur d'onde d'émission d'un laser à semi-conducteurs dépendant du matériau qui constitue la zone active, ce sont les matériaux quaternaires tels que InGaAsP qui sont les plus utilisés pour la fabrication de sources dédiées aux télécommunications optiques. Le processus d'émission stimulée et donc d'amplification de la lumière se produit alors sur une plage de longueurs d'onde proche de la longueur d'onde de la bande interdite : $\lambda = \frac{hc}{E_g}$. Une telle structure permet un confinement des porteurs dans la zone active du fait de la barrière de potentiel et un confinement de la lumière dans cette même zone grâce à l'indice de réfraction de cette dernière qui est plus élevé que celui des couches adjacentes.

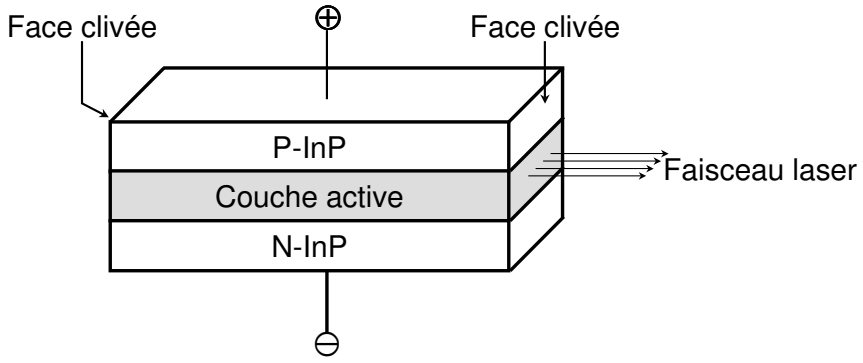


FIG. 2.3 – Diagrammes de bande d'une jonction PN.
(a) à l'équilibre,
(b) polarisée en direct.

La couche active, dont l'épaisseur usuelle varie de $0,1$ μm à $0,3$ μm, a une structure transverse et latérale typique de celle d'un guide optique monomode. Nous ne détaillerons pas dans ce document les différentes structures existantes mais si le lecteur veut plus d'informations, nous le renvoyons vers les ouvrages d'AGRAWAL [114] ou de JOINDOT [115]. Notons toutefois que la structure la plus connue est celle dite à ruban enterré ou *buried heterostructure*. Elle permet de concentrer efficacement les porteurs dans la zone active afin d'obtenir un faible courant de seuil.

2.1.4 Equations d'évolution d'un laser à semi-conducteurs

Il existe plusieurs méthodes pout décrire théoriquement les lasers telles que la méthode des bilans des échanges d'énergies entre la matière et le rayonnement qui a été utilisée au premier chapitre pour décrire le laser dans ses grandes lignes. Notons qu'une autre

approche utilisant une fonction de transfert généralisée au laser est en cours d'étude au laboratoire [116], [117]. Cette fonction permet de décrire la structure modale aussi bien au dessous, qu'au dessus et à travers le seuil laser. La comparaison avec ce modèle plus standard est en cours de réalisation pour un laser à semi-conducteurs par Julien POETTE et pour un laser à fibre, par Jean-Noël MARAN qui sont actuellement en thèse au laboratoire. L'approche semi-classique proposée par LAMB [118] et HAKEN [119] est la plus utilisée dans la littérature. Elle fournit une description du champ laser et de son couplage aux variables atomiques du milieu amplificateur. Le champ laser est décrit classiquement par les équations de Maxwell tandis que le milieu atomique trouve sa description dans le cadre de la mécanique quantique. En effet, les équations de Maxwell conduisent à l'équation fondamentale de la propagation d'un champ optique dans un milieu. La résolution de cette équation implique la procédure d'auto-compatibilité représentée sur la figure 2.4.

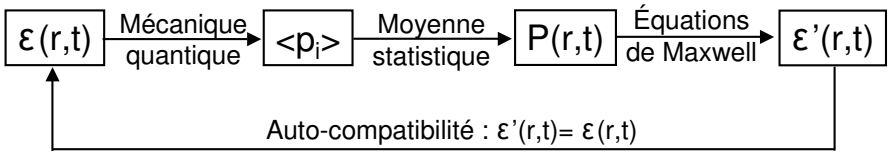


FIG. 2.4 – Principe d'auto-compatibilité utilisé dans la théorie semi-classique permettant la description des lasers.

Cette procédure se décrit de la façon suivante : selon les principes de la mécanique quantique, un champ électromagnétique classique ε induit des dipôles microscopiques p_i dans le milieu amplificateur qui constitue le laser. La moyenne statistique, via l'opérateur matrice densité, conduit à une polarisation macroscopique P qui agit comme terme de source dans l'équation fondamentale de la propagation des ondes dont la solution est ε'. Le problème de l'interaction matière-rayonnement est complètement décrit lorsque $\varepsilon = \varepsilon'$. Lorsque nous appliquons cette procédure, nous comprenons que la mécanique quantique entre uniquement dans la description du milieu, et non dans celle du champ. Le terme source de l'équation fondamentale est donc la polarisation P qui ne décrit pas l'émission spontanée qui est liée aux fluctuations dans le vide du champ électromagnétique.

Dans l'approche semi-classique, nous nous plaçons sous l'hypothèse des enveloppes lentement variables qui permettent de considérablement simplifier la résolution de l'équation fondamentale de la propagation dans la mesure où les dérivées secondes sont négligées. Les équations qui en résultent sont communément appelées les **équations d'évolution**[4] (ou *rate equations* en anglais). Enfin, dans le cas particulier des lasers à semi-conducteurs, nous devons prendre en compte la dynamique du matériau semi-conducteur pour pouvoir déterminer la polarisation induite. Mais tant que le temps de vie des photons est

[4]Ce nom est dû au fait que ces équations ne contiennent que des dérivées premières par rapport au temps. Les équations d'évolution d'un laser furent présentées pour la première fois par STATZ et DEMARS [120][121] en 1960 puis elles furent généralisées aux lasers à semi-conducteurs.

inférieur au temps de dispersion intra-bande, cette polarisation peut être éliminée adiabatiquement. Cette hypothèse étant vérifiée dans la plupart des lasers à semi-conducteurs, la polarisation induite n'apparaît jamais dans les équations que nous allons utiliser dans la suite de ce document.

L'objectif de ce paragraphe n'est pas de redémontrer ces équations mais d'en faire un rapide descriptif avant d'aborder la modélisation usuelle de la contre-réaction optique. Pour de plus amples informations concernant l'obtention de ces équations, nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage d'AGRAWAL [114] ou à l'article très complet de VAN TARTWIJK et LENSTRA [113].

Les équations d'évolution d'un laser à semi-conducteurs décrivent donc l'évolution de la densité de porteurs $N(t)$ et du champ électrique complexe $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i(\omega_0 t+\phi(t))}$, où $I(t)$ correspond à l'intensité du champ laser et $\phi(t)$ à sa phase. Ces équations ne sont valables que si les variations du champ $E(t)$, circulant dans la cavité, au cours d'un aller-retour sont faibles.

$$\begin{aligned} \dot{E(t)} &= \frac{1}{2}\left[\Gamma_C G_N g(N,I) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) + i\frac{\alpha_H}{2}\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) \\ \dot{N(t)} &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g(N,I) I(t) \end{aligned} \tag{2.1}$$

Ces équations font appel aux constantes physiques décrites ci-dessous :

N_t et N_{th} sont respectivement les densités de porteurs à la transparence[5] et au seuil avec $N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma_c G_N \tau_p}$,
Γ_c le facteur de confinement du champ[6],
G_N le gain différentiel[7],
α_H est le facteur d'élargissement (ou facteur de Henry)[8],
J la densité de courant,
$\tau = 2L/c$ correspond au temps d'un aller retour dans la cavité externe,
avec L la distance qui sépare le réflecteur externe de la face du laser,
ω_0 est la pulsation angulaire du laser seul.

L'expression du gain non linéaire est donnée par $g(N,I) = (N(t) - N_t)/(1 + \varepsilon_{nl} I(t))$ où ε_{nl} correspond au facteur de compression de gain.

La durée de vie des photons τ_p est donnée par les pertes totales de la cavité du laser seul, soit :

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g \alpha_{in} - \frac{1}{\tau_c} ln(R_1 R_2)$$

[5]La transparence est par définition la valeur de N pour laquelle le gain est nul (limite entre absorption et amplification).

[6]Ce facteur traduit le fait que le mode optique a une extension plus importante que la surface de la zone active.

[7]Il est montré qu'à une température fixée, le gain dépend, avec une bonne approximation, linéairement du nombre de porteurs électrons-trous. G_N représente le coefficient de proportionnalité.

[8]Ce facteur est fondamentalement relié à la dissymétrie de la courbe de gain autour de la fréquence de maximum de gain. Les relations de Kramers-Krönig imposent alors une forte dispersion à cette fréquence. Cela se traduit par une dérive en fréquence proportionnelle au nombre des porteurs électrons-trous.

α_{in} correspond aux pertes intrinsèques de la zone active,
$v_g = c/n_g$ est la vitesse de groupe,
c est la vitesse de la lumière dans le vide,
n_g correspond à l'indice de groupe du milieu actif,
les paramètres R_1 et R_2 donnent la réflectivité en intensité des faces gauche et droite de la cavité laser seule : $R_{1,2} = r_{1,2}^2$.

Le taux d'émission spontanée est donné par l'expression $N/\tau_N(N) = AN + BN^2 + CN^3$ où A, B et C sont respectivement les coefficients de recombinaison non radiatif, radiatif et dû à l'effet Auger. La linéarisation de ce taux d'émission spontanée autour du seuil laser conduit à l'expression suivante :

$$\frac{N}{\tau_N(N)} = \frac{N}{\tau_e} + \frac{J_0}{eV}$$

τ_e est la durée de vie des porteurs au seuil,
V le volume de la zone active,
J_0 correspond à correspond à l'ajout d'un courant résiduel.

Il est important de noter que si nous négligeons la compression du gain, les équations B.1 se réduisent au système suivant :

$$\begin{aligned} \dot{E(t)} &= \frac{1}{2}(1+i\alpha_H)\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) \\ \dot{N(t)} &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N (N(t)-N_t)\, I(t) \end{aligned} \tag{2.2}$$

L'émission spontanée n'est pas prise en compte dans ces équations. Nous en tenons compte en ajoutant des termes stochastiques $F_E(t)$ et $F_N(t)$ aux équations précédentes. Ces deux termes sont dits **Forces de Langevin** et ils représentent un bruit blanc. La prise en compte des effets de l'émission spontanée se traduit donc par l'utilisation du système suivant :

$$\begin{aligned} \dot{E(t)} &= \frac{1}{2}(1+i\alpha_H)\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) + F_E(t) \\ \dot{N(t)} &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N (N(t)-N_t)\, I(t) + F_N(t) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Un des points critiques de la dynamique de ces lasers est leur grande sensibilité aux perturbations extérieures[9] qui peuvent avoir des effets dramatiques ou bénéfiques comme nous le verrons au cours du prochain paragraphe. Avec l'avènement des télécommunications optiques et leur besoin de sources très stables et fines spectralement, la contre-réaction optique des lasers à semi-conducteurs est devenue un sujet très étudié depuis les années quatre-vingts.

[9]Cette sensibilité est due au fait que les lasers à semi-conducteurs associent à un fort gain de faibles réflectivités des miroirs qui forment leur cavité. A ceci s'ajoute le fait que le temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde pour le milieu (de la picoseconde pour la cavité laser) est de l'ordre du temps de parcours pour un aller et retour dans la cavité.

2.2 La contre-réaction optique

Les premières études concernant l'influence de la contre-réaction optique sur la dynamique d'un laser à semi-conducteurs datent de 1980 avec les travaux de LANG et KOBAYASHI [112]. Ils montrèrent alors expérimentalement et théoriquement qu'une diode laser soumise à une rétroaction optique due à la présence d'un réflecteur externe, présente des multi-stabilités telles que des phénomènes d'hystérésis. Ces phénomènes sont dus au fait que le miroir extérieur forme une cavité externe caractérisée par ses propres fréquences de résonance qui entrent en compétition avec les fréquences propres du laser. Les effets d'une telle rétroaction dépendent essentiellement des paramètres suivants :

- le courant de polarisation du laser ;
- la taille de la cavité externe, c'est-à-dire le retard subit par le champ optique réfléchi par le réflecteur externe ;
- le taux de contre-réaction défini comme étant le rapport de la puissance réfléchie par le miroir extérieur sur la puissance réfléchie par la face du laser permettant le couplage à la cavité externe ;
- la phase du champ retardé.

De manière générale, la physique induite par une contre-réaction optique est de nature très compliquée puisque le terme de retard qu'elle introduit apporte une infinité de degrés de liberté au système. Malgré tout, LANG et KOBAYASHI ont établi un modèle relativement simple basé sur une extension des équations d'évolution des lasers à semi-conducteurs. Ce modèle permet de comprendre la majorité des phénomènes observés et il a, par la suite, été adapté aux différents types de contre-réaction étudiés.

Dans le prochain paragraphe, nous allons nous attacher à la description des principales propriétés qui découlent de ce modèle lorsqu'il est appliqué au cas d'une contre-réaction par un miroir classique de réflectivité r_3.

2.2.1 Modèle de LANG et KOBAYASHI

2.2.1.1 Description des équations d'évolution

Les équations d'évolution d'un laser à semi-conducteurs présentées au paragraphe § 2.1.4 ont été établies en considérant le laser isolé de toute perturbation extérieure. Nous allons maintenant nous intéresser aux modifications à apporter à ces équations pour pouvoir les étendre au cas d'un laser contre-réactionné. Tant que la polarisation du champ ne subit pas de rotation, l'équation d'évolution de la densité de porteurs ne nécessite aucune modification [122], et seule l'équation d'évolution du champ doit être adaptée aux perturbations optiques. Pour cela, le schéma d'une cavité Fabry-Perot est modifié comme indiqué sur la figure 2.5.

Le laser est alors soumis à une contre-réaction optique produite par un miroir de réflectivité en intensité $R_3 = {r_3}^2$ situé à une distance $L = \frac{c\tau}{2}$ de la face de réflectivité $R_2 = {r_2}^2$

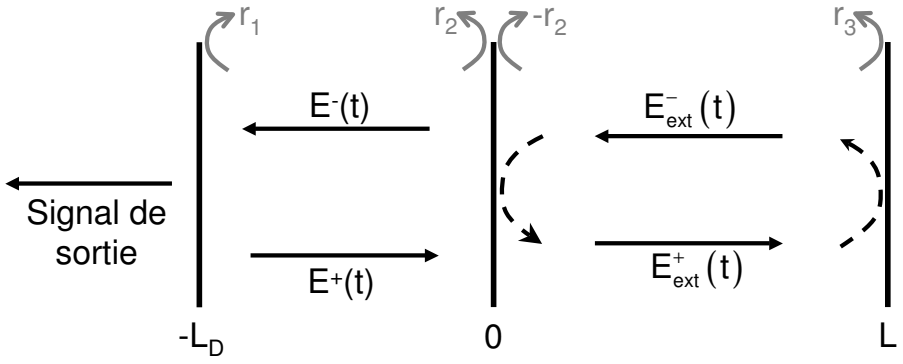


FIG. 2.5 – Représentation schématique d'une cavité étendue.

de la cavité laser. En $z = 0$, l'amplitude $E^-(t)$ de l'onde circulant dans la cavité laser, dans le sens des z négatifs, correspond à la somme de l'amplitude de l'onde $E^+(t)$ réfléchie sur la face de réflectivité r_2 et de l'amplitude de l'onde de la cavité externe réinjectée dans la cavité laser. Du fait des multiples allers-retours, cette amplitude se met sous la forme :

$$\begin{aligned} E^-(t) &= r_2 E^+(t) \\ &+ (1-r_2^2) r_3 E^+(t-\tau) e^{-i\omega_0\tau} \\ &+ (1-r_2^2) r_3 (-r_2 r_3) E^+(t-2\tau) e^{-2i\omega_0\tau} \\ &+ (1-r_2^2) r_3 (-r_2 r_3)^2 E^+(t-3\tau) e^{-3i\omega_0\tau} \\ &+ \dots \end{aligned} \tag{2.4}$$

L'amplitude du champ qui est réinjecté dans le laser peut donc se mettre sous la forme :

$$E^-_{ext}(t) = \frac{1-r_2^2}{r_2^2} \sum_{n=1}^{+\infty} (-r_2 r_3)^n e^{-in\omega_0\tau} E^+(t-n\tau) \tag{2.5}$$

Pour des taux de contre-réaction faibles à modérés ou lorsque la face de couplage du laser est traitée anti-reflet, nous supposons qu'il est suffisant de ne considérer qu'un seul mode longitudinal et qu'un seul aller-retour dans la cavité externe. Les équations d'évolution d'une telle cavité sont alors données par le système suivant :

$$\begin{aligned} \dot{E}(t) &= \frac{1}{2}\left[\Gamma_C G_N g(N,I) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) + i\frac{\alpha_H}{2}\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) \\ &+ \kappa E(t-\tau) e^{-i\omega_0\tau} + F_E(t) \end{aligned} \tag{2.6}$$

$$\dot{N}(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g(N,I) I(t) + F_N(t) \tag{2.7}$$

Nous notons $\kappa = \frac{1-r_2^2}{\tau_c}\frac{r_3}{r_2}$ le **taux de contre-réaction**.

L'analyse numérique de la contre-réaction optique implique l'utilisation de variables normalisées que nous allons introduire dès maintenant. Les différents développements que nous allons effectuer dans la suite de ce paragraphe utiliseront donc les équations normalisées suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dt} &= \frac{1}{2\tau_c}\left[g_d\frac{\Delta n(t)+1/n_{sp}}{1+\epsilon Y(t)}-\frac{\tau_c}{2\tau_p}\right]E(t)+i\frac{\alpha_H}{2\tau_c}\left[g_d\left(\Delta n(t)+1/n_{sp}\right)-\frac{\tau_c}{\tau_p}\right]E(t)\\ &+ \kappa E(t-\tau)e^{-i\omega_0\tau}+F_E(t) \qquad (2.8)\\ \frac{d\Delta n}{dt} &= \frac{1}{\tau_e}\left[j_b-\Delta n(t)-g_d\frac{\Delta n(t)+1/n_{sp}}{1+\epsilon Y(t)}Y(t)+\tau_e F_N(t)\right] \qquad (2.9)\end{aligned}$$

qui font appel aux constantes de normalisation suivantes :

le gain normalisé : $g_d = \Gamma_c G_N N_{th}\tau_c$,
la densité de porteurs normalisée par rapport à sa valeur au seuil : $\Delta n(t) = \frac{N(t)}{N_{th}} - 1$,
l'intensité optique normalisée par rapport à la constante I_0 : $Y(t) = \frac{I(t)}{I_0}$,
$I_0 = \frac{\tau_c}{\tau_e}N_{th}\Gamma_c$ le taux d'émission spontanée : $\frac{1}{n_{sp}} = \frac{N_{th}-N_t}{N_{th}}$,
la densité de courant normalisée par rapport à la densité de courant au seuil : $j_b = \frac{J}{J_{th}} - 1$.

Nous débuterons notre analyse de l'influence d'une contre-réaction optique sur le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs par la détermination et l'étude de la stabilité des solutions stationnaires. Puis nous décrirons les cinq principaux régimes de fonctionnement qui ont pu être identifiés au cours des différentes études réalisées sur ce thème.

2.2.1.2 Solutions stationnaires

Pour un point de fonctionnement donné du laser, la recherche des solutions stationnaires, c'est-à-dire des modes de la cavité externe, consiste à déterminer les solutions de type onde plane qui annulent les équations d'évolution. Nous cherchons donc un champ électrique complexe de la forme $E(t) = \sqrt{Y_s}e^{i\Delta\omega_s t}$ en négligeant la faible contribution de la compression du gain (i.e. $\varepsilon_{nl} = 0$) ainsi que les forces de Langevin. Nous trouvons alors les expressions suivantes (voir annexe B) pour la densité de porteurs (Δn_s), l'intensité optique (Y_s) et la fréquence angulaire ($\omega_s = \Delta\omega_s + \omega_0$) :

$$\begin{aligned}-\Delta\omega_s\tau &= C\sin\left(\omega_s\tau+\arctan\alpha_H\right) \qquad (2.10)\\ \Delta n_s &= -2\frac{\kappa\tau_c}{g_d}\cos\left(\omega_s\tau\right) \qquad (2.11)\\ Y_s &= \frac{j_b-\Delta n_s}{g_d\left(\Delta n_s+\frac{1}{n_{sp}}\right)} \qquad (2.12)\end{aligned}$$

avec $C = \kappa\tau\sqrt{1+\alpha_H{}^2}$ la **force effective de la contre-réaction** qui a été introduite par D. LENSTRA.

La relation 2.10 est dite **condition de phase**. Il s'agit d'une équation transcendante que nous pouvons mettre sous la forme $h(\omega_s\tau) = C\sin(\omega_s\tau + \arctan\alpha_H)$. La résolution analytique de cette équation est impossible[10]. Toutefois, comme le montre la figure 2.6(a), une résolution graphique permet de localiser les zéros de la fonction $f(\omega_s\tau) = \omega_s\tau - \omega_0\tau + h(\omega_s\tau)$.

Nous remarquons alors que pour :

- $C < 1$, la fonction f n'a qu'un seul zéro repéré par une croix sur la figure 2.6(a). Il n'y a qu'un seul mode dans la cavité externe ;
- $C \geq 1$, la fonction f admet plusieurs zéros correspondant aux points sur la figure 2.6(a), il y a donc plusieurs modes dans la cavité externe.

Dans ce dernier cas, si nous traçons les solutions stationnaires dans le plan (gain, fréquence), c'est-à-dire dans le plan $(\Delta G, \Delta\omega_s\tau)$, elles forment une ellipse dont le grand axe fait un angle θ tel que $\tan\theta = \frac{\alpha_H}{2}$ par rapport à l'axe des fréquences. L'expression analytique de cette ellipse est la suivante (nous renvoyons le lecteur à l'annexe B pour le développement des calculs) :

$$\Delta G^2 + [\alpha_H\Delta G - 2\Delta\omega_s\tau_c]^2 = 4(\kappa\tau_c)^2 \tag{2.13}$$

L'expression du gain au seuil des différents modes de la cavité externe est donnée par la **condition de gain au seuil** B.10, soit :

$$\Delta G = -2\kappa\tau_c\cos(\omega_s\tau) = g_d\Delta n_s \tag{2.14}$$

Donc si nous considérons $\omega_s\tau$ comme une valeur continue, le point de fonctionnement ayant le plus faible gain au seuil est situé en $\omega_s\tau = 0$, soit au bas de l'ellipse.

[10] Pour de faibles taux de contre-réaction, la dérive en fréquence est faible et nous pouvons dès lors faire un développement limité du sinus. Nous obtenons alors une expression analytique de la fréquence. Ce type de développement est très utile dans la réalisation pratique de télémètre ou de vibroscope dont le principe consiste à mesurer la distance par une estimation de la dérive en fréquence d'un laser contre-réactionné par une cible.

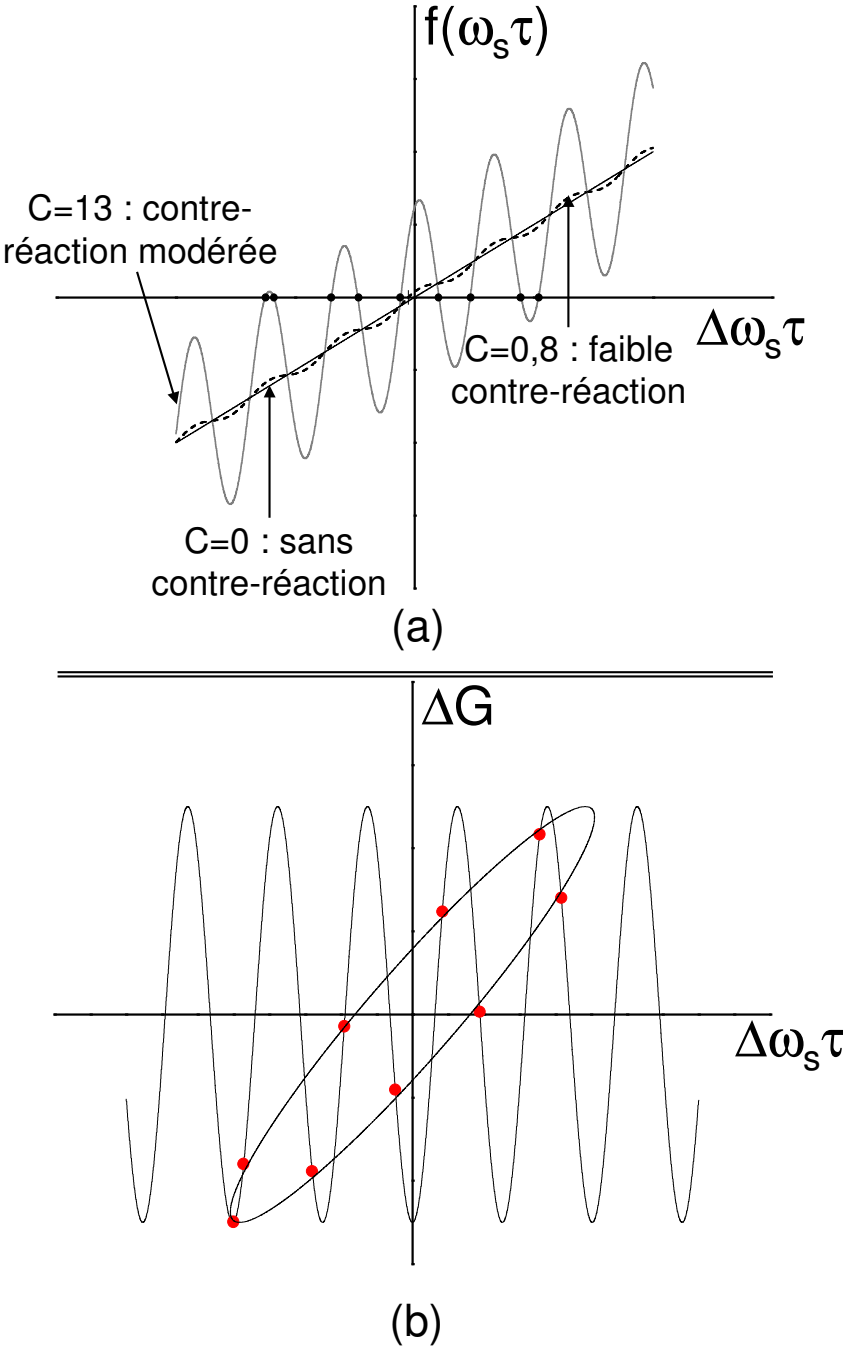


FIG. 2.6 – Représentation des solutions stationnaires pour un laser caractérisé par $\alpha_H = 3$.
(a) Détermination graphique des fréquences angulaires stationnaires pour différents taux de contre-réaction. Pour $C = 13$, les solutions sont représentées par des points alors que pour $C = 0,8$, l'unique solution est repérée par une croix.
(b) Représentation des solutions stationnaires dans le plan (gain,fréquence). Elles sont représentées par les points et l'ensemble de ces solutions forme une ellipse dont le grand axe fait un angle θ tel que $\tan\theta = \frac{\alpha_H}{2}$ par rapport à l'axe des fréquences.

2.2.1.3 Analyse de la stabilité

Nous venons de montrer que pour un taux de contre-réaction tel que $C \geq 1$, la cavité externe possède plusieurs modes. Mais tous les modes de la cavité ne sont pas stables. Il est donc très utile, afin de mieux comprendre le fonctionnement des lasers contre-réactionnés, d'étudier la stabilité de chacune des solutions stationnaires déterminées précédemment. Pour cela, nous réalisons une analyse petits-signaux en introduisant des perturbations δY, $\delta\Phi$ et δn autour des solutions stationnaires :

$$Y(t) = Y_s + \delta Y(t) \tag{2.15}$$

$$\Phi(t) = \Delta\omega_s + \delta\Phi(t) \tag{2.16}$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_s + \delta n(t) \tag{2.17}$$

Puis nous étudions le signe des valeurs propres du déterminant de la matrice $M = sI - A - Be^{-s\tau}$ du système[11]. Cette analyse est détaillée en annexe B et elle conduit à la **condition de stabilité** suivante :

$$1 + C\cos(\omega_s\tau + \arctan\alpha_H) > 0 \tag{2.18}$$

Cette condition n'est valable que pour les solutions stationnaires vérifiant la relation $s\tau \ll 1$. Toutes les solutions stationnaires qui ne vérifient pas cette condition sont instables et elles représentent le cas où le champ dû à la contre-réaction et le champ du laser interfèrent destructivement. Ces modes sont alors qualifiés d'**anti-modes**. Sur la figure 2.7, nous avons tracé la condition de stabilité sur laquelle les modes de la cavité externe ont été projetés. Nous remarquons alors que pour une contre-réaction par un miroir classique de réflectivité r_3, les modes sont situés sur la partie inférieure de l'ellipse alors que les anti-modes sont localisés sur la partie supérieure.

[11] A et B correspondent aux matrices wronskiennes du système d'équations d'évolution. Leur expression est rappelée dans l'annexe B.

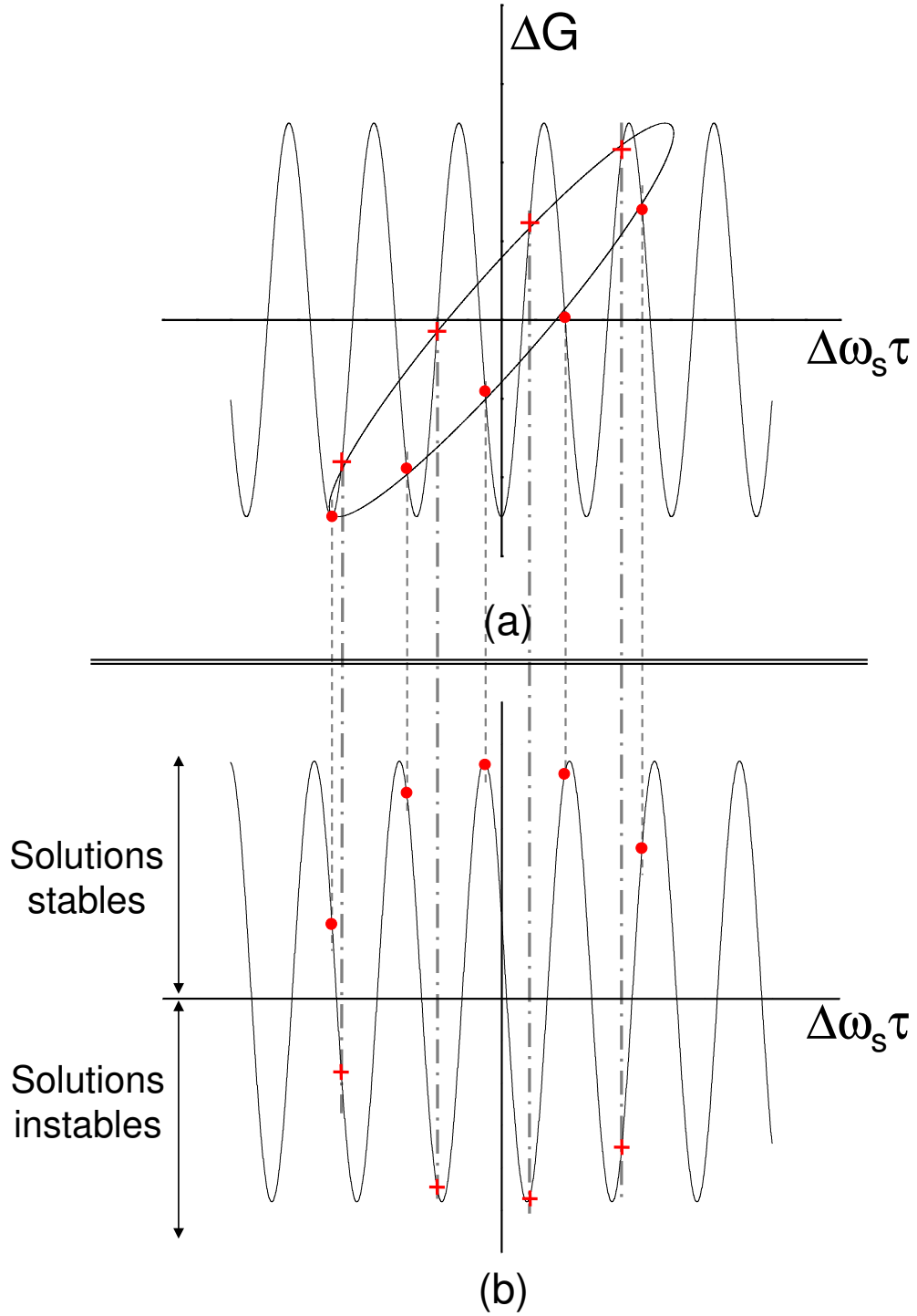


FIG. 2.7 – Analyse de la stabilité des modes de la cavité externe.
Le laser considéré est tel que $\alpha_H = 3$, $\tau_c = 7,14$ ps, $r_2 = 0,555$ et le temps d'un aller-retour dans la cavité externe ($r_3 = 0,1$) est $\tau = 0,23$ ns.
(a) Représentation des solutions stationnaires dans le plan (gain,fréquence). Le taux effectif de contre-réaction est pris égal à $C = 13$.
(b) Projection des modes de la cavité sur la condition de stabilité. Nous remarquons alors que les modes sont situés sur la partie inférieure de l'ellipse alors que les anti-modes se trouvent sur la partie supérieure.

2.2.2 Les différents régimes de fonctionnement

L'analyse des solutions stationnaires des équations de Lang et Kobayashi souligne donc l'existence de divers modes de la cavité passive, dont la définition est liée aux termes retardés. Ils sont caractérisés par leur écart fréquentiel avec la fréquence du laser seul au seuil et par un gain particulier dans le laser (donné par la relation 2.14). Par conséquent, lorsqu'un laser contre-réactionné est dit multimode, nous sous-entendons un fonctionnement pour lequel plusieurs modes de la cavité sont excités.

D'autre part, le nombre de modes contenus dans la cavité dépend à la fois du taux de contre-réaction κ et de la longueur de la cavité externe L. Les différentes études qui ont été menées dans la littérature ont permis l'identification de cinq grands régimes de fonctionnement dont l'apparition dépend également de κ et de τ. TKACH et CHRAPLIVY furent les premiers en 1986 [123] à établir cette classification avec un laser DFB à base d'InGaAsP émettant à $1,5\ \mu m$ et polarisé à deux fois le seuil. La figure 2.8 donne les zones d'existence des différents régimes de fonctionnement en fonction de la réflectivité effective du miroir de la cavité externe et du temps d'un aller-retour dans cette cavité. Chaque régime est caractérisé par un comportement dynamique que nous allons brièvement décrire.

2.2.2.1 Régime I

Ce régime, obtenu pour des taux de contre-réaction très faibles, est observé expérimentalement pour des cavités longues. Dans ce régime, un seul mode de la cavité externe est excité mais il est possible de sélectionner quel mode sera actif en faisant varier le phase de la cavité externe[12]. PATZAK [124] et AGRAWAL [125] ont montré qu'il était ainsi possible de réduire considérablement la largeur de raie du laser, ce qui peut être très favorable dans certaines applications.

2.2.2.2 Régime II

L'observation de ce régime dépend principalement de la taille de la cavité externe : plus cette dernière est longue, plus ce régime est atteint rapidement. Dans ce régime, différents modes de la cavité externe sont susceptibles d'osciller, donnant lieu à des sauts de mode [126]. De plus, il a été observé [127], [128] que le mode le plus stable est celui ayant la largeur de raie minimale et non celui dont le gain au seuil est le plus fort comme c'est souvent le cas. Enfin, lorsque le laser devient multimode, le spectre fréquentiel est composé de pics séparés approximativement de l'intervalle spectral libre de la cavité externe $\frac{c}{2L}$.

[12] Le changement de la phase de la cavité externe peut se faire de deux façons :
- soit en faisant varier la fréquence ω du laser via la température ou le courant d'injection ;
- soit en faisant varier la longueur de la cavité externe sur une longueur d'onde.

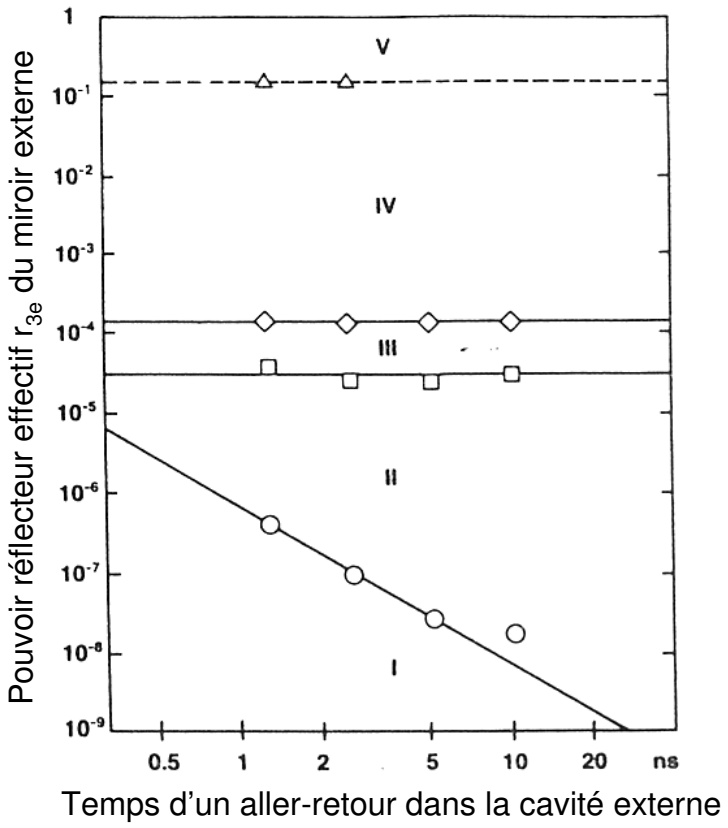


FIG. 2.8 – Différents régimes de contre-réaction d'un laser DFB à base d'InGaAsP émettant à $1,5\ \mu m$ et polarisé à deux fois le seuil.

Ces courbes sont tirées de la référence [123].

2.2.2.3 Régime III

Ce régime apparaît pour des taux de contre-réaction plus élevés : il dépend uniquement de la valeur de la réflectivité effective du miroir externe, et ce quelle que soit la taille de la cavité externe. Le laser fonctionne alors sur le mode de la cavité externe ayant la largeur de raie minimum. Le principal inconvénient de ce régime est qu'il ne permet pas la modulation directe du laser.

2.2.2.4 Régime IV

Ce régime est connu dans la littérature sous le nom d'**effondrement de la cohérence** ou *coherence collapse* en anglais. Il dépend uniquement du pouvoir effectif r_{3e} du miroir de la cavité externe. Lorsque r_{3e} augmente, le mode oscillant du régime III devient instable et nous observons alors différents phénomènes caractéristiques du régime IV [129] tels que :

– l'apparition dans le spectre micro-onde de **résonances** larges situées à $\frac{nc}{2L}$ dues aux battements entre les modes de la cavité externe[130] [131] ;

- l'apparition, au voisinage du seuil, d'un **épaulement** (ou *kink* en anglais) [132] dans la caractéristique puissance optique en fonction du courant de polarisation du laser ;
- l'apparition d'un **bruit basse fréquence**, souvent identifié sous le sigle LFF [13], qui consiste en la chute brusque de la trace temporelle qui remonte à son état stationnaire en un temps correspondant à environ 10 à 15 allers-retours dans la cavité externe [133]-[136]. Une observation sur une échelle de temps appropriée permet de s'apercevoir que ces chutes et remontées sont en fait le résultat du moyennage par le détecteur d'une série d'impulsions. Ces dernières sont erratiques en intensité, en gigue et résultent de la présence simultanée des modes de la cavité externe. Plusieurs interprétations ont été données en terme d'instabilité (collision d'un anti-mode et d'un attracteur par Sano [137], instabilité d'Andronov). Ce sujet est toujours l'objet de discussions [138] ;
- **l'effondrement de la cohérence** du laser qui correspond à un élargissement dramatique de la largeur de raie (de valeurs typiques 40 GHz) [139]-[141] ;
- **le fonctionnement multimode** pour un laser a priori monomode lorsqu'il est isolé [139] ;
- amélioration considérable du taux de suppression de modes [142]-[144] par rapport à celui du laser seul, qu'il soit monomode ou multimode lorsqu'il est isolé, grâce à l'application d'un courant de pompe modulé. Les modes secondaires sont alors supprimés et le bruit basse fréquence disparaît, dans le pire des cas, le niveau de bruit est abaissé [145]-[129] ;

Si nous associons à des taux de contre-réaction permettant d'atteindre ce régime de fonctionnement de mauvais alignements, nous pouvons également observer les phénomènes suivants :

- au spectre de bruit contenant des pics séparés de $\frac{c}{2L}$ viennent se superposer des résonances $\frac{nc}{4L}$ (ou $\frac{nc}{6L}$) $(n \in \mathbb{N})$ correspondant à des double (ou triple) allers-retours [147],[129] ;
- apparition d'une pulsation basse fréquence dans la gamme $0 - \frac{c}{4L}$ [133]-[149] ;
- apparition d'une cascade de sous-harmoniques de la fréquence $\frac{c}{2L}$ [150][151].

BESNARD et al. [151] ont montré qu'un bon alignement pouvait conduire à la disparition de ces phénomènes. Toutefois, la stabilité du laser n'est observée que dans une fenêtre d'angle inférieure à 10 micro-radians, rendant l'alignement extrêmement critique.

2.2.2.5 Régime V

Ce régime ne peut être atteint que si la face r_2 du laser a été traitée anti-reflet. L'émission du laser est alors stable et l'ajout d'une modulation, de fréquence $\frac{nc}{2L}$ (avec n un entier), au courant de polarisation, peut permettre la synchronisation des modes [152].

Au cours de ces travaux de thèse, nous nous sommes principalement placés dans ce régime de contre-réaction pour pouvoir observer du blocage de modes.

[13] LFF :acronyme du terme anglais Low Frequency Modulation.

Chapitre 3

Utilisation d'une contre-réaction optique pour réaliser des sources impulsionnelles : Etat de l'art

Dans ce chapitre, nous allons présenter un rapide état de l'art des différentes approches abordées dans la littérature pour réaliser des cavités couplées et des sources impulsionnelles principalement dédiées à des applications dans le domaine des télécommunications optiques.

3.1 Lasers à cavité étendue à base de réseaux de Bragg

La figure 3.1 représente un laser à cavité étendue. Dans une telle configuration, le laser est couplé à la cavité formée par le miroir de réflectivité r_2 et le réseau de Bragg de réflectivité $r_B(\omega)$. Le premier montage de ce type a été reporté par BRINKMEYER et al. [152] en 1986. Ce groupe a obtenu un laser caractérisé par une largeur de raie de 50 kHz émettant à 1300 nm. Ils utilisaient alors une cavité externe longue de 2 m composée d'un réseau de Bragg ayant une largeur de 26 GHz. La face du laser permettant le couplage à cette cavité était traitée anti-reflet : $r_2 = 0,01$ %.

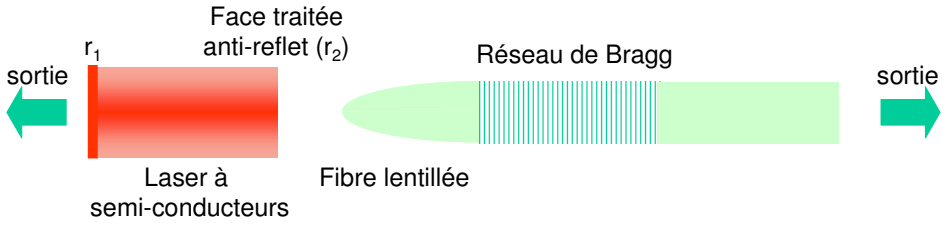


FIG. 3.1 – Représentation schématique d'une cavité étendue
Un laser à semi-conducteurs, dont une face est traitée anti-reflet, est couplé à un réseau de Bragg.

Ce type de montage a également été utilisé pour des diodes émettant à 1500 nm [153], [154]. Les lasers ainsi constitués avaient un faible gazouilli (chirp) et une faible largeur de raie (< 50 kHz). Dans la littérature, nous trouvons également des réalisations de lasers à cavité étendue composée d'un réseau de Bragg à pas variables (que nous qualifions de réseaux chirpés) [155], [156]. Ce type de contre-réaction permet de diminuer les effets d'interférences observés avec un réseau classique [1]. Une telle cavité couplée présente l'avantage d'être moins sensible aux variations thermiques, pouvant constituer des sources stables en longueur sans stabilisation en température [1].

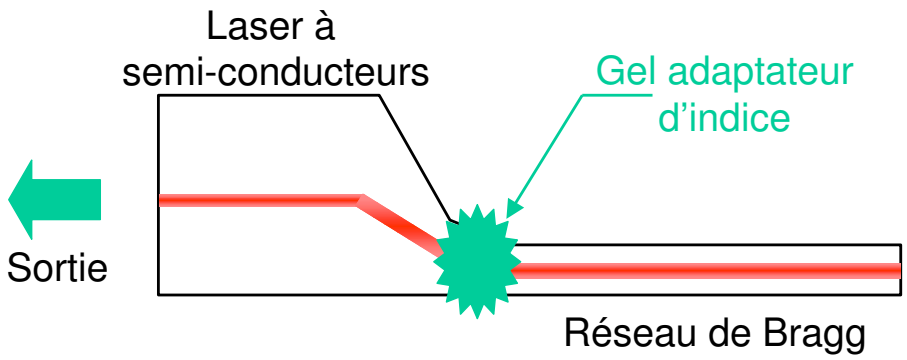


FIG. 3.2 – Représentation schématique de la structure utilisée dans la référence [1].
La face arrière d'un laser à mode élargi est couplée avec le réseau de Bragg, la face avant du laser correspond à la face de sortie.

La configuration de la figure 3.2 présente l'avantage de supprimer les sous-cavités parasites et d'éliminer les effets de compétition entre les modes de la cavité externe et les modes de la cavité interne. Ainsi le laser présenté dans la référence [1] a pu être accordé sans saut de modes sur une plage de 0,1 nm. L'alignement peut être obtenu grâce à un positionnement sur un guide silicium, le tout pouvant être hermétiquement scellé. Un tel prototype a été réalisé par British Télécom.

Un couplage avec des fibres dopées a aussi été proposé afin de supprimer les sauts de modes grâce aux effets d'inhomogénité spatiale (*spatial hole burning* en anglais) [157].

Tous ces essais tendent à proposer des lasers monomodes bas coûts et stables. L'idée principale étant de remplacer un des miroirs du laser à semi-conducteurs par un réflecteur plus sélectif en longueur d'onde : un réseau de Bragg. Les performances en modulation de tels systèmes ont vite fait partie des sujets d'étude [158].

[1] Lorsque nous reculons la fibre lentillée sur laquelle est photo-inscrite le réseau, le laser voit sa puissance décroître puis augmenter de façon cyclique jusqu'à extinction.

3.2 Réalisations de sources impulsionnelles à partir de lasers en cavité étendue

L'utilisation d'une contre-réaction par un réseau de Bragg ayant deux pics de réflexion séparés de 35 GHz, a abouti à la génération de fréquences micro-ondes [159]. En effet, la modulation du laser à une sous-harmonique de cet écart permet l'accord de phase ainsi que l'accrochage des deux modes, générant alors un battement entre les deux fréquences optiques.

Les premiers essais de lasers à semi-conducteurs couplés à des réseaux de Bragg ont permis d'atteindre des impulsions de 18,5 ps à des taux de répétition de 2,37 GHz avec une puissance crête de 47 mW [101]. Précisons toutefois que dans cette expérience, la face non couplée du laser était traitée pour avoir une forte réflectivité. Ce type de lasers a permis la génération de l'ordre de la picoseconde avec des taux de répétition élevés pouvant aller jusqu'à 20 GHz [160]-[99].

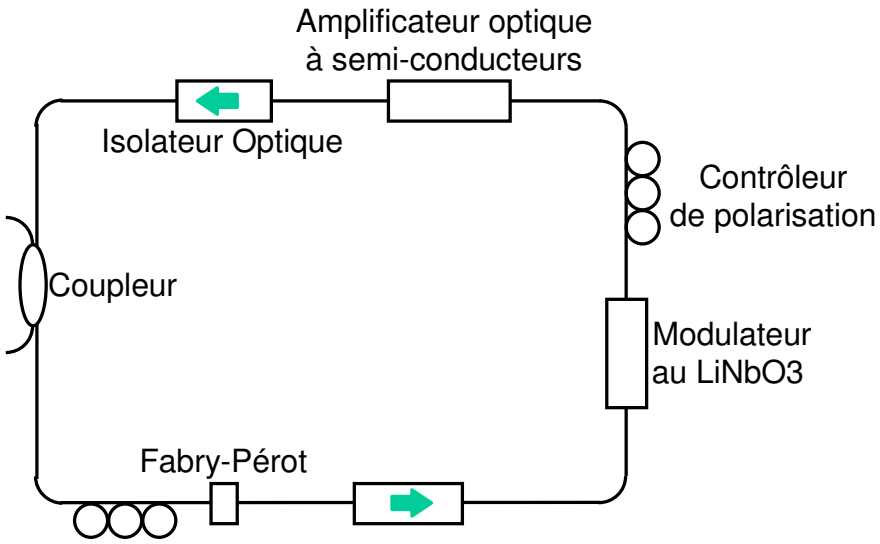


FIG. 3.3 – Génération d'impulsions utilisant un modulateur au niobate de lithium.

Des systèmes plus originaux ont été proposés pour allier à la génération d'impulsions, un taux de répétition élevé et éventuellement un contrôle en longueur d'onde. Dans la référence [82], dix trains d'impulsions de 21 ps modulés à 10 GHz et à des longueurs d'onde situées à 10 GHz les unes des autres ont été obtenus dans un montage totalement fibré comme le montre la figure 3.3.

La figure 3.4 présente le montage utilisé par [161] pour réaliser un laser à commutation[2] de longueurs d'onde. Le laser étant couplé à de multiples cavités, la sélection en longueur d'onde s'effectue en changeant la fréquence de modulation appliquée au laser

[2]Cette source est alors caractérisée par temps de commutation entre les diverses longueurs d'onde de 5 ns.

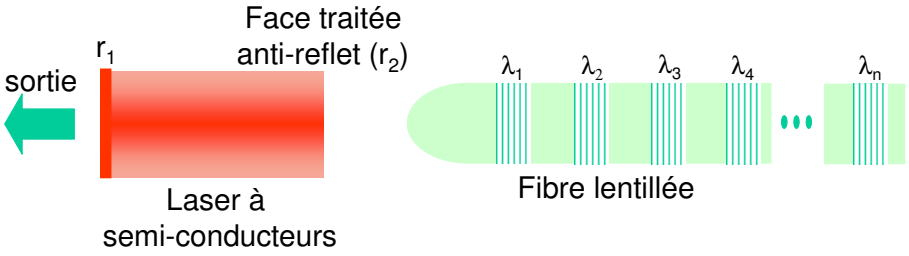


FIG. 3.4 – Laser impulsionnel dont nous pouvons commuter la longueur d'onde.

afin d'opérer en régime de blocage de modes. Celle-ci doit être un sous-multiple de l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité externe. Par la suite, la série de réseaux a été remplacée par un réseau à pas variable [162].

Deuxième partie

Etude de la dynamique des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par des miroirs non linéaires à base de gallium

Les matériaux présentant des non linéarités ou répondant à de faibles excitations optiques sont d'un grand intérêt pour des applications telles que les commutations tout optiques ou pour la réalisation d'absorbants saturables... La recherche sur de tels matériaux se concentre principalement autour des matériaux dont les électrons ont une réponse optique très fortement anharmonique. Ainsi, les semi-conducteurs possédant des effets excitoniques et proches de la bande interdite ou les matériaux organiques avec des électrons faiblement liés, sont les plus utilisés. Mais la réponse d'un matériau peut également être considérée comme optiquement non linéaire si la lumière peut stimuler une transition entre des phases structurelles ayant des propriétés optiques différentes. Pour illustrer une telle réponse réversible à une excitation optique, considérons un cube de glace placé à une température légèrement inférieure à sa température de liquéfaction. L'énergie de l'interface eau/air étant plus faible que celle entre la glace et l'air, une légère pellicule d'eau apparaît alors sur le cube. Ce phénomène est connu sous le nom de préfusion. L'équilibre subtil qui existe alors entre l'eau et la glace peut être très facilement perturbé, par exemple, par un léger apport de chaleur, entraînant ainsi une augmentation de l'épaisseur d'eau recouvrant le cube de glace. L'eau et la glace ont des propriétés optiques analogues mais si elles étaient différentes, une telle excitation conduirait à un changement de la réflectivité et de la transmission de l'échantillon. Or lorsqu'un matériau massif, caractérisé par la coexistence précise de différentes phases, est confiné dans une géométrie particulière, les transitions de phase rapides deviennent des composantes plutôt que des phases, éliminant ainsi la distinction entre les transitions de phase de premier et de second ordre. Par conséquent, lorsqu'un solide confiné est amené au seuil de ce qui serait une transition de phase structurelle de premier ordre, nous pouvons observer une augmentation spectaculaire de la sensibilité aux stimulations externes, et plus particulièrement une amélioration des non linéarités optiques [163]. Une telle amélioration a récemment été observée dans le gallium fondamental, un matériau qui présente une liquéfaction à seulement $29,8^{\circ}C$. En dessous du point de fusion, il a été établi que la réflectivité optique de l'interface gallium-silicium devient dépendante de l'intensité appliquée [164], [165]. Ce changement réversible d'au moins 30% de la réflectivité optique apparaît pour des puissances optiques continues de quelques milliwatts [164]. Pour le gallium, cet effet, large bande et rapide [166], est attribué à la conversion, optiquement induite, de la phase α en une phase d'une structure plus métallique [164]. Tout ceci est encore en étude [167] et quelques unes de ses applications éventuelles ont été démontrées telles que son utilisation comme commutateur tout optique [164] ou pour Q-switcher un laser à fibre [168], [169].

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la contre-réaction d'un laser à semiconducteurs par de tels miroirs, que nous qualifierons de non linéaires, le but étant d'envisager leur utilisation pour la réalisation de sources impulsionnelles à blocage de modes actif ou passif. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une collaboration avec l'Université de Southampton (Alliance 2000). Nous débuterons par la caractérisation expérimentale de ces miroirs puis nous étudierons théoriquement la dynamique de ce système.

Chapitre 4

Caractérisation des miroirs non linéaires utilisés

Avant d'envisager l'utilisation des miroirs non linéaires à base de gallium comme réflecteurs externes venant contre-réactionner un laser à semi-conducteurs, il est important de bien connaître l'évolution de leur réflectivité en fonction de plusieurs paramètres tels que la longueur d'onde, la température ou la puissance incidente. L'objectif de ce chapitre est donc de présenter les caractérisations que nous avons réalisées sur différents miroirs qui nous ont été fournis par l'équipe du professeur Nikolay ZHELUDEV de l'Université de Southampton. Nous débuterons cette étude par la caractérisation des miroirs déposés sur un élément Peltier miniature. Puis nous nous intéresserons aux miroirs non linéaires déposés sur l'extrémité clivée d'une fibre optique.

4.1 Miroirs déposés sur un élément Peltier

Le premier miroir auquel nous nous sommes intéressés est une interface de gallium-silicium directement préparée sur un élément Peltier miniature. La méthode de fabrication utilisée est dite déposition assistée par un laser impulsionnel rapide [170] [171]. Elle consiste à déposer une goutte de gallium sur un élément Peltier, puis le gallium est recouvert par une couche de silicium qui vient ainsi le protéger de l'air et qui évite l'écoulement de ce dernier lorsqu'il se trouve en face liquide. Enfin, la présence d'une thermistance permet d'asservir la température de l'interface. Cette structure intégrée facilite donc le contrôle de la température du composant sans tenir compte des modifications locales dues au faisceau laser incident. Une représentation schématique du miroir non linéaire est donnée sur la figure 4.1.

La plupart des caractérisations de ces miroirs, que nous trouvons dans la littérature, ont pour but premier d'apporter une meilleure compréhension des processus qui sont engagés dans le matériau au cours de ces transformations. Ces études établissent ainsi qu'elles sont les différentes phases structurelles du gallium et quelles sont leurs propriétés

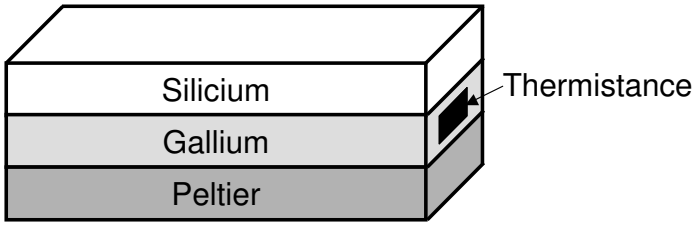


FIG. 4.1 – Représentation schématique de l'interface gallium-silicium.

optiques afin d'améliorer le contraste de ces miroirs. C'est notamment le travail qui est réalisé à l'Université de Southampton par l'équipe du professeur Zheludev. Notre objectif est de nous intéresser à l'utilisation éventuelle de tels miroirs pour contre-réactionner un laser à semi-conducteurs. C'est pourquoi, les caractérisations que nous allons présenter diffèrent légèrement de celles classiquement réalisées.

4.1.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour caractériser le miroir non linéaire est présenté sur la figure 4.2. La réponse de l'interface est étudiée à l'aide d'une source laser accordable commerciale [1]. C'est un laser à semi-conducteurs dont l'un des miroirs est annihilé par dépôt d'une couche anti-reflet, pour laisser place à un miroir externe constitué d'un réseau mobile en espace libre. La rotation du réseau permet d'accorder la source en longueur

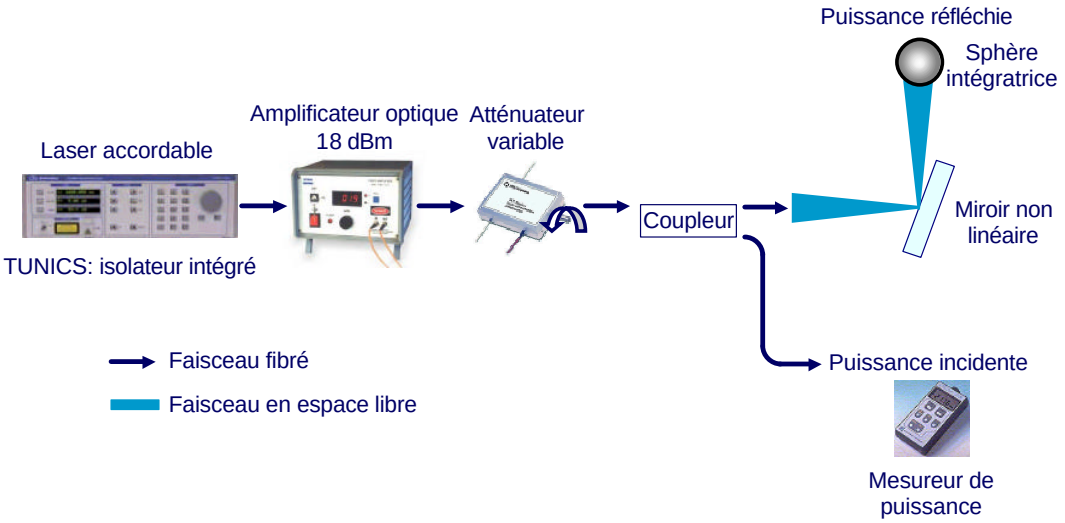


FIG. 4.2 – Montage expérimental pour la caractérisation du miroir non linéaire.

[1] Nous utilisons une TUNICS-BT de chez Photonetics.

d'onde. Cette source est accordable sur une plage allant de 1500 nm à 1565 nm avec une précision pas à pas de 1 pm, et une puissance de sortie comprise entre 0 et 5 mW. C'est une source monomode avec un rapport de suppression de mode de 30 dB minimum. Cette source est polarisée et fibrée, avec une fibre à maintien de polarisation. Le laser accordable est amplifié avec un amplificateur à fibre dopée erbium de puissance de saturation de 18 dBm. Afin de faire varier la puissance incidente sur le miroir non linéaire, nous utilisons un atténuateur variable. Le signal de la Tunics est ensuite divisé à l'aide d'un coupleur. Une partie du signal part donc directement sur un mesureur de puissance, nous donnant ainsi accès à la valeur de la puissance incidente sur le miroir non linéaire. L'autre partie du signal repasse en espace libre. L'extrémité de la fibre optique est placée à environ 0,6 mm du miroir, nous donnant une tâche d'environ 100 μm de diamètre sur le miroir. Enfin, le signal réfléchi par le miroir est collecté par une sphère intégratrice qui nous donne accès à la valeur de la puissance réfléchie. Pour l'étude de l'évolution de la réflectivité du miroir en fonction des différents paramètres, nous faisons le rapport de ces deux grandeurs. D'autre part, la réponse du miroir non linéaire n'est pas perturbée par d'éventuelles réflexions parasites dans la mesure où la source accordable possède un isolateur intégré. De plus, toutes les fibres utilisées sont connectorisées en FC-APC : le connecteur est poli avec un angle de 8° afin de garantir un taux de réflexion typique à son extrémité de -65 dB.

4.1.2 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la température

Avant de commencer toute étude, nous devons nous assurer avec précision de la température de fusion de notre échantillon. Pour cela, nous nous plaçons à la longueur d'onde de 1550 nm avec une puissance incidente de 4 mW, puis nous faisons varier la température de 23 à 33°C et de 33 à 23°C. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.3.

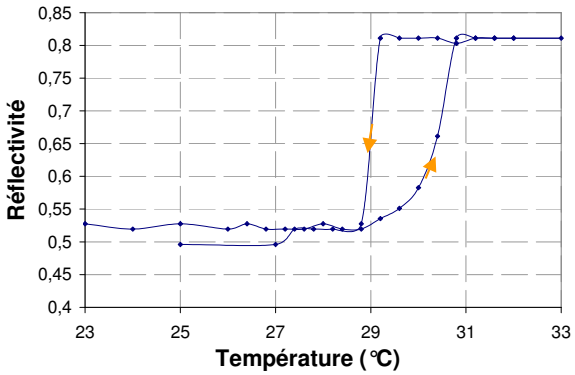


FIG. 4.3 – Influence de la température sur la réflectivité
Puissance incidente sur le miroir : 4 mW ; longueur d'onde : 1550 nm.

Cette courbe nous permet de retrouver les résultats classiques, à savoir :
– une liquéfaction autour de 30°C,

– la présence d'un hystéresis pour le retour à l'état solide,
– ainsi qu'une variation de la réflectivité de l'ordre de 25 à 30%.

Le contraste de réflectivité entre l'état bas (phase solide du gallium pour laquelle la réflectivité est minimale) et l'état haut (phase liquide du gallium pour laquelle la réflectivité est maximale) est légèrement inférieur à ceux donnés dans littérature. Cette différence est principalement liée à la focalisation sur le miroir.

4.1.3 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la longueur d'onde

Les études réalisées par l'équipe du professeur ZHELUDEV, montrent que les effets non linéaires dus au changement de phase structurelle sont larges bandes, c'est-à-dire valables pour une plage de longueurs d'onde allant de 632 nm à 2,8 μm [165],[166]. Mais il est également intéressant de connaître l'influence de la longueur d'onde incidente sur le contraste. En effet, même si les effets non linéaires existent toujours, la réflectivité des états bas et haut peut être modifiée par cette longueur d'onde. Nous nous sommes donc intéressés à l'influence de la longueur d'onde sur la réflectivité de chacune des deux phases structurelles du gallium. Pour cela, la température du miroir a d'abord été fixée à 24°C, nous plaçant ainsi sur l'état bas, puis la température à 32°C pour l'état haut. Pour chaque température, la puissance incidente est fixée à 4 mW et la longueur d'onde varie de 1530 nm à 1570 nm avec un pas de 2 nm. Les résultats sont présentés sur la figure 4.4.

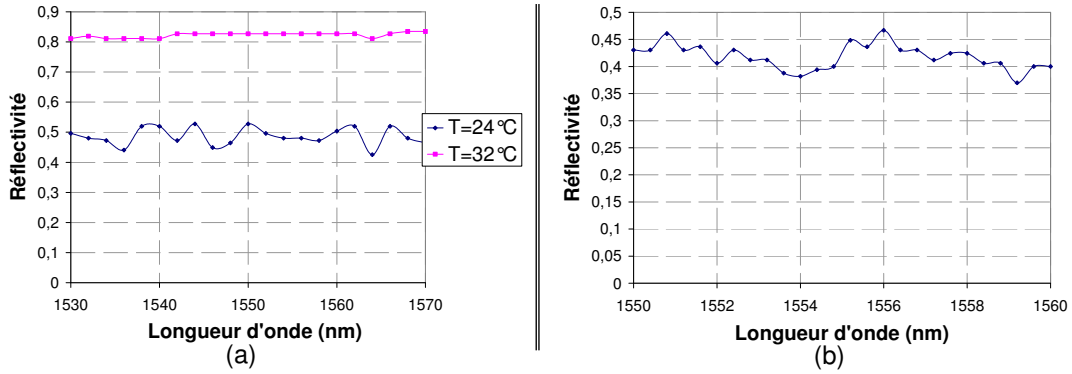


FIG. 4.4 – Influence de la longueur d'onde incidente sur la réflectivité.
(a) La longueur d'onde varie de 1530 à 1570 nm pour les deux états miroir de gallium ;
(b) Evolution de la réflectivité de l'état bas sur une plage de longueurs d'onde réduite.

Nous remarquons que la réflectivité de l'état haut reste constante lorsque la longueur d'onde incidente évolue alors que des variations, à première vue aléatoires, apparaissent à l'état bas. Afin de mieux identifier ces variations, la courbe de la figure 4.4(b) a été tracée sur une plage plus courte (de 1550 à 1560 nm) et avec un pas de 1 nm. Nous constatons alors que les résultats ne sont pas reproductibles, ce qui nous amène à penser que ce phénomène est lié à la polarisation, la fibre utilisée n'étant pas à maintien de polarisation. Afin de vérifier ce dernier point, le montage donné par la figure 4.2 a été modifié pour que nous

puissions contrôler la polarisation de la lumière incidente sur le miroir. Pour cela, les fibres ont été remplacées par des fibres optiques à maintien de polarisation et une lame demi-onde a été placée entre la sortie de la fibre et la lentille de focalisation (voir figure 4.5). De plus, l'amplificateur optique et l'atténuateur variable ont été retirés du montage afin de conserver la polarisation initiale de la source accordable.

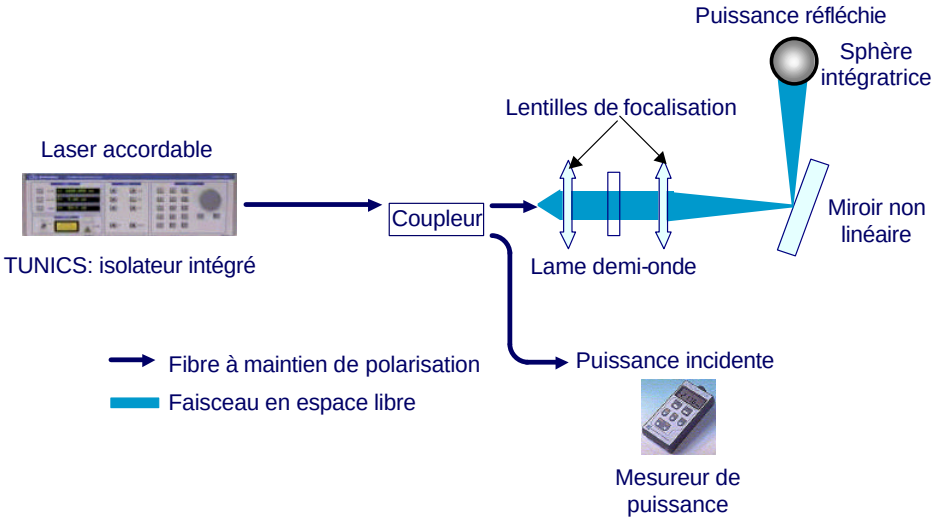


FIG. 4.5 – Montage expérimental à maintien de polarisation pour la caractérisation du miroir non linéaire.

Ce montage nous permet ainsi d'étudier l'influence d'une polarisation rectiligne sur la réflectivité du miroir non linéaire. La lame demi-onde permet de jouer sur l'angle de cette polarisation par rapport à la verticale. La courbe présentée sur la figure 4.6(a) montre que la réflectivité de l'état bas (température du miroir fixée à 24˚C) évolue périodiquement, avec une période de 90˚, en fonction de l'angle de la polarisation par rapport à la verticale, et ce indépendamment de la puissance incidente. D'autre part, cette courbe montre que la réflectivité de l'état bas varie de 35% à 70% avec la polarisation de la lumière incidente. Par conséquent, les non linéarités peuvent également être excitées à l'aide de la polarisation. Enfin, la courbe de la figure 4.6(b) montre que cette sensibilité à la polarisation n'est propre qu'à l'état bas du miroir non linéaire.

4.1.4 Evolution de la réflectivité de l'interface avec la puissance incidente

Les non linéarités étant excitables par la polarisation de la lumière incidente sur le miroir, nous pouvons envisager des applications telles que la réalisation de blocage de modes de laser à semi-conducteurs avec ces miroirs. Toutefois, la mise en place d'un système dépendant de la polarisation est toujours délicate. C'est pourquoi, il est intéressant de connaître la valeur de la puissance incidente nécessaire pour exciter la non linéarité

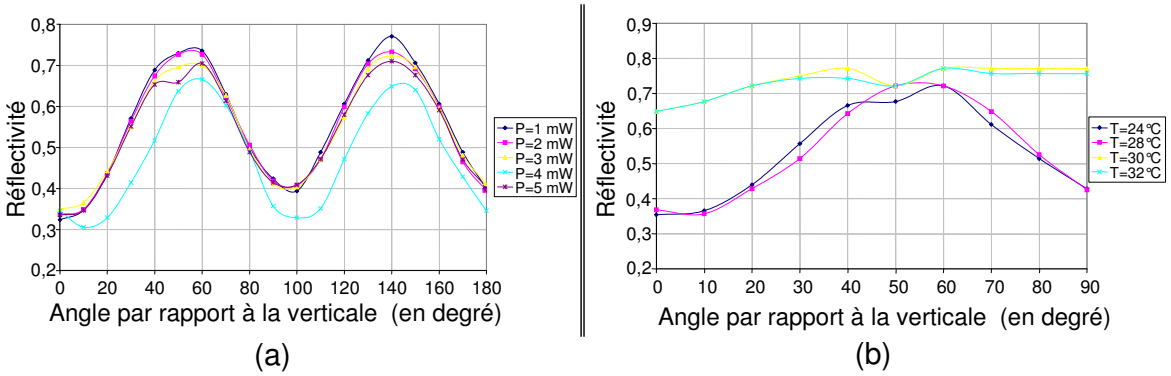


FIG. 4.6 – Influence de l'angle d'une polarisation rectiligne sur la réflectivité.
$\lambda = 1550\ nm$ *et* $P_i = 4\ mW$.
(a) Pour l'état bas : température du miroir 24℃ ;
(b) Pour différentes températures du miroir.

lorsque la température du miroir est fixée. Pour cela, nous avons utilisé le montage expérimental présenté sur la figure 4.2, nous ne tenons donc pas compte de la polarisation de la lumière incidente. Les courbes de la figure 4.7(a) et celles de figure 4.7(b) ont été tracées avec deux points de focalisation différents sur le miroir. Nous remarquons alors que le contraste dépend du point de focalisation sur le miroir. De plus, une puissance d'au moins 20 mW(+13 dBm) est nécessaire pour faire basculer la réflectivité.

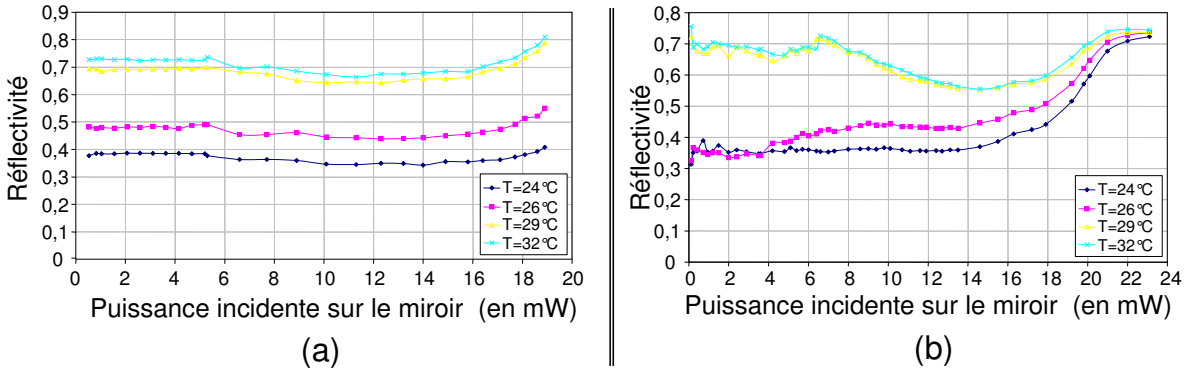


FIG. 4.7 – Influence de la puissance incidente sur la réflectivité.
Ces courbes ont été tracées sans prise en compte de la polarisation et pour deux points de focalisation différents.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'utiliser de tels miroirs pour la réalisation de sources impulsionnelles soit en contrôlant les non linéarités du miroir, soit par la polarisation de la lumière incidente, soit par la puissance incidente. Or comme nous l'avons déjà précisé, la mise en place d'une source dont le fonctionnement est lié à la polarisation n'est pas simple. De plus, les puissances nécessaires à l'excitation des non linéarités sont trop élevées pour que nous puissions coupler ce miroir aux lasers à semi-conducteurs dont nous disposons au laboratoire. En effet, ces derniers ne délivrent au maximum que 10 mW

en continu.

Ce problème de puissance nous a conduit à la caractérisation de miroirs réalisés avec des nanoparticules de gallium. En effet, le confinement du métal en trois dimensions plutôt qu'en une dimension, c'est-à-dire sous forme de nanoparticules plutôt qu'au voisinage d'une interface, permet d'améliorer les caractéristiques des composants à base de gallium [172]. Une des principales approches pour la fabrication des nanoparticules métalliques est d'utiliser l'auto-assemblage spontané de ces dernières [173]. Mais un des axes de recherche de l'équipe du Professeur ZHELUDEV est consacré à la croissance de telles nanoparticules de gallium à l'extrémité d'une fibre optique à l'aide d'un contrôle optique [174]. L'avantage de ces nouveaux miroirs est qu'ils sont fibrés, permettant une meilleure intégration dans les montages. De plus, nous pouvons espérer, du fait du confinement de ce dernier, que les seuils de puissance nécessaires à l'excitation des non linéarités sont plus faibles que ceux trouvés pour les interfaces de gallium-silicium. Pour toutes ces raisons, nous avons voulu caractériser des miroirs déposés en bout de fibre au cours de notre collaboration avec l'Université de Southampton pour évaluer leur potentialité. Les résultats de ces caractérisations sont présentés dans le paragraphe suivant.

4.2 Miroirs déposés en bout de fibre optique

Dans ce paragraphe, nous allons tout d'abord nous attacher à la description du principe de déposition de ces miroirs puis nous présenterons les résultats des caractérisations que nous avons réalisées.

4.2.1 Principe de déposition

L'assemblage de nanoparticules à l'extrémité d'une fibre est réalisé sous vide d'air, la pression est abaissée à environ 10^{-6} mbar pendant la déposition. De plus, pour que l'assemblage se déroule dans de bonnes conditions, l'extrémité de la fibre doit être maintenue à une température d'environ 100 K sans quoi l'assemblage des nanoparticules n'a pas lieu. C'est pourquoi, une fibre monomode en silice fraîchement clivée est placée dans un bâti sur un support contrôlé en température. Le montage de la fibre, présenté sur la figure 4.8, est tel qu'une des extrémités de la fibre peut être exposée à un faisceau de gallium. Le gallium est alors déposé pendant trente minutes à une vitesse constante d'environ 0,3 nm/min, cette dernière étant contrôlée à l'aide d'un élément en quartz. L'autre extrémité de la fibre est connectée à une diode laser émettant un train d'impulsions à 1,55 μm. Les impulsions longues de 1 μs avec une puissance crête d'environ 17 mW ont un taux de répétition de 1 kHz. A la fin du dépôt, une couche d'oxyde de silicium est déposée afin de protéger le miroir ainsi formé. Un tel montage permet à la fois de contrôler les conditions de déposition mais aussi d'étudier les propriétés optiques des structures au cours de leur développement.

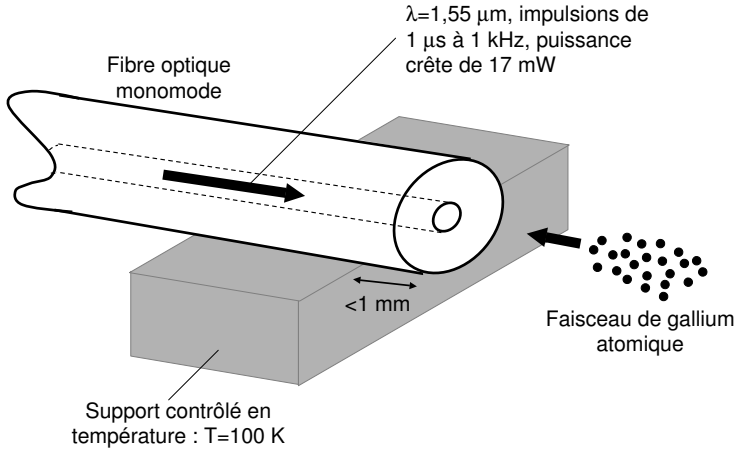


FIG. 4.8 – Schéma du montage utilisé pour l'assemblage de nanoparticules de gallium à l'extrémité d'une fibre.

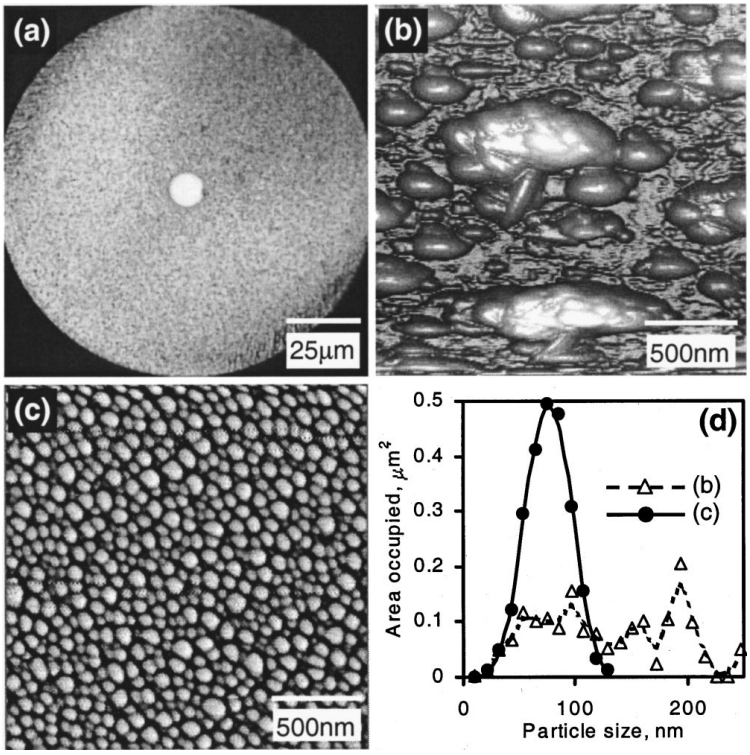


FIG. 4.9 – Images de l'extrémité d'une fibre optique après déposition de gallium.
(a) Image, en réflexion, de l'extrémité d'une fibre optique après 30 min de dépôt de gallium.
(b) Structures de gallium irrégulières, prises au microscope à force atomique (AFM), d'une zone de la fibre se trouvant à l'extérieur du cœur de la fibre.
(c) Nanoparticules photographiées à l'aide de l'AFM sur le cœur de la fibre.
(d) Aire occupée par les particules en fonction de leur taille.

Cette méthode de croissance des nanoparticules de gallium permet de contrôler la taille et la répartition de ces dernières. En effet, comme le montre la figure 4.9, les nanoparticules se forment là où se trouvait la lumière au moment de la déposition de gallium, c'est-à-dire au niveau du cœur de la fibre optique. La couche ainsi obtenue est très régulière puisque les nanoparticules qui la composent ont un diamètre d'environ 80 nm à $\pm$ 20 nm pour l'exemple présenté sur cette figure. De façon générale, le diamètre des nanoparticules varie entre 50 et 100 nm selon le miroir. A l'extérieur du cœur, nous observons des structures de gallium très irrégulières (voir figure 4.9(b)). Enfin, les transitions de phases structurelles sont excitées lorsque la température du miroir est proche de 100 K [175].

4.2.2 Montage expérimental

La caractérisation de ces miroirs, avec un montage analogue à celui utilisé pour les miroirs étudiés au paragraphe précédent, n'a pas donné de résultats satisfaisants. En effet, si nous envoyons un faisceau continu sur les nanoparticules, aucune non linéarité n'est excitée et ce quelque soit la puissance incidente. Ou tout du moins, le contraste de ces non linéarités est trop faible (inférieur à 1%) pour qu'il soit exploitable. Nous avons étudié l'influence d'une modulation sur la réponse du miroir. Pour cela, nous avons utilisé le montage présenté sur la figure 4.10.

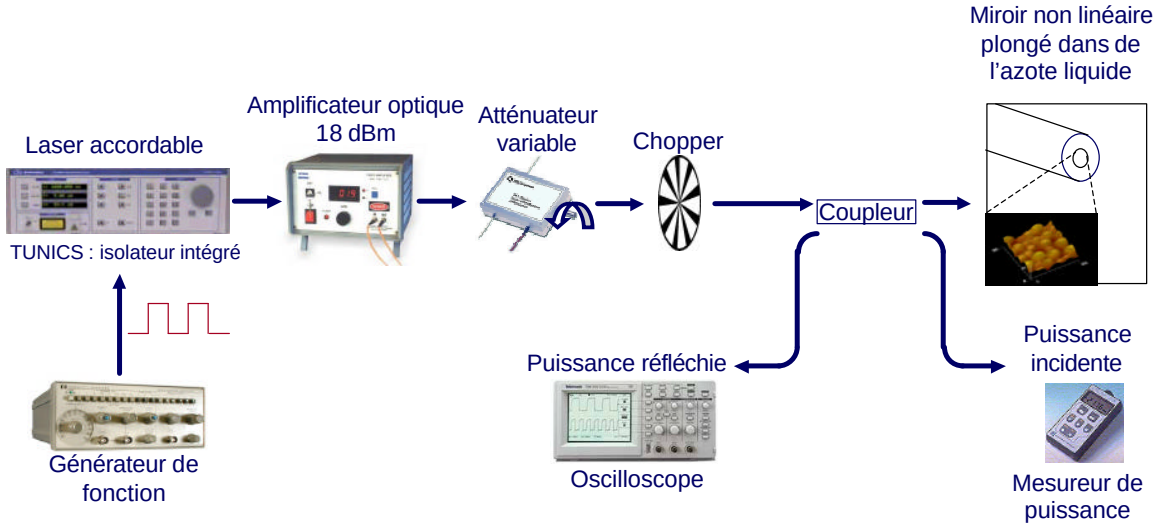


FIG. 4.10 – Montage expérimental utilisé pour la caractérisation de la réponse des miroirs de gallium déposés en bout de fibre optique.

La réponse des nanoparticules est étudiée à l'aide de la même source laser accordable que celle qui fut utilisée pour les premiers miroirs non linéaires. Pour pouvoir jouer sur la puissance incidente, la même ligne amplificatrice est mise en place que pour le précédent montage, à savoir un amplificateur optique à fibres dopées erbium et un atténuateur va-

riable. D'autre part, ce montage permet d'étudier l'influence de deux types de modulation sur la réponse des nanoparticules, à savoir l'influence :

- d'une modulation en fréquence fournie par le générateur de fonction. En effet, l'envoi d'un signal carré sur une des entrées de notre source laser permet une modulation en fréquence de sa sortie optique ;
- d'une modulation en amplitude fournie par la présence du chopper sur le montage. Pour ce faire, nous avons introduit dans le montage un retour en espace libre permettant au faisceau laser de passer par le chopper.

Enfin, la puissance moyenne incidente sur les nanoparticules est évaluée à l'aide d'un mesureur de puissance alors que le signal réfléchi est analysé via un oscilloscope analogique.

4.2.3 Influence d'une modulation de la puissance incidente sur la réponse des miroirs

Pour cette étude, nous avions à notre disposition deux séries composées chacune de quatre miroirs non linéaires fabriqués par Sébastien POCHON et Kevin MACDONALD. Or la réponse optique de chacun de ces miroirs n'a pas du tout été affectée par une modulation en amplitude de la puissance incidente. En effet, aucune non linéarité n'a pu être excitée (voir figure 4.11(a)) que ce soit par la profondeur ou la fréquence de cette modulation. Par conséquent, le chopper a été maintenu sur le montage pour le reste des caractérisations, permettant ainsi de résoudre les problèmes de détection que nous avions lorsque le miroir était soumis à un faisceau modulé en fréquence. Ceci explique les surmodulations de 1 kHz que nous observons sur les courbes des figures 4.11(b)-(c).

Lorsque le signal incident est modulé en fréquence, des oscillations apparaissent sur la réponse des miroirs. L'allure de ce régime oscillant diffère selon les miroirs, et par conséquent, il dépend de la taille et de la répartition des nanoparticules. Ainsi, le même comportement a été observé sur les quatre miroirs d'une même série, c'est-à-dire sur des miroirs qui ont été réalisés la même semaine et donc avec des conditions expérimentales analogues. La réponse de ces miroirs présente des oscillations dont la fréquence est comprise entre 17 et 22 kHz (voir figures 4.11(b)-(c)). Ce régime oscillatoire régulier s'établit après un transitoire d'environ 100 μs. Enfin, si nous traçons l'amplitude de ces oscillations en fonction de la puissance incidente, une non linéarité apparaît pour une puissance d'environ 3 mW (voir figures 4.11(d)).

Pour la deuxième série de miroirs, les résultats obtenus sont légèrement différents. En effet, même si la réponse de ces miroirs présentent des oscillations, leur fréquence correspond à la fréquence de modulation du signal incident. De la même façon, l'équipe anglaise a observé ce type de comportement, mais là encore les ordres de grandeurs des fréquences observées diffèrent des nôtres (1 à 2 MHz). La seule certitude que nous ayons pour le moment est que ce phénomène oscillatoire est lié à la présence des nanoparticules sur le

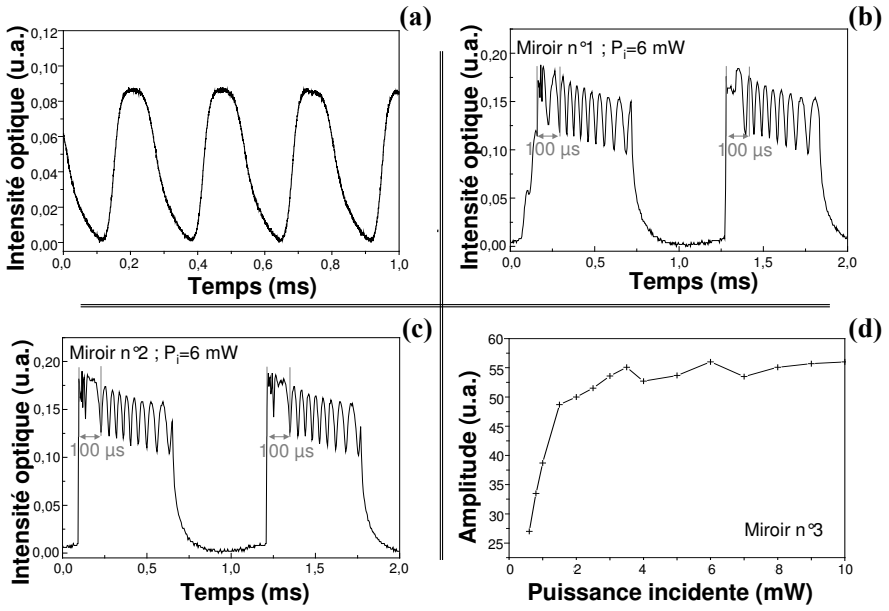


FIG. 4.11 – Réponse optique des nanoparticules à différents types d'excitation.
(a) Réponse optique d'un miroir non linéaire à signal modulé en amplitude.
(b)-(c) Réponse optique de deux miroirs non linéaires à un signal modulé en fréquence.
(d) Evolution de l'amplitude des oscillations avec la puissance incidente.

miroir puisque si nous remplaçons, dans le montage de la figure 4.10, ces miroirs par une couche de gallium déposée à l'extrémité d'une fibre optique, aucune oscillation n'apparaît.

4.3 Conclusion et perspectives

Les miroirs non linéaires formés par une interface de gallium-silicium déposée sur un élément Peltier ont donné des résultats très encourageants. En effet, il est possible d'envisager leur utilisation en remplacement des absorbants saturables dans des lasers fonctionnant en blocage de modes. Toutefois, les puissances incidentes nécessaires à l'excitation des non linéarités (de l'ordre de 20 mW pour le miroir que nous avons testé) sont trop élevées pour que nous puissions les utiliser avec les lasers dont nous disposons au laboratoire.

D'autre part, le confinement du gallium en nanoparticules plutôt que sur une interface n'est pas encore suffisamment au point pour que nous les utilisions comme miroirs de fond de cavité, par exemple. En effet, lors de la caractérisation de ces miroirs, un régime oscillatoire est apparu. A l'heure actuelle, des recherches se poursuivent pour tenter de comprendre l'origine de ce phénomène [176] et améliorer ainsi le contraste de ces miroirs. Pour toutes ces raisons, nous n'avons pu tester ces miroirs pour la réalisation de sources impulsionnelles. Par contre, nous avons mené en parallèle une étude théorique afin d'évaluer les valeurs des paramètres de ces miroirs nécessaires pour l'obtention de régimes dynamiques intéressant lorsque ces derniers sont couplés à un laser à semi-conducteurs.

Chapitre 5

Etude théorique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir de gallium

Comme nous l'avons vu au cours de la première partie de ce document, la dynamique des lasers à semi-conducteurs soumis à une rétroaction optique est très largement étudiée dans la littérature. Cet engouement est dû à la richesse de la dynamique de ces systèmes qui apporte des réponses tant sur le plan fondamental que sur le plan plus applicatif. Les études théoriques ou expérimentales que nous trouvons dans la littérature utilisent essentiellement quatre types de contre-réaction, à savoir :

- la rétroaction par un miroir classique [123],[177],
- la rétroaction par un miroir à conjugaison de phase [178],[179],[180],
- la rétroaction par un absorbant saturable [181],
- et plus récemment, la rétroaction filtrée [182], [183], [184], [185].

Le but de notre étude est d'évaluer les avantages que pourraient présenter l'utilisation de miroirs non linéaires dans ces systèmes contre-réactionnés. Par conséquent, ce chapitre s'attache à l'analyse de la dynamique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire tel que le miroir formé par l'interface de gallium-silicium déposé sur un élément Peltier présenté au chapitre précédent. De tels miroirs utilisés avec des lasers à fibres ont permis l'obtention expérimentale de régimes impulsionnels [168] et un modèle a été proposé pour un laser à fibre [186].

Après une présentation du modèle théorique utilisé, nous montrerons que ce type de contre-réaction peut, dans certains cas, scinder les modes de la cavité externe en deux familles. Puis nous nous intéresserons à la dynamique de lasers contre-réactionnés par un miroir non linéaire avant d'essayer de cerner les avantages et les inconvénients d'un tel couplage. Il sera en particulier montré que si ce type de miroirs ne présente pas d'avantage certain par rapport à une contre-réaction classique, dans la production d'un train d'impulsions réguliers, son utilisation peut devenir intéressante lorsque le miroir de cou-

plage du laser est traité anti-reflet. Nous évaluerons également l'influence de la réponse temporelle du miroir sur les différents régimes observés.

5.1 Présentation du modèle théorique

Une représentation schématique de la configuration d'un laser placé dans une cavité externe est donnée sur la figure 5.1. Le laser est alors soumis à une contre-réaction optique produite par un miroir (classique ou non linéaire) se trouvant à une distance L de la face notée r_2 de la cavité laser. Le champ ainsi réfléchi par le réflecteur externe est réinjecté dans le laser. Il vient alors perturber le champ produit par le laser. Cette configuration est dite laser en cavité étendue.

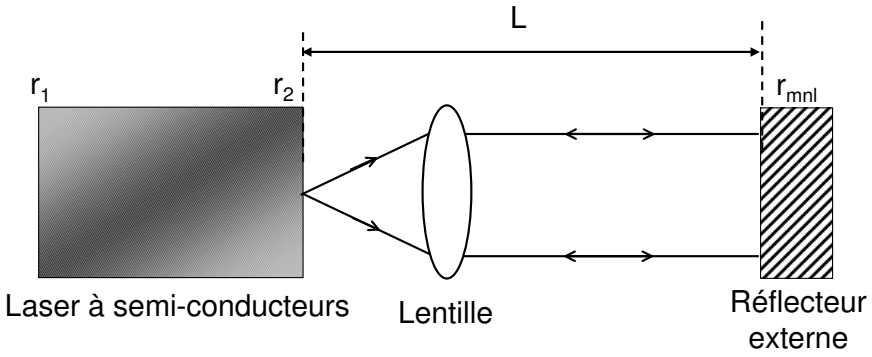


FIG. 5.1 – Représentation schématique d'une cavité étendue.
Le laser à semi-conducteurs est contre-réactionné par un miroir non linéaire.

Les équations d'évolution d'une telle cavité sont données par le modèle de Lang et Kobayashi [112] présenté au chapitre 2. Toutefois, les expressions de ces équations diffèrent légèrement en fonction du taux de contre-réaction considéré. Nous allons donc présenter le modèle utilisé suivant que nous nous trouvons dans le cadre d'un taux de contre-réaction faible à modéré ou d'un fort taux de contre-réaction. Puis nous décrirons l'expression analytique de la réflectivité non linéaire que nous avons considérée dans cette étude. Pour cela, nous nous baserons sur les mesures expérimentales présentées au chapitre précédent.

5.1.1 Equations d'évolution pour des taux de contre-réaction faibles à modérés

Pour des taux de contre-réaction faibles à modérés, nous supposons qu'il est suffisant de ne considérer qu'un seul mode longitudinal et qu'un seul aller-retour dans la cavité externe. Les équations d'évolution d'une telle cavité décrivent l'évolution de la densité de

porteurs N(t) et du champ électrique complexe $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i(\omega_0 t+\phi(t))}$, où I(t) correspond à l'intensité du champ laser et $\phi(t)$ à sa phase.

$$\begin{aligned} \dot{E(t)} &= \frac{1}{2}\left[\Gamma_C G_N g(N,I) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) + i\frac{\alpha_H}{2}\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right] E(t) \\ &+ \kappa(I)E(t-\tau)e^{-i\omega_0\tau} \qquad (5.1) \\ \dot{N(t)} &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g(N,I) I(t) \qquad (5.2) \end{aligned}$$

Ces équations font appel aux constantes physiques décrites ci-dessous et dont les valeurs sont données dans le tableau 5.1.

N_t et N_{th} sont respectivement les densités de porteurs à la transparence[1] et au seuil avec $N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma_c G_N \tau_p}$,
Γ_c le facteur de confinement du champ[2],
G_N le gain différentiel[3],
α_H est le facteur d'élargissement (ou facteur de Henry)[4],
J la densité de courant,
$\tau = 2L/c$ correspond au temps d'un aller retour dans la cavité externe,
avec L la distance qui sépare le réflecteur externe de la face du laser,
ω_0 est la pulsation angulaire du laser seul.

L'expression du gain non linéaire est donnée par $g(N,I) = (N(t) - N_t)/(1 + \varepsilon_{nl} I(t))$ où ε_{nl} correspond au facteur de compression de gain.

La durée de vie des photons τ_p est donnée par les pertes totales de la cavité du laser seul, soit :

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g \alpha_{in} - \frac{1}{\tau_c} ln(R_1 R_2)$$

α_{in} correspond aux pertes intrinsèques de la zone active,
$v_g = c/n_g$ est la vitesse de groupe,
c est la vitesse de la lumière dans le vide,
n_g correspond à l'indice de groupe du milieu actif,
les paramètres R_1 et R_2 donnent la réflectivité en intensité des faces gauche et droite de la cavité laser seule : $R_{1,2} = r_{1,2}^2$

Le taux d'émission spontanée est donné par l'expression $N/\tau_N(N) = AN + BN^2 + CN^3$ où A,B et C sont respectivement les coefficients de recombinaison non radiatif, radiatif et

[1] La transparence est par définition la valeur de N pour laquelle le gain est nul (limite entre absorption et amplification).

[2] Ce facteur traduit le fait que le mode optique a une extension plus importante que la surface de la zone active.

[3] Il est montré qu'à une température fixée, le gain dépend, avec une bonne approximation, linéairement du nombre de porteurs électrons-trous. G_N représente le coefficient de proportionnalité.

[4] Ce facteur est fondamentalement relié à la dissymétrie de la courbe de gain autour de la fréquence de maximum de gain. Les relations de Kramers-Krönig imposent alors une forte dispersion à cette fréquence. Cela se traduit par une dérive en fréquence proportionnelle au nombre des porteurs électrons-trous.

dû à l'effet Auger. La linéarisation de ce taux d'émission spontanée autour du seuil laser conduit à l'expression suivante :

$$\frac{N}{\tau_N(N)} = \frac{N}{\tau_e} + \frac{J_0}{eV}$$

τ_e est la durée de vie des porteurs au seuil,
V le volume de la zone active,
J_0 correspond à l'écart du courant d'injection.

Enfin, le paramètre κ, décrivant la contre-réaction, dépend de l'intensité optique (si le réflecteur externe est un miroir non linéaire). Il s'exprime de la façon suivante :

$$\kappa(I) = \frac{1 - r_2^2}{r_2 \tau_c} r_{mnl}(I) \tag{5.3}$$

$\tau_c = 2L_D / v_g$ la durée de vie dans la cavité,
L_D la longueur de la diode laser,
r_2 et $r_{mnl}(I)$ sont respectivement les reflectivités (données en amplitude) de la face du laser par laquelle le couplage est réalisé et du réflecteur externe.

TAB. 5.1 – Valeur des constantes propres au laser considéré pour nos simulations.

Constante physique	Symbole	Valeur	Unité
Longueur de la zone active	L_D	3×10^{-4}	m
Largeur de la zone active	l	1×10^{-6}	m
Épaisseur de la zone active	e	1×10^{-7}	m
Gain différentiel	G_N	$5,88 \times 10^{-12}$	$m^3 s^{-1}$
Densité de porteurs à la transparence	N_t	$1,4 \times 10^{24}$	m^{-3}
Pertes intrinsèques	α_{in}	1000	m^{-1}
Facteur de confinement	Γ_C	0,08	
Taux de recombinaison non radiatif	A	$2,7 \times 10^6$	s^{-1}
Taux de recombinaison radiatif	B	1×10^{-17}	$s^{-1} m^{-3}$
Taux de recombinaison dû à l'effet Auger	C	7×10^{-41}	$s^{-1} m^{-6}$
Temps de vie des porteurs au seuil	τ_e	3,33	ns
Facteur d'élargissement de la largeur de raie	α_H	3	
Réflectivité en amplitude	R_1	0,9	
Réflectivité en amplitude	R_2	0,555	
Temps d'un aller retour dans la cavité laser	τ_c	7,14	ps
Facteur de compression de gain	ε_{nl}	$1,6 \times 10^{-19}$	sm^3

5.1.2 Equations d'évolution pour de forts taux de contre-réaction

Dès que la réflectivité de la face de couplage prend des valeurs inférieures ou égales à 10^{-1}, c'est-à-dire dès que nous ajoutons un traitement anti-reflet sur cette face, le laser

est alors soumis à un fort taux de contre-réaction. Par conséquent, les équations que nous venons de présenter ne sont plus valides. NAUMENKO et al.[187] ont montré que la dynamique d'un laser à semi-conducteurs soumis à un tel taux de contre-réaction pouvait être décrite par les équations d'évolution suivantes :

$$\begin{aligned}\dot{E}(t) &= \left[\frac{1}{2}\Gamma_C G_N \left\{i\alpha_H \left(N(t) - N_{th}\right) + g\left(N, I\right)\right\}\right. \\ &\quad \left. -\frac{1}{2\tau_p} + \frac{1}{\tau_c}\ln\left(\frac{F(t)}{E(t)}\right) + i\Delta\omega_0\right] E(t) \qquad (5.4)\\ \dot{N}(t) &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g\left(N, I\right) I(t) \qquad (5.5)\end{aligned}$$

Les termes liés à la contre-réaction, c'est-à-dire décrivant l'influence du réflecteur externe, sont donnés par l'expression :

$$F(t) = \frac{1 - r_2^2}{r_2} r_{mnl}(I)\, E(t - \tau)\, e^{-i\omega_0 \tau} \qquad (5.6)$$

5.1.3 Expression analytique de la réflectivité du miroir non linéaire

Tout au long de cette étude, nous avons approché la réflectivité, $r_{mnl}(I)$, du miroir externe par l'expression suivante :

$$r_{mnl}(I) = \begin{cases} \frac{\Delta r_{max}}{2}\tanh(I - I_{mnl}) + r_{av} & \text{pour un miroir non linéaire} \\ \mathrm{r_3} & \text{pour un miroir classique} \end{cases} \qquad (5.7)$$

Cette simplification de la courbe de réponse en S du composant reste réaliste et permet d'introduire une expression analytique de sa réponse en intensité. La figure 5.2(a) donne la mesure expérimentale typique de la réflectivité en fonction de la puissance incidente ainsi que son approximation par une tangente hyperbolique[5]. Nous remarquons alors que le passage de l'état bas vers l'état haut (pente de la non linéarité) s'établit pour une variation de 9 à 13 mW et une valeur seuil de 11,8 mW. La courbe présentée en (b) donne l'allure que nous avons retenue pour la modélisation de cette réflectivité. Dans cet exemple, le passage de l'état bas vers l'état haut (pente de la non linéarité) s'établit pour une variation de 4 mW ce qui représente une valeur relative de 33 % par rapport à la valeur P_{mnl} de la non linéarité.

Nous remarquons alors que la réflectivité du miroir non linéaire est gouvernée par trois paramètres :

- $r_{av} = \frac{1}{2}(r_{haut} + r_{bas})$ la réflectivité moyenne du miroir,
- $\Delta r_{max} = r_{haut} - r_{bas}$ l'écart entre la réflectivité de l'état haut et celle de l'état bas,
- I_{mnl} l'intensité optique seuil à partir de laquelle le miroir passe de l'état bas à l'état haut. La puissance correspondante est notée P_{mnl}.

[5]Les miroirs n'ayant pas été utilisés dans un cas pratique, nous avons pris le parti de ne pas présenter l'ensemble des mesures expérimentales des différents miroirs. Une certaine dispersion des résultats a pu être observée, tout particulièrement sur les valeurs seuil de l'excitation de la non linéarité.

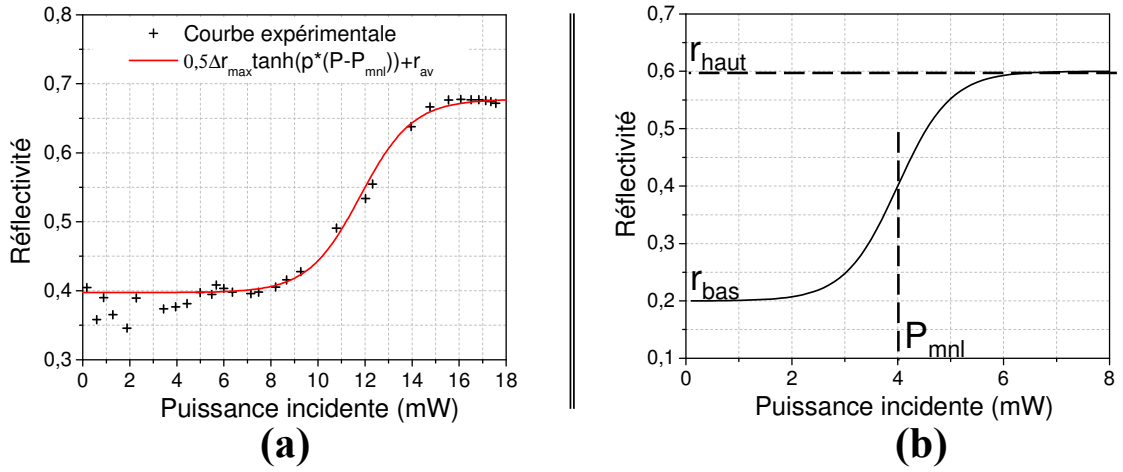


FIG. 5.2 – Allure de la réflectivité du miroir non linéaire en fonction de la puissance incidente.
(a) Courbe expérimentale approchée par une tangente hyperbolique.
(b) Courbe utilisée dans nos simulations.

Cette expression ne prend pas en compte le temps de réponse du matériau. Or il se trouve que le gallium, qui est utilisé pour la réalisation de tels miroirs, est caractérisé par différents temps de réponse qui ont été décrits expérimentalement par PETROPOULOS et al. dans la référence [168]. Si nous voulons considérer ce temps de réponse, nous remplaçons l'équation 5.7 par l'expression suivante :

$$r_{mnl}\left(I,t\right) = r_{av} + \Delta r\left(I,t\right) \tag{5.8}$$

Par conséquent, nous ajoutons aux systèmes d'équations d'évolution 5.2 et 8.2 (utilisé pour décrire les forts taux de contre-réaction) l'équation différentielle suivante pour $\Delta r(I,t)$. Elle nous permet ainsi de simuler la réponse temporelle, considérée comme étant large bande, du miroir non linéaire.

$$\frac{\partial \Delta r\left(I,t\right)}{\partial t} = \frac{\frac{\Delta r_{\max}}{2}\tanh\left(I - I_{mnl}\right) - \Delta r\left(I,t\right)}{\tau_{mnl}} \tag{5.9}$$

τ_{mnl} le temps de réponse du miroir non linéaire,
$r_{av} = \frac{1}{2}(r_{haut} + r_{bas})$ la réflectivité moyenne du miroir.

Dans un premier temps, nous considérons que le miroir est caractérisé par une réponse instantanée.

5.2 Structure modale de la cavité

5.2.1 Modes de cavité externe formée par un miroir non linéaire

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, la recherche des solutions stationnaires permet de déterminer les modes de la cavité externe. Pour cela, nous cherchons les solutions de type onde plane pour les équations 5.2, c'est-à-dire un champ électrique complexe de la forme $E(t) = \sqrt{I_s}e^{i\Delta\omega_s t}$ en négligeant la faible contribution de la compression du gain (i.e. $\varepsilon_{nl} = 0$). Nous trouvons alors les expressions suivantes pour la densité de porteurs ($N_s = \Delta N_s + N_{th}$), l'intensité optique ($I_s$) et la fréquence angulaire ($\omega_s = \Delta\omega_s + \omega_0$) :

$$\Gamma_C G_N \Delta N_s = -2\kappa(I_s)\cos(\omega_s \tau) \tag{5.10}$$

$$\Delta\omega_s = -\kappa(I_s)\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega_s\tau + \arctan(\alpha_H)) \tag{5.11}$$

$$I_s = \frac{J - J_{th} - \Delta N_s/\tau_e}{1/\Gamma_C\tau_p + G_N\Delta N_s} \tag{5.12}$$

La dépendance en intensité du paramètre de contre-réaction (κ) rend la résolution de ce système plus complexe par rapport au cas d'une contre-réaction classique présentée au chapitre 2. En effet, il nous faut chercher deux variables couplées par deux équations non linéaires alors que pour une contre-réaction classique, $\kappa(I_s)$ étant une constante, la résolution du système revient à rechercher les fréquences par l'équation 5.11[6]. Pour faciliter la résolution numérique de ce système, nous travaillons avec le système normalisé décrit ci-dessous :

$$g_d \Delta n_s = -2b\left(Y_s\right)\cos\left(\omega_s\tau\right) \tag{5.13}$$

$$\Delta\omega_s\tau_c = \frac{\alpha_H}{2}g_d\Delta n_s - b\left(Y_s\right)\sin\left(\omega_s\tau\right) \tag{5.14}$$

$$Y_s = \frac{j_b - \Delta n_s}{g_d\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right)} \tag{5.15}$$

qui fait appel aux constantes de normalisation :

le gain normalisé : $g_d = \Gamma_c G_N N_{th}\tau_c$,
la densité de porteurs normalisée par rapport à sa valeur au seuil : $\Delta n(t) = \frac{N(t)}{N_{th}} - 1$,
l'intensité optique normalisée par rapport à la constante $I_0 = \frac{\tau_c}{\tau_e}N_{th}\Gamma_c$: $Y(t) = \frac{I(t)}{I_0}$,
le taux d'émission spontanée : $\frac{1}{n_{sp}} = \frac{N_{th}-N_t}{N_{th}}$,
la densité de courant normalisée par rapport à la densité de courant au seuil :
$j_b = \frac{J}{J_{th}} - 1$,
$b(Y_s) = \kappa(Y_s)\tau_c = \frac{1-r_2^2}{r_2}r_{mnl}(Y_s)$.

Nous remarquons alors que les points de fonctionnement des modes sont situés sur les deux courbes suivantes dans le plan (fréquence, gain) et non plus sur une ellipse comme

[6]Pour la résolution de cette équation, nous vous renvoyons au chapitre 2 et à l'annexe B.

dans le cas d'une contre-réaction classique (i.e. $r_{mnl}(Y_s) = r_3$).

$$\begin{cases} \Delta\omega_s\tau = \frac{\tau}{2\tau_c}\left(\alpha_H g_d \Delta n_s + \sqrt{4b^2(Y_s) - g_d^2 \Delta n_s^2}\right) \\ \Delta\omega_s\tau = \frac{\tau}{2\tau_c}\left(\alpha_H g_d \Delta n_s - \sqrt{4b^2(Y_s) - g_d^2 \Delta n_s^2}\right) \end{cases}$$

La détermination exacte des solutions stationnaires se fait donc numériquement et elle conduit aux résultats présentés sur la figure 5.3. Nous remarquons alors qu'une des premières conséquences de la non linéarité du réflecteur externe est de déformer cette ellipse de telle sorte que la partie supérieure de la courbe (située sur la droite sur la figure 5.3(a)) corresponde aux modes donnés par la réflectivité de l'état bas du miroir non linéaire. Alors que la partie inférieure de la courbe (située sur la gauche sur la figure 5.3(a)) correspond aux modes donnés par la réflectivité de l'état haut du miroir. D'autre part, la puissance de seuil pour l'excitation de la non linéarité peut énormément modifier cette répartition. En effet, comme le montrent les courbes de la figure 5.3(b), cette puissance seuil peut séparer les modes et les anti-modes de la cavité externe en deux familles. Nous verrons dans la suite de cette étude qu'une compétition entre ces deux familles de solutions stationnaires peut apparaître.

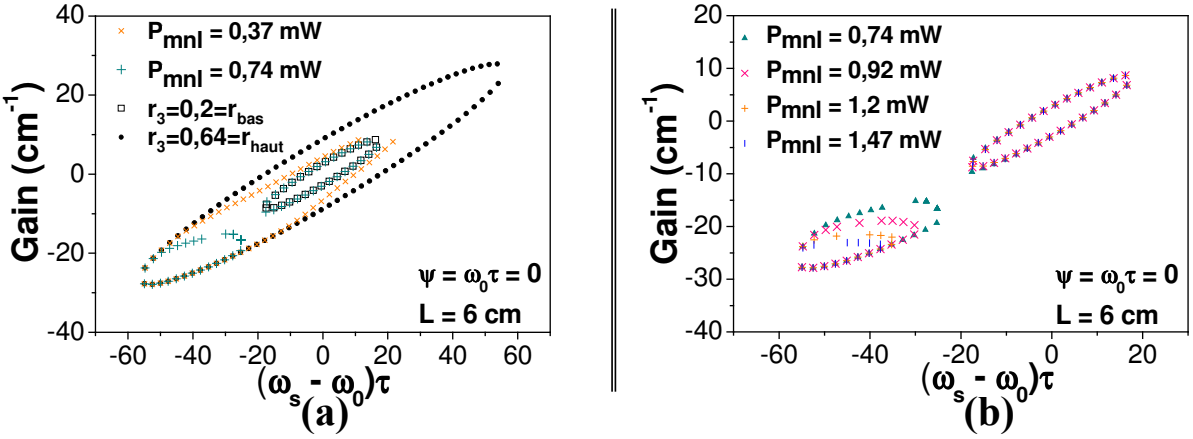


FIG. 5.3 – Répartition des solutions stationnaires dans la plan (fréquence, gain).
(a) Laser contre-réactionné par un miroir classique ($r_3 = 0,64$ et $0,2$) et un miroir non linéaire ($r_{bas} = 0,2$ et $r_{haut} = 0,64$).
(b) Influence de la puissance de seuil d'un miroir non linéaire ($r_{bas} = 0,2$ et $r_{haut} = 0,64$) sur la répartition des modes de la cavité externe.

5.2.2 Stabilité des modes

Les modes de la cavité externe que nous venons de déterminer ne sont pas nécessairement stables. L'analyse de la stabilité des modes de la cavité externe pourrait être menée numériquement mais nous ne la pousserons pas dans ce sens[7]. En effet, nous allons étudier

[7]Nous savons, par exemple, que des modes de cavité externe peuvent devenir instable par bifurcation de Hopf et que des attracteurs étranges peuvent naître.

la stabilité d'un mode donné de la cavité externe à l'aide d'une analyse petits-signaux qui a été développée dans l'annexe B. Nous y avons rappelé qu'une première information sur la stabilité pouvait être donnée par l'étude d'un déterminant D(s) dont la répartition des zéros dans le plan complexe permet de dire si le mode considéré est stable ou non. Ainsi, si tous les zéros de D(s) sont contenus dans le demi-plan complexe défini par ($Re\{s\} < 0$) alors le mode est stable.

L'analyse de la stabilité d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire conduit à l'expression suivante pour le déterminant du système :

$$\begin{aligned} D(s) &= (s+2\lambda_R)\left[(s+l_c)^2 + l_s^2 - 2\frac{Y_s}{\tau_c}\left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left[(s+l_c)\cos(\omega_s\tau) + l_s\sin(\omega_s\tau)\right]\right] \\ &+ \omega_R^2(l_c + s - \alpha_H l_s) \end{aligned} \tag{5.16}$$

où les variables l_s, l_c, λ_r et ω_r^2 sont données par :

$$\begin{aligned} l_s &= \left(1 - e^{-s\tau}\frac{b(Y_s)}{\tau_c}\sin(\omega_s\tau)\right) \\ l_c &= \left(1 - e^{-s\tau}\frac{b(Y_s)}{\tau_c}\cos(\omega_s\tau)\right) \\ \lambda_R &= \frac{1}{2\tau_e}(1 + g_d Y_s) \\ \omega_R^2 &= \frac{1}{\tau_e\tau_c}g_d^2 Y_s\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right) \end{aligned}$$

Une analyse rigoureuse de la stabilité d'un mode donné passe donc par la résolution de l'équation $D(s) = 0$. Mais cette équation possède une infinité de solutions du fait de la présence du terme en $e^{-s\tau}$. Cependant, si les solutions de l'équation $D(s) = 0$ vérifient la condition $|s\tau| \ll 1$, alors le déterminant du système se réduit à un polynôme de degré trois :

$$D(s) = s\left\{As^2 + s(2\lambda_R A - 2D) + C - 4\lambda_R D\right\} \tag{5.17}$$

Avec les expressions suivantes pour les coefficients A, D et C :

$$\begin{aligned} A &= 1 + \left(\frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}\right)^2 + \frac{2\tau}{\tau_c}b(Y_s)\cos(\omega_s\tau) \\ D &= \frac{Y_s}{\tau_c}\left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left(b(Y_s)\frac{\tau}{\tau_c} + \cos(\omega_s\tau)\right) \\ C &= \omega_r^2\left(1 + \frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}\left[\cos(\omega_s\tau) - \alpha_H\sin(\omega_s\tau)\right]\right) \end{aligned}$$

Nous trouvons alors que les modes stables sont ceux qui vérifient la condition suivante :

$$1 + \frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}\sqrt{1+\alpha_H^2}\cos(\omega_s\tau + \arctan\alpha_H) > \frac{8\lambda_r}{\tau_c\omega_r^2}\left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left(b(Y_s)\frac{\tau}{\tau_c} + \cos(\omega_s\tau)\right) \tag{5.18}$$

Une approche plus rigoureuse a montré que les coefficients de Lyapunov donnés par cette méthode sont seulement des solutions approchées de l'amortissement et de la fréquence de l'oscillation générés par la relaxation sur la solution stationnaire [188]. De plus, si nous considérons le cas d'une contre-réaction classique, la condition 5.18 correspond à celle établie par LENSTRA [189] en 1984. La figure 5.4 donne la répartition des modes stables et instables dans le plan $((\omega_s - \omega_0)\tau, \Delta n_s)$ pour différentes valeurs de la puissance seuil du miroir non linéaire. Nous remarquons que lorsque les solutions stationnaires ne

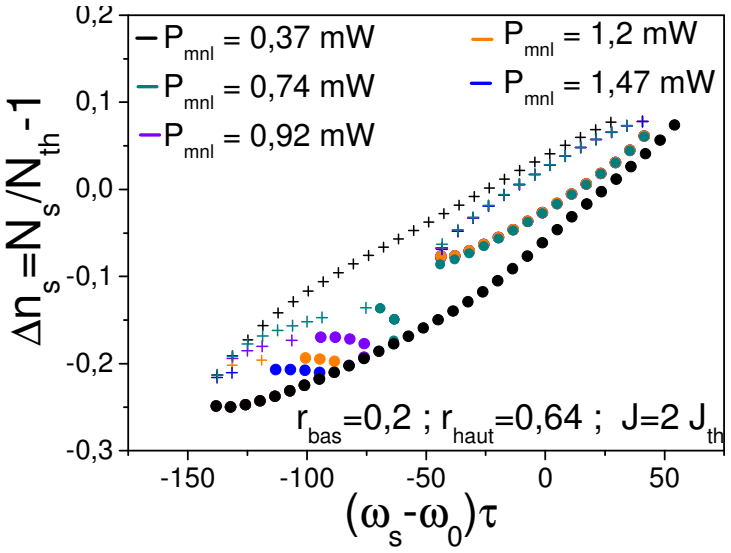


FIG. 5.4 – Répartition des modes stables et instables dans le plan $((\omega_s - \omega_0)\tau, \Delta n_s)$ pour différentes valeurs de la puissance seuil du miroir non linéaire.
Miroir non linéaire caractérisé par : $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,64$; $J = 2\ J_{th}$.
Les modes stables sont représentés par des cercles alors que les modes instables correspondent aux croix.

sont réparties que sur une seule courbe dont l'allure est proche de celle d'une ellipse, nous retrouvons la répartition classique, à savoir : les modes sont sur la partie inférieure de l'ellipse alors que les anti-modes se trouvent sur la partie supérieure de cette ellipse. Si les solutions stationnaires sont scindées en deux familles, nous observons que les modes situés sous le grand axe de l'ellipse de droite[8] (sur la figure 5.4) sont stables alors que les solutions au-dessus de ce grand axe sont instables.

[8]Cette ellipse correspond à l'ellipse sur laquelle reposent les modes d'une cavité externe formée par un miroir classique de réflectivité $r_3 = r_{bas}$.

5.3 Analyse de la dynamique

Afin d'évaluer les avantages et les inconvénients de l'utilisation d'une contre-réaction optique par un miroir non linéaire, pour la réalisation de sources impulsionnelles, nous nous sommes intéressés à la dynamique d'un laser à semi-conducteurs soumis à une telle contre-réaction. Cette étude a été menée en intégrant les équations d'évolution 5.2 via la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas variable. Le pas d'intégration est égal à 1 ps, durée sur laquelle le champ retardé peut être considéré comme constant. Pour tenir compte de ce dernier, l'intensité et la phase du champ ont été stockées à chaque itération, sous la forme de vecteurs, de façon à être réintroduit à l'instant τ plus tard. Une durée d'au moins 1 ms a été négligée, avant de prendre en compte les résultats, afin de s'assurer que le régime transitoire était dépassé. Enfin, nous avons négligé les termes de bruit pour séparer les effets déterministes des effets stochastiques.

Afin que cette étude soit la plus générale possible, nous avons considéré que les réflectivités du miroir non linéaire sont comprises dans le plage $0 - 100\%$ sans aucune restriction. Nous présentons ici les principaux régimes dynamiques que nous avons recensés lorsque nous balayons toute la gamme des réflectivités. Nous montrerons ainsi que les miroirs caractérisés par de très faibles réflectivités favorisent principalement la génération de chaos. Alors que lorsque ces réflectivités augmentent, la nature de la dynamique du laser ainsi contre-réactionné dépend du courant d'injection. Nous verrons qu'un régime par émission régulière de paquets d'impulsions (*Regular Pulse Packages* en anglais ou plus connu sous le sigle RPP) est observable lorsque le miroir est caractérisé par un temps de réponse non instantané. Puis nous terminerons cette analyse en nous attachant à la description du blocage de modes passif harmonique obtenu lorsque nous ajoutons un anti-reflet sur la face de couplage du miroir non linéaire. De plus, nous comparerons la dynamique du laser contre-réactionné par un miroir non linéaire avec celle observée avec un même laser mais soumis à une contre-réaction classique de force effective équivalente.

5.3.1 Génération de chaos

Comme nous allons le voir au cours de ce paragraphe, la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire caractérisé par de faibles réflectivités diffère peu de celle d'un laser contre-réactionné par un miroir peu réfléchissant. C'est pourquoi, nous avons choisi d'utiliser des diagrammes de bifurcation pour présenter cette étude. Ces diagrammes tracent l'évolution des maxima de la puissance émise par le laser en fonction du taux de contre-réaction. Ils permettent en un coup d'œil de remarquer les différents régimes rencontrés, et donc une comparaison rapide de la dynamique induite par les deux types de contre-réaction. Pour les tracer, nous balayons les valeurs du paramètre étudié (valeur de r_3, r_{bas}...) avec un pas donné et pour chaque pas, nous intégrons le système d'équations d'évolution sur une durée de 10 ns puis nous recherchons les maxima contenus dans cette trace temporelle. Une série de diagrammes de bifurcation est présentée sur

la figure 5.5. Ils ont été tracés pour des contre-réactions classique et non linéaire pour trois longueurs de cavité externe différentes : L=6, 9, 12 cm.

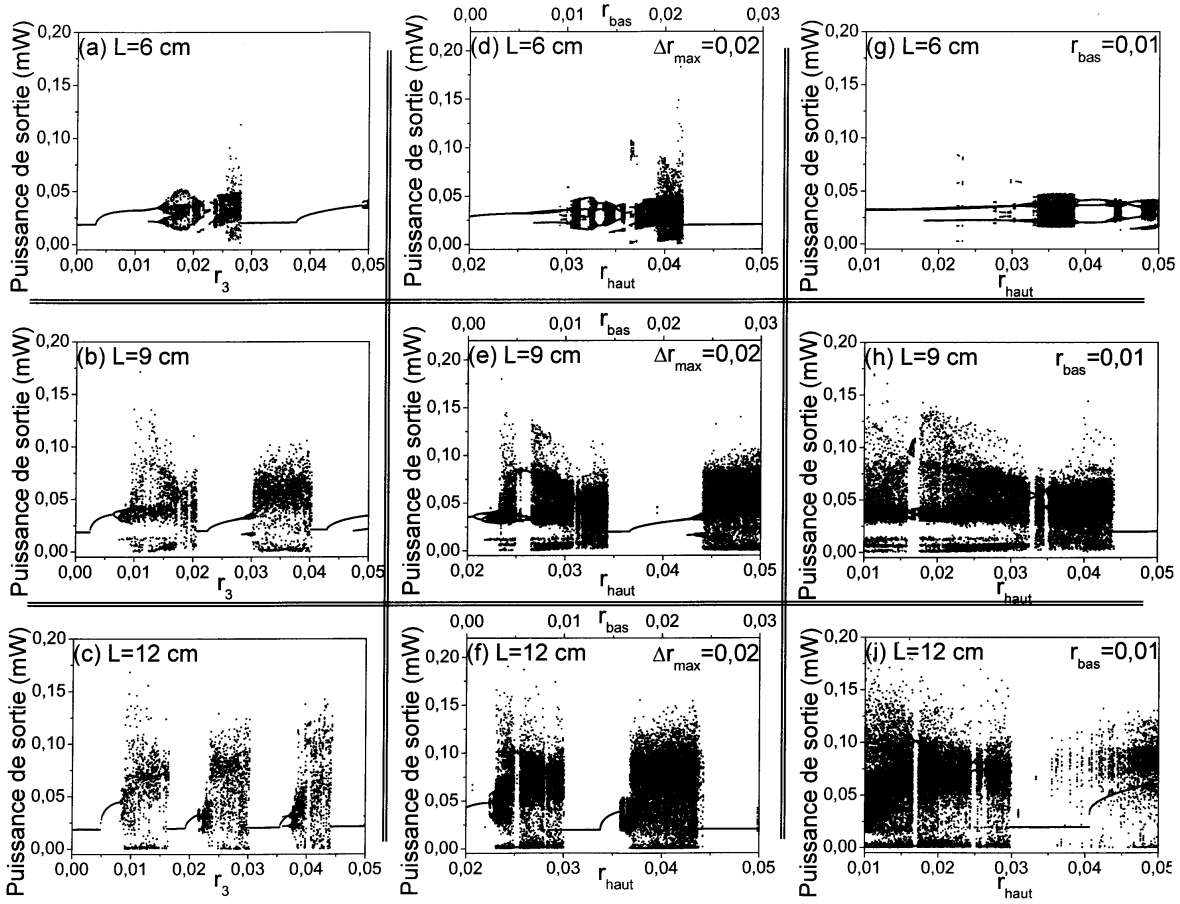


FIG. 5.5 – Diagrammes de bifurcation donnant les maxima de la puissance de sortie du laser en fonction du taux de contre-réaction.
Ces diagrammes sont tracés pour une contre-réaction classique (colonne de gauche) et une contre-réaction non linéaire (colonne de droite). Le courant de polarisation du laser est fixé à $J = 1,2\ J_{th}$ et la longueur de la cavité externe vaut : (a,d,g) $L = 6$ cm, (b,e,h) $L = 9$ cm, (c,f,j) $L = 12$ cm.

Pour la contre-réaction par un miroir conventionnel, le taux de contre-réaction varie à l'aide de la valeur de la réflectivité r_3 du miroir et le courant de polarisation du laser est fixé à $J = 1,2\ J_{th}$ (J_{th} étant la densité de courant pour laquelle le seuil laser est atteint pour le laser seul). Lorsque la réflectivité en amplitude évolue de 0 à 0,05, nous observons les résultats classiques. Dans un premier temps nous remarquons, comme l'avait établi MASOLLER en 1996 [190], que la dynamique du laser contre-réactionné dépend fortement de la taille de la cavité externe. Par exemple, pour une longueur de cavité externe de 9 cm, l'oscillation laser passe par un doublement de période avant de tendre vers un comportement chaotique. Ce chemin classique menant au chaos n'est pas observable pour les deux autres longueurs de cavité externe considérées. Ainsi, pour L=9 cm et de faibles taux de contre-réaction, le laser a un fonctionnement stable (voir figure 5.6).

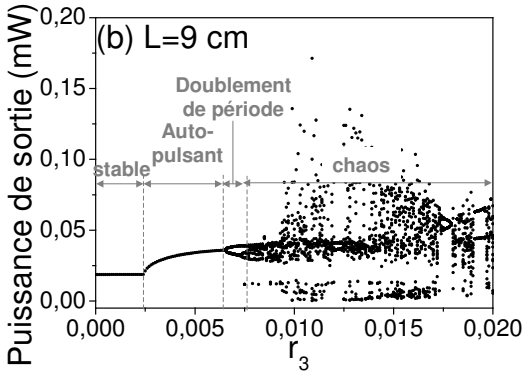


FIG. 5.6 – Description des différents régimes de fonctionnement du laser contre-réactionné par un miroir classique placé à une distance L=9 cm.

Puis au fur et à mesure que ce taux de contre-réaction augmente, le laser entre dans un régime auto-pulsant via une bifurcation de Hopf (pour $r_3 = 0,0025$). Puis à $r_3 = 0,006$, la période des oscillations double et un deuxième doublement de période est visible juste avant que la dynamique du laser devienne chaotique (pour $r_3 = 0,0075$). Nous constatons également que plus la cavité externe est courte, plus large est la gamme de valeurs de r_3 pour lesquelles les différents modes sont stables.

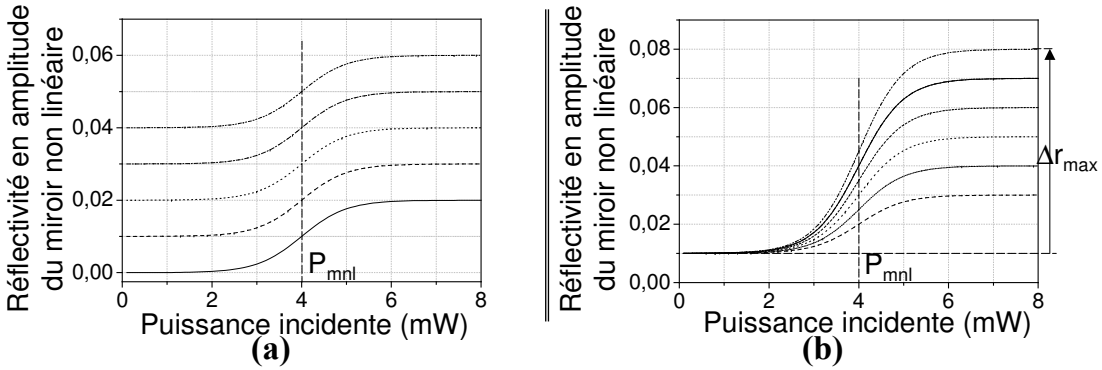


FIG. 5.7 – Variation du taux de contre-réaction non linéaire.
(a) r_{bas} et r_{haut} augmentent tout en maintenant un Δr_{max} constant ,
(b) Variation de Δr_{max}.

Au cours de ce chapitre nous avons vu qu'un miroir non linéaire est principalement décrit par deux réflectivités qui correspondent respectivement à son état bas et à son état haut. Le taux de contre-réaction non linéaire peut donc varier via différents paramètres tels que r_{bas}, r_{haut} ou la différence entre ces deux réflectivités, le contraste en quelque sorte, noté Δr_{max}. Pour la comparaison qui nous intéresse, nous allons considérer l'influence :

– d'un offset sur la réflectivité globale du miroir. Pour cela, nous varions r_{bas} et r_{haut} tout en maintenant un Δr_{max} constant (voir figure 5.7(a)) ;

– de Δr_{max}, pour cela, r_{bas} est fixée alors que r_{haut} augmente (voir figure 5.7(b)).

Les diagrammes de bifurcation concernant ce type de contre-réaction sont présentés sur la figure 5.5(d)-(i). Pour les diagrammes (d), (e) et (f), les paramètres fixes sont $\Delta r_{max} = 0,02$ et $P_{mnl} = 0,1\ mW$, r_{bas} varie de 0 à 0,03 alors que r_{haut} évolue de 0,02 à 0,05. Puis les diagrammes (h), (i) et (j) sont obtenus en maintenant $r_{bas} = 0,01$ et en variant r_{haut} ; ils présentent donc l'influence de Δr_{max} sur la dynamique de notre système. Lorsque le contraste Δr_{max} est fixe, nous observons des diagrammes de bifurcation analogues à ceux obtenus avec une contre-réaction classique. Cette ressemblance est également visible lorsque le taux de contre-réaction non linéaire varie via Δr_{max} mais uniquement pour des longueurs de cavité externe supérieures ou égales à 12 cm, même si dans ce cas, la puissance de sortie du laser est beaucoup plus instable. De façon générale, nous remarquons que la dynamique du laser est beaucoup plus sensible à Δr_{max} qu'à un offset sur la réflectivité globale du miroir. Lorsque la longueur de la cavité externe diminue, la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire diffère de celle observée avec une contre-réaction classique.

Finalement, cette comparaison nous montre qu'un miroir non linéaire possédant un faible contraste peut être utilisé pour générer facilement du chaos sur une large gamme de paramètres, à la condition que la longueur de la cavité externe soit suffisamment longue ($L \sim 9\ cm$).

5.3.2 Influence d'une modulation du courant d'injection

Les diagrammes de bifurcation précédents ont mis en évidence que pour des longueurs de cavité externe supérieures ou égales à 9 cm, la dynamique du laser contre-réactionné par un miroir non linéaire est principalement chaotique. Dans ce paragraphe, nous allons évaluer l'influence d'une modulation haute fréquence du courant d'injection sur la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire. Cette étude a été menée dans le cadre d'une contre-réaction par un miroir classique par KIKUCHI et al. [191]. Nous avons donc introduit l'équation suivante pour l'expression de la densité de courant d'injection :

$$J = j_b[1 + msin(2\pi\nu t)] \tag{5.19}$$

j_b correspond à la densité de courant de polarisation normalisée,
m à la profondeur de modulation,
et ν à la fréquence de modulation.

Les résultats sont présentés sur la figure 5.8 sous la forme de diagrammes de bifurcation donnant les maxima de la puissance de sortie du laser en fonction de la profondeur et de la fréquence de modulation, à la fois pour une contre-réaction classique et une contre-réaction non linéaire. Ces diagrammes ont été tracés en fixant le courant de polarisation

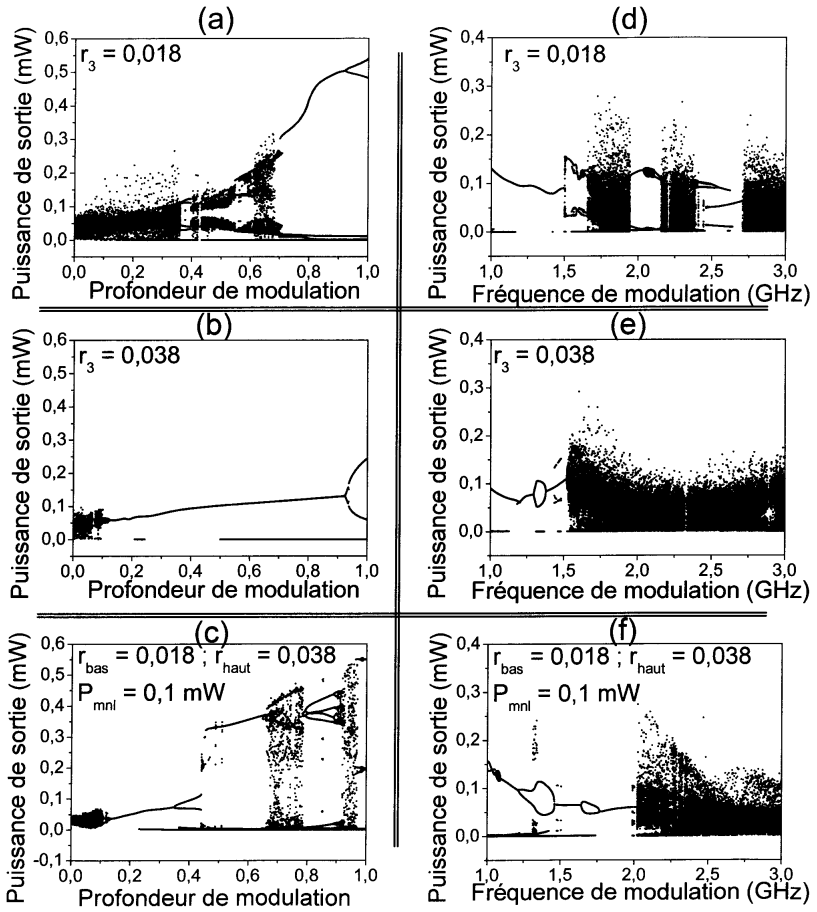


FIG. 5.8 – Diagrammes de bifurcation donnant les maxima de la puissance de sortie en fonction de la profondeur (à gauche) et de la fréquence de modulation (à droite).

Ces diagrammes sont tracés pour une contre-réaction classique et une contre-réaction non linéaire. Le courant de polarisation du laser est fixé à $j_b = 1,2\ J_{th}$ et la longueur de la cavité externe vaut $L = 6$ cm.

à 1,2 fois le courant de seuil ($j_b = 1,2\ J_{th}$) et nous nous sommes placés dans le cas d'une cavité externe longue de 6 cm.

Pour les diagrammes contenus dans la colonne de gauche de la figure 5.8, la fréquence de modulation est fixée à $\nu = 1,3\ GHz$ et nous faisons varier la profondeur de modulation de 0 à 1. Tout d'abord, nous avons considéré le cas d'une contre-réaction classique dont le miroir possède une réflectivité qui correspond à celle de l'état bas du miroir non linéaire (i.e. $r_3 = r_{bas}$, voir figure 5.8(a)). A l'état statique, le laser se trouve dans un fonctionnement chaotique (figure 5.5(a)) et l'ajout d'une modulation haute fréquence ne stabilise le laser que pour des profondeurs de modulation supérieures à 0,7 (soit 70 %). Le laser entre alors dans un régime impulsionnel. Puis pour $m > 0,9$, la période des oscillations double. D'autre part, si la réflectivité du miroir classique est prise telle que $r_3 = r_{haut}$, nous remarquons alors que le laser se trouve dans un régime oscillant à l'état statique (voir figure 5.5(a)). L'ajout d'une modulation haute fréquence permet donc d'obtenir un régime impulsionnel pour des profondeurs de modulation suffisantes ($m \geq 0.5$). Un double-

ment de la période des impulsions apparaît également pour $m = 0,9$ (voir figure 5.8(b))). Maintenant, considérons une contre-réaction par un miroir non linéaire caractérisé par $r_{bas} = 0,018$, $r_{haut} = 0,028$ et $P_{mnl} = 0,1\ mW$ (voir figure 5.8(c)), en régime statique, la puissance de sortie du laser est alors chaotique. Nous pourrions donc nous attendre à obtenir un diagramme de bifurcation analogue à celui observé pour une contre-réaction classique telle que $r_3 = r_{haut}$, or il n'en est rien. En effet, l'ajout d'une modulation haute fréquence permet d'atteindre une plus grande variété de régimes comparée au cas d'une contre-réaction classique. Pour des profondeurs de modulation comprises entre 0 et 0,25, le diagramme de bifurcation obtenu avec un miroir non linéaire correspond à celui obtenu avec un miroir classique de réflectivité $r_3 = r_{haut}$. Ainsi, le laser a tout d'abord un fonctionnement chaotique puis pour des profondeurs de modulation comprises entre 0,14 et 0,21, la puissance de sortie du laser se compose d'oscillations dont le taux de répétition correspond à la fréquence de modulation du courant d'injection (voir figure 5.9(a)). Puis pour $0,22 \leq m \leq 0,63$, le laser contre-réactionné par un miroir non linéaire possède un fonctionnement impulsionnel. Le taux de répétition des impulsions est tout d'abord égal à la fréquence de modulation du courant d'injection (figure 5.9(b)) puis elle est divisée par deux : nous observons un doublement de période via une bifurcation de Hopf pour $m \simeq 0,38$ (figure 5.9(c)). Pour un miroir classique, nous avons montré que ce comportement impulsionnel est atteint pour des profondeurs de modulation supérieures à 0,7 si nous considérons un point de fonctionnement chaotique en statique (i.e. $r_3 = r_{haut}$). Pour un point de fonctionnement stable (i.e. $r_3 = r_{bas}$), ce régime impulsionnel est atteint pour $0,21 \leq m \leq 0,25$ puis $m \geq 0,5$. Ces observations montrent qu'une faible contre-réaction par un miroir non linéaire permet d'obtenir plus facilement un comportement impulsionnel par rapport à une contre-réaction classique. Nous pouvons donc dire que la stabilisation du chaos via une modulation haute fréquence du courant d'injection est plus efficace avec une faible contre-réaction non linéaire. Par contre, pour des profondeurs de modulation comprises entre 0,63 à 0,8 puis entre 0,9 et 1, le laser contre-réactionné par un miroir non linéaire se trouve dans un régime chaotique. Pour $0,8 \leq m \leq 0,9$, le diagramme de bifurcation obtenu pour une contre-réaction classique présente une structure plus compliquée que celle à laquelle nous sommes habitués. Si nous traçons l'allure temporelle du laser pour un tel point de fonctionnement, nous remarquons qu'elle se compose d'impulsions très régulières séparées de $\frac{\nu}{2}$ mais l'intensité de ces impulsions est modulée par une enveloppe basse fréquence d'environ 161 MHz (figure 5.9(d)).

Lorsque la profondeur de modulation est fixée à $m = 0,4$ et que la fréquence de modulation varie de 1 à 3 GHz (diagrammes contenus sur la colonne de droite sur la figure 5.8), la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire est plus stable que celle observée pour une contre-réaction classique telle que $r_3 = r_{bas}$ ou $r_3 = r_{haut}$. Mais de façon générale, la dynamique du laser est beaucoup plus sensible à la fréquence de modulation qu'à la profondeur de modulation.

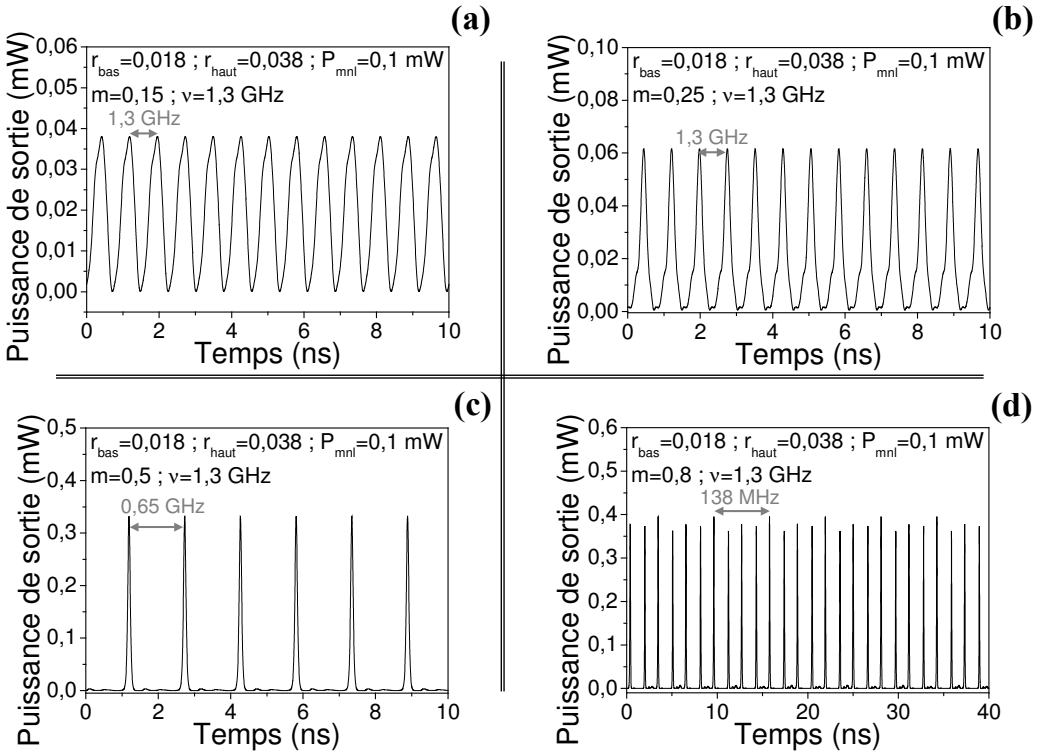


FIG. 5.9 – Trace temporelle de la puissance de sortie du laser lorsque le courant d'injection est modulé.

(a) Contre-réaction classique,
(b) contre-réaction non linéaire.

En conclusion, l'utilisation d'une très faible contre-réaction non linéaire plutôt qu'une très faible contre-réaction classique peut présenter un avantage si nous voulons générer du chaos. En effet, nous avons pu voir qu'une rétroaction non linéaire permet d'atteindre un régime chaotique pour une plus large gamme de paramètres. De plus, la stabilisation de ce régime chaotique est plus aisée avec une contre-réaction non linéaire. Nous avons montré que l'ajout d'une modulation haute fréquence au courant d'injection permet d'obtenir un régime impulsionnel pour des profondeurs de modulation inférieures à celles nécessaires pour une rétroaction classique. Et ce que nous partions d'un point de fonctionnement chaotique ou stable pour le laser contre-réactionné par un miroir classique. Enfin, à profondeurs de modulation équivalentes, les impulsions obtenues avec un miroir non linéaire sont plus puissantes que celles obtenues avec un miroir classique mais elles ont un taux de répétition divisé par deux. Suivant ces tendances schématiques, la dynamique d'un laser soumis à une faible contre-réaction non linéaire diffère donc peu de celle d'un laser soumis à une contre-réaction classique. Nous allons désormais nous intéresser à des taux de contre-réaction non linéaires plus importants.

5.3.3 Structure modale en fonction du courant et blocage de modes

Les réflectivités, que nous allons utiliser dans ce paragraphe, sont plus proches des valeurs disponibles à l'heure actuelle pour les miroirs non linéaires [164]. Mais avant de nous intéresser au comportement dynamique du laser soumis à une telle contre-réaction et afin de mieux comprendre les phénomènes observés, nous allons présenter une autre conséquence notable de la non linéarité du miroir externe : la structure modale dépend du courant d'injection.

5.3.3.1 Structure modale en fonction du courant d'injection

Cette propriété importante n'avait, à notre connaissance, encore jamais été mise en évidence que ce soit pour les absorbants saturables ou les réflecteurs non linéaires. La figure 5.10 montre l'évolution de la structure modale de la cavité étendue lorsque la densité du courant d'injection varie de J_{th}, la valeur au seuil pour la cavité seule, à $10J_{th}$. Nous

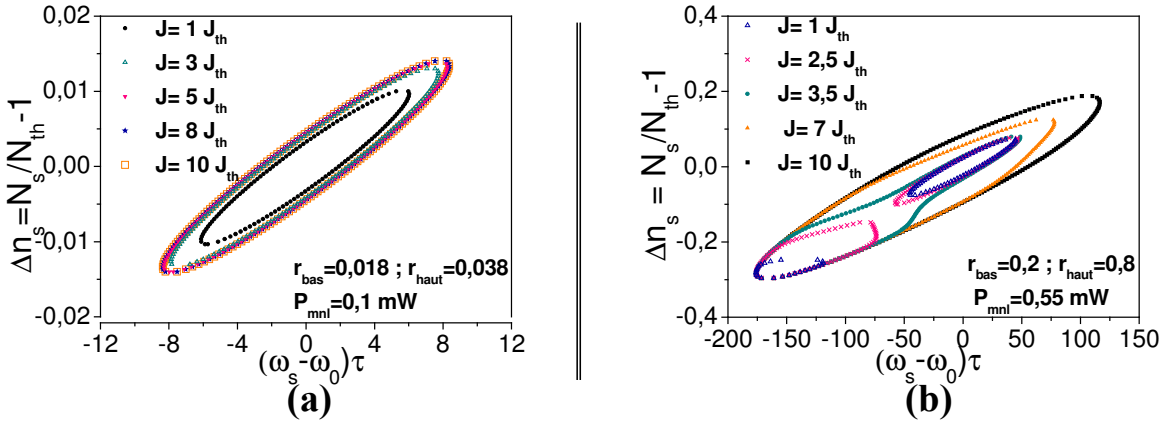


FIG. 5.10 – Evolution de la structure modale de la cavité étendue lorsque le courant de polarisation du laser varie de sa valeur au seuil à $10J_{th}$ pour :
(a) une faible contre-réaction $r_{haut} = 0,038$, $r_{bas} = 0,018$ *et* $P_{mnl} = 0,1\,mW$
(b) une contre-réaction modérée $r_{haut} = 0,8$, $r_{bas} = 0,2$ *et* $P_{mnl} = 0,55\,mW$.

constatons alors que plus la densité du courant d'injection augmente, plus nous tendons vers une répartition des solutions stationnaires sur une ellipse. En effet, comme le montre la figure 5.11, lorsque nous nous plaçons à $J = 10\ J_{th}$, la structure modale d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire tend vers celle d'un même laser contre-réactionné par un miroir classique tel que $r_3 = r_{haut}$. Mais les deux structures ne correspondent jamais à la structure modale d'un laser contre-réactionné par un miroir linéaire.

La figure 5.12 nous indique l'évolution des solutions stationnaires en fonction du courant d'injection du laser. Nous constatons alors que la fréquence des solutions stationnaires varie peu avec le courant (d) et il semblerait qu'elles apparaissent via une bifurcation de Hopf. Par contre, pour de faibles courants d'injection, nous remarquons que les gains des différents modes se croisent (b). Enfin, la figure 5.12 laisse apparaître que les modes ayant

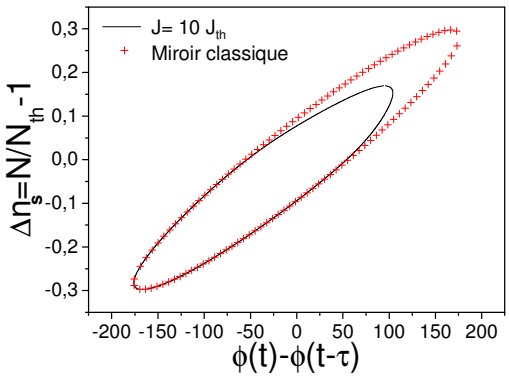


FIG. 5.11 – Comparaison de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un miroir classique tel que $r_3 = r_{haut}$ et par un miroir non linéaire.
Nous avons considéré une contre-réaction modérée telle que $r_{haut} = 0,8$, $r_{bas} = 0,2$ et $P_{mnl} = 0,55\,mW$.

les plus basses fréquences deviennent instables lorsque le courant augmente.

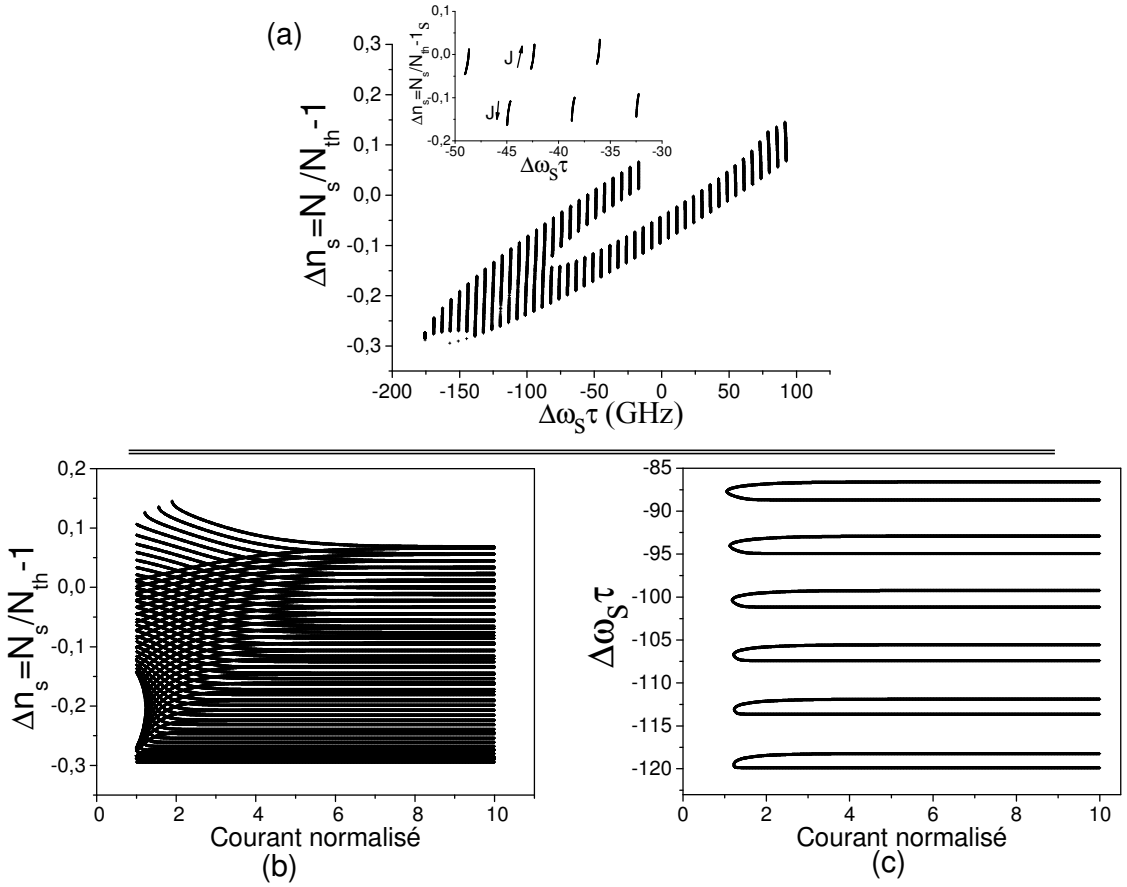


FIG. 5.12 – Evolution des solutions stationnaires en fonction du courant d'injection normalisé.
Nous avons considéré une contre-réaction modérée telle que $r_{haut} = 0,8$, $r_{bas} = 0,2$ et $P_{mnl} = 0,55\,mW$. Le courant varie entre J_{th} et 10 J_{th}.

Cette dépendance de la structure modale en fonction du courant de polarisation n'avait, à notre connaissance, encore jamais été mise en évidence. Notons que ce résultat est plus général car la réponse simulée pour un miroir de réponse non linéaire est approximativement celle d'un absorbant saturable. Nous voyons donc que l'emploi de la commutation de gain dans de tels systèmes module profondément la répartition spectrale de la cavité couplée. L'image statique (mise en phase de modes) reste donc limitée même si elle reste une introduction permettant de bien cerner ce qu'est le blocage de modes. Cette variation spectrale en fonction du courant pourrait expliquer la difficulté d'obtenir des trains d'impulsions réguliers. Elle ne présume pas toutefois de l'existence d'une solution dynamique (cycle limite) et peut être une information nécessaire à la bonne réalisation de telles cavités couplées à l'avenir.

5.3.3.2 Obtention d'un régime de blocage de modes

L'analyse que nous allons présenter considère un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire caractérisé par $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55\ mW$. La densité de courant d'injection du laser varie entre J_{th} et $4,5J_{th}$ (avec J_{th} la densité de courant nécessaire pour atteindre le seuil, dans le cas d'un laser seul). La longueur de la cavité externe est fixée à $L = 6\ cm$. Pour analyser le comportement dynamique d'un laser à semi-conducteurs soumis à une telle contre-réaction, nous traçons l'allure temporelle du laser ainsi que les portraits de phase, c'est-à-dire l'évolution de la phase du champ en fonction de la densité de porteurs. Afin de déterminer quels sont les modes impliqués dans le fonctionnement du laser, nous superposons les courbes des portraits de phase et et de la répartition des solutions stationnaires. Les graphes qui en résultent sont présentés sur les figures 5.13(a), (b) et (c). Cette représentation peut paraître inadaptée dans la mesure où l'évolution temporelle de l'intensité ou encore celle de la phase sont obtenues par intégration numérique des équations de Lang et Kobayashi. Dans ce modèle, la notion de modes est sous-jacente, c'est pourquoi, nous allons rappeler quelques propriétés de la phase d'un champ circulant dans une cavité laser. Au cours du premier chapitre de cette thèse, nous avons expliqué le principe du blocage de modes an considérant le champ du laser comme une somme de modes longitudinaux :

$$E(t) = \Re\left[\sum_{k=0}^{N-1} E_0 e^{J(\omega_k t+\varphi)}\right] \tag{5.20}$$

où N est le nombre de modes oscillants,
ϕ_k les phases non corrélées de chacun des modes longitudinaux,
et ω_k la fréquence de chacun des modes longitudinaux.
Pour simplifier l'explication, nous supposons que tous les modes oscillants ont la même amplitude E_0.

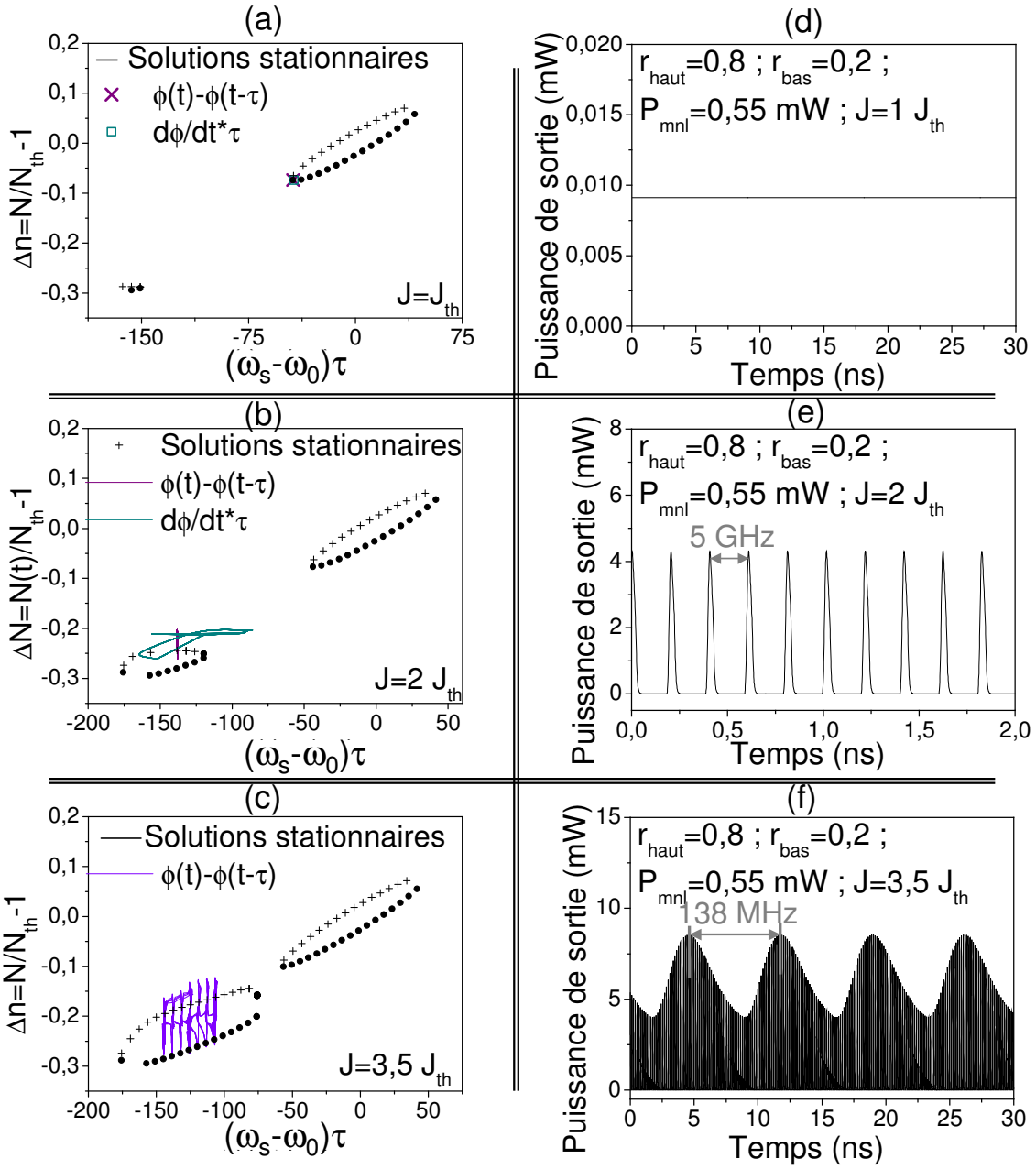


FIG. 5.13 – Différents régimes de fonctionnement d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire tel que $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55\ mW$. La longueur de la cavité externe est fixée à $L = 6\ cm$.

(a-c) Evolution de la phase en fonction de la densité de porteurs pour différentes densités de courant d'injection,

(d-f) Evolution temporelle de la puissance de sortie du laser pour différentes densités de courant d'injection. Les modes de la cavité externe sont représentés par des ronds et les anti-modes par des croix.

Ainsi, lorsque seuls deux modes oscillent dans la cavité, la phase θ du champ a pour expression :

$$\tan(\theta) = \frac{\sin(\omega_1 t + \phi_1) + \sin(\omega_2 t + \phi_2)}{\cos(\omega_1 t + \phi_1) + \cos(\omega_2 t + \phi_2)} \tag{5.21}$$

Soit[9]

$$\tan(\theta) = \tan\left(\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)\, t + \phi_1\phi_2\right) \tag{5.22}$$

Et

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) \tag{5.23}$$

La fréquence instantanée du champ circulant dans la cavité laser correspond à la valeur moyenne des fréquences des deux modes oscillants. De la même façon, si trois modes oscillent dans la cavité, la fréquence du champ résultant est environ égale à un tiers de la somme des fréquences des trois modes longitudinaux. C'est pourquoi, la fréquence instantanée d'une superposition d'ondes planes est approximativement la moyenne des fréquences mises en jeu. Elle se trouve donc sur une droite verticale dans le diagramme gain-fréquence si la densité de porteurs varie et sur un point si la densité de porteurs est constante.

La figure 5.13 montre que lorsque J augmente, le laser passe d'un régime continu à un régime de blocage de modes passif puis à un régime impulsionnel pour finalement fonctionner avec un régime chaotique.

Ainsi, si nous nous plaçons sur le point de fonctionnement $J = J_{th}$, nous remarquons que les solutions stationnaires de la cavité sont séparées en deux familles. Comme nous l'avons vu au paragraphe §5.2.1, les solutions stationnaires situées sur la partie supérieure de l'ellipse correspondent aux solutions stationnaires d'un laser contre-réactionné par un miroir classique de réflectivité $r_3 = r_{bas}$. Or le laser fonctionne sur le mode ayant le maximum de gain situé sur l'ellipse supérieure (voir la figure 5.13(a)). Il se comporte donc comme s'il était uniquement soumis à une contre-réaction simple de réflectivité $r_3 = r_{bas}$. Ceci est dû au fait que la puissance circulant dans la cavité est inférieure à la puissance seuil d'excitation de la non linéarité.

Pour $J = 2J_{th}$, l'évolution temporelle de l'intensité optique est composée d'impulsions caractérisées par un taux de répétition de 5 GHz, soit deux fois l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité externe ($L = 6\ cm$). De plus, le portrait de phase de la figure 5.13(b) indique que la différence de phase retardée $\phi(t) - \phi(t-\tau)$ est constante : les différents modes oscillants dans la cavité sont tous en phase. Nous nous trouvons donc en présence d'un blocage de modes passif harmonique [10]. Enfin, la phase instantanée $\frac{d\phi}{dt}$ décrit un chemin situé juste au-dessus des anti-modes se trouvant sur la partie inférieure

[9] Nous utilisons les relations trigonométriques suivantes :

$$\begin{aligned} \sin a + \sin b &= 2\sin\left(\frac{a+b}{2}\right)\cos\left(\frac{a-b}{2}\right) \\ \cos a + \cos b &= 2\cos\left(\frac{a+b}{2}\right)\cos\left(\frac{a-b}{2}\right). \end{aligned}$$

[10] Nous entendons par harmonique un blocage de modes dont le taux de répétition correspond à un multiple du temps d'un aller-retour dans la cavité externe.

de l'ellipse. Dans ce régime, ce sont donc les modes possédant un gain important qui oscillent.

Pour une densité de courant d'injection J comprise entre $1,5J_{th}$ et $3,5J_{th}$, le régime impulsionnel est caractérisé par des impulsions séparées d'un multiple de la fréquence d'un aller-retour dans la cavité externe. Ainsi, pour $J = 1,5J_{th}$, le taux de répétition des impulsions vaut 2,5 GHz, puis pour $2J_{th} \leq J \leq 2,5J_{th}$, la fréquence des impulsions passe à 5 GHz alors que pour $3J_{th} \leq J \leq 4J_{th}$ ce taux devient égal à 7,5 GHz (voir figure 5.14(b)). Ce régime impulsionnel ne correspond pas à un régime de blocage de modes puisque la différence de phase retardée $\phi(t) - \phi(t-\tau)$ n'est pas constante : elle passe, à chaque aller-retour, d'une solution stationnaire à une autre (comme le montre la figure 5.13(c)). De plus, l'intensité de ces impulsions est modulée par une enveloppe basse fréquence autour de 130-140 MHz, et ce quelle que soit la valeur de la densité de courant d'injection considérée. Nous pouvons nous demander si ce régime n'a pas un lien avec le régime de bruit basse fréquence[11] dans la mesure où les temps caractéristiques de ce dernier sont identiques à la fréquence de cette surmodulation. Il serait donc intéressant de réaliser une étude plus approfondie de ce régime pour vérifier ce point. D'autre part, la figure 5.14 donne les variations de la phase instantanée de ce train d'impulsions. Nous remarquons alors de fortes variations de cette phase sur une large gamme de fréquence (supérieure à 200 GHz), ce qui montre que les impulsions sont chirpées.

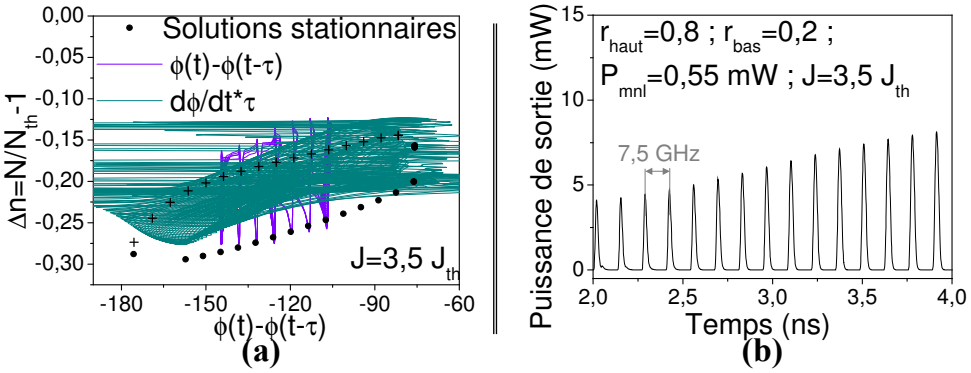


FIG. 5.14 – Caractérisation du train d'impulsions obtenus pour un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire ($r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55\ mW$) et fonctionnant à $J = 3,5J_{th}$.
(a) Evolution de la phase instantanée en fonction de la densité de porteurs,
(b) Evolution temporelle de la puissance de sortie du laser montrant que les impulsions sont séparées de 7,5 GHz.
Les modes de la cavité externe sont représentés par des ronds et les anti-modes par des croix.

Il apparaît alors que l'utilisation d'une rétroaction non linéaire modérée facilite l'obtention de régimes impulsionnels pour une gamme importante de densités de courant d'injection ($1,5J_{th} \leq J \leq 3,5J_{th}$). Toutefois, l'obtention d'impulsions régulières et sans variation d'intensité est plus délicate. En effet, la plupart des points de fonctionnement

[11] Ce régime de contre-réaction est connu dans le littérature sous le terme de Low Frequency Modulation (LFF). Nous l'avons décrit au cours du chapitre 2 de ce manuscrit.

laisse apparaître des impulsions séparées d'un multiple du temps d'un aller-retour dans la cavité externe mais dont l'intensité est modulée. Cette surmodulation peut s'expliquer par la variation de la structure modale en fonction du courant mais aussi par une compétition entre les deux cavités dans la mesure où aucun traitement anti-reflet n'a été considéré sur la face de couplage du laser. C'est pourquoi, le dernier paragraphe de ce chapitre sera consacré à l'analyse de l'influence d'un tel traitement sur la dynamique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire. Mais avant cela, nous allons montrer que la dynamique, que nous venons de présenter, ne dépend pas uniquement de la densité de courant d'injection mais aussi du temps de réponse du miroir non linéaire.

5.3.4 Emission régulière de paquets d'impulsions

Si nous considérons que le miroir non linéaire possède une réponse temporelle non négligeable, le régime impulsionnel décrit précédemment existe toujours mais ces caractéristiques sont modifiées. En effet, il se compose d'impulsions régulières mais elles sont espacées de 400 ps (2,5 GHz), soit du temps d'un aller-retour dans la cavité externe et non plus d'un multiple de ce dernier. L'intensité des impulsions est fortement modulée par une enveloppe basse fréquence qui constitue ainsi des trains d'impulsions (voir figure 5.15(a)). Ce régime est connu sous le terme anglais de "Regular Pulse Packages"(que nous dénommerons RPP dans la suite de ce document). Un tel régime a déjà été identifié pour un laser contre-réactionné par un miroir classique [192],[193] et dans le cas d'une rétroaction non linéaire, le RPP est caractérisé par deux grandeurs physiques, comme pour une contre-réaction classique [192]. Ces grandeurs sont :

- le taux de répétition des impulsions qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité externe,
- la fréquence de l'enveloppe du RPP.

La figure 5.15(b) montre que la fréquence de l'enveloppe du RPP dépend à la fois de la densité du courant d'injection et du temps de réponse de la non linéarité. Dans le cas d'une contre-réaction classique, Heil et al. ont établi une dépendance linéaire de cette fréquence (f_{RPP}) en fonction du courant de polarisation du laser. Pour une contre-réaction non linéaire, ce résultat est valable uniquement sur une courte gamme de densités de courant d'injection : $1,4 J_{th} \leq J \leq 2,2 J_{th}$. Ainsi, pour des densités de courant d'injection inférieures à $1,4\ J_{th}$, le laser se trouve dans un régime continu alors que pour les valeurs de J supérieures à $2,2\ J_{th}$, le laser est caractérisé par un régime chaotique.

La prise en compte d'une réponse temporelle du miroir non linéaire modifie la dynamique d'un laser soumis à une faible contre-réaction non linéaire. Bien qu'elle autorise toujours un régime impulsionnel, elle favorise l'apparition de régimes continu et chaotique pour un plus grande gamme de paramètres. Nous avons pu constater, pour le miroir non linéaire considéré (à savoir $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55mW$), qu'un régime de "regular pulse packages" est atteint pour un temps de réponse du miroir non linéaire infé-

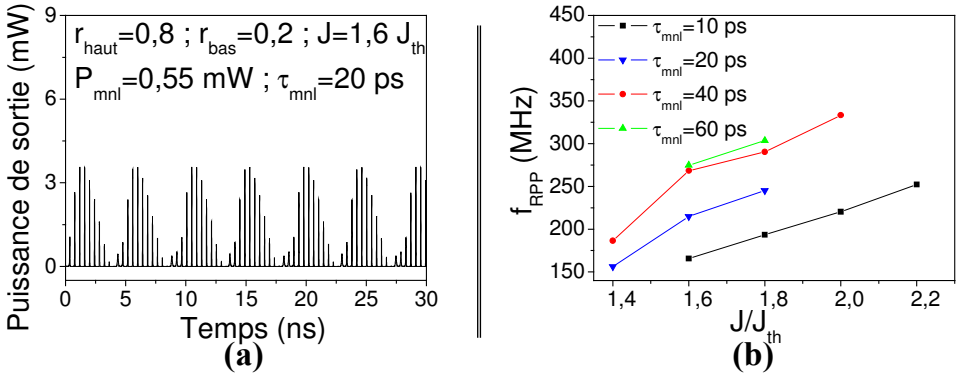


FIG. 5.15 – Caractérisation du régime dit de RPP pour le cas d'une contre-réaction non linéaire telle que $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$ et $P_{mnl} = 0,55mW$.
(a) Evolution temporelle de la puissance de sortie du laser pour une densité de courant d'injection de $1,6\ J_{th}$ *et un temps de réponse non linéaire de 20 ps.*
(b)Evolution de la fréquence de l'enveloppe de surmodulation en fonction de la densité de courant d'injection et du temps de réponse de la non linéarité.

rieur ou égal à 70 ps et une densité de courant d'injection comprise entre $1,4\ J_{th}$ et $2,2\ J_{th}$. La valeur de la réponse temporelle du miroir non linéaire est donc un paramètre essentiel pour l'obtention d'un régime impulsionnel puisque, comme nous pouvions le supposer, plus ce temps est grand, plus le régime impulsionnel est rare.

5.3.5 Blocage de modes harmonique

Un des principaux avantages de l'utilisation d'un miroir non linéaire par rapport à un miroir classique réside dans l'obtention d'un régime de blocage de modes passif et harmonique pour de forts taux de contre-réaction. En effet, lorsque nous ajoutons un traitement anti-reflet sur la face de couplage du laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir classique, ce dernier est caractérisé par un régime continu. Alors que dans le cas d'une contre-réaction par un miroir non linéaire, l'ajout d'un tel anti-reflet permet l'observation d'un régime impulsionnel que nous qualifions de blocage de modes passif et harmonique. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous attacher à la description de ce régime lorsque le miroir a une réponse temporelle instantanée puis nous évaluerons l'influence du temps de réponse sur les caractéristiques de ce régime.

5.3.5.1 Réponse instantanée du miroir non linéaire

La figure 5.16 présente l'évolution temporelle de la puissance émise par un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire, situé à 5 cm de la face de couplage du laser et caractérisé par :

- une réflectivité de l'état bas égale à $r_{bas} = 0,2$,
- une réflectivité de l'état haut égale à $r_{haut} = 0,8$,
- et un seuil d'excitation de la non linéarité égale à $P_{mnl} = 0,55\ mW$.

Le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil.

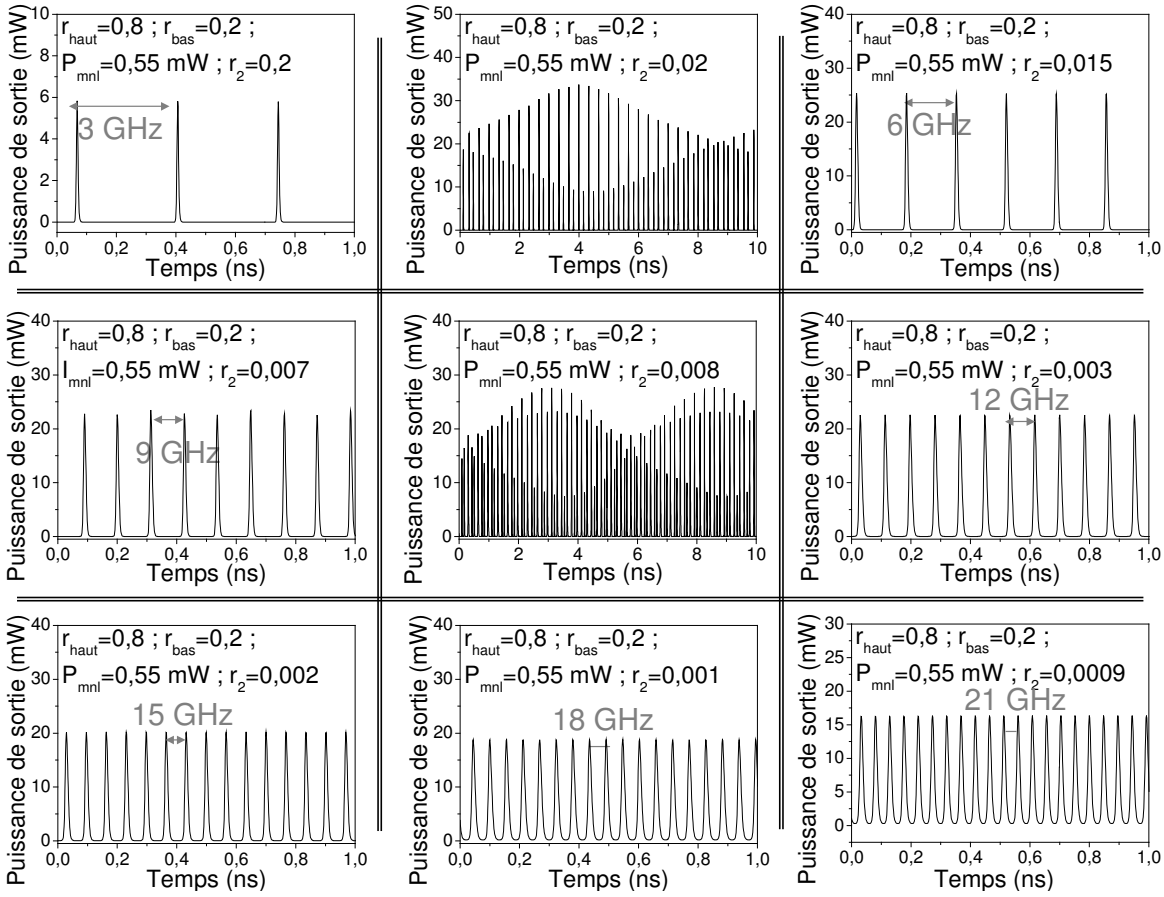


FIG. 5.16 – Evolutions temporelles d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire pour différentes valeurs de l'anti-reflet de la face de couplage du laser.
Courant de polarisation : $J = 2\ J_{th}$, longueur de cavité externe $L = 5$ cm et le miroir non linéaire est caractérisé par $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$, $P_{mnl} = 0,55\ mW$.

Nous remarquons alors que, pour des valeurs de r_2 inférieures ou égales à 0,2, la puissance émise par le laser est constituée d'impulsions dont le taux de répétition est fortement lié à la valeur de r_2. En effet, au fur et à mesure que la valeur de r_2 diminue, la fréquence des impulsions prend des valeurs qui correspondent à des multiples de la fréquence d'un aller retour dans la cavité externe. Pour une longueur de cavité externe de 5 cm et pour des valeurs de r_2 comprises entre 0,04 et 0,2, nous obtenons un taux de répétition des impulsions de 3 GHz, fréquence d'un aller retour dans la cavité externe. Puis, pour $0,01 < r_2 < 0,02$, la fréquence des impulsions passe à 6 GHz alors que, pour $0,006 \leq r_2 \leq 0,007$, cette fréquence vaut 9 GHz. Puis pour $0,009 \leq r_2 \leq 0,003$, la fréquence des impulsions évolue de 12 GHz à 21 GHz en passant par 15 GHz et 18 GHz. Enfin, si nous diminuons encore la réflectivité de la face de couplage, le laser atteint alors un fonctionnement stable. D'autre part, les courbes de la figure 5.16 nous montrent que certaines valeurs de l'anti-reflet correspondent à des régimes transitoires pour le laser.

Ainsi, pour $r_2 = 0,02$, deux trains, dont les impulsions sont séparées de 3 GHz, se superposent. Puis pour $r_2 = 0,015$, un régime impulsionnel propre prend place avec un taux de répétition de 6 GHz. Cette dernière remarque montre que nous devons être vigilants quant au choix du point de fonctionnement (valeur de l'anti-reflet, longueur de la cavité externe) afin d'obtenir un régime de blocage de modes passif plutôt q'un régime transitoire relativement instable.

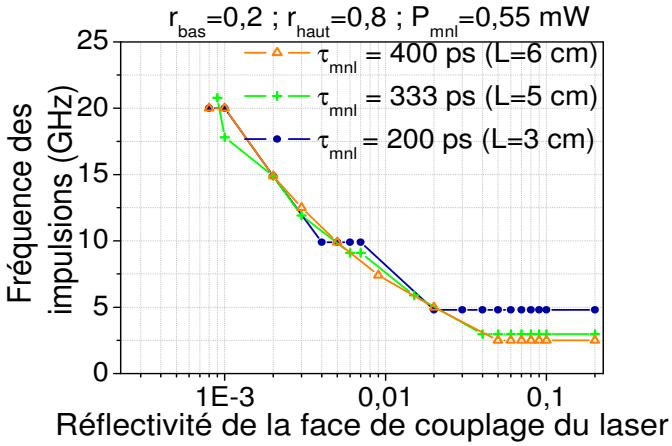


FIG. 5.17 – Evolution de la fréquence des impulsions en fonction de la valeur de l'anti-reflet de la face de couplage du laser.

Ce régime, que nous qualifions de blocage de modes passif harmonique, est atteint quelle que soit la longueur de la cavité externe comme l'indique la figure 5.17. De plus, la fréquence des impulsions évolue toujours sous la forme de multiples de la fréquence initiale qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité externe. Cette évolution se fait par palier comme nous pouvons le constater sur la courbe de la figure 5.17 et ce jusqu'à ce qu'elle atteigne un multiple proche de 20 GHz, pour le laser que nous avons considéré pour nos simulations (voir tableau 5.1).

L'ajout d'un traitement anti-reflet sur la face de couplage d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir non linéaire donne accès à un régime de blocage de modes harmonique permettant d'obtenir des impulsions caractérisées par des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de 10 ps pour un taux de répétition pouvant atteindre environ 20 GHz. Mais ces résultats ont été établis en considérant une réponse instantanée du miroir. Nous allons maintenant évaluer l'influence du temps de réponse du miroir sur ce régime.

5.3.5.2 Influence du temps de réponse du miroir non linéaire

Si nous considérons le même miroir que celui utilisé pour tracer les courbes de la figure 5.16 mais avec un temps de réponse τ_{mnl} de 10 ps, nous observons alors les courbes présentées sur la figure 5.18. Nous obtenons un comportement dynamique analogue à

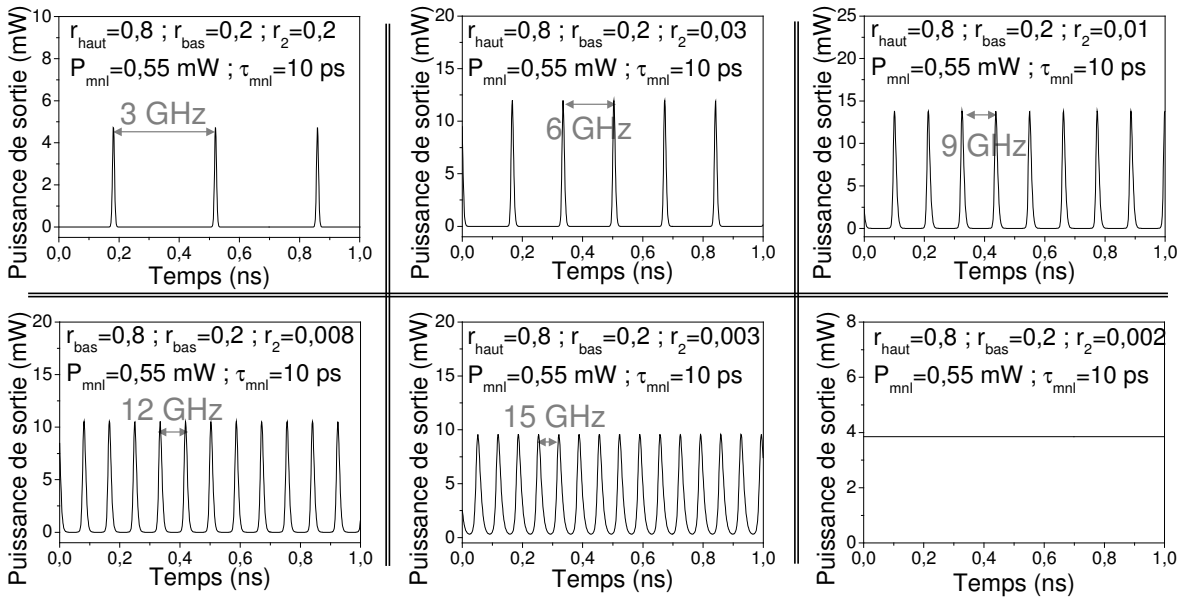


FIG. 5.18 – Evolution de la fréquence des impulsions en fonction de la valeur de l'anti-reflet de la face de couplage du laser.

Le laser est contre-réactionné par un miroir non linéaire tel que : $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$, $P_{mnl} = 0,55mW$. Le temps de réponse de la non linéarité est pris égal à 10 ps. La longueur de la cavité externe est de 5 cm et $J = 2J_{th}$.

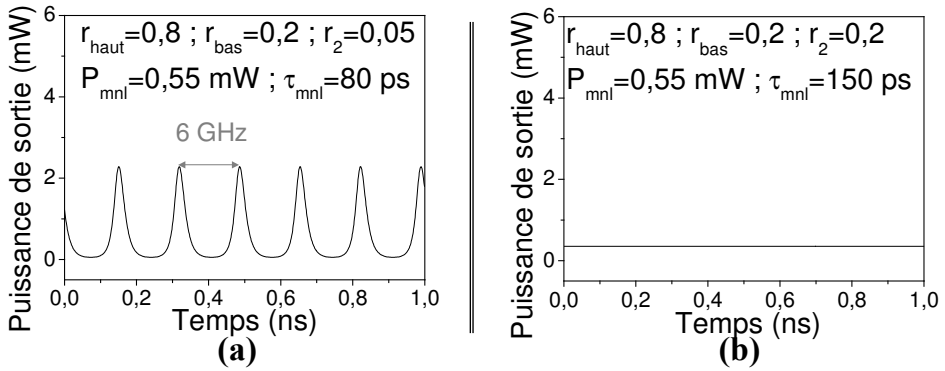


FIG. 5.19 – Evolution de la dynamique du laser contre-réactionné lorsque le temps de réponse du miroir non linéaire augmente.

Le laser est contre-réactionné par un miroir non linéaire tel que : $r_{bas} = 0,2$, $r_{haut} = 0,8$, $P_{mnl} = 0,55mW$. La longueur de la cavité externe est de 5 cm et $J = 2J_{th}$.
(a) $\tau_{mnl} = 80$ ps
(b)$\tau_{mnl} = 150$ ps.

celui observé précédemment. Toutefois, ce miroir n'autorise qu'un fonctionnement impulsionnel ayant un taux de répétition supérieur à 15 GHz. Et comme le montre la figure 5.19, plus le temps de réponse du miroir est important, plus le taux de répétition maximum que nous pouvons obtenir diminue. Ainsi pour $\tau_{mnl} = 80$ ps, ce maximum vaut 6 GHz et pour $\tau_{mnl} \geq 150$ ps, le régime impulsionnel disparaît à la faveur d'un régime continu

(voir figure 5.19). Nous obtenons alors un fonctionnement analogue à celui observé pour un miroir classique.

5.4 Conclusion et perspectives

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté une comparaison entre la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir classique et par un miroir non linéaire. Dans le cas d'une rétroaction non linéaire, nous avons pu montrer que la structure modale du laser contre-réactionné dépend à la fois des caractéristiques du miroir ainsi que de la densité du courant d'injection. Cette propriété n'avait, à notre connaissance, pas encore été démontrée jusque là. Notons que ce résultat est plus général car la réponse simulée pour un miroir non linéaire est approximativement celle d'un absorbant saturable. Cette variation spectrale en fonction du courant pourrait expliquer la difficulté pour obtenir des trains d'impulsions réguliers.

Cette analyse a montré que l'intérêt d'une rétroaction non linéaire, introduisant un faible taux de contre-réaction, est limité en terme de génération d'impulsions. En effet, la puissance de sortie du laser ainsi contre-réactionné devient plus facilement instable et un régime chaotique peut être généré sur une large gamme de paramètres. De plus, l'ajout d'une modulation haute fréquence au courant d'injection permet d'obtenir un régime impulsionnel, et ce, pour des profondeurs de modulation inférieures à celles nécessaires pour une rétroaction classique. A profondeur de modulation équivalente, les impulsions obtenues avec un miroir non linéaire sont plus puissantes que celles obtenues avec un miroir classique mais elles ont un taux de répétition divisé par deux. Donc selon les applications visées, une faible rétroaction non linéaire peut présenter des avantages par rapport à une contre-réaction classique. D'autre part, l'augmentation de la réflectivité du miroir non linéaire permet d'obtenir des régimes impulsionnels pour une grande gamme de densités de courant d'injection. Ces régimes, observés pour une réponse instantanée du miroir, se caractérisent principalement par des impulsions dont l'intensité est légèrement modulée. Si le miroir possède un temps de réponse non instantané, nous avons montré que nous obtenons un régime d'émission régulière de paquets d'impulsions (ou *regular pulses packages* en anglais). Enfin, l'ajout d'un traitement anti-reflet sur la face de couplage du laser (de réflectivité r_2) permet d'éliminer ce phénomène de surmodulation en laissant place à un régime de blocage de modes passif et harmonique. Nous avons établi qu'un tel régime permet la génération d'impulsions courtes, dont la durée est inférieure à 10 ps, avec un taux de répétition pouvant atteindre 20 GHz pour le laser considéré dans notre étude. Toutefois, la valeur de ce taux de répétition dépend à la fois du temps de réponse du miroir et de la réflectivité de la face de couplage. Ainsi, plus le temps de réponse est long, plus le régime de blocage de modes tend à disparaître pour laisser place à un fonctionnement continu du laser. Cette dernière propriété, liée au temps de réponse, est identique au comportement d'un laser à semi-conducteurs couplé à un absorbant saturable.

Cette première étude numérique laisse entrevoir des propriétés intéressantes pour l'utilisation de miroirs non linéaires à base de gallium comme réflecteurs externes pour les lasers à semi-conducteurs. Il ne nous reste plus qu'à espérer que les futures réalisations de ces miroirs en bout de fibre permettent de descendre la puissance de seuil d'excitation de la non linéarité à quelques milliwatts.

Enfin, de par l'expression analytique de la réflectivité non linéaire que nous avons utilisée pour cette étude, les résultats obtenus peuvent s'étendre à des miroirs non linéaires autres que les miroirs de gallium. Nous pouvons ainsi envisager, dans un futur proche, l'étude expérimentale de la dynamique d'un laser contre-réactionné par une fibre fortement non linéaire. La réalisation de composants à base de fibre fortement non linéaire est un projet du laboratoire (Thierry CHARTIER) en collaboration avec la plate-forme PERFOS, installée à Lannion.

Troisième partie

Etude expérimentale et théorique de la dynamique des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par des réseaux de Bragg fibrés.

APRÈS l'étude de la dynamique des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un miroir non linéaire, nous allons nous intéresser à la contre-réaction par un réseau de Bragg. Pour cela, nous présenterons une analyse expérimentale du régime de blocage de modes obtenu avec ce type de source. Nous débuterons donc cette troisième partie par la description des choix technologiques pour lesquels nous avons optés pour pouvoir réaliser des cavités filtrées et fibrées les plus courtes possibles. Puis dans un second chapitre, nous comparerons les performances des différentes sources obtenues avec des réseaux de diverses natures (réseaux apodisés, uniformes...). Nous montrerons alors qu'il est possible de réaliser des sources compactes émettant des impulsions en limite de Fourier sur une importante plage de fréquences. Enfin, nous compléterons cette étude expérimentale par la présentation d'un modèle permettant d'analyser numériquement le comportement de lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un réseau de Bragg. Enfin, nous nous attacherons à une analyse statique du laser contre-réactionné.

Chapitre 6

Réalisation de la cavité externe

Comme nous venons de le préciser, l'objectif de cette troisième partie est d'étudier le fonctionnement en blocage de modes actif d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg. La réalisation d'une telle source repose sur les trois éléments principaux suivants présentés sur la figure 8.1 :

- **la diode laser** de type Fabry-Pérot avec une de ses faces traitée anti-reflet ;
- **la cavité externe** qui, dans notre cas, est composée d'un réseau de Bragg photo-inscrit sur une fibre optique ;
- **le couplage** entre le laser et la cavité externe.

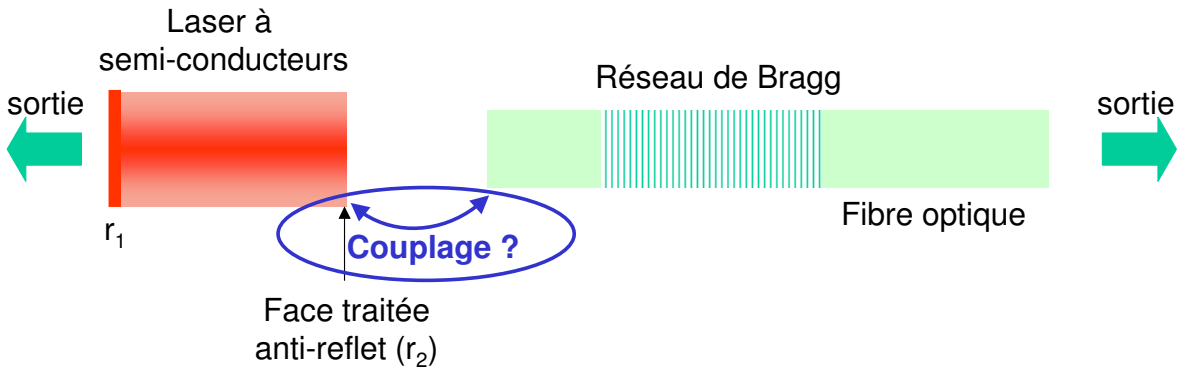


FIG. 6.1 – Représentation schématique d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg.

Un des buts de cette thèse était de concevoir et de réaliser des cavités externes fibrées les plus courtes possibles et répondant aux besoins d'une application donnée. C'est pourquoi, nous allons présenter, au cours de ce chapitre, la réalisation et la caractérisation de cette cavité. Dans un premier temps, nous nous intéresserons au problème du couplage laser-fibre tout en justifiant les choix technologiques que nous avons faits. Puis nous décrirons le banc de photo-inscription des réseaux de Bragg. Nous terminerons en exposant la méthode d'assemblage utilisée pour la cavité externe ainsi que sa caractérisation.

6.1 Couplage laser-fibre : utilisation de micro-lentilles

Au cours de la première partie de ce document, nous avons vu que le régime de fonctionnement d'un laser contre-réactionné dépend du taux de lumière réinjecté dans le laser. Nous comprenons alors qu'un des points critiques de notre montage réside dans l'optimisation et la stabilisation du couplage entre le laser et la cavité externe soit dans le couplage entre un laser à semi-conducteurs et une fibre optique. Or les différences géométriques des modes du laser et de la fibre rendent ce couplage difficile tant en terme d'efficacité qu'en terme de tolérances de positionnement. L'enjeu important d'un tel couplage pour l'intégration de modules optoélectroniques fait que de nombreuses solutions ont été développées au cours de ces trente dernières années [194]. Nous retiendrons les trois solutions technologiques suivantes :

- **La déposition d'une micro-lentille sur l'extrémité de la fibre** permet d'adapter le faisceau du cœur de la fibre à celui de la diode laser. La première micro-lentille a été présentée en 1974 par COHEN et SCHNEIDER [195], ils utilisaient la photolithographie[1]. Depuis, cette méthode de fabrication a été simplifiée [196] et modifiée [197] pour améliorer les performances de ces dernières mais elles sont toujours caractérisées par une faible durée de vie. Aujourd'hui, nous trouvons dans la littérature de nombreuses variétés de micro-lentilles dont les techniques de fabrication peuvent être classées en six familles : la photolithographie, l'attaque chimique [198], la fusion (et étirage) [199], l'apport de matière [200], le micro-usinage [201] et la juxtaposition de sections de fibres de différentes natures [202].
- **L'insertion d'un doublet ou triplet de lentilles** entre la diode et la fibre permet une adaptation des faisceaux. Le premier couplage laser-fibre réalisé avec cette technique a été obtenu par SARUWATARI et SUGIE [203] grâce à l'utilisation d'un système confocal[2] de deux lentilles composé d'une grosse lentille boule en rubis et d'une lentille en barreau de GRadient d'INdice (GRIN). Un tel système présente des tolérances de positionnement des deux lentilles très larges et permet d'obtenir une efficacité de couplage de 40 %, soit $-4\ dB$. Depuis, les tolérances de positionnement de la fibre monomode ont pu être améliorées [204] en accolant une troisième lentille en extrémité de la fibre[3]. De plus, il est possible d'intégrer un isolateur dans l'optique de couplage [205] pour s'affranchir des phénomènes de réflexion parasite sur l'extrémité plane de la fibre qui viennent perturber le fonctionnement du laser. Enfin, des solutions ont pu être proposées [206] pour limiter les aberrations sphériques introduites par la lentille boule.
- **L'élargissement de la taille du mode de la diode laser** par une modification du

[1] Cette méthode correspond au dépôt d'une résine à l'extrémité clivée de la fibre optique. La micro-lentille se forme après photosensibilisation UV de cette résine.

[2] C'est une disposition où la distance entre les lentilles est égale à la somme des distances focales de chaque lentille prise individuellement.

[3] Ce système de couplage est connu sous le nom de SELFOC®.

guide permet d'obtenir une meilleure adaptation du mode du laser avec celui de la fibre. Cette technique est l'une des solutions les plus efficaces dans la mesure où elle améliore à la fois l'efficacité du couplage et les tolérances de positionnement. Elle est apparue dès 1974 avec la déposition d'une lentille sur la surface d'émission d'une diode. Cette méthode de fabrication proposée par COHEN et SCHNEIDER [195] est très utilisée sur les Diodes Electro-Luminescentes (DEL) et les lasers émettant par la surface. Par contre, pour les lasers émettant classiquement par la tranche, il a fallu attendre 1985 et le travail de MUKAI pour voir apparaître le premier laser à semi-conducteurs présentant un élargissement du faisceau[4]. Depuis, l'utilisation d'un expanseur[5] [207] ou d'un adaptateur[6] de mode adiabatique [208],[209] permet d'élargir le mode du laser sans déformation de ce dernier. Les efficacités de couplage obtenues avec cette technique sont de l'ordre de -3 dB et l'augmentation de ce rendement passe par l'utilisation d'une optique de couplage.

Les lasers à notre disposition sont des diodes de type Fabry-Pérot avec un adaptateur de modes permettant d'obtenir un diamètre de mode de $4,4\ \mu m$. Toutefois la dernière technique de couplage que nous venons de présenter n'est pas suffisante pour notre application. D'autre part, les systèmes mettant en œuvre un doublet ou triplet de lentilles sont généralement volumineux. Or, nous voulons utiliser la diode contre-réactionnée par une cavité fibrée en fonctionnement de blocage de modes actif. Le taux de répétition des impulsions est donc fixé par l'intervalle spectral libre de la cavité externe, c'est-à-dire par la taille de cette dernière. Nous en déduisons qu'il est indispensable d'utiliser une technique de couplage la plus compacte possible nécessitant un minimum d'étapes d'alignement. Notre choix s'est donc porté sur l'utilisation de micro-lentilles d'autant plus qu'un des axes de recherche du CCLO[7] (Centre Commun Lannionnais d'Optique) concerne la conception et la réalisation de micro-optiques en bout de fibre bénéficiant, pour leur mise en œuvre des techniques classiques de soudure de fibres optiques. De plus, ces micro-optiques ont faits l'objet de plusieurs brevets, d'un dépôt de marque **GRADISSIMO**® et de plusieurs transferts de savoir-faire. Les différentes études menées dans la littérature ont montré que l'obtention d'une bonne micro-lentille tient dans les cinq points essentiels suivants :

- la lentille doit avoir une courbure bien définie pour optimiser le couplage [210] ;
- l'utilisation d'un profil hyperbolique de la lentille pour limiter les aberrations sphériques [211] ;
- l'utilisation d'une forme particulière du profil de la lentille et/ou d'une grande distance de travail pour limiter les réflexions parasites ;

[4]Cette technique utilise une modification de la distribution latérale du gain et de l'indice dans le ruban laser en déposant une zone isolante sur l'électrode.

[5]Son fonctionnement est basé sur l'élargissement de l'extrémité de la zone active. Le mode reste alors guidé le long de sa propagation et s'étend proportionnellement à l'élargissement de la zone active.

[6]La zone guidante en extrémité du laser subit une diminution progressive de sa section. Le mode est ainsi de moins en moins confiné, ce qui se traduit par son élargissement.

[7]Equipe de l'UMR FOTON 6082.

– une grande distance de travail et des tolérances de positionnement relâchées pour simplifier l'assemblage [202] ;
– la simplicité et la reproductibilité du processus de fabrication [202].

Pour comprendre le mode de fonctionnement des micro-lentilles ainsi que les choix technologiques que nous avons faits, nous allons tout d'abord rappeler rapidement les bases de la propagation et du couplage de faisceaux gaussiens.

6.1.1 Propagation et couplage de faisceaux gaussiens

6.1.1.1 Rapide description des faisceaux gaussiens

Dans la mesure où les faisceaux en sortie de lasers de type Fabry-Pérot et des guides circulaires de type fibre optique ont un profil d'intensité dans le plan transverse de propagation assez proche d'une fonction gaussienne, le calcul de l'efficacité de couplage entre une diode laser et une fibre optique s'effectue à l'aide de l'approximation des faisceaux gaussiens[8]. Dans cette approximation, la distribution de l'amplitude du mode dans le plan perpendiculaire à l'axe du guide se met sous la forme :

$$\psi(x,y) = K \cdot exp\left[-\left(\frac{x^2}{\omega_{0x}^2} + \frac{y^2}{\omega_{0y}^2}\right)\right] \tag{6.1}$$

où ω_{0x}^2 et ω_{0y}^2 représentent les rayons des modes du guide (diode laser ou fibre optique) mesurés à $1/e^2$ du maximum du profil d'intensité (ou à $1/e$ du profil d'amplitude),
K est une constante de normalisation,
les coordonnées cartésiennes x et y sont définies sur la figure 6.2.

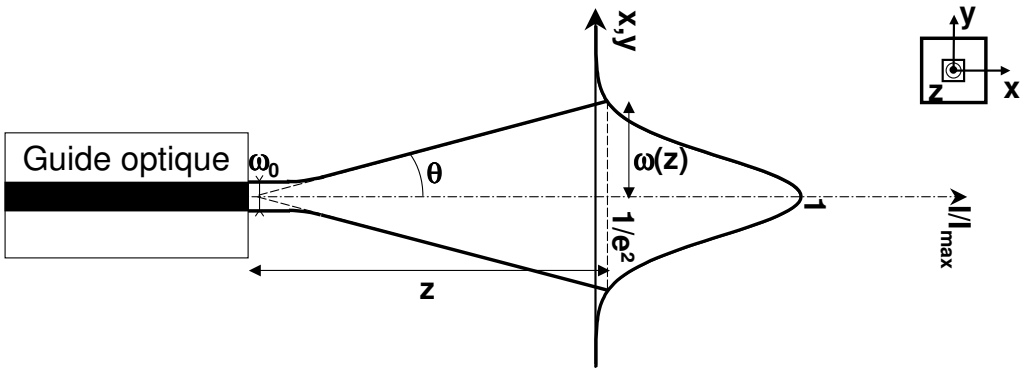


FIG. 6.2 – Paramètres d'un faisceau gaussien.

[8]Le formalisme de la propagation gaussienne a été détaillé pour la première fois en 1965 par KOGELNIK [212].

Lors de sa propagation dans un milieu d'indice n, le **rayon de mode** du faisceau gaussien s'élargit selon la relation suivante :

$$\omega_i(z) = \omega_{0i} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_{0i}^2}\right)^2} \quad i = x, y \tag{6.2}$$

De la même façon, la variation du **rayon de courbure** du front de phase est décrite par :

$$R_i(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{n\pi\omega_{0i}^2}{\lambda z}\right)^2\right] \quad i = x, y \tag{6.3}$$

Le minimum du rayon de mode se trouve donc dans le plan dans lequel le front d'onde est plan. Par conséquent, le rayon de mode en sortie du guide correspond au rayon de mode minimum.

Enfin, l'**angle de divergence** est un paramètre très utile dans l'étude des faisceaux gaussiens, tout particulièrement lors des mesures de champs lointains. Il est défini comme étant l'angle entre la direction de propagation et l'asymptote liée à $\omega_i(z)$ (voir figure 6.2) :

$$tan(\theta_i) = \frac{\omega_i(z)}{z} \tag{6.4}$$

6.1.1.2 L'approximation gaussienne dans les fibres utilisées

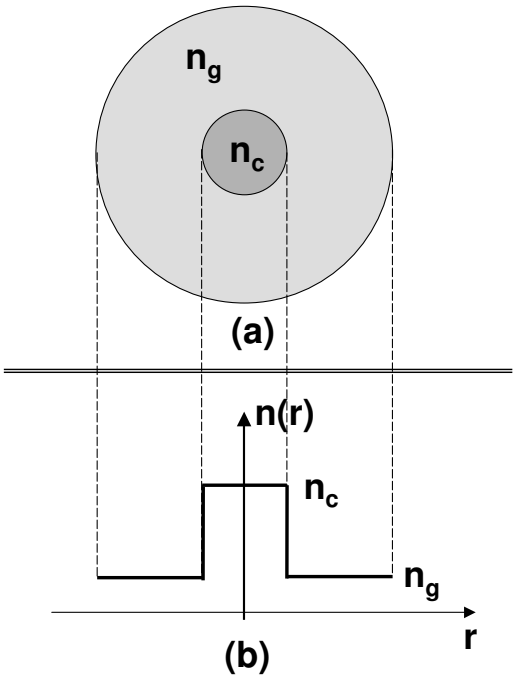
Pour la réalisation des micro-lentilles, nous utilisons deux types de fibres optiques : la fibre monomode à saut d'indice et la multimode à gradient d'indice. Avant d'aborder le couplage des faisceaux gaussiens, nous allons présenter ces fibres tout en justifiant l'utilisation de l'approximation gaussienne.

i) La fibre monomode à saut d'indice est une fibre circulaire composée d'un cœur homogène, d'indice n_c, et d'une gaine optique, d'indice n_g. La structure guidante est obtenue par un dopage de la silice au germanium au niveau du cœur, augmentant ainsi l'indice de réfraction par rapport à celui de la gaine ($n_c > n_g$). La figure 6.3 donne les paramètres opto-géométriques de la fibre ainsi que l'évolution des indices en fonction de r. Ces fibres sont utilisées à des fréquences normalisées[9] $V < V_c = 2,405$ où existe uniquement le mode fondamental LP_{01}. Et il a été montré que ce mode peut être approché par une distribution gaussienne à l'extrémité d'une fibre monomode et qu'il reste gaussien lors de sa propagation dans l'air.

ii) La fibre multimode à gradient d'indice

Pour la fabrication des micro-lentilles, nous utilisons de courtes sections (inférieures à 1 mm) de fibre multimode à gradient d'indice dont les propriétés sont données sur

[9]La fréquence normalisée est définie par la relation $V = \frac{2\pi}{\lambda} a.ON$ (où ON est l'Ouverture Numérique de la fibre). Les fréquences V qui ont une valeur inférieure à la fréquence de coupure normalisée $V_c = 2,405$ définissent les fréquences ν pour lesquelles seul le mode fondamental se propage.



Type de fibre	Alcatel G652	Corning SMF28
Diamètre de mode à 1/e² à 1310 nm	9,1 +/-0,5 µm	9,3 +/-0,5 µm
Non circularité du cœur	6% max.	Non communiqué
Diamètre de la gaine	125+/-2 µm	125+/-1 µm
Non circularité de la gaine	2% max.	1% max.
Concentricité cœur/gaine	1 µm max.	0,5 µm max.

(c)

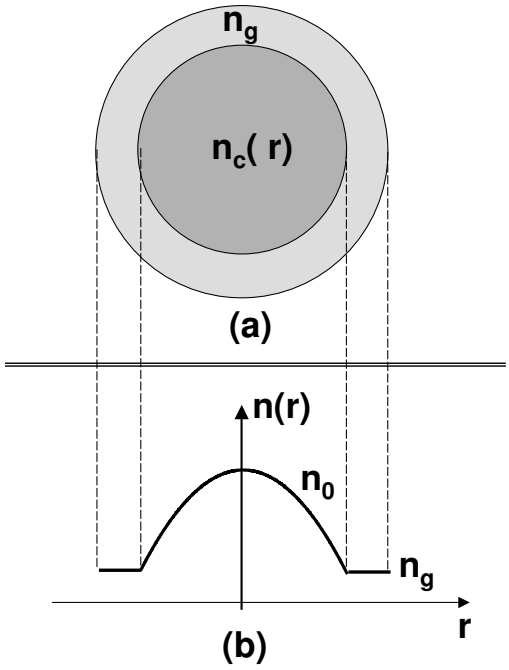
FIG. 6.3 – Fibre monomode à saut d'indice.
(a) Coupe circulaire de la fibre.
(b) Evolution de l'indice en fonction du rayon r.
(c) Propriétés opto-géométriques des fibres monomodes utilisées.

la figure 6.4. Ces faibles longueurs n'introduisent aucune dispersion et aucun couplage entre les modes voisins. Le champ en entrée et en sortie de tels tronçons reste donc gaussien [213]. Les lois de la propagation pour les faisceaux gaussiens s'appliquent aux sections de gradient d'indice vues non pas comme un milieu de transmission mais comme un milieu de propagation. Et au cours de cette propagation, les paramètres de la gaussienne vont évoluer (comme le montre la figure 6.5), modifiant ainsi l'aspect opto-géométrique du faisceau qui est caractérisé par :

- le rayon de mode $\omega(z)$
- le facteur d'amplitude $A(z)$
- et les termes de phase décrits par le rayon de courbure $R(z)$ et la différence de phase avec l'onde plane $\Delta\phi(z)$.

La fibre à gradient d'indice est un milieu dont l'indice décroît du centre de la fibre vers la gaine. Et comme nous pouvons le constater sur la figure 6.5, la propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu est périodique du fait des réflexions latérales successives qu'elle subit. Les rayons du mode et de courbure ainsi que le facteur d'amplitude présentent donc un phénomène périodique, dont la période[10] est souvent appelée **Pitch** et

[10]La période de propagation Pitch est donnée par la périodicité du rayon lumineux en optique géométrique qui est le double de la périodicité spatiale du champ gaussien.



Type de fibre	Alcatel GI 85/125	Alcatel GI 125/125
Diamètre du cœur	85 +/- 5 µm	Fibre réalisée sur mesure pour ce type de micro-lentilles. Elle ne possède donc pas de spécifications normalisées.
Non circularité du cœur	6% max.	
Diamètre de la gaine	125+/-3 µm	
Non circularité de la gaine	2% max.	
Concentricité cœur/gaine	6 µm max.	

(c)

FIG. 6.4 – Fibre multimode à gradient d'indice.
(a) Coupe circulaire de la fibre.
(b) Evolution de l'indice en fonction de r.
(c) Propriétés opto-géométriques des fibres monomodes utilisées.

définie par la relation suivante :

$$Pitch = \frac{2\pi}{\gamma} \tag{6.5}$$

avec $\gamma = \sqrt{\frac{k_2}{k_0}}$ la demi-pulsation spatiale du champ dans le milieu de propagation,
la constante de propagation dans le milieu est décrite par l'expression : $k(r) = k_0 - \frac{1}{2}k_2 r^2 = k\left(n_0 - \frac{1}{2}n_2 r^2\right)$,
où n_0 et n_2 définissent des constantes spécifiques au profil d'indice.

Ce Pitch dépend donc de la longueur d'onde et des indices de réfraction du cœur et de la gaine. Et il est tel que tous les $\frac{Pitch}{4}$, le rayon de mode passe par un maximum ou un minimum alors que le rayon de courbure du front d'onde est infini. Le facteur d'amplitude est, lui, inversement proportionnel à l'étendue spatiale du faisceau. Ces maxima correspondent donc aux minima du rayon de mode.

6.1.1.3 Couplage des faisceaux gaussiens

L'étude théorique du couplage entre deux faisceaux gaussiens se base sur le calcul de l'intégrale de recouvrement des champs dans un plan de référence. En fait, il s'agit d'une comparaison des distributions des champs dans ce plan. Cette étude a été réalisée par Philippe CHANCLOU au cours de son doctorat [213]. Nous avons donc pris le parti, dans

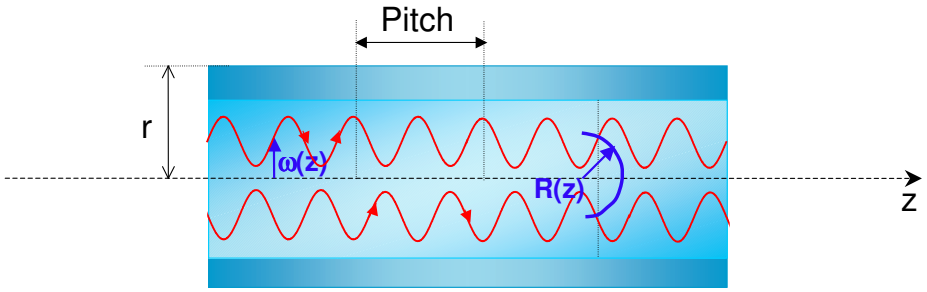


FIG. 6.5 – Evolution des paramètres du faisceau gaussien le long de l'axe de propagation dans la fibre circulaire à gradient d'indice.

ce document, de ne pas détailler les équations utilisées pour cette modélisation. Nous rappelons juste sur la figure 6.6 le schéma représentant le couplage de deux faisceaux gaussiens ayant des paramètres ω et R différents. Toutefois, si le lecteur souhaite obtenir plus de détails, nous le renvoyons au manuscrit de Philippe CHANCLOU.

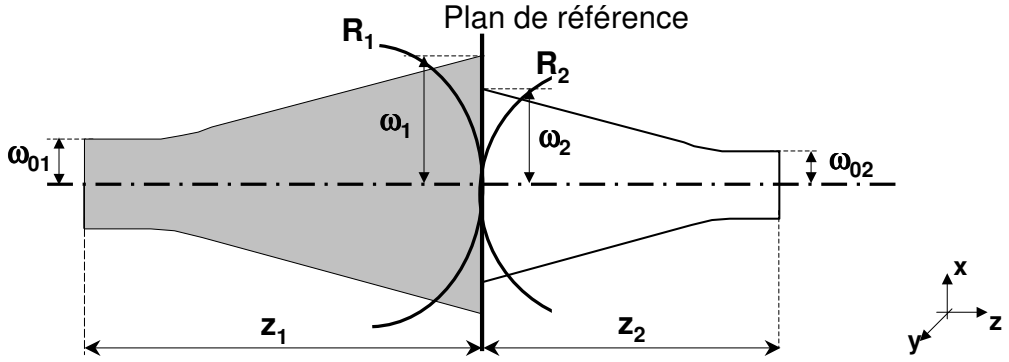


FIG. 6.6 – Couplage de deux faisceaux gaussiens.
Le plan de référence a été choisi à une distance z_1 du waist *ω_{01} du premier faisceau et à une distance z_2 du* waist *ω_{02} du second faisceau. Dans le plan de référence, les faisceaux ont respectivement les rayons de courbure R_1, R_2 et les rayons de mode ω_1, ω_2.*

Cette figure nous montre que l'efficacité du couplage entre deux modes gaussiens de rayons $\omega_{0_{x1}}, \omega_{0_{y1}}$ et $\omega_{0_{x2}}, \omega_{0_{y2}}$ dépend des paramètres de ces modes. De plus, ce rendement peut être limité par l'introduction de pertes provenant :

- d'une désadaptation des tailles des modes introduisant alors des **pertes intrinsèques** ;
- et/ou d'un défaut de positionnement dû à :
  - un désalignement longitudinal (ou défaut de focalisation),
  - ou un désalignement latéral,
  - ou un désalignement angulaire ;

  Nous qualifions alors ces pertes de **pertes par défaut de positionnement**.
- et/ou d'une désadaptation des indices de réfraction ou des effets de cavité Fabry-

Perot entre les interfaces, introduisant des **pertes par réflexion**.

6.1.2 Types de profils utilisés

Les micro-optiques GRADISSIMO® [11] ont été les premières étudiées par Monique THUAL et al. à France Télécom[12]. Elle est constituée de tronçons de fibres multimodes à GRADient d'indICE (**GRADIS**) et de tronçons de SIlice (SI) soudés à une fibre MOnomode (**MO**). Le schéma de principe de cette lentille est présenté sur la figure 6.7.

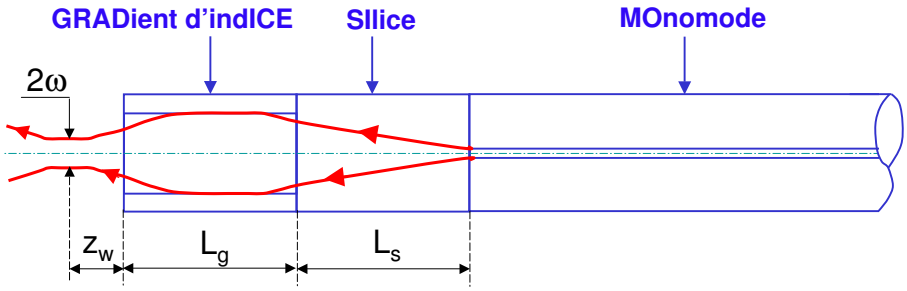


FIG. 6.7 – Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO.

Chaque tronçon constituant la micro-optique joue un rôle bien précis que nous allons détailler ci-dessous.

1. **La fibre monomode** permet de faire se propager le signal optique récupéré de la source vers un récepteur avec un minimum de pertes. La longueur d'onde d'utilisation de cette micro-lentille dépend donc de la fibre monomode utilisée.
2. Nous avons vu au paragraphe §6.1.1 que dans une **fibre multimode à gradient d'indice**, les faisceaux se propagent périodiquement suivant l'axe optique. Un tronçon de cette fibre se comporte donc comme une lentille dont les propriétés dépendent de la longueur L_g de ce tronçon. De plus, l'adaptation de mode entre l'objet et l'image est analogue à celle qui a lieu dans une lentille discrète plan-plan de type SELFOC®.
3. **Un tronçon de silice**, issu d'une fibre sans cœur dopé, de longueur L_{silice} est soudé entre la fibre monomode et le tronçon de fibre à gradient d'indice. Cette section n'est qu'un simple barreau de silice fibré au diamètre de 125 μm et elle joue un quadruple rôle, à savoir :
   - le placement de la fibre monomode à la distance optimale par rapport à la lentille,
   - l'adaptation de l'indice entre la fibre monomode et le gradient d'indice,

[11] BREVET : "Procédé de fabrication d'un dispositif de couplage optique collectif", M. Thual, J. Lostec, P. Auvray, B. Clavel, Brevet n°96 10327, étendu en Europe EP0825464, et aux Etats-Unis US006014483A le 11 janvier 2000.

[12] avant que cette activité ne soit transférée au CCLO.

– l'augmentation de la gamme de tailles de modes et de distances de travail par rapport à une configuration sans silice,
– enfin, elle assure le positionnement et la liaison mécanique de l'ensemble.

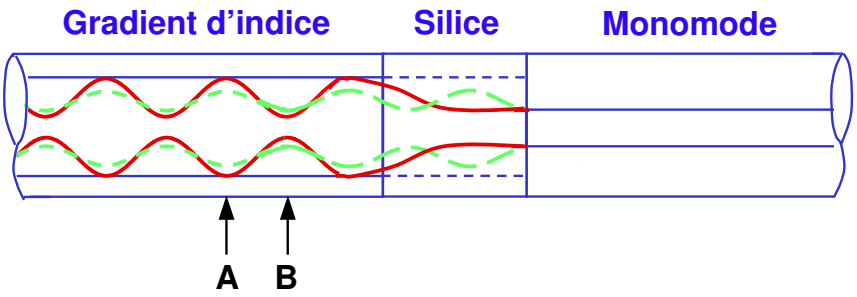


FIG. 6.8 – Intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice.
En trait plein, la propagation dans la micro-lentille ayant un tronçon de silice.
En pointillés, propagation dans la micro-lentille sans tronçon de silice.

L'intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice est présenté sur la figure 6.8. Dans la silice, le faisceau diverge (i.e s'étend spatialement) avant d'entrer dans la section de gradient d'indice, augmentant ainsi les possibilités de collimation et de focalisation. Cette divergence permet une optimisation entre la surface éclairée et la section de gradient d'indice de diamètre 85 μm, de telle sorte que le faisceau en sortie de l'optique peut être plus gros (A sur la figure 6.8) ou plus petit (B sur la figure 6.8) que dans une configuration sans silice. De la même façon, la gamme de distances de travail est accrue grâce à l'insertion de ce tronçon de silice (voir figure 6.9).

La figure 6.9 montre l'évolution de la distance de travail z_w et du diamètre de mode 2ω au point de focalisation de la micro-optique GRADISSIMO en fonction de la longueur du gradient d'indice, et ce, pour différentes longueurs de silice. Les courbes théoriques sont calculées par un logiciel développé au CCLO. Ce programme donne le rayon de mode et la courbure du faisceau en extrémité de la GRADISSIMO après une propagation dans la silice et le gradient d'indice. Les courbes de la figure 6.9 montrent une bonne adéquation théorie-expérience.

Ainsi, tout en conservant une géométrie extérieure équivalente à la fibre monomode, la GRADISSIMO permet d'augmenter le rendement de couplage et la distance de travail. Cette dernière propriété permet de limiter les réflexions parasites tout en relâchant les tolérances de positionnement par rapport à un couplage avec une fibre monomode mise à la même distance.

D'autre part, afin d'augmenter l'efficacité de couplage , en collectant plus de puissance lumineuse, et de limiter les réflexions de Fresnel, il est intéressant de modifier le profil

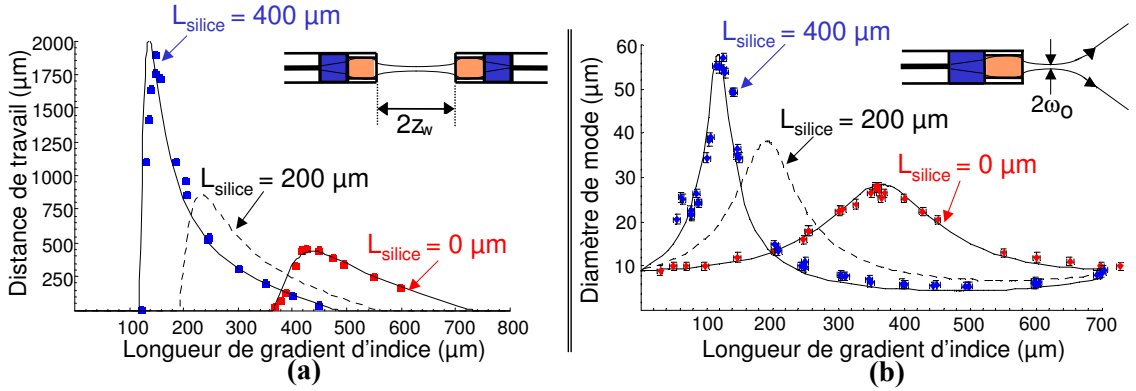


FIG. 6.9 – Evolution de la distance de travail (a) et du diamètre de mode au point de focalisation (b) de la micro-lentille en fonction de la longueur du tronçon de gradient d'indice.
Ces courbes ont été tracées pour trois longueurs de silice : $L_{silice} = 0$ cm, $L_{silice} = 200$ µm et $L_{silice} = 400$ µm.

d'extrémité de la micro-lentille. Pour cela, deux procédés de fabrication peuvent être utilisés :

- **l'apport de matière** dépose sur le plan de clivage de la fibre une goutte de matière de géométrie particulière. Cette technique permet d'obtenir un profil HYPERbolique. Ce profil dévie plus fortement les rayons qu'un profil plan (voir figure 6.10), permettant ainsi de collecter plus de puissance tout en limitant les aberrations sphériques du faisceau lors de la traversée du dioptre air/silice.
- **la fusion contrôlée** arrondit l'extrémité de la micro-optique. Nous obtenons alors un profil hémisphérique qui permet également d'augmenter la puissance collectée grâce à une meilleure déviation des rayons.

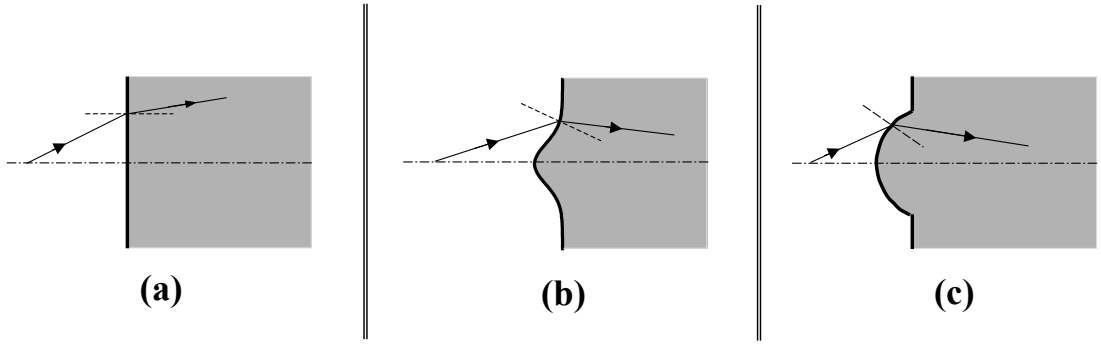


FIG. 6.10 – Différents profils d'extrémité utilisés pour la réalisation des micro-lentilles.
(a) Profil plan,
(b) Profil hyperbolique,
(c) Profil hémisphérique.

Ces différents profils hyperboliques et hémisphériques (voir figure 6.10) sont réalisables sur tous types de micro-optique dont l'extrémité est plane. Il est alors possible de

conjuguer à cette lentille d'extrémité, une autre lentille pour adapter le mode de la source à celui du cœur de la fibre monomode. Ainsi, l'association de ces profils d'extrémité à des micro-optiques GRADISSIMO (ou SELFOC®) ont permis de concevoir trois types d'optique de couplage :

- la **GRADHYP**, une fibre monomode sur laquelle nous venons souder un tronçon de GRADient d'indice et dont l'extrémité possède un profil HYPerbolique pour les petits rayons de mode ou un profil hémisphérique pour les gros rayons de mode. Suivant les applications visées, la fibre à gradient d'indice possède un diamètre de cœur de 125 μm, nous parlons alors de **GRADHYP125**, ou de 85 μm, nous parlons alors de **GRADHYP85** ;
- l'**HYPERGRADISSIMO**, une GRADISSIMO dont l'extrémité possède un profil HYPERbolique ;
- la **SUPERGRADISSIMO**, une GRADISSIMO dont l'extrémité est arrondie par fusion.

Les propriétés de couplage de ces différentes micro-lentilles sont résumées dans le tableau 6.1. Les valeurs indiquées dans ce tableau correspondent à des ordres de grandeurs dans la mesure où ils dépendent des paramètres de fabrication. Les pertes de couplage ont été mesurées avec un laser à semi-conducteurs à mode élargi dont le diamètre de mode vaut environ $4,4\ \mu m$. Nous pouvons citer l'exemple du taux de réflexion interne qui dépend du rayon de la sphère osculatrice. L'intérêt d'une micro-optique est variable en fonction du laser à coupler. Ainsi, pour un laser classique, l'optique la plus adaptée est la GRADHYP ou l'HYPERGRADISSIMO. Alors que pour un laser à mode élargi, il est préférable d'utiliser une GRADISSIMO tant du point de vue de l'efficacité de couplage que de la distance de travail. Comme nous le rappellerons au cours du chapitre suivant, les lasers Alcatel utilisés ont un diamètre de mode de l'ordre de $4,4\ \mu m$. Au vu du tableau 6.1, nous pouvons utiliser trois types de micro-lentilles : l'HYPERGRADISSIMO, la GRADHYP et la GRADHYP125. Le principal inconvénient de l'HYPERGRADISSIMO est qu'elle est plus difficile à réaliser que la GRADHYP. Toutefois, elle possède de plus grandes distances de travail et un taux de réflexion interne plus faible que la GRADHYP. La GRADHYP125, quant à elle, réunit les avantages des deux précédentes lentilles. En effet, elle allie à une fabri-

TAB. 6.1 – Tableau récapitulatif des propriétés de couplage des différentes micro-optiques.

Type de micro-optique	Diamètre de mode	Distance de travail	Réflexion interne	Pertes de couplage
Monomode	environ $10,5 \pm 1\ \mu m$	du contact à 15 μm	-14,7 dB	4,5 dB
Gradissimo	de $4,5$ à 60 μm	de 0 à 900 μm	$\sim$ -20 dB	1,5 dB
Hypergradissimo	de $1,5$ à 4 μm	de 20 à 70 μm	-50 dB	1 dB
Supergradissimo	de 4 à 60 μm	de 50 à 120 μm	-40 dB	1,5-2 dB
Gradhyp85	de 2 à 6 μm	de 25 à 80 μm	-45 dB	1 dB
Gradhyp125	de $1,5$ à 5 μm	de 50 à 150 μm	-40 dB	0,5 dB

cation simple de grandes distances de travail. Nous avons donc décidé d'utiliser ce type de micro-lentille pour le couplage qui nous intéresse. Nous développerons donc au paragraphe suivant, les techniques de fabrication et les méthodes de caractérisation de ces lentilles.

6.2 Réalisation et caractérisation des GRADHYP125

6.2.1 Les différentes étapes de fabrication

Les différentes étapes de la fabrication d'une GRADHYP125 sont présentées sur la figure 6.11. La GRADHYP125 est constituée d'une lentille hémisphérique déposée par apport de matière et fusion sur un tronçon de gradient d'indice 125/125 soudé à une fibre monomode. Le tronçon de gradient d'indice, dont la longueur correspond à un quart de Pitch,

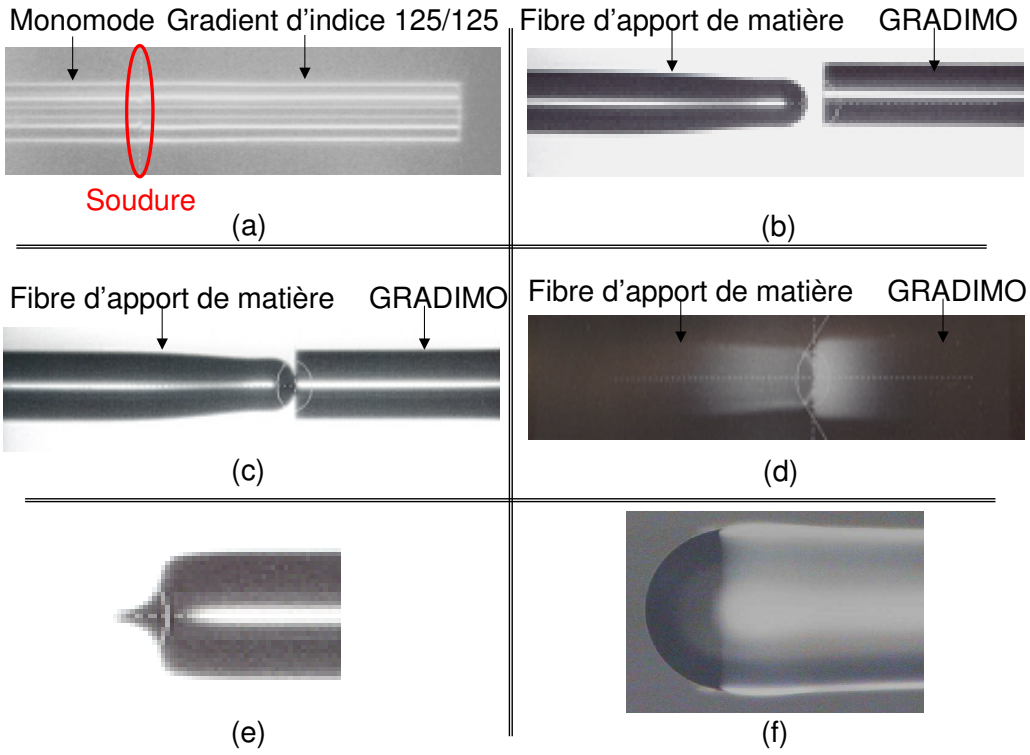


FIG. 6.11 – Illustration des différentes étapes de la fabrication de la GRADHYP125.
(a) Obtention de la GRADIMO après soudure d'un tronçon de gradient d'indice 125/125 à une fibre monomode puis clivage de précision de la gradient d'indice,
(b) Alignement des axes de la GRADIMO et de la fibre d'apport de matière,
(c) Mise en contact de ces deux fibres,
(d) Dépôt de la goutte de silice,
(e) Profil hyperbolique déposé sur la GRADIMO,
(f) GRADHYP125.

provient d'un clivage de précision d'une fibre multimode à gradient d'indice 125/125. L'ensemble tronçon de gradient d'indice et fibre monomode constitue ce que nous appe-

lons une GRADIMO (voir figure 6.11(a)). Les propriétés de cette GRADIMO sont analogues à celles de la GRADISSIMO.

L'apport de matière est réalisé sur la face clivée droite du tronçon de gradient d'indice à partir d'une fibre monomode préalablement fondue et étirée à l'aide d'une soudeuse à arc électrique. Pour cela, nous venons aligner manuellement l'axe de la fibre monomode sur celui de la GRADIMO (b) en utilisant les moteurs de la soudeuse. Puis ces deux fibres sont mises en contact (c). Ensuite, les paramètres de déplacement des moteurs, de courant d'électrodes ainsi que les temps associés sont pilotés par l'ordinateur de contrôle de la soudeuse. Il approche puis recule la fibre d'apport tout en établissant un arc électrique qui permet le dépôt d'une goutte de silice (d-e). Enfin, nous refondons ce dépôt à l'aide d'un arc électrique dont les paramètres sont réglés de telle sorte que nous obtenions le rayon de sphère osculatrice de l'hyperbole (f) calculé pour le couplage visé. Cette méthode de fabrication permet d'atteindre des rayons de sphère osculatrice de l'hyperbole (voir figure 6.13) allant de 20 à 70 μm pour des distances de travail comprises entre 48 et 125 μm. La réalisation de ces rayons est peu sensible aux paramètres de l'arc de fusion, rendant ainsi plus facile et plus reproductible la fabrication des GRADHYP125 par rapport à la GRADHYP réalisée avec une fibre à gradient d'indice 85/125. En effet, pour ces dernières, les rayons de la sphère osculatrice sont plus petits : allant de 10 à 20 μm pour des distances de travail comprises entre 25 et 60 μm.

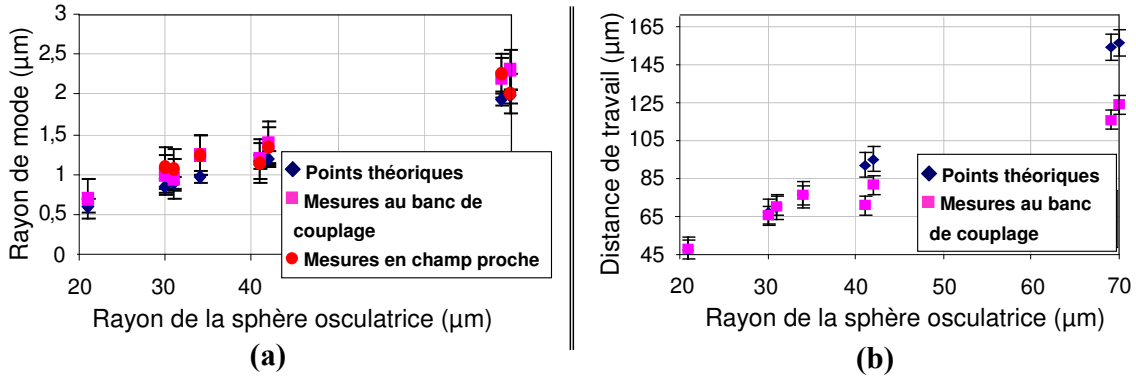


FIG. 6.12 – Evolutions théorique et expérimentale du rayon de la sphère osculatrice en fonction :
(a) du rayon de mode de la micro-lentille,
(b) et de la distance de travail.

Cette micro-lentille a été mise au point par Monique THUAL et Philippe CHANCLOU au CCLO et la confrontation théorie-expérience a été réalisée par Laurent CALEDEC au cours de son stage de licence professionnelle. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 6.12 qui donne l'évolution du rayon de la sphère osculatrice en fonction du rayon de mode de la micro-lentille (a) et de la distance de travail (b). L'évaluation expérimentale des distances de travail et du rayon de mode de la micro-lentille est réalisée à partir du banc de couplage que nous présenterons dans la suite de ce paragraphe. Les rayons de mode

sont également évalués par une mesure en champ proche et en champ lointain (pour les petits rayons de mode) du profil d'intensité du faisceau de la micro-lentille. Ces mesures seront présentées dans la suite de ce paragraphe. Les mesures de couplage correspondent au rendement du couplage de la micro-lentille avec une fibre monomode dont le diamètre de mode vaut $10,5 \pm 0,5\ \mu m$ à 1550 nm.

Nous observons alors une bonne adéquation théorie-expérience pour les petits rayons de mode (inférieurs à $2,5\ \mu m$) et les distances de travail inférieures à $100\ \mu m$. Au delà, une discordance apparaît, ainsi pour un rayon de la sphère osculatrice de $70\ \mu m$, la théorie prévoit une distance de travail d'environ $150\ \mu m$ alors que nous mesurons une distance de travail de $125\ \mu m$. Ce dernier point n'a pas encore trouvé d'explications physiques.

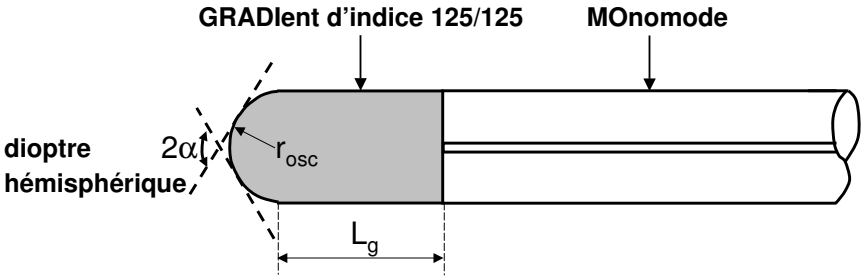


FIG. 6.13 – Schéma d'une GRADHYP125.
Les trois paramètres de réalisation de cette micro-optique sont le rayon de la sphère osculatrice r_{osc}, l'angle entre les asymptotes 2α de l'hyperbole, la longueur de gradient d'indice L_g.

Grâce à ces courbes, nous obtenons les caractéristiques théoriques de la GRADHYP125 qu'il nous faut utiliser pour optimiser le couplage d'une fibre avec les lasers Fabry-Perot fabriqués par Alcatel caractérisés et par un rayon de mode d'environ $2,2\ \mu m$. Soit :

- un tronçon de gradient d'indice de $975\ \mu m$,
- un rayon de la lentille d'apport de $43\ \mu m$,
- un rayon de la sphère osculatrice de $70\ \mu m$.

Nous devrions alors obtenir une micro-lentille disposant d'une distance de travail de $125\ \mu m$. Lors de la fabrication des micro-lentilles, nous approchons les grandeurs définies précédemment. Il est donc nécessaire de caractériser chaque micro-lentille après sa fabrication pour s'assurer de la bonne adaptation de cette dernière pour notre application. Pour cela, nous procédons aux mesures décrites ci-dessous.

6.2.2 Caractérisation

6.2.2.1 Mesure en champs proche et lointain

La qualité d'un couplage laser/fibre dépend de la bonne adéquation des diamètres de mode du laser et de la fibre. Il est donc indispensable d'évaluer ces différents diamètres. Au cours du paragraphe §6.1.1, nous avons rappelé que les modes des fibres et des lasers

utilisés sont approchés par des profils gaussiens. Et conventionnellement, le diamètre de mode $2\omega_0$ d'un faisceau correspond à l'intensité lumineuse mesurée à $\frac{I_{max}}{e^2}$, soit à 13,5 % de l'intensité maximum. La mesure de ce diamètre repose sur la réalisation d'une cartographie de cette intensité lumineuse et elle peut être réalisée dans deux zones (voir figure 6.14(b)) :

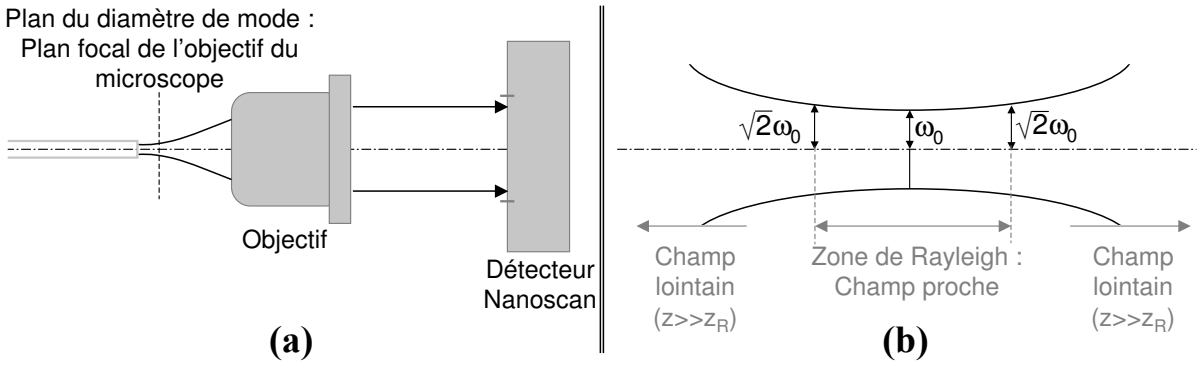
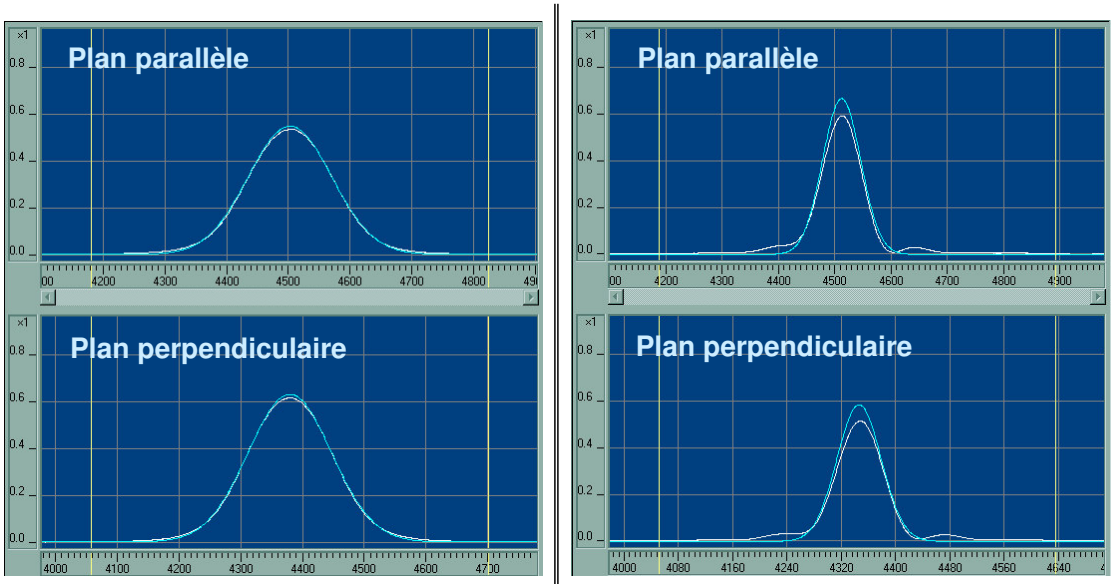


FIG. 6.14 – Principe de la mesure en champ proche.
(a) Montage expérimental du banc de couplage,
(b) Description des différentes zones de mesure.

- la zone de Rayleigh qui se situe de part et d'autre du pincement ou *waist* ω_0 et dont le rayon du mode à chaque extrémité vaut $\sqrt{2}\omega_0$. La mesure dans cette zone est dite mesure en **champ proche** ;
- à l'extérieur de cette zone, la mesure est dite en **champ lointain**.

Pour la réalisation de la mesure en **champ proche**, nous utilisons le détecteur Nanoscan de la société Photon Inc. Comme le montre la figure 6.14, ce détecteur est placé derrière un objectif (x10 ou x40 selon le diamètre de mode). L'objectif doit avoir une ouverture numérique suffisante pour ne pas tronquer le signal. Le détecteur est constitué de deux fentes qui se déplacent, dans deux plans perpendiculaires, devant une photodiode fixe. Cette dernière est soit au Germanium soit en InGaAs suivant les applications. Un tel système permet l'analyse du signal dans le plan perpendiculaire et parallèle à la direction de propagation du faisceau. Nous obtenons ainsi la valeur du *waist* dans chacun de ces plans.

La figure 6.15 présente les mesures en champ proche d'une fibre monomode (a) et d'une GRADHYP125 (b). Le détecteur Nanoscan donne la répartition de l'intensité lumineuse dans chacun des plans de la mesure. Puis le logiciel qui lui est associé vient approcher cette répartition par une gaussienne (en bleu sur la figure 6.15). Le diamètre de mode est calculé à partir de cette gaussienne. Les grandeurs ainsi mesurées à $\frac{I_{max}}{e^2}$ correspondent à une image du diamètre réel. Il est donc nécessaire d'étalonner le détecteur avec un élément dont nous connaissons le diamètre de mode afin de ramener le diamètre mesuré à un diamètre réel. Pour cela, nous utilisons une fibre monomode clivée droite dont le diamètre de mode est compris entre 10,5 et 10,9 μm. L'image de ce diamètre sur le détecteur



Largeur à 13,5 % :
- •dans le plan parallèle : 270,76 µm
- •dans le plan perpendiculaire : 270,40 µm

Soit un diamètre de mode :
- •dans le plan parallèle : 10,5-10,9 µm
- •dans le plan perpendiculaire : 10,5-10,9 µm

(a)

Largeur à 13,5 % :
- •dans le plan parallèle : 135,75 µm
- •dans le plan perpendiculaire : 129,55 µm

Soit un diamètre de mode :
- •dans le plan parallèle : 5,4 µm
- •dans le plan perpendiculaire : 5,1 µm

(b)

FIG. 6.15 – Résultat de la mesure du rayon de mode en champ proche
(a) d'une fibre monomode,
(b) de la GRADHYP125 *ghp125-12.*

correspond à environ 270 μm lorsque nous utilisons un objectif de microscope x40 dont l'ouverture numérique vaut 0,55. Pour la GRADHYP125 ghp125-12, nous mesurons un diamètre de mode d'environ $5,25\ \mu m$. Cette mesure, dont la précision dépend de la qualité de l'étalonnage, convient aux modes dont la divergence est telle que le faisceau ne soit pas tronqué par l'objectif placé devant le détecteur. Pour les autres modes, nous utilisons la mesure en champ lointain.

Le principe de la mesure en **champ lointain** est présenté sur la figure 6.16. La source à mesurer (laser ou fibre micro-lentillée) est placée au centre du montage comprenant une platine de rotation et un berceau goniométrique. La platine de rotation, caractérisée par une précision $\Delta\theta = 0,1^{\circ}$, permet d'effectuer un relevé de puissance en fonction de l'angle. Nous obtenons alors la répartition de la puissance lumineuse en fonction de l'angle d'émission. Or la relation 6.2 conduit à l'expression :

$$\left(\frac{\omega_i(z)}{\omega_{oi}}\right)^2 = 1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_{oi}^2}\right)^2 \tag{6.6}$$

Si $z \gg z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$, c'est-à-dire si z est grand devant la distance de Rayleigh, cette expression se simplifie de la façon suivante :

$$\frac{\omega_i(z)}{z} = \frac{\lambda}{n\pi\omega_{oi}} \tag{6.7}$$

Soit en introduisant la relation 6.4

$$\tan(\theta_i) = \frac{\lambda}{n\pi\omega_{oi}} \tag{6.8}$$

Ainsi, à $1/e^2$ du maximum du profil d'intensité, nous pouvons déduire la valeur du *waist* de la valeur de l'angle de divergence via la relation suivante :

$$\omega_{o_{1/e^2}} = \frac{\lambda}{\pi \tan\left(\theta_{1/e^2}\right)} \tag{6.9}$$

Le berceau goniométrique modifie le plan de détection (plan horizontal ou vertical), autorisant ainsi la mesure dans les deux plans orthogonaux. Ce dernier point est nécessaire à la caractérisation des faisceaux elliptiques tels que ceux émis par une diode laser. Ensuite, une fibre optique à gradient d'indice 62,5/125 (caractérisée par rayon de cœur de $62,5\ \mu m$ et un rayon de gaine de $125\ \mu m$) située à une distance x de la source à caractériser recueille une fraction du faisceau de la source et la transmet au détecteur. Cette distance vaut environ 5 *mm* pour une fibre lentillée contre 17 *cm* pour une GRADISSIMO.

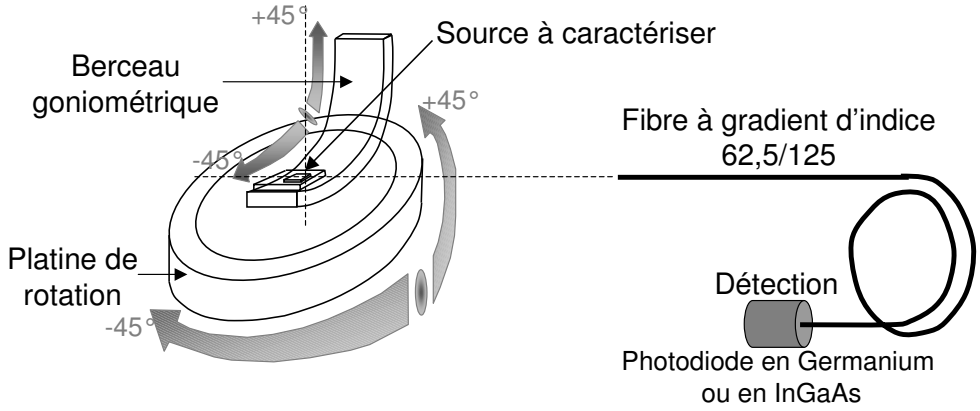


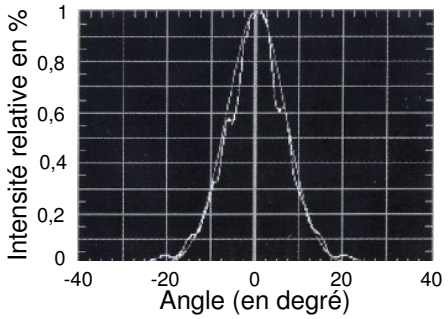
FIG. 6.16 – Principe de la mesure en champ lointain.
La fibre optique à gradient d'indice 62,5/125 est placée à environ 5 mm de la source à caractériser lorsque celle-ci correspond à une fibre lentillée contre 17 cm pour une GRADISSIMO.

La résolution de cette mesure est donnée par :

$$\text{résolution} = \arctan\left(\frac{\varnothing}{D}\right) = \arctan\left(\frac{62,5\ \mu m}{5\ mm}\right)$$

$\varnothing$ le diamètre du récepteur,
D la distance entre l'émetteur et le récepteur.

Pour un rayon de mode de 2 μm, soit un angle de divergence $\theta = 13,85^{\circ}$, nous obtenons une résolution de 0,72°. L'incertitude de mesure due à la résolution est, quant à elle, proportionnelle au rapport de la résolution angulaire sur l'angle total de la mesure du faisceau, soit de 7 % pour l'exemple considéré.



(a)

	Valeur expérimentale	Valeur mesurée sur la gaussienne
Angle de demi-ouverture à 1/e² de l'intensité maximum	13,18°	13,26°
Valeur du rayon de mode	2,109 µm	2,097 µm

(b)

FIG. 6.17 – Diagramme de rayonnement en champ lointain de la GRADHYP125 ghp125-12.

Un exemple de mesure en champ lointain d'une GRADHYP125 est présenté sur la figure 6.17 dans le plan parallèle par rapport à la direction de propagation. Nous mesurons alors un rayon de mode d'environ $2,1\ \mu m$. La mesure au champ proche de cette même micro-lentille a donné un rayon de mode de $2,25\ \mu m$. Les GRADHYP125 que nous avons à caractériser ont des diamètres de mode qui sont mesurables aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. Puisque la mesure en champ proche est plus facile à mettre en œuvre, toutes les caractérisations des gradhyp125 se feront uniquement au champ proche et au banc de couplage.

6.2.2.2 Mesure au banc de couplage

L'évaluation du rayon de mode de la micro-lentille peut également être réalisée à partir de la mesure du rendement du couplage de cette dernière avec une fibre monomode clivée droite. Pour cela, nous utilisons un banc de couplage dont le principe est présenté sur la figure 6.18. Ce banc permet également d'évaluer la distance de travail et les tolérances de positionnement de la lentille testée.

La platine de micro-positionnement Light Line de chez Physik Instrumente, sur laquelle est placée la micro-optique à caractériser, constitue le cœur de ce banc de mesure. Elle permet un déplacement élémentaire de $0,1\ \mu m$ dans les trois directions de l'espace. Ainsi, pour évaluer la distance de travail d'une micro-optique et ses pertes de couplage, nous plaçons en vis-à-vis de cette dernière une fibre monomode clivée droite qui permet de collecter la lumière couplée. L'alignement de la fibre monomode dans le plan de référence $z = 0$ est réalisé grâce à un système d'observation "Opto-Système" comme le montre

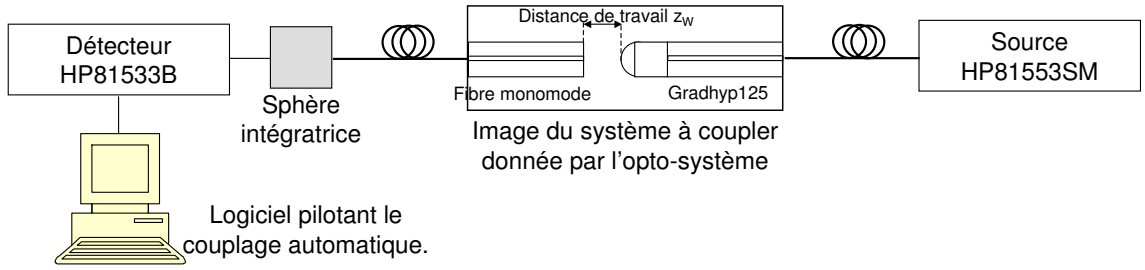


FIG. 6.18 – Présentation du banc de couplage.

la figure 6.18. La puissance couplée, fournie par la source Agilent, est collectée, via la fibre monomode, par une sphère intégratrice[13] reliée au détecteur Agilent. Les différents éléments de ce banc de couplage sont pilotés grâce à un logiciel qui permet de rechercher en mode automatique la position pour laquelle le couplage est optimum et de tracer les courbes de tolérance dans les trois dimensions de l'espace. Nous obtenons alors à la fois la distance de travail et les pertes de couplage. Ces pertes ne correspondent pas au rendement de l'optique dans l'application couplage laser/fibre visée mais elles permettent d'évaluer son rayon de mode grâce à la relation :

$$\eta = \frac{4\omega_1^2\omega_2^2}{(\omega_1^2+\omega_2^2)} \tag{6.10}$$

η correspond au rendement en dB : $\eta = 10\log\left(\frac{P}{P_0}\right)$,
avec P la puissance collectée par la fibre,
P_0 la puissance émise,
ω_1 le rayon de mode d'une fibre monomode,
ω_2 le rayon de mode de la micro-lentille utilisée.

La précision de la mesure des pertes de couplage est liée au pas élémentaire de la platine de déplacement de $0,1\ \mu m$ et à l'incertitude de la mesure de puissance de la sphère intégratrice. Nous utilisons une sphère MELLES GRIOT de 50 mm de diamètre dont l'incertitude sur la mesure de la puissance totale émise est inférieure à 5%.

La figure 6.19 montre l'influence des désalignements sur les pertes de couplage, ces courbes sont encore appelées courbes de tolérances. Nous constatons alors que les pertes de couplage augmentent de 1 dB pour un déplacement latéral de $\pm 1,8\ \mu m$ et pour un déplacement axial de $+11,7\ \mu m$. Cette mesure au banc de couplage a également permis de déterminer un rayon de mode compris entre 2,2 et $2,3\ \mu m$ pour une distance de travail d'environ $116,2\ \mu m$.

[13] C'est une cavité sphérique dont le traitement de surface génère une distribution lambertienne. Elle intègre alors spatialement le flux incident par de multiples réflexions. Le flux est réparti de façon uniforme sur la surface du détecteur, c'est-à-dire indépendamment des propriétés opto-géométriques et de positionnement du faisceau. Une telle sphère nécessite un bon étalonnage puisque seule une partie du flux de la source, placée à l'entrée de la sphère, est reçue par le détecteur.

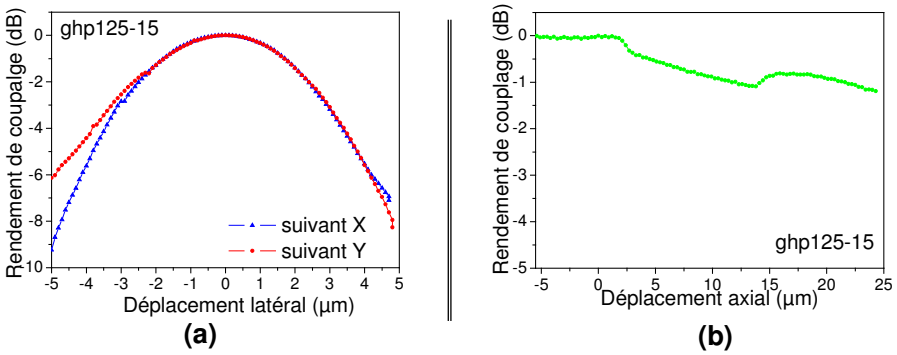


FIG. 6.19 – Rendement de couplage en fonction d'un déplacement latéral (a) et axial (b) de la GRADHYP125 ghp125-15.

La GRADHYP125 *ghp125-15 est caractérisée par une section de gradient d'indice longue de* 976,91 *µm, un rayon de sphère osculatrice d'environ* 68 *µm. En champ proche, nous avons mesuré un rayon de mode d'environ* 2,5 *µm.*

6.2.2.3 Mesure du taux de réflexion interne

Comme nous avons pu le voir précédemment, la fabrication des micro-optiques utilise des techniques telles que le clivage ou la soudure. La qualité des dioptres ainsi réalisés peut donc être altérée au cours de la réalisation de la micro-lentille. Il est donc important de bien caractériser ces dioptres pour évaluer la qualité de la lentille. Pour cela, nous réalisons une mesure de réflectométrie qui permet d'estimer de manière non destructive la position et la valeur de réflectance d'un dioptre [214]. Nous utilisons le système de mesure WIN-R (Optical Coherence Domain Reflectometer) de chez Photonetics. Le principe de fonctionnement de cet interféromètre de Michelson est présenté sur la figure 6.20.

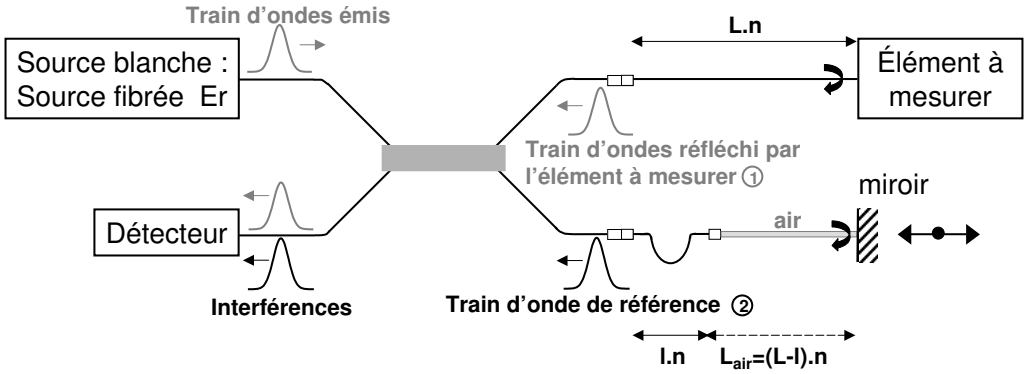


FIG. 6.20 – Principe de la mesure de réflectométrie réalisée par le réflectomètre WIN-R de chez Photonetics.

La source blanche de cet interféromètre est obtenue grâce à une diode super-lumines-

cente fibrée et dopée à l'erbium de haute puissance qui permet d'obtenir une plage de sensibilité de $-100\ dB$. De plus, elle a été conçue de telle sorte qu'elle ait une faible longueur de cohérence associée à une large résolution spatiale. Nous pouvons ainsi mesurer des réflexions très proches. Un premier train d'ondes ① se propage alors dans la fibre à mesurer et subit une réflexion sur les dioptres rencontrés, avant de revenir dans le bras de détection de l'interféromètre. Le deuxième train d'ondes ②, dit train d'ondes de référence, se propage le long d'un chemin optique ajusté grâce au balayage d'un miroir, avant de revenir dans le bras de détection. Une interférence constructive se produit entre le train d'ondes de mesure et le train d'ondes de référence lorsque leurs chemins optiques sont identiques. L'amplitude de cette interférence est alors détectée en fonction du déplacement du miroir.

Les spécifications de mesures fournies par le constructeur sont les suivantes :

- dynamique de la puissance réfléchie : 0 à 100 dB
- précision de la puissance réfléchie : $\pm 2\ dB$
- répétabilité de la puissance réfléchie : $\pm 1\ dB$
- résolution spatiale : 50 μm dans une fibre
- vitesse de balayage du miroir : 19 mm par seconde.

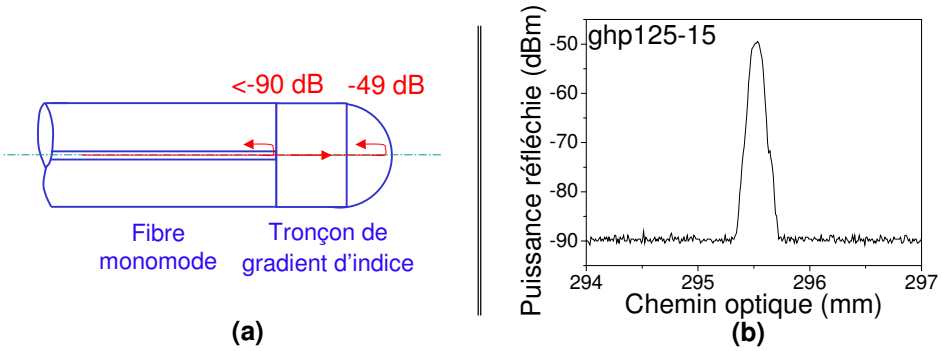


FIG. 6.21 – Mesure de la réflectance des différents dioptres qui composent une GRADHYP125.
(a) Schéma de principe de la GRADHYP125.
(b) Résultat de la mesure de réflectométrie.

Un exemple de mesure de réflectométrie d'une GRADHYP125, la ghp125-15 est présenté sur la figure 6.21. Nous pouvons y voir les réflectances et les positions des différents dioptres qui composent la micro-lentille. Pour l'exemple choisi, l'extrémité de la fibre lentillée a une valeur de réflectance de -49 dB. La soudure du tronçon de gradient d'indice et de la fibre monomode est en dessous du seuil de détection de l'appareil, c'est-à-dire inférieur à -90 dB.

Comme nous l'avons déjà précisé, notre cavité externe est constituée d'une micro-lentille, la GRADHYP125, qui permet l'adaptation du mode de la fibre à celui du laser ainsi que d'un réseau de Bragg. La fabrication et la caractérisation de la GRADHYP125 ayant été présentées, nous allons désormais nous intéresser à la photo-inscription du réseau. Nous

déduirons des contraintes de fabrication de chacun de ces deux éléments une méthode d'assemblage de notre cavité.

6.3 Photo-inscription des réseaux de Bragg dans les fibres optiques

La photo-sensibilité des fibres optiques a été découverte en 1978 par HILL et al. [215] au cours d'une expérience d'optique non linéaire où la lumière produite par un laser argon émettant à 488 nm était injectée dans une fibre optique dopée à l'oxyde de germanium. HILL observa alors une chute progressive de la puissance en sortie de la fibre au profit d'une augmentation de la puissance réfléchie [216]. Il avait alors, sans le savoir, photo-inscrit le premier réseau de Bragg : les faces clivées de la fibre optique constituaient une cavité résonante dans laquelle une onde stationnaire s'était établie, modulant longitudinalement et périodiquement l'indice optique de manière permanente. En 1981, LAM et GARSIDE [217] expliquèrent que l'origine du changement d'indice photo-induit résulte d'une absorption à deux photons, en référence aux travaux de COHEN qui mit en évidence en 1958 une bande d'absorption de ce type située dans l'ulta-violet à 244 nm dans les verres dopés à l'oxyde de germanium. Il a fallu attendre 1989 et les travaux de MELTZ [218] pour obtenir le premier réseau de Bragg photo-inscrit avec un laser à 244 nm au lieu de 488 nm. À cette longueur d'onde, le processus est beaucoup plus efficace, ce qui ouvre la porte à de nombreuses applications. MELTZ avait alors utilisé un montage interférométrique de type Mach-Zehnder pour inscrire des réseaux réflectifs dans l'infrarouge. Par la suite, de nombreuses méthodes ont été proposées pour photo-inscrire des réseaux de Bragg. Toutefois, le principe général repose sur l'éclairage d'une fibre optique par une figure d'interférences à 244 nm afin d'infliger à la fibre une modulation longitudinale périodique et permanente de son indice de réfraction. Les différentes méthodes de fabrication se distinguent de par la façon dont cette figure d'interférences est générée. Parmi les techniques les plus utilisées, nous pouvons citer l'utilisation d'un interféromètre de Michelson ou de Sagnac ou encore d'un miroir de Lloyd, etc.

Les réseaux de Bragg que nous avons utilisés pour ces travaux ont été fabriqués par Chrystelle JUIGNET du COPL[14], et par Lionel QUÉTEL d'IDIL[15]. L'un comme l'autre utilise une méthode de fabrication qui repose sur l'emploi d'un masque de phase tel que proposé par HILL [219] en 1993. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons donc nous attacher à présenter dans les grandes lignes le principe de cette méthode de fabrication en nous basant sur le montage utilisé à l'Université de Laval et présenté sur la figure 6.22.

[14]Centre d'Optique Photonique et Laser, Pavillon Alexandre-Vachon local 1448, Université de Laval, Québec Canada, G1K 7P4.
[15]IDIL Fibres Optique, Rue Louis de Broglie, 22300 Lannion.

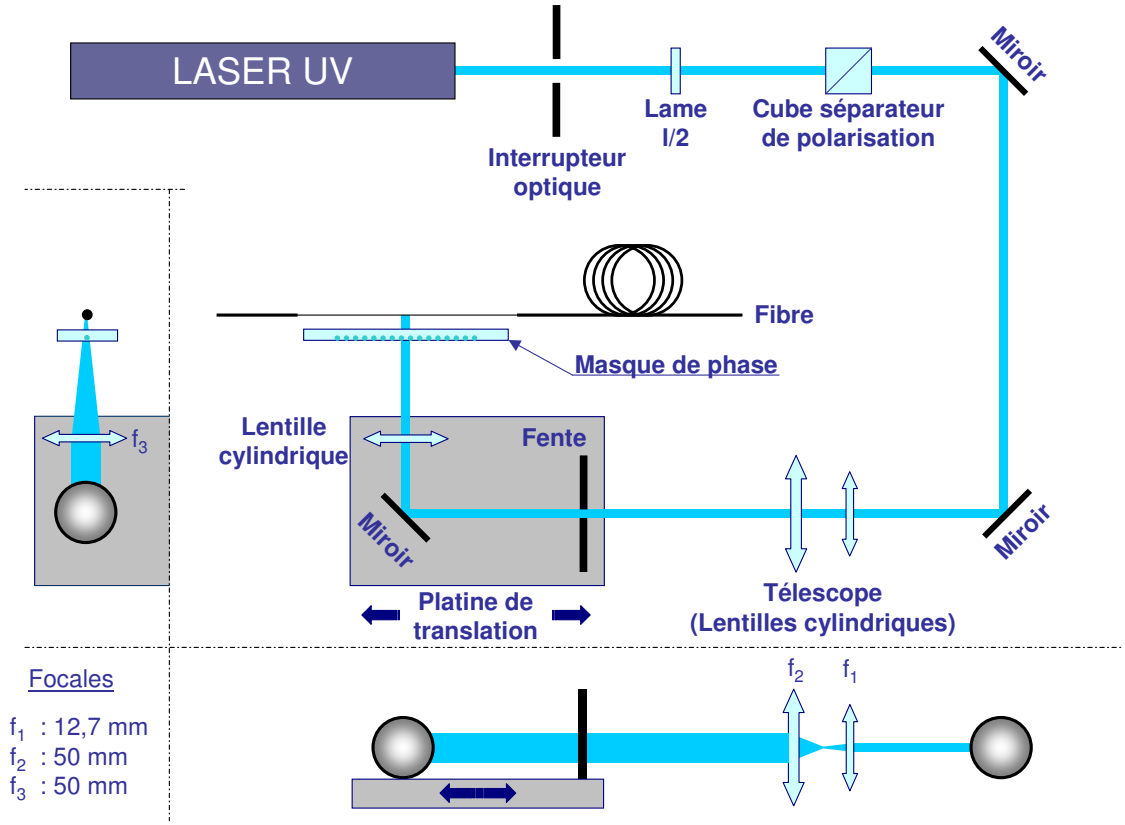


FIG. 6.22 – Montage expérimental d'inscription de réseaux de Bragg.
Les cadres en bas et à gauche sont des vues latérales du montage expérimental dans le but de représenter les effets des lentilles cylindriques (extrait de la référence [2]).

6.3.1 Laser

Le laser utilisé pour la photo-inscription est un laser UV commercial[16] continu, ayant une polarisation rectiligne et pouvant fournir jusqu'à 150 mW continus à 244 nm. Il s'agit d'un laser argon, émettant à 488 nm, doublé intra-cavité grâce à un cristal de borate de barium (BBO) protégé de l'humidité par une capsule d'azote. L'obtention d'un mode TEM_00 et donc d'un faisceau uniforme de qualité dépend du réglage des composantes optiques de la cavité (miroirs, diaphragme).

6.3.2 Optiques

Comme le montre la figure 6.22, la photo-inscription des réseaux de Bragg se fait à l'aide d'un montage en espace libre. Il est donc indispensable que l'émission du laser reste stable au cours du temps pour éviter tout désalignement par rapport aux autres éléments du montage. C'est pourquoi, le contrôle de la puissance émise ne se fait pas par variation du courant de polarisation du laser, qui entraînerait une variation thermique et donc

[16] Laser INNOVA 300C FRED de chez Coherent.

un désalignement du faisceau, mais par rotation d'une lame demi-onde. Pour des raisons d'agencement du laboratoire, le faisceau est replié sur deux miroirs avant de traverser un télescope constitué de lentilles cylindriques. Lors de son passage dans le télescope, la dimension verticale du faisceau est élargie pour permettre une meilleure focalisation de ce dernier dans la suite du montage. Le faisceau passe ensuite dans une fente verticale qui vient épurer horizontalement le spot. Enfin, une lentille cylindre focalise le faisceau sur la fibre optique. La tache de focalisation est caractérisée par une faible extension horizontale qui correspond à la largeur de la fente. D'autre part, l'utilisation d'une lentille cylindrique de courte focale permet d'obtenir un *waist* étroit, et ainsi un meilleur confinement de l'énergie. En pratique, une lentille de focale 50 mm est utilisée. Notons que quelques diaphragmes ou fentes supplémentaires ont été insérées dans le montage afin d'épurer le spot d'éventuels lobes de diffraction.

6.3.3 Masque de phase

Comme nous l'avons précisé précédemment, la méthode de fabrication des réseaux de Bragg, que nous décrivons, utilise des masques de phase. Cette méthode fut présentée par HILL [219] et ANDERSON [220] en 1993. Il s'agit en réalité d'un réseau de diffraction utilisé en transmission. Lors de sa fabrication, la profondeur des sillons est réalisée avec soin pour qu'elle permette l'atténuation de l'ordre zéro de diffraction à la longueur d'onde d'émission du laser UV. Ainsi, comme le montre la figure 6.23, l'extension horizontale du faisceau laser fait que les ordres de diffraction 1 et -1 se recouvrent partiellement et interfèrent. Les franges d'interférences sont représentées sur la figure 6.23 par les traits parallèles dans la zone de recouvrement des deux ordres impairs de diffraction.

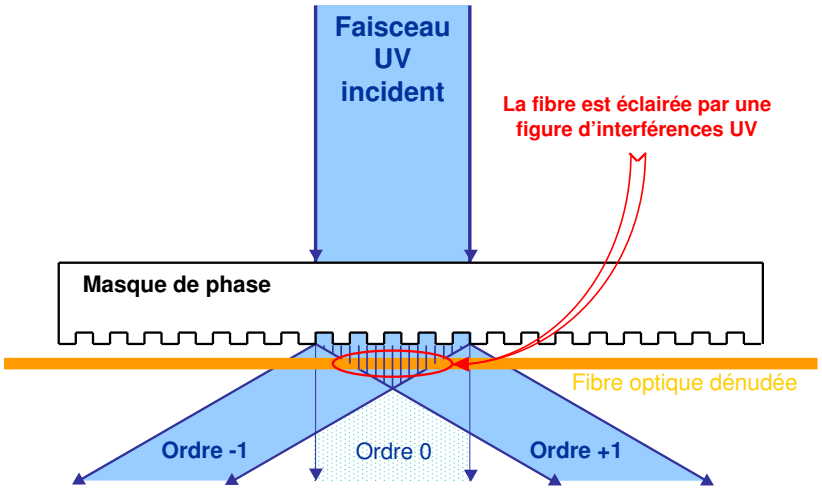


FIG. 6.23 – Principe du masque de phase pour la création d'une figure d'interférences (extrait de la référence [2]).

La fibre est placée sous cette figure d'interférences afin de moduler de manière permanente son indice de réfraction. Notons que la partie exposée de la fibre optique est au préalable dénudée de ses gaines protectrices afin d'augmenter l'efficacité du processus d'inscription. Pour nos applications, les différents masques utilisés correspondent à des réseaux de période 535,5 nm et caractérisés par différentes valeurs de *chirp*. Il est important de remarquer que la période de la figure d'interférences créée par le masque, donc de la modulation d'indice photo-inscrite, est deux fois moindre que la période du masque de phase. Enfin, la longueur d'onde de référence du réseau de Bragg est alors égale au produit de l'indice optique par la période du masque de phase, soit autour de 1540 nm.

6.3.4 Inscription

Le montage interférométrique présenté sur la figure 6.22 produit un faisceau UV caractérisé par une faible extension horizontale (de l'ordre du mm). Ainsi, si nous voulons photo-inscrire des réseaux de plusieurs centimètres, nous devons effectuer un balayage du faisceau UV le long du masque de phase. Notons que tant que la fibre et le masque de phase sont solidaires, déplacer le faisceau UV ne modifie pas la position de la figure d'interférences sur la fibre optique. Une platine de translation motorisée d'excursion 20 cm et de résolution 1 μm est utilisée pour déplacer le faisceau UV. Et plus la vitesse de déplacement du faisceau est rapide, plus le réseau photo-inscrit est faible. La force du réseau de Bragg est donc contrôlée par cette vitesse. L'inscription est contrôlée au cours de la fabrication en injectant une source large bande dans la fibre, et en observant le spectre en transmission de la fibre insolée.

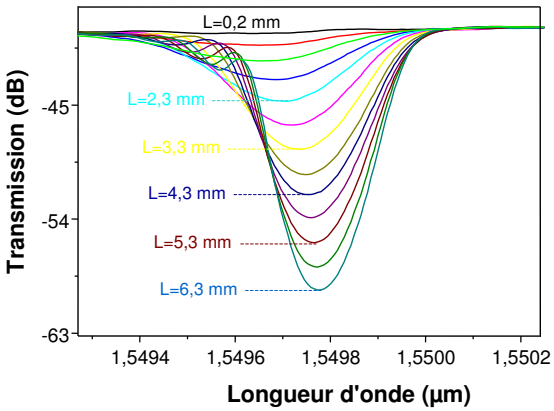


FIG. 6.24 – Évolution de la transmission spectrale d'un réseau au cours de son inscription.
Réseau de longueur 6,7 mm écrit à la vitesse de 0,01 mm/s avec une puissance UV de 100 mW sur une fibre photo-sensible non hydrogénée. Les spectres optiques sont acquis par un analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm tous les 0,5 mm de réseau photo-inscrit, à partir de 0,2 mm.
Les courbes sont acquises pendant l'inscription.

La figure 6.24 présente l'évolution de la transmission du réseau au cours de sa fabrication. Nous remarquons alors que la transmission du réseau diminue et tend à saturer.

De plus, la faible largeur du faisceau UV, de l'ordre du mm, fait que les bords du réseau photo-inscrit ont un indice effectif plus faible que celui du centre du réseau. Ainsi, la valeur de l'indice effectif moyen qui définit la longueur d'onde centrale du réseau est plus importante au début du processus de fabrication (sur les premiers mm), avant d'atteindre sa valeur nominale. La longueur d'onde centrale du réseau augmente donc au cours de l'inscription (voir figure 6.24). D'autre part, la focalisation du faisceau sur la fibre entraîne un échauffement local du réseau qui se traduit par la présence d'un lobe secondaire d'un côté seulement de la transmission spectrale du réseau (voir figure 6.24). Toutefois, ce lobe disparaît une fois l'UV coupé.

Nous venons de présenter la fabrication de chacun des deux éléments composant la micro-lentille. Il nous faut donc trouver un mode opératoire permettant l'assemblage de la cavité le plus efficace. Pour cela, nous devons composer avec les contraintes de fabrication de chacun des éléments pris indépendamment l'un de l'autre.

6.4 Assemblage et caractérisation de la cavité externe

6.4.1 Assemblage

Les deux paragraphes précédents ont mis en évidence les contraintes de fabrication suivantes :

- l'utilisation des masques de phase pour la fabrication des réseaux de Bragg implique que la fibre soit dénudée sur une longueur suffisante et qu'elle soit maintenue de part et d'autre de cette zone ;
- chaque étape de la fabrication d'une GRADHYP125 est critique qu'il s'agisse de la soudure du tronçon de gradient d'indice, de son clivage ou de la réalisation du profil souhaité.

La première contrainte nous montre que si la micro-lentille est déjà présente sur la fibre optique, nous ne pourrons pas photo-inscrire le réseau suffisamment proche de cette dernière pour pouvoir réaliser une cavité courte (de quelques centimètres). Il est donc impératif que la photo-inscription du réseau de Bragg soit la première étape de fabrication de la cavité externe. Cependant, nous pouvons distinguer deux situations :

- cavités courtes de plus de 20 mm,
- cavités très courtes, de moins de 20 mm.

6.4.1.1 Cavités de plus de 20 mm

Dans ce cas, le réseau est directement photo-inscrit sur de la fibre monomode classique et le début de celui-ci est repéré par une marque sur la gaine de la fibre comme le montre la figure 6.25. Cette étape doit être faite avec le plus grand soin puisque nous nous basons sur elle pour déterminer la taille de la cavité.

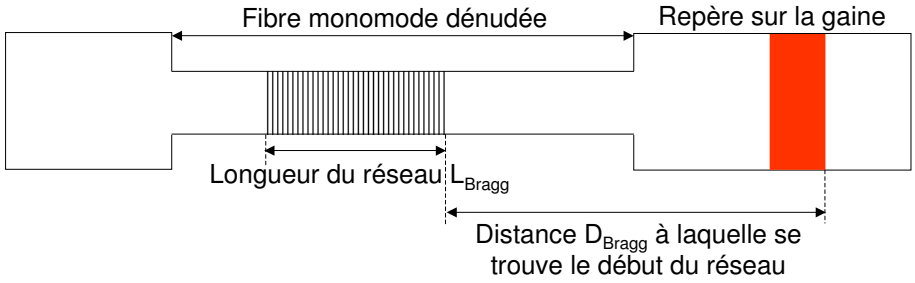


FIG. 6.25 – Présentation de la fibre monomode après photo-inscription d'un réseau de Bragg. *La distance à laquelle se trouve le réseau nous est généralement indiquée par rapport au début du repère.*

Une fois le réseau photo-inscrit, nous connaissons :
- la longueur du réseau L_{Bragg},
- la distance, D_{Bragg}, donnée avec une précision de ± 1 mm, à laquelle se trouve le début de ce réseau par rapport à la marque rouge,
- le sens du chirp par rapport à la marque.

Ensuite, en fonction de la longueur de la cavité que nous cherchons à atteindre, nous venons cliver la fibre à une distance $D_{clivage}$ du début du réseau. La cavité comprenant un réseau de Bragg, une micro-lentille et un tronçon de fibre monomode, sa longueur, L, est définie par la relation suivante :

$$L = L_{GRADHYP125} + \frac{L_{Bragg}}{2} + L_{monomode} \tag{6.11}$$

avec

$L_{GRADHYP125}$ la longueur de la micro-lentille. Pour une utilisation avec les puces lasers d'Alcatel, nous avons vu au paragraphe §6.2.1 que cette longueur vaut environ 1 mm (975 μm pour le tronçon de gradient d'indice 125 et autour de 70 μm pour le rayon de la sphère osculatrice).
$\frac{L_{Bragg}}{2}$ indique la distance à laquelle se trouve approximativement le miroir équivalent formé par le réseau de Bragg.
$L_{monomode}$ correspond à la longueur du tronçon de fibre monomode.

Soit une distance de clivage, pour une utilisation du réseau avec le sens de chirp indiqué après photo-inscription, définie comme suit :

$$D_{clivage} = D_{Bragg} + \frac{L_{Bragg}}{2} - (L - L_{GRADHYP125}) \tag{6.12}$$

Pour une utilisation du réseau avec un chirp inversé par rapport à celui indiqué, la relation 6.13 devient :

$$D_{clivage} = D_{Bragg} + \frac{L_{Bragg}}{2} + (L - L_{GRADHYP125}) \tag{6.13}$$

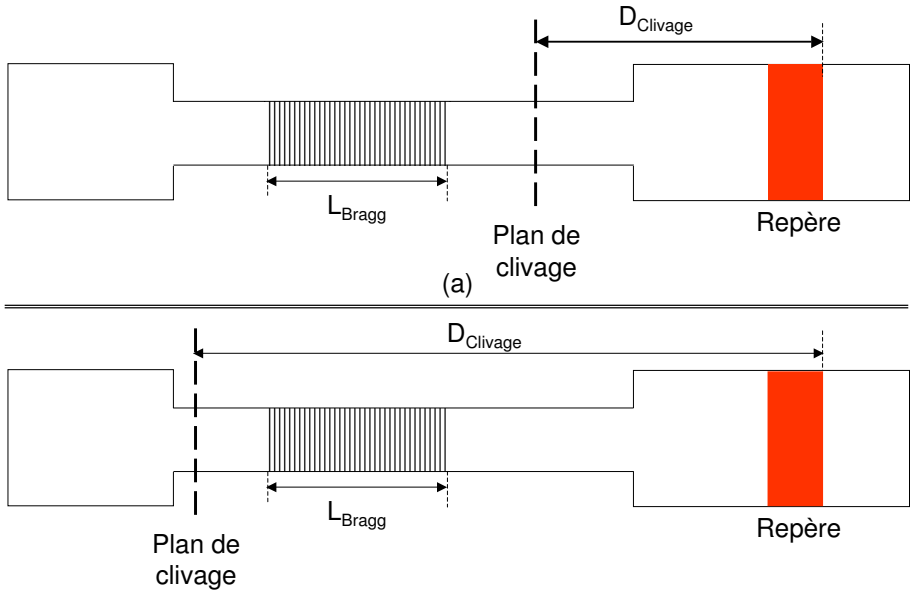


FIG. 6.26 – Représentation du plan de clivage :
(a) pour une utilisation du réseau avec un chirp dans le sens de fabrication
(b) pour une utilisation du réseau avec un chirp inversé.

Tout ceci est illustré sur la figure 6.26. Le clivage doit être réalisé avec un maximum de précaution puisqu'un mauvais clivage entraîne une soudure avec beaucoup de pertes et par conséquent une micro-lentille peu performante. La précision de cette première phase d'assemblage est de l'ordre de 1 à 2 mm.

Une fois le clivage réalisé, nous procédons aux différentes étapes de fabrication présentées aux paragraphe 6.2.1, à savoir :

- soudure du tronçon de GI125,
- clivage de ce dernier à 975 μm,
- préparation de la lentille d'apport,
- apport de matière,
- et réalisation de la sphère osculatrice.

Cette façon de procéder est quasiment sans risque pour des cavités relativement longues. En effet, en cas de problème au moment du clivage, le réseau de Bragg n'est pas perdu puisque nous pouvons réaliser un deuxième clivage qui aura pour conséquence de diminuer la taille de la cavité externe. La plupart des cavités que nous avons réalisées au cours de nos travaux ont été obtenues avec ce procédé de fabrication.

6.4.1.2 Cavités de moins de 20 mm

Pour les cavités très courtes, c'est-à-dire de moins de deux centimètres, il est préférable de souder le tronçon de gradient d'indice à la fibre monomode avant la photoinscription. Pour cela, nous dénudons la fibre monomode sur la longueur nécessaire à

la photo-inscription puis nous venons souder un tronçon de gradient d'indice d'environ trois centimètres. Enfin, environ cinquante centimètres de fibre monomode sont soudés derrière la fibre à gradient d'indice. De cette façon, nous disposons d'une longueur suffisante de fibre pour la photo-inscription[17] tout en limitant l'utilisation abusive de fibre à gradient d'indice 125/125 dont le coût est élevé.

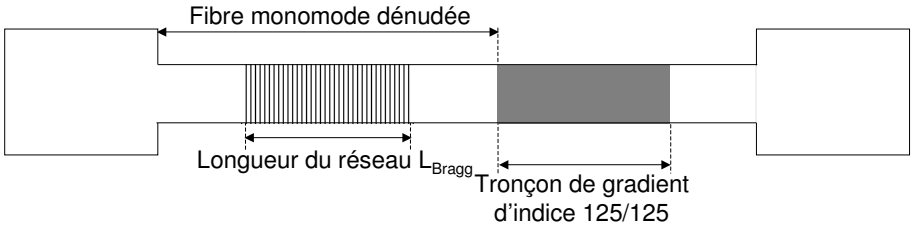


FIG. 6.27 – Représentation du plan de clivage :
(a) pour une utilisation du réseau avec un chirp dans le sens de fabrication
(b) pour une utilisation du réseau avec un chirp inversé.

Au moment de la photo-inscription, le masque est positionné par rapport à la marque due à la soudure entre la fibre monomode et la fibre à gradient d'indice. Cette dernière est visible avec un système de visualisation classique. Nous obtenons alors un tronçon de fibre analogue à celui schématisé sur la figure 6.27. Ensuite, nous procédons à la fabrication de la micro-lentille en suivant les étapes suivantes :

- clivage du tronçon de GI125 à 975 μm,
- préparation de la lentille d'apport,
- apport de matière,
- et réalisation de la sphère osculatrice.

Que nous utilisions l'un ou l'autre des deux procédés d'assemblage que nous venons de décrire, nous soudons un connecteur à la cavité externe afin de simplifier sa caractérisation ainsi que son utilisation.

6.4.2 Caractérisation de la cavité externe

La caractérisation de la cavité ainsi fabriquée se déroule en deux étapes :

- caractérisation de la micro-lentille afin de s'assurer qu'elle possède le bon diamètre de modes. Pour cela, nous utilisons principalement la mesure en champ proche et au banc de couplage dont les principes ont été présentés au paragraphe §6.2.2. Le rayon de la sphère osculatrice est évalué à l'aide d'un microscope optique.
- la caractérisation du réseau de Bragg en transmission et en réflexion.

Pour la mesure de la transmission et de la réflexion du réseau de Bragg, nous utilisons le montage présenté sur la figure 6.28. Nous envoyons une source blanche sur le réseau

[17] Au cours de la photo-inscription, la fibre optique doit être maintenue de part est d'autre de la zone à photo-inscrire.

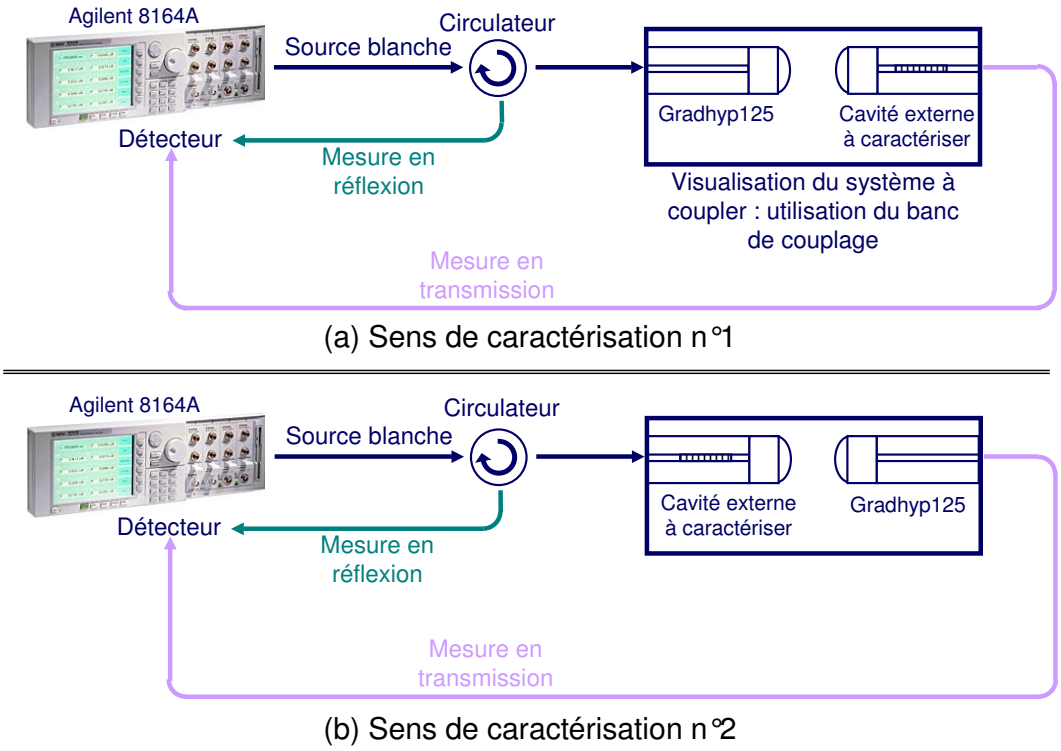


FIG. 6.28 – Montages utilisés pour la caractérisation des réseaux de Bragg contenus dans la cavité externe.
Les deux montages permettent de caractériser les réseaux en transmission et en réflexion dans deux sens différents : (a) celui du laser,
(b) dans le sens opposé à celui de l'utilisation de la cavité.

et nous observons le signal transmis et réfléchi par ce dernier. Nous balayons ainsi l'intervalle de longueurs d'onde : 1530 à 1550 nm avec un pas de 5 pm. Pour cela, la cavité externe à caractériser est positionnée sur le banc de couplage (décrit au paragraphe §6.2.2.2) et elle est couplée à une GRADHYP125 qui a les mêmes caractéristiques que celle utilisée pour la cavité externe. Ainsi, nous couplons la source blanche au réseau avec un minimum de pertes et de réflexions parasites qui perturberaient la mesure. De plus, ce montage permet d'étudier l'influence du sens de caractérisation sur l'allure de la réflexion et la transmission du réseau. En effet, le montage (a) nous donne accès à l'allure de la réflexion vue par le laser lorsqu'il est soumis à la contre-réaction de ce dernier alors que le montage (b) nous permet d'évaluer l'influence de la micro-lentille sur la réflexion ou la transmission du réseau.

La figure 6.29 présente les résultats de la caractérisation de la micro-lentille numéro ghp125-7 associée au réseau de Bragg res2 fabriqué à l'Université de Laval par Chrystelle JUIGNET. Nous remarquons alors que l'allure de la réflectivité dépend fortement du sens de la caractérisation. Lorsque la source blanche est envoyée sur le réseau via la GRADHYP125 (sens de caractérisation n°1), d'importantes perturbations apparaissent aux basses longueurs d'onde. Le taux de réjection du réseau est altéré : il passe d'une valeur

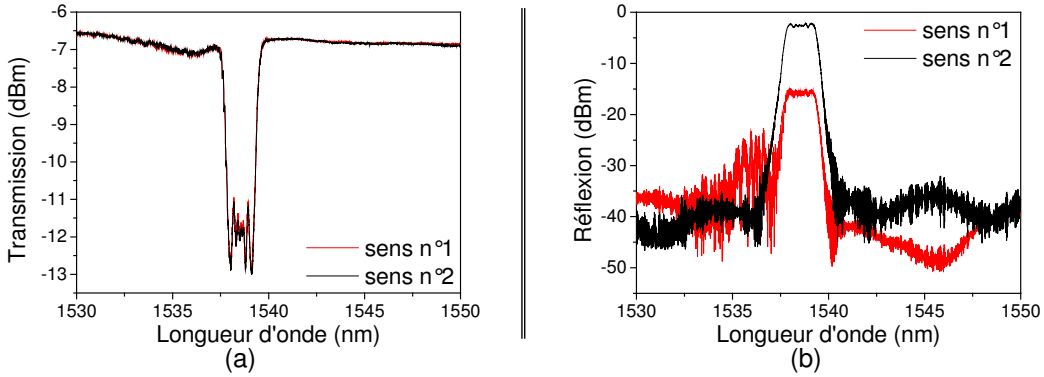


FIG. 6.29 – Caractérisation de la cavité externe composée de la micro-lentille numéro ghp125-7 associée au réseau de Bragg res2.
Transmission (a) et réflexion (b) du réseau dans les deux sens de caractérisation présentés sur la figure 6.28.

inférieure à 30 dBm dans le sens n°2 à 7,5 dBm dans le sens n°1 pour une longueur de cavité de 40 mm. Par contre, le sens de caractérisation du réseau n'a aucune incidence sur l'allure de la transmission comme l'indique la figure 6.29 (b).

Afin de mieux comprendre l'origine de cette perturbation qui peut être gênante pour l'application que nous visons, nous avons tracé la réflectivité du réseau de Bragg dans le sens de caractérisation n°1 pour différentes longueurs de cavité. Les résultats sont présentés sur le figure 6.30. Nous constatons alors que les perturbations apparaissent dès que la taille de la cavité est inférieure à huit centimètres. Toutefois, pour des cavités plus longues, les ondulations visibles au pied du réseau indique que la perturbation est sûrement présente mais sur une autre plage de longueurs d'onde que celle sur laquelle ces courbes ont été tracées. Ces résultats montrent que la micro-lentille favorise le couplage dans les modes de gaine. En effet, ces modes étant fortement atténués au cours de la propagation dans la fibre optique, leur effet s'amoindrit lorsque nous éloignons le réseau. Une des techniques utilisables pour atténuer l'effet de ces modes est d'ajouter une gaine au tronçon de fibre dénudée sur lequel nous avons réalisé la micro-lentille. Mais cette étape est quasiment impossible à réaliser sans dégrader la micro-lentille.

D'autre part, ces perturbations sont liées à la présence du tronçon de fibre à gradient d'indice comme le montre la figure 6.31. Le réseau utilisé pour ces mesures a été fabriqué par Lionel QUÉTEL de chez IDIL. Il s'agit d'un réseau uniforme chirpé (avec un chirp du masque de phase égal à 10 nm/cm) long de 3 mm. La technique d'assemblage de la cavité correspond à celle des cavités très courtes décrites au paragraphe §6.4.1.2 puisque le début du réseau photo-inscrit se situe à environ 3 mm après la soudure de la fibre à gradient d'indice sur la fibre monomode. Ainsi, en soudant des connecteurs à chaque extrémité de cette fibre, nous avons pu caractériser le réseau en présence uniquement d'un tronçon de gradient d'indice (figure6.31(a)). Nous constatons que les perturbations ont une structure plus régulière que ce que nous avons observé jusqu'à maintenant. Elle laisse apparaître

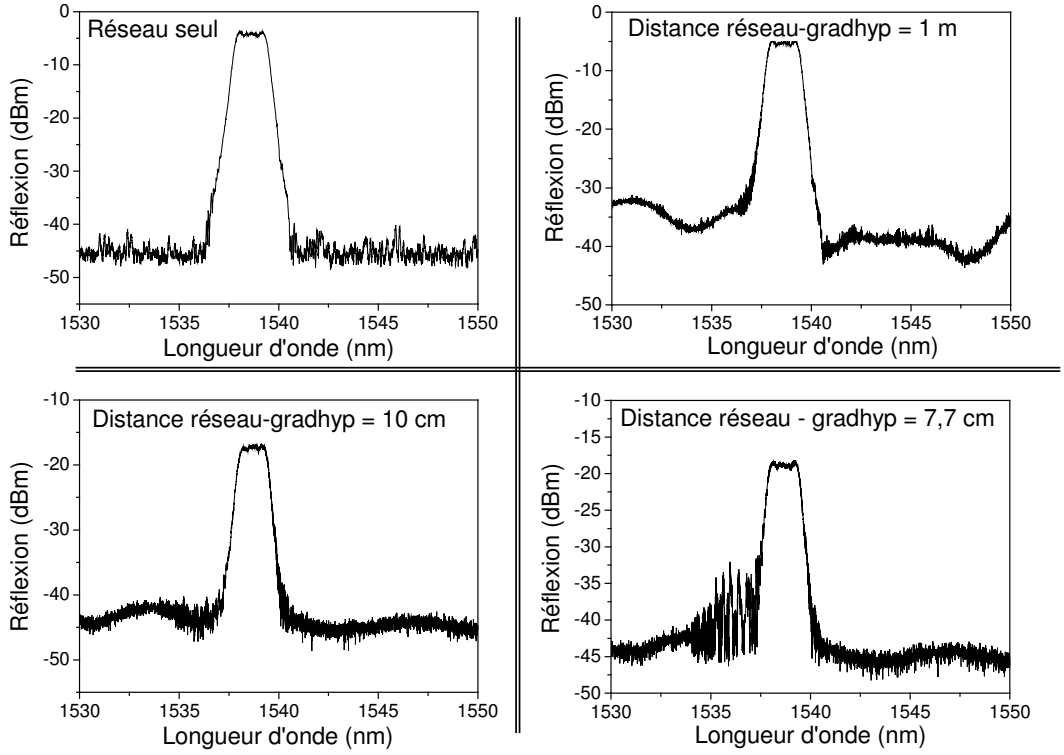


FIG. 6.30 – Evolution de l'allure de la courbe de réflexion d'un réseau de Bragg associé à une micro-lentille lorsque la taille de la cavité externe diminue.

un intervalle spectral libre compris entre 0,6 et 0,7 nm qui correspond à une resonance dans une sous-cavité parasite longue d'environ 1,3 mm dans la silice que nous n'avons pas encore pu identifier.

Lorsque nous ajoutons une micro-lentille (voir figure 6.31(b et c)) qui améliore la qualité du couplage entre le laser et le réseau, les perturbations sont légèrement atténuées mais elles persistent. La micro-lentille ne semble donc pas focaliser le faisceau exactement à l'endroit souhaité. Enfin, là encore la transmission du réseau n'est pas altérée par la présence ou l'absence d'une micro-lentille.

Comme nous avons pu le constater, plus la cavité est courte, plus la dégradation du taux de réjection est importante. Nous n'avons pas encore trouvé d'explications précises à ce phénomène ni même de solutions. Toutefois, nous supposons que ce dernier est lié à une diffraction de la lumière incidente sur la soudure entre la fibre à gradient d'indice et la fibre monomode bien que les simulations, faites au CCLO, de la propagation d'un faisceau gaussien dans cette micro-lentille ne laissent rien voir de ce problème. Une telle diffraction favoriserait le couplage de la lumière avec les modes de gaine. L'excitation des modes de gaine peut également être due à une mauvaise focalisation du faisceau dans la fibre monomode. Afin de vérifier ce dernier point, nous proposons de réaliser des lentilles

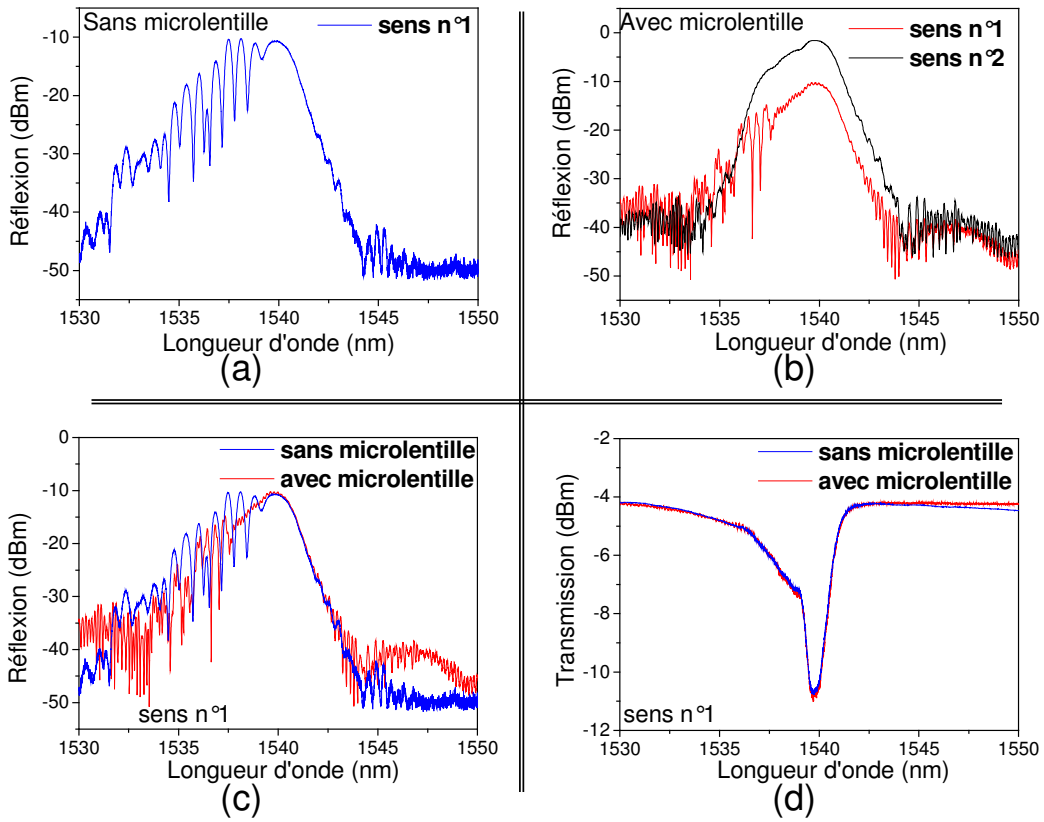


FIG. 6.31 – Comparaison de l'allure des perturbations de la réflectivité du réseau lorsque nous lui ajoutons uniquement un tronçon de fibre à gradient d'indice et lorsque nous lui ajoutons une micro-lentille.
Le réseau utilisé est un réseau uniforme caractérisé par une réflectivité maximum de 78 % et d'un chirp de 10 nm/cm (pour le masque de phase).

analogues mais en ajoutant un tronçon de silice[18] entre le tronçon de gradient d'indice 125 et la fibre monomode. La simulation de cette micro-lentille est en cours et des tests de réalisation devraient être réalisés dans un futur proche.

6.4.3 Caractéristiques des différentes cavités fabriquées et limitations

Les lasers Alcatel que nous avons utilisés pour l'étude du blocage de modes actif d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg ne peuvent pas être modulés à plus de 6 GHz. Nous avons donc fabriqué des cavités permettant une fréquence de modulation comprise entre 2 et 3 GHz. La dégradation du taux de réjection dans ce cas reste tolérable bien qu'importante.

Dans ce dernier paragraphe, nous nous proposons de présenter les différentes cavités réalisées pour les besoins de cette étude sous la forme d'un tableau récapitulant le nom et les caractéristiques de chacune d'elle. Ainsi, les résultats expérimentaux que nous pré-

[18] L'influence d'un tel tronçon a été décrite au paragraphe §6.1.2.

senterons dans la suite de ce document seront toujours accompagnés du nom de la cavité externe utilisée.

En conclusion, nous venons de voir que la méthode de fabrication d'une cavité externe composée d'un réseau de Bragg et d'une micro-lentille est relativement simple et reproductible. En effet, comme le montre le tableau 6.2, les micro-lentilles ont quasiment toutes les mêmes caractéristiques. C'est un des gros avantages de l'utilisation d'une GRADHYP125 par rapport à d'autres lentilles. Toutefois, la cavité étant entièrement réalisée sur de la fibre nue, elle est très fragile. Cependant, ce problème pourrait être pallié en intégrant le banc de montage sur un module où l'extrémité micro-lentillée de la fibre est collée alors que l'autre extrémité est directement connectorisée.

D'autre part, ce procédé de fabrication permet de réaliser des cavités courtes (de quelques millimètres) même si à de telles longueurs, des perturbations apparaissent aux basses longueurs d'onde sur la réflectivité du réseau. Pour pouvoir diminuer la taille de la cavité externe, il faudrait pouvoir photo-inscrire un réseau de Bragg directement dans le tronçon de fibre à gradient d'indice. La principale difficulté de réalisation réside dans le caractère multimomode de cette fibre. Les différents essais que nous avons effectués avec Lionel QUÉTEL ont montré que la réflectivité du réseau est beaucoup moins propre que celle obtenue grâce à une photo-inscription dans de la fibre monomode.

TAB. 6.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des différentes cavités réalisées au cours de nos travaux.

Nom	Caractéristiques de la micro-lentille					Caractéristiques du réseau de Bragg						
	$L_g(\mu m)$	r_{osc} (μm)	$Z_w(\mu m)$	$w_{0,1}$[a] (μm)	$w_{0,2}$[b] (μm)	Nom	R_{max}	$\lambda_B(nm)$	L[c] (mm)	Apodisation	BW_R[d] (nm)	C_h[e](nm/cm)
ghp125-7	976,8	70	123,9	2,3	/	Res2	75, 4%	1538,6	10	/	1,68	1,25
ghp125-11	976,7	66	106	1,9	/	/						
ghp125-12	974,5	68	124,1	2,1	2,7	/						
ghp125-b1	974,5	66,5	114,8	2,1	2,65	BR023-033	70%	1538,9	3	/	2,3	10
ghp125-b2	974,5	69,4	120,2	2,3	2,75	BR023-032	63, 6%	1539,3	3	/	2,3	10
ghp125-b3	974,5	68,1	120,2	2,25	2,7	BR023-039	78, 1%	1539,5	3	/	2,4	10
ghp125-13	975,9	71,2	140,6	2	2,9	Res5	75%	1538,6	10	/	1,7	1,25
ghp125-14	974,5	73	127	2	2,65	Res4	75%	1538,7	10	/	1,67	1,25
ghp125-15	976,9	68	116,2	2,25	2,6	/						
ghp125-b4	973	70,4	124,5	2,25	2,7	Res3	74, 9%	1538,6	10	/	1,7	1,25
ghp125-b5	974,6	69,7	122	1,7	2,9	Res1-091103	90%	1539,8	15	Gaussienne	1,2	1,25
ghp125-b6	979	69,9	123,4	2,15	2,65	Res2-091103	97%	1539,9	15	Gaussienne	1,3	1,25
ghp125-b7	976,9	72	135,2	1,9	2,85	Res3-091103	98%	1539,9	15	Gaussienne	1,3	1,25
ghp125-b8	974,6	68,6	113,4	2,15	2,6	Res5-191103	50%	1538,7	10	/	1,6	1,25
ghp125-b9	974,6	70,1	119,4	2	2,65	Res1-231103	82%	1539,6	15	/	2,6	1,25
ghp125-b10	974,6	69,7	122,4	2,25	2,65	Res6-231103	99%	1539,7	15	Sinc	1,9	1,25
ghp125-b11	974,6	69,7	127	2,15	2,65	Res8-231103	97%	1540,0	25	Gaussienne	1,2	0,745
ghp125-16	974,6	71,7	128,7	2,25	2,8	/						

[a] mesuré au banc de couplage.
[b] mesuré en champ proche
[c] Longueur du réseau.
[d] Largeur du réseau à 3 dB.
[e] Chirp du masque.

Chapitre 7

Caractérisation des diodes lasers utilisées et analyse du blocage de modes actif

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'influence des paramètres d'un réseau de Bragg sur les impulsions obtenues par blocage de modes actif d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré. La fabrication de la cavité externe ainsi que les caractéristiques des différentes cavités utilisées ont été décrites au chapitre précédent. Nous débuterons donc ce chapitre en présentant les différents lasers ainsi que le dispositif expérimental utilisés pour cette étude. Puis nous exposerons les performances de chaque source impulsionnelle réalisée.

7.1 Caractéristiques des puces lasers utilisées

7.1.1 Description des puces utilisées

Comme nous l'avons rappelé au cours du premier chapitre de ce document, les caractéristiques (puissance crête ou largeur à mi-hauteur) des impulsions obtenues par blocage de modes dépendent du nombre de modes oscillant dans la cavité laser. Nous avons donc tout intérêt à travailler avec des lasers multimodes. La méthode la plus simple pour obtenir ce type de laser est de placer un milieu amplificateur dans une cavité de type Fabry-Pérot. Un tel résonateur est composé, dans le cas le plus simple, par deux miroirs plans parallèles et réfléchissants. Dans le cas d'un laser à semi-conducteurs, cette cavité est obtenue par simple clivage des extrémités longitudinales du cristal. L'indice très élevé du matériau semi-conducteurs[1] permet d'obtenir, avec les faces clivées en contact avec l'air, un coefficient de réflexion suffisant (compris entre 30 et 35%) pour permettre à l'oscillation qui prend place dans la cavité de faire des allers-retours.

[1] Il est compris entre 3 et 4 selon le matériau utilisé.

Les lasers à semi-conducteurs utilisés dans le cadre de ce doctorat sont des lasers de type Fabry-Pérot à pompage électrique et émettant à $1,5\ \mu m$. Ils nous ont été fournis par :

- Alcatel[2] directement montés sur une embase adaptée à 25 Ω et de bande passante 6 GHz ;
- Thalès[3] qui a accepté de monter les puces sur des embases que nous avions conçues à l'ENSSAT.

Le principe de fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs a été présenté au cours du chapitre 2 de ce document, nous ne reviendrons donc pas dessus. Toutefois, il est important de préciser que les puces fournies par Alcatel ont un adaptateur de modes qui permet d'élargir son diamètre de mode. Enfin, le traitement anti-reflet de la face de couplage a également été réalisé chez Alcatel permettant d'obtenir une valeur de r_2 inférieure à 10^{-3}. Le principal inconvénient de ces puces, comme nous le verrons dans la suite de ce paragraphe, est qu'elles sont difficilement accessibles des deux faces, ce qui peut être préjudiciable pour notre application. C'est pourquoi, nous avons également travaillé en collaboration avec Michel KRAKOWSKI de Thalès qui a accepté de monter les puces fabriquées par son équipe sur une embase que nous avions spécialement conçues pour qu'elle soit adaptée à notre application, à savoir :

- accessible des deux faces,
- et permettant une modulation d'au moins 10 GHz.

Ces puces ayant été livrées sans traitement anti-reflet, cette dernière étape indispensable a été réalisée par l'équipe de Gadi EISEINTEIN [4] de chez Technion[5], en Israël pour deux de nos puces. La face clivée ainsi traitée possède une réflectivité inférieure à 4.10^{-3}. Nous avons également travaillé en collaboration avec la société lannionnaise KERDRY[6] pour mettre en place un système de traitement permettant d'atteindre aisément des réflectivités d'au moins 10^{-4}. Cette collaboration devrait donner des résultats satisfaisants dans les mois à venir.

Avant de présenter les caractéristiques de ces différentes puces, nous allons décrire le banc que nous avons développé en collaboration avec Philippe ROCHARD du CCLO pour la réalisation de sources impulsionnelles.

7.1.2 Mise en œuvre

L'étude de ces puces en régime de blocage de modes actif sous l'influence d'une contre-réaction optique implique que le support mécanique sur lequel repose la diode doit permettre :

[2]Nous remercions Bruno THÉDREZ d'Alcatel Marcoussis pour ce don.
[3]Nous remercions Michel KRAKOWSKI pour sa collaboration.
[4]Nous remercions Gadi EISEINTEIN, Robert ALIZON et Beso MIKHELASHVILI pour leur efficacité.
[5]Optical Communication Laboratory, Electrical engineering Department, Technion, Haifa 32000 Israël.
[6]KERDRY, 5 rue Louis de Broglie 22300 Lannion.

– une modulation haute fréquence du courant d'injection de la puce ;
– l'accès aux deux faces de la puce ;
– le couplage de la puce à la cavité externe, caractérisée par une distance de travail d'environ 120 μm, via la face traitée anti-reflet.

L'application d'une modulation haute fréquence nécessite l'utilisation d'un câble SMA pour l'alimentation de la puce ainsi que la présence d'une masse commune à la puce et au câble. Nous avons pris en compte chacune de ces contraintes pour la réalisation des embases et de leur support mécanique.

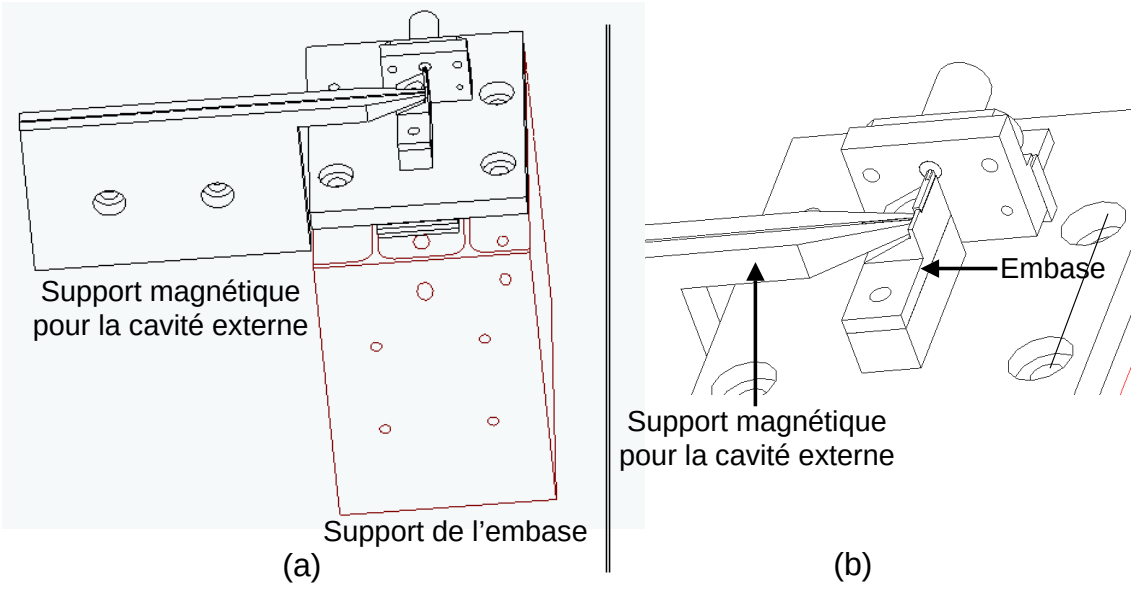


FIG. 7.1 – Représentation du support de la cavité externe.
(a) Support de la cavité externe en présence du support pour l'embase du laser.
(b) La forme pointue de ce support permet de s'approcher au plus près de la puce sans toucher les autres pièces mécaniques.

Le support de la cavité externe fibrée est placée sur une platine de micro-positionnement de chez Physik Instrumente qui permet un déplacement élémentaire de $0,1\ \mu m$ dans les trois directions de l'espace. Ce support répond aux contraintes d'encombrement des deux embases que nous allons présenter ci-dessous puisque nous pouvons accéder à une distance de travail de la centaine de micromètres tout en assurant un bon maintien de la micro-lentille. La figure 7.1 donne une représentation en trois dimensions de ce support réalisé en fer afin d'autoriser un maintien magnétique de la fibre.

7.1.2.1 Puces Alcatel

Les puces Alcatel sont montées *p-side down* sur une embase conductrice en oxyde de béryllium présentée sur la figure 7.2. La masse est donc connectée avec des fils d'or[7] à la

[7]Ceci est réalisé grâce à la méthode dite de *bonding* qui permet des soudures à l'or.

face supérieure de la diode alors que la tension négative est appliquée via une ligne à 25 Ω (indiquée sur la figure 7.2) et le contact avec l'embase. Cette zone est isolée électriquement

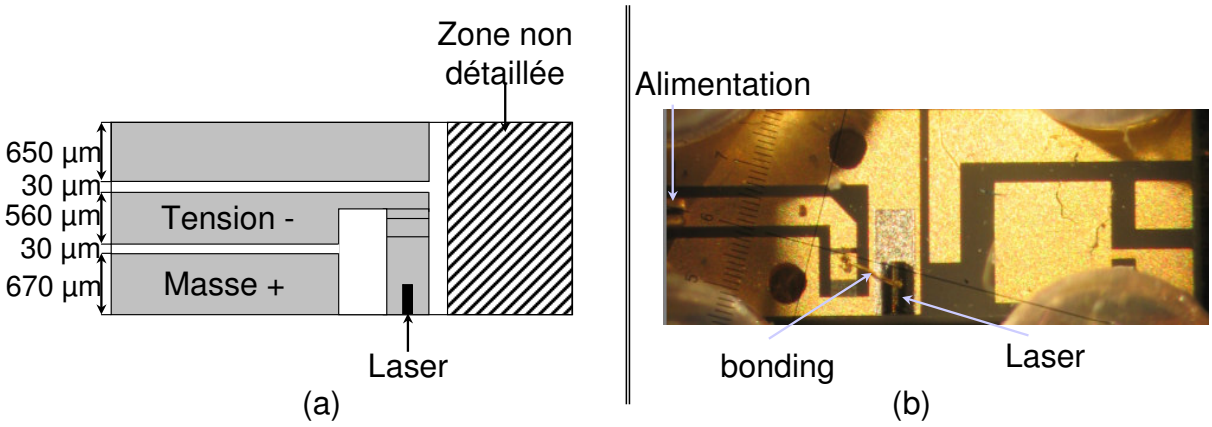


FIG. 7.2 – Embase sur laquelle sont montées les puces Alcatel.
(a) Représentation schématique de l'embase,
(b) Photographie de l'embase sur son support.

du reste de l'embase. Nous avons donc dû concevoir une pièce mécanique permettant à la fois l'alimentation de la puce avec un courant modulé haute fréquence, sa régulation thermique et son couplage avec la cavité externe.

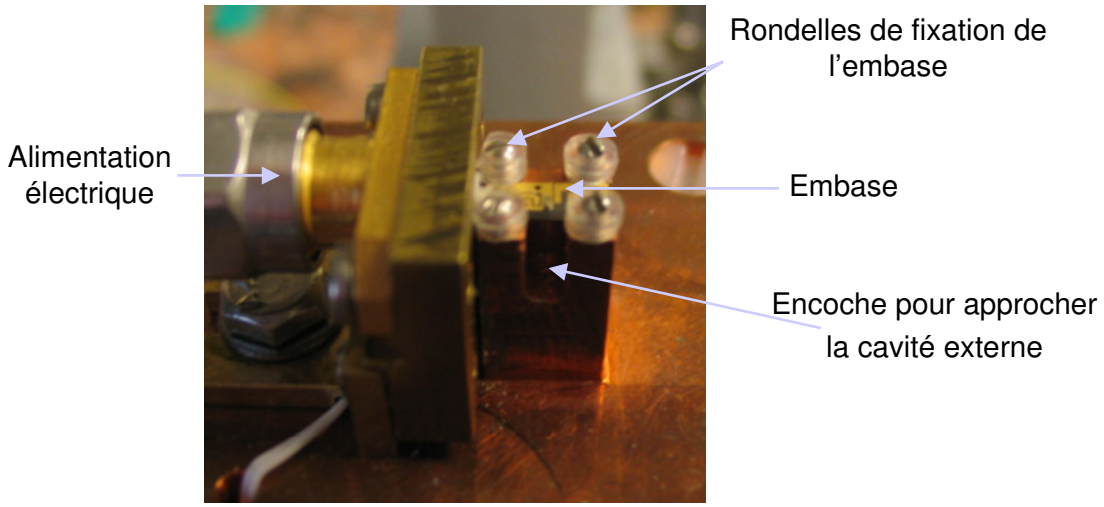


FIG. 7.3 – Photographie du support réalisé pour l'embase des puces Alcatel.

Le support mécanique que nous avons utilisé est présenté sur la figure 7.3. La puce est fixée à la pièce via un système de rondelles que nous vissons sur chacun des quatre plots présents sur cette pièce. Le contact thermique entre l'embase et la pièce en cuivre est assuré par de la pâte à l'argent que nous ajoutons au moment du montage. La régulation thermique de la puce se fait grâce à un élément Peltier, qui vient chauffer ou refroidir la

puce, via une thermistance insérée au support de l'embase. L'élément Peltier se trouvant entre le support de l'embase et la cale en laiton qui permet la fixation au rail, la dissipation des énergies échangées se fait par l'intermédiaire de cette cale. Puis nous accolons à cette pièce un support de câble SMA qui vient prendre le contact électrique sur la puce via une pointe (voir figure 7.3) et sur l'embase, assurant ainsi une masse commune entre la puce et le câble d'alimentation. D'autre part, nous avons ajouté une encoche au niveau de la face traitée anti-reflet de la puce pour pouvoir insérer le support magnétique de la cavité externe.

7.1.2.2 Puces Thalès

La figure 7.4 présente l'embase que nous avons conçue pour les puces fournies par Thalès. Au moment de leur réalisation, ces embases ont été recouvertes par un film d'or

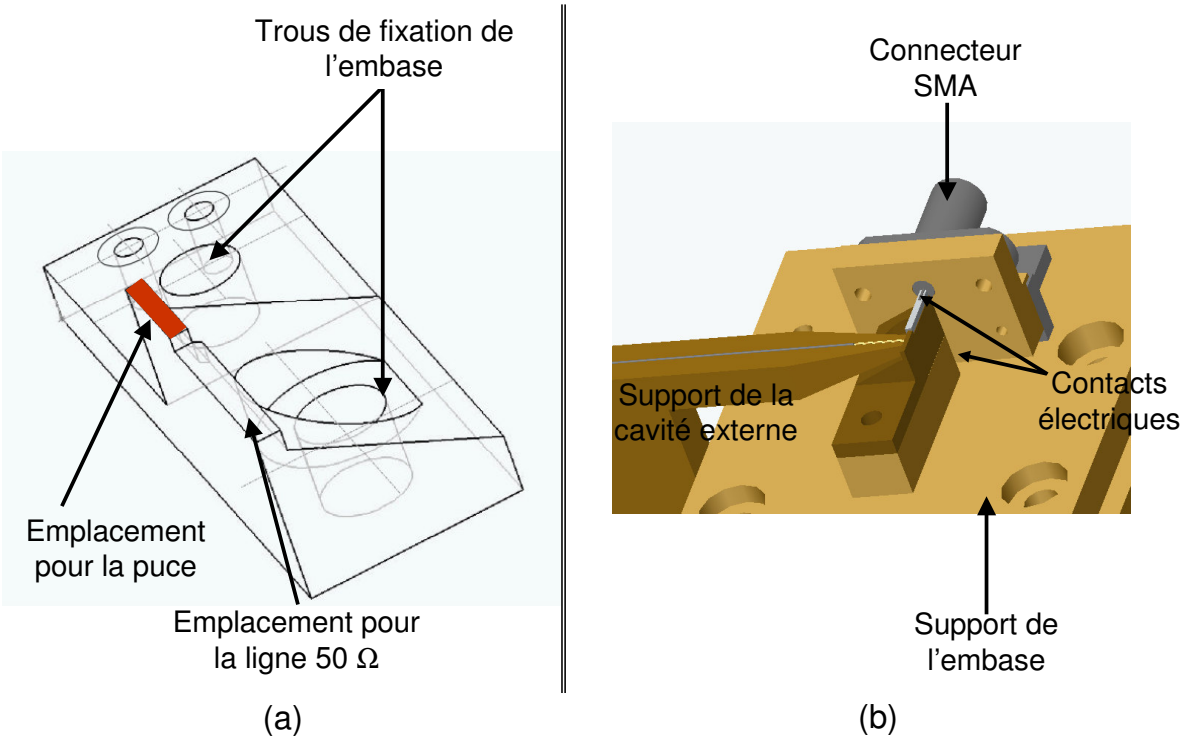


FIG. 7.4 – Embase réalisée pour les puces Thalès.
(a) Représentation en trois dimensions de l'embase seule.
(b) Mise en situation de l'embase sur son support.

afin d'assurer le contact électrique avec la puce. Au moment du report de la puce, une ligne 50 Ω est ajoutée à l'emplacement indiqué sur la figure 7.4(a). Ces lignes ont été réalisées sur notre demande par Christian PERSON et Bernard DELLA de l'ENST-Bretagne[8] et leurs dimensions[9] permettent une modulation jusqu'à 40 GHz. Les lignes sont isolées

[8]Laboratoire GET/ENST de Bretagne, Technopôle Brest Iroise, CS 83818 Brest Cedex.
[9]Longueur : 5,5 mm ; largeur : 0,7 mm ; épaisseur : 0,381 mm.

électriquement du reste de l'embase mais reliée à la face supérieure de la puce par trois fils d'or. Les puces[10] sont montées *p-side up*.

Ces différents montages se sont avérés très stables dans le temps et faciles d'utilisation. Enfin, la récupération du signal en face arrière est assurée soit par l'utilisation d'un focaliseur caractérisé par une distance de travail de 9 *mm* soit par le couplage dans une fibre optique via un doublet de lentilles. Pour les puces Alcatel, nous ne récupérons qu'une partie du signal émis puisque la face arrière de la puce n'est pas directement accessible.

Dans la mesure où nous avons reçu les puces Thalès relativement tard, les résultats que nous présenterons dans la suite de ce document ont été obtenus avec les puces Alcatel. Mais avant d'étudier le régime de blocage de modes obtenu avec ces puces, nous allons nous intéresser à leurs caractéristiques lorsqu'elles ne sont soumises à aucune contre-réaction.

7.1.3 Caractérisation des puces

Une des caractéristiques indispensable à notre application est la mesure, en champ lointain, de la divergence de la puce. Ces mesures, dont le résultat est présenté sur la

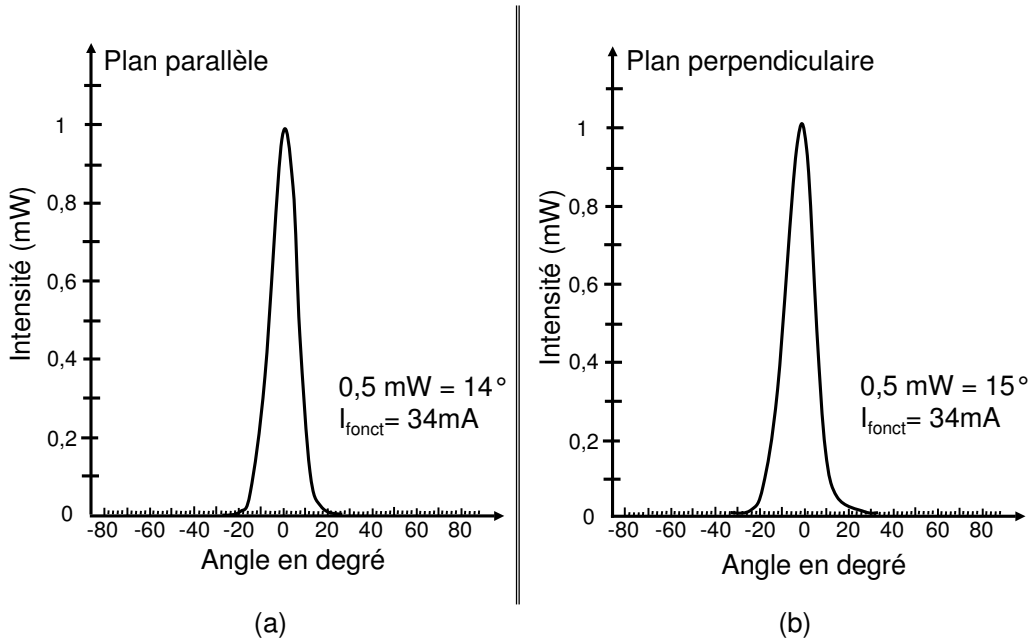


FIG. 7.5 – Mesure de divergence en champ lointain.
Ces mesures ont été réalisées à 25 °C dans les locaux d'Alcatel.

figure 7.5, ont été réalisées dans les locaux d'Alcatel. Nous remarquons que les lobes de

[10] Dimensions des puces Thalès : longueur : 400 μm ; largeur : 2, 2 μm et elles ont un indice effectif d'environ 3,20204.

divergence sont sains : il n'y a qu'un seul lobe très propre avec une divergence à mi-hauteur comprise entre 13 et 14° dans le plan horizontal et entre 15 et 16° dans le plan vertical. Ces puces sont donc caractérisées par un rayon de mode d'environ $2,2\ \mu m$.

Les différentes caractérisations que nous allons présenter maintenant ont été réalisées après le traitement anti-reflet de la face avant de la puce. Et la puissance émise par le laser est collectée dans une fibre optique micro-lentillée.

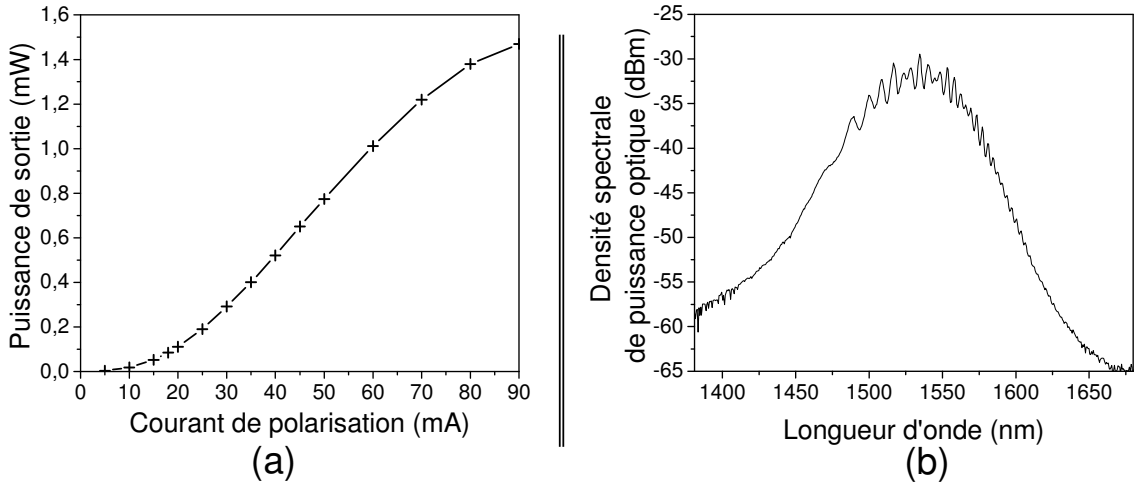


FIG. 7.6 – Caractérisations spectrale et en puissance d'une puce laser à semi-conducteurs de chez Alcatel.
Ces caractérisations ont été réalisées après le traitement anti-reflet de la face avant de la puce. La puissance émise par le laser est collectée dans une fibre optique micro-lentillée.

La figure 7.6(a) donne l'évolution classique de la puissance optique en fonction du courant de polarisation de la diode. Pour de faibles courants, le gain étant inférieur aux pertes, aucun effet laser n'est visible. Spectralement, nous pourrions observer l'emission spontanée amplifiée dont la largeur spectrale correspond à celle du gain. Le seuil est atteint pour un courant de 17,3 mA : le gain compense alors les pertes. Une fois le seuil dépassé, la puissance optique évolue de façon linéaire. Enfin, pour des courants de polarisation supérieurs à 80 mA, la puissance optique commence à saturer. Si nous avions tracé cette courbe sur une plus grande plage de courants de polarisation, nous aurions pu observer la diminution de la puissance optique. Ce comportement est dû à des effets thermiques. Sur la figure 7.6(b), nous observons le spectre optique de la puce avec un analyseur de spectre optique de résolution 70 pm lorsqu'elle est polarisée à deux fois son courant de seuil. Cette courbe de gain est centrée[11] autour de 1530,2 nm. Idéalement, les réseaux de Bragg photo-inscrits dans la cavité externe devraient être centrés autour de cette valeur. Mais nous n'avions pas à notre disposition de masques de phase correspondant à cette longueur d'onde. C'est pourquoi, toutes les cavités que nous avons utilisées sont centrées autour de 1540 nm. Ceci ne devrait pas trop nous pénaliser dans la mesure où la courbe

[11] Pour réaliser cette mesure, nous avons utilisé le lambdamètre HP86120B.

de gain de nos lasers est relativement large.

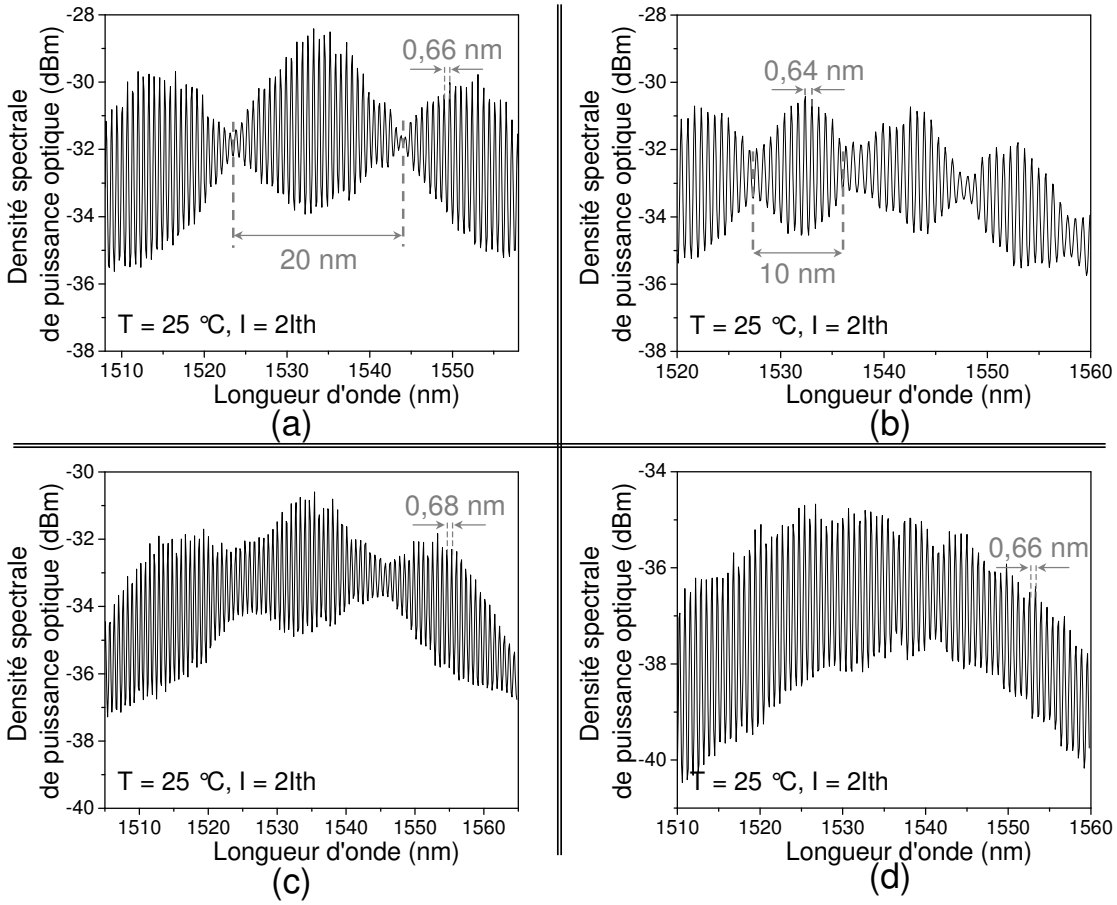


FIG. 7.7 – Spectres optiques de la puce polarisée à deux fois son courant de seuil pour différents types de couplage :

(a) avec une GRADHYP,
(b) avec une GRADHYP125,
(c) avec une GRADHYP *sur laquelle nous avons déposé un traitement anti-reflet,*
(d) avec un focaliseur fibré et traité anti-reflet.

Les variations de la courbe de gain que nous observons sur la figure 7.6(b) sont dues à la présence d'une cavité parasite. En effet, lorsque nous réduisons l'intervalle de longueurs d'ondes sur lequel nous traçons ces spectres, nous remarquons que les modes du laser seul sont modulés par l'intervalle spectral libre de la cavité parasite. La figure 7.7 donne les spectres obtenus avec deux types de micro-lentilles différents : une GRADHYP (a) et une GRADHYP125 (b). Pour la GRADHYP, caractérisée par une distance de travail d'environ 60 μm, la modulation des modes de la cavité est très prononcée allant même jusqu'à faire disparaître certains modes. Nous voyons apparaître deux ISL :

- un de 20 nm dû à une cavité parasite mesurant 60 μm. Elle se situe donc entre l'extrémité de la micro-lentille et la face avant du laser ;
- un de $0,66$ μm qui montre que l'effet laser obtenu dans la cavité formée par la face

arrière du laser et l'extrémité de la micro-lentille [12].

Pour la GRADHYP125, nous observons également deux ISL dus d'une part à la présence d'une cavité parasite située entre l'extrémité de la micro-lentille et la face avant du laser dont l'ISL de 10 nm correspond à la distance de travail de la micro-lentille (120 μm). Le deuxième ISL de $0,64$ μm correspond à un effet laser obtenu dans la cavité formée par la face arrière du laser et l'extrémité de la micro-lentille. Il est important de noter que la modulation due à la présence de la cavité parasite est plus importante avec une GRAHYP classique qu'avec une GRADHYP125. C'est une des raisons qui nous a fait opter pour l'utilisation de la GRADHYP125 pour réaliser le couplage entre le laser et la cavité externe. D'autre part, cet effet est atténué lorsque nous ajoutons un traitement anti-reflet sur l'extrémité de la micro-lentille comme le montre la figure 7.7(c). Toutefois, un tel dépôt est une opération délicate qui ne donne pas toujours des résultats satisfaisants. C'est pourquoi, dans la suite de ce document, les cavités que nous avons testées ne sont pas traitées anti-reflet.

7.2 Mise en œuvre de l'analyse du blocage de modes actif

7.2.1 Polarisation de la puce laser

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre de ce document, le blocage de modes actif d'un laser est obtenu grâce à l'application externe d'une modulation du gain. Or dans les lasers à semi-conducteurs, l'application d'un courant continu, dit **courant de polarisation**, permet d'injecter en continu des électrons dans la zone active. Ces derniers vont se recombiner avec des trous en émettant des photons par émission stimulée. Cette recombinaison est facilitée par la polarisation en sens passant de la diode qui permet de diminuer la barrière de potentiel entre la région active et la zone active. Sous ces conditions, nous nous plaçons hors du régime de transition à l'allumage du laser, nous avons alors un équilibre entre les électrons injectés et ceux perdus par émission stimulée. C'est le cas classique où l'émission du laser est constante. Une variation sinusoïdale de ce courant entraîne une modulation du gain. Et si ces variations se produisent autour du seuil, il y a allumage et extinction du laser, et donc production d'impulsions lumineuses au rythme du courant d'injection. Ce courant est alors dit **courant de modulation**.

La modulation de gain d'un laser à semi-conducteurs est donc simplement obtenue par l'injection d'un courant modulé.

Afin de justifier le montage électronique que nous avons utilisé au cours de notre étude, il est important de rappeler le circuit d'attaque de la puce. Ce dernier est schématisé sur la figure 7.8 où nous pouvons identifier les trois entités suivantes : le générateur, la puce laser et la ligne 50 Ω qui les relie. La résistance dynamique de la diode laser étant

[12] Une telle cavité possède une longueur effective $L_{eff} = n_{eff} * L_D + Z_w = 3,57 * 490 + 60$. Elle est donc caractérisée par un intervalle spectral libre de $isl = \frac{c}{2L_{eff}} = 0,66\ nm$.

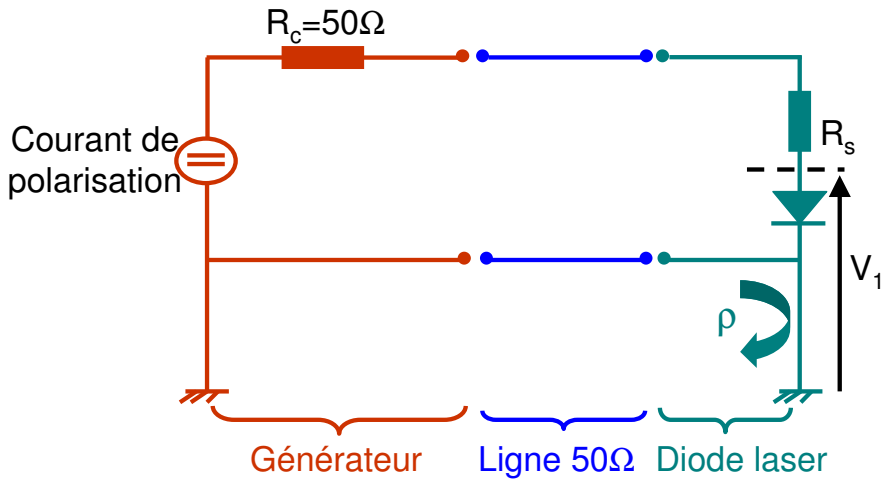


FIG. 7.8 – Représentation schématique du circuit d'attaque de la puce.

d'environ 5 Ω, l'adaptation d'impédance est obtenue en ajoutant en ligne une résistance R_s de 45 Ω. L'inconvénient de cette désadaptation d'impédance est surtout d'induire des réflexions multiples (coefficient ρ sur la figure 7.8) et donc des pertes électriques. Cependant, la modulation appliquée à la diode laser est en bande étroite et non en large bande. Il nous suffit alors de disposer un isolateur avant la puce pour supprimer ces réflexions multiples. Toutefois, pour diminuer les pertes électriques en ligne, l'embase sur laquelle la puce est montée peut être conçue de telle sorte qu'une adaptation d'impédance partielle ou totale ait lieu. L'embase des puces Alcatel que nous avons utilisées est adaptée à 25 Ω et elle permet une modulation électrique jusqu'à 6 GHz.

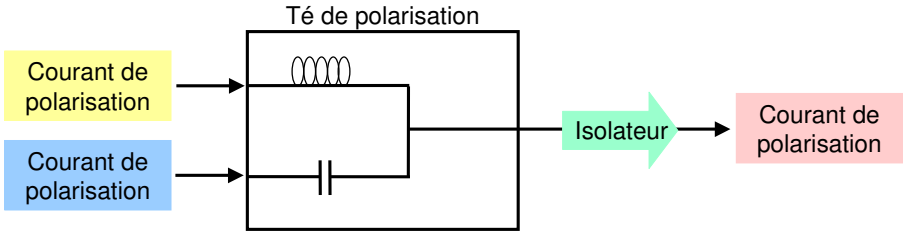


FIG. 7.9 – Schéma du montage électrique utilisé pour alimenter la puce laser.

Le montage d'alimentation électrique de la puce se résume donc à celui schématisé sur la figure 7.9. Un tel montage permet de mélanger le courant de polarisation et le courant de modulation grâce à un Té de polarisation avant l'injection dans la puce laser. Il présente une capacité qui coupe le continu sur la voie de modulation tandis qu'une inductance est placée sur la voie du courant de polarisation pour couper toute variation brusque de ce

dernier. Un tel montage permet de polariser la puce avec un courant de la forme :

$$I_{\text{laser}} = I_{\text{polarisation}} + \Delta I_{\text{modulation}} \cos(\omega_m) \tag{7.1}$$

où ω_m correspond à la fréquence de modulation.

Une fois cette puce laser correctement alimentée, nous l'avons placée dans le montage expérimental décrit dans le paragraphe suivant.

7.2.2 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour l'observation et la caractérisation du blocage de modes est présenté sur la figure 7.10. Nous retrouvons sur ce montage les éléments consti-

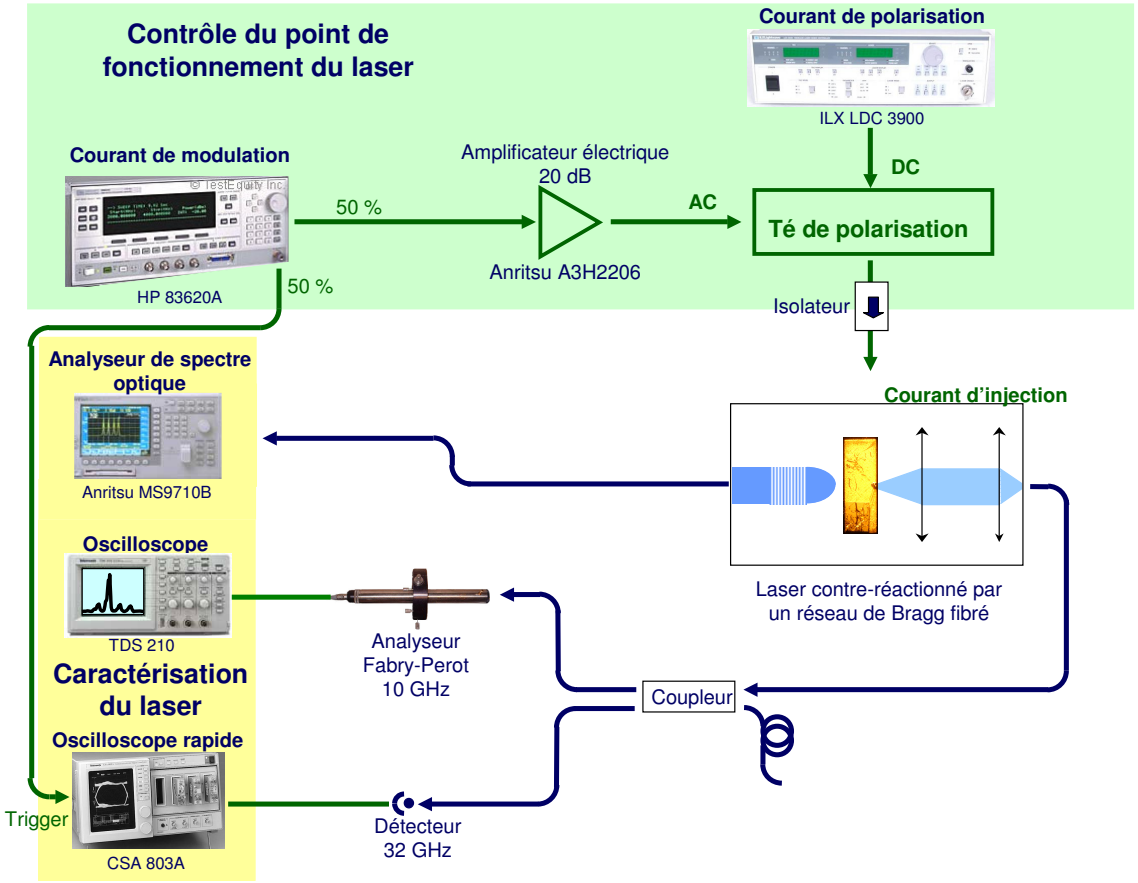


FIG. 7.10 – Montage expérimental utilisé pour l'observation et la caractérisation du blocage de modes actif obtenu à partir d'un laser à semi-conducteur contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré.

tutifs du courant d'injection de la diode laser que nous avons détaillés précédemment. Nous avons, toutefois, ajouté un amplificateur électrique[13] entre la source de modulation

[13]Il s'agit de l'amplificateur électrique Anritsu A3H2206. C'est un amplificateur large bande 100 kHz-20 GHz avec un gain en tension de 20 dB à 1 GHz.

et le Té de polarisation. Cet amplificateur permet d'obtenir une profondeur de modulation suffisante pour l'observation du phénomène de blocage de modes actif.

Le courant de polarisation est délivré par un contrôleur de courant[14] qui nous assure une précision de 1 μA ainsi que la régulation en température de la puce via une cellule Peltier avec une précision de $0,1\ ^{\circ}C$. Le courant de modulation est fourni par un synthétiseur fonctionnant dans la gamme DC-20 GHz. Un diviseur de tension est placé à la sortie de ce modulateur : 50 % du signal part vers l'amplificateur électrique et les 50 % restants sont utilisés pour la détection de la trace temporelle sur l'oscilloscope rapide. L'avantage de ce montage est que nous pouvons facilement modifier le point de fonctionnement du laser : courant de polarisation, température et courant de modulation (profondeur et fréquence de modulation). La fréquence de modulation appliquée correspond à l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité externe. Une fois le train d'impulsions obtenu, nous le caractérisons grâce à un analyseur de spectre optique[15], un analyseur Fabry-Pérot 10 GHz et un oscilloscope rapide de bande passante 40 GHz. Nous disposons de détecteurs ayant une bande passante de 32 GHz et de 40 GHz. Le tout nous permet de caractériser des impulsions de l'ordre de 10 à 15 ps.

7.3 Analyse du blocage de modes actif

L'objectif de ce paragraphe est d'évaluer comment les performances d'une source impulsionnelle obtenue par le blocage de modes actif d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg, dépendent des paramètres caractéristiques du réseau de Bragg, à savoir :

- le chirp,
- le type d'apodisation,
- le maximum de réflectivité,
- la largeur à mi-hauteur.

L'évaluation du régime de blocage de modes se fait en termes de produit $\Delta t * \Delta \nu$, du taux d'extinction ainsi que de sa robustesse aux variations du point de fonctionnement du laser (courant de polarisation ou fréquence de modulation).

Lorsque nous couplons la puce laser à un réseau de Bragg, ses caractéristiques statiques sont modifiées : le courant de seuil diminue comme l'indique la figure 7.11 ainsi que sa largeur spectrale. Le courant de seuil du laser passe de 17,3 mA sans contre-réaction à environ 7,9 mA lorsqu'il est contre-réactionné. Le laser retrouve alors un courant de seuil proche de celui qu'il avait avant son traitement anti-reflet. Il est important de noter que le couplage de la cavité externe est très critique pour l'obtention du blocage de modes : le

[14] Nous utilisons un contrôleur ILX LDC-3900 avec une carte 39020 de chez Lightwave.

[15] Il s'agit de l'analyseur de spectre optique MS9710B de chez Anritsu caractérisé par une résolution de 70 pm.

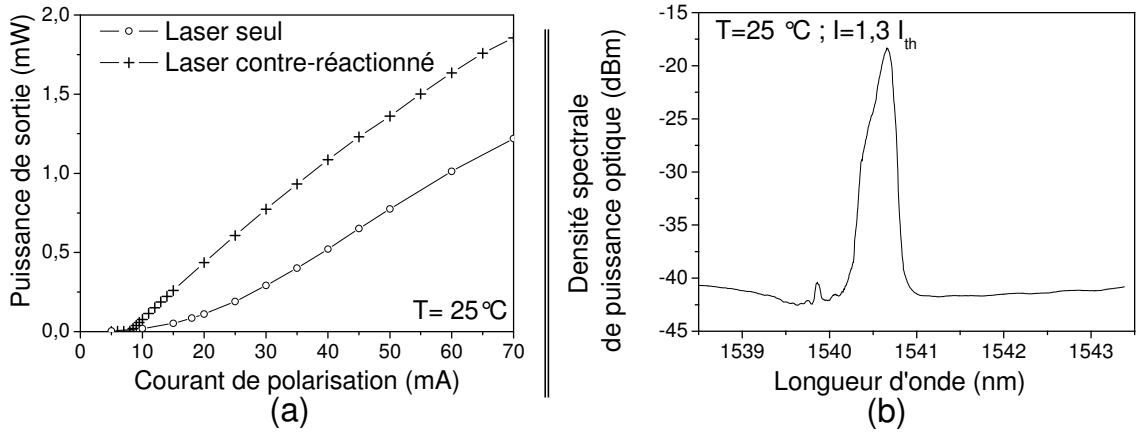


FIG. 7.11 – Caractérisations spectrale et en puissance de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionné par la cavité ghp125b10.

moindre désalignement altère la qualité des impulsions.

7.3.1 Obtention d'impulsions en limite de Fourier

7.3.1.1 Intérêt

Les lasers à semi-conducteurs sont d'excellents candidats pour la réalisation de sources impulsionnelles pour les télécommunications optiques, comme nous avons déjà pu le voir. Toutefois, les impulsions obtenues grâce à des techniques à base de modulation du gain, sont chirpées, ce qui est très pénalisant. En général, ce chirp est réduit en plaçant des systèmes de compensation de dispersion derrière le laser. Ces éléments, disponibles dans le commerce, utilisent le plus souvent des méthodes interférométriques ou des fibres dites compensatrices de dispersion[16]ou encore des réseaux de Bragg à pas variable (dits chirpés). Mais le principal inconvénient de cette méthode est l'encombrement ainsi que l'ajout de pertes supplémentaires dans la ligne de transmission. L'utilisation des réseaux de Bragg comme compensateurs de dispersion est donc quelque chose de courant mais, à notre connaissance, cette propriété n'a encore jamais été utilisée pour réaliser des sources impulsionnelles en limite de Fourier à base de laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg chirpé et fonctionnant en régime de blocage de modes actifs.

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons montrer la réalisation et les performances de cette source. Pour cela, nous avons comparé les résultats obtenus avec deux réseaux de Bragg identiques mais ayant un chirp de signe opposé. L'allure de la réflectivité de ces réseaux vus depuis le laser est présentée sur la figure 7.12. Ces courbes ont été tracées à l'aide du banc de couplage présenté au chapitre précédent. Les perturbations dont nous

[16]Ces fibres optiques sont conçues pour avoir de fortes dispersions négatives. Ceci est généralement obtenu en modifiant leurs paramètres opto-géométriques.

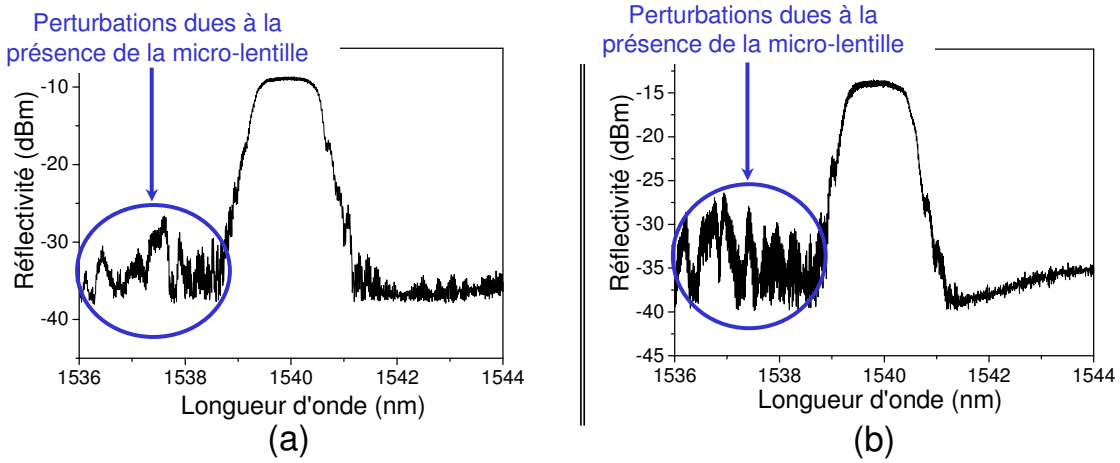


FIG. 7.12 – Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg utilisés.
Ces mesures ont été réalisées sur le banc de couplage présenté au chapitre précédent .
(a) Réseau de la cavité ghp125b7,
(b) Réseau de la cavité ghp125b6.

avons discuté au chapitre précédent sont présentes aux pieds de la réflectivité des deux réseaux. Le taux de réjection de ces derniers est alors réduit à environ 18 dB. Les réseaux sont caractérisés par :

- une apodisation gaussienne,
- une largeur à mi-hauteur de 1,3 nm,
- une longueur de 15 mm,
- un maximum de réflectivité de 97 %.

Ce sont des réseaux à pas variables réalisés avec un masque de phase caractérisé par un chirp de 1,25 nm/cm. Par contre, le sens du chirp du réseau de la cavité ghp125b7 est inversé par rapport à celui du réseau de la cavité ghp125b6.

7.3.1.2 Obtention d'impulsions gaussiennes

La figure 7.13 présente l'allure du train d'impulsions et le spectre optique associé obtenus par blocage de modes actif de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionnée par la cavité ghp125b7. Ces courbes ont été observées avec le montage expérimental présenté au paragraphe §7.2.2. L'allure temporelle de la puissance émise par le laser est acquise en moyennant sur 32 points. Les courbes rouges présentées sur ces graphes correspondent au résultat obtenu lorsque nous approchons les impulsions et le spectre optique par une gaussienne. Nous remarquons alors que nos impulsions sont parfaitement gaussiennes. Par conséquent, elles seront considérées non chirpées, c'est-à-dire en limite de Fourier lorsque le produit de leur largeur à mi-hauteur (Δt) par la largeur à mi-hauteur du spectre optique ($\Delta \nu$) vaudra environ 0,44. La présence d'un creux dans le spectre optique du laser

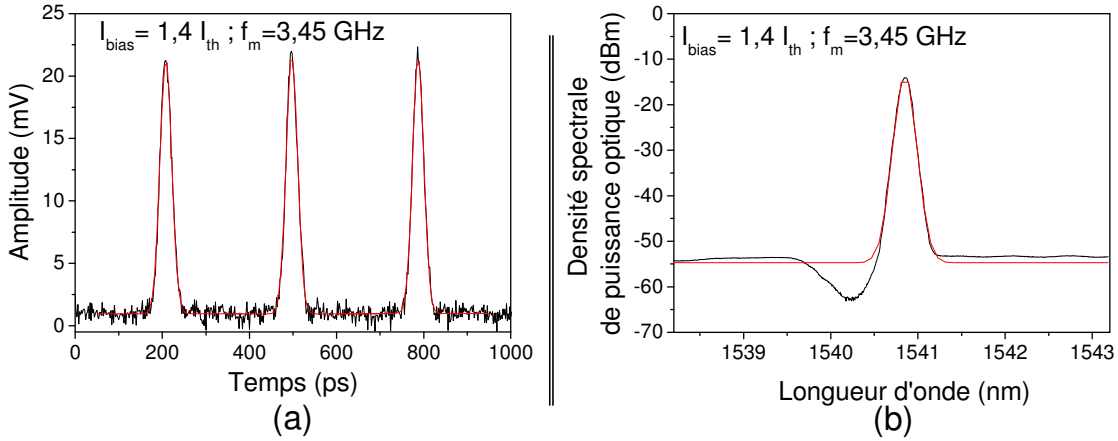


FIG. 7.13 – Caractéristiques des impulsions obtenues par blocage de modes actif de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionnée par la cavité ghp125-b7.

Le laser est polarisé à 1,4 fois le seuil et la fréquence de modulation vaut 3,45 GHz. Les courbes en rouge correspondent à l'approximation de la courbe par une gaussienne.
(a) Allure des impulsions.
(b) Spectre optique du laser lorsqu'il est modulé.

est dû au fait que l'acquisition de ce dernier est réalisée par la face avant du laser contre-réactionné, c'est-à-dire via le signal transmis par le réseau de Bragg.

7.3.1.3 Influence du signe du chirp

Les performances des deux sources que nous voulons comparer sont présentées sur la figure 7.14. Le laser est polarisé à 1,4 fois son courant de seuil et sa température est maintenue à 25 °C. Le phénomène de blocage de modes est observé sur une plage de fréquences très réduite. En effet, en dehors des points indiqués sur les différentes courbes de la figure 7.14, nous observons soit un signal continu soit un signal légèrement modulé en sortie du laser. Lorsque le laser est contre-réactionné par la cavité ghp125b7, nous obtenons des impulsions en limite de Fourier. En effet, elles sont caractérisées par un produit $\Delta t * \Delta \nu$ d'environ $0,44 \pm 10\%$[17] sur une plage de 520 MHz centrée autour de 3,2 GHz, qui correspond à l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité. Sur cette plage d'*accordabilité*, la durée des impulsions est comprise entre 27 et 45 ps avec un taux d'extinction supérieur à 25 dB. Pour pouvoir réduire la taille des impulsions, il faudrait augmenter le nombre de modes oscillants dans la cavité en élargissant la courbe de gain. Ceci devrait être obtenu grâce à l'utilisation d'un réseau de Bragg caractérisé par une largeur spectrale supérieure à celle de ce réseau (à savoir 1,3 nm). Au moment de la rédaction de ce manuscrit, un tel réseau est en cours de fabrication à l'Université de Laval. Toutefois, il est important de noter que la largeur à 3 dB du spectre optique du laser contre-réactionné est très inférieure (0,12 nm lorsque le laser est modulé) à celle du réseau de Bragg (1,3 nm) : nous

[17] Notre système de détection ne nous permet pas d'avoir une meilleure précision.

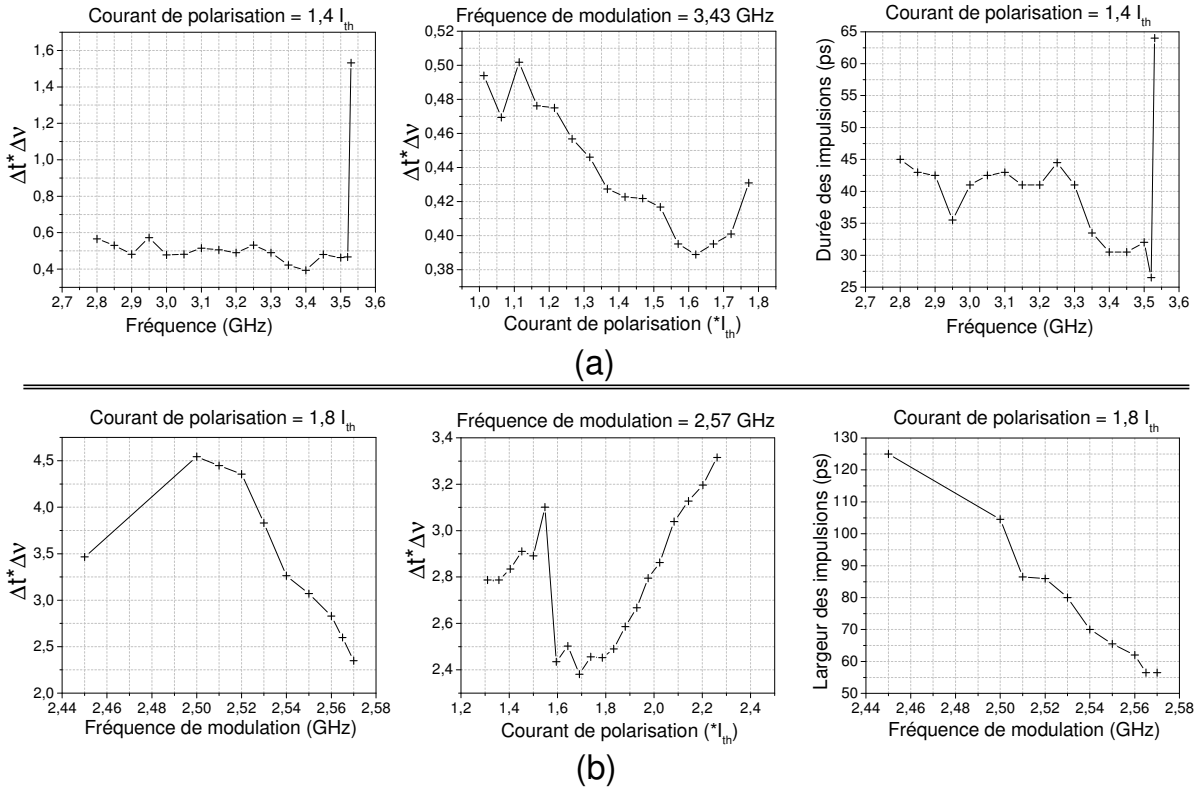


FIG. 7.14 – Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :
(a) ghp125b7 dont la taille correspond à une modulation d'environ 3,2 GHz,
(b) ghp125b6 dont la taille correspond à une modulation d'environ 2,3 GHz.

perdons quasiment un facteur dix entre ces deux valeurs. Nous n'avons pas encore clairement identifié les raisons de cette réduction. Mais elle pourrait s'expliquer par un décalage trop important de la fréquence centrale du réseau de Bragg par rapport au maximum de la courbe de gain ou par l'existence de sous cavités parasites. Ce même type de réduction spectrale a déjà été reporté sans avoir été analysé ou commenté [**?**].

Par contre, lorsque le laser est contre-réactionné par le même réseau de Bragg mais avec un chirp inversé (voir 7.14(b)), le produit $\Delta t * \Delta \nu$ est supérieur à $2,25 \pm 10\%$. Les impulsions sont donc fortement chirpées. De plus, la gamme de fréquences sur laquelle le régime de blocage de modes est observable est seulement de 250 MHz pour une durée des impulsions comprises entre 55 et 125 ps.

Ces résultats montrent que l'utilisation d'un réseau de Bragg chirpé avec une valeur et un sens du chirp adaptés au laser contre-réactionné permet la génération d'impulsions en limite de Fourier. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'apodisation sur la qualité de ces impulsions. Les cavités utilisées pour ces caractérisations ont un chirp équivalent à celui de la cavité ghp125b7 que nous venons de présenter.

7.3.2 Influence de l'apodisation

Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'évaluer les performances du laser en régime de blocage de modes actif lorsqu'il est contre-réactionné par deux réseaux qui ne diffèrent que par l'allure de leur apodisation. Les caractéristiques de ces réseaux sont résumées dans le tableau 7.1.

TAB. 7.1 – Caractéristiques des deux réseaux utilisés.

	Apodisation	Largeur à mi-hauteur	Longueur	Maximum de réflectivité
ghp125b7	gaussienne	1,3 nm	15 mm	98 %
ghp125b10	sinus cardinal	1,9 nm	15 mm	99 %

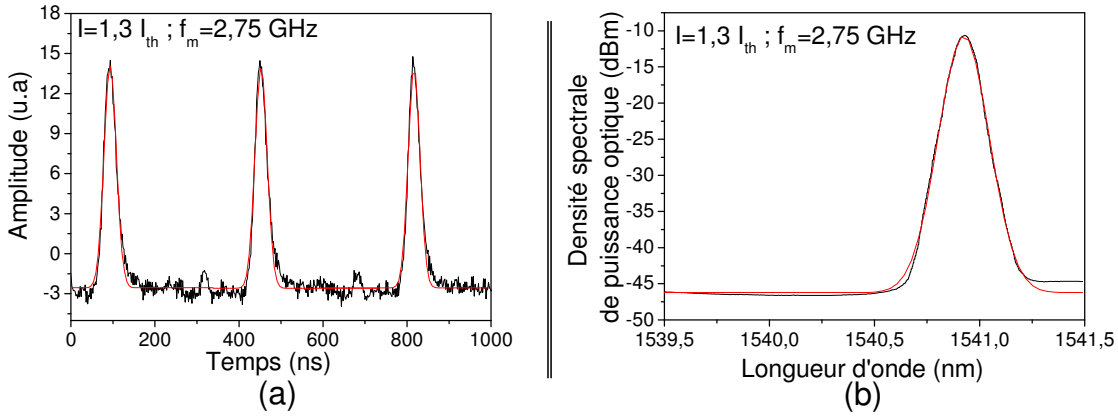


FIG. 7.15 – Caractéristiques des impulsions obtenues par blocage de modes actif de la puce n°425 (Alcatel) contre-réactionnée par la cavité ghp125-b10.
Le laser est polarisé à 1,3 fois le seuil et la fréquence de modulation vaut 2,75 GHz. Les courbes en rouge correspondent à l'approximation de la courbe par une gaussienne.
(a) Allure des impulsions.
(b) Spectre optique du laser lorsqu'il est modulé.

Lorsque le laser est contre-réactionné par un réseau ayant une apodisation de type sinus cardinal, la forme des impulsions obtenues peut encore être approchée par une gaussienne (voir la figure 7.15). Les caractéristiques de ce régime impulsionnel sont présentées sur la figure 7.16. Nous constatons alors que l'allure de l'apodisation du réseau de Bragg influence peu la qualité du régime de blocage de modes. En effet, les deux types d'apodisation conduisent à la génération d'impulsions en limite de Fourier caractérisées par un produit $\Delta t * \Delta \nu$ d'environ $0,44 \pm 10$ %. De telles impulsions sont observables sur une plage de fréquences de 520 MHz pour une apodisation gaussienne alors qu'elle passe à 300 MHz lorsque le laser est contre-réactionné par un réseau de Bragg ayant une apodisation de type sinus cardinal. La durée des impulsions en limite de Fourier varie entre 27 et 45 ps pour une apodisation gaussienne alors que pour une apodisation en sinus cardinal,

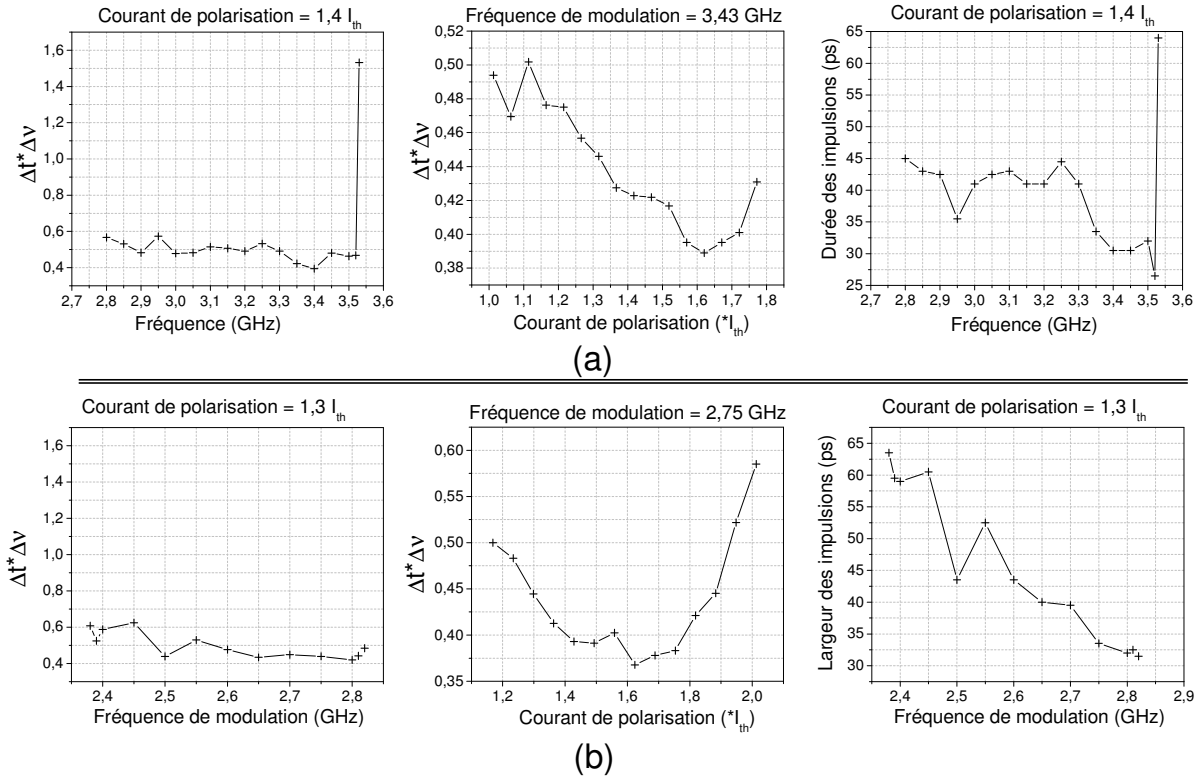


FIG. 7.16 – Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :

(a) ghp125b7 composée d'un réseau ayant une apodisation gaussienne et dont la taille correspond à une modulation d'environ 3,2 GHz,

(b) ghp125b10 composée d'un réseau ayant une apodisation de type sinus cardinal et dont la taille correspond à une modulation d'environ 2,6 GHz.

elle varie entre 30 et 52 ps. Quel que soit le type d'apodisation, les sources obtenues restent autour de la limite de Fourier pour une variation du courant de modulation comprise entre une fois et 1,8 fois le courant de seuil.

Le type d'apodisation utilisé ne modifie que la longueur de la plage sur laquelle des impulsions en limite de Fourier sont disponibles. D'autre part, la figure 7.17 donne l'allure des spectres optiques de la puce lorsqu'elle est contre-réactionnée par la cavité ghp125b7 (apodisation gaussienne (a)) et par la cavité ghp125b10 (apodisation en sinus cardinal (b)). Nous remarquons que bien qu'il y ait une différence de 0,6 nm soit 75 GHz entre les largeurs à mi-hauteur de ces deux réseaux, la largeur spectrale de la puce reste identique.

7.3.3 Utilisation de réseaux uniformes

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à l'influence des réseaux uniformes sur le régime de blocage de modes actif. Pour cela, nous avons utilisé deux réseaux uniformes dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 7.2.

La réflectivité de ces deux réseaux est présentée sur la figure 7.18.

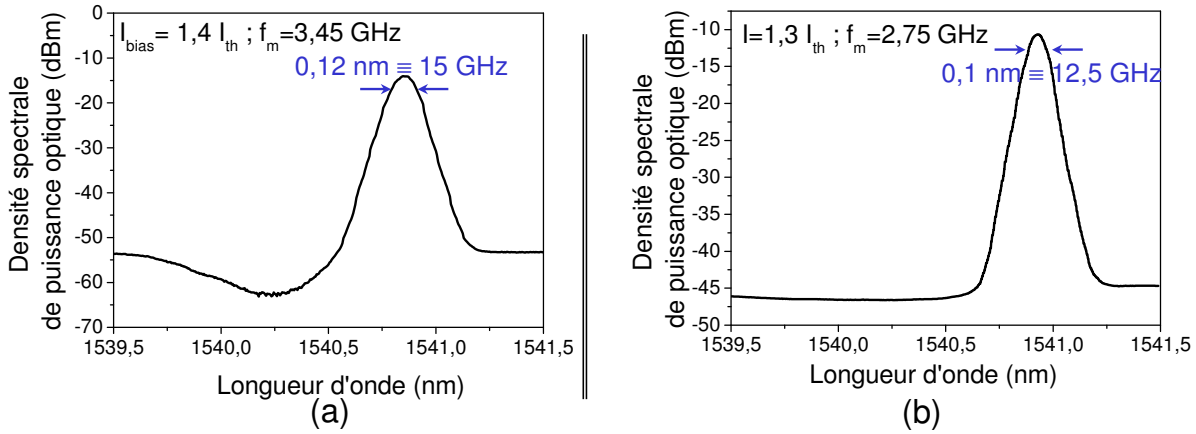


FIG. 7.17 – Spectres optiques de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :
(a) ghp125b7 dont le réseau est caractérisé par une apodisation gaussienne et par une largeur à mi-hauteur de 1,3 nm,
(b) ghp125b10 dont le réseau est caractérisé par une apodisation de type sinus cardinal et par une largeur à mi-hauteur de 1,9 nm.

TAB. 7.2 – Caractéristiques des deux réseaux uniformes utilisés.

	Largeur à mi-hauteur	Longueur	Maximum de réflectivité	Chirp du masque
ghp125b8	1,6 nm	10 mm	50 %	1,25 nm/cm
ghp125b9	2,6 nm	15 mm	82 %	1,25 nm/cm

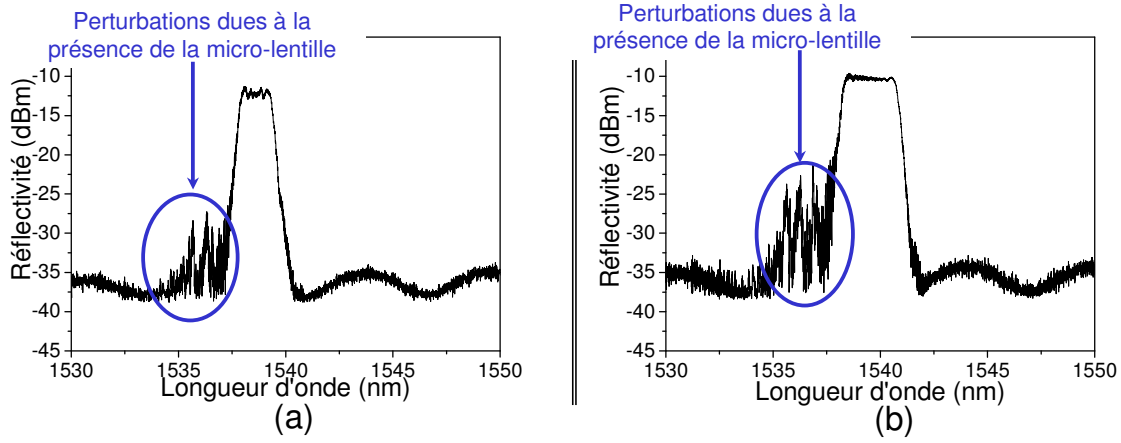


FIG. 7.18 – Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg utilisés.
Ces mesures ont été réalisées sur le banc de couplage présenté au chapitre précédent.
(a) Réseau de la cavité ghp125b8,
(b) Réseau de la cavité ghp125b9.

Les performances du laser contre-réactionné par ces deux réseaux de Bragg sont présentées sur la figure 7.19. Lorsque nous utilisons la cavité externe ghp125b8, nous obtenons un régime de blocage de modes actif sur une plage d'environ 150 MHz centrée autour de

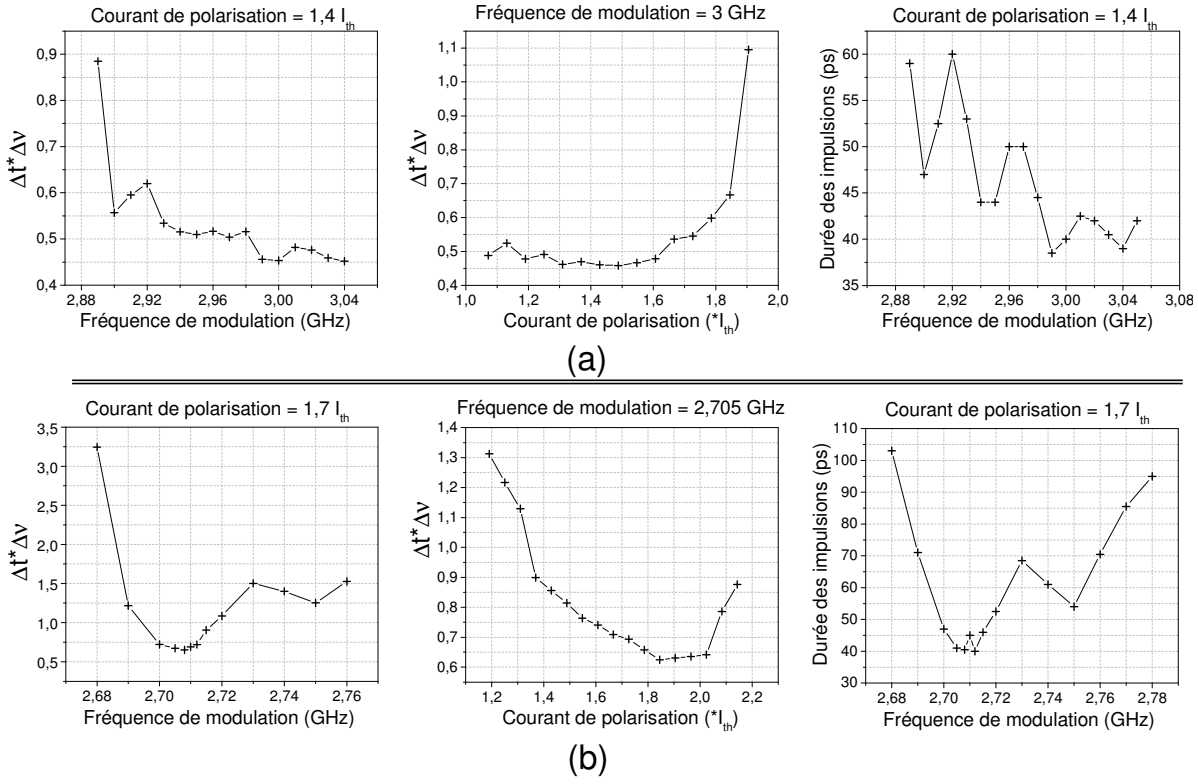


FIG. 7.19 – Caractéristiques du régime impulsionnel obtenu par blocage de modes actif de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :

(a) ghp125b8 dont la taille correspond à une modulation d'environ 3,1 GHz,
(b) ghp125b9 dont la taille correspond à une modulation d'environ 2,8 GHz.

2,96 GHz. Les impulsions, dont la durée est comprise entre 45 et 55 ps, sont caractérisées par un produit $\Delta t * \Delta \nu$ d'environ $0,5 \pm 10$ % sur une plage de 115 MHz. La contre-réaction par le réseau ghp125b9 donne des résultats légèrement moins intéressants. En effet, le blocage de modes est obtenu sur une plage de fréquences de seulement 80 MHz. Mais les impulsions sont caractérisées par un produit $\Delta t * \Delta \nu$ d'environ $0,7 \pm 10$ % uniquement sur 20 MHz centrés autour de 2,705 GHz.

Pour résumer l'ensemble des résultats, le blocage de modes obtenu avec un réseau uniforme est beaucoup plus sensibles aux changements de la fréquence de modulation du laser et ce quelle que soit sa largeur à mi-hauteur ou sa réflectivité maximum. Le taux d'extinction des impulsions est toujours supérieur à 15 dB, ce qui est largement suffisant pour des applications en télécommunications optiques.

7.3.4 Caractérisation de ces sources en terme de bruit

Nous terminerons cette étude par une caractérisation en bruit des sources que nous venons de présenter. Il existe différents types de bruit dans un laser tels que les bruits d'amplitude ou de phase. Nous nous intéressons ici uniquement au bruit en intensité,

communément appelé par son acronyme anglais RIN (pour *Relative Intensity Noise*). La mesure de ce dernier n'est pas immédiate car différentes contributions viennent s'ajouter au bruit propre du laser, principalement les bruits thermique et de grenaille. Le principe de mesure utilisé dans notre laboratoire par Julien POETTE s'apparente aux mesures effectuées par COX [221] en 1998. Actuellement, notre mesure de bruit relatif en intensité est matériellement limitée en fréquence sur la plage de 100 kHz à 2 GHz, à comparer à la plage de COX allant de 100 kHz à 20 GHz. Les mesures de 0 à 100 kHz ne sont pas possibles à cause du bruit basses fréquences dit en 1/f. Notre technique expérimentale permet de mesurer des niveaux de bruit beaucoup plus faibles, car notre sensibilité est de -185 dBm/Hz à comparer aux -171 dBm/Hz de COX.

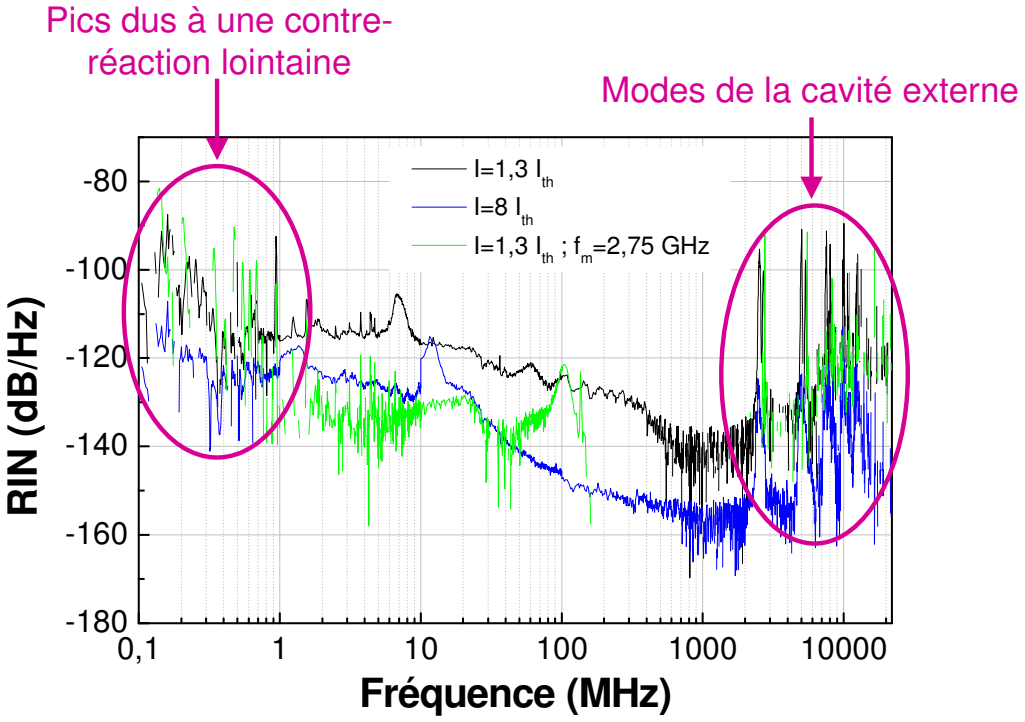


FIG. 7.20 – Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe : *ghp125b10 composée d'un réseau de Bragg ayant une apodisation de type sinus cardinal, une largeur à mi-hauteur de 1,9 nm et une réflectivité maximum de* 99 %.

L'étude du bruit de ces sources est en cours et les figures 7.21, 7.20 et 7.22 donnent les premières mesures que nous avons réalisées avec Julien POETTE. Pour chaque cavité externe, nous avons mesuré le bruit d'intensité du laser[18] contre-réactionné par cette dernière lorsqu'il fonctionne en continu et en régime de blocage de modes actif. Nous constatons, dans un premier temps, que l'allure du RIN varie d'une cavité à l'autre et que les sources que nous avons réalisées sont relativement bruitées puisque la valeur du RIN est supérieure à -130 dB. Toutefois, nous retrouvons pour chacune des cavités, la propriété

[18] Il s'agit de la puce n°425 fournie par Alcatel.

classique du bruit d'un laser continu, à savoir la réduction de son bruit d'intensité lorsque son courant de polarisation augmente. D'autre part, sur chaque courbe, nous observons la présence de pics dans les hautes fréquences qui correspondent aux modes de la cavité externe. De le même façon, les pics présents dans les basses fréquences indiquent l'existence d'une contre-réaction parasite lointaine. En effet, au moment de ces mesures, notre banc expérimental ne nous permettait pas l'insertion d'un isolateur.

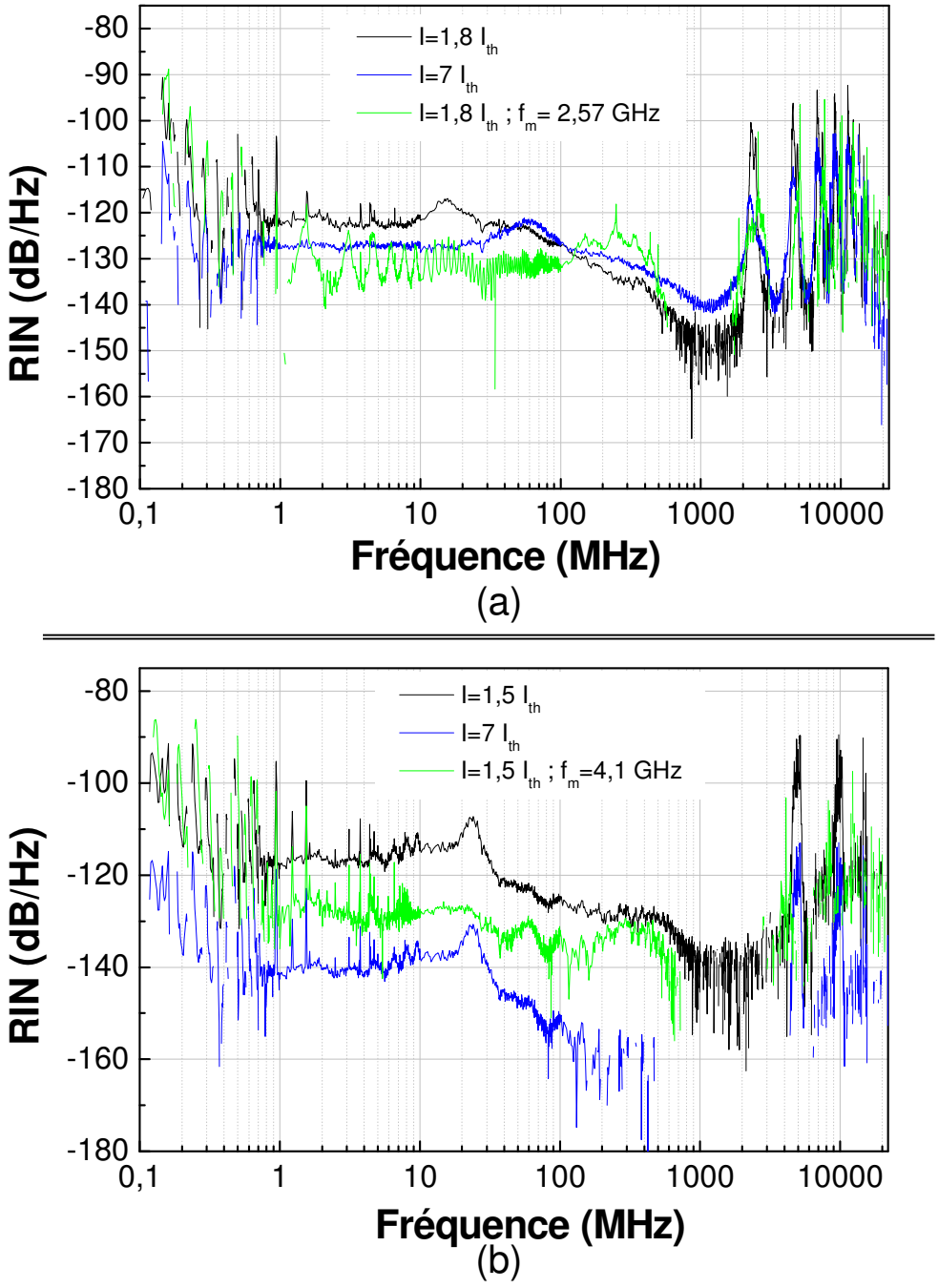


FIG. 7.21 – Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :
(a) ghp125b6 composée d'un réseau de Bragg ayant une apodisation gaussienne, une largeur à mi-hauteur de 1,3 nm et une réflectivité maximum de 98 % et une longueur de 15 mm,
(b) ghp125b11 composée d'un réseau de Bragg ayant une apodisation gaussienne, une largeur à mi-hauteur de 1,2 nm et une réflectivité maximum de 97 % et une longueur de 25 mm.

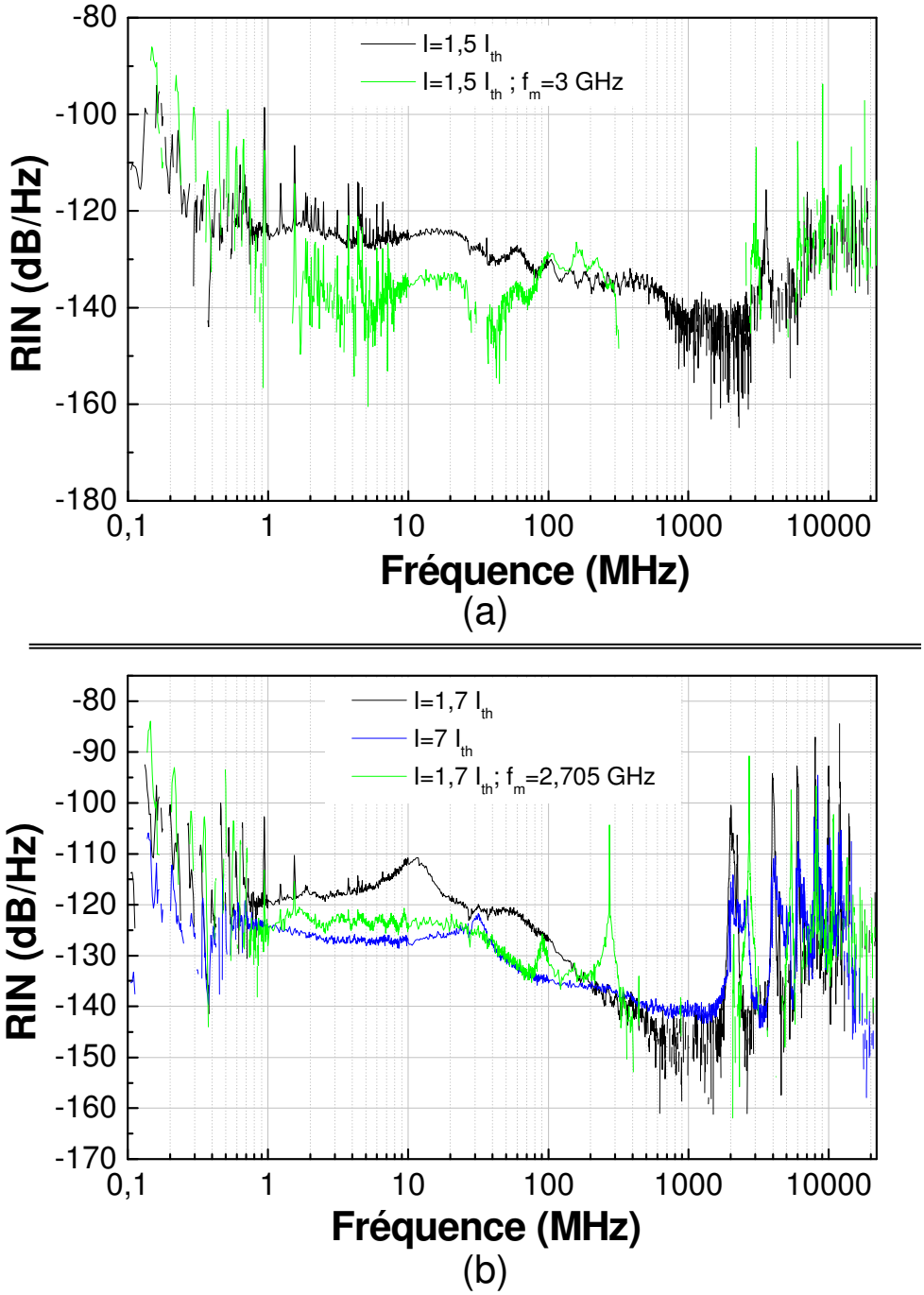


FIG. 7.22 – Mesures des bruits d'intensité de la puce n°425 contre-réactionnée par la cavité externe :
(a) ghp125b8 composée d'un réseau de Bragg uniforme caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 1,6 nm et une réflectivité maximum de 50 %,
(b) ghp125b9 composée d'un réseau de Bragg uniforme caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 2,6 nm et une réflectivité maximum de 82 %.

7.4 Conclusion et perspectives

Nous venons de montrer qu'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg à pas variable et fonctionnant en régime de blocage de modes actif émet des impulsions en limite de Fourier. Pour cela, il suffit de réaliser un réseau dont le chirp compense celui apporté par le laser à semi-conducteurs. Pour pouvoir observer le régime de blocage de modes stable sur une plage de fréquences importante, il est nécessaire d'utiliser un réseau ayant une apodisation gaussienne. En effet, la plage d'accordabilité sur laquelle des impulsions en limite de Fourier sont disponibles passe de 20 MHz pour certains réseaux uniformes à 300 MHz pour une apodisation en sinus cardinal et à plus de 500 MHz avec une apodisation gaussienne. Les taux d'extinction obtenus avec ces sources sont d'au moins 18 dB, ce qui suffit à la plupart des applications dans le domaine des télécommunications optiques. D'autre part, la durée des impulsions est comprise en moyenne entre 30 et 45 ps et ce quelle que soit la largeur à mi-hauteur des réseaux que nous avons utilisés. Nous n'avons pas encore pu complètement identifier le phénomène à l'origine de ce filtrage exagéré de la courbe de gain : cette dernière est au moins dix fois moins large que celle du réseau de Bragg placé en contre-réaction. Il peut être dû soit à un traitement anti-reflet insuffisant ou à un décalage trop important de la fréquence centrale du réseau de Bragg par rapport au maximum de la courbe de gain. Nous allons donc poursuivre l'investigation en évaluant, dans un premier temps, la largeur des impulsions obtenues avec un réseau de Bragg ayant des caractéristiques analogues à celles du réseau contenu dans la cavité ghp125b7 mais avec une largeur à mi-hauteur d'au moins 3 nm. Nous allons également comparer ces résultats avec ceux que donneront les lasers Thalès que nous n'avons pu utiliser dans le cadre de ce doctorat puisque les deux puces traitées anti-reflet nous sont parvenues à la fin du mois d'octobre 2004.

Chapitre 8

Etude théorique

La difficulté de la réalisation d'une source impulsionnelle dépend de l'application visée. Ainsi, pour les télécommunications optiques, nous avons pu voir au cours de la première partie de ce document que la source doit produire des impulsions brèves, avec un taux de répétition élevé. Mais surtout, ces impulsions doivent être pourvues d'une faible gigue temporelle et d'amplitude. Le but de ce chapitre est de présenter un modèle permettant d'analyser numériquement le comportement de lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un réseau de Bragg. Il s'agit d'une extension du modèle de Lang et Kobayashi qui sera décrit dans la première partie de ce chapitre. Puis nous rappellerons les principales caractéristiques d'un réseau de Bragg ainsi que leur modélisation. Enfin, nous nous attacherons à une analyse statique du laser contre-réactionné.

8.1 Présentation du modèle utilisé

8.1.1 La cavité étendue

Pour modéliser le laser contre-réactionné, nous nous basons sur la notion de cavité étendue. Il s'agit là de la même approche que celle utilisée pour la modélisation de la contre-réaction par un miroir classique ou par un miroir non linéaire mais nous allons en rappeler rapidement le principe. Le laser à semi-conducteurs est représenté par un milieu actif placé entre deux miroirs dont les coefficients de réflectivité en amplitude sont r_1 et r_2. Puis il est couplé à la cavité formée par le miroir de réflectivité r_2 et le réseau de Bragg de réflectivité $r_B(\omega)$, où ω représente la pulsation optique (voir schéma présenté sur la figure 8.1).

Nous avons vu en introduction de ce paragraphe que pour les applications visées, il est nécessaire que la face de couplage du laser soit traitée anti-reflet, ce qui entraîne des valeurs de R_2 de l'ordre de 10^{-3}. Par conséquent, le niveau de puissance réinjecté dans le milieu actif est tel que nous nous trouvons dans le régime dit de forte contre-réaction optique. Ce régime a déjà été étudié dans la littérature pour des contre-réactions dont

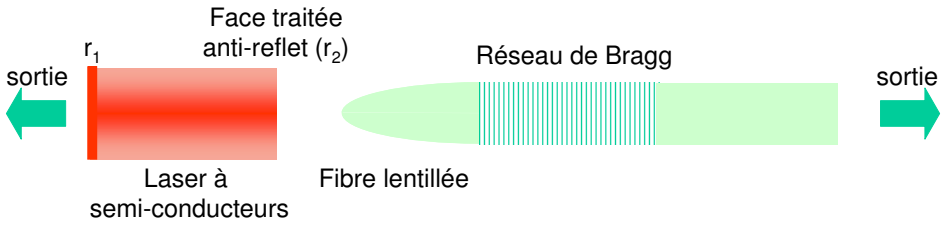


FIG. 8.1 – Représentation schématique d'une cavité étendue
Un laser à semi-conducteurs, dont une face est traitée anti-reflet, est couplé à un réseau de Bragg.

le réflecteur externe était indépendant de la fréquence [112], [222], [149]. La dynamique de telles cavités couplées peut être décrite dans le cadre des travaux de Lang et Kobayashi [112] présenté au chapitre 2. Ces équations donnent l'évolution de la densité de porteurs N(t) et du champ électrique complexe $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i(\omega_0 t+\phi(t))}$, où I(t) correspond à l'intensité du champ laser et $\phi(t)$ à sa phase.

$$\begin{aligned}\dot{E}(t) &= \left[\frac{1}{2}\Gamma_C G_N \{i\alpha_H (N(t) - N_{th}) + g(N,I)\}\right. \\ &\quad \left. -\frac{1}{2\tau_p} + \frac{1}{\tau_c}\ln\left(\frac{F(t)}{E(t)}\right) + i\Delta\omega_0\right] E(t) \qquad (8.1)\\ \dot{N}(t) &= J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g(N,I)\, I(t) \qquad (8.2)\end{aligned}$$

Ces équations font appel aux constantes physiques décrites ci-dessous et dont les valeurs sont données dans le tableau 8.1.

N_t et N_{th} sont respectivement les densités de porteurs à la transparence et au seuil avec $N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma_c G_N \tau_p}$,
Γ_c le facteur de confinement du champ,
G_N le gain différentiel,
α_H est le facteur d'élargissement (ou facteur de Henry),
J la densité du courant d'injection,
$\tau = 2L/c$ correspond au temps d'un aller retour dans la cavité externe, avec
L la distance qui sépare le réflecteur externe de la face du laser.

L'expression du gain non linéaire est donnée par $g(N,I) = (N(t) - N_t)/(1 - \varepsilon_{nl} I(t))$ où ε_{nl} correspond au facteur de compression de gain.

La durée de vie des photons τ_p est donnée par les pertes totales (i.e pertes dues aux miroirs et à l'absorption) de la cavité du laser seul, soit :

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g \alpha_{in} - \frac{1}{\tau_c} ln(R_1 R_2)$$

α_{in} correspond aux pertes intrinsèques de la zone active,
$v_g = c/n_g$ est la vitesse de groupe,

c est la vitesse de la lumière dans le vide,
n_g correspond à l'indice de groupe du milieu actif,
les paramètres R_1 et R_2 donnent la réflectivité en intensité des faces gauche et droite de la cavité laser seule : $R_{1,2} = r_{1,2}^2$.

Le taux d'émission spontanée est donné par l'expression $N/\tau_N(N) = AN + BN^2 + CN^3$ où A,B et C sont respectivement les coefficients de recombinaison non radiatif, radiatif et dû à l'effet Auger. La linéarisation de ce taux d'émission spontanée autour du seuil laser conduit à l'expression suivante :

$$\frac{N}{\tau_N(N)} = \frac{N}{\tau_e} + \frac{J_0}{eV}$$

τ_e est la durée de vie des porteurs au seuil,
V le volume de la zone active,
J_0 correspond à l'écart du courant d'injection,
$\Delta\omega_0$ correspond au chirp en fréquence dû aux effets thermiques lorsque le courant d'injection est modifié. L'expression empirique de ce chirp est linéaire et elle est donnée par $\Delta\omega_0 = k(J - J_{th})$.

TAB. 8.1 – Valeur des constantes propres au laser considéré pour nos simulations.

Constante physique	Symbole	Valeur	Unité
Longueur de la zone active	d	3×10^{-4}	m
Largeur de la zone active	l	9×10^{-7}	m
Épaisseur de la zone active	e	$8,5 \times 10^{-8}$	m
Gain différentiel	G_N	$7,23 \times 10^{-12}$	$m^3 s^{-1}$
Densité de porteurs à la transparence	N_t	$1,7 \times 10^{24}$	m^{-3}
Pertes intrinsèques	α_{in}	1700	m^{-1}
Facteur de confinement	Γ_C	0,1	
Taux de recombinaison non radiatif	A	$2,7 \times 10^6$	s^{-1}
Taux de recombinaison radiatif	B	9×10^{-17}	$s^{-1}m^{-3}$
Taux de recombinaison dû à l'effet Auger	C	2×10^{-40}	$s^{-1}m^{-6}$
Temps de vie des porteurs au seuil	τ_e	0,295	ns
Facteur d'élargissement de la largeur de raie	α_H	3	
Réflectivité en amplitude	R_1	0,574	
Réflectivité en amplitude	R_2	$\times 10^{-2}$	
Temps d'un aller retour dans la cavité laser	τ_c	7,14	ps
Facteur de compression de gain	ε_{nl}	$6,5 \times 10^{-23}$	sm^3

8.1.2 Utilisation des fonctions de Green pour le terme retardé

Le terme $\frac{1}{\tau_c} \ln\left(\frac{F(t)}{E(t)}\right)$ présent dans l'équation 8.2 est déterminé par les conditions de phase et de pertes apportées par le réflecteur externe contenu dans la boucle de contre-réaction. Pour des taux de contre-réaction faibles à modérés, ce terme est habituellement

développé en séries dont nous ne conservons que le premier terme [112]. Mais, comme nous venons de le préciser, pour de forts taux de contre-réaction, ce développement n'est plus valable. Par conséquent, nous devons conserver le logarithme et prendre en compte de multiples allers-retours dans la cavité externe. D'autre part, la dépendance en longueur d'onde du réseau de Bragg fait que les équations différentielles 8.2 donnant l'évolution du champ électrique et de la densité de porteurs sont exprimées dans le domaine mixte temps-fréquence. Afin de simplifier ce modèle, nous ne considérons pas, pour le moment, la dépendance fréquentielle du gain du laser. Cette dernière hypothèse va nous permettre de faire quelques simplifications qui nous permettrons de gagner du temps au moment de l'intégration numérique du système. Pour cela, nous allons commencer par expliciter l'expression du terme retardé avant d'introduire les simplifications utilisées pour l'implémentation numérique de la résolution du système d'équations différentielles.

8.1.2.1 Réflectivité externe effective

Le terme retardé F(t) correspond au champ présent sur la face de couplage (r_2) du laser au temps t. Ce champ se compose du champ électrique $E(t)$ mais aussi du champ retardé $E(t-\tau)$ qui a été réfléchi par le réseau de Bragg. Le champ équivalent sur la face de couplage s'exprime de la façon suivante :

$$F(t) = E(t) + \frac{(-1)}{2\pi}\frac{(1-r_2^2)}{r_2} TF^{-1}\left[TF\left(E(t-\frac{\tau}{2})\right) r_B(\omega)\right]\left(t-\frac{\tau}{2}\right)\exp(-i\omega_0\tau) \quad (8.3)$$

Pour un aller et retour dans la cavité, l'expression précédente se met sous la forme :

$$F(t) = E(t) + \frac{1}{2\pi}\frac{1-r_2^2}{r_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[r_B(\omega)\, e^{i\omega(t-\tau)}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{E}(\mathrm{t}')\, e^{-i\omega t'}dt'\right]d\omega e^{-i\omega_0\tau} \quad (8.4)$$

alors que pour de multiples allers et retours, elle est donnée par la relation suivante :

$$F(t) = E(t) + \frac{(-1)}{2\pi}\frac{1-r_2^2}{r_2^2}\sum_{n=1}^{+\infty} e^{-in\omega_0\tau}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[(-r_2 r_B(\omega))^n e^{i\omega(t-n\tau)}\int_{-\infty}^{+\infty}E(t')\, e^{-i\omega t'}dt'\right]d\omega \quad (8.5)$$

où n représente la contribution du $n^{ième}$ aller-retour dans la cavité externe.

Afin de mieux comprendre l'expression du terme $F(t)$ que nous venons de présenter, nous allons tout d'abord considérer le cas d'un seul aller-retour dans la cavité externe. Le champ qui circule dans la cavité externe subit les transformations suivantes :

1. **en $t = t - \frac{\tau}{2}$**, le champ se réfléchit sur le réseau de Bragg, mais avant de le multiplier par $r_B(\omega)$, nous devons passer ce champ dans le **domaine fréquentiel**. Nous

réalisons donc la transformée de Fourier du champ :

$$\begin{aligned} \mathrm{TF}\left[\mathrm{E}\left(\mathrm{t}-\frac{\tau}{2}\right)\right] &= \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{E}\left(\mathrm{t}-\frac{\tau}{2}\right) e^{-i\omega t} dt \\ \mathcal{E}(\omega) &= e^{-i\omega\frac{\tau}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{E}\left(\mathrm{t}'\right) e^{-i\omega t' dt'} \end{aligned}$$

2. Puis nous **multiplions par $r_B(\omega)$**pour obtenir le champ réfléchi dans le domaine fréquentiel :

$$\mathcal{E}_r(\omega) = r_B(\omega)\, e^{-i\omega\frac{\tau}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{E}\left(\mathrm{t}'\right) e^{-i\omega t'} dt'$$

3. Ensuite nous repassons le champ retardé dans le **domaine temporel** :

$$\mathrm{E}\left(t-\frac{\tau}{2}\right) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[r_B(\omega)\, e^{-i\omega\frac{\tau}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{E}\left(\mathrm{t}'\right) e^{-i\omega t'} dt'\right] e^{i\omega t} d\omega$$

4. Pour obtenir le champ sur la face de couplage de réflectivité r_2, il suffit simplement de considérer la propagation sur un temps $\tau/2$ soit de remplacer le retard $\tau/2$ par τ dans l'équation ci-dessus. Le **champ retardé** sur la face de réflectivité r_2 est alors donné par la relation suivante dans laquelle nous avons omis, pour l'instant, le terme de phase accumulée $e^{-i\omega_0\tau}$.

$$\mathrm{E}(t-\tau) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[r_B(\omega)\, e^{i\omega(t-\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{E}\left(\mathrm{t}'\right) e^{-i\omega t'} dt'\right] d\omega$$

Nous obtenons alors l'expression finale pour un aller et retour dans la cavité externe.

D'autre part, la quantité $r_2\frac{F(t)}{E(t)}$ peut être interprétée comme la réflectivité temporelle effective de la cavité externe dont l'expression dans le domaine fréquentiel donne la fonction de transfert du réflecteur externe $r_2 f(\omega)$ avec :

$$f(\omega) = \frac{F(\omega)}{E(\omega)}$$

Or

$$\begin{aligned} F(t) &= E(t) - \frac{1}{2\pi}\frac{1-R_2}{R_2}\sum_{n=1}^{+\infty} e^{-in\omega_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n e^{i\omega(t-n\tau)} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} dt' E\left(t'\right) e^{-i\omega t'}}_{=2\pi E(\omega)} \\ F(t) &= E(t) - \frac{1-R_2}{R_2}\sum_{n=1}^{+\infty} e^{-in\omega_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n e^{i\omega(t-n\tau)} E(\omega) \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} F(\omega) &= E(\omega) - \frac{1-R_2}{R_2} \sum_{n=1}^{+\infty} e^{-in\omega_0\tau} \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n e^{i\omega(t-n\tau)} E(\omega) \\ \frac{F(\omega)}{E(\omega)} &= 1 - \frac{1-R_2}{R_2} \sum_{n=1}^{+\infty} e^{-in\omega_0\tau} \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n e^{i\omega(t-n\tau)} \end{aligned}$$

Donc

$$f(\omega) = 1 + \frac{1-R_2}{r_2} \frac{r_B(\omega) e^{-i(\omega+\omega_0)\tau}}{1 + r_2 r_B(\omega) e^{-i(\omega+\omega_0)\tau}} \tag{8.6}$$

Une première approche numérique consiste à calculer à chaque pas d'intégration l'expression $F(t)$ en introduisant la fonction $f(\omega)$. Pour cela, nous prenons la transformée de Fourier de l'enveloppe lentement variable $E(t)$ que nous multiplions à la fonction de transfert $r_2 f(\omega)$ (équation 8.7) pour ensuite revenir par transformée de Fourier dans le domaine temporel. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite, à chaque pas d'intégration, la réalisation de deux transformées de Fourier. C'est pourquoi, nous allons utiliser une approche différente qui limite le nombre de transformées de Fourier.

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega f(\omega) e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' E(t') e^{-i\omega t'} \tag{8.7}$$

8.1.2.2 Introduction des fonctions de Green

Pour la seconde approche, nous utilisons l'équation 8.5 dont l'expression est rappelée ci-après :

$$F(t) = E(t) - \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{1-R_2}{R_2} e^{-in\omega_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n \int_{-\infty}^{+\infty} dt' E(t') e^{i\omega(t-n\tau-t')}$$

Introduisons alors la **fonction de Green d'ordre n** définie comme suit :

$$G_n(x) = -\frac{1-R_2}{R_2} e^{-in\omega_0\tau} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left(-r_2 r_B(\omega)\right)^n e^{i\omega x} \tag{8.8}$$

Cette fonction représente la réponse temporelle du $n^{ième}$ aller-retour dans la cavité externe à une impulsion de Dirac. Elle est liée au coefficient de réflexion du réseau par une transformée de Fourier. Ainsi, la réponse temporelle du seul miroir de Bragg correspond à la transformée de Fourier inverse de la réflectivité $r_B(\omega)$. L'avantage des fonctions de Green est qu'elles sont très faciles à calculer. En effet, pour un réseau de Bragg uniforme, la fonction de Green d'ordre 1 est grossièrement un carré. Or la convolution du signal par une fonction de Green de forme carrée correspond tout simplement à un moyennage du signal. Nous voyons alors que cette approche nous permet de retrouver l'effet de filtrage du réseau de Bragg : un moyennage lisse les fluctuations rapides par intégration. La fonction d'ordre 2 correspond à un triangle etc [223], [224].

Nous en déduisons alors l'expression de F(t) suivante :

$$F(t) = E(t) + \sum_{n=1}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' E(t') G_n(t - n\tau - t')$$

qui correspond à la somme des contributions de chaque aller-retour :

$$F(t) = E(t) + \sum_{n=1}^{+\infty} F_n(t) \tag{8.9}$$

avec $F_n(t) = G_n(t) \otimes E(t - n\tau)$ la contribution du $n^{ième}$ aller-retour dans la cavité externe.

Il est à noter que la fonction de Green pour l'ensemble de la cavité externe peut être introduite de deux façons :

- soit comme la somme de n fonctions de Green d'ordre n $G_f(x) = \delta(x) + \sum_{n=1}^{+\infty} G_n(x - n\tau)$;
- soit comme la transformée de Fourier inverse de la réflectivité $f(\omega)$ de la cavité étendue.

Ainsi, la réponse temporelle du sytème à une perturbation arbitraire est la convolution du champ laser avec la fonction de Green correspondante :

$$F(t) = G_f(t) \otimes E(t) \tag{8.10}$$

8.1.3 Les réseaux de Bragg

La modélisation des lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un réseau de Bragg implique la connaissance de leurs réponses en amplitude et en phase. Au cours de ce paragraphe, nous allons donc présenter les propriétés fondamentales de ces réseaux ainsi que leur modélisation sans nous attarder sur la méthode de fabrication qui a été développée au chapitre précédent.

Qu'il soit en espace libre ou photo-inscrit dans une fibre, un réseau est une structure périodique qui constitue un élément diffractif mais surtout dispersif, permettant une sélection en longueur d'onde. Dans le cas d'une fibre optique, la structure périodique résulte d'une modulation de l'indice n de réfraction de la zone photosensible du guide (le cœur ou la gaine). Cette perturbation de l'indice est réalisée par exposition de la fibre à une figure d'interférences en utilisant un rayonnement ultraviolet. La principale conséquence de cette perturbation δn de l'indice de réfraction est de perturber l'indice effectif n_{eff} qui caractérise le mode qui se propage dans la fibre. La variation spatiale de l'indice effectif qui en résulte est décrite par :

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n}_{eff} \cdot \left\{ 1 + v(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z + \phi_c(z) \right) \right\} \tag{8.11}$$

$\overline{\delta n}_{eff}$ est la moyenne spatiale de la variation d'indice effectif,
v la visibilité de la modulation d'indice,

Λ la période de la modulation d'indice,
ϕ_c la phase caractéristique d'un réseau à pas variable.

Comme le montre la figure 8.2 (a), la perturbation de l'indice effectif δn_{eff} comporte deux composantes : une composante continue $\overline{\delta n}_{eff}$ et une composante alternative de période Λ. C'est cette dernière qui offre au réseau sa propriété fondamentale de réflecteur sélectif en longueur d'onde comme le montre le spectre en réflexion présenté sur la figure 8.2(b). D'ailleurs, comme nous le verrons dans la suite de ce paragraphe, les propriétés optiques des réseaux photo-inscrits sont principalement déterminées par la variation du changement d'indice induit le long de l'axe z de la fibre. D'autre part, si la fibre sur laquelle est photoinscrite le réseau de Bragg, présente un profil d'indice "en marche d'escalier" et si la modification de l'indice est créée uniformément le long du cœur, alors nous avons la relation suivante entre les perturbations de l'indice effectif et de l'indice du guide :

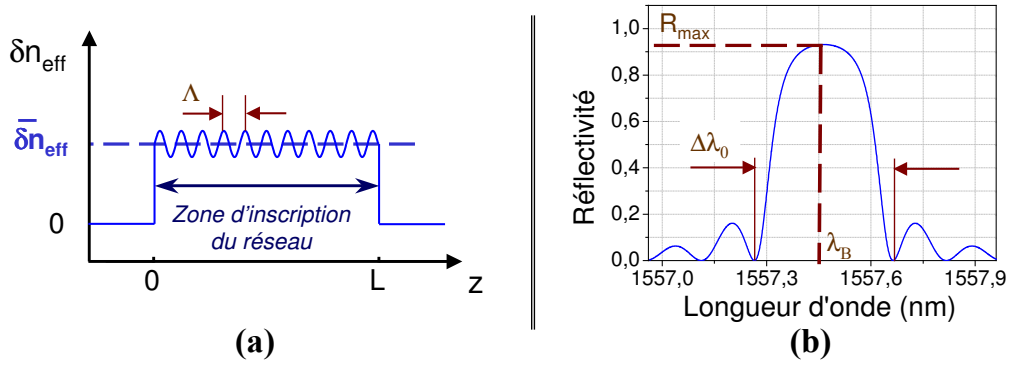


FIG. 8.2 – Réseau uniforme : variation spatiale de l'indice effectif et réflectivité associée.
Réseau uniforme à pas constant non apodisé.
Le spectre en réflexion (b) a été obtenu par simulations numériques pour une fibre optique dont la modulation spatiale de l'indice optique correspond à l'allure décrite en (a).
La période de la modulation d'indice (a) n'est pas conforme à la réalité par soucis de lisibilité.

$$\delta n_{eff} \simeq \Gamma \cdot \delta n \tag{8.12}$$

δn_{eff} est la variation spatiale de l'indice effectif due au réseau,
δn est la variation spatiale de l'indice de réfraction du guide due au réseau,
Γ est le facteur de recouvrement du mode de propagation du guide avec le réseau.

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous intéresser tout particulièrement aux propriétés optiques d'un réseau uniforme. Pour cela, nous décrirons tout d'abord les conditions de couplage puis, nous établirons l'expression analytique de la réflexion et de la transmission d'un réseau de Bragg en nous appuyant sur la théorie des modes couplés. Nous présenterons l'approche numérique utilisée pour la modélisation des réseaux de

Bragg non uniformes. Enfin, nous nous attacherons à la description des principaux réseaux que nous utiliserons.

8.1.3.1 Conditions de couplage

Un réseau photo-inscrit dans une fibre n'est rien d'autre qu'un réseau de diffraction. Ainsi, une onde à la longueur d'onde λ arrivant sur un réseau avec un angle θ_1 relativement au plan du réseau se voit réfléchie sur le réseau selon la loi de SNELL-DESCARTES :

$$n \sin(\theta_1) = n \sin(\theta_2) + m\frac{\lambda}{\Lambda} \tag{8.13}$$

θ_1 l'angle de l'onde incident,
θ_2 l'angle de l'onde diffractée,
m est un entier décrivant l'ordre de diffraction,
n l'indice de réfraction du milieu.

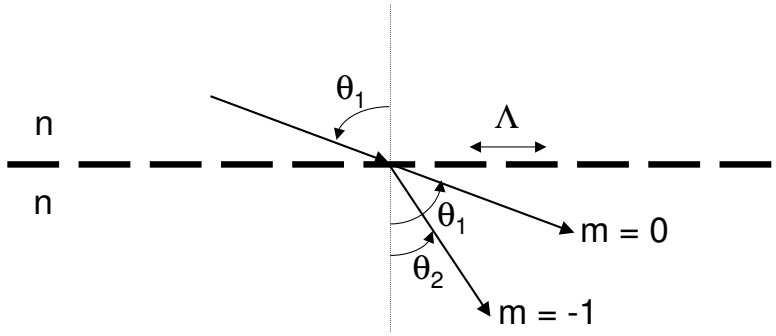


FIG. 8.3 – Diffraction d'une onde par un réseau.

Ces différentes constantes sont présentées sur la figure 8.3. L'équation 8.13 permet uniquement de prédire les directions θ_2 pour lesquelles nous observons une interférence constructive. Dans le cadre des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres, ce n'est pas l'angle qui varie, puisque la fibre est un milieu guidé qui impose la direction de propagation, mais la longueur d'onde. Et tant que la constante de propagation est simplement décrite par $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$ avec $n_{eff} = n_{co} \sin(\theta)$, la relation 8.13 peut s'écrire :

$$\beta_2 = \beta_1 + m\frac{2\pi}{\Lambda} \tag{8.14}$$

β_1 constante de propagation de l'onde incidente,
β_2 constante de propagation de l'onde diffractée.

Dans un réseau photo-inscrit, l'ordre de diffraction $m = -1$ prédomine et le mode diffracté se propage dans la direction opposée à celle du mode incident ($\beta_2 < 0$). Par conséquent, la

longueur d'onde de réflexion entre un mode contra-propagatif et un mode co-propagatif est donnée par la relation suivante :

$$\lambda = \left(n_{eff,1} + n_{eff,2}\right)\Lambda \tag{8.15}$$

Ainsi si les deux modes sont identiques, c'est-à-dire s'ils sont caractérisés par le même indice effectif, nous trouvons alors la longueur d'onde de référence λ_{ref} suivante pour le réseau :

$$\lambda_{ref} = 2n_{eff}\Lambda \tag{8.16}$$

où n_{eff} correspond à l'indice effectif du guide sans réseau.

Cette grandeur correspond à la longueur d'onde centrale réfléchie par le réseau.

8.1.3.2 Réflectivité d'un réseau de Bragg uniforme

En absence de perturbation, les modes se propagent dans la fibre sans se coupler. Or l'approche qualitative précédente a montré qu'en présence d'un réseau de Bragg, un couplage de modes de propagation spécifiques peut avoir lieu. La technique habituellement utilisée pour résoudre un tel problème est **la théorie des modes couplés**. Cette méthode suppose que les champs des modes du guide non perturbé restent inchangés en présence d'une faible perturbation. Le développement de cette théorie est rappelé dans l'annexe C ainsi que dans de nombreux ouvrages [225] et articles [226]. Cette approche conduit à un système d'équations différentielles du premier ordre décrivant l'évolution de l'amplitude des champs le long de l'axe de propagation dans la fibre :

$$\frac{dC_+}{dz} + i\widehat{\sigma}C_+ = -i\kappa_{ac}^* C_- \tag{8.17}$$

$$\frac{dC_-}{dz} - i\widehat{\sigma}C_- = i\kappa_{ac} C_+ \tag{8.18}$$

$$\tag{8.19}$$

Pour l'étude des réseaux de Bragg, nous considérons que le couplage a lieu entre le mode co-propagatif d'amplitude A_+ et le même mode contra-propagatif d'amplitude A_-. Par conséquent, les constantes de propagation β_- et β_+ de ces deux modes sont iden-

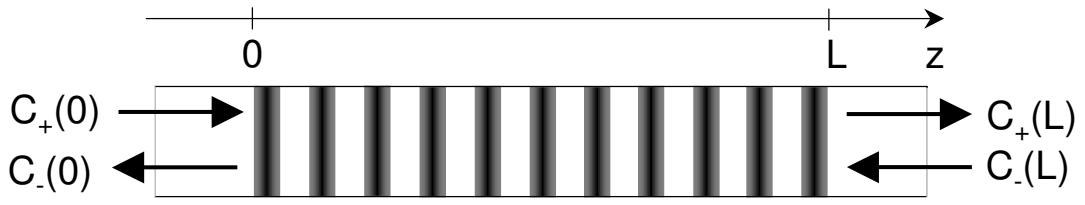


FIG. 8.4 – Représentation schématique d'un réseau de Bragg de longueur L.
$C_+(z)$ représente le mode co-propagatif et $C_-(z)$ le mode contra-propagatif dans la fibre.

tiques ($\beta_+ = \beta_- = \beta$) et le système précédent fait intervenir les grandeurs suivantes (voir figure 8.4) :

$$\begin{aligned} C_+(z) &= A_+(z)e^{-i[\delta z - \phi_c(z)/2]} \\ C_-(z) &= A_-(z)e^{i[\delta z - \phi_c(z)/2]} \end{aligned} \tag{8.20}$$

avec le déphasage $\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda} = 2\pi n_{eff}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{ref}}\right)$ dont l'expression est indépendante de z pour tous les réseaux ;
$\lambda_{ref} = 2n_{eff}\Lambda$ la longueur d'onde de référence du réseau ;
la composante alternative de la constante de couplage est décrite par la relation $\kappa_{ac} = n\omega\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta n}{2}\xi_+\xi_+^* dxdy$
et sa composante continue vaut $\widehat{\sigma} = \left[\kappa_{dc} + \delta - \frac{1}{2}\frac{d\phi_c(z)}{dz}\right]$;
n correspond à l'indice de réfraction de la fibre optique dont la perturbation est décrite par la relation : $\delta n(z) = 2n\left\{\overline{\Delta n} + \frac{\Delta n}{2}\left(e^{i\left[2\pi\frac{N}{\Lambda}z + \phi_c(z)\right]} + cc\right)\right\}$;
la variation de l'indice effectif qui en résulte est décrite par la relation 8.12 ;
$\frac{1}{2}\frac{d\phi_c(z)}{dz}$ décrit le chirp éventuel que peut contenir la période du réseau.

Il est à noter que des pertes d'absorption du réseau peuvent être introduites en prenant la composante continue de la constante de couplage complexe telle que le coefficient de pertes (en puissance) soit donné par le relation $\alpha = 2Im(\kappa_{dc})$. Ainsi, la lumière qui n'aura pas été réfléchie par le réseau subira les pertes en transmission suivantes : $10\log(\alpha)$ exprimée en dB/cm.

Dans l'hypothèse où un seul mode est couplé dans le réseau de Bragg, les composantes continue et alternative de la constante de couplage se simplifient de la façon suivante :

$$\kappa_{dc} = \frac{2\pi}{\lambda}\overline{\delta n_{eff}} \tag{8.21}$$

$$\kappa_{ac}^* = \kappa_{ac} = \frac{\pi v}{\lambda}\overline{\delta n_{eff}} \tag{8.22}$$

Pour un réseau de Bragg uniforme selon l'axe de propagation z, $\overline{\delta n_{eff}}$ est constante et $\frac{d\phi_c(z)}{dz} = 0$. Ainsi κ_{ac}, $\widehat{\sigma}$ et κ_{dc} sont également des constantes. Par conséquent, le système d'équations différentielles à résoudre est un système linéaire du premier ordre homogène et à coefficients constants. L'ensemble des solutions est un espace vectoriel de dimension 2. La connaissance des conditions initiales permet de déterminer les solutions de ce système de façon unique. Dans ce paragraphe, nous ne nous intéressons pas à la résolution de ce système mais si le lecteur souhaite connaître les détails de cette résolution, nous l'invitons à lire l'annexe D.

Les conditions initiales d'un tel problème sont : $C_+(0) = 1$ et $C_-(L) = 0$, ce qui conduit à l'obtention des solutions suivantes :

$$C_+(z) = \frac{\gamma_B\cosh(\gamma_B(L-z)) + i\widehat{\sigma}sinh(\gamma_B(L-z))}{\gamma_B\cosh(\gamma_B L) + i\widehat{\sigma}sinh(\gamma_B L)} \tag{8.23}$$

$$C_-(z) = \frac{-i\kappa_{ac}sinh(\gamma_B(L-z))}{\gamma_B\cosh(\gamma_B L) + i\widehat{\sigma}sinh(\gamma_B L)} \tag{8.24}$$

avec L la longueur du réseau de Bragg,
et $\gamma_B = \sqrt{\kappa_{ac}^2 - \widehat{\sigma}^2}$.

Nous pouvons alors en déduire l'expression du coefficient de réflectivité en amplitude du réseau de Bragg :

$$\rho = \frac{C_-(0)}{C_+(0)} = \frac{-i\kappa_{ac} sinh(\gamma_B L)}{\gamma_B \cosh(\gamma_B L) + i\widehat{\sigma} sinh(\gamma_B L)} \tag{8.25}$$

Le coefficient de réflectivité en puissance est donc donné par :

$$|\rho|^2 = \frac{\kappa_{ac}^2 sinh^2(\gamma_B L)}{\kappa_{ac}^2 \cosh^2(\gamma_B L) - \widehat{\sigma}^2} \tag{8.26}$$

Il est à noter que γ_B peut-être réel ou imaginaire, par conséquent, nous pouvons identifier les différents régimes suivants :

1. γ_B est réel si $\kappa_{ac} > \gamma_B$, les équations 8.25 et 8.26 sont alors appliquées.
2. γ_B est égal à zéro pour $\kappa_{ac} = \gamma_B$.
3. γ_B est imaginaire si $\kappa_{ac} < \gamma_B$, les coefficients de réflectivité en amplitude et en puissance du réseau deviennent alors :

$$\rho = \frac{\kappa_{ac} sin(\gamma_B L)}{i\gamma_B \cos(\gamma_B L) - \widehat{\sigma} \sin(\gamma_B L)} \tag{8.27}$$

Et

$$R(\lambda) = |\rho|^2 = \frac{\kappa_{ac}^2 sin^2(\gamma_B L)}{\widehat{\sigma}^2 - \kappa_{ac}^2 \cos^2(\gamma_B L)} \tag{8.28}$$

Une des caractéristiques essentielle d'un réseau de Bragg est la **réflectivité maximale** R_{max} qui est atteinte à la longueur d'onde pour laquelle l'accord de phase a lieu (i.e. $\hat{\sigma} = 0$) soit

$$\lambda_B = \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}}\right) \lambda_{ref} = 2\left(n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}\right) \Lambda \tag{8.29}$$

Nous remarquons alors que cette longueur d'onde ne correspond pas exactement à la longueur d'onde de référence. Cet écart est dû à la composante continue de la modulation de l'indice effectif. La réflectivité correspondant à cette longueur d'onde, notée λ_B, est donnée par l'expression :

$$R_{\max} = \tanh(\kappa_{ac} L) \tag{8.30}$$

Ainsi, pour obtenir un réseau de forte réflectivité, il suffit d'augmenter la longueur L du réseau, ou d'augmenter la constante de couplage κ_{ac}. La grandeur $\kappa_{ac} L$ est dite **force de couplage du réseau**.

Nous pouvons également définir la **largeur spectrale** $\Delta\lambda_0$ de la réflectivité d'un réseau de Bragg comme étant la largeur qui sépare les deux longueurs d'onde, autour de la longueur d'onde centrale, pour lesquelles la réflectivité est nulle. Une telle bande passante est

donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} = \frac{v\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}}\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_{ref}}{v\overline{\delta n_{eff}}L}\right)^2} \tag{8.31}$$

Pour les réseaux faibles, c'est-à-dire ceux caractérisés par une grandeur $v\overline{\delta n_{eff}}$ petite devant $\frac{\lambda_{ref}}{L}$, leur largeur de bande tend vers $\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \approx \frac{\lambda_{ref}}{Ln_{eff}}$. La largeur spectrale de la réflectivité est donc d'autant plus étroite que le réseau est long. Ainsi, en conservant le produit $\kappa_{ac}L$ constant, nous pouvons augmenter la finesse du réseau tout en maintenant la même valeur pour la réflectivité maximale. Pour cela, nous inscrivons un réseau plus long et moins fort. Par contre, pour les réseaux forts, c'est-à-dire les réseaux tels que $v\overline{\delta n_{eff}} \gg \frac{\lambda_{ref}}{L}$, la largeur spectrale du réseau peut être approchée par la relation $\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \approx \frac{v\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}}$. Nous remarquons alors que la bande passante de tels réseaux est indépendante de la longueur de ce dernier, elle dépend uniquement de la force du réseau. Ceci s'explique par le fait que l'onde pénètre très peu dans les réseaux faibles, elle ne voit donc pas l'intégralité de ce dernier. Un réseau fort peut donc avoir une largeur spectrale de 10 à 100 fois plus large que celle d'un réseau faible.

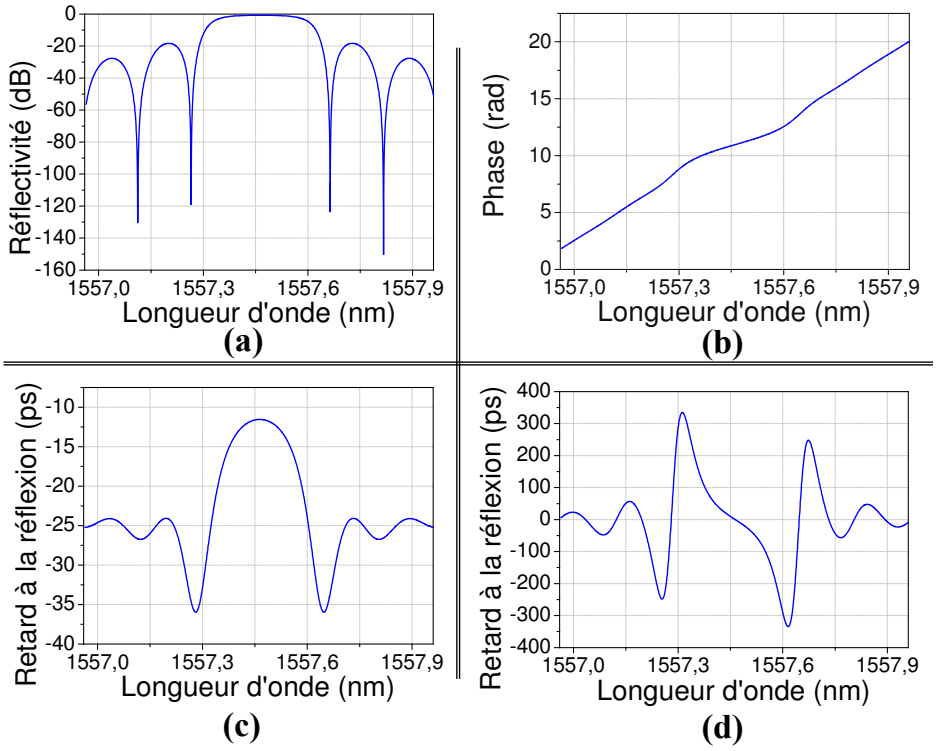


FIG. 8.5 – Réflectivité, phase, retard et dispersion d'un réseau de Bragg.
Simulations numériques d'un réseau de longueur $L = 5\ mm$, une période $\Lambda = 538,5\ nm$, une modulation d'indice effectif de 2.10^{-4} et une visibilité $v = 1$.

Dans le cadre de l'étude des lasers contre-réactionnés par des réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre optique, il est fondamental de s'intéresser également à la phase du

champ électrique. Elle correspond à l'argument θ_B du coefficient de réflectivité complexe donné par la relation 8.25. La figure 8.5(b) nous montre la phase associée au réseau dont la réflectivité spectrale en intensité est donnée par la figure 8.5(a). Nous remarquons alors que les différentes longueurs d'onde ne sont pas en phase après réflexion, nous pouvons dire qu'elles sont retardées les unes par rapport aux autres. Ce déphasage est représenté par un retard τ_B dont l'expression est donnée ci-après :

$$\tau_B = \frac{d\theta_B}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{d\theta_B}{d\lambda} \tag{8.32}$$

Ce retard est habituellement donné en ps dans la littérature. La figure 8.5(c) montre le retard τ_B calculé pour un réseau de Bragg de longueur $L = 5\ mm$ et caractérisé par une période $\Lambda = 538,5\ nm$, une modulation d'indice effectif de 2.10^{-4} et une visibilité $v = 1$. Nous constatons alors que le retard d'un réseau non chirpé est symétrique par rapport à la longueur d'onde centrale du réseau.

De ce retard à la réflexion, nous déduisons naturellement la dispersion D du composant qui s'exprime de la façon suivante :

$$D = \frac{d\tau_B}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{d^2\theta_B}{d\omega^2} \tag{8.33}$$

La figure 8.5(d) met en évidence le fait que la dispersion est linéaire sur une petite plage spectrale autour de la longueur d'onde centrale. L'exploitation de la dispersion des réseaux de Bragg est principalement utilisée avec les réseaux à pas variable. Nous verrons dans la suite de ce chapitre quelle peut être l'influence de cette dispersion sur les caractéristiques des impulsions obtenues par blocage de modes d'un laser ayant une contre-réaction filtrée.

8.1.3.3 Réflexion d'un réseau de Bragg non uniforme

La plupart des réseaux photo-inscrits dans les fibres pour des applications pratiques sont des réseaux non uniformes. Le plus souvent, le choix d'un réseau non uniforme a pour but d'éliminer les lobes secondaires indésirables qui sont prépondérants dans les réseaux uniformes.

Les deux méthodes les plus utilisées pour modéliser de tels réseaux sont :

– une intégration directe des équations des modes couplés,

– l'utilisation des matrices de transfert.

La première technique présente un certain nombre d'avantages : elle est directe et simple. Les équations peuvent être intégrées numériquement en utilisant une méthode de Runge-Kutta dans la mesure où ce problème possède des conditions initiales. Toutefois, cette méthode est lente. C'est pourquoi, l'approche la plus souvent utilisée est celle qui considère le réseau non uniforme comme une concaténation de plusieurs petites sections, chacune ayant une période constante et une modulation de l'indice de réfraction unique. Chaque section est représentée par sa matrice de transfert (une matrice 2×2) puis les matrices

sont multipliées entre elles pour obtenir au final la matrice de transfert du réseau non uniforme. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons uniquement décrire en détail la deuxième approche dans la mesure où c'est celle que nous avons choisie pour nos modélisations. Toutefois, pour de plus amples informations sur la mise en place de l'intégration directe, le lecteur peut se référer à l'article d'ERDOGAN [227].

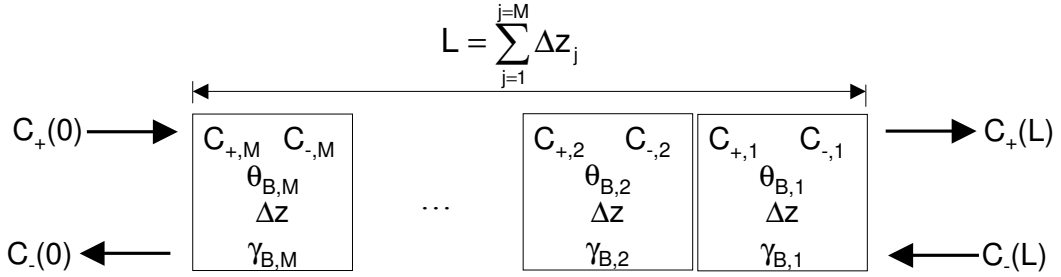


FIG. 8.6 – Division d'un réseau non uniforme en M sections uniformes.
$C_{+,i}$ et $C_{-,i}$ les modes à l'entrée de la $i^{ème}$ section.

Lorsque les variations des paramètres du réseau le long de son axe sont lentes devant sa période, le réseau peut être divisé en M sous-réseaux uniformes. Nous notons $C_{+,i}$ et $C_{-,i}$ les amplitudes des champs en sortie de la section numérotée i (voir figure 8.6). La propagation du champ dans la section uniforme i est décrite par la matrice F_i définie de telle sorte que :

$$\begin{bmatrix} C_{+,i} \\ C_{-,i} \end{bmatrix} = F_i \begin{bmatrix} C_{+,i-1} \\ C_{-,i-1} \end{bmatrix} \tag{8.34}$$

Pour les réseaux de Bragg, la matrice F_i est donnée par l'expression suivante :

$$F_i = \begin{bmatrix} cosh\,(\gamma_B \Delta z) + i\frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} sinh\,(\gamma_B \Delta z) & i\frac{\kappa_{ac}}{\gamma_B} sinh\,(\gamma_B \Delta z) \\ -i\frac{\kappa_{ac}}{\gamma_B} sinh\,(\gamma_B \Delta z) & cosh\,(\gamma_B \Delta z) - i\frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} sinh\,(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix} \tag{8.35}$$

Δz correspond à la longueur de la $i^{\text{ème}}$ section uniforme,
les paramètres du réseau $\hat{\sigma}(z)$, $\Lambda(z)$, $\kappa_{ac}(z)$ et $\frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dz}$ sont évalués au centre de chaque section.

Une fois la matrice de chaque section uniforme connue, les amplitudes de sortie sont déterminées grâce à la relation :

$$\begin{bmatrix} C_+(0) \\ C_-(0) \end{bmatrix} = F \begin{bmatrix} C_+(L) \\ C_-(L) \end{bmatrix}; \quad F = F_M \cdot F_{M-1} \cdot \ldots \cdot F_i \cdot \ldots \cdot F_1 \tag{8.36}$$

Enfin, le nombre de sections nécessaire pour l'application de cette méthode est déterminé par la précision requise. Ainsi, pour la plupart des réseaux chirpés ou apodisés un nombre de sections M de 100 est suffisant. Pour les réseaux quasi-uniformes tels que les réseaux à saut de phase et les réseaux échantillonnés, M est tout simplement pris égal

au nombre de sections uniformes contenues dans le réseau. Toutefois, il est nécessaire que chacune des sections contienne un nombre suffisant de périodes pour la théorie des modes couplés, c'est-à-dire que M doit vérifier la condition :

$$M \ll \frac{2n_{eff}L}{\lambda_{ref}}. \tag{8.37}$$

8.1.3.4 Les différents types de réseaux

Réseaux apodisés

Comme l'indique la figure 8.7, le spectre en réflexion d'un réseau de Bragg uniforme possède des lobes secondaires. Le réseau n'est donc pas seulement réflectif autour de la longueur de Bragg. Ces lobes peuvent être gênants pour certaines applications mais comme le décrit ERDOGAN dans son article [227] de synthèse sur les réseaux de Bragg, il est possible de diminuer ces lobes par des méthodes d'apodisation[1]. L'effet de l'apodisa-

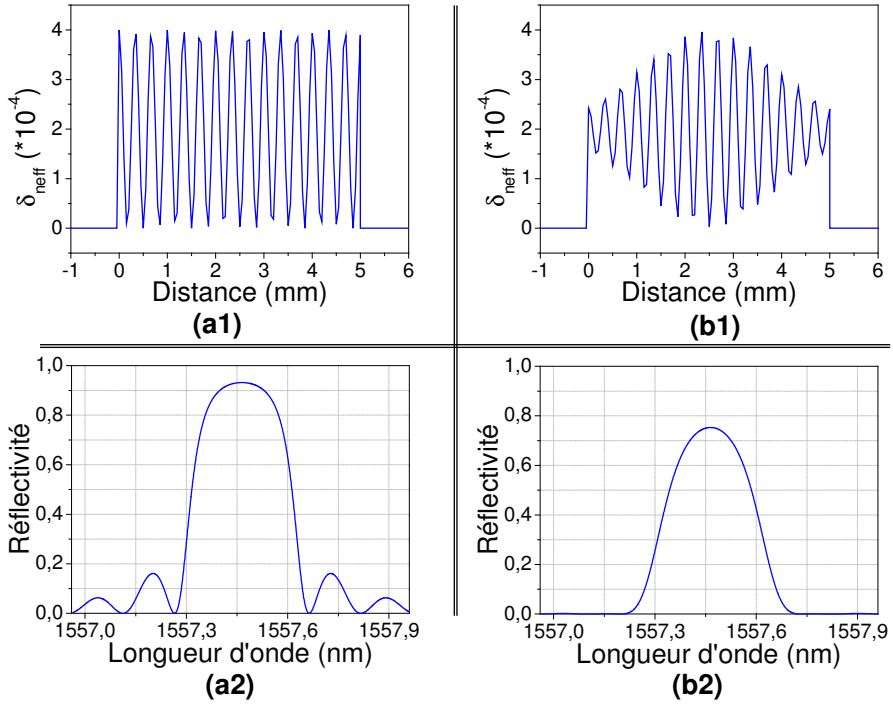


FIG. 8.7 – Différents profils d'apodisation d'un réseau de Bragg.
Simulations numériques d'un réseau de longueur $L = 5$ mm ayant une période $\Lambda = 538,5$ nm, une modulation d'indice effectif de 2.10^{-4} et une visibilité $v = 1$.
Les modulations d'indice (1) et leurs réflectivités associées (2) sont représentées pour : un réseau uniforme (a), un réseau apodisé avec un profil Gaussien et conservation de l'indice moyen (b).
Les périodes des modulations d'indice (1) ne sont pas conformes à la réalité par soucis de lisibilité.

tion peut se comprendre en considérant, en première approximation[2], que le spectre en

[1] Le mot *apodiser* vient du Grec *a-pod* pour *enlever les pieds*.

[2] Cette approximation dite de Riccatti n'est valable que pour des réseaux de faibles réflectivités, inférieures à 30 % environ. L'approche des réseaux faibles, appliquée à la théorie des modes couplés, ramène le problème

réflexion d'un réseau n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de sa modulation d'indice. Nous avons vu (figure 8.2) que cette modulation se décompose comme le produit d'un cosinus de période Λ par une fonction porte Π de largeur L. La transformée de Fourier, et par conséquent le spectre en réflexion du réseau, est décrite par le produit de convolution d'un Dirac δ avec un sinus cardinal. La longueur d'onde réfléchie par le réseau est fixée par la fréquence du sinus et donc par la position du Dirac. Le sinus cardinal explique la présence de pieds dans le spectre du réseau. Nous comprenons alors que l'idée simple permettant de s'affranchir de ces pieds consiste à remplacer la fonction porte de la modulation d'indice par un profil dont la transformée de Fourier ne comporte pas de lobes secondaires, un profil Gaussien par exemple. L'utilisation d'un tel profil est présentée sur la figure 8.7(b1) et nous constatons que le spectre en réflexion ne comporte aucun lobe secondaire (b2) en comparaison avec un réseau uniforme (a2). D'autre part, l'apodisation est toujours appliquée par une modulation spatiale de la visibilité v de la modulation d'indice, maintenant ainsi constant l'indice effectif moyen.

Réseaux à pas variable

Pour l'application qui nous intéresse, nous utiliserons également des réseaux dits à pas variable. De tels réseaux sont obtenus en introduisant un glissement de fréquence dans la composante alternative de la modulation d'indice, entraînant une croissance linéaire de la période du réseau le long du guide. Une telle modulation d'indice permet à différentes longueurs d'onde de se réfléchir sur le réseau comme le montre la figure 8.8(c). Ce qui se traduit par un élargissement spectral important de la réflectivité d'un réseau à pas variable (b2) par rapport à un réseau à pas constant(a2). Cette bande passante croît donc linéairement avec la longueur du réseau et elle dépend fortement du glissement de la fréquence de la modulation d'indice (traduit par le terme de phase ϕ_c décrit par l'équation 8.38).

$$\phi_c(z) = -\frac{2\pi n_{eff} C_h}{\lambda^2} z^2 \tag{8.38}$$

avec C_h le chirp du réseau qui caractérise la variation de la longueur d'onde de Bragg.

Toutefois, les différentes longueurs d'onde ne se réfléchissent pas à la même position dans le réseau, introduisant ainsi un retard linéaire en longueur d'onde. C'est pourquoi ces réseaux sont souvent utilisés comme compensateur de dispersion. D'autre part, la réflectivité d'un réseau à pas variable est inférieure à celle d'un réseau à pas constant, dans la mesure où une longueur d'onde donnée n'est réfléchie que sur une courte distance du réseau. Enfin, il est important de noter que les réseaux présentés sur la figure 8.8 sont apodisés expliquant ainsi l'absence de lobes secondaires dans les spectres en réflexion. Un réseau non apodisé à pas variable comporterait des oscillations.

mathématique de la recherche du spectre en réflexion du réseau à une seule équation dite de Riccatti, du nom du mathématicien. Le lecteur trouvera la démonstration mathématique dans la littérature [228].

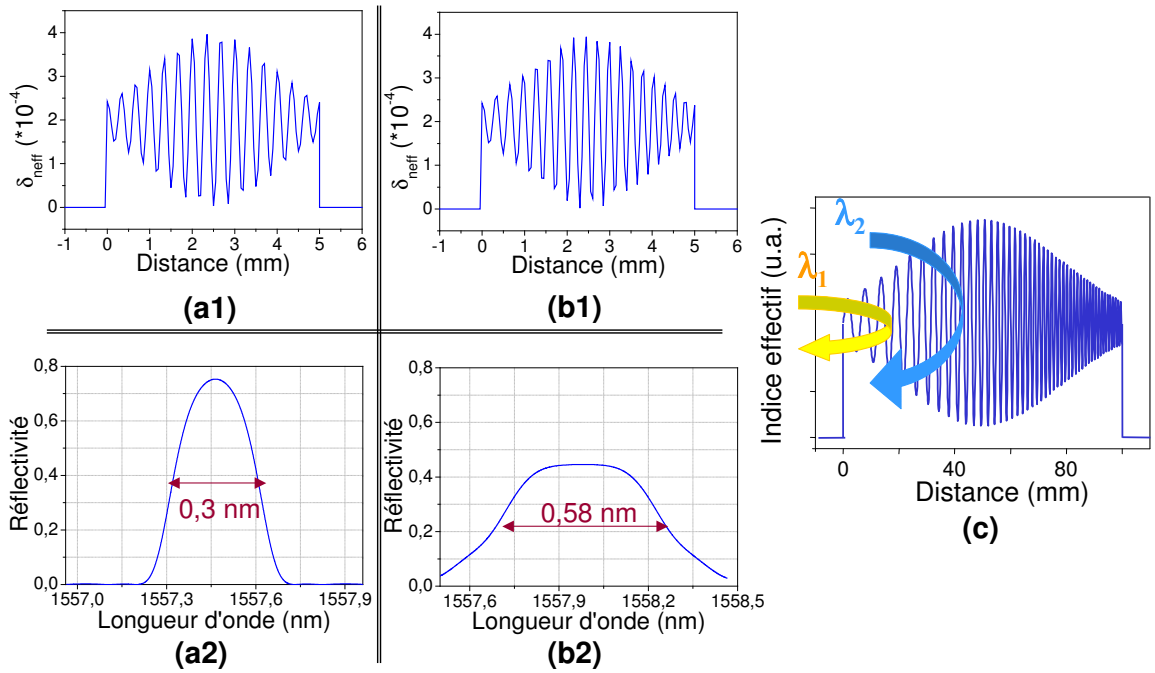


FIG. 8.8 – Comparaison d'un réseau apodisé à pas constant avec un réseau apodisé à pas variable. *Simulations numériques d'un réseau de longueur $L = 5$ mm ayant une période $\Lambda = 538,5$ nm, une modulation d'indice effectif de 2.10^{-4} et une visibilité $v = 1$. Le réseau à pas variable a un facteur de chirp de 2nm/cm.*
Réseau apodisé à pas constant (a) et à pas variable (b).
L'allure de leur modulation d'indice est indiquée par l'indice (1).
(c) Modulation spatiale de l'indice effectif avec une période de modulation non conforme à la réalité pour mieux comprendre le phénomène de retard à la réflexion des différentes longueurs d'onde.

8.2 Analyse statique du laser contre-réactionné par un réseau de Bragg fibré

8.2.1 Equations donnant les modes de la cavité externe

Afin de faciliter la résolution numérique des équations donnant les modes de la cavité externe, nous travaillons avec un système d'équations différentielles normalisées décrit ci-dessous :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\tau_c}\left\{\frac{1}{2}g_d\left[i\alpha_H\Delta n(t) + \frac{\Delta n(t) + 1/n_{sp}}{1+\varepsilon Y(t)}\right] - \frac{1}{2}\frac{\tau_c}{\tau_p} + ln\left(\frac{F(t)}{E(t)}\right) + i\Delta\omega_0\tau_c\right\}E(t)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e}\left\{j_b - \Delta n(t) - g_d\frac{\Delta n(t) + 1/n_{sp}}{1+\varepsilon Y(t)}Y(t)\right\}$$

Ces équations font appel aux constantes de normalisation suivantes :

le gain normalisé : $g_d = \Gamma_c G_N N_{th}\tau_c$,
la densité de porteurs normalisée par rapport à sa valeur au seuil : $\Delta n(t) = \frac{N(t)}{N_{th}} - 1$,
l'intensité optique normalisée par rapport à la constante I_0 : $Y(t) = \frac{I(t)}{I_0}$,

$I_0 = \frac{\tau_c}{\tau_e} N_{th} \Gamma_c$ le taux d'émission spontanée : $\frac{1}{n_{sp}} = \frac{N_{th}-N_t}{N_{th}}$,
la densité de courant normalisée par rapport à la densité de courant au seuil : $j_b = \frac{J}{J_{th}} - 1$,
$b(Y_s) = \kappa(Y_s)\tau_c = \frac{1-r_2^2}{r_2} r_{mnl}(Y_s)$,
$\varepsilon = \varepsilon_{nl} I_0$ la compression du gain normalisée.

Comme nous avons pu le voir au cours des études théoriques précédentes, la recherche des solutions stationnaires passe par la recherche de solutions aux équations 8.39 de type onde plane, c'est-à-dire un champ électrique complexe de la forme $E(t) = \sqrt{I_s} e^{i\Delta\omega_s t}$ en négligeant la faible contribution de la compression du gain (i.e. $\varepsilon = 0$). L'introduction de telles solutions dans le système précédent conduit aux équations suivantes :

$$i\Omega_s\tau_c = \frac{1}{2} g_d \left[i\alpha_H \Delta n_s + \Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right] - \frac{1}{2}\frac{\tau_c}{\tau_p} + ln\left(f\left(\Omega_s\right)\right) + i\Delta\omega_0\tau_c \tag{8.39}$$

$$0 = \frac{1}{\tau_e} \left\{ j_b - \Delta n_s - g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y_s \right\} \tag{8.40}$$

où $f(\omega)$ correspond à la réflectivité externe effective dont l'expression est donnée par l'équation 8.6.

En séparant les parties réelle et imaginaire des équations précédentes, nous obtenons le système suivant :

$$0 = \frac{1}{2} g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) - \frac{1}{2}\frac{\tau_c}{\tau_p} + ln\left|f\left(\Omega_s\right)\right| \tag{8.41}$$

$$\Omega_s\tau_c = \frac{1}{2} g_d \alpha_H \Delta n_s + arg\left(f\left(\Omega_s\right)\right) + \Delta\omega_0\tau_c \tag{8.42}$$

$$0 = j_b - \Delta n_s - g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y_s \tag{8.43}$$

Ainsi, en posant :

$$\mathrm{x}\left(\Omega_s\right) = \frac{\tau_c}{\tau_p} - 2ln\left|f\left(\Omega_s\right)\right| = g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) \tag{8.44}$$

$$\text{et} \quad y\left(\Omega_s\right) = j_b - \Delta n_s \tag{8.45}$$

Nous trouvons alors que l'intensité optique normalisée Y_s vérifie la relation :

$$Y_s = \frac{\mathrm{y}\left(\Omega_s\right)}{x\left(\Omega_s\right)} \tag{8.46}$$

Et la densité de porteurs normalisée $\Delta n_s = \frac{N_s}{N_{th}} - 1$ vérifie, quant à elle, l'équation :

$$\Delta n_s = -\frac{1}{n_{sp}} + \frac{1}{g_d} \left(\frac{\tau_c}{\tau_p} - 2ln\left|f\left(\Omega_s\right)\right| \right) \tag{8.47}$$

Ainsi, en introduisant cette expression dans la relation suivante,

$$\frac{1}{2} g_d \alpha_H \Delta n_s = \Omega_s\tau_c - \Delta\omega_0\tau_c - arg\left(f\left(\Omega_s\right)\right) \tag{8.48}$$

nous obtenons l'équation donnant l'expression de la fréquence angulaire $\Omega_s = \Delta\omega_s + \omega_0$:

$$(\Omega_s - \Delta\omega_0)\,\tau_c - arg\,(f\,(\Omega_s)) + \alpha_H ln\,|f\,(\Omega_s)| = 0 \tag{8.49}$$

C'est une équation transcendante que nous résolvons numériquement. Dans cette équation, $\arg f$ est telle que $\arg f = Argf + 2\pi n$ avec $-\pi < Argf \leq \pi$. En ajoutant $2\pi n$ à $Argf$, nous obtenons formellement toutes les fréquences angulaires Ω_s. Toutefois, nous distinguerons les solutions correspondant à un n donné en les identifiant comme la $n^{ième}$ branche de solutions stationnaires. Une fois, les valeurs de Ω_s trouvées, nous déduisons celles de Δn_s et Y_s à partir des relations 8.44 et 8.46.

D'autre part, nous devons porter une attention toute particulière à la valeur de $\arg\,(F(t)/E(t))$ au moment de la résolution de l'équation comme l'ont précisée CARTAXO et al. [229]. En effet, la continuité du champ $E(t)$ et du champ réinjecté $F(t)$ implique la continuité de l'argument.

Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire la structure modale du laser contre-réactionné par un réseau de Bragg. Nous nous intéresserons principalement à l'influence de la réflectivité r_2 de la face de couplage du laser, de la réflectivité du réseau de Bragg ainsi qu'à l'influence de l'écart entre la fréquence du maximum de réflectivité du réseau de Bragg et la fréquence du laser seul.

8.2.2 Structure modale du laser contre-réactionné par un réseau de Bragg

8.2.2.1 Répartition des modes pour un réseau spectralement fin

L'analyse statique d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg étroit ou un filtre lorentzien a été étudiée dans la littérature par NAUMENKO et al. [187] et YOUSEFI et al. [184]. Il a été montré, comme le rappelle la figure 8.9, que pour des réseaux dont le maximum de réflectivité est très inférieur à la réflectivité r_2 de la face de couplage du laser, c'est-à-dire des réseaux tels que ${r_B}^{max} \ll r_2$, les modes se répartissent sur une courbe dont l'allure est proche de celle d'une ellipse (voir courbe en bleu sur la figure 8.9). La partie supérieure de cette courbe correspond aux modes alors que la partie inférieure correspond aux anti-modes. Les modes et les anti-modes apparaissent par paire sous la forme d'une bifurcation nœud-col lorsqu'un des paramètres de contrôle de la contre-réaction est modifié. De plus, il a été établi que lorsque la largeur à mi-hauteur Δ du réseau est telle que $\Delta \gg \Omega^* = \frac{1-r_2^2}{r_2}{r_B}^{max}\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{\tau_c}$, les modes sont présents uniquement sur la plage $-\Omega^* \leq \Omega \leq \Omega^*$ comme pour une contre-réaction classique (par un simple miroir). Les modes sont espacés les uns des autres par $2\pi/\tau$ et le mode ayant le maximum de gain se trouve sur la gauche de l'ellipse.

Une diminution de la largeur à mi-hauteur du réseau entraîne une réduction du nombre de modes présents dans la cavité. Ces derniers ne reposent non plus sur une ellipse mais sur une courbe de forme ovale. Et lorsque la largeur à mi-hauteur du réseau devient inférieure à 1 GHz, nous voyons apparaître des modes dont la répartition forme des satellites

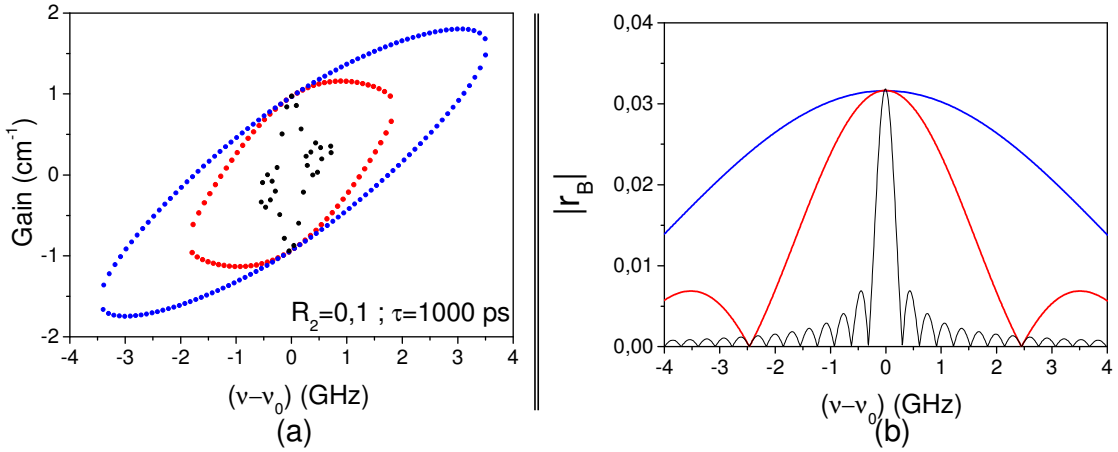


FIG. 8.9 – Evolution de la structure modale d'un laser faiblement contre-réactionné par un réseau de Bragg avec la largeur à mi-hauteur du réseau.

(a) Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg considérés,
(b) Répartition des modes dans le plan (fréquence, gain).
Le temps d'un aller-retour dans la cavité externe vaut 1000 ps, le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil et $R_2 = 0,1$. Les réseaux simulés sont caractérisées par une largeur à mi-hauteur qui vaut : 7,6 GHz pour le réseau en bleu, 3 GHz pour le réseau en rouge et 0,4 GHz pour le réseau en noir.

qui correspondent aux lobes secondaires du réseau. De plus, plus la largeur du réseau diminue, plus le mode caractérisé par un gain maximum se rapproche de la fréquence centrale du réseau de Bragg. Enfin, il est important de noter que les courbes de la figure 8.9 ont été tracées pour une cavité externe de 10 cm. Ainsi, si nous diminuons la taille de la cavité externe, nous réduisons le nombre de modes présents dans cette dernière.

D'autre part, lorsque la force de la contre-réaction augmente, par exemple lorsque nous ajoutons un traitement anti-reflet sur la face de couplage du laser, la répartition des modes est modifiée. Les résultats obtenus dans la littérature pour un laser ayant un traitement anti-reflet sur l'une de ses faces et contre-réactionné par un réseau de Bragg étroit, sont rappelés sur la figure 8.10. Nous constatons alors que les modes se répartissent en différentes branches qui se trouvent les unes en dessous des autres dans le plan (fréquence, gain) et à des fréquences quasiment identiques (voir figure 8.10(b)). Chaque branche correspond à une valeur différente de l'indice n introduit au paragraphe 8.2.1. Pour une valeur fixée de ${r_B}^{max}$, si r_2 diminue, nous observons, dans un premier temps, la collision de deux ellipses adjacentes. Ce phénomène débute avec les ellipses correspondant aux modes ayant un faible gain, situées dans la partie supérieure du plan (fréquence, gain) alors que les autres ellipses ne sont pas modifiées. Cette collision donne naissance à une courbe composée de la partie inférieure d'une ellipse accompagnée de deux bras. L'augmentation de la force de la contre-réaction propage le phénomène de collision des différents satellites jusqu'à la branche contenant le mode caractérisé par un gain maximum, comme le montre les courbes 8.10(c) et (d). Nous pouvons résumer ce comportement de la façon suivante : l'augmentation de la force de la contre-réaction entraîne la fusion des différentes

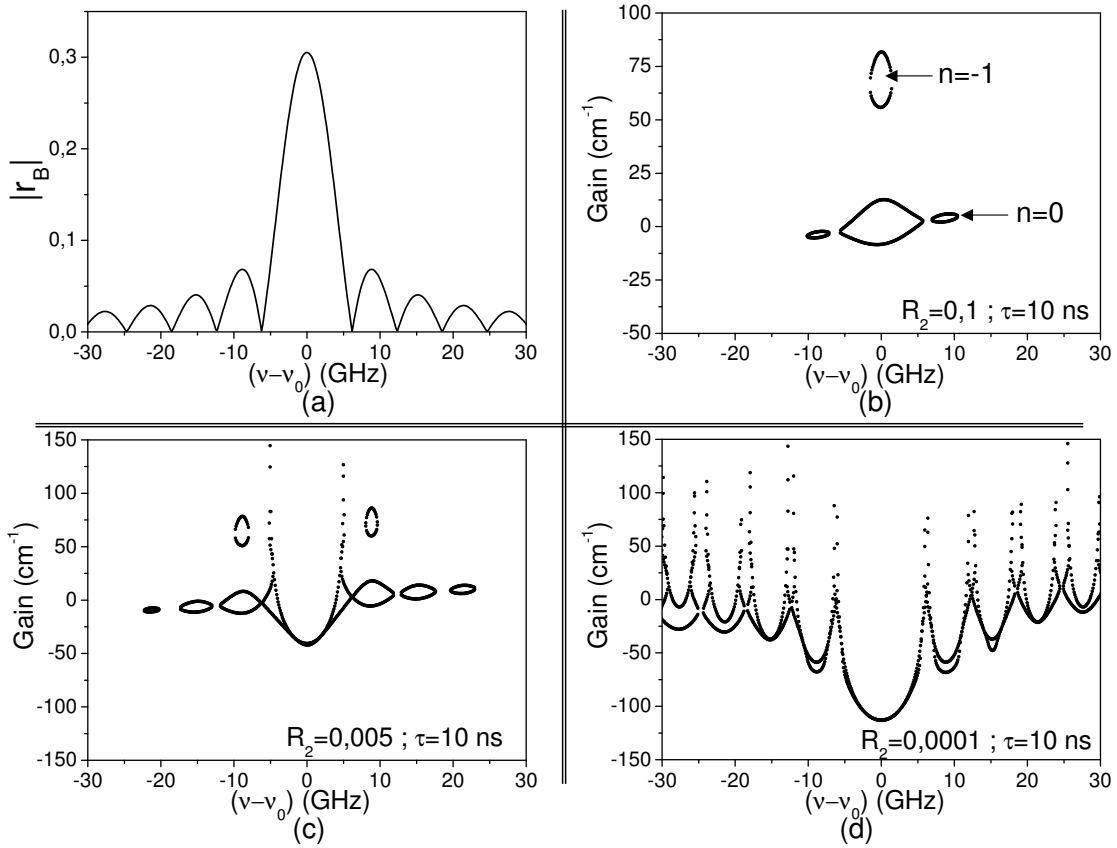


FIG. 8.10 – Structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg étroit pour différentes valeurs de R_2.

(a) Allure de la réflectivité du réseau de Bragg considéré ($\Delta = 6,25\ GHz$ et $r_B{}^{max} = 30\%$), Répartition des modes dans le plan (fréquence, gain) pour : (b) $R_2 = 0,1$, (c) $R_2 = 0,005$, (d) $R_2 = 0,0001$. Le temps d'un aller-retour dans la cavité externe vaut 10 ns et le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil.

courbes en une seule alors que la fréquence du mode ayant un gain maximum tend vers la fréquence centrale du réseau.

8.2.2.2 Répartition des modes pour un réseau spectralement large

Les résultats que nous venons de présenter ont été établis, dans la littérature, pour des réseaux de Bragg ou des filtres lorentziens étroits. Or comme nous avons pu le voir au chapitre précédent, la réalisation de sources impulsionnelles à partir d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg implique l'utilisation de réseaux relativement larges[3]. En effet, les impulsions seront d'autant plus courtes que le nombre de modes présents dans la cavité sera important. Toutefois, nous avons pu constater au cours de nos différentes expérimentations (voir chapitre 7) une réduction excessive de la courbe de gain du laser contre-réactionné par rapport à la largeur spectrale du réseau de Bragg : la courbe de gain

[3]Il est nécessaire que la largeur à mi-hauteur soit au moins comprise entre 1,5 et 2 nm.

est en moyenne dix fois plus étroite que celle du réseau. Il peut donc s'avérer intéressant de connaître la structure modale d'un tel laser afin de mieux comprendre le phénomène de sélection des modes dans la cavité externe et par conséquent proposer des réseaux mieux adaptés à nos besoins.

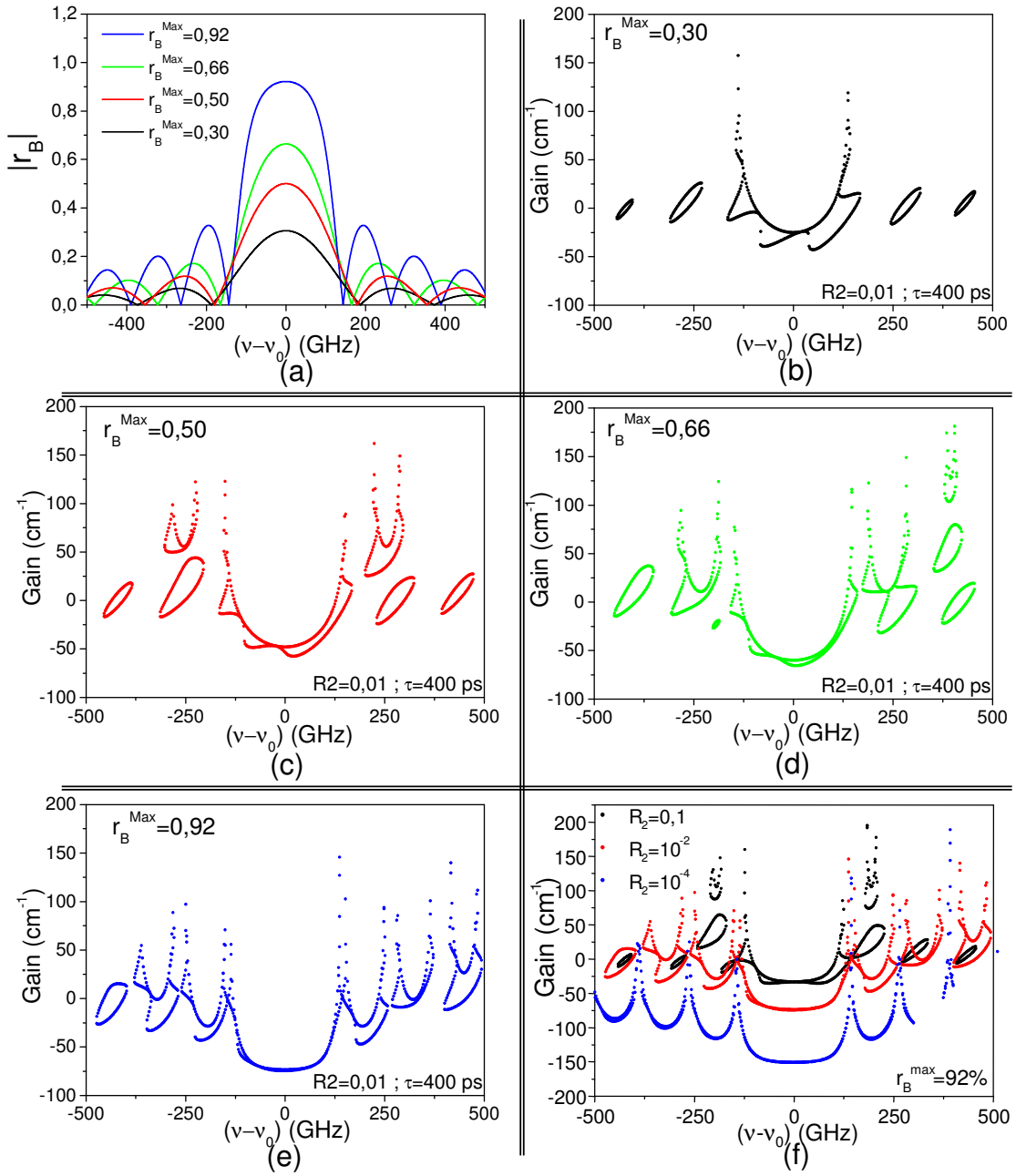


FIG. 8.11 – Evolution de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg.
(a) Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg considérés,
Répartition des modes dans le plan (fréquence, gain) lorsque nous faisons varier : (b)-(e) la réflectivité maximum du réseau et (f) la réflectivité de la face de couplage du laser.
Le temps d'un aller-retour dans la cavité externe vaut 400 ps, le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil. La largeur à mi-hauteur des réseaux est maintenue constante et elle vaut environ 230 GHz.

Dans ce paragraphe, nous nous sommes donc intéressés à l'analyse statique d'un laser contre-réactionné par des réseaux de Bragg caractérisés par une largeur à mi-hauteur d'au moins 1,5 nm. La figure 8.11 donne la répartition des modes dans le plan (fréquence, gain) pour différentes réflectivités maximum d'un réseau caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 230 GHz (soit environ 1,8 nm). Nous constatons alors une structure modale analogue à celle observée pour un fort taux de contre-réaction obtenu avec des réseaux de Bragg étroits. La collision des différentes ellipses s'étend progressivement aux différents satellites lorsque $r_B{}^{max}$ augmente. Ainsi, pour des taux de contre-réaction élevés, les modes se répartissent sur une courbe composée d'une partie centrale dont la largeur correspond à celle du réseau et de deux bras. La principale différence observée entre les réseaux larges et étroits réside dans le nombre de modes présents dans la cavité. En effet, pour un réseau large, les modes sont répartis sur une plage de fréquences beaucoup plus importante que celle observée pour les réseaux étroits. De plus, la comparaison des courbes 8.11(b)-(e)

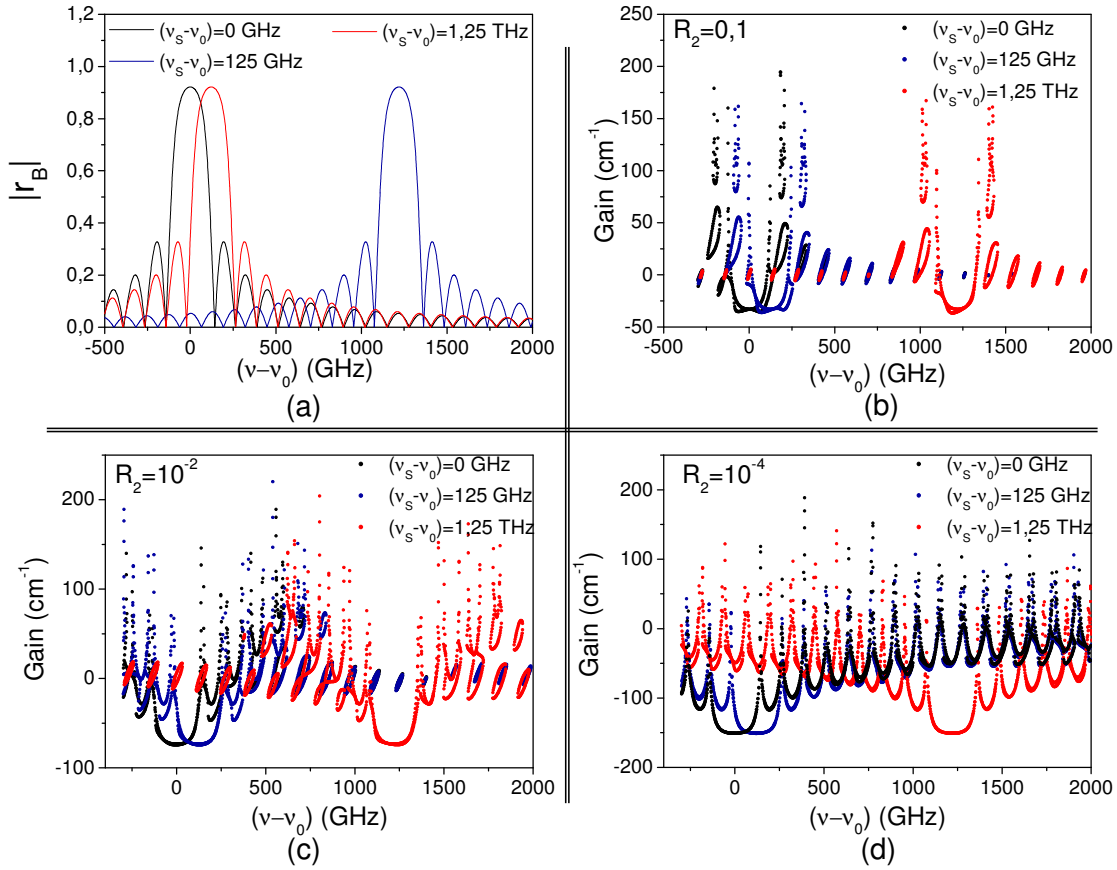


FIG. 8.12 – Evolution de la structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg lorsque ce dernier n'est pas centré sur la fréquence du laser seul.

(a) Allure de la réflectivité des réseaux de Bragg considérés,
(b)-(d) Répartition des modes dans le plan (fréquence, intensité) pour différents écarts entre la fréquence du laser et la fréquence centrale du réseau de Bragg.
Le temps d'un aller-retour dans la cavité externe vaut 400 ps, le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil.

nous indique que plus la réflectivité du réseau augmente, plus la cavité possède un grand nombre de modes caractérisés par un gain proche du maximum de gain disponible dans la cavité. Nous comprenons alors qu'il est important d'utiliser des réseaux fortement réfléchissants pour obtenir des impulsions courtes. En effet, sous ces conditions, nous avons un plus grand nombre de modes susceptibles d'osciller dans la cavité.

La figure 8.11(f) donne l'évolution de la structure modale lorsque, pour une réflectivité du réseau fixée, nous diminuons la réflectivité de la face de couplage du laser. Nous observons alors un comportement analogue à celui que nous venons de décrire.

La figure 8.12 montre l'évolution de la répartition des modes dans le plan (fréquence, gain) pour différents désaccords entre la fréquence du laser seul et la fréquence centrale du réseau de Bragg. Nous constatons alors uniquement une translation de la structure modale de la cavité.

8.3 Conclusion et perspectives

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté un modèle basé sur le modèle de Lang et Kobayashi qui permet de décrire un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg. Nous avons également rappelé les principales propriétés de ces filtres ainsi que la façon dont nous les avons modélisés. Puis nous nous sommes intéressés à l'analyse statique d'une telle cavité. La structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau large diffère peu de celle observée, dans la littérature, pour un réseau ou un filtre lorentzien étroit. En effet, pour des taux de contre-réactions modérés, elle consiste en un ensemble d'ellipses (voire de courbes ovales) accompagnées par des satellites qui correspondent aux modes induits par la présence des lobes secondaires dans la réflectivité du réseau. Puis, lorsque le taux de contre-réaction augmente, nous observons des collisions entre ces différentes courbes, laissant apparaître une courbe unique constituée de deux bras articulés autour d'une partie centrale dont la largeur correspond approximativement à celle du réseau. Cette analyse nous a permis de montrer que plus le réseau est large et plus la réflectivité de la face de couplage du laser est faible, plus la cavité contient des modes caractérisés par un gain très proche du maximum de gain disponible dans la cavité.

Toutefois, cette étude ne nous a pas permis d'expliquer le phénomène, observé expérimentalement, de réduction excessive de la courbe de gain du laser par rapport à la largeur spectrale du réseau de Bragg. L'insertion des effets d'inhomogénité spatiale (*spatial hole burning* en anglais) reste une question ouverte. Elle nécessiterait l'utilisation d'un modèle de propagation (dit *travelling-wave*) incluant les variations en z.

L'étude que nous venons de présenter n'est qu'une ébauche de l'analyse du comportement de ce type de lasers. Ce travail sera poursuivi par un autre étudiant en thèse et il sera complété par une analyse numérique, actuellement en cours, de la dynamique de cette cavité.

Quatrième partie

Etude de l'influence d'une injection optique

Le phénomène de vérouillage d'un oscillateur par un autre a été observé pour la première fois par Christian HUYGENS [230] en 1665. Il constata la synchronisation des balanciers de deux pendules accrochés de part et d'autre d'un mur alors qu'ils ne fonctionnaient pas à la même fréquence. Il en conclut que les faibles vibrations transmises à travers le mur suffisaient à synchroniser la fréquence d'un balancier sur l'autre. Depuis le début du vingtième siècle, les exemples de synchronisation d'oscillateurs de toutes sortes se sont multipliés. Nous pouvons citer le cas des oscillateurs électriques dont VAN DER POL [231] en 1927 puis ADLER [232] en 1946 ont donné une description précise de leur synchronisation. La synchronisation d'oscillateurs micro-ondes a été montrée par HINES [233] en 1968.

Les premières expériences de synchronisation avec des lasers sont apparues dès 1965 avec PANTELL [234], soit très peu de temps après la réalisation expérimentale du premier laser. Puis en 1966, STOVER [235] réalisa l'injection optique d'un laser à gaz dans un autre laser via un isolateur optique. Cette expérience consiste en un couplage unidirectionnel, imposé par la présence de l'isolateur optique, de deux lasers : le signal du premier laser, dit *maître*, est injecté dans un deuxième laser, dit *esclave*, sans que l'esclave puisse influencer le maître. De manière générale, l'injection optique permet de transmettre les caractéristiques spectrales du laser maître au laser esclave. Lorsque la transmission de ces caractéristiques est totale, l'esclave est alors dit dans un régime d'*accrochage total*, synonyme de synchronisation. Dans ce régime, l'esclave n'impose que sa puissance, les caractéristiques spectrales (en terme de fréquence, largeur de raie ou de bruit) étant données par le maître. Des expériences similaires sans isolateur optique ont été et sont encore menées mais nous parlons alors de lasers couplés et non injectés. Enfin, en 1980, KOBAYASHI et KIMURA [236] réalisèrent les premières expériences d'injection optique avec des lasers à semi-conducteurs. Il utilisèrent alors des structures à base d'AlGaAs émettant à 850 nm.

Comme nous le verrons dans la suite de ce document, de nombreuses applications découlent de l'injection optique, et ce dans des domaines aussi variés que les télécommunications ou la métrologie. L'important potentiel de l'injection a donc entraîné la réalisation d'études fines des différents phénomènes observés. Ainsi dans les années 1980, KOBAYASHI [236]-[238] mais aussi GOLBERG [239] ont étudié les formes de la zone d'accrochage et des régimes instables en fonction de la puissance maître injectée et du désaccord en fréquence entre les lasers maître et esclave. Ils mirent en évidence une asymétrie de la plage d'accrochage due au facteur de couplage phase-amplitude[4] [240] ainsi qu'une largeur bistable de cette plage. Quelques années plus tard, MOGENSEN [241] traça théoriquement et expérimentalement, dans un plan défini par la puissance injectée et le désaccord en fréquence entre le maître et l'esclave, une carte des différents régimes d'injection de lasers CSP [5] à 830 nm et BH [6] à 1,3 μm. Parmi ces différents régimes, nous trouvons l'accrochage et

[4] il s'agit du couplage entre la densité de porteurs et l'indice de réfraction dans le milieu actif.
[5] CSP est un sigle anglais pour *Channel Substrate Planar*.
[6] BH est un sigle anglais pour *Buried Heterostructures*.

les instabilités dynamiques de type mélange multi-ondes simple. En 1988, PETITBON [242] précisa les positions et les largeurs de la plage d'accrochage. Il décrivit également les variations de la puissance du laser injecté et il mit en évidence la présence d'oscillations de relaxation prononcées excitées par l'injection. En 1993, LEE [243] compléta ces cartes en ajoutant des régimes de chaos et de mélange multi-ondes double. Nous terminerons cette rapide présentation en citant les travaux de KOVANIS [244] qui dressa un carte très complète de l'injection en 1995 ou encore les travaux effectués au sein de notre laboratoire par BONDIOU en 1997 [4] et ceux de SIMPSON [245].

Dans cette dernière partie, nous allons nous intéresser à l'influence de l'injection optique sur le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg. Dans un premier temps, nous allons étudier l'injection quasi-statique d'un laser accordable dans le laser continu puis d'un laser accordable dans le laser fonctionnant en régime de blocage de modes.

Chapitre 9

Injection optique d'un laser multimode soumis à une contre-réaction optique filtrée

9.1 Introduction à l'injection optique

9.1.1 Principales applications de l'injection

Comme nous l'avons déjà précisé, les différentes propriétés de l'injection optique ouvrent la voie à de nombreuses applications. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous attacher à décrire succinctement les applications majeures de l'injection optique :

- Réduction de la largeur de raie du laser esclave : pour cela, il suffit d'injecter le laser esclave par un laser maître plus fin spectralement. Une des premières expériences de ce type fut menée en 1971 par ERIKSON [246] qui réduisit la largeur de raie d'un laser à colorant en lui injectant un laser à argon. De telles études sont également menées avec les lasers à semi-conducteurs dont la première référence date de 1985 avec les travaux de GALLION [247]. Cette propriété permet, par exemple, d'obtenir un laser puissant et fin spectralement. Pour cela, nous injectons un laser fin spectralement mais peu puissant dans un laser puissant mais large spectralement. Ainsi, par accrochage total, nous obtenons un laser puissant et fin spectralement qui trouve des applications dans des domaines tels que la spectroscopie, les lasers de puissance ou la métrologie. Le LIDAR en est une bonne illustration, puisque ce laser, couramment utilisé pour les études atmosphériques, nécessite une grande finesse spectrale associée à une forte puissance optique. En effet, la mesure consiste à détecter la faible composante rétro-diffusée par les molécules d'un même type. La forte puissance permet alors de récupérer une quantité de lumière suffisante pour la mesure alors que la grande finesse spectrale permet de n'exciter qu'un seul type de molécules.

- Accrochage sur une fréquence absolue : l'accrochage du laser esclave sur une fréquence atomique [248] ou moléculaire [249] permet d'obtenir des lasers puissants à des fréquences absolues pour des diverses applications liées à la métrologie [250],[251].

- Détermination de constantes des lasers : l'injection optique est un moyen de déterminer expérimentalement certaines constantes liées aux lasers. Les principales études se portent sur la mesure du facteur de couplage phase-amplitude [252]-[255]. Mais l'injection optique peut également être utilisée pour mesurer la fréquence des oscillations de relaxation [253].

- Réduction du bruit : différents types de bruits intrinsèques aux lasers peuvent être réduits par injection optique. Parmi les études fondamentales qui ont été menées, nous pouvons citer celles de SPANO [256] ou de SCHUNK [257]. En 1986, ils se sont intéressés à l'analyse du bruit en fréquence d'un laser à semi-conducteurs injecté. En 1990, LIDOYNE [258] a analysé le bruit de phase d'un tel laser. IWASHITA [259], quant à lui, a étudié le bruit de partition d'un laser à tendance multimode, démontrant l'aspect limitatif d'un tel bruit pour les transmissions longues distances à haut-débit. Toutefois, il a montré que ce bruit peut être réduit par accrochage du mode principal du laser esclave. Un autre aspect fondamental de l'injection optique dans les lasers à semi-conducteurs concerne la réduction ou encore la compression du bruit d'amplitude à la limite quantique [260], c'est-à-dire en dessous du bruit de grenaille photonique. Enfin, il a été montré que l'injection optique [256], [257] permet de réduire le bruit d'intensité d'un laser. Cette méthode peut être éventuellement combinée avec un asservissement électronique [261], [262].

- Génération de fréquences micro-ondes : les phénomènes non-linéaires tels que les mélanges multi-ondes simple et double permettent la génération de fréquences micro-ondes par battement entre les différentes fréquences du spectre optique du laser esclave injecté. L'observation d'un mélange d'ondes avec des composantes spectrales de plusieurs GHz voire plusieurs dizaines de GHz, autorise la génération de fréquences micro-ondes élevée. Une telle propriété a amené de nombreux travaux [263]-[269] depuis le début des années quatre-vingts.

- Récupération d'horloge et resynchronisation : dans le domaine des télécommunications optiques, la récupération d'horloge d'une manière toute optique est un sujet d'actualité et de grand intérêt pour les transmissions à haut-débit. La régénération d'un signal dégradé au cours d'une transmission longue distance peut nécessiter une resynchronisation des données sur une horloge de qualité. L'injection optique est une méthode toute optique présentée par plusieurs équipes [270]-[275] qui permet par injection du signal dégradé dans un laser à synchronisation de phase la régénération de ce signal.

- Génération et synchronisation de chaos : La principale application du chaos concerne le codage de l'information dans des applications de cryptographie. L'objectif est de protéger les informations qui circulent dans les fibres optiques en noyant le signal dans un chaos. Le signal chaotique ainsi obtenu est d'autant moins structuré que l'ordre du chaos est élevé. La sécurité du cryptage passe donc par l'utilisation d'un chaos élevé. Pour pou-

voir envisager d'utiliser ce chaos pour des transmissions optiques, il est nécessaire que le récepteur de l'information puisse interpréter le signal. Pour cela, le signal chaotique doit être synchronisé afin d'en extraire l'information transportée par une technique de battement. L'idée originale de la synchronisation de chaos est proposée par PECORA [276] en 1990, et des études plus récentes en montrent la faisabilité expérimentale, notamment celles de VANWIGGEREN [1] [277] ou encore celle de GOEDGEBUER [278]. Que ce soit pour la génération ou la synchronisation du chaos, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. La méthode la plus largement utilisée pour générer la synchronisation de chaos repose sur l'utilisation de lasers à semi-conducteurs soumis à une contre-réaction optique [279]. Le chaos ainsi généré possède un ordre élevé. La synchronisation du chaos est, quant à elle, obtenue en utilisant l'injection optique que ce soit avec des lasers à semi-conducteurs [280] ou des lasers à fibre [281], [282]. Enfin, l'utilisation de l'injection optique pour générer du chaos et le synchroniser est étudiée dans notre laboratoire [2], [283]. L'intérêt de la génération du chaos via de l'injection optique[2] est de pouvoir contrôler le chaos généré grâce aux paramètres de l'injection.

- Fonctionnement monomode sous modulation rapide : l'injection optique permet aussi d'assurer un fonctionnement monomode sous modulation rapide comme il le fut montré au début des années quatre-vingts [284],[285].

- Réduction des oscillations de relaxation en modulation directe : la modulation directe d'une diode laser naturellement monomode entraîne l'excitation d'autres modes longitudinaux. Le battement de ces différents modes laisse apparaître des oscillations de relaxation dans la réponse temporelle du laser. En 1982 puis en 1985, LANG [286] et MOGENSEN [287] ont montré qu'il est possible de s'affranchir de ces oscillations par injection optique. En effet, lorsque le laser est modulé, l'accrochage du mode longitudinal principal permet d'éviter l'excitation des modes secondaires.

- Diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée : la modulation directe d'un laser à semi-conducteurs s'accompagne d'une dérive temporelle de la fréquence instantanée du laser, communément appelée *chirp*. Cette dérive est préjudiciable aux performances des transmissions optiques. Au milieu des années quatre-vingts, LIN [288] ou encore PIAZZOLLA [289] ont montré qu'il est possible de réduire ce phénomène par injection optique.

- Augmentation de la bande passante de modulation : l'augmentation des débits pour les télécommunications optiques passe entre autre par l'augmentation de la bande passante de modulation des lasers à semi-conducteurs. SIMPSON [290] et WANG [291] ont réussi à augmenter la bande passante de modulation[3] par injection optique sans augmenter le courant d'injection.

[1] VANWIGGEREN a démontré une transmission cryptée en espace libre sur une distance de 1,5 km à un débit de 126 Mbits/s avec un chaos d'ordre élevé.

[2] Cette méthode est étudiée dans le cadre de la thèse d'Olivier VAUDEL.

[3] La bande passante de modulation est de l'ordre de la fréquence des oscillations de relaxation pour un laser à semi-conducteurs.

- Modulation de phase et de fréquence : l'injection optique est aussi un moyen d'appliquer des modulations de fréquence [292], [293] ou de phase [254], [292], [294] dans le cadre des transmissions optiques.

- Conversion en longueur d'onde : La fonction de routage permet de redistribuer l'information au niveau des nœuds du réseau. Il existe différents types de réseaux optiques pour les télécommunications et certains utilisent le multiplexage en longueurs d'onde. Dans de tels systèmes, la fonction de routage est réalisée grâce à une conversion en longueur d'onde qui peut être obtenue de diverses façons dont l'injection optique [295]-[297] fait partie.

9.1.2 Le savoir-faire du laboratoire

Des expériences ainsi que des études théoriques sur l'injection optique sont menées depuis de nombreuses années au sein du laboratoire d'optronique de l'ENSSAT. Ces travaux ont débuté dans le milieu des années quatre-vingt dix avec Patrick EVEN [298] qui étudia les propriétés spectrales d'un laser à gaz He-Ne émettant à $3,39\ \mu m$ soumis à une injection optique. Il montra les limites du modèle d'ADLER [232] puis proposa un modèle dans lequel le signal injecté génère, en plus du champ résonnant propre au laser esclave, un champ cohérent non résonnant. Lorsque le laser esclave se trouve en dessous du seuil, une telle approche permet de décrire l'amplification régénérative à la fréquence injectée. Elle permet également une description convenable de la forme de raie du laser injecté ainsi qu'une bonne compréhension des phénomènes bistables du laser injecté.

Marc BONDIOU [4] compléta ces travaux en étudiant l'injection des lasers à semiconducteurs. Il décrivit les propriétés spectrales du laser injecté tout en distinguant les phénomènes observés près et loin du seuil. Il releva quelques régimes de dynamique non linéaire et réalisa des cartes loin du seuil. Il a également montré que lorsque le laser esclave se trouve en accrochage total, ce dernier adopte la largeur de raie du laser maître qu'il soit plus étroit ou plus large spectralement que l'esclave : nous parlons alors respectivement de transfert de pureté ou d'impureté spectrale. Son travail expérimental a donc permis de caractériser avec précision le transfert de pureté spectrale en montrant, par exemple, que le transfert d'impureté spectrale s'effectue de manière progressive avec la puissance injectée. Enfin, ses travaux théoriques ont permis d'expliquer le transfert partiel de largeur de raie grâce à la caractérisation du laser esclave dans le domaine spectral par une fonction de transfert.

Les travaux de thèse de Renaud GABET [5] sur l'injection optique de lasers à semiconducteurs se situent dans la continuité de ceux de Marc BONDIOU. Il caractérisa finement l'injection optique en fonction des différents paramètres de contrôle de l'injection, à savoir la puissance injectée et le désaccord de fréquence entre le maître et l'esclave, et ce pour différents courants de polarisation du laser esclave. Il établit des cartographies complètes d'injections intramodale et intermodale tout en précisant les zones bistables de ces

cartes. L'étude de l'injection de faibles signaux cohérents lui a permis de proposer comme nouvelle application à l'injection optique la détection de très faibles signaux cohérents, avec une détection en continu d'une puissance de -117 dBm à température ambiante. D'un point de vue théorique, il appliqua le modèle de la fonction d'Airy généralisée au cas de l'injection de faibles signaux de même fréquence que l'esclave mais de largeur spectrale inférieure. Il montra une excellente concordance avec les résultats expérimentaux. D'autre part, il commença à élaborer une fonction de transfert pour un laser de type DFB.

Enfin, la dernière thèse soutenue au laboratoire sur le sujet est celle de Stéphane BLIN [2] qui a présenté une étude comparative de l'injection optique quasi-statique scalaire pour des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre. D'un point de vue expérimental, Stéphane a complété les cartographies d'injection d'un laser à semi-conducteurs, réalisées par Renaud GABET, en identifiant de nombreux régimes tels que l'accrochage total, le chaos, les mélanges d'ondes simple, double ou quadruple et la relaxation. Il a également cartographié le fonctionnement bistable des plages d'accrochage. Il a montré l'influence de la polarisation du laser maître sur l'allure des cartographies : l'injection d'un signal polarisé de manière orthogonale à l'esclave libre est moins efficace que s'il est parallèle. Les travaux sur la détection de faibles signaux ont permis de donner pour la première fois une mesure directe de l'amplification stimulée d'un laser. Les phénomènes de répulsion en fréquence, prédits par le modèle simple d'ADLER, ont été observés pour des injections moyennes à fortes. Une comparaison directe de l'injection pour des lasers de natures différentes a permis de mettre en évidence que l'allure générale des phénomènes d'injection dépend principalement de la nature et de la structure du laser esclave. L'injection d'un laser à fibre a laissé apparaître des régimes qui n'avaient jamais été observés. D'un point de vue théorique, l'utilisation de la fonction d'Airy généralisée a permis de retrouver de façon qualitative un certain nombre de résultats expérimentaux en injection faibles signaux comme, par exemple, le transfert progressif de cohérence du laser maître au laser esclave injecté en centre de raie.

Le travail que nous allons présenter dans la suite de ce document s'inscrit dans la continuité de tout ce qui a été fait au laboratoire ces dernières années. En effet, forts de la connaissance des effets de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs monomode, à la fois dans les domaines temporel et spectral, nous nous sommes intéressés à l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs multi-modes et soumis à une contre-réaction optique filtrée. Toutefois, avant de présenter les résultats obtenus, nous allons rappeler les notions fondamentales de l'injection optique.

9.1.3 Généralités sur l'injection optique

9.1.3.1 Principe de l'injection optique

Une représentation schématique de l'injection optique est donnée sur la figure 9.1. L'injection consiste en un couplage unidirectionnel de deux lasers : un premier laser dit *maître*

est injecté dans un deuxième laser dit *esclave*. L'esclave est donc soumis à l'influence du rayonnement émis par le maître sans que ce dernier soit perturbé par le rayonnement de l'esclave. La présence de l'isolateur est donc fondamentale pour toute expérience d'injection, sinon, il s'agit d'une expérience de lasers couplés.

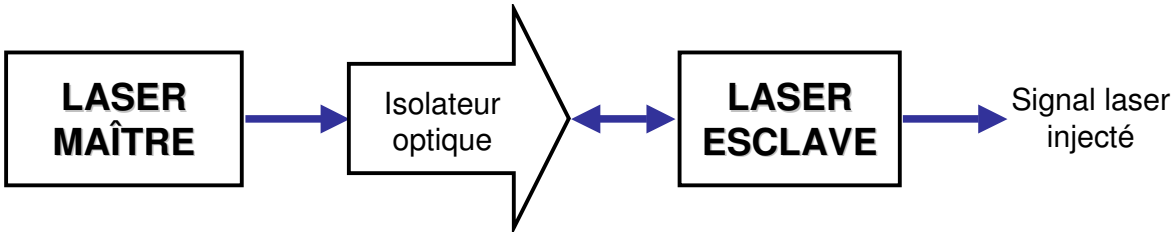


FIG. 9.1 – Schéma de principe de l'injection optique.

9.1.3.2 Les paramètres de contrôle

Dans la suite de cette quatrième partie, nous allons utiliser un vocabulaire propre à l'injection optique. C'est pourquoi il nous semble important de définir les différents paramètres de contrôle d'une expérience d'injection optique :

- **le désaccord** $\Delta\nu$ correspond à la différence entre la fréquence du laser maître (ν_M) et celle du laser esclave (ν_0). Soit $\Delta\nu = \nu_M - \nu_0$;
- **la puissance maître injectée** P_{inj}[4] ;
- **le courant de polarisation du laser esclave** : nous utiliserons le paramètre I/I_{th} où I correspond au courant de polarisation et I_{th} au courant de seuil (*threshold* en anglais) du laser.

9.1.3.3 Description des différents régimes

Comme nous l'avons signalé à plusieurs reprises, l'étude de l'injection optique dans les lasers à semi-conducteurs concerne plus particulièrement les lasers monomodes. Les observations réalisées dans les différents laboratoires travaillant sur ce thème, et notamment au sein de notre laboratoire, ont montré que le laser injecté ne se trouve pas toujours dans le régime d'accrochage total : différents régimes peuvent apparaître. Ainsi, afin de faciliter la compréhension de notre étude, nous allons donner une description rapide de ces différents régimes en donnant les spectres optiques et micro-ondes du laser injecté.

- Accrochage total : Le laser esclave injecté adopte les caractéristiques spectrales du laser maître. La comparaison des spectres optiques superposés du laser maître et du laser

[4]D'autres préfèrent considérer le rapport de la puissance maître injectée sur la puissance de l'esclave libre. Toutefois, l'utilisation d'un tel paramètre n'est pas judicieuse puisque pour un même rapport mais des puissances de l'esclave libre ne sont pas identiques. Ce point sera illustré avec la présentation de cartographies de l'injection d'un même laser esclave polarisé près ou loin du seuil.

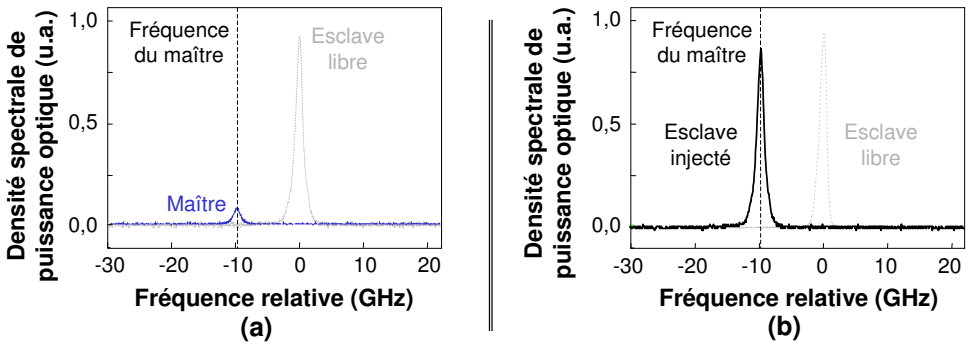


FIG. 9.2 – Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence.
(a) Spectres optiques superposés des lasers maître et esclave,
(b) spectre optique de l'esclave injecté accroché.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

esclave libre présentés sur la figure 9.2(a) avec le spectre optique du laser esclave injecté (b) montre que le laser esclave injecté lase à la fréquence imposée par le maître : il s'agit de l'accrochage en fréquence. Dans un tel régime, nous avons également un accrochage en phase : la largeur de raie à mi-hauteur de l'esclave correspond à celle du maître. La résolution du Fabry-Pérot d'analyse utilisé pour obtenir les spectres de la figure 9.2 ne permet pas l'observation de ce transfert de pureté spectrale. Mais des outils d'analyse plus fin ont permis l'observation de cette propriété.

- Mélange multi-ondes simple : Le spectre optique du laser esclave injecté présente une structure multi-modes formés d'au moins trois modes : un mode principal central et deux modes latéraux, dits satellites, symétriques en fréquence par rapport au mode central. La figure 9.3(a) présente un spectre optique typique du mélange multi-ondes simple. Il se compose de trois modes discernables dont l'un des satellites est, à une constante près, à la fréquence maître. L'autre satellite naît de l'interaction non linéaire entre les fréquences maître et esclave. D'autre part, la fréquence du maître est toujours supérieure à la fréquence du satellite qui le suit, et ce quel que soit le signe du désaccord. Cette observation traduit une perte énergétique encore inexpliquée. Dans le cas où il y aurait plus de trois modes, les satellites les plus éloignés de la fréquence centrale seraient les moins puissants, à l'exception d'un des satellites qui correspond à la fréquence maître et qui est, généralement, plus puissant. Dans le domaine micro-ondes, le spectre électrique se compose de résonances résultants du battement entre les différentes composantes spectrales. La figure 9.3(b) donne un spectre électrique typique de ce régime d'injection optique. Il a été obtenu en utilisant une photodiode rapide de bande passante 15 GHz suivie d'un analyseur de spectre électrique. Nous y observons principalement un battement à la fréquence de l'inter-mode dû au fait que chaque couple de modes successifs va battre à la même fréquence. Ce battement nous renseigne, à une constante près, sur la valeur du désaccord dans la mesure où le spectre est symétrique et qu'un des satellites suit la fré-

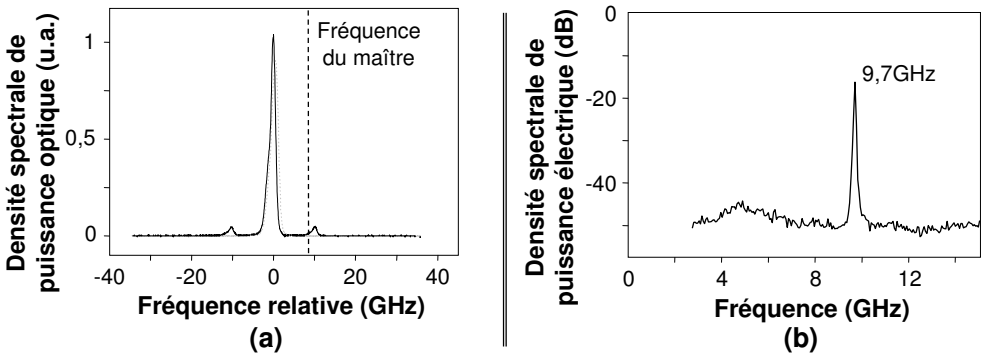


FIG. 9.3 – Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes simple.
(a) Spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,
(b) spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

quence maître (à une constante près). Cette résonance se déplace donc lorsque, pour une fréquence esclave inchangée, nous changeons la fréquence maître.

- Mélange multi-ondes double : Le spectre optique caractéristique de ce régime est présenté sur la figure 9.4(a). Il s'agit d'une structure multi-modes formée d'au moins cinq modes dont un des satellites est situé à la fréquence maître. Ce régime est issu du mélange

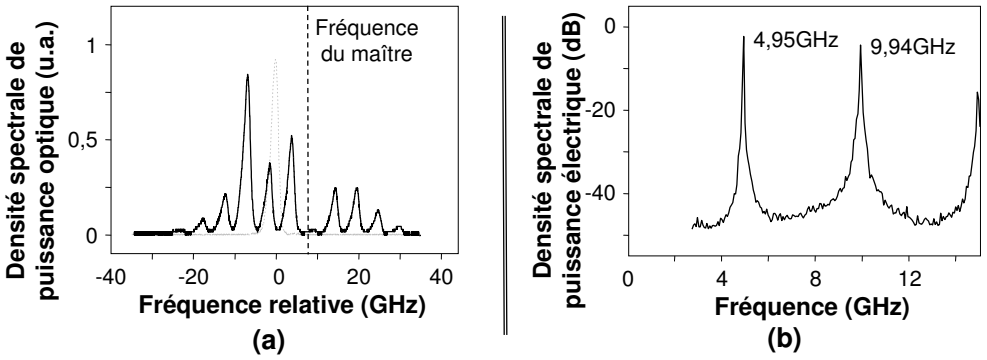


FIG. 9.4 – Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes double.
(a) Spectres optiques superposés du laser esclave libre et injecté,
(b) spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

multi-ondes simple qui a subi un doublement de période qui se traduit par l'apparition de satellites supplémentaires entre les modes du mélange multi-ondes simple. Dans le domaine micro-ondes, ce régime est caractérisé par un spectre électrique comportant des résonances de battement supplémentaires dont les fréquences sont deux fois plus petites que celles des résonances déjà existantes (voir figure 9.4).

- Mélange multi-ondes quadruple : Comme pour le mélange multi-ondes double, le

mélange multi-ondes quadruple est issu du doublement de période d'un mélange multi-ondes double. Ainsi, le spectre optique de ce régime est caractérisé par l'apparition de modes supplémentaires entre les modes correspondant au mélange multi-ondes double. Le spectre électrique, quant à lui, possède des fréquences deux fois plus petites que celles du mélange double.

- Relaxation : De par l'allure de ces spectres caractéristiques, ce régime ressemble au mélange multi-ondes simple. Toutefois, l'écart en fréquence des modes du spectre optique présenté sur la figure 9.5 correspond non plus au désaccord mais à la fréquence de relaxation du laser esclave libre. Le spectre optique comporte toujours un satellite dont

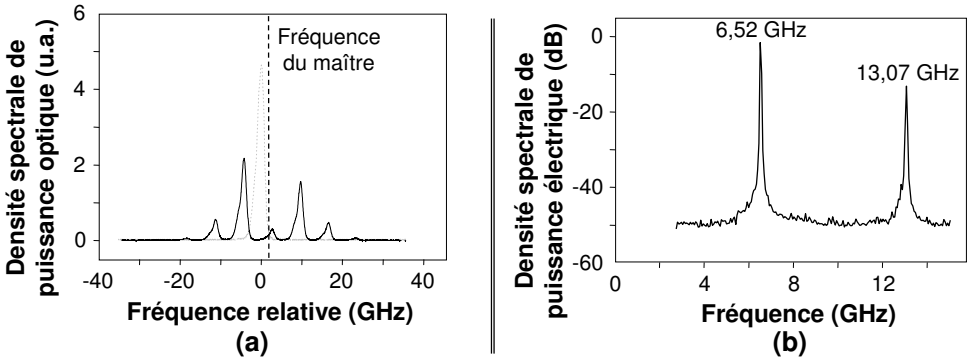


FIG. 9.5 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation.
(a) Spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,
(b) spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

la fréquence correspond, à une constante près, à celle du laser maître. La différence de fréquence entre ce mode et le maître reste constante mais lorsque le désaccord diminue, nous observons une translation du spectre et non pas le rapprochement de ce mode de la composante esclave. Ainsi, la fréquence de battement qui apparaît sur le spectre électrique correspond à la fréquence de relaxation comme le montre la figure 9.5(b). Notons que cette fréquence varie légèrement avec la puissance injectée et le désaccord. Enfin, le spectre optique de relaxation comporte généralement beaucoup plus de satellites que celui du mélange multi-ondes simple : nous parlons alors de *régime de relaxation non amorti*. Les différentes combinaisons possibles entre les composantes du spectre optique laissent apparaître plusieurs résonances de battements dans le spectre électrique. Chacune de ces résonances correspond à un multiple entier de la fréquence de relaxation de l'esclave libre.

- Chaos : Ce régime est décrit par une structure désordonnée de son spectre optique (voir figure 9.20(a)) ainsi que par un élargissement des résonances du spectre électrique (voir figure 9.20(b)). Les fréquences micro-ondes caractéristiques de ce chaos sont trop grandes et trop nombreuses pour que le signal temporel correspondant à ce régime soit observable en temps réel. Ce dernier point rend l'analyse de ce chaos difficile. Pour une

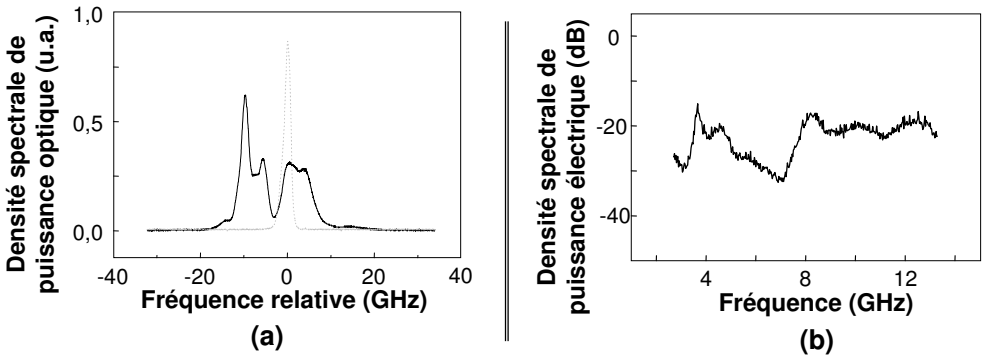


FIG. 9.6 – Spectres caractéristiques du chaos.
(a) Spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,
(b) spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

étude plus approfondie de ce chaos, d'un point de vue théorique et expérimental, nous pouvons nous référer aux travaux de KOVANIS [244].

- Décrochage total : L'esclave est tel que s'il était libre.

9.2 Cartographies quasi-statiques de l'injection dans un laser multimodes en régime continu

Le régime du laser esclave injecté est fixé par les paramètres de contrôle de l'injection. Une étude complète de l'injection optique peut donc être réalisée en localisant ces régimes dans le plan défini par le désaccord et la puissance injectée pour un courant de polarisation de l'esclave fixé. Le premier à avoir mené ce type d'étude est SIMPSON [245] en 1997 dont le travail fut complété par les premières cartographies [299] publiées par le laboratoire en 1997. Depuis, des cartographies complètes de l'injection optique dans un laser DFB monomode ont été tracées et ce pour différents courants de polarisation de l'esclave. Ces études ne concernent que le cas de l'injection d'un laser monomode. Le but de cette analyse est donc de compléter ces travaux en traçant les cartographies de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs multi-modes.

9.2.1 Montages utilisés

Le montage expérimental utilisé pour la réalisation de ces cartographies est présenté sur la figure 9.7. Pour pouvoir réaliser la cartographie, il est nécessaire que le laser maître soit accordable en fréquence. Pour cela, nous pourrions utiliser la dérive en courant et en température des puces lasers mais nous avons opté pour une solution plus simple et

plus précise en utilisant une source accordable commerciale[5]. Il s'agit d'un laser à semi-conducteurs dont l'une des faces est traitée anti-reflet pour laisser place à un miroir externe constitué d'un réseau mobile en espace libre. La rotation du réseau permet d'accorder la source en longueur d'onde sur une plage allant de 1500 nm à 1565 nm avec une précision pas à pas de 1 pm. Elle délivre une puissance de sortie de l'ordre du mW pour une largeur de raie à mi-hauteur de 125 kHz. La précision spectrale de la source est imposée par la précision mécanique de la rotation du réseau. Ainsi, l'application d'une tension analogique externe permet d'atteindre une précision de l'ordre de la dizaine de MHz. Cette source est caractérisée par une gigue temporelle faible de l'ordre du MHz et un rapport de suppression de mode de 30 dB minimum. Enfin, il est important de signaler que la source est polarisée et fibrée avec une fibre à maintien de polarisation. Le laser esclave correspond à un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau photo-inscrit dans une fibre optique micro-lentillée[6].

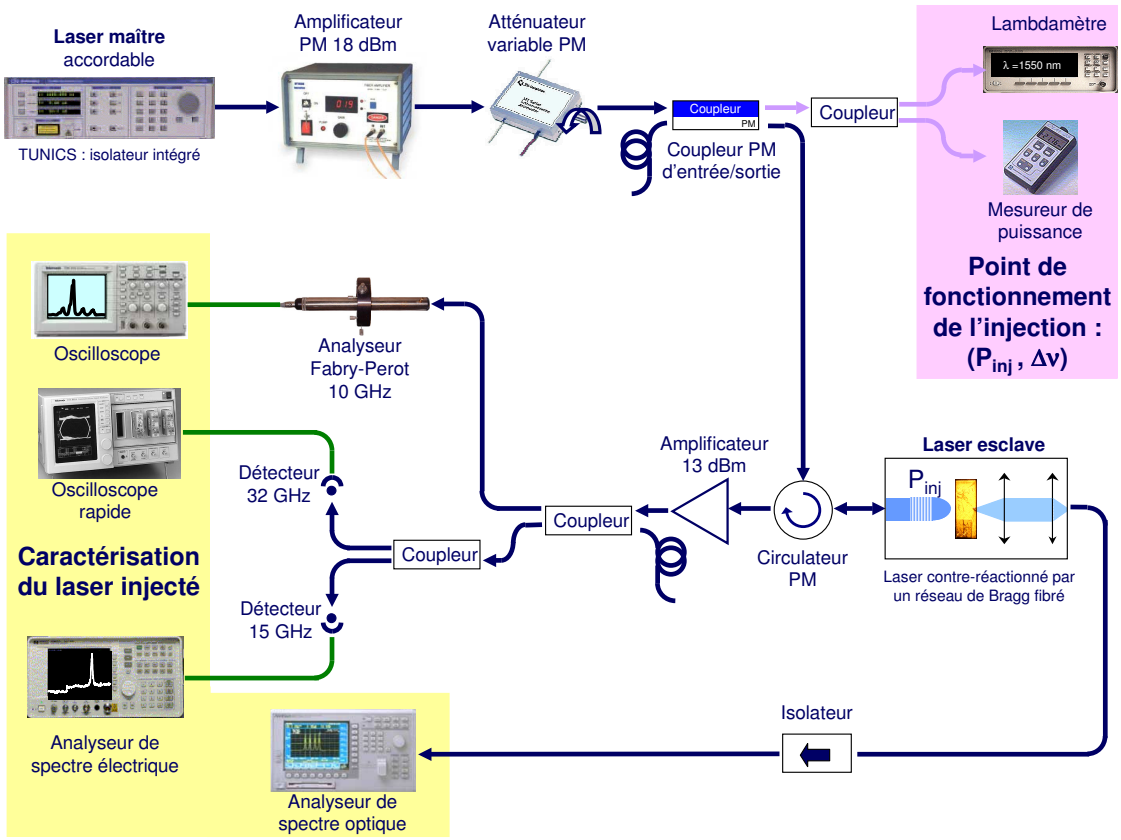


FIG. 9.7 – Montage expérimental pour les cartographies de l'injection par la face avant du laser esclave.

Tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.

[5]Nous utilisons une TUNICS (modèle 3642 CR 00 de la société Photonetics), dont la tête est déportée pour plus de stabilité.

[6]Il s'agit de la puce Alcatel n°425 contre-réactionnée par la cavité externe ghp125b7 présentées au chapitre6.

Le laser maître est amplifié avec un amplificateur à fibre caractérisé par une puissance de saturation de 18 dBm et son maintien de polarisation. La variation de la puissance injectée P_{inj} peut se faire via la diode de pompage de l'amplificateur à fibre. Mais cette méthode ne garantit pas une conservation du rapport signal sur bruit du signal injecté. C'est pourquoi nous préférons utiliser un atténuateur variable à maintien de polarisation. Le signal maître est ensuite séparé via un coupleur d'entrée/sortie à maintien de polarisation. 50 % de ce signal est analysé en fréquence et en puissance[7] afin de déterminer les deux paramètres de contrôle que sont la puissance injectée P_{inj} et le désaccord $\Delta\nu$. Les 50 % restants du signal maître sont injectés dans le laser esclave via un circulateur à maintien de polarisation. Le signal esclave injecté est, quant à lui, caractérisé en terme de spectres optiques et électrique via respectivement un analyseur Fabry-Pérot d'ISL 10 GHz, un analyseur de spectre optique et un détecteur rapide relié à un analyseur de spectre électrique[8]. Nous observons également l'allure temporelle de ce signal grâce à un détecteur rapide de bande passante 32 GHz suivi d'un oscilloscope rapide[9].

Le principe utilisé pour la cartographie des régimes d'injection consiste tout d'abord à fixer un courant de polarisation de l'esclave pour l'ensemble de l'expérience. Ensuite, nous fixons une puissance injectée très faible puis nous varions le désaccord dans le sens croissant. Nous augmentons alors la puissance injectée et faisons varier le désaccord. Lors de la variation du désaccord, nous observons les spectres optiques et électrique ainsi que l'allure temporelle du laser injecté afin de déterminer le régime d'injection. La gigue temporelle du laser maître vaut 30 MHz et la résolution du Fabry-Pérot est de l'ordre de 50 MHz[10]. Par conséquent, la précision sur le désaccord est de l'ordre de 50 MHz. La précision sur la puissance de sortie est, quant à elle, d'environ 4 dB ou de 2 dB selon la cartographie tracée. Nous la préciserons le cas échéant.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 9.7, le laser esclave est accessible des deux faces. C'est pourquoi, pour un courant de polarisation donné du laser esclave, nous traçons deux cartographies : une localisant les régimes rencontrés pour une injection par la face avant et l'autre par la face arrière. Le montage expérimental utilisé pour l'injection en face arrière est rappelé sur la figure 9.8.

La qualité des travaux effectués au laboratoire sur l'injection optique repose sur la stabilité du montage qui nous offre une grande répétabilité des expériences réalisées. Cette stabilité est la conséquence de plusieurs précautions expérimentales. En effet, tous les éléments optiques du laser maître au laser esclave sont à maintien de polarisation. Toutes les fibres utilisées sont connectorisées en FC-APC : le connecteur est poli avec un angle de 8° afin de garantir un taux de réflexion typique à son extrémité de -65 dB.

[7] Pour cela, nous utilisons respectivement le lambdamètre HP86120B et un OLM30.
[8] Il s'agit de l'analyseur HP8593E de chez Hewlett Packard.
[9] C'est le modèle CSA803A de la société Tektronix.
[10] Il est caractérisé par un intervalle spectral libre de 10 GHz pour une finesse de 200.

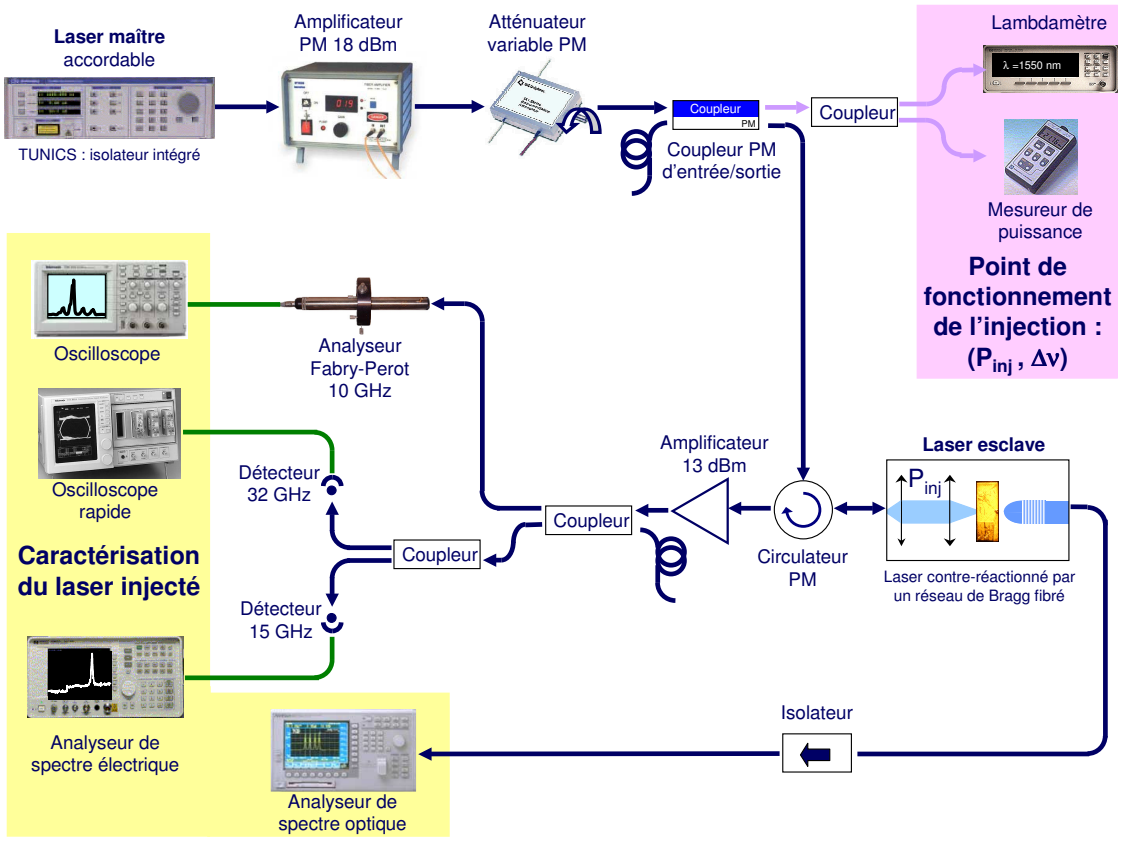


FIG. 9.8 – Montage expérimental pour les cartographies de l'injection par la face arrière du laser esclave.

Tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.

9.2.2 Description des régimes d'injection spécifiques au cas multi-modes

La figure 9.9 présente les spectres optique et micro-ondes de l'esclave libre. Le spectre optique observé à l'analyseur Fabry-Pérot 10 GHz est constitué des différents modes qui oscillent dans la cavité. Ces modes sont espacés de 3,3 GHz, soit de l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité externe. Aux pieds de chaque mode, nous observons d'autres modes qui sont dus au repliement du spectre. Le spectre micro-ondes se compose de plusieurs résonances qui correspondent au battement des différents modes du laser. Nous allons par la suite, décrire l'ensemble des régimes que nous avons pu observer. Certains d'entre eux ne sont pas observables dans le cas de l'injection optique d'un laser monomode. Nous avons donc nommé ces régimes en essayant de faire ressortir leur caractère principal.

Comme pour un laser monomode, sous certaines conditions d'injection nous pouvons observer un régime d'accrochage total. Le spectre optique du laser contre-réactionné injecté est alors constitué d'un seul mode dont la fréquence correspond à celle du maître. Et aucune résonance n'est visible dans le spectre micro-ondes. Lorsque le laser esclave est un

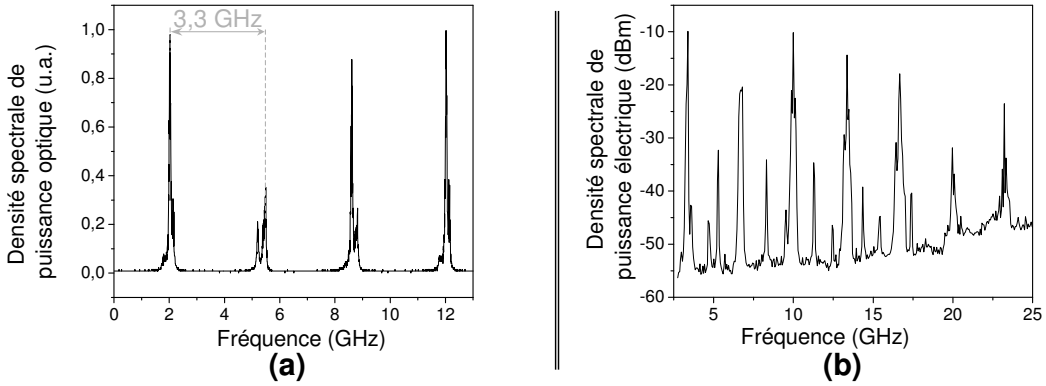


FIG. 9.9 – Spectres caractéristiques du laser esclave libre.
(a) Spectre optique sur lequel nous pouvons observer les différents modes qui oscillent dans la cavité, (b) Spectre micro-ondes.

laser multimode, nous pouvons observer un régime intermédiaire que nous qualifions de **quasi-accrochage**.

- Quasi-accrochage : Le laser esclave tend vers un régime d'accrochage total sans jamais y parvenir. Dans ce régime, nous avons un transfert partiel des caractéristiques spectrales du laser maître au laser esclave. Le spectre optique est constitué d'un pic à la fréquence maître ainsi que des modes de l'esclave. Ces derniers sont fortement atténués : nous avons un transfert de la puissance vers le pic du maître. Et les battements des modes

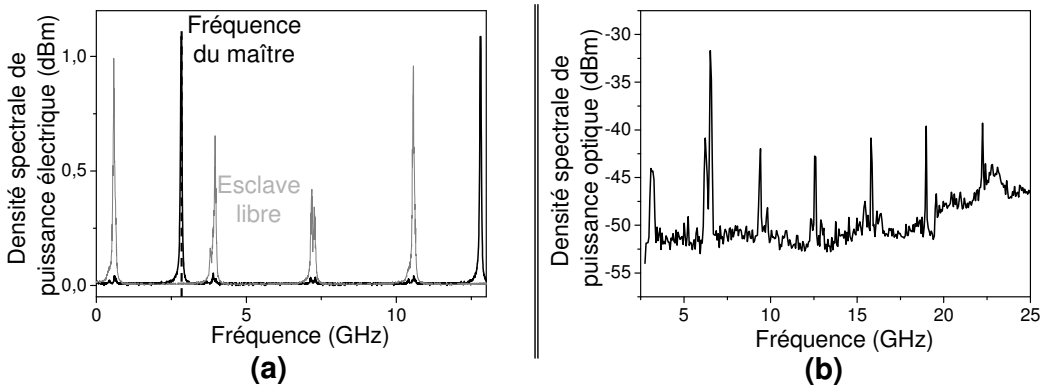


FIG. 9.10 – Spectres caractéristiques du quasi-accrochage.
(a) Spectres optiques superposés de l'esclave libre et injecté, (b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté. La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés, le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

de l'esclave sont toujours présents dans le spectre micro-ondes de l'esclave injecté (voir la figure 9.10,). Comme nous le verrons dans les différentes cartographies que nous allons présenter, ce régime n'est observable que pour les très faibles puissances d'injection.

- Quasi-extinction : Des interférences destructives entre le maître et l'esclave entraînent une disparition totale ou partielle des modes de l'esclave. Les spectres optique et micro-

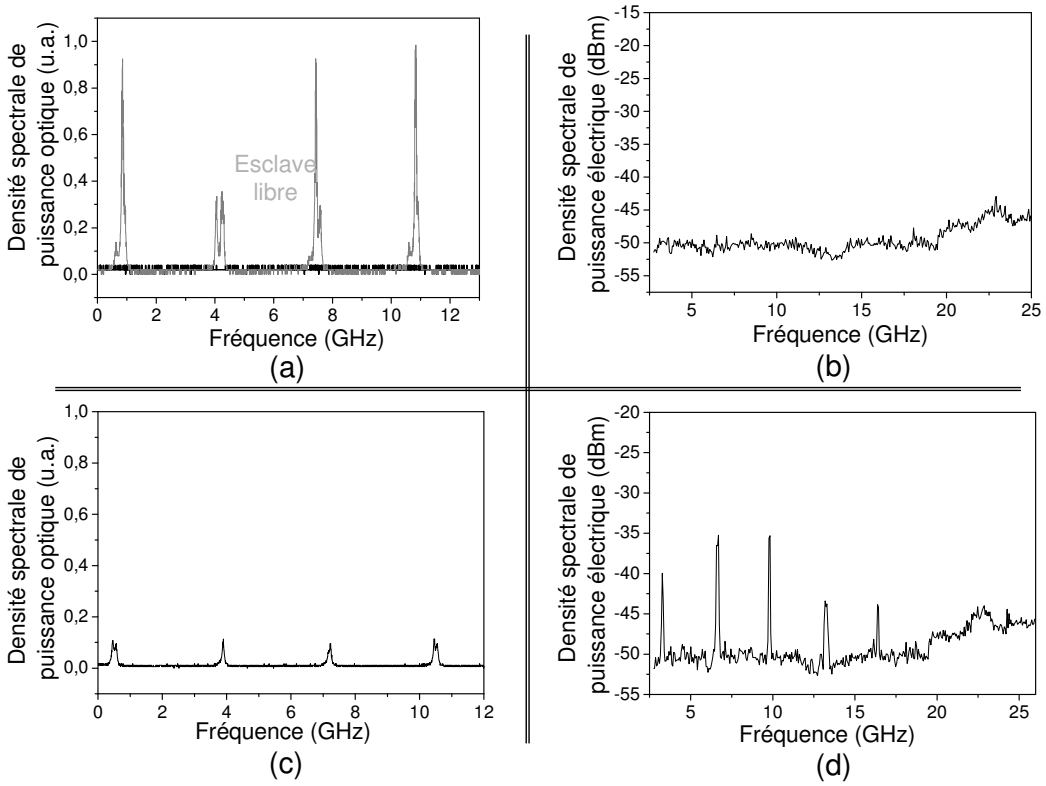


FIG. 9.11 – Spectres caractéristiques de la quasi-extinction.
(a)-(c) Spectres optiques superposés de l'esclave libre et injecté,
(b)-(d) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
Le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

ondes caractéristiques de ce régime sont soit dépourvus de modes, soit constitués des résonances très atténués correspondant à celles de l'esclave. La figure 9.11 donne les spectres optiques et micro-ondes caractéristiques de ce régime dans les deux situations que nous venons de décrire. Nous pouvons remarquer que le maître est absent de ces spectres.

- Transfert de pureté : Le spectre optique caractéristique de ce régime est présenté sur la figure 9.12. Nous observons une répartition homogène du gain disponible dans l'esclave entre les modes du laser ainsi qu'un transfert de la largeur du maître à l'ensemble des modes de l'esclave. Toutefois, ce dernier point demande une vérification plus approfondie que celle que nous avons faite, par une mesure directe de la largeur de chaque mode. Ce transfert conduit à des battements très fins entre les modes de l'esclave comme le montre le spectre micro-ondes présenté sur la figure 9.12(b).

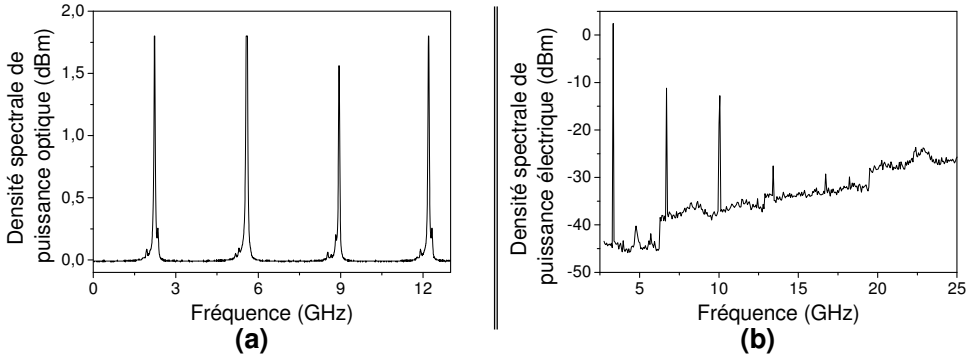


FIG. 9.12 – Spectres caractéristiques de la mise en phase des modes de l'esclave.
(a) Spectre optique de l'esclave injecté,
(b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

- Bimode : Ce régime très particulier est caractérisé par un spectre optique uniquement constitué de deux modes : un mode esclave et un mode maître, comme l'indique la figure 9.13. Une des résonances correspond à un mode de l'esclave et il est éloigné du

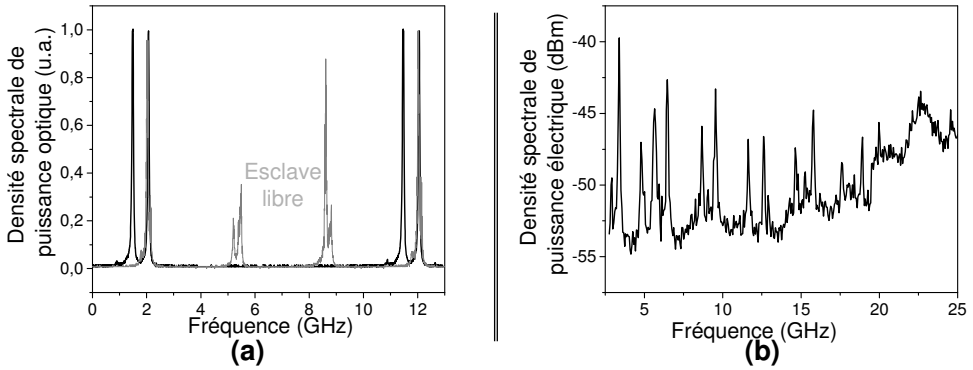


FIG. 9.13 – Spectres caractéristiques du battement.
(a) Spectres optiques superposés de l'esclave libre et injecté,
(b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
Le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

second par un écart fréquentiel compris entre 600 et 700 MHz. Le spectre micro-ondes présente des battements autour de chaque composante du spectre de l'esclave. L'écart fréquentiel de ces battements est également compris entre 600 et 700 MHz. Lorsque nous varions le désaccord, le spectre tout entier se translate et l'écart fréquentiel des modes est maintenu constant. Cette propriété est analogue à celle du régime de relaxation observé dans le cas de l'injection dans un esclave monomode mais les similitudes entre ces deux régimes s'arrêtent là. En effet, l'écart fréquentiel entre les deux résonances de ce régime ne correspond pas à la fréquence de relaxation du laser.

Quelque fois, ce régime laisse apparaître une modulation de la puissance émise par le laser comme le montre la figure 9.14. Toutefois, ce **battement** que nous avons observé

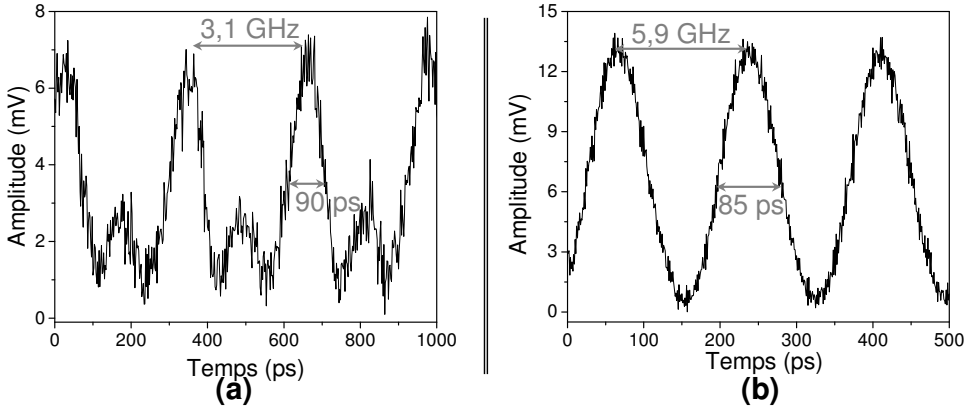


FIG. 9.14 – Allure temporelle de la puissance optique émise par le laser esclave.
Les courbes présentées en (a) et (b) correspondent à deux conditions d'injection (désaccord, puissance injectée) différentes.

uniquement sur la cartographie de l'injection par la face arrière du laser esclave n'est pas très reproductible et dépend beaucoup des conditions expérimentales.

- Bimode et mélange d'onde : Pour ce régime, le spectre optique présente une structure multi-modes formée d'au moins 4 modes : deux modes centraux qui correspondent à ceux observés dans le spectre optique du régime bimode et deux modes latéraux. Chaque mode est séparé du suivant par une fréquence comprise entre 600 et 700 MHz. La figure 9.15 présente un spectre optique typique de ce régime, avec quatre modes discernables et deux autres modes latéraux très faibles qui sont situés de part et d'autre de la structure modale. De la même façon que pour le régime bimode, lorsque le désaccord évolue, le spectre tout

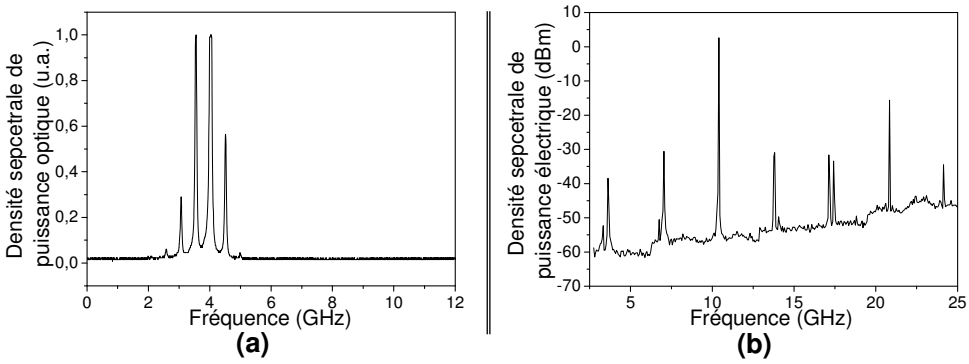


FIG. 9.15 – Spectres caractéristiques du régime bimode associé à un mélange d'onde.
(a) Spectre optique de l'esclave injecté,
(b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

entier se translate et l'écart fréquentiel des modes est maintenu constant. Le spectre micro-ondes présenté sur la figure 9.15 est composé de résonances étroites.

- Mélange : Les spectres optique et micro-ondes caractéristiques de ce régime sont présentés sur la figure 9.16. Le spectre optique est caractérisé par la présence d'au moins

deux modes alors que le spectre micro-ondes présente de nombreuses résonances autour de chaque résonance propre à l'esclave libre.

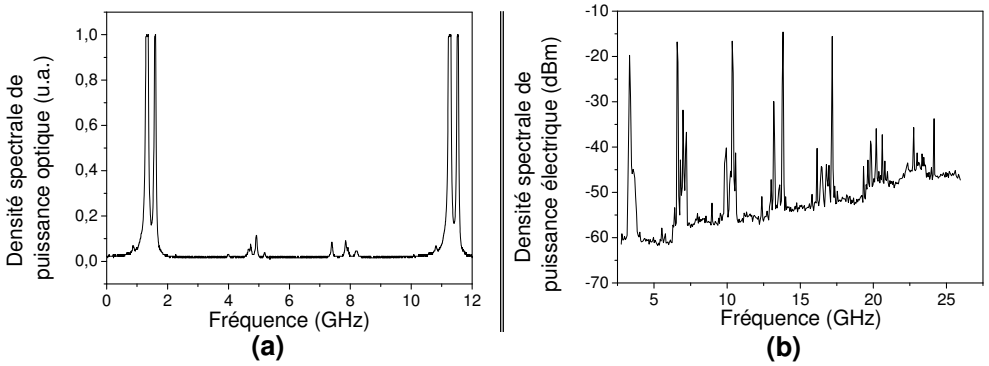


FIG. 9.16 – Spectres caractéristiques du régime de mélange.
(a) Spectre optique de l'esclave injecté,
(b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

9.2.3 Cartographies à 1,5 fois le seuil

Contrairement au cas de l'injection d'un laser monomode dont les cartographies réalisées au laboratoire sont rappelées en annexe E, la cartographie des différents comportements d'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg injecté près du seuil est beaucoup plus riche. En effet, comme le montre la figure 9.18, lorsque nous balayons le désaccord et le puissance injectée, nous rencontrons pas moins de huit régimes différents. Alors qu'il a été établi [2], [5] qu'un laser monomode injecté près du seuil ne présente que deux régimes : il se trouve soit en accrochage total, soit dans un fonctionnement bimode. Ce fonctionnement n'a pas été décrit lors de la présentation des différents régimes d'injection au paragraphe § 9.1.3.3 puisque sa nature se rapproche plus d'un phénomène d'amplification que d'un phénomène d'injection à proprement parler. Dans le cas monomode, le fonctionnement bimode se traduit par un spectre optique du laser injecté constitué de deux modes, l'un à la fréquence maître et l'autre à la fréquence esclave : le maître est amplifié par sa traversée dans l'esclave, et son amplification se traduit par une diminution du gain disponible pour la fréquence esclave libre, donc plus le mode maître est puissant, plus le mode esclave est faible. Un régime analogue est également présent dans l'injection d'un laser multimode mais nous l'identifions sous le terme de **régime d'amplification**. Le spectre optique est constitué des modes du laser esclave et d'un mode à la fréquence du maître. De plus, les cartographies diffèrent suivant la face par laquelle est injecté le maître.

9.2.3.1 Injection par la face avant

La figure 9.18 présente la cartographie de l'injection en face avant du laser esclave polarisé à 1,5 fois son courant de seuil. Les puissances injectées indiquées correspondent à

la puissance disponible en sortie du circulateur (voir montage 9.7), c'est-à-dire à la puissance injectée dans la cavité externe. Il ne s'agit pas exactement de la puissance injectée directement dans le laser comme c'est le cas pour les cartographies présentées dans l'annexe E. Cette cartographie a été tracée avec une précision de 4 dBm. Nous aurions pu

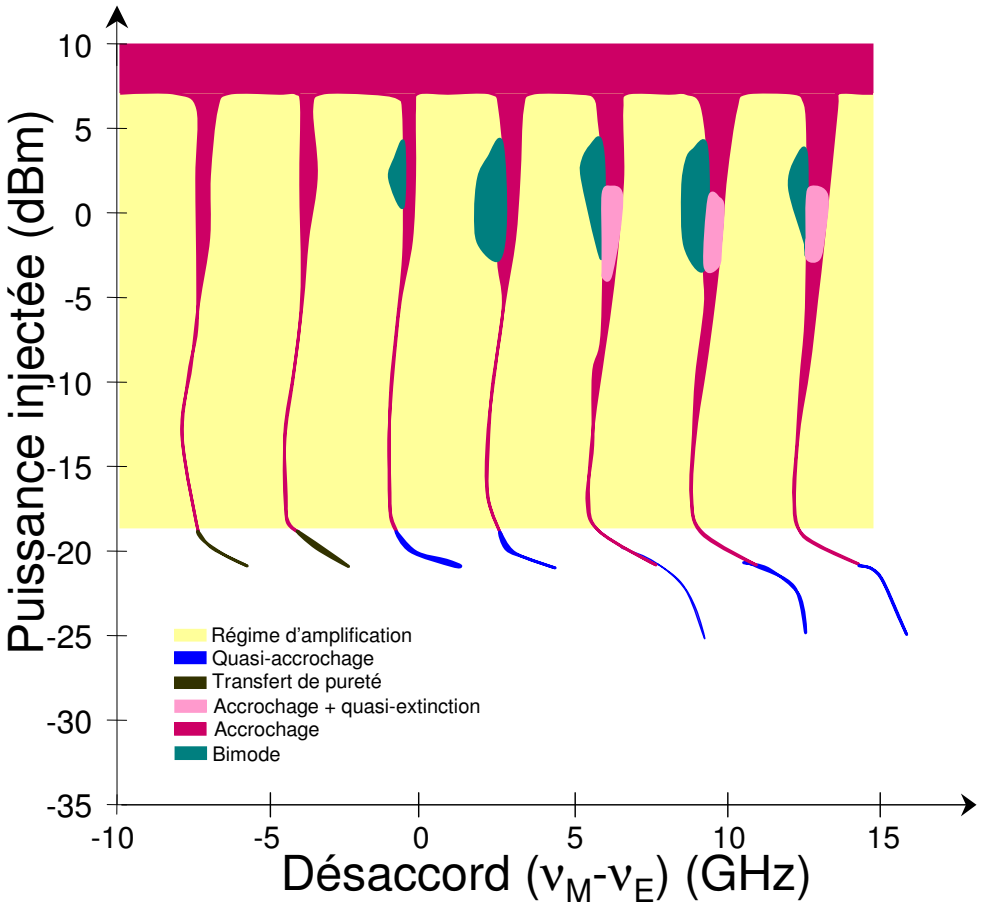


FIG. 9.17 – Cartographie, sur une plage de désaccords réduite, de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil.

l'établir avec une précision de l'ordre du dB mais vu le nombre de régimes rencontrés et la plage de désaccords balayée, il nous aurait fallu entre une et deux semaines pour pouvoir la réaliser. Pour les faibles puissances injectées, c'est-à-dire pour des puissances injectées inférieures à -20 dBm, nous pouvons remarquer que seuls le régime d'amplification, le transfert de pureté et le quasi-accrochage apparaissent sur une plage de désaccords inférieurs à la trentaine de GHz relativement centrée autour du désaccord nul. Pour des désaccords compris entre 30 et 60 GHz, nous n'observons que le régime d'amplification. Pour des puissances d'injection supérieures à -20 dBm, nous observons une plus grande richesse des régimes d'injection rencontrés sur une plus grande plage de désaccords. Nous

voyons ainsi apparaître des régimes tels que l'accrochage total, la quasi-extinction ou le transfert de pureté. En dehors de ces zones, le laser esclave injecté se trouve dans un régime d'amplification.

Cette cartographie met en évidence que l'accrochage total est accessible sur une très grande plage de désaccords allant de -180 GHz à +90 GHz si nous injectons suffisamment de puissance dans l'esclave. Pour des puissances moindres, nous remarquons que les différents régimes d'injection ne sont observables que sur des plages de désaccords très réduites (voir figure 9.17). Ces plages sont espacées d'environ 3 GHz, c'est-à-dire de l'intervalle spectral libre du laser esclave. Ce sont donc les différents modes longitudinaux du laser qui sont successivement accrochés ou éteints etc... Si nous nous concentrons uniquement sur une plage de désaccords de quelques GHz, nous constatons que le mode injecté réagit uniquement sur une plage dont la largeur varie entre 125 et 700 MHz. C'est pourquoi, nous avons repéré sous une même couleur deux régimes différents qui apparaissent sur une plage de désaccords de la centaine de MHz. Parmi ces régimes, nous pouvons citer l'exemple de l'accrochage suivi ou entouré d'une quasi-extinction du laser. Enfin, nous pouvons constater que cette cartographie est très dissymétrique.

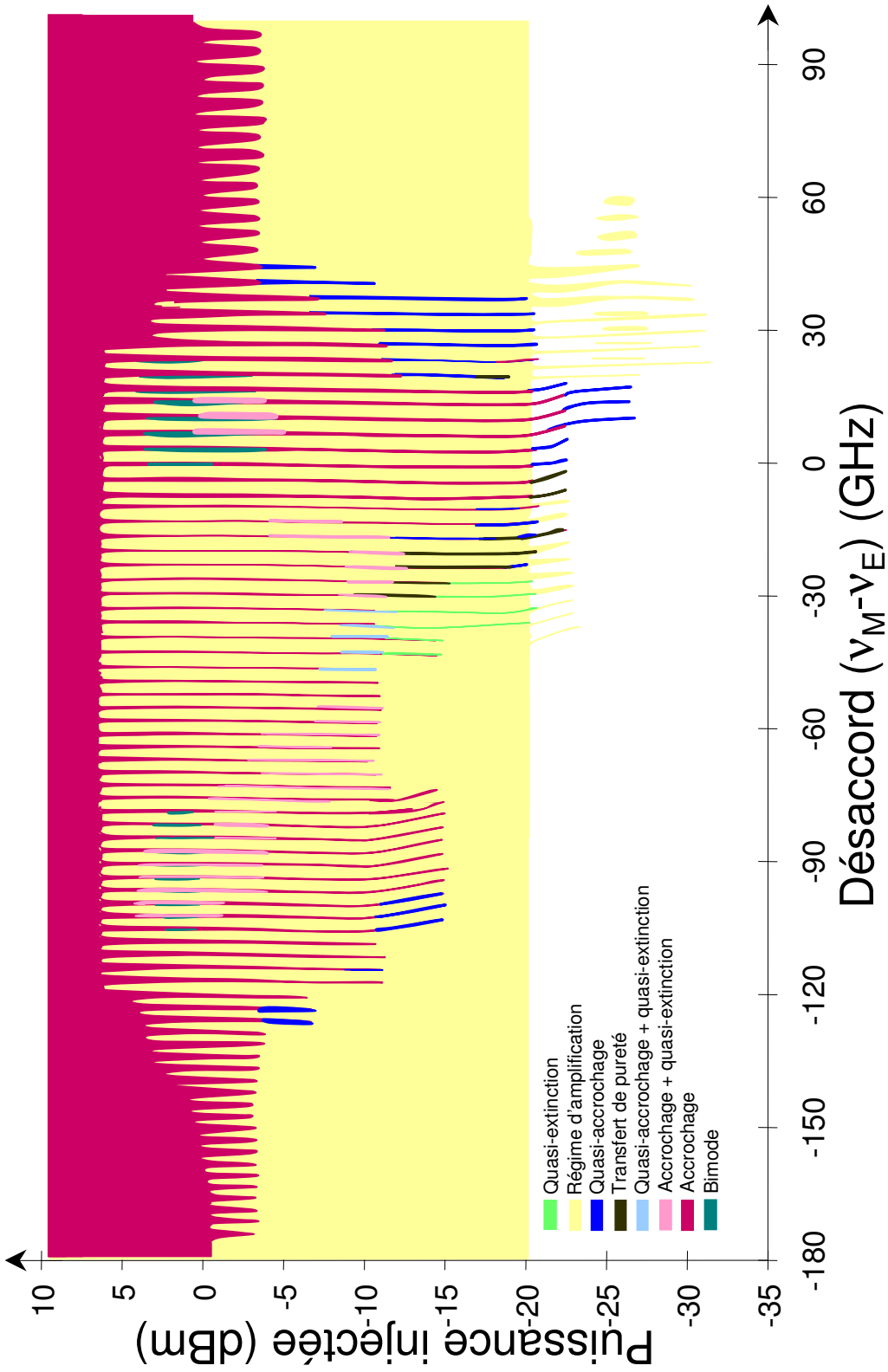


FIG. 9.18 – Cartographie de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil.

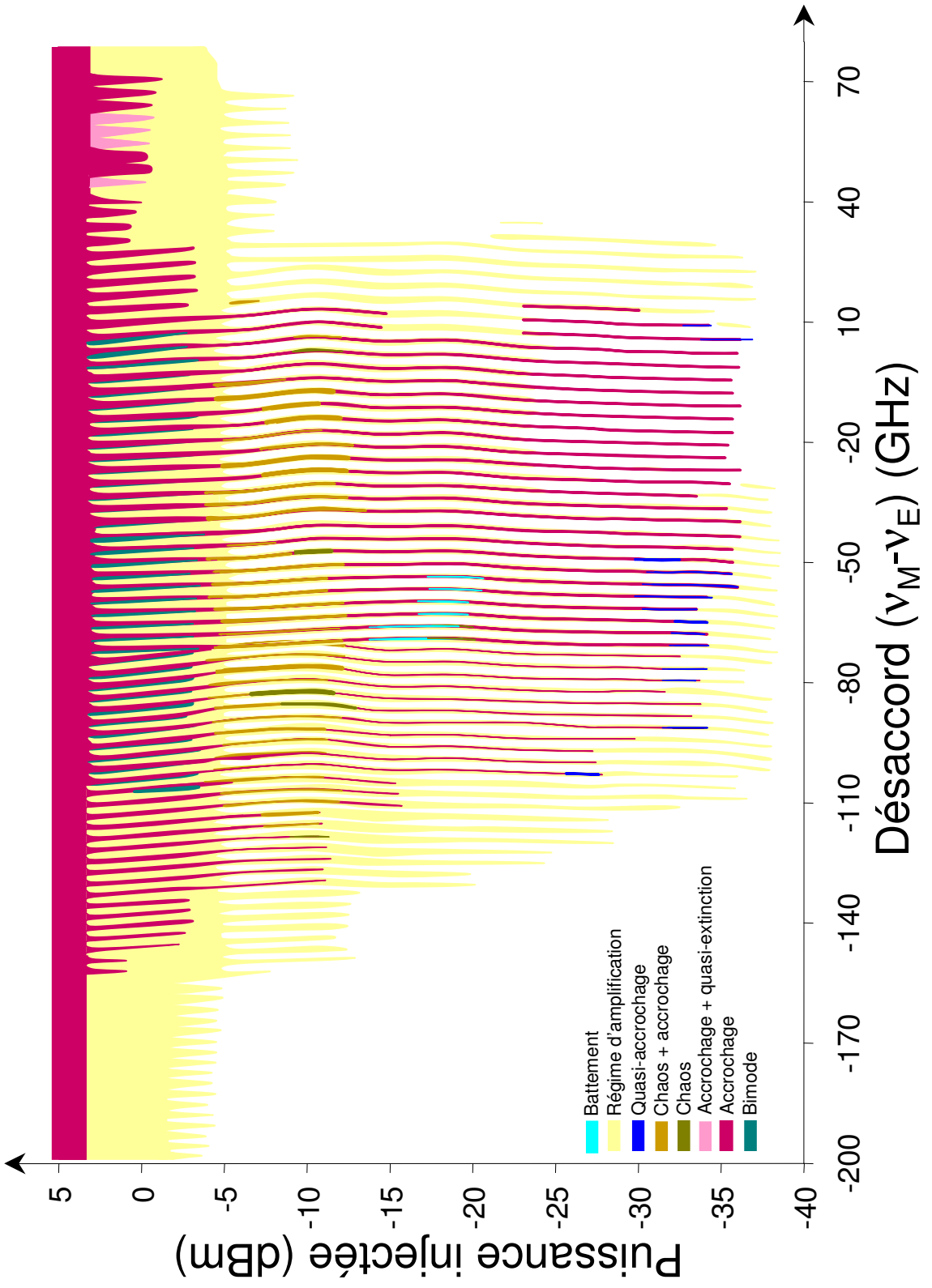


FIG. 9.19 – Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 1,5 fois son seuil.

9.2.3.2 Injection par la face arrière

Maintenant, si nous étudions le comportement du laser esclave lorsque le laser maître est injecté par la face arrière, nous obtenons une cartographie très différente de celle observée pour une injection par la face avant. La cartographie obtenue avec une précision de 4 dBm est présentée sur la figure 9.19. Là encore, les puissances injectées indiquées correspondent à la puissance disponible en sortie du circulateur (voir montage 9.8), c'est-à-dire à la puissance disponible à l'entrée du système de focalisation qui entraîne des pertes d'au moins 3 dBm. La première différence réside dans la présence du régime d'amplification de l'esclave. En effet, alors que ce régime était omniprésent pour des puissances d'injection supérieures à -20 dBm pour une injection par la face avant, il n'est présent que sur des plages de désaccords réduites autour de chaque mode longitudinal de l'esclave, comme c'est le cas pour les autres régimes d'injection. Ensuite, le laser esclave est beaucoup plus sensible aux faibles puissances d'injection. Ainsi, dès -35 dBm, nous pouvons observer les régimes d'accrochage et de quasi-accrochage sur une plage de désaccords compris entre -90 et +10 GHz. Pour l'injection en face avant, ces régimes n'apparaissent que pour des puissances d'injection supérieures à -20 dBm.

D'autre part, pour des puissances d'injection d'au moins -10 dBm, nous pouvons obtenir du chaos autour de chaque mode longitudinal contenu dans la plage de désaccords de -110 à +10 GHz. Lorsque l'esclave est injecté par la face avant, un tel régime n'est jamais observé. Comme pour le cas d'un laser monomode, le régime chaotique est caractérisé par un élargissement des composantes du spectre micro-ondes ainsi que par une répartition désordonnée du spectre optique comme le rappelle la figure 9.20.

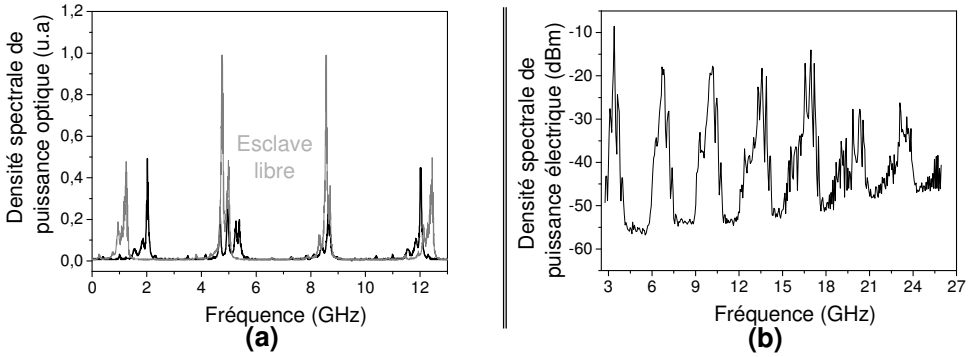


FIG. 9.20 – Spectres caractéristiques du quasi-accrochage.
(a) Spectres optiques superposés de l'esclave libre et injecté,
(b) Spectre micro-ondes de l'esclave injecté.
La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés, le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

Sous certaines conditions d'injection, ce chaos est accompagné par un accrochage total de l'esclave sur le maître. Cet accrochage est très bref et est observé sur une plage de désaccords inférieurs à la centaine de MHz. C'est pourquoi, l'obtention d'un chaos suivi

de l'accrochage total est noté sur la cartographie sous le terme de *chaos+accrochage*.

Une autre différence importante entre ces deux cartographies concerne l'obtention du régime d'amplification. En effet, alors que pour l'injection par la face avant, il n'apparaît que sur quelques modes longitudinaux situés dans les plages de désaccords : 0 à 25 GHz et -105 à 75 GHz, le régime d'amplification est observé sur chaque mode de la plage de désaccords de -110 à -10 GHz pour une injection par la face arrière. Cependant, dans les deux types d'injection, ce régime est atteint pour des puissances d'injection comprises entre -4 et +4 dBm. De même, le régime d'injection correspondant à un transfert de pureté est absent de la cartographie de l'injection par la face arrière de l'esclave. Mais il est plus facile d'observer une modulation temporelle de la puissance optique émise par l'esclave injecté. La mise en phase du signal injecté et celle du signal de l'esclave est plus facile à observer. L'esclave émet alors des impulsions dont la durée est au minimum égale à 85 ps pour un taux de répétition qui correspond à une fois ou deux fois le temps d'un aller-retour dans la cavité externe de l'esclave. Par contre, ce régime est très instable puisqu'il est observable sur une plage de désaccords très étroite qui est inférieure au pas avec lequel est nous pouvons varier la longueur d'onde du maître. La dérive naturelle du maître empêche une observation durable de ce régime.

9.2.4 Cartographies à 4 fois le seuil

La figure 9.21 donne la cartographie de l'injection en face arrière du laser esclave polarisé à 4 fois son courant de seuil. Les puissances injectées indiquées correspondent à la puissance disponible à l'entrée du système d'injection (voir montage 9.7) et elles sont données avec une précision de 4 dBm. Contrairement à l'injection d'un laser monomode, la cartographie obtenue lorsque l'esclave est polarisé à 4 fois son courant de seuil est moins riche que celle tracée à 1,5 fois le seuil. Le chaos est le régime dominant puisqu'il est observable sur quasiment tous les modes longitudinaux présents sur la plage de désaccords comprise entre -170 et 30 GHz ; et ce pour des puissances injectées d'au moins -15 dBm. Il est important de noter que sous le terme de chaos, nous avons regroupé tous les régimes qui sont caractérisés par un élargissement des résonances du spectre micro-ondes. Une étude plus approfondie de ces différents régimes devrait permettre l'identification de chaos de différentes natures.

L'accrochage total de l'esclave sur le maître est observable pour des puissances injectées supérieures ou égales à 0 dBm. Et pour des puissances d'injection supérieures à 15 dBm, l'esclave est en permanence accroché. Cette propriété n'est pas vérifiée pour l'injection à 4 fois le seuil de lasers monomodes. D'autre part, la cartographie présentée sur la figure 9.21 est très largement dissymétrique laissant apparaître une plus grande sensibilité de l'esclave à l'injection pour les désaccords négatifs. Enfin, lorsque l'esclave est polarisé à 4 fois son courant de seuil, nous pouvons observer le régime de mélange décrit au paragraphe 9.2.2 qui était absent des cartographies présentées au paragraphe précédent.

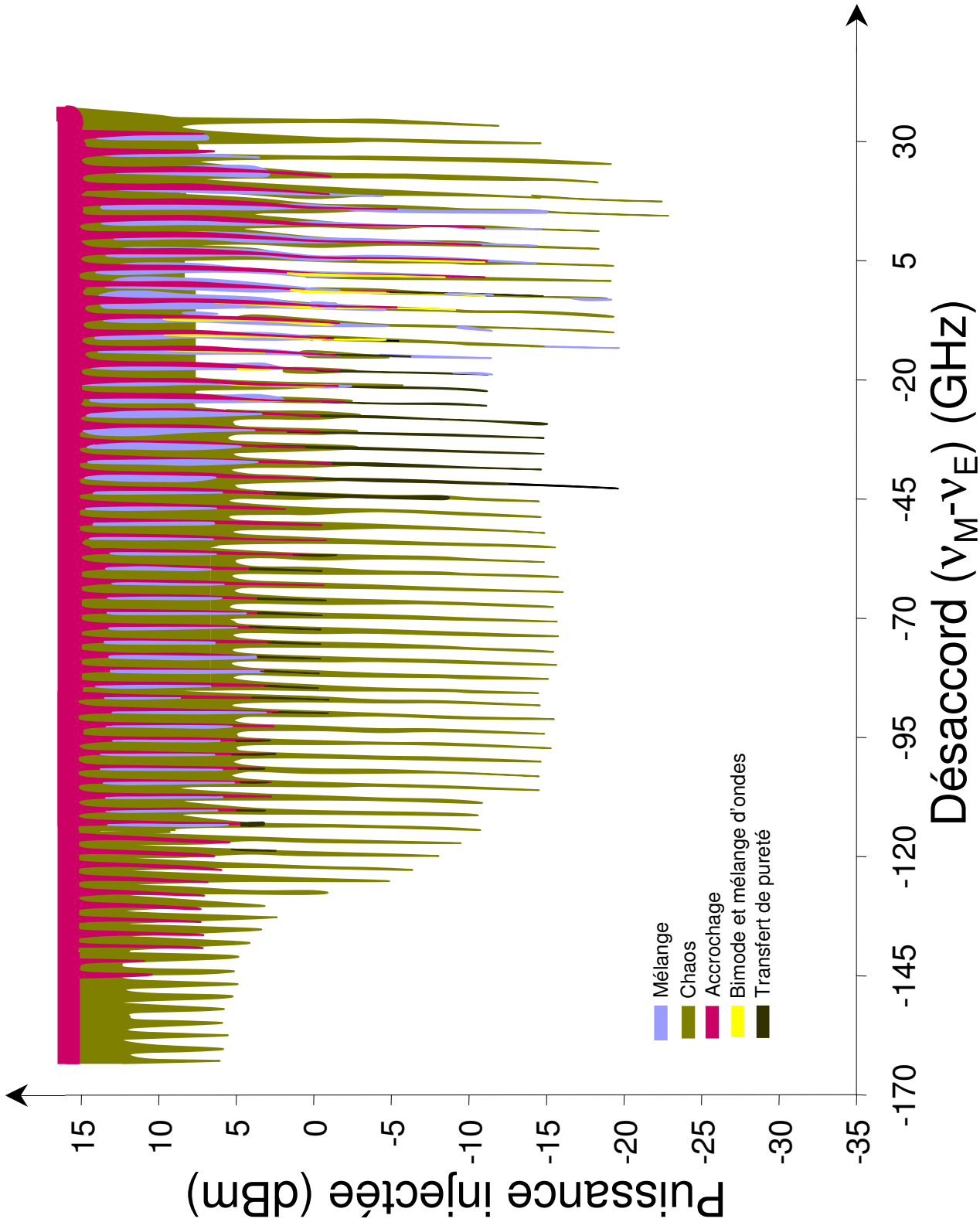


FIG. 9.21 – Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et polarisé à 4 fois son seuil.

9.2.5 Influence de la polarisation

Dans le cas de l'injection monomode, il a été établi par Olivier VAUDEL et Stéphane BLIN que l'injection d'un signal avec une polarisation orthogonale à la polarisation du laser esclave ne changeait pas l'allure des cartes mais amenait simplement une translation de la cartographie vers les plus hautes puissances injectées, c'est-à-dire qu'il est nécessaire pour une polarisation orthogonale d'injecter plus de puissance pour avoir le même régime d'injection qu'avec une polarisation parallèle. Cette translation des cartes avec la polarisation est d'autant plus importante que le laser est polarisé loin du seuil.

Pour les lasers multi-modes, nous n'avons pas eu le temps de réaliser une étude analogue à celle faite pour le cas monomode. Toutefois, nous nous sommes intéressés à l'influence de la polarisation sur l'apparition des régimes rencontrés. Pour ce faire, nous avons inséré des boucles de Lefèvre entre la sortie du circulateur et la face par laquelle le maître est injecté. Puis, pour une puissance d'injection donnée, nous avons parcouru la plage des désaccords dans le sens croissant pour différentes polarisations afin d'observer les changements de comportement de l'esclave injecté. Nous avons ainsi pu constater une forte dépendance à la polarisation lorsque le maître est injecté par la face arrière du laser. Cette dépendance laissant apparaître un phénomène analogue à celui que nous venons de citer pour les lasers monomodes. Par contre, lorsque le laser est injecté par la face avant, il semblerait que la sensibilité à la polarisation soit moindre. Pour plus de certitudes, il nous faudrait approfondir ces observations.

9.3 Cartographies quasi-statiques de l'injection dans un laser multi-modes en régime de blocage de modes

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'injection optique sur le laser contre-réactionné et fonctionnant en régime de blocage de modes. L'objectif de cette étude est d'évaluer les avantages et les inconvénients que peut apporter une telle injection au régime impulsionnel. Nous avons donc réalisé des cartographies des modifications des impulsions induites par l'injection. Pour cela, nous avons utilisé les mêmes montages que ceux présentés sur les figures 9.8 et 9.7 à la différence près que nous avons ajouté au laser esclave le circuit électrique permettant la modulation de son courant d'injection.

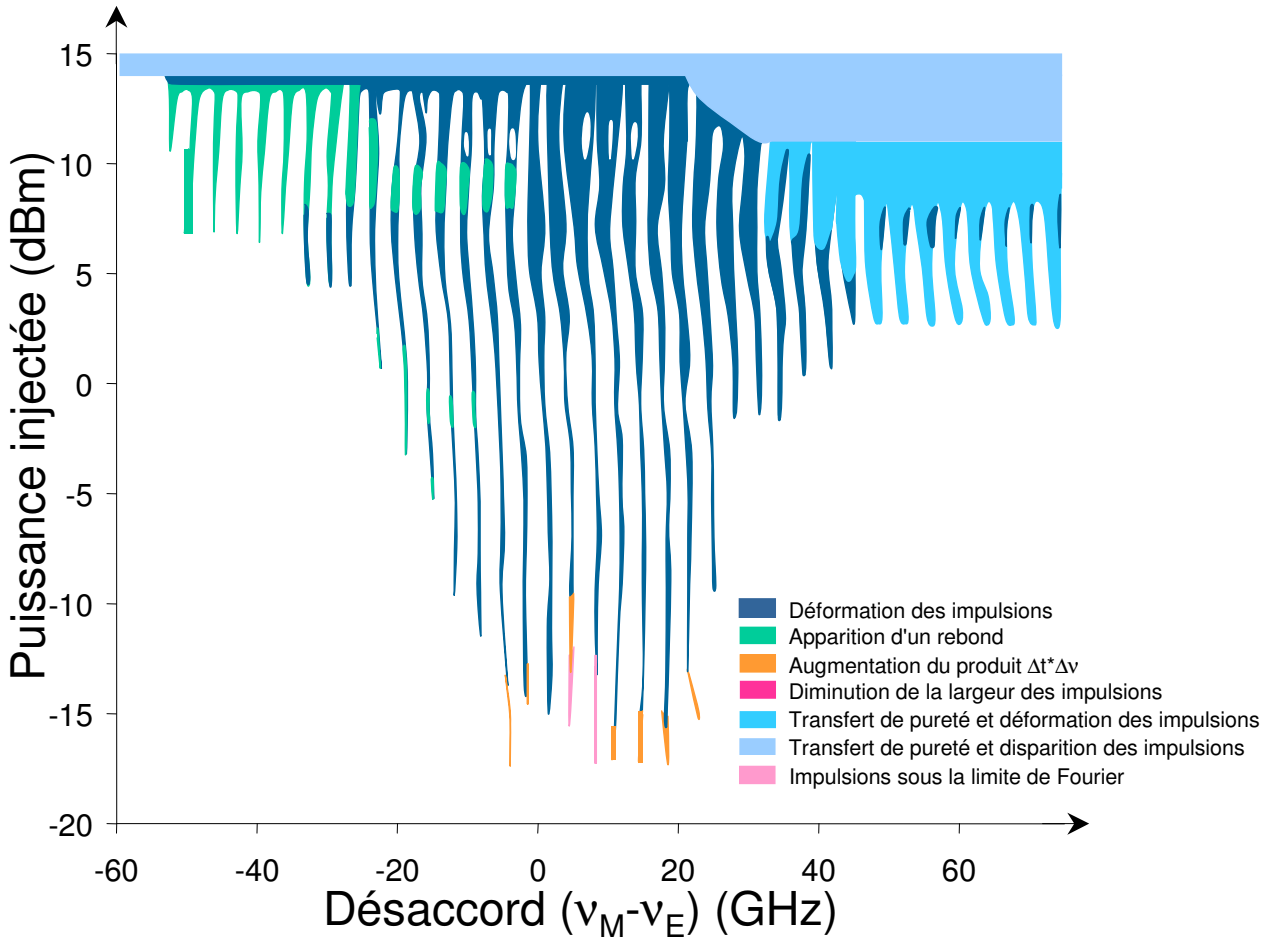


FIG. 9.22 – Cartographie de l'injection optique en face avant d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et fonctionnant en régime de blocage de modes.

9.3.1 Injection par la face avant

La figure 9.22 présente la cartographie de l'injection en face avant du laser esclave polarisé à 1,5 fois son courant de seuil et modulé à une fréquence de 3,35 GHz. Les puissances injectées indiquées correspondent à la puissance disponible en sortie du circulateur (voir montage 9.7), c'est-à-dire à la puissance injectée dans la cavité externe. Cette cartographie a été tracée avec une précision de 2 dBm. Nous remarquons tout d'abord que l'injection optique affecte le comportement impulsionnel du laser sur une plage de désaccords plus réduite que celle observée dans le cas d'une injection dans un laser multi-modes se trouvant dans un régime continu présenté aux paragraphes §9.2.3.1 et 9.2.3.2. Ainsi, pour des puissances d'injection inférieures à 0 dBm, l'injection modifie l'allure des impulsions sur une plage de désaccords de 40 GHz relativement centrée autour du désaccord nul. Cette plage passe à 120 GHz pour des puissances d'injection supérieures à 0 dBm tout en restant centrée autour du désaccord nul.

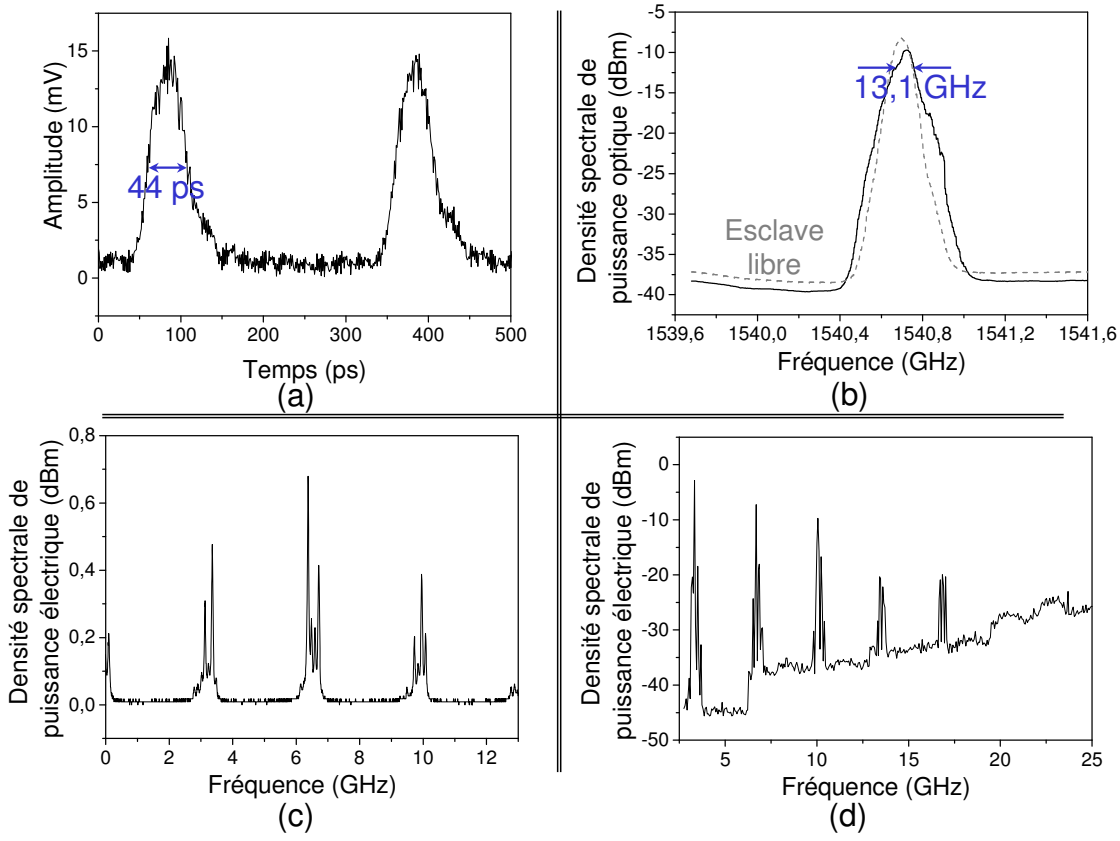


FIG. 9.23 – Illustration de l'augmentation du produit $\Delta t * \Delta \nu$.
(a) Allure temporelle de la puissance émise par l'esclave,
(b) Superposition des spectres optiques de l'esclave libre (en pointillés) et injecté (en traits pleins),
(c) et (d) Spectres optiques et micro-ondes de l'esclave injecté.

Pour des puissances d'injection inférieures à -12 dBm, l'injection entraîne soit une augmentation du produit de la durée des impulsions par la largeur à mi-hauteur du spectre

optique (c'est-à-dire le produit $\Delta t * \Delta\nu$), soit une diminution de ce produit. L'augmentation du produit $\Delta t * \Delta\nu$ est due au fait que le maître vient artificiellement augmenter la largeur du spectre optique sans pour autant entraîner une diminution de la largeur des impulsions (voir figure 9.23(a) et (b)). Cet élargissement n'est pas suffisant pour autoriser d'autres modes à osciller dans la cavité. Les spectres optiques et micro-ondes de l'esclave injecté présentés sur la figure 9.23(c) et (d) montrent que cet élargissement est la conséquence d'une perturbation des modes de la cavité. La condition de phase entre les modes est altérée.

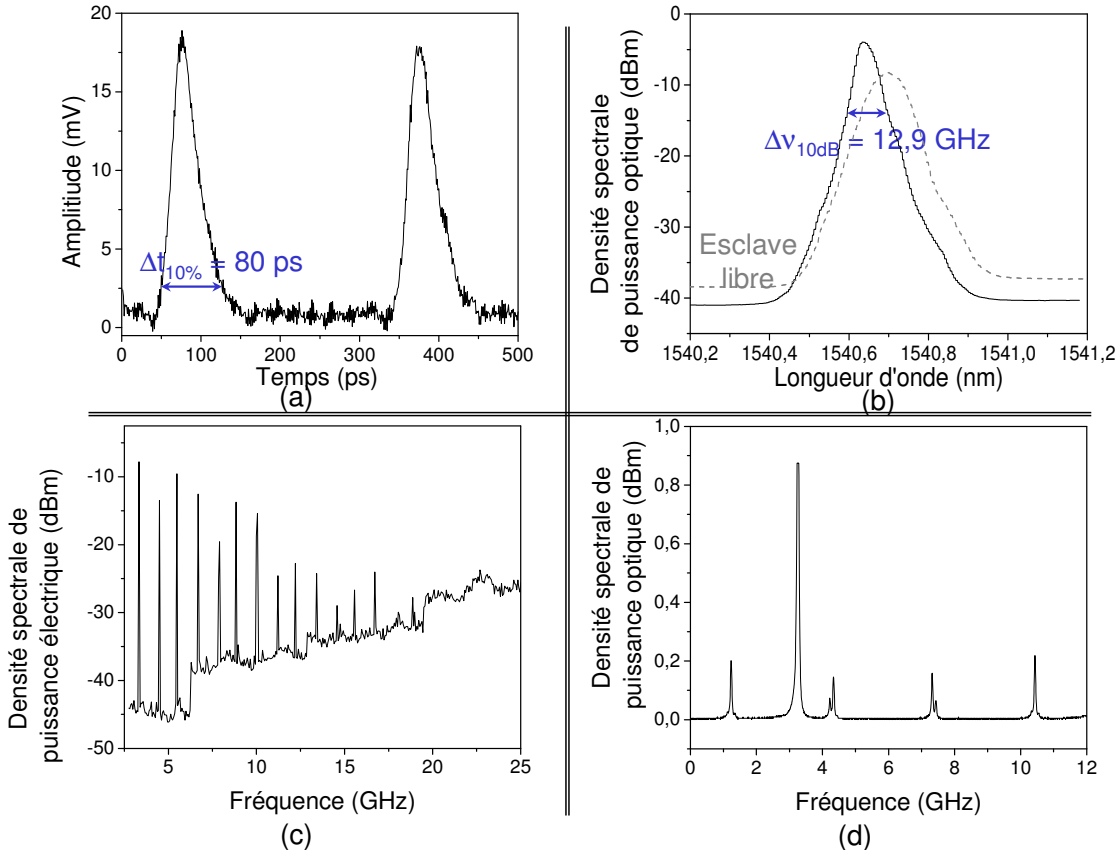


FIG. 9.24 – Illustration de la diminution du produit $\Delta t * \Delta\nu$.
(a) Allure temporelle de la puissance émise par l'esclave,
(b) Superposition des spectres optiques de l'esclave libre (en pointillés) et injecté (en traits pleins),
(c) et (d) Spectres optiques et micro-ondes de l'esclave injecté.

Les courbes de la figure 9.24 illustrent le phénomène de diminution du produit $\Delta t * \Delta\nu$ que nous avons observé pour de très faibles puissances d'injection et un désaccord entre le maître et l'esclave quasiment nul. Les spectres optique et micro-ondes de l'esclave injecté montrent que l'esclave se trouve dans un régime d'amplification. Le spectre présenté sur la figure 9.24(b) et tracé à l'analyseur de spectre optique montre que le spectre optique du maître vient se superposer à celui de l'esclave, entraînant ainsi une réduction de la largeur à mi-hauteur du spectre optique du laser esclave. Dans l'exemple présenté sur la

figure 9.24, le produit $\Delta t * \Delta \nu$ à 10 dB vaut environ 1,03 pour une impulsion gaussienne alors que la limite de Fourier pour une telle impulsion à 10 dB vaut environ 1,46. Il est important de noter que cette caractérisation a été réalisée à 10 dB et non à 3 dB pour que la mesure de la largeur du spectre optique ne corresponde pas à la limite de résolution de l'analyseur de spectre optique. Ce phénomène de génération d'impulsions en dessous de la limite de Fourier mériterait une étude plus approfondie que nous n'avons pas eu le temps de conduire.

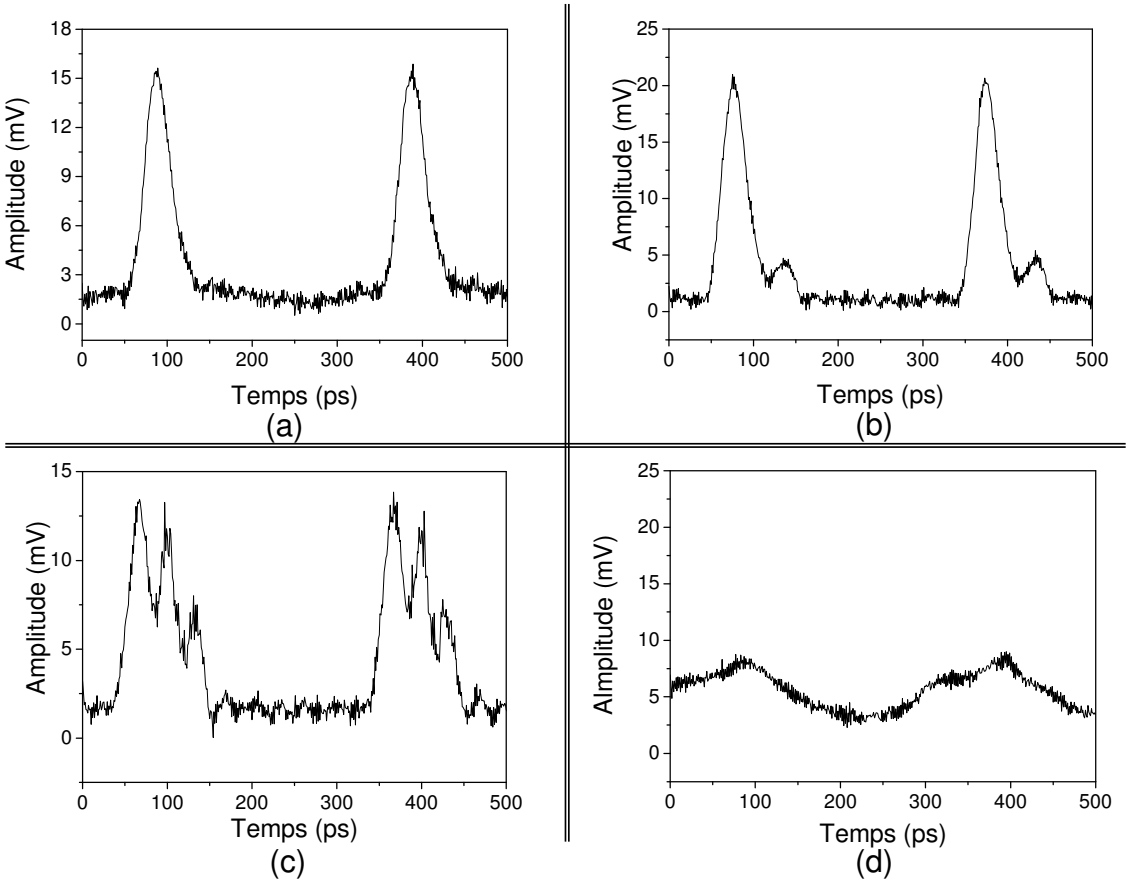


FIG. 9.25 – Illustration du phénomène de déformation des impulsions.
(a) Impulsions émises par l'esclave libre,
(b) Apparition d'un rebond au pied de l'impulsion,
(c) Déformation importante de l'impulsion,
(d) Disparition du régime impulsionnel sous l'influence de l'injection optique.

Ensuite, pour des puissances d'injection supérieures à -10 dBm, l'injection n'entraîne que des déformations des impulsions telles que l'apparition d'un rebond au pied de l'impulsion ou la division de cette dernière en plusieurs sous-impulsions comme le montre la figure 9.25. D'autre part, pour des puissances d'au moins 6 dBm et des désaccords supérieurs à 35 GHz, nous avons pu constater que la déformation des impulsions est liée à la présence d'un régime de transfert de pureté du maître vers l'esclave. Ce dernier réduit la mise en phase des modes provoquant une déformation importante de l'impulsion

voire la disparition du régime impulsionnel pour des puissances supérieures à 12 dBm (figure 9.25).

9.3.2 Injection par la face arrière

Lorsque nous injectons le maître par la face arrière du laser esclave, là encore les cartographies obtenues diffèrent de celles observées pour une injection par la face avant. Ainsi, si nous observons la cartographie présentée sur la figure 9.26, nous constatons une allure générale analogue à la précédente cartographie bien que la plage de désaccords sur laquelle l'injection optique modifie le régime impulsionnel du laser esclave soit un peu plus importante (150 GHz contre 120 GHz pour une injection par la face avant).

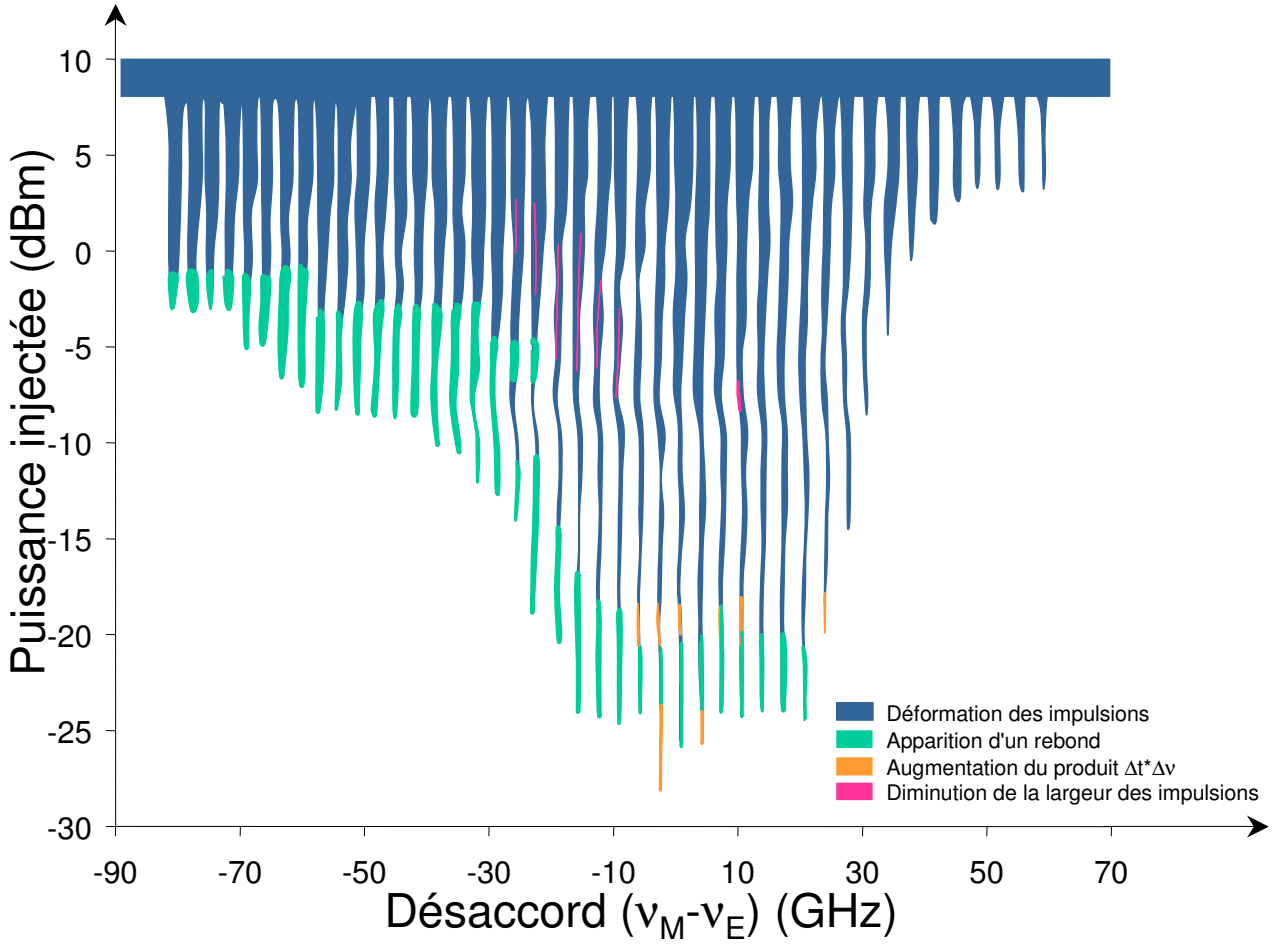


FIG. 9.26 – Cartographie de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg et fonctionnant en régime de blocage de modes.

Lorsque le maître est injecté par la face arrière de l'esclave, les pertes de couplage sont très importantes, c'est sûrement la raison pour laquelle nous n'observons pas de transfert de pureté dans cette cartographie. Par conséquent, nous n'observons pas de disparition du

régime impulsionnel. La déformation des impulsions reste le régime d'injection dominant dans cette cartographie. Il est important de rappeler que sous le terme de déformation, nous regroupons différentes allure de l'impulsion parmi lesquelles nous retrouvons celles présentées sur la figure 9.25. De plus, pour des puissances d'au moins -5 dBm et des plages de désaccords inférieures à 125 MHz, nous avons pu observer une diminution de la gigue temporelle des impulsions. Ce régime n'est pas représenté sur la cartographie 9.26 du fait d'une part, de l'étroitesse de la plage de désaccords sur lequel il est observable et d'autre part, du fait qu'il soit "noyé" au milieu des déformations des impulsions. Ce dernier point rend difficile l'exploitation de ce régime pour réduire la gigue temporelle d'un train d'impulsions. En effet, son utilisation impliquerait une boucle de contre-réaction très précise pour maintenir les conditions d'injection sur le point de fonctionnement exact correspondant à cette réduction.

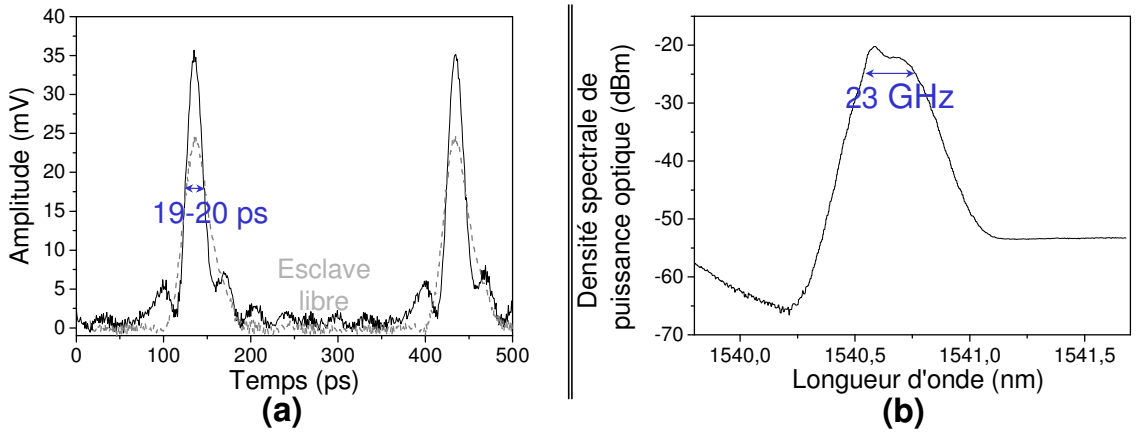


FIG. 9.27 – Traces temporelle et spectrale typiques du régime de réduction de la largeur des impulsions.

(a) Superposition des traces temporelles de la puissance émise par l'esclave libre (en pointillés gris) et l'esclave injecté (en traits pleins),

(b) Spectre optique de l'esclave injecté obtenu grâce à l'analyseur de spectre optique.

D'autre part, nous remarquons que l'injection du maître par la face arrière de l'esclave ne permet plus l'observation d'une diminution du produit $\Delta t * \Delta \nu$. Par contre, un régime tout aussi intéressant apparaît pour des puissances d'injection comprises entre -6 et +4 dBm et un désaccord compris entre -30 et -10 dBm. Sous ces conditions d'injection, nous observons une amélioration de la puissance crête ainsi qu'une réduction de la largeur à mi-hauteur des impulsions. Toutefois, ces améliorations s'accompagnent d'un important piédestal. Ce régime est illustré sur la figure 9.27. Dans ce régime, la durée des impulsions est d'environ 19-20 ps pour une largeur spectrale de 23 GHz, ce qui conduit à un produit $\Delta t * \Delta \nu$ d'environ 0,44. Les impulsions sont donc maintenues en limite de Fourier. Dans ce cas précis, l'injection permet une réduction comprise entre 30 et 50 % de la durée des impulsions ainsi qu'une amélioration d'un tiers de la puissance crête des impulsions. Ce régime d'injection s'avère être le plus intéressant mais son utilisation reste limitée dans la

mesure où il n'est observable que pour des points d'injection bien précis.

9.4 Conclusion et perspectives

Nous venons de présenter un premier travail sur l'injection quasi-statique dans un laser multi-modes contre-réactionné par un réseau de Bragg et se trouvant soit dans un régime continu, soit dans un régime de blocage de modes actif. Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux effectués au laboratoire sur l'injection dans les lasers à semi-conducteurs monomodes de type DFB et dans les lasers à fibre. Nous avons ainsi réalisé différentes cartographies des régimes rencontrés lorsque nous modifions la puissance injectée et le désaccord, pour divers points de fonctionnement de l'esclave. Nous avons mis en évidence une modification importante des cartographies suivant la face par laquelle le maître est injecté. D'autre part, contrairement à l'injection dans un laser monomode, l'injection quasi-statique dans un laser multi-modes polarisé près du seuil laisse apparaître une grande variété de régimes d'injection que nous avons rapidement décrits dans ce chapitre. L'esclave ne réagit à l'injection optique que sur des plages de désaccords comprises entre 125 et 700 MHz autour des différents modes longitudinaux. Les cartographies obtenues lorsque l'esclave se trouve dans un régime de blocage de modes tendent à montrer que l'injection quasi-statique offre peu d'intérêts pour l'amélioration de la qualité des impulsions obtenues par blocage de modes d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg. En effet, nous avons pu identifier quelques régimes intéressants tels que la génération d'impulsions gaussiennes se trouvant sous la limite de Fourier ou la génération d'impulsions plus courtes et plus puissantes. Pour le moment, nous ne nous expliquons pas la raison pour laquelle nous observons des impulsions se trouvant sous la limite de Fourier. L'inconvénient de ces régimes est qu'ils sont très isolés : ils sont disponibles sur une plage de désaccords très réduite et ils sont entourés de régimes qui entraînent la détérioration des impulsions. Cette observation n'est pas obligatoirement généralisable à toutes les sources impulsionnelles dans la mesure où elles ont été réalisées à partir d'un laser contre-réactionné plus naturellement instable.

Cette étude de l'injection ne demande qu'à être approfondie et complétée. Nous n'avons pas disposé de temps suffisant pour pouvoir éclaircir tous les points d'ombre observés. Il nous semblerait intéressant, entre autres, de compléter ces cartographies par des simulations numériques en utilisant un logiciel tel que le logiciel *auto* qui donne de bonnes correspondances avec l'expérience [300].

Conclusion

Conclusion

Bien que l'étude du phénomène de blocage de modes et de la contre-réaction optique soient des sujets très étudiés dans la littérature, il existe à notre connaissance, peu d'études systématiques des performances d'un laser à semi-conducteurs soumis à une contre-réaction optique et fonctionnant en régime de blocage de modes. L'objectif de ce doctorat était d'étudier les différents types de contre-réactions et d'évaluer les performances de ces sources en vue de leur utilisation dans un ou plusieurs des domaines liés aux télécommunications optiques. Pour cela, nous avons mis en place un banc expérimental permettant la caractérisation de ces sources ainsi qu'une méthode d'assemblage d'une cavité externe qui soit la plus courte possible.

Ce mémoire est donc consacré à l'étude et à la réalisation de sources impulsionnelles constituées d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionnés par un miroir non linéaire ou un réseau de Bragg fibré.

L'analyse de la contre-réaction d'un laser par un miroir non linéaire est basée sur l'utilisation de deux types de miroirs à base de gallium réalisés à l'Université de Southampton. Les caractérisations des miroirs non linéaires formés par une interface de gallium-silicium déposée sur un élément Peltier ont donné des résultats très encourageants mais les puissances incidentes nécessaires à l'excitation des non linéarités (de l'ordre de 20 mW pour les miroirs que nous avons testés) sont trop élevées pour que nous ayons pu les utiliser avec les lasers dont nous disposions au laboratoire. Nous avons également caractérisé des miroirs non linéaires utilisant les propriétés de confinement du gallium en nanoparticules. Mais les techniques de déposition de tels miroirs ne sont pas encore suffisamment avancées pour que nous les utilisions comme miroirs de fond de cavité. En effet, lors de la caractérisation de ces derniers, nous avons observé un régime oscillatoire dont l'origine n'est toujours pas complètement identifiée. Pour toutes ces raisons, nous n'avons pu tester ces miroirs pour la réalisation de sources impulsionnelles. Néanmoins, nous avons mené en parallèle une étude théorique, basée sur une extension du modèle de Lang et Kobayashi, afin d'évaluer les valeurs des paramètres de ces miroirs nécessaires pour l'obtention de régimes dynamiques intéressants lorsque ces derniers sont couplés à un laser à semiconducteurs.

Cette étude numérique, nous a permis de montrer que la structure modale d'un laser

soumis à une rétroaction non linéaire dépend à la fois des caractéristiques du miroir ainsi que de la densité de courant d'injection. Cette variation spectrale en fonction du courant pourrait expliquer la difficulté pour obtenir des trains d'impulsions réguliers.

D'autre part, cette analyse a montré que l'intérêt d'une rétroaction non linéaire, introduisant un faible taux de contre-réaction, est limité en terme de génération d'impulsions. En effet, la puissance de sortie du laser ainsi contre-réactionné devient plus facilement instable et un régime chaotique peut être généré sur une large gamme de paramètres. L'augmentation de la réflectivité du miroir non linéaire permet d'obtenir des régimes impulsionnels pour une grande gamme de densités de courant d'injection. Ces régimes, observés pour une réponse instantanée du miroir, se caractérisent principalement par des impulsions dont l'intensité est légèrement modulée. Si le miroir possède un temps de réponse non instantané, nous avons montré que nous obtenons un régime d'émission régulière de paquets d'impulsions (ou *regular pulses packages* en anglais). L'ajout d'un traitement antireflet sur la face de couplage du laser (de réflectivité r_2) permet d'éliminer ce phénomène de surmodulation en laissant place à un régime de blocage de modes passif et harmonique. Nous avons établi qu'un tel régime permet la génération d'impulsions courtes, dont la durée est inférieure à 10 ps, avec un taux de répétition pouvant atteindre 20 GHz pour le laser considéré dans notre étude. Toutefois, la valeur de ce taux de répétition dépend à la fois du temps de réponse du miroir et de la réflectivité de la face de couplage. Notons que ce résultat peut revêtir un caractère plus général car la réponse simulée pour un miroir de réponse non linéaire est approximativement celle d'un absorbant saturable.

De par l'expression analytique de la réflectivité non linéaire que nous avons utilisée pour cette étude, les résultats obtenus peuvent s'étendre à des miroirs non linéaires autres que les miroirs de gallium. Nous pouvons ainsi envisager, dans un futur proche, l'étude expérimentale de la dynamique d'un laser contre-réactionné par une fibre fortement non linéaire. La réalisation de composants à base de ce type de fibre est un projet du laboratoire (Thierry CHARTIER) en collaboration avec la plate-forme PERFOS, installée à Lannion.

Dans le cadre de l'étude de la contre-réaction par un réseau de Bragg, nous avons mis en place un procédé de fabrication de la cavité externe simple et reproductible permettant de réaliser des cavités courtes (de quelques millimètres). Cette dernière est composée d'un réseau de Bragg et d'une micro-lentille de type GRADHYP125 qui permet d'obtenir des pertes de couplage inférieures à 1 dB. De plus, nous avons montré qu'un laser contre-réactionné par un réseau de Bragg à pas variable et fonctionnant en régime de blocage de modes actif pouvait émettre des impulsions en limite de Fourier. Pour cela, il suffit de réaliser un réseau dont le chirp compense celui apporté par le laser à semi-conducteurs. Pour pouvoir observer le régime de blocage de modes stable sur une plage de fréquences importante, il est nécessaire d'utiliser un réseau ayant une apodisation gaussienne. Les taux d'extinction obtenus avec ces sources sont d'au moins 15 dB, ce qui suffit à la plupart des applications dans le domaine des télécommunications optiques. D'autre part, la durée

des impulsions est comprise en moyenne entre 30 et 45 ps et ce quelle que soit la largeur à mi-hauteur des réseaux que nous avons utilisés. En résumé les paramètres critiques pour l'obtention de sources impulsionnelles à partir d'une rétroaction filtrée sont :

- une valeur et un sens du chirp adaptés au laser contre-réactionné,
- une apodisation gaussienne,
- une largeur spectrale suffisamment large pour pouvoir obtenir des impulsions courtes.

La stabilisation de tels systèmes sur des régimes oscillatoires (cycle limite) pourrait être un axe de recherche intéressant, ceci afin d'obtenir des trains d'impulsions réguliers et stabilisés sur de larges variations des paramètres (r_2, profondeur ou fréquence de modulation...), la difficulté restant les temps de réponse très courts du système.

Afin de compléter cette étude expérimentale, nous avons présenté un modèle basé sur le modèle de Lang et Kobayashi permettant l'analyse numérique de lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par un réseau de Bragg. Il nous a permis de réaliser une première analyse statique qui constitue une ébauche de l'étude du comportement de ce type de lasers. Ce travail sera poursuivi par un autre étudiant en thèse et il sera complété par une analyse numérique, actuellement en cours, de la dynamique de cette cavité. Toutefois, nous avons montré que la structure modale d'un laser contre-réactionné par un réseau large diffère peu de celle observée, dans la littérature, pour un réseau ou un filtre lorentzien étroit. En effet, pour des taux de contre-réactions modérés, elle consiste en un ensemble d'ellipses (voire de courbes ovales) accompagnées par des satellites qui correspondent aux modes induits par la présence des lobes secondaires dans la réflectivité du réseau. Puis, lorsque le taux de contre-réaction augmente, nous observons des collisions entre ces différentes courbes, laissant apparaître une courbe unique constituée de deux bras articulés autour d'une partie centrale dont la largeur correspond approximativement à celle du réseau. Cette analyse nous a permis de montrer que plus le réseau est large et plus la réflectivité de la face de couplage du laser est faible, plus la cavité contient des modes caractérisés par un gain très proche du maximum de gain disponible dans la cavité. Toutefois, cette étude ne nous a pas permis d'expliquer le phénomène, observé expérimentalement, de réduction excessive de la courbe de gain du laser par rapport à la largeur spectrale du réseau de Bragg. L'insertion des effets d'inhomogénité spatiale (*spatial hole burning* en anglais) reste une question ouverte. Elle nécessiterait l'utilisation d'un modèle de propagation (dit *travelling-wave*) incluant les variations en z.

Enfin, nous avons terminé cette étude en évaluant l'influence d'une injection quasi-statique dans un laser multi-modes contre-réactionné par un réseau de Bragg et se trouvant soit dans un régime continu, soit dans un régime de blocage de modes actif. Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux effectués au laboratoire sur l'injection dans les lasers à semi-conducteurs monomodes de type DFB et dans les lasers à fibre. Nous avons réalisé différentes cartographies des régimes rencontrés lorsque nous modifions la puissance injectée et le désaccord, pour divers points de fonctionnement de l'esclave.

Nous avons ainsi mis en évidence une modification importante des cartographies suivant la face par laquelle le maître est injecté. D'autre part, contrairement à l'injection dans un laser monomode, l'injection quasi-statique dans un laser multi-modes polarisé près du seuil laisse apparaître une grande variété de régimes d'injection que nous avons rapidement décrits. Les cartographies obtenues lorsque l'esclave se trouve dans un régime de blocage de modes tendent à montrer que l'injection quasi-statique offre peu d'intérêts pour l'amélioration de la qualité des impulsions obtenues par blocage de modes d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg. En effet, nous avons pu identifier quelques régimes intéressants mais très isolés : ils sont disponibles sur une plage de désaccords très réduite et ils sont entourés de régimes qui entraînent la détérioration des impulsions. Cette observation n'est pas obligatoirement généralisable à toutes les sources impulsionnelles dans la mesure où elles ont été réalisées à partir d'un laser à cavité externe qui présente "naturellement" des régimes instables.

Annexes

Annexe A

Etablissement des équations d'évolution d'un laser à deux niveaux

L'objectif de cette annexe est de détailler l'établissement des équations d'évolution d'un laser dans le cadre du modèle des bilans. Cette annexe vient en complément de ce que nous avons présenté au chapitre 1 de ce document. La discussion qui va suivre se base sur la description du milieu amplificateur que nous avons établi au paragraphe §1.1.1.1 du chapitre 1. Ce dernier est donc vu comme un milieu à deux niveaux d'énergie dont les populations de chacun des niveaux sont reliées par la relation :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{-(E_1+E_2)/k_B T} \tag{A.1}$$

avec

k_B la constante de Boltzmann,
T la température absolue.

Nous remarquons alors qu'à l'équilibre, la population du niveau 2 est inférieure à celle du niveau 1, dit niveau fondamental. Dans la suite de cette annexe, nous allons nous intéresser aux échanges d'énergie possibles entre chacun des deux niveaux et à leur description en terme de bilan des échanges. Puis nous en déduirons l'expression des équations d'évolution d'un laser à deux niveaux.

A.1 Echanges d'énergie entre un système atomique à deux niveaux et un rayonnement électromagnétique

Alors que les fondements de la mécanique quantique étaient encore mal établis, Albert EINSTEIN a mis en évidence en 1917 [6] les différents processus d'interaction entre un atome à deux niveaux et un rayonnement électromagnétique. Il les a identifiés sous les termes d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée. Dans chaque cas,

l'atome subit une modification de son énergie d'une quantité $E_2 - E_1$, alors que le champ perd ou gagne un photon de fréquence :

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \tag{A.2}$$

où $h = 6,626.10^{-34}\ Js$ correspond à la constante de Planck.

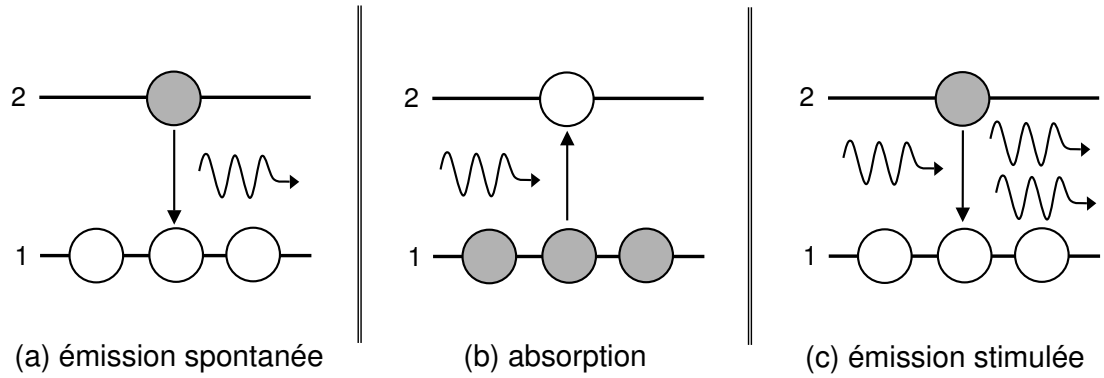


FIG. A.1 – Représentation schématique de ce que sont les processus d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée.
Les flèches ondulées désignent les photons et l'atome en gris vient, après transition, augmenter la population d'atomes «blancs».

Comme le montre la figure A.1(a), dans le processus d'**émission spontanée**, un atome passe spontanément du niveau 2 au niveau 1 en émettant un photon d'énergie $h\nu_{21}$. Le niveau 2 se dépeuple donc au profit du niveau 1. La probabilité par unité de temps qu'un atome passe d'un niveau d'énergie supérieure à un niveau d'énergie inférieure par émission spontanée est dite **taux d'émission spontanée** ou coefficient d'Einstein que nous notons A_{21}. Ce taux est une caractéristique de l'atome et de la transition considérés. Il peut ainsi varier de plusieurs ordres de grandeurs d'une transition à l'autre : par exemple, pour les lasers CO_2, $He - Ne$ et $Nd^{3+} : YAG$, A_{21} vaut respectivement $0,3\ s^{-1}$, $800\ s^{-1}$ et $1,4.10^6\ s^{-1}$. Toutefois, l'émission spontanée n'est pas le seul mécanisme de dépeuplement des niveaux. Des désexcitations non radiatives, c'est-à-dire sans émission de photons, peuvent également intervenir telles que la désexcitation par collision au cours de laquelle l'atome cède de l'énergie à d'autres atomes du milieu, ou encore, pour un milieu solide, l'excitation de phonons. La prise en compte de tous ces mécanismes indique que la durée de vie τ_{21} du niveau est inférieure à sa durée de vie radiative τ_2. La population du niveau 2 varie donc d'une quantité dN_2 pendant l'intervalle de temps dt suivant la loi :

$$\left.\frac{dN_2}{dt}\right|_{spontanée} = -\gamma_{21} N_2 \tag{A.3}$$

avec γ_{21} le taux de relaxation du niveau 2 vers le niveau 1. Ce taux prend en compte les désexcitations radiatives et non radiatives.

Cette équation signifie également que le nombre de photons émis par unité de temps et de volume est égal à $\gamma_{21}N_2$. Et la population du niveau 1 augmente de la même quantité, à savoir :

$$\left.\frac{dN_1}{dt}\right|_{spontanée} = \gamma_{21}N_2 \tag{A.4}$$

La loi de la désexcitation de la population du niveau 2 liée à l'émission spontanée et aux processus non radiatifs est alors décrite par la relation :

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-\gamma_{21}t} = N_2(0)e^{-t/\tau_{21}} \tag{A.5}$$

Dans le processus d'**absorption**, un atome du niveau 1 atteint le niveau 2 en absorbant un photon d'énergie $h\nu_{21}$: le niveau 2 se peuple donc aux dépens du niveau 1 (voir figure A.1(b)). L'absorption est un processus induit par le champ électromagnétique, la probabilité de transition par atome et par unité de temps, $\sigma_{12}J$, est donc proportionnelle au flux de photons J. Nous entendons par flux de photons le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps, il s'exprime donc en $s^{-1}m^{-2}$. Le coefficient de proportionnalité σ_{12} possède la dimension d'une surface et porte le nom de **section efficace d'absorption**. C'est une grandeur caractéristique du milieu atomique dont la valeur est déterminée dans le cadre de la description quantique du couplage entre le champ et le milieu atomique. Pour plus de précisions, nous renvoyons le lecteur aux divers ouvrages [3] qui traitent ce problème. Le nombre d'atomes du niveau 2 varie donc de la quantité dN_2 pendant l'intervalle de temps dt suivant la loi :

$$\left.\frac{dN_2}{dt}\right|_{absorption} = \sigma_{12}JN_1 \tag{A.6}$$

Dans le même temps, la population du niveau 1 diminue de :

$$\left.\frac{dN_1}{dt}\right|_{absorption} = -\sigma_{12}JN_1 \tag{A.7}$$

et le nombre de photons absorbés correspond à :

$$\left.\frac{dJ}{dt}\right|_{absorption} = \sigma_{12}JN_1c_m \tag{A.8}$$

où c_m est la vitesse de la lumière dans le milieu, nous noterons c la vitesse de la lumière dans le vide.

Comme nous l'avons déjà précisé, le processus d'**émission stimulée** est à la base du fonctionnement des lasers. Il s'agit de la désexcitation d'un atome du niveau 2 sur le niveau 1, induite par un photon d'énergie $h\nu_{21}$. Celle-ci s'accompagne de l'émission d'un photon de caractéristiques identiques à celles du photon inducteur : même fréquence,

même direction de propagation et même état de polarisation (voir figure A.1(c)). Le faisceau de lumière incident «s'enrichit» en photons identiques, il y a alors amplification de lumière. Le bilan de ces processus pour les populations est le suivant :

$$\left.\frac{dN_2}{dt}\right|_{stimulée} = -\sigma_{21} J N_2 \tag{A.9}$$

$$\left.\frac{dN_1}{dt}\right|_{stimulée} = \sigma_{21} J N_2 \tag{A.10}$$

où $\sigma_{21} J$ correspond à la probabilité (ou taux) d'émission stimulée,
et σ_{21} est la **section efficace d'émission stimulée**.

Notons que la condition d'équilibre entre l'atome et le rayonnement se traduit par la relation suivante :

si les niveaux d'énergie 1 et 2 possèdent la même dégénérescence, les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée sont égales :

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma \tag{A.11}$$

Nous remarquons alors que contrairement à l'émission stimulée, l'émission spontanée est un processus totalement désordonné au caractère aléatoire. Ainsi, une source dont le fonctionnement repose sur ce principe est caractérisée par un rayonnement dont toutes les directions de propagation sont équiprobables. Nous faisons habituellement référence à ce type de sources en les qualifiant de sources à *émission incohérente*. L'émission stimulée, quant à elle, est à la base de la cohérence des faisceaux lasers.

A.2 Processus de pompage et d'amplification

Afin de bien comprendre le fonctionnement d'un laser et notamment le principe d'amplification du signal, nous allons nous intéresser uniquement aux transitions induites par un champ électromagnétique, à savoir l'absorption et l'émission stimulée que nous venons de présenter. Nous allons donc réaliser un bilan énergétique global de ces interactions, sans prendre en compte leur caractère quantique, pour présenter les notions fondamentales du mécanisme laser. Nous rappelons que cette vision très simpliste permet une approche qualitative des processus de base mais des développements plus approfondis sont nécessaires pour pouvoir appréhender tous les aspects de la physique des lasers.

Lorsque les deux niveaux d'énergie ont le même degré de dégénérescence, les équations A.6, A.8 et A.10 conduisent, si nous ne nous intéressons qu'aux transitions induites, aux relations suivantes :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma J (N_2 - N_1) \tag{A.12}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma J (N_2 - N_1) \tag{A.13}$$

$$\frac{dJ}{dt} = c_m \sigma J (N_2 - N_1) \tag{A.14}$$

Nous remarquons alors que si le niveau 2, dit niveau haut, est moins peuplé que le niveau 1, dit niveau bas ($N_2 < N_1$), alors les transitions atomiques se produisent préférentiellement du niveau bas vers le niveau haut. Il y a alors plus d'absorption que d'émission stimulée. Le milieu est donc globalement *absorbant* ($\frac{dJ}{dt} < 0$). Au contraire, si le niveau 2 est plus peuplé que le niveau 1 ($N_2 > N_1$), l'émission stimulée est favorisée par rapport à l'absorption. Le milieu atomique fournit alors de l'énergie au champ, il y a donc *amplification* du flux de photons ($\frac{dJ}{dt} > 0$). Dans ces conditions, le milieu est dit en **inversion de population** car la situation $N_2 > N_1$ est inverse de celle de l'équilibre thermodynamique.

Pour que le phénomène d'amplification ait lieu, et par conséquent, pour que l'oscillation laser s'établisse, il est indispensable que le milieu dit actif soit en inversion de population. La population du niveau 2 doit donc être augmentée par rapport à celle du niveau 1. Ceci est réalisé par des processus dits de **pompage** qui excitent les atomes à partir d'autres états d'énergie plus peuplés, comme par exemple le niveau dit fondamental, vers le niveau 2. Cette opération implique bien évidemment un apport d'énergie extérieur. Les méthodes de pompage sont nombreuses (pompage optique, pompage électrique...) et diffèrent suivant le type de laser. Nous ne les détaillerons pas dans ce document.

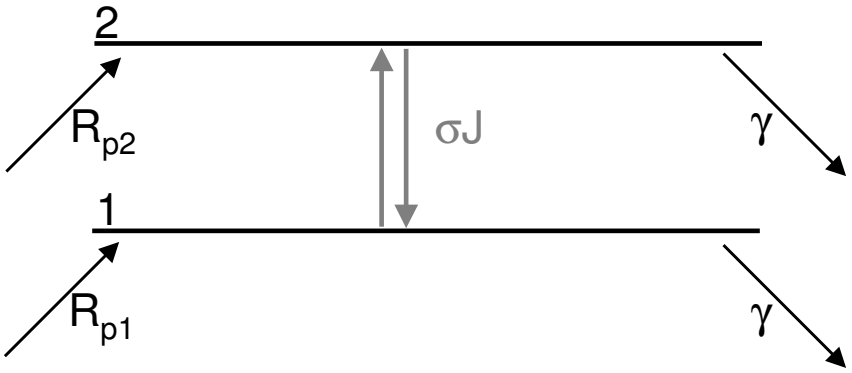


FIG. A.2 – Représentation schématique des processus d'échanges retenus pour le modèle d'un laser à deux niveaux.
R_{p1} et R_{p2} représentent les termes de pompage, γ les relaxations et σJ les transitions induites par le champ électromagnétique.

Le pompage permet donc d'apporter des atomes supplémentaires au niveau i avec un taux de pompage effectif décrit par la relation :

$$R_{pi} = \eta_{pi} R_{p0i} \tag{A.15}$$

avec R_{p0i} correspond au taux de pompage (en atomes par seconde),
et η_{pi} à l'efficacité de pompage.

Nous pouvons donc décrire le flux d'atomes entre les différents niveaux d'énergie par un système d'équations d'évolution qui prennent en compte les processus de pompage contribuant au *peuplement* des niveaux[1] et de relaxation. Pour le moment, l'émission spon-

[1]Nous avons introduit ici un terme de source sur les deux niveaux de la transition laser. Seul l'apport

tanée du niveau haut vers le niveau bas de la transition laser n'est pas prise en compte dans la mesure où cette dernière est négligeable devant l'émission spontanée. Les équations s'écrivent comme suit :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma N_2 + R_{p2} \tag{A.16}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\gamma N_1 + R_{p1} \tag{A.17}$$

Pour la simplicité des développements nous supposons que les deux niveaux possèdent le même taux de relaxation γ.

Si le processus de pompage est appliqué de façon continu, le système d'équations précédents tend vers un équilibre tel que $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$. Dans ces conditions, la résolution des équations d'évolution conduit aux solutions stationnaires suivantes :

$$N_{is} = \frac{R_{pi}}{\gamma} \tag{A.18}$$

En absence de champ électromagnétique, la valeur stationnaire de la différence de population prend donc la valeur :

$$D_s = (N_2 - N_1)_s = \frac{1}{\gamma}\left(R_{p2} - R_{p1}\right) \tag{A.19}$$

Des équations du système A.17 nous déduisons l'équation d'évolution de la différence de population :

$$\frac{dD}{dt} = -\gamma\left(D - D_s\right) \tag{A.20}$$

L'intégration de cette équation montre qu'en absence de tout autre processus que le pompage et les relaxations, la différence de population varie dans le temps en suivant une loi exponentielle :

$$D(t) = D_s\left(1 - e^{-\gamma t}\right) \tag{A.21}$$

A.3 Equations du laser

L'évolution temporelle de la différence de population entre les deux niveaux de la transition est une des grandeurs intéressantes pour l'analyse du fonctionnement d'un laser. Ainsi, en regroupant les équations A.14 et A.20, nous pouvons décrire simultanément les processus de pompage, de relaxation et les transitions induites par le champ électromagnétique regroupés sur la figure A.2. L'équation d'évolution de la différence de population s'écrit :

$$\frac{dD}{dt} = \underbrace{-\gamma\left(D - D_s\right)}_{\text{relaxation}} - \underbrace{2\sigma J D}_{\substack{\text{interaction} \\ \text{matière}-\text{rayonnement}}} \tag{A.22}$$

d'atomes sur le niveau 2 est nécessaire pour réaliser une inversion de population au sein du milieu. Cependant, il s'avère que dans beaucoup de lasers le terme source R_{p1} n'est pas exactement nul : comme c'est par exemple le cas lorsque le pompage n'est pas sélectif. Le fait de considérer $R_{p1} \neq 0$ permet de conserver la généralité du modèle.

Dans cette équation, le premier terme du membre de droite exprime le retour à l'équilibre du système et il est dit de *relaxation*. Le second terme apparaît comme un *couplage non linéaire* entre le flux de photons et la différence de population entre les deux niveaux de la transition.

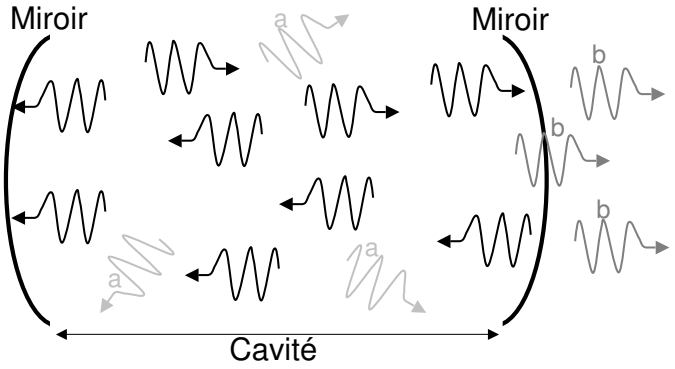


FIG. A.3 – Illustration des pertes dans une cavité laser.
Certains photons notés a *sont diffusés et changent de direction de propagation : ils s'échappent de la cavité. D'autres, notés* b*, sont prélevés pour l'utilisation du laser grâce à la transmission non nulle d'un des miroirs.*

Afin d'obtenir une description complète du laser, il est utile de connaître l'équation d'évolution du rayonnement ou du flux de photons. Or l'équation décrit la variation du flux de photons résultant de l'absorption et de l'émission stimulée. Toutefois, le fait qu'un milieu atomique puisse amplifier un flux de photons ne suffit pas à la réalisation d'une source de lumière cohérente. Pour cela, ce dernier doit être placé dans une cavité formée de miroirs alignés avec soin à chaque extrémité du milieu. La cavité constitue alors un piège à lumière. Mais l'indispensable prélèvement d'une partie du rayonnement implique l'utilisation de miroirs partiellement réfléchissants. Par conséquent, des pertes dues à de nombreux phénomènes tels que l'absorption ou la diffusion sur les optiques (voir figure A.3) sont inévitables. Ainsi, pour décrire l'évolution globale du flux de photons, nous devons prendre en compte les **pertes de la cavité** que nous allons introduire via un terme de relaxation noté κ. Ce taux représente la décroissance par unité de temps du nombre de photons dans la cavité. L'équation d'évolution du flux de photons se met donc sous la forme :

$$\frac{dJ}{dt} = \underbrace{-\kappa J}_{\text{pertes}} + \underbrace{c_m \sigma J D}_{\text{gain non linéaire}} \tag{A.23}$$

Le premier terme du membre de droite représente les pertes alors que le deuxième terme décrit l'absorption et l'émission stimulée sous la forme d'un couplage non linéaire entre le flux de photons et les populations. Si la différence de population est positive, c'est-à-dire si le milieu actif est en inversion de population, ce deuxième terme s'oppose à l'action des pertes puisqu'il amène du gain.

En résumé, les équations d'évolution décrivant un laser à deux niveaux sont les sui-

vantes :

$$\frac{dJ}{dt} = -\kappa J + c_m \sigma J D \tag{A.24}$$

$$\frac{dD}{dt} = -\gamma (D - D_s) - 2\sigma J D \tag{A.25}$$

Il est important de noter que les équations d'évolution des lasers réels sont bien plus compliquées que celles que nous venons de présenter dans la mesure où le plus souvent plusieurs niveaux d'énergie et donc plusieurs durées de vie doivent être pris en compte. Mais le comportement du laser reste qualitativement le même.

A.4 Gain du laser

Pour évaluer l'amplification d'un faisceau dirigé suivant l'axe z qui traverse un milieu actif de longueur L_m, nous exprimons la variation $\frac{dJ}{dt}$ du flux de photons en ne retenant que les phénomènes d'amplification.

$$\frac{dJ}{dz} = \frac{dJ}{dt}\frac{dt}{dz} = \sigma J D \tag{A.26}$$

Notons

$$\alpha = \frac{1}{J}\frac{dJ}{dz} = \sigma D \tag{A.27}$$

le **coefficient de gain** ou gain par unité de longueur du laser qui s'exprime en m^{-1}. Cette définition du gain diffère de celle habituellement utilisée. En effet, le gain G d'un système s'exprime comme le rapport du signal de sortie au signal d'entrée. Nous pourrions donc définir $G = J(L_m)/J(0)$ où $J(0)$ et $J(L_m)$ sont les flux de photons à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur de longueur L_m. Ainsi, en intégrant la relation A.24, nous trouvons qu'après traversée du milieu amplificateur, le flux vaut $J(L) = J(0)\exp(\alpha L_m)$. α est donc lié à G par la relation $G = \exp(\alpha L)$. Enfin, la relation A.28 est proportionnel à l'inversion de population dont la constante de proportionnalité est la section efficace de la transition.

En absence de champ, le coefficient de gain est donné par :

$$\alpha_0 = \sigma D_s \tag{A.28}$$

et α_0 est dit **gain non saturé** ou gain linéaire. Une fois l'oscillation établie, le gain devient égal à $\alpha_{th} = \sigma D_{th}$ et il est dit **gain saturé**.

A.5 Condition de seuil d'un laser placé dans une cavité linéaire

Au paragraphe 1.1.3.1 du chapitre 1, nous avons établi la condition de seuil générale d'un laser placé. Nous allons nous intéresser à l'expression de cette condition dans le cas

particulier d'une cavité linéaire (schématisée sur la figure A.4). La condition de seuil impose la relation suivante :

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \equiv r_1 r_2 \exp\left(2\alpha_m L_m - \jmath 2\omega L/c\right) = 1 \tag{A.29}$$

où r_1 et r_2 sont les coefficients de réflectivité en amplitude de chaque miroir de la cavité ;
$\exp\left(2\alpha_m L_m\right)$ correspond au gain acquis sur un aller-retour dans le milieu actif de longueur L_m ;
$\exp\left(-\jmath 2\omega L/c\right)$ correspond au décalage cumulé de la phase sur un aller-retour dans la cavité de longueur L.

Il est important de noter que nous n'avons pas pris en compte les pertes intrinsèques de la cavité.

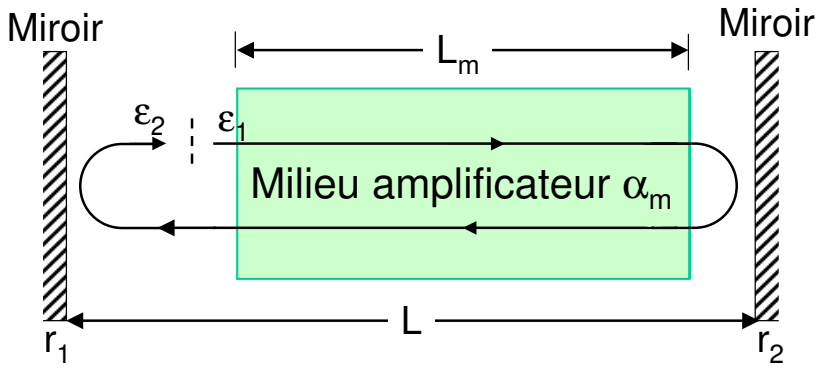


FIG. A.4 – Schématisation d'une cavité laser linéaire.
Le milieu actif de longueur L_m est placé dans une cavité composée de deux miroirs plans espacés d'une distance L. Le milieu amplificateur est caractérisé par un gain α_m.

La relation A.29 conduit à deux conditions, une sur l'amplitude et l'autre sur le décalage de la phase du signal transmis. Ainsi, la norme de la condition de seuil implique que :

$$r_1 r_2 \exp\left(2\alpha_m L_m\right) = 1 \qquad \text{ou} \qquad \alpha_m = \frac{1}{4L_m} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \tag{A.30}$$

où $R_1 = |r_1|^2$ et $R_2 = |r_2|^2$ sont les coefficients de réflectivité en intensité de chaque miroir de la cavité.

Cette dernière condition impose les valeurs minimum du gain saturé du milieu et de la population d'inversion requises pour pouvoir observer une oscillation dans la cavité.

D'autre part, la vérification de l'argument de la relation A.29 montre que le laser n'émet pas de la lumière dans toute la plage de fréquences pour laquelle le gain est supérieur aux pertes. Parmi toutes les fréquences comprises dans l'intervalle $[\omega_A, \omega_B]$, seules celles qui vérifient l'équation suivante sont susceptibles d'être émises par le laser.

$$\exp\left(-\jmath 2\omega L/c\right) = \exp\left(-\jmath p 2\pi\right) \qquad \text{ou} \qquad \frac{\omega}{2\pi} = p\frac{c}{2L} \qquad \text{avec } p = \text{entier} \tag{A.31}$$

Annexe B

Recherche des solutions stationnaires d'un système contre-réactionné et analyse de leur stabilité

Dans cette annexe, nous allons développer la résolution des équations d'évolutions permettant de trouver les expressions de leurs solutions stationnaires. Mais toutes ces solutions n'autorisent pas un fonctionnement stable du laser. C'est pourquoi, il est important de connaître parmi ces dernières celles qui sont stables. Nous nous proposons donc également de rappeler la méthode utilisée pour l'analyse de la stabilité d'un système contre-réactionné. Nous illustrerons ces méthodes avec le système d'équations d'évolution normalisées, rappelées ci-dessous, décrivant un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un miroir classique de réflectivité r_3. Pour simplifier cette analyse, nous négligeons la faible contribution de la compression du gain (i.e. $\varepsilon_{nl} = 0$) ainsi que les forces de Langevin.

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{1+i\alpha_H}{2\tau_c}\left[g_d\left(\Delta n(t) + 1/n_{sp}\right) - \frac{\tau_c}{\tau_p}\right]E(t) + \kappa E(t-\tau)e^{-i\omega_0\tau} \\ \frac{d\Delta n}{dt} &= \frac{1}{\tau_e}\left[j_b - \Delta n(t) - g_d\left(\Delta n(t) + \frac{1}{n_{sp}}\right)Y(t)\right] \end{aligned} \tag{B.1}$$

B.1 Détermination des solutions stationnaires

Pour un point de fonctionnement donné du laser, la recherche des solutions stationnaires consiste à déterminer les solutions de type onde plane qui annulent les équations d'évolution. Nous cherchons donc un champ électrique complexe de la forme $E(t) = \sqrt{Y_s}e^{i\Delta\omega_s t}$. Et nous notons Δn_s la densité de porteurs stationnaire, Y_s l'intensité optique stationnaire et $\omega_s = \Delta\omega_s + \omega_0$ la fréquence angulaire stationnaire.

Comme $\frac{\tau_c}{\tau_p} = \frac{1}{n_{sp}}$, les équations d'évolution B.1 se réduisent à :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{1+i\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n(t) E(t) + \kappa E(t-\tau) e^{-i\omega_0 \tau} \\ \frac{d\Delta n}{dt} &= \frac{1}{\tau_e}\left[j_b - \Delta n(t) - g_d \left(\Delta n(t) + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y(t) \right] \end{aligned} \tag{B.2}$$

Ainsi, en remplaçant $E(t)$ par $E(t) = \sqrt{Y_s} e^{i\Delta\omega_s t}$ dans les équations précédentes, nous obtenons le système suivant :

$$\begin{aligned} i\Delta\omega_s \sqrt{Y_s} e^{i\Delta\omega_s t} &= \frac{1+i\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n_s \sqrt{Y_s} e^{i\Delta\omega_s t} + \kappa \sqrt{Y_s} e^{i\Delta\omega_s (t-\tau)} e^{-i\omega_0 \tau} \\ 0 &= \frac{1}{\tau_e}\left[j_b - \Delta n_s - g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y_s \right] \end{aligned} \tag{B.3}$$

Soit en séparant les parties réelles et les parties imaginaires de la première équation :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2\tau_c} g_d \Delta n_s + \kappa \cos\left[(\Delta\omega_s + \omega_0)\, \tau \right] \\ \Delta\omega_s &= \frac{\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n_s - \kappa \sin\left[(\Delta\omega_s + \omega_0)\, \tau \right] \\ 0 &= j_b - \Delta n_s - g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y_s \end{aligned} \tag{B.4}$$

Soit

$$g_d \Delta n_s = -2\kappa\tau_c \cos(\omega_s \tau) \tag{B.5}$$

$$2\Delta\omega_s \tau_c = \alpha_H g_d \Delta n_s - 2\kappa\tau_c \sin(\omega_s \tau) \tag{B.6}$$

$$0 = j_b - \Delta n_s - g_d \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}} \right) Y_s \tag{B.7}$$

En introduisant l'expression B.5 dans la relation B.9, nous obtenons :

$$\Delta\omega_s \tau_c = -\kappa\tau_c \left[\alpha_H \cos(\omega_s \tau) + \sin(\omega_s \tau) \right] \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned} \text{Or} \quad \sin(\mathrm{a}+\mathrm{b}) &= \sin a \cos b + \cos a \sin b \\ \text{Soit} \quad \frac{\sin(\mathrm{a}+\mathrm{b})}{\cos \mathrm{b}} &= \sin a + \cos a \tan b \\ \text{donc} \quad \sqrt{1+\tan^2 \mathrm{b}} \sin(\mathrm{a}+\mathrm{b}) &= \sin a + \cos a \tan b \end{aligned}$$

D'où en posant $a = \omega_s \tau$ et $\alpha = \tan b$, nous trouvons que les fréquences angulaires stationnaires vérifient l'équation suivante :

$$-\Delta\omega_s \tau = C \sin(\omega_s \tau + \arctan \alpha_H) \tag{B.9}$$

avec $C = \kappa\tau\sqrt{1+{\alpha_H}^2}$

Les densités de porteurs stationnaires sont donc données par la relation :

$$\Delta n_s = -2\frac{\kappa\tau_c}{g_d}\cos(\omega_s\tau) \tag{B.10}$$

Et les intensités optiques stationnaires ont pour expression :

$$Y_s = \frac{j_b - \Delta n_s}{g_d\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right)} \tag{B.11}$$

Nous pouvons mettre l'équation B.9 sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
2\Delta\omega_s\tau_c &= -2\kappa\tau_c\alpha_H\cos(\omega_s\tau) - 2\kappa\tau_c\sin(\omega_s\tau) \\
2\Delta\omega_s\tau_c &= \alpha_H\Delta G - 2\kappa\tau_c\sin(\omega_s\tau) \\
\left[\alpha_H\Delta G - 2\Delta\omega_s\tau_c\right]^2 &= \left[2\kappa\tau_c\sin(\omega_s\tau)\right]^2 \\
\left[\alpha_H\Delta G - 2\Delta\omega_s\tau_c\right]^2 &= 4(\kappa\tau_c)^2\left(\sin^2(\omega_s\tau)\right)
\end{aligned}$$

Soit

$$\Delta G^2 + \left[\alpha_H\Delta G - 2\Delta\omega_s\tau_c\right]^2 = 4(\kappa\tau_c)^2 \tag{B.12}$$

avec $\Delta G = \Delta n_s g_d = -2\kappa\tau_c\cos(\omega_s\tau)$ qui correspond à la **condition de seuil** donnée par la relation B.10.

Nous constatons alors que pour un taux de contre-réaction donné, l'ensemble des solutions stationnaires d'un laser contre-réactionné par un miroir classique forme une ellipse dont le grand axe fait un angle θ tel que $\tan\theta = \frac{\alpha_H}{2}$ par rapport à l'axe des fréquences.

B.2 Analyse de la stabilité des solutions stationnaires

L'étude de la stabilité de ces solutions repose sur l'utilisation d'une analyse petits-signaux. Pour cela, nous introduisons des perturbations δY, $\delta\Phi$ et δn autour des solutions stationnaires :

$$Y(t) = Y_s + \delta Y(t) \tag{B.13}$$

$$\Phi(t) = \Delta\omega_s + \delta\Phi(t) \tag{B.14}$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_s + \delta n(t) \tag{B.15}$$

Soit les expressions suivantes pour les termes retardés :

$$Y(t-\tau) = Y_s + \delta Y(t-\tau) \tag{B.16}$$

$$\Phi(t-\tau) = \Delta\omega_s + \delta\Phi(t-\tau) \tag{B.17}$$

Le système d'équations d'évolution B.2 devient alors :

$$\begin{pmatrix} \dot{\delta Y} \\ \dot{\delta\Phi} \\ \dot{\delta n} \end{pmatrix} = A\begin{pmatrix} \delta Y(t) \\ \delta\Phi(t) \\ \delta n(t) \end{pmatrix} + B\begin{pmatrix} \delta Y(t-\tau) \\ \delta\Phi(t-\tau) \\ \delta n(t-\tau) \end{pmatrix} \tag{B.18}$$

où A et B correspondent aux matrices wronskiennes du système définies comme suit :

$$A = \left(\begin{array}{ccc} \frac{\partial F}{\partial Y(t)} & \frac{\partial F}{\partial \Phi(t)} & \frac{\partial F}{\partial \Delta n(t)} \\ \frac{\partial G}{\partial Y(t)} & \frac{\partial G}{\partial \Phi(t)} & \frac{\partial G}{\partial \Delta n(t)} \\ \frac{\partial H}{\partial Y(t)} & \frac{\partial H}{\partial \Phi(t)} & \frac{\partial H}{\partial \Delta n(t)} \end{array} \right)_{(Y,\Phi,\Delta n)=(Y_S,\Delta\omega_S,\Delta n_S)} \tag{B.19}$$

$$B = \left(\begin{array}{ccc} \frac{\partial F}{\partial Y(t-\tau)} & \frac{\partial F}{\partial \Phi(t-\tau)} & \frac{\partial F}{\partial \Delta n(t-\tau)} \\ \frac{\partial G}{\partial Y(t-\tau)} & \frac{\partial G}{\partial \Phi(t-\tau)} & \frac{\partial G}{\partial \Delta n(t-\tau)} \\ \frac{\partial H}{\partial Y(t-\tau)} & \frac{\partial H}{\partial \Phi(t-\tau)} & \frac{\partial H}{\partial \Delta n(t-\tau)} \end{array} \right)_{(Y,\Phi,\Delta n)=(Y_S,\Delta\omega_S,\Delta n_S)} \tag{B.20}$$

avec les fonctions F, G et H qui sont définies par les relations suivantes (nous partons du système d'équation B.2 dans lequel nous avons posé $E(t) = \sqrt{Y(t)}e^{i\phi(t)}$ puis séparé les parties réelles et imaginaires) :

$$\left\{ \begin{array}{l} F = \frac{1}{\tau_c}\left[g_d \Delta n(t) Y(t) + 2\kappa\tau_c \sqrt{Y\left(t-\tau\right) Y\left(t\right)} \cos\left(\omega_0 \tau + \theta\left(t\right)\right)\right] \\ G = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n(t) - \kappa \sqrt{\frac{Y(t-\tau)}{Y(t)}} \sin\left(\omega_0 \tau + \theta\left(t\right)\right) \\ H = \frac{1}{\tau_e}\left[j_b - \Delta n\left(t\right) - g_d \left(\Delta n\left(t\right) + \frac{1}{n_{sp}}\right) Y\left(t\right)\right] \end{array} \right.$$

avec $\theta(t) = \phi(t) - \phi(t-\tau)$.

Si nous prenons la transformée de Laplace de l'équation matricielle B.18, nous obtenons la relation suivante :

$$s \left(\begin{array}{c} \delta y(s) \\ \delta \varphi(s) \\ \delta n(s) \end{array} \right) = A \left(\begin{array}{c} \delta y(s) \\ \delta \varphi(s) \\ \delta n(s) \end{array} \right) + B e^{-s\tau} \left(\begin{array}{c} \delta y(s) \\ \delta \varphi(s) \\ \delta n(s) \end{array} \right) \tag{B.21}$$

Nous notons $\overrightarrow{v} = \left(\begin{array}{c} \delta y(s) \\ \delta \varphi(s) \\ \delta n(s) \end{array} \right)$ le vecteur correspondant à la transformée de Laplace du vecteur $\left(\begin{array}{c} \delta Y\left(t\right) \\ \delta \Phi\left(t\right) \\ \delta n\left(t\right) \end{array} \right)$.

La relation B.21 se réduit donc à :

$$\left(sI - A - Be^{-s\tau}\right) \overrightarrow{v} = \overrightarrow{0} \tag{B.22}$$

Si les valeurs propres de la matrice $M = sI - A - Be^{-s\tau}$ sont toutes négatives, le laser contre-réactionné est alors globalement stable. Si par contre, au moins une des valeurs propres de la matrice M est positive, le laser contre-réactionné est instable. Afin de déterminer une condition de stabilité, nous allons donner l'expression de la matrice M et calculer ses valeurs propres.

Les matrices wronskiennes A et B associées au système d'équations B.2 sont données par :

$$\begin{aligned} A &= \begin{pmatrix} -\kappa\cos(\omega_s\tau) & -2\kappa Y_s\sin(\omega_s\tau) & \frac{g_d Y_s}{\tau_c} \\ \frac{\kappa}{2Y_s}\sin(\omega_s\tau) & -\kappa\cos(\omega_s\tau) & \frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ -\frac{g_d}{\tau_e}\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right) & 0 & -\frac{1}{\tau_e}(1+g_d Y_s) \end{pmatrix} \\ B &= \begin{pmatrix} \kappa\cos(\omega_s\tau) & 2\kappa Y_s\sin(\omega_s\tau) & 0 \\ -\frac{\kappa}{2Y_s}\sin(\omega_s\tau) & \kappa\cos(\omega_s\tau) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{B.23}$$

Soit

$$M = \begin{pmatrix} s + (1-e^{-s\tau})\kappa\cos(\omega_s\tau) & (1-e^{-s\tau})2\kappa Y_s\sin(\omega_s\tau) & -\frac{g_d Y_s}{\tau_c} \\ -(1-e^{-s\tau})\frac{\kappa}{2Y_s}\sin(\omega_s\tau) & s + (1-e^{-s\tau})\kappa\cos(\omega_s\tau) & -\frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ \frac{g_d}{\tau_e}\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right) & 0 & s + \frac{1}{\tau_e}(1+g_d Y_s) \end{pmatrix} \tag{B.24}$$

En posant $l_s = (1-e^{-s\tau})\kappa\sin(\omega_s\tau)$ et $l_c = (1-e^{-s\tau})\kappa\cos(\omega_s\tau)$, la matrice M du système se simplifie comme suit :

$$M = \begin{pmatrix} s + l_c & 2Y_s l_s & -\frac{g_d Y_s}{\tau_c} \\ -\frac{l_s}{2Y_s} & s + l_c & -\frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ \frac{g_d}{\tau_e}\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right) & 0 & s + \frac{1}{\tau_e}(1+g_d Y_s) \end{pmatrix} \tag{B.25}$$

Nous trouvons alors l'expression suivante pour le déterminant du système :

$$D(s) = (s+2\lambda_R)\left[(l_c+s)^2 + l_s^2\right] + \omega_R^2(s + l_c - \alpha_H l_s) \tag{B.26}$$

avec $\omega_R^2 = \frac{1}{\tau_e\tau_c}g_d^2 Y_s\left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right)$
et $\lambda_R = \frac{1}{2\tau_e}(1+g_d Y_s)$.

Une analyse rigoureuse de la stabilité d'un mode donné passe donc par la résolution de l'équation $D(s) = 0$. Mais cette équation possède une infinité de solutions du fait de la présence du terme en $e^{-s\tau}$. Cependant, si les solutions de l'équation $D(s) = 0$ vérifient la condition $|s\tau| \ll 1$, nous avons alors :

$$l_s \approx s\tau\kappa\sin(\omega_s\tau) \tag{B.27}$$

$$l_c \approx s\tau\kappa\cos(\omega_s\tau) \tag{B.28}$$

Et le déterminant du système se réduit à un polynôme de degré trois :

$$D(s) = s\left(As^2 + Bs + D\right) \tag{B.29}$$

Avec les expressions suivantes pour les coefficients A, B et D :

$$A = 1 + \kappa^2\tau^2 + 2\kappa\tau\cos(\omega_s\tau) \tag{B.30}$$

$$B = 2\lambda_R A \tag{B.31}$$

$$D = \omega_R^2\left[1 + \kappa\tau\left(\cos(\omega_s\tau) - \alpha_H\sin(\omega_s\tau)\right)\right] \tag{B.32}$$

Dans ce cas, résoudre l'équation $D(s) = 0$ revient à résoudre le polynôme du second degré $As^2 + Bs + D = 0$ dont le déterminant vaut :

$$\Delta = B^2 - 4AD \tag{B.33}$$

Les solutions générales de ce polynôme sont de la forme :

$$\begin{aligned} s_{1,2} &= \frac{-B \mp i\sqrt{-\Delta}}{2A} = \frac{-2\lambda_R A \mp i2\lambda_R A\sqrt{\frac{D}{\lambda_R^2 A} - 1}}{2A} \\ s_{1,2} &= -\lambda_R \left(1 \pm i\sqrt{\frac{D}{\lambda_R^2 A} - 1}\right) \end{aligned} \tag{B.34}$$

(B.35)

Nous distinguons donc les deux cas suivants :
– si $\frac{D}{\lambda_R^2 A} > 1$ alors $\Re(s_{1,2}) = -\lambda_R < 0$. Le système est donc stable.
– si $\frac{D}{\lambda_R^2 A} < 1$ alors $\Re(s_{1,2}) = -\lambda_R \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{D}{\lambda_R^2 A}}\right)$. Nous remarquons alors que :

si $\sqrt{1 - \frac{D}{\lambda_R^2 A}} > 1$ alors $\Re(s_1) > 0$ et $\Re(s_1) < 0$, le système est donc instable.
si $\sqrt{1 - \frac{D}{\lambda_R^2 A}} < 1$ alors $\Re(s_{1,2}) < 0$, le système est donc stable.

Par conséquent, si la condition $s\tau \ll 1$, les solutions stationnaires sont stables si elles vérifient la condition $\frac{D}{\lambda_R^2 A} > 0$.

Or $\lambda_R > 0$ et $(1 - \kappa\tau)^2 \leq A \leq (1 + \kappa\tau)^2$, i.e. $A \geq 0$. La condition de stabilité se résume donc à $D > 0$, soit :

$$1 + \kappa\tau\left[\cos(\omega_s\tau) - \alpha_H \sin(\omega_s\tau)\right] \tag{B.36}$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$1 + C\cos(\omega_s\tau + \arctan\alpha_H) > 0 \tag{B.37}$$

Cette dernière relation est communément appelée **condition de stabilité**. Pour analyser ce type de système, il est en particulier montré que, lorsque la cavité est allongée, l'apparition des modes se fait par une bifurcation nœud-col et que ces mêmes modes peuvent perdre leur stabilité par une bifurcation de Hopf.

Annexe C

Théorie des modes couplés

L'étude de la propagation d'une onde dans une fibre optique (ou un guide) se fait en résolvant les équations de Maxwell avec les bonnes conditions aux limites. La résolution de cette équation de propagation se simplifie lorsque nous pouvons nous placer dans l'approximation de faible guidage qui autorise la décomposition des modes sur une base orthogonale des modes transverses polarisés. Les solutions donnent alors les distributions des champs dans la base des modes guidés ainsi qu'aux limites du guide d'onde. En l'absence de perturbation, ces modes se propagent sans se coupler. Si le guide d'onde présente une perturbation de phase et/ou d'amplitude périodique, un couplage de modes de propagation spécifiques peut prendre place. Il existe différentes techniques pour résoudre ce problème mais la théorie des modes couplés est la plus utilisée. En effet, elle constitue un bon outil pour obtenir une information quantitative sur l'efficacité de diffraction et le déplacement spectral des réseaux de Bragg. Cette méthode suppose que les champs des modes du guide restent inchangés en présence d'une faible perturbation. Cette approche conduit alors à un système d'équations différentielles du premier ordre qui décrivent l'évolution de l'amplitude des champs le long de la fibre. Ces équations admettent des solutions analytiques pour des perturbations sinusoïdales et uniformes. Dans cette annexe, nous allons donc nous attacher à la description de cette théorie.

C.1 Établissement de l'équation fondamentale de la propagation

L'équation de Maxwell dans un milieu linéaire est donnée par :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \tag{C.1}$$

Lorsque la propagation de l'onde a lieu dans un milieu perturbé dont l'amplitude est relativement faible (10^{-5} à 10^{-4} pour un réseau de Bragg photo-inscrit), la réponse de la polarisation totale du milieu se décompose en une partie non perturbée et une partie due au changement d'indice qui se comporte comme un terme source auxiliaire :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_0(\vec{r}, t) + \Delta\vec{P}(\vec{r}, t) \tag{C.2}$$

où $\Delta\vec{P}(\vec{r},t)$ décrit tout écart du milieu initial par rapport à son état non perturbé ;
et $\vec{P}_0(\vec{r},t) = \varepsilon_0\chi^{(1)}\vec{E}_t$.
$\vec{E}_t$ le champ transverse.

L'équation C.1 se réécrit alors de la façon suivante :

$$\nabla^2\vec{E} = \mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0\frac{\partial^2\Delta\vec{P}}{\partial t^2} \tag{C.3}$$

avec $\varepsilon_r = \varepsilon_0\left(1+\chi^{(1)}\right)$

D'autre part, l'équation de propagation non perturbée (i.e. sans second membre) admet comme solution les modes guidés. Par conséquent, le champ du guide perturbé peut s'écrire sous la forme d'une combinaison linéaire de l modes transverses, d'amplitude $A_\mu(z)$, du guide non perturbé et d'un continuum de modes à pertes, d'amplitude $A_\rho(z)$:

$$E_t = \frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left[A_\mu(z)\,\xi_{\mu t}e^{i\left(\omega t-\beta_\mu z\right)} + cc\right] + \sum\int_{\rho=0}^{\rho=+\infty} A_\rho(z)\,\xi_{\rho t}e^{i\left(\omega t-\beta_\rho z\right)}d\rho \tag{C.4}$$

avec β_μ et β_ρ les constantes de propagation respectives des modes guidés et des modes à pertes,
$\xi_{\mu t}$ et $\xi_{\rho t}$ correspondent, respectivement, aux distributions radiales du mode transverse du $\mu^{ième}$ mode guidé et du $\rho^{ième}$ mode à perte.

Ainsi, en intégrant l'expression C.4 du champ du guide perturbé dans l'équation de propagation C.3 et en négligeant, pour le moment, le couplage aux modes à perte, nous obtenons l'expression suivante pour l'équation de propagation :

$$\nabla^2\left[\frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left(A_\mu(z)\,\xi_{\mu t}e^{i\left(\omega t-\beta_\mu z\right)} + cc\right)\right] - \mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left(A_\mu(z)\,\xi_{\mu t}e^{i\left(\omega t-\beta_\mu z\right)} + cc\right)\right] = \mu_0\frac{\partial^2\Delta P}{\partial t^2} \tag{C.5}$$

L'hypothèse d'une faible perturbation fait que nous nous trouvons en présence d'un faible couplage entre les différents modes du guide. Par conséquent, l'enveloppe $A_\mu(z)$, qui représente l'énergie qui se propage suivant l'axe z, varie lentement au cours de la propagation. Nous pouvons alors appliquer l'approximation des enveloppes lentement variables qui consiste à négliger la dérivée seconde de l'enveloppe devant sa dérivée première de telle sorte que :

$$\nabla^2 E_t = \frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left\{e^{i\left(\omega t-\beta_\mu z\right)}\xi_{\mu t}\left[-\beta_\mu^2 A_\mu(z) - 2i\beta_\mu\frac{dA_\mu}{dz}\right] + cc\right\} \tag{C.6}$$

Par conséquent, en posant $\beta_\mu^2 = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \omega^2$ l'équation C.5 devient :

$$-\frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left\{\xi_{\mu t} e^{i(\omega t-\beta_\mu z)}\left[\beta_\mu^2 A_\mu(z) + 2i\beta_\mu \frac{dA_\mu}{dz}\right] + cc\right\}$$
$$+\frac{1}{2}\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left\{\xi_{\mu t} e^{i(\omega t-\beta_\mu z)}\beta_\mu^2 A_\mu(z) + cc\right\} = \mu_0 \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial t^2}$$

Soit

$$\sum_{\mu=1}^{\mu=l}\left[-i\beta_\mu \frac{dA_\mu}{dz}\xi_{\mu t} e^{i(\omega t-\beta_\mu z)} + cc\right] = \mu_0 \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial t^2} \tag{C.7}$$

Pour simplifier l'équation précédente, dans le cas monomode, nous allons utiliser la relation d'orthogonalité :

$$\frac{1}{2}\frac{\beta_\mu}{\mu_0 \omega}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{\mu t}\xi_{\nu t}^* dxdy = \delta_{\mu\nu} \tag{C.8}$$

La relation d'orthogonalité C.8 traduit le fait que les composantes transverses du mode ne peuvent pas échanger d'énergie au cours de la propagation. Ainsi, en multipliant chaque membre de l'équation C.7 par $\xi_{\mu t}^*$ puis en intégrant cette dernière suivant les deux composantes du champ transverse, nous obtenons l'**Equation fondamentale de la propagation** :

$$-2i\omega\mu_0 \frac{dA_\mu}{dz} e^{i(\omega t-\beta_\mu z)} + cc = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \mu_0 \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial z^2}\xi_{\mu t}^* dxdy \tag{C.9}$$

Cette équation permet de décrire une grande variété de phénomènes intervenant dans le couplage des modes : il suffit de l'appliquer aux modes co et contra-propagatif. Ainsi, si nous considérons les modes co-propagatif, d'amplitude A_+ (propagation dans le sens des z positifs), et contra-propagatif d'amplitude A_- (propagation dans le sens des z négatifs), le champ transverse total correspondant est décrit par la somme des deux champs :

$$\begin{aligned} E_t &= \frac{1}{2}\left[A_+\xi_+ e^{i(\omega t-\beta_+ z)} + cc + A_-\xi_- e^{i(\omega t+\beta_- z)} + cc\right] \\ H_t &= \frac{1}{2}\left[A_+ h_+ e^{i(\omega t-\beta_+ z)} + cc - A_- h_- e^{i(\omega t+\beta_- z)} - cc\right] \end{aligned}$$

C.2 Cas d'une perturbation spatiale périodique

Dans un milieu où la constante diélectrique varie périodiquement selon la direction de propagation de l'onde, la polarisation totale du champ peut être définie à l'aide de la permittivité perturbée, $\Delta\epsilon(z)$ et du champ appliqué. Ainsi :

$$P = \varepsilon_0 \left[\varepsilon_r - 1 + \Delta\varepsilon(z)\right] E_t \tag{C.10}$$

$\chi^{(1)} = \epsilon_r - 1$,
ϵ_r est la permittivité relative du cœur sans perturbation.

Les relations constitutives qui existent entre la permittivité du matériau et l'indice de réfraction n sont dues à la perturbation apportée par la modulation de l'indice et elles sont obtenues à partir de la relation $n^2 = \epsilon_r$. Ainsi,

$$[n + \delta n(z)]^2 = \varepsilon_r + \Delta\varepsilon(z) \tag{C.11}$$

Supposons que la perturbation de l'indice de réfraction corresponde à une petite fraction de l'indice de réfraction, la relation précédente se simplifie alors de la façon suivante :

$$\Delta\varepsilon(z) \approx 2n\delta n(z) \tag{C.12}$$

Dans le cas d'une modulation de l'indice de réfraction, induite par ultraviolet, due à un réseau photo-inscrit dans le cœur de la fibre, la variation de l'indice est décrite par l'expression suivante :

$$\delta n(z) = 2n\left\{\overline{\Delta n} + \frac{\Delta n}{2}\left(e^{i\left[2\pi\frac{N}{\Lambda}z + \phi_c(z)\right]} + cc\right)\right\} \tag{C.13}$$

$\overline{\Delta n}$ correspond au changement d'indice moyenné sur une seule période du réseau,
v la visibilité des franges d'interférences,
$\Delta n = \overline{\Delta n} \cdot v$ l'amplitude de la modulation,
$e^{i\left[2\pi\frac{N}{\Lambda}z + \phi_c(z)\right]} + cc$ la modulation périodique réelle de l'indice prise en notation complexe,
$\phi_c(z)$ la variation spatiale de la phase prise arbitrairement,
Λ la période de la perturbation,
$-\infty < N < +\infty$ est un entier donnant l'ordre de l'harmonique.

La polarisation perturbée peut donc être reliée au changement de l'indice de réfraction par la relation suivante :

$$\Delta P = \varepsilon_0 2n\left[\overline{\Delta n} + \frac{\Delta n}{2}\left(e^{i\left(2\pi\frac{N}{\Lambda}z + \phi_c(z)\right)} + cc\right)\right]E_t \tag{C.14}$$

Ainsi, en introduisant l'expression C.14 dans l'équation C.9 prise pour le mode contra-propagatif, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\frac{dA_-}{dz}e^{i(\omega t+\beta_- z)} &= in\omega\varepsilon_0 A_- e^{i(\omega t+\beta_- z)}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\overline{\Delta n}\xi_-\xi_-^* dxdy \\ &+ in\omega\varepsilon_0 A_+ e^{i(\omega t-\beta_+ z)}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\Delta n}{2}e^{i\left(2\pi\frac{N}{\Lambda}z+\phi_c(z)\right)}\xi_+\xi_-^* dxdy\end{aligned} \tag{C.15}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante :

$$\frac{dA_-}{dz} = i\kappa_{dc}A_- + i\kappa_{ac}A_+e^{-i(\Delta\beta z-\phi_c(z))} \tag{C.16}$$

avec

$$\Delta\beta = \beta_+ + \beta_- - \frac{2\pi N}{\Lambda}, \tag{C.17}$$

et la composante continue de la constante de couplage dc est donnée par :

$$\kappa_{dc} = n\omega\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Delta n}\xi_-\xi_-^* dxdy \tag{C.18}$$

alors que l'expression de la composante alternative de la constante de couplage contient l'intégrale de recouvrement :

$$\begin{aligned} \kappa_{ac} &= n\omega\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta n}{2}\xi_+\xi_+^* dxdy \\ &= \frac{v}{2}\kappa_{dc} \quad \text{si} \quad + = - \end{aligned} \tag{C.19}$$

L'évolution de l'amplitude du mode co-propagatif est décrite de la même façon par l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{dA_+}{dz}e^{i(\omega t-\beta_+ z)} &= in\omega\varepsilon_0 A_+ e^{i(\omega t-\beta_+ z)} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Delta n}\xi_+\xi_+^* dxdy \\ &+ in\omega\varepsilon_0 A_- e^{i(\omega t+\beta_- z)} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta n}{2} e^{i\left(2\pi\frac{N}{\Lambda}z+\phi_c(z)\right)}\xi_-\xi_+^* dxdy \end{aligned} \tag{C.20}$$

Cette équation se met alors sous la forme :

$$\frac{dA_+}{dz} = -i\kappa_{dc}A_+ - i\kappa_{ac}^* A_- e^{i(\Delta\beta z-\phi_c(z))} \tag{C.21}$$

Les équations C.16 et C.21 constituent les équations des modes couplés à partir desquelles les caractéristiques des réseaux de Bragg. Afin de trouver une solution à ce système, nous réalisons les substitutions suivantes :

$$\begin{aligned} C_+ &= A_+ e^{-\frac{i}{2}[\Delta\beta z-\phi_c(z)]} \\ C_- &= A_- e^{\frac{i}{2}[\Delta\beta z-\phi_c(z)]} \end{aligned} \tag{C.22}$$

Donc en introduisant les expressions C.23 dans les équations des modes couplés C.16 et C.21, nous obtenons le système suivant :

$$\frac{dC_+}{dz} + i\widehat{\sigma}C_+ = -i\kappa_{ac}^* C_- \tag{C.23}$$

$$\frac{dC_-}{dz} - i\widehat{\sigma}C_- = i\kappa_{ac}C_+ \tag{C.24}$$

$$\tag{C.25}$$

avec

$$\widehat{\sigma} = \left[\kappa_{dc} + \frac{1}{2}\left(\Delta\beta - \frac{d\phi_c(z)}{dz}\right)\right] \tag{C.26}$$

Annexe D

Résolution des équations couplées

Le but de cette annexe est de présenter la résolution du système d'équations couplées obtenu en appliquant la théorie des modes couplés au cas du couplage dans les réseaux de Bragg. Le système que nous devons résoudre est donné ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{dC_+}{dz} + i\widehat{\sigma}C_+ = -i\kappa_{ac}C_- \\ \frac{dC_-}{dz} - i\widehat{\sigma}C_- = i\kappa_{ac}C_+ \end{cases} \tag{D.1}$$

C'est un système linéaire du premier ordre homogène et à coefficients constants. L'ensemble des solutions est donc un espace vectoriel de dimension 2. La connaissance des conditions initiales permet de déterminer les solutions de ce système de façon unique. Pour résoudre ce système, nous allons tout d'abord dériver la première équation, ce qui conduit à l'équation d'ordre 2 suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^2C_+}{dz^2} + i\widehat{\sigma}\frac{dC_+}{dz} &= -i\kappa_{ac}\frac{dC_-}{dz} \\ &= -i\kappa_{ac}\left[i\widehat{\sigma}C_- + i\kappa_{ac}C_+\right] \\ &= \kappa_{ac}^2C_+ + i\widehat{\sigma}\frac{dC_+}{dz} - \hat{\sigma}^2C_+ \end{aligned} \tag{D.2}$$

Soit

$$\frac{d^2C_+}{dz^2} = \gamma_B^2C_+ \tag{D.3}$$

$\gamma_B = \sqrt{\kappa_{ac}^2 - \widehat{\sigma}^2}$.

Les solutions d'une telle équation différentielle sont de la forme :

$$C_+(z) = a_1e^{\gamma_Bz} + b_1e^{-\gamma_Bz} \tag{D.4}$$

$$\begin{aligned} \text{Soit} \quad C_-(z) &= \frac{i}{\kappa_{ac}}\left[\frac{dC_+}{dz} + i\hat{\sigma}C_+\right] \\ &= \frac{i}{\kappa_{ac}}\left[\gamma_Ba_1e^{\gamma_Bz} - \gamma_Bb_1e^{-\gamma_Bz} + i\hat{\sigma}a_1e^{\gamma_Bz} + i\hat{\sigma}b_1e^{-\gamma_Bz}\right] \\ &= \frac{1}{\kappa_{ac}}\left[a_1\left(i\gamma_B - \hat{\sigma}\right)e^{\gamma_Bz} - b_1\left(i\gamma_B + \hat{\sigma}\right)e^{-\gamma_Bz}\right] \end{aligned}$$

Dans le cas d'un couplage dans un réseau de Bragg, les solutions de ce système doivent vérifier les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} C_+(0) &= 1 \\ C_-(L) &= 0 \end{aligned}$$

$$\text{Soit} \quad \begin{cases} a_1 + b_1 = 1 \\ a_1 (i\gamma_B - \hat{\sigma}) e^{\gamma_B L} - b_1 (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L} = 0 \end{cases} \tag{D.5}$$

Ceci conduit à :

$$\begin{aligned} a_1 (i\gamma_B - \hat{\sigma}) e^{\gamma_B L} - (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L} + a_1 (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L} &= 0 \\ a_1 i\gamma_B \left(e^{\gamma_B L} + e^{-\gamma_B L}\right) - a_1 \hat{\sigma} \left(e^{\gamma_B L} - e^{-\gamma_B L}\right) - (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L} &= 0 \\ 2a_1 i\gamma_B \cosh(\gamma_B L) - 2a_1 \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L) &= (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L} \end{aligned}$$

$$\text{Soit} \quad 2a_1 = \frac{(i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B L}}{i\gamma_B \cosh(\gamma_B L) - \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} \tag{D.6}$$

D'où

$$\begin{aligned} C_-(z) &= \frac{1}{\kappa_{ac}} \left[2a_1 i\gamma_B \cosh(\gamma_B z) - 2a_1 \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B z) - (i\gamma_B + \hat{\sigma}) e^{-\gamma_B z}\right] \\ &= \frac{1}{\kappa_{ac}} \frac{(i\gamma_B + \hat{\sigma})}{i\gamma_B \cosh(\gamma_B z) - \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B z)} \cdot D(z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad D(z) &= [i\gamma_B \cosh(\gamma_B z) - \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B z)] e^{-\gamma_B L} - e^{-\gamma_B z} [i\gamma_B \cosh(\gamma_B L) - \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)] \\ &= \frac{i\gamma_B}{2} \left(e^{\gamma_B (z-L)} - e^{-\gamma_B (z-L)}\right) - \frac{\hat{\sigma}}{2} \left(e^{\gamma_B (z-L)} - e^{-\gamma_B (z-L)}\right) \\ &= (\hat{\sigma} - i\gamma_B) \sinh(\gamma_B (L - z)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Donc} \quad C_-(z) &= \frac{1}{\kappa_{ac}} \frac{(\hat{\sigma} + i\gamma_B)(\hat{\sigma} - i\gamma_B) \sinh(\gamma_B (L - z))}{i\gamma_B \cosh(\gamma_B L) - \hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} \\ &= \frac{i\kappa_{ac} \sinh(\gamma_B (L - z))}{\gamma_B \cosh(\gamma_B L) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} \end{aligned}$$

Par conséquent

$$\begin{aligned} C_+(z) &= \frac{-i}{\kappa_{ac}} \left[\frac{dC_-}{dz} - i\hat{\sigma} C_-\right] \\ &= \frac{-i}{\kappa_{ac}} \frac{-i\kappa_{ac}}{\gamma_B \cosh(\gamma_B L) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} [-\gamma_B \cosh(\gamma_B (L - z)) - i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B (L - z))] \end{aligned}$$

En conclusion, les solutions du système que nous devions résoudre sont les suivantes :

$$C_+(z) = \frac{\gamma_B \cosh(\gamma_B (L - z)) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B (L - z))}{\gamma_B \cosh(\gamma_B L) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} \tag{D.7}$$

$$C_-(z) = \frac{-i\kappa_{ac} \sinh(\gamma_B (L - z))}{\gamma_B \cosh(\gamma_B L) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L)} \tag{D.8}$$

Annexe E

Cartographies quasi-statiques de l'injection d'un laser DFB monomode

Le but de cette annexe est de rappeler l'allure des cartographies obtenues dans le cas d'une injection dans un laser DFB monomode. Ces cartographies ont été réalisées au sein de notre laboratoire par Stéphane BLIN au cours de sa thèse concernant l'injection optique. Ainsi, pour plus de précisions sur ces études, nous renvoyons le lecteur vers le manuscrit de thèse de Stéphane [2]. Il a été établi que le laser esclave réagit différemment selon qu'il soit injecté loin ou près du seuil. Nous allons donc présenter les cartographies du comportement de ce laser lorsqu'il est polarisé près du seuil, à 1,2 fois le courant de seuil et lorsqu'il est polarisé loin du seuil, à 4 fois le courant de seuil.

E.1 Cartographies quasi-statiques de l'injection à 1,2 fois le courant de seuil.

E.1.1 Cartographie intra-modale

Les lasers à semi-conducteurs utilisés pour la réalisation de ces cartographies sont des lasers DFBs massifs de type double hétérojonction à ruban enterré pompés de manière électrique, gracieusement fournis par Monsieur DEPOUTEAUX d'Alcatel Optronics à Lannion.

La figure E.1 présente une cartographie établie près du seuil. Nous remarquons que nous rencontrons uniquement deux régimes d'injection : l'accrochage total et le fonctionnement bimode. Ces différents régimes ont été décrits au chapitre 9.

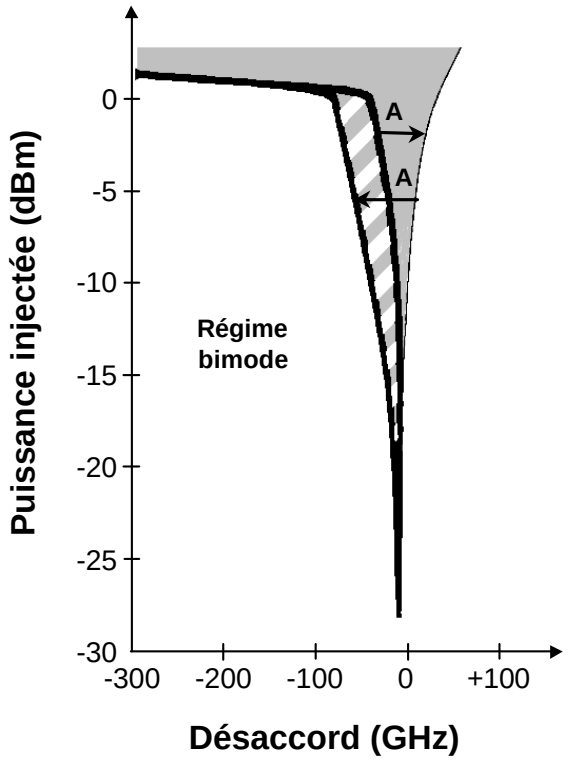


FIG. E.1 – Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs monomode polarisée à 1,2 fois son seuil.

*La zone d'accrochage total **A** est représentée en gris clair, le blanc correspond au régime bimode. Les parties hachurées sont une zone d'accrochage total pour les désaccords décroissants, et une zone bimode pour les désaccords croissants. Les traits épais correspondent à des transitions abruptes.*

E.1.2 Cartographie intra-modale

Cette cartographie a été effectuée sur une plage de désaccords beaucoup plus large que la précédente. La figure E.2 montre que les plages d'accrochages correspondent aux modes longitudinaux secondaires de la diode laser.

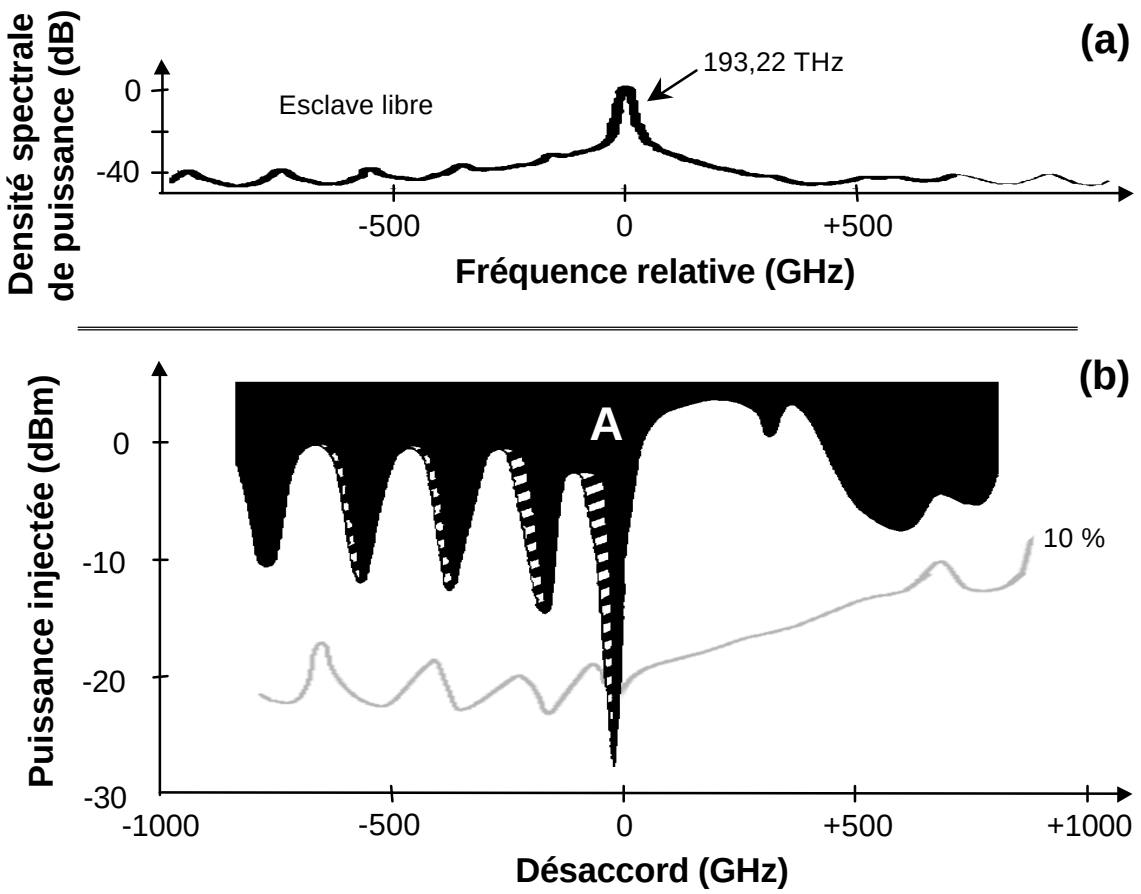


FIG. E.2 – Cartographie inter-modale de l'injection d'une diode à semi-conducteurs monomode polarisée à 1,2 fois son seuil.

*La zone d'accrochage total **A** est représentée en noir, le blanc correspond au régime bimode. Les parties hachurées sont une zone d'accrochage total pour les désaccords décroissants, et une zone bimode pour les désaccords croissants. Les frontières de la zone bistable sont toujours des transitions brusques. Une ligne de niveau du régime bimode est représentée en gris clair : elle est telle que le spectre optique du régime bimode est tel que le pic maître a un maximum égal à un dixième du pic esclave libre.*

E.2 Cartographies quasi-statiques de l'injection à 4 fois le courant de seuil.

La figure E.3 présente les cartographies de l'injection de la puce laser esclave polarisée à 4 fois son courant de seuil réalisées pour des désaccords croissants (cartographie en encart) et pour des désaccords décroissants. Nous observons une plus grande richesse des régimes d'injection rencontrés, avec l'apparition de l'accrochage, de mélanges multi-ondes simple et double, de relaxation et de chaos. Tous ces régimes sont décrits au chapitre 9.

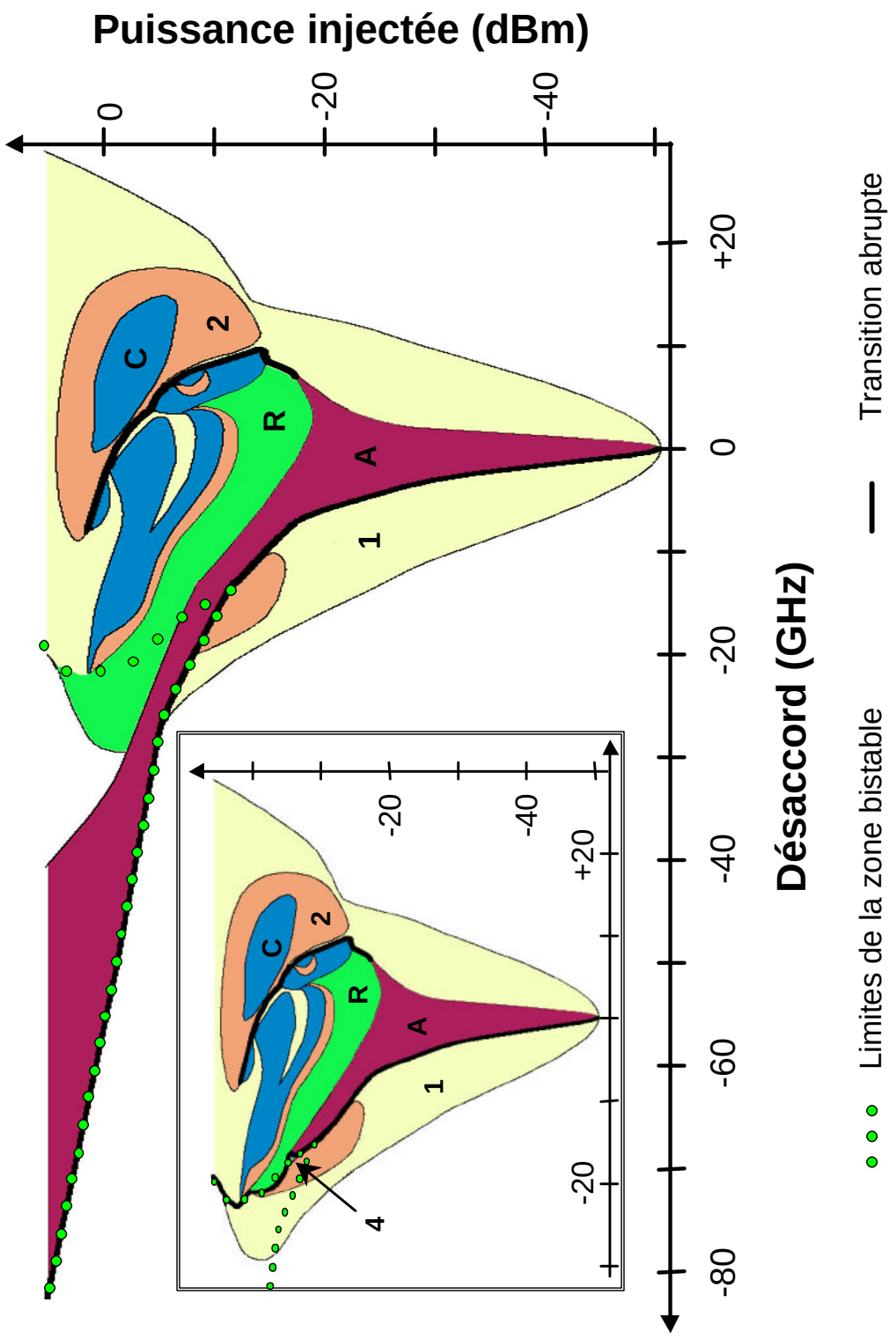


FIG. E.3 – Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil.
L'encart correspond à la carte établie pour des désaccords croissants,
alors que la carte générale est établie pour des désaccords décroissants.
***A** : accrochage total, **1** : mélange multi-ondes simple, **2** : mélange multi-ondes double,*
***4** : mélange multi-ondes quadruple, **R** : relaxation, **C** : chaos, **blanc** : décrochage total.*

Annexe F

Publications et conférences

Publications

- M. Thual , P. Chanclou , O. Gautreau, L. Caledec , C. Guignard, P. Besnard, "Appropriate microlens to improve coupling between laser diodes and single mode fibres", *Electronics Letters*, vol. 39, issue 21, pp. 1504-1506, October 16, 2003.
- Stéphane Blin, Céline Guignard, Pascal Besnard, Renaud Gabet, Guy Michel Stéphan and Marc Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers", *Comptes Rendus Physique 4*, vol. 4, n˚6, pp. 687-699, July-August 2003.
- K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, B. F. Soares and N. I. Zheludev, C. Guignard, A. Mihaescu and P. Besnard, "Oscillating bubbles at the tips of optical fibers in liquid nitrogen",*Physical Review E*, vol. 68, p. 027301, August 2003.

Conférences

Conférences orales

- C. Guignard, P. Besnard, J-C. Simon, M. Thual, "Dynamics of mode-locked lasers with nonlinear or filtered feedback", *European Semiconductor laser workshop*, Särö, Sweden, September 2004.
- C. Guignard, P. Besnard, M. Thual and J.C. Simon, "Simulation of mode-locking for laser diode coupled to fiber Bragg Grating", *Photonics North ICAPT 2002*, Québec City, Canada, June 2002.
- J-F. Leclerc, C. Guignard, P. Besnard, G.M. Stéphan, M. Têtu, "Laser diode coupled to fiber Bragg Grating : modal analysis and transfer function", *Photonics North-ICAPT 2002*, Quebec City, Canada, June 2002.

Posters

- C. Guignard, P. Besnard, A. Mihaescu, K.F. Mac Donald, S. Pochon, V.A. Fedotov, N.I. Zheludev, "Laser à Semi-conducteurs couplé à un miroir non linéaire : dynamique et analyse de la stabilité", *JNOG 2003*, Valence, France, November 2003.
- C. Guignard, S. Blin and P. Besnard, "New Scheme for the synchronisation of low dimensional chaos," *The European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO Europe 2003*, Munich (Germany), June 2003.
- C. Guignard, A. Mihaescu,P. Besnard, K. F. MacDonald, A. Fedotov, G. Stevens and N. I. Zheludev, "Oscillations de relaxation de la réflectivité d'un miroir non-linéaire en Gallium ", *Optix2001*, Marseille, November 2001.

Actes de colloques

- C. Guignard, P. Besnard, A. Mihaescu, S. Pochon, V. Vedotov, N. Zeludev, "Pulse operation of semiconductor laser with nonlinear optical feedback", *Photonics Europe-SLLD 2004*, proceedings of SPIE, Vol. 5452-18, Strasbourg, France, April 2004.
- A. Naumenko and N. Loiko, C. Guignard and P. Besnard, "Slow dynamics in a semiconductor laser coupled to fiber Bragg grating", *11th Conference on Laser Optics*, Saint Petersbourg, July 2003. Papier SPIE 6 pages.

Electronics Letters, Volume 39,Number 21, 16th October 2003, pp.1504-1506

An appropriate Microlens to improve Coupling between Laser Diodes and Single Mode Fibres

M. Thual , P. Chanclou , O. Gautreau, L. Caledec , C. Guignard and P. Besnard

Authors' affiliations

M. Thual, L. Caledec , *GIS FOTON, Centre Commmun Lannionnais d'Optique, Ecole Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie, Laboratoire d'Optronique CNRS-UMR 6082, Université de Rennes I, BP 447, 22305 Lannion, FRANCE. 02.96.46.50.30*

monique.thual@enssat.fr

P. Chanclou , O. Gautreau, *GIS FOTON, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne Département d'Optique, Technopôle de Brest-Iroise, BP 832, 29285 Brest, FRANCE.*

C. Guignard, P. Besnard, *GIS FOTON, Ecole Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie Laboratoire d'Optronique CNRS-UMR 6082, Université de Rennes I, BP 447, 22305 Lannion, FRANCE.*

Abstract : a new configuration of micro-lensed fibre that consists of a quarter pitch length of 125/125 µm graded index (GI) section with an hyperbolic end shape is proposed. Low loss and long working distance for laser diodes and single-mode fibres coupling have been verified.

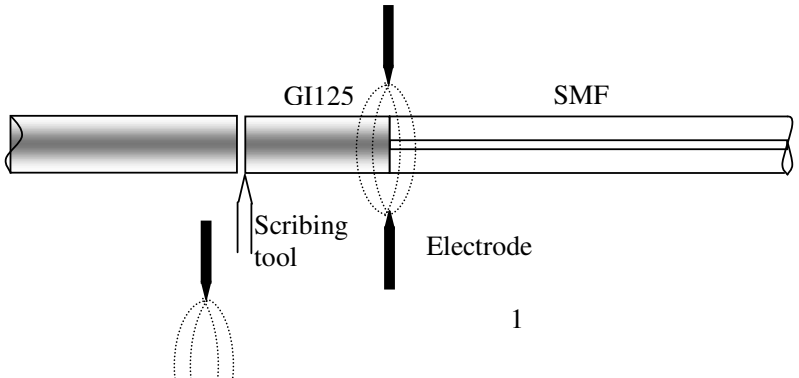
Introduction

Micro-lensed fibers for improving coupling between laser diodes (LD) and single-mode fibres (SMF) require features such as low coupling loss, long working distance, wide tolerances, being compact and having simple fabrication process for mass production.
Some lensed fibre schemes have already been reported using several sections of GI fibre of 50 to 106 µm core diameter and silica fibres [1][2][3]. In this paper we propose a new lensed fibre using only one section of 125 µm GI core diameter fibre in a 125 µm external diameter fibre. Thus we obtain a mode field radius range, defined at $1/e^2$ of maximum intensity, which extends from around 0.7 µm up to 2.5 µm with a simple process and offers long working distance up to 145 µm and low reflection at the end face of fibre. This range of beam diameter is convenient for improving single mode fibre coupling with components such as Laser Diode. The efficiency of this kind of micro-lensed fibre is experimentally verified in front of a Laser Diode with coupling loss as low as 0.7 dB, a working distance as long as 120 µm, and a reflection at the end face of fibre as low as -50 dB. The applications concern optical telecommunications at a wavelength of 1.55 µm but can be extended to others.

Principle and fabrication process

The principle of this micro-lensed fibre summarised in figure 1 consists of a quarter pitch of 125/125 Graded Index fibre welded to a SMF (fig. 1a). The maximum mode field radius obtained at the end of a 975 µm quarter pitch length was equal to 39 µm. Then an hyperbolic shape (fig. 1b) is formed at the end face of the GI section by adding a droplet of silica by means of approaching and fusing a tapered fibre at the end face of the GI section. The whole process is made in a fibre splicer, including the preparing of the tapered fibre. The external diameter of 125 µm is maintained all along the micro-lensed fibre which is suitable with integration process. The critical step usually concerns the adding of the droplet which is sensitive to the arc discharge parameters such as electrode intensity and speed of displacement of the tapered fibre during its contact with the grin fibre in the splicer (cf. fig.1b).

a.



1

Electronics Letters, Volume 39,Number 21, 16th October 2003, pp.1504-1506

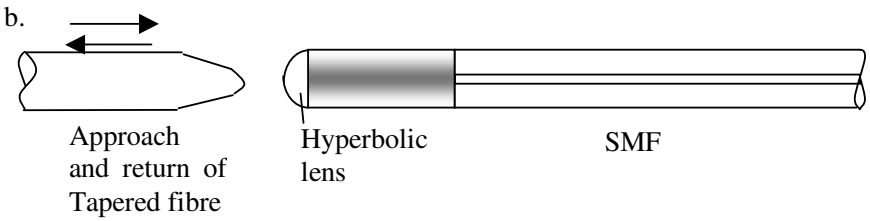


Figure 1 : Principle and fabrication process of the microlensed GI fibre

The calculation of the mode field radius and working distance is achieved with the ABCD ray matrix low [4]. The final mode field radius ω_{LF} and working distance z_{LF} of the obtained lensed fibre depend on the beam radius ω_0 at the end of the quarter pitch length and the osculating sphere radius R_{osc} of the hyperbolic lens shape as follows:

$$\omega_{LF}(\omega_0,R_{osc})=\frac{\omega_0^2}{\sqrt{1+[(\frac{\pi}{\lambda}\frac{\omega_0^2}{R_{osc}})(n-1)]^2}} \quad (1)$$

$$z_{LF}(\omega_0,R_{osc})=\frac{R_{osc}}{(n-1)}\frac{1}{(1+\frac{R_{osc}\lambda}{(n-1)\pi\omega_0^2})} \quad (2)$$

where n is the refractive index of the hyperbolic lens at the wavelength λ. In our case n=1.447, λ=1.55µm, ω_0=39 µm.

The novelty of this process is due to the large mode field radius ω_0 =39 µm at the end face of the quarter pitch length of 125/125 GI which allows, as can be seen in equations (1) and (2), to obtain micro-lensed fibres of small mode field radius ω_{LF} with long working distance z_{LF} with large osculating sphere radius R_{osc} in a range of 20 to 70 µm (see § results). This range of osculating sphere radius is much easier to realize and more reproducible, because less sensitive to the fusion arc parameters in the splicer, than those obtained with GI 85/125 which R_{osc} range is 10 to 20 µm and whose working distance are smaller (25 to 60 µm) for the same range of mode field radius. We can notice that small osculating sphere radius are associated with hyperbolic lens profile (see fig 2a) whereas bigger correspond to hemispherical profile (see fig 2b).

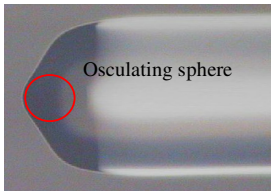


Figure 2a : View of microlens, R_{osc}=20µm

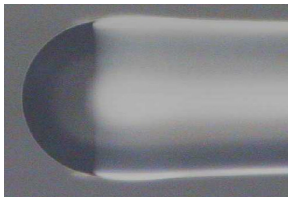


Figure 2b : View of microlens, R_{osc}=70µm

Results

The experimental and theoretical values of mode field radius (far field method) and working distance as a function of osculating sphere radius R_{osc} of the lensed fibres are plotted in figure 3 and 4 respectively. The coupling measures are extracted from the coupling efficiency of the lensed fibre in front of a Single Mode Fibre (mode field radius=10.5±0.5µm at λ=1.55µm).

Electronics Letters, Volume 39,Number 21, 16th October 2003, pp.1504-1506

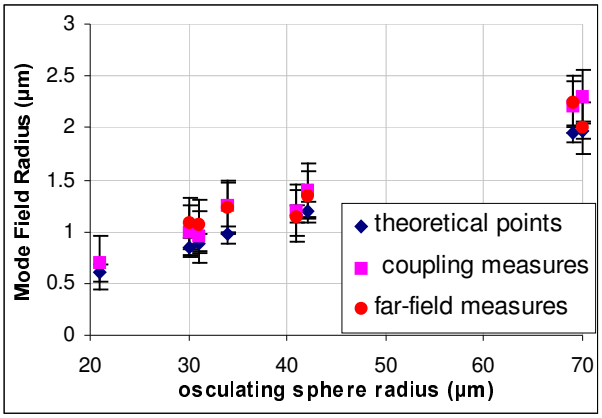


Figure 3 : Mode field diameter of lensed fibres versus osculating sphere radius R_{osc}.

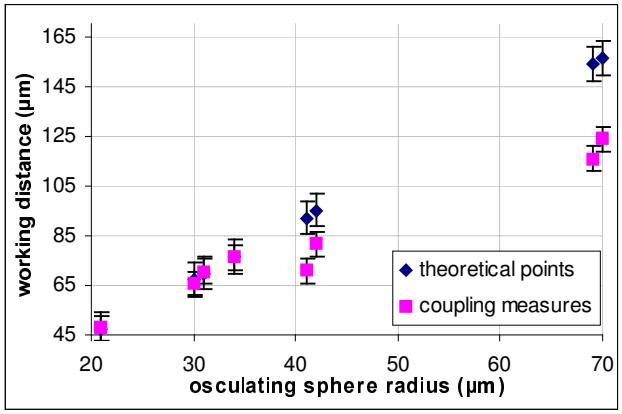


Figure 4 : Working distance of lensed fibres versus osculating sphere radius R_{osc}.

First these figures show the range of mode field radius and working distance for a range of osculating sphere radius from 20 to 70 µm. The theoretical and measured values are well fitted concerning the mode field radius. Concerning the working distance the fit is well adjusted for small osculating sphere radius and less for large ones which must still be explained. The important point is that we obtain a very small mode field radius of 0.7 µm for a working distance as long as 48 µm (see fig 3 and 4 for R_{osc} =20 µm) and which is extended to 125 µm for a 2.2 µm mode field radius.
Concerning the coupling efficiency, the micro-lensed fibre of 2.2 µm mode field radius and 120 µm working distance for an osculating sphere radius R_{osc} of 69 µm offers coupling loss as low as 0.7 dB (Fresnel Reflections included) measured in front of a Laser Diode whose light emitting angles defined by the far-field full width at the half maximum were 15°x15° at a wavelength of 1.55 µm. The measured internal reflection is -50 dB. The tolerances, permissible displacements for a 1dB excess loss from the minimum, is ±10 µm for the axial displacement and ±0.75 µm for the lateral displacement.

Conclusion

A new lensed fibre has been proposed. The novelty consists in obtaining small mode field radius with long working distances. The fabrication method is easier than previously due to the large osculating sphere radius required for the lens at the end face of fibre. The device is suitable with integration for optical communication components. Efficient coupling and long working distance have been verified in front of a laser diode.

Acknowledgements

This work is supported by the "Communauté d'Agglomération Lannion-Trégor", the "Département des Côtes d'Armor", the "Région Bretagne" and the European Community (FEDER).

Electronics Letters, Volume 39,Number 21, 16th October 2003, pp.1504-1506

References

[1] K. Shiraishi, H. Ohnuki, N. Hiraguri, K. Matsumure, I. Ohishi, H. Morichi, H. Kazami, "A Lensed-Fiber Coupling Scheme Utilizing a Graded-Index Fiber and a Hemispherically Ended Coreless Fiber Tip", Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, N°2, February 1997.
[2] K. Shiraishi, S.I. Kuroo, "A New Lensed-Fiber Configuration Employing Cascaded GI-Fiber Chips", Journal of Lightwave Technology, Vol.18, N° 6, June 2000.
[3] P. Chanclou, M. Thual, A. Laurent, J. Lostec, M. Gadonna, "Wavelength Selector External Cavity Laser Diode by Fiber Switch", Optical Fiber Technology 6, 329-343 (2000).
[4] H. Kogelnik, T. Li "Laser Beams resonators", IEEE, vol.54, n°10, pp. 1312-1329, oct.1966.

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
C. R. Physique 4 (2003) 687–699
COMPTES RENDUS PHYSIQUE

Semiconductor lasers/Lasers semiconducteurs

Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers

Stéphane Blin [a], Céline Guignard [a], Pascal Besnard [a,*], Renaud Gabet [b], Guy Michel Stéphan [a], Marc Bondiou [c]

[a] *ENSSAT, laboratoire d'optronique CNRS (UMR 6082), GIS FOTON, 6, rue Kerampont, 22300 Lannion, France*
[b] *École nationale supérieure des télécommunications, département COMELEC, CNRS (URA 820), 46, rue Barrault, 75634 Paris cedex 13, France*
[c] *Institut d'optique, École supérieure d'optique, centre scientifique, bât. 503, 91403 Orsay cedex, France*

Received 27 January 2003; accepted 11 April 2003

Presented by Guy Laval

Abstract

The main control parameters of a single mode semiconductor laser submitted to an injected external signal are the power and the frequency of the injected signal. Following their magnitude, many phenomena can be observed such as phase locking, frequency locking, frequency generation, push-pull effects, hysteresis phenomena and chaos,... We show here that the spectral signature of the slave laser enables a better understanding of the the nonlinear interaction between the two competing sources: the spontaneous emission and the external field for which spectra are equally amplified through the active medium. This amplification is then strongly dependent on their coherency. We describe the role of the injected laser as a filter and an amplifier. It follows that the laser can be used to process information in ways that are not yet completely exploited. ***To cite this article: S. Blin et al., C. R. Physique 4 (2003).***

© 2003 Académie des sciences. Published by Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.

Résumé

Signature en phase et en fréquence d'un laser à semi-conducteurs soumis à une injection optique. Les principaux paramètres de contrôle d'un laser à semi-conducteurs soumis à une injection optique sont la fréquence et la puissance du signal injecté. Suivant leurs valeurs, divers comportements peuvent être observés : accrochage en phase, en fréquence, mélange multi-ondes, tirage en fréquence, hystérésis, chaos,... Nous montrons que la caractérisation spectrale du laser esclave (injecté) permet de mieux comprendre l'interaction non linéaire entre les deux sources en compétition : l'émission spontanée et le signal externe, dont les spectres sont amplifiés sans distinction par le milieu actif. Cette amplification est par conséquent fortement dépendante de la cohérence des sources. Nous décrivons le rôle du laser injecté comme celui d'un filtre et d'un amplificateur. Nous montrons alors que le laser peut-être utilisé pour traiter le signal d'entrée de manière pas encore totalement exploitée. ***Pour citer cet article : S. Blin et al., C. R. Physique 4 (2003).***

© 2003 Académie des sciences. Published by Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.

Keywords: Optical injection; Linewidth; Semiconductor laser; Spectral transfer; Frequency locking; Phase locking; Coherency

Mots-clés : Injection optique ; Largeur de raie ; Laser à semi-conducteurs ; Transfert spectral ; Accrochage de phase ; Accrochage de fréquence ; Cohérence

* Corresponding author.
E-mail address: pascal.besnard@enssat.fr (P. Besnard).

1631-0705/$ – see front matter © 2003 Académie des sciences. Published by Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.
doi:10.1016/S1631-0705(03)00083-5

1. Introduction

The synchronisation of coupled oscillators is known as frequency locking. A famous anecdote describes such an observation by Huygens. As he was ill, he noticed that his bedroom clock synchronised to another one placed just behind the wall in another room.

In laser physics, the subject of injected lasers has been introduced by Stover in 1966 [1]. A master laser is used as a source to feed a second one called the slave laser or the injected laser. Semiconductor lasers submitted to optical injection have been widely studied since the beginning of the 1980s [2]. Different phenomena have been classified following the control parameters which are essentially the injected power P and the detuning $\Delta\nu$ between the master and slave frequencies ν_m, ν_s [2–5]. When the frequencies of both lasers are close together (detuning of the order of 10 GHz) and when the injected power is high enough (∼microwatt CW), the slave laser stops working on its eigenfrequency to lock onto that of the master. For other values of the detuning or/and of the injected power, we show that depending on the gain of the slave, this locking may be partial and even may be reduced to phase locking (we will give later the definition of this notion). However this is not the only phenomenon which can be observed in this type of experiment: harmonic generation, chaos, bistability and lineshape modifications occur in injected semiconductor lasers. For instance, optical bistabilities have been observed with Distributed FeedBack (DFB) lasers emitting at 850 nm [6].

This paper presents a synthetic description of the response of a semiconductor laser fed by an external source. The purpose is to describe the synchronisation and the birth of locking phenomena. A solitary laser feeds itself on spontaneous emission, i.e., on a random source. When a (slave) laser is injected by an external laser field which is a coherent source (master laser), it can find a phase reference which is more or less strong following the relative amplitudes of both sources. Its linewidth can thus be strongly modified by the injected field [7], whose spectral density is essentially Lorentzian and fixed by the master laser. This idea is experimentally and theoretically confirmed. For a general perception, we give maps of the different phenomena appearing in the plane $(P, \Delta\nu)$. We specially describe the role of the laser as a regenerator. We show that the injected laser can be seen as an amplifier of weak (femtowatt–nanowatt range) coherent incoming radiation or used to synchronise two chaotic oscillators. In the following we will first describe the experimental results and then we will give a brief description of the theory that we are developing to understand the spectral properties of a laser.

2. Experimental set-up

Fig. 1 displays a sketch of our experiment. The wavelength is at 1.55 µm and the lasers are of the type used in optical telecommunication: semiconductor DFB multiquantum-well lasers with a side-mode suppression ratio greater than 30 dB and Fabry–Perot lasers. The master laser is a commercially available, single mode tunable extended cavity semiconductor laser

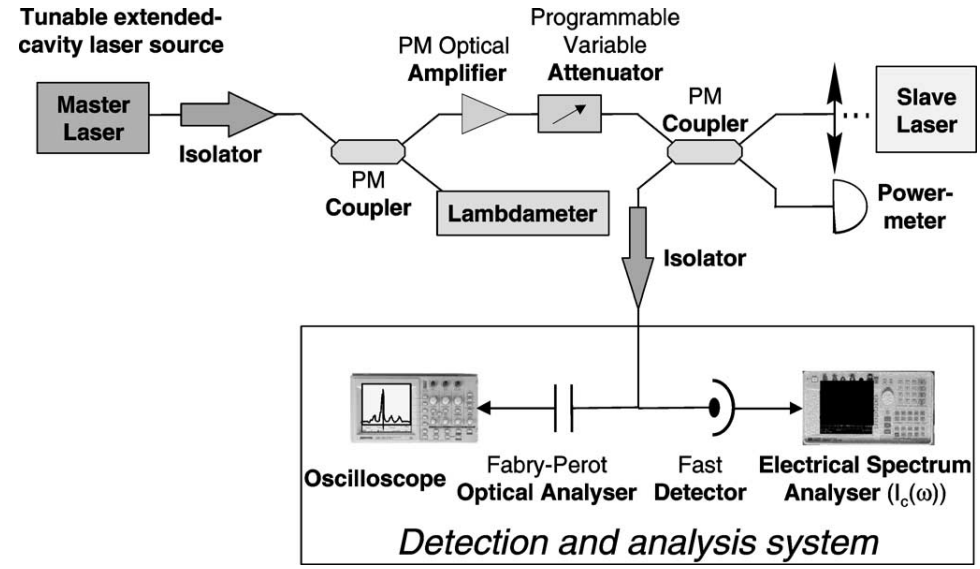


Fig. 1. Experimental set-up for the drawing of maps.

which delivers a power up to 3 mW, power which can be increased thanks to a polarisation-maintaining (PM) optical amplifier. The master may be a DFB laser if required. In that case, the master interface includes a high coefficient isolator (70 dB isolation) that ensures unidirectional coupling (injection) from the master to the slave. All components are fibred. Every angled polished fibre connection or component interface encountered on the way back to the master laser is designed for low return loss (-55 dB max.). The polarisation of the injected field has been controlled through the use of PM fibres in order to ensure a constant coupling. This mounting allows reproducible results and becomes very stable when it is properly isolated in an acoustic box.

The control parameters of interest in an injected laser experiment are the power of the injected field P_{inj} and the frequency difference, or the detuning $\Delta\nu = \nu_m - \nu_s$ between the slave (ν_s) and the master (ν_m) laser frequencies. The working point of the slave is considered here to be fixed. Experimental results are obtained either:

– by fixing the detuning and varying the injected power thanks to a programmable attenuator and a PM amplifier ($+18$ dBm);
– or by fixing the injected power and varying the detuning thanks to the tunable source with a precision of 1 picometre.

When the amplifier is used, we checked that it does not affect the master lineshape. The different devices of the equipment are managed by a computer which also records the data. In case of very weak injection (in the order of nanowatt, i.e., -60 dBm), the slave laser is placed far enough from a coupling lens to minimise optical feedback as shown for the slave 2 in Fig. 12. The signal can be applied on:

(1) an optical spectrum analyser (resolution bandwidth $RBW = 0.1$ nm $\equiv 12.5$ GHz@1550 nm);
(2) one of three Fabry–Perot (FP) interferometers (free spectral range $FSR = 300$ MHz, 10 GHz, 135 GHz, $Finesse = 100$);
(3) a fast detector (15 GHz bandwidth) which enables one to monitor temporal (0–5 GHz real-time, 0–15 GHz sampled) and microwave traces (0–15 GHz).

The slave and master lasers are placed into a box isolated from acoustical noise (30 dB isolation). We want to stress again, in conclusion of this section, the stability and reproducibility of this experiment thanks to the technology of optical telecommunication and especially to the use of PM fibres. Moreover the use of a PM amplifier enables to attain unprecedent optical injected power (5 dBm).

3. Experimental results

3.1. Slave laser operating close to threshold

We consider here a free slave laser operating at $1.2I_{th}$ ($I_{th} \sim 10$ mA). Its output power is -7 dBm (200 µW). Fig. 2 shows different optical FP spectra of the injected slave when the detuning is decreased from positive values. The free slave frequency is set as the zero reference. Along with the detuning decrease, the injected photons are amplified at the expense of the spontaneous photons emitted inside the slave laser. The laser operates on two modes with very different linewidths Γ_S, Γ_M corresponding respectively to slave and master components. These lines have very different nature: one is arising from an internal spontaneous emission and the other one from a filtered external source. However the power spectral density at the slave frequency is very affected by this power transfer and progressively synchronises to the master line. The linewidth measured for the component at the free-slave frequency is decreasing to that of the master. We called this property phase-locking. Fig. 3 shows this progressive transfer which tends towards frequency locking, for which all the energy is concentrated into the master line. As a matter of fact, three regimes will characterise the injected laser:

- the seeded master light has no influence;
- the laser is bimode: both 'natural' and injected lines are amplified;
- a frequency locking occurs and the injected slave copies all properties of the master: it operates at the master frequency with the master linewidth (purity or impurity transfer).

Operation close to threshold enables to enhance the role of spontaneous emission with respect to stimulated emission. It masks the homogeneous interaction, which permits the simultaneous existence of two modes. Fig. 4 summarises the different behaviours. The locking area is not the same if the detuning is decreased or increased as indicated by the hatched area, called the bistability area. For low injected power (<-10 dBm) the locking zone is symmetric with respect to its centre which is not at the zero detuning. Contrary to what has been previously described when the detuning is decreased from the positive values (Fig. 2), an abrupt transition occurs on the left side of the locking (black) dips: at this left frontier, the system jumps suddenly from a

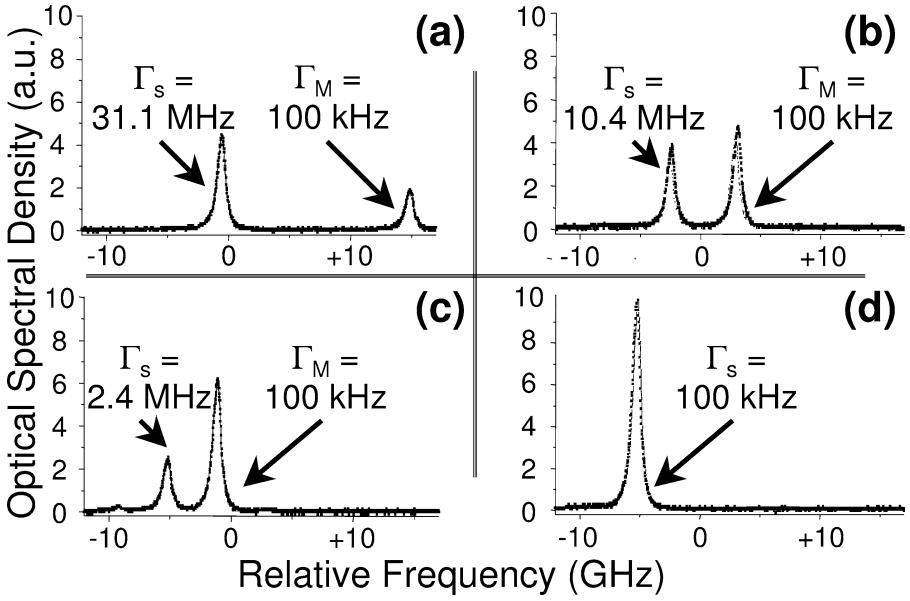


Fig. 2. Optical spectra of the injected slave laser at $I = 1.2I_{th}$. At a constant injected power (∼−20 dBm), the master frequency is decreased (one should read the figures from the top-left to the bottom-right): (a) $\Delta\nu = 15$ GHz; (b) $\Delta\nu = 3$ GHz; (c) $\Delta\nu = -1.4$ GHz; (d) $\Delta\nu = -5$ GHz. Along with this decrease, a progressive power transfer occurs from the slave line to a line at the master frequency while at the free-slave frequency the width shrinks to that of the master line (phase transfer).

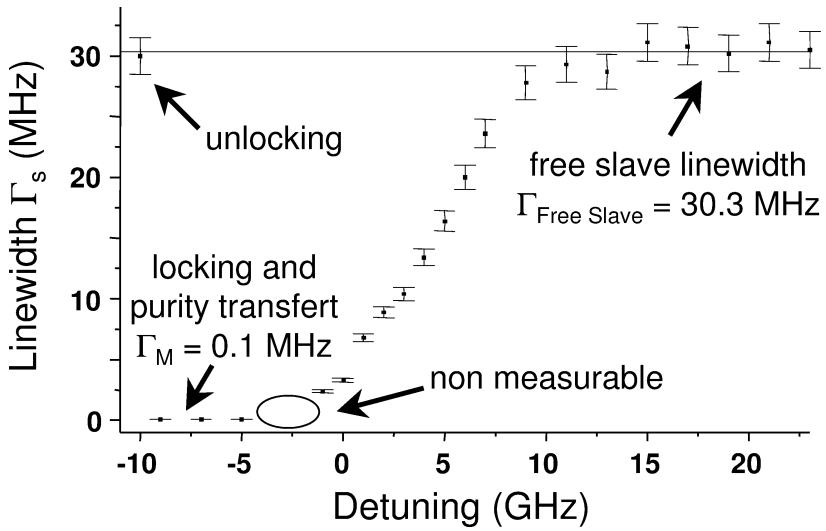


Fig. 3. Linewidth of the line at the slave frequency as a function of the detuning. Phase locking manifests itself by the progressive decreasing of the width of the line at the free-slave frequency when the detuning is decreased from the positive values. Here, the master line is around 0.1 MHz while that of the free slave is about 30 MHz. Note that the laser operating bias current is slightly above 1.2 times its threshold current.

locked state to a bimode behaviour (or the inverse depending on the sign of detuning variation). When the injected power is bigger than 3.33 dBm, the slave is always locked onto the master line: it is a permanent locking. In that case, frequency locking occurs whatever is the detuning. There are dips showing detuning for which less power is necessary to lock. They correspond to resonances of the Fabry–Perot cavity of the DFB laser as shown by the upper panel. The free spectral range of this cavity is about 150 GHz. Remark that the width of bistability areas decreases when the modes are located far from the lasing mode. The percentage gives the fraction of the total optical power inside the amplified master line: 100% correspond to frequency locking.

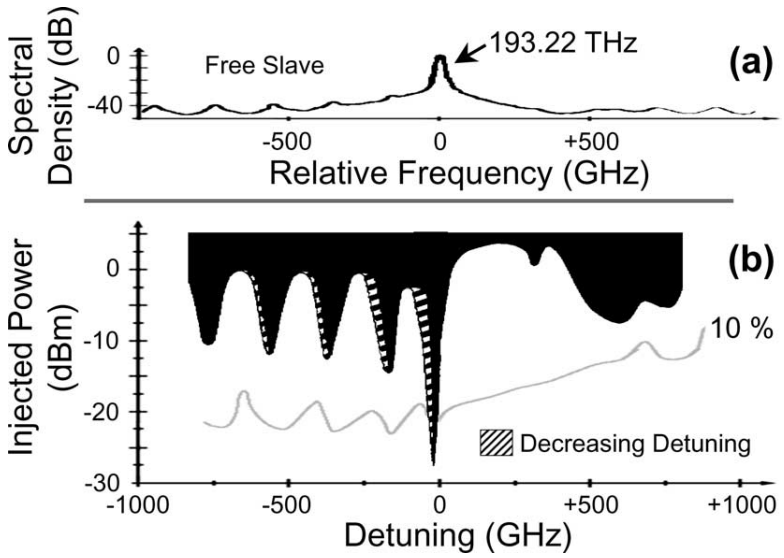


Fig. 4. Experimental map (b) showing the different regimes as a function of the detuning and the injected power expressed in dBm when the laser is operating close to threshold (the current of the slave was set at 1.2 times its threshold current). Frequency locking occurs in the black area region, bistability is in the hatched region: it represents a locking area for decreasing detuning only. The percentage (10%) indicates in the bimode regime the ratio between the power at the master frequency and the total one. The figure (a) is the optical spectrum of the free-slave DFB laser which enables to see the correspondence between the locking dips and the Fabry–Perot resonances of the free laser.

If we come back to the example of mechanical oscillators as for instance the synchronisation of two clocks and if we assume that we can tune the period of oscillation of the master pendulum, one would observe a quasiperiodic oscillation (characterised by a two-components spectrum with the two clock frequencies) before reaching the perfect synchronisation of the slave. This perfect locking will transfer the spectral properties of the master to the slave. Thus in the locking area, the slave will acquire the master linewidth. The slave linewidth can be either smaller (spectral purity transfer) or larger (spectral impurity transfer) than the free running slave's linewidth [8]. This effect is well known in the case of spectral purity transfer [9] and has been widely studied in the 1980s, in order to increase the coherence properties of semiconductor lasers for optical communications [10] or for use in spectroscopy or metrology applications. One could wonder whether locking will persist when the injected power is decreased for a zero detuning. As for the situation previously described, progressive phase-locking is observed along with a decrease of the injected power [8] as shown by Fig. 5. One should have less than 10 pW (-80 dBm) to neglect the influence of the external source. The perfect locking is reached for powers of the order of 100 nW (-40 dBm). The solid line gives the results obtained from the theory that will be described in the following. This last property showing the partial linewidth transfer for weak injection is true for most pump current points of the slave laser. The properties described in this paragraph and in the next one have been obtained with different lasers, which may have different parameter values. Note that Fig. 5 is obtained at four times the threshold current value. Unfortunately, at this pump level, properties are less simple: the bimode regime is no more present but other phenomena appear due to the nonlinear interaction. The next paragraph will describe this more complicated picture.

3.2. Slave laser operating far from threshold

Fig. 6 displays, at 4 times the threshold, a map similar to the one shown in Fig. 4 except that the injected power is varied between 5 and -50 dBm (or 3.2 and 10^{-5} mW) and the detuning from -85 to 30 GHz. The irregularity and lack of symmetry of this map are striking features for moderate and high injected power (>-20 dBm). The figure is obtained for a decrease of the detuning while the insert is given for an increase of the detuning. Regions are associated to the following different phenomena:

(1) Areas of frequency locking can be obtained for large detuning, especially for negative detunings, not only around the central zero detuning [11]. Recall that this phenomenon (see Fig. 2(d)) may be accompanied by a phase locking: when the detuning decreases from positive values, the linewidth of the slave Γ_S varies and adjusts itself to that of the master, $\Gamma_M = 100$ kHz (Fig. 2). The positive and negative detuning have very different signatures usually attributed to the phase-coupling parameter α_H of the semiconductor laser. This parameter has been introduced by Henry [12] and corresponds to

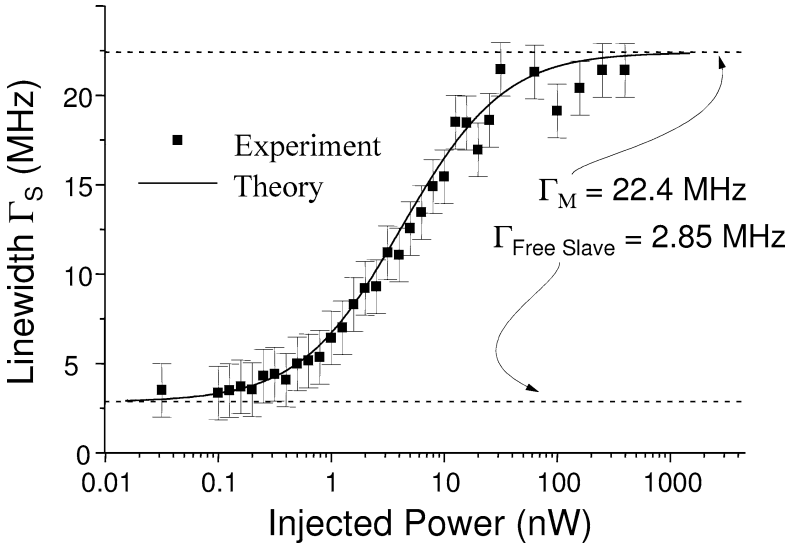


Fig. 5. Theoretical and experimental partial linewidth transfer at $I = 4I_{th}$ when the injected power is varied (the linewidth of the master laser is 22.4 MHz, and the one of the free-slave is 2.85 MHz). Experimental data points are noted by full squares.

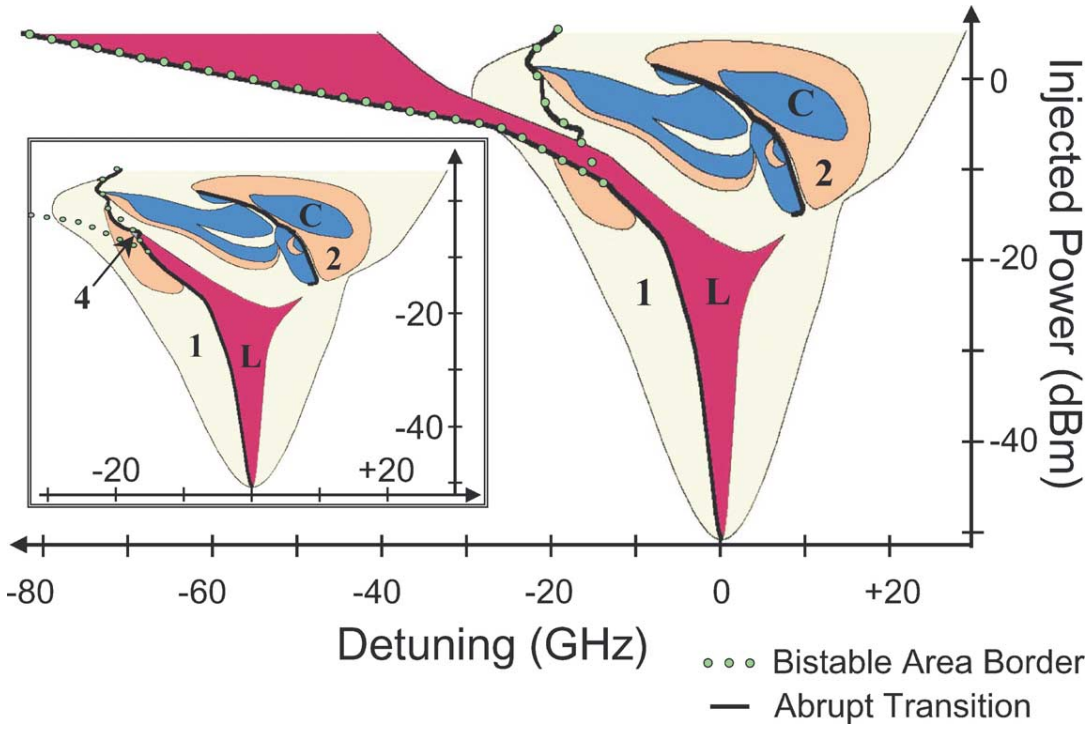


Fig. 6. Experimental map showing the regions where different phenomena can be observed when the current of the slave was set at 4 times its current threshold (its output power is equal to 5.2 dBm). The injected power varies between −50 and 5 dBm, the frequency detuning from 30 to −80 GHz. Frequency locking occurs in region **L**, frequency images in region noted **1**, period doubling in **2**, chaos in region **C**. Borders of the bistable area are represented by green dots. The insert shows the map when the detuning is increased, revealing huge bistability.

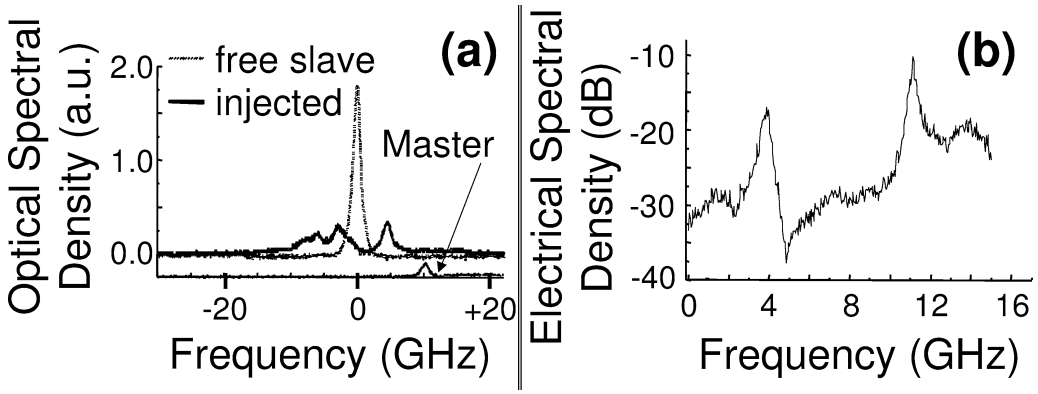


Fig. 7. Chaotic behaviour of the slave laser: generation of (a) wide optical and (b) electrical spectra.

a dissymmetry of the gain curve. It follows from the Kramers–Kronig relation that the zero dispersion is not located at the frequency of maximum gain. Above -20 dBm, for a positive detuning, the locking disappears and a hole (or plateau) of the locking area appears. It corresponds to an exaltation of the relaxation oscillation which can be used to measure α_H [13]. This process leads to multiwave mixing for which the two frequency components (master and slave) are amplified and interact. As a matter of fact, an external signal will lead to a continuous feeding of light in the band of the relaxation frequency which will tend to repeatedly destabilise the system. This simple point of view may be used to understand the birth of instability in injected systems.

(2) Before obtaining frequency locking, the wave mixing regime noted **1** generates, at the frequency $2\nu_s - \nu_m$, an 'image' of the amplified signal with respect to the frequency of the free-running slave. This 'image' is symmetric of ν_m with respect to ν_s (wave mixing). The Fabry–Perot spectrum reveals clearly this image, which shows three lines as well as the electronic spectrum shows the beating peak between the components.

(3) Period doubling can generally be observed in region noted **2**. It consists of a frequency generation located just in the middle of the lines seen in wave mixing. Period 4 can be observed too and in very particular situations period 3 may be seen [14]. Chaotic behaviour can occur in the region noted **C**. An illustration of this effect is given in Fig. 7 where a broad band could be assimilated to noise for both spectra. This map is different from the one given in [4] and obtained with lasers emitting at 850 nm where two chaotic regimes are located on the same detuning side of the injection locking region. Note that Wieczoreck et al. [15] have predicted that such regimes could appear for both positive and negative sides. As far as we know, this is the first time chaos is observed for positive detuning.

(4) Bistable domains can be observed in the vicinity of a border of a region when one of the control parameters P_{inj} or ν_m is increased and then decreased. Then a change in the laser behaviour does not occur for the same value of P_{inj} or ν_m. This hysteresis can be used to build optical memories [16]. In Fig. 6, the main drawing is given for a decreasing detuning while the insert reproduces the same map for an increasing detuning. The bistability only happens near an abrupt limit. In Fig. 6, this 'flip' regime is underlined by a bold black line, as opposed to the previously described smooth transition. An unprecedented huge bistable region is observed in Fig. 6 on the negative detuning side. This effect is surprisingly wide and has been revealed for the first time to our knowledge. The bistable area is delimited by the lines with green dots.

(5) Fig. 2 clearly shows that in the amplication process of both sources, the free-slave frequency is pushed. An increase in the injected power will also induce a pushing. This may be surprising as it is well known that optical injection leads theoretically to frequency pulling [17] by using Adler's model. However this pulling can be clearly observed for the first time at low injected power as shown in Fig. 8. The pulling and pushing effects differ by the fact that pulling is observed for an unsaturated line while the pushing is observed along with the saturation of the laser line.

(6) We have drawn the same type of map when the polarisation of the injected field is orthogonal to the slave one. However, this description is beyond the scope of this paper.

4. A generalised transfer function for the laser

Observations of the properties of light may concern the temporal dynamics in the *time domain* (chaos or mode competition) [11], the static properties in the *frequency domain* (mode spectrum, various resonances with their spectral position and linewidths). These last properties have to be linked to the statistical properties. The usual analysis gives the stability diagram [18] in terms of nonlinear analysis (linear stability analysis, Lyapunov exponents,...). In Fig. 8, it is clear that the master line

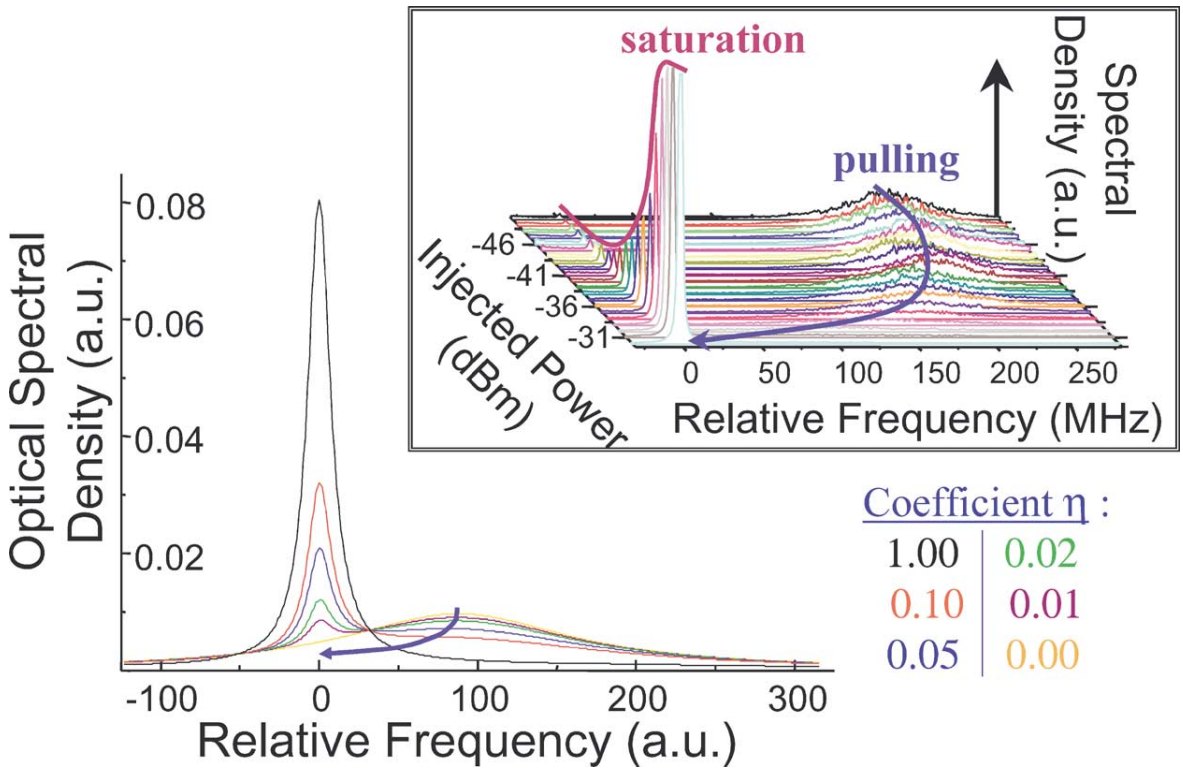


Fig. 8. Fabry–Perot Spectra obtained from theory showing the selective amplification of a coherent master line for weak injected powers (<μW) of a detuned optical injection. Frequency pulling is observed. The insert shows experimental Fabry–Perot spectra. The complete locking of the slave is defined by the saturation of the laser line. When the saturation is reached, a pushing effect takes place instead of pulling.

is amplified at the expense of the slave one which is contaminated by a phase locking (phase diffusion) and pulling. The laser receiver behaves like an amplifier and a filter. This point of view leads us to develop a transfer function applied to the laser. The traditional theory [19] which describes the linewidth is based on the Shawlow–Townes [20] formula with later refinements [21,22]. Spano et al. [23] gave an analysis of injected lasers which took into account the spontaneous emission of the master and of the slave.

Our description is based on the application of Maxwell equations together with boundary conditions on the mirrors. One easily obtains the optical Airy function which usually describes a passive Fabry–Perot interferometer. One can follow the same procedure when an internal (active) medium is included [24,8,25]. A source term is necessary to excite the laser: it originates essentially from the vacuum fluctuations which initiate the amplified spontaneous emission (ASE). From the beginning, the calculations are performed in the pure frequency domain. The laser field is considered to be the response of the system to the source provided by the amplified spontaneous emission. This method is well suited to study lasers in the permanent regime because it includes the different spectra from the beginning. The theory can be extended to injected lasers [7,25,26] or to lasers with optical feedback.

The power spectral density y_S of the slave laser is written:

$$y_S(x) = \frac{\eta y_M(x) + S_S}{\mathrm{e}^{-L+g_0/(1+Y_S)}} \frac{1}{\Gamma_S^2 + (x - x_S)^2}. \tag{1}$$

In this equation, x is the frequency normalised by the energy round-trip time ($\tau_c = 2n_g L/c$). x_S is the normalised frequency at the laser resonance. The term in the numerator is the source and the fraction is the response function. S_S represents the spectral density of the amplified spontaneous emission. S_S can be taken constant in the emission band of the laser, which can be considered narrow in comparison to the spontaneous emission (gain) band (∼4 THz). In the denominator, e^{-L} represents the losses, $\mathrm{e}^{g_0/(1+Y_S)}$ represents the gain saturated by the total intensity $Y_S = \int y_S(x)\,\mathrm{d}x/2\pi$. The source term ηy_M is the

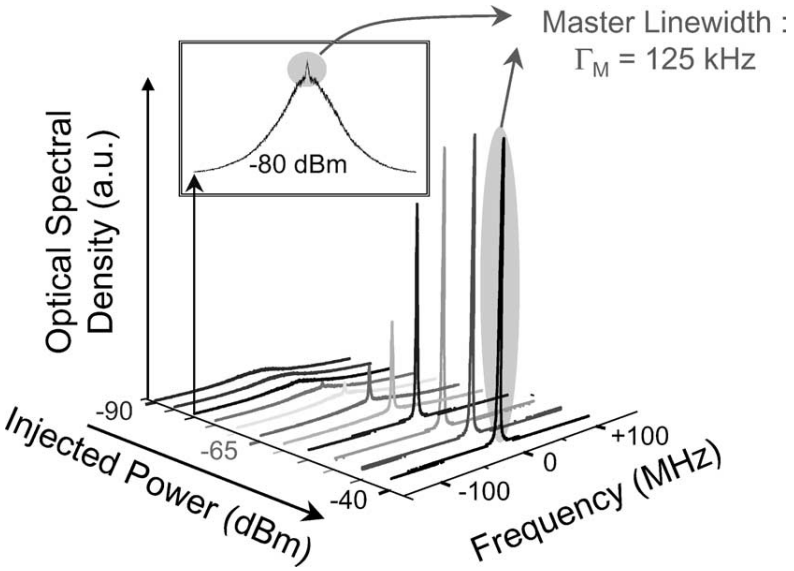


Fig. 9. Experimental Fabry–Perot Spectra obtained at zero detuning when the injected power is increased at $I = 4I_{th}$ for a master laser, which is more coherent.

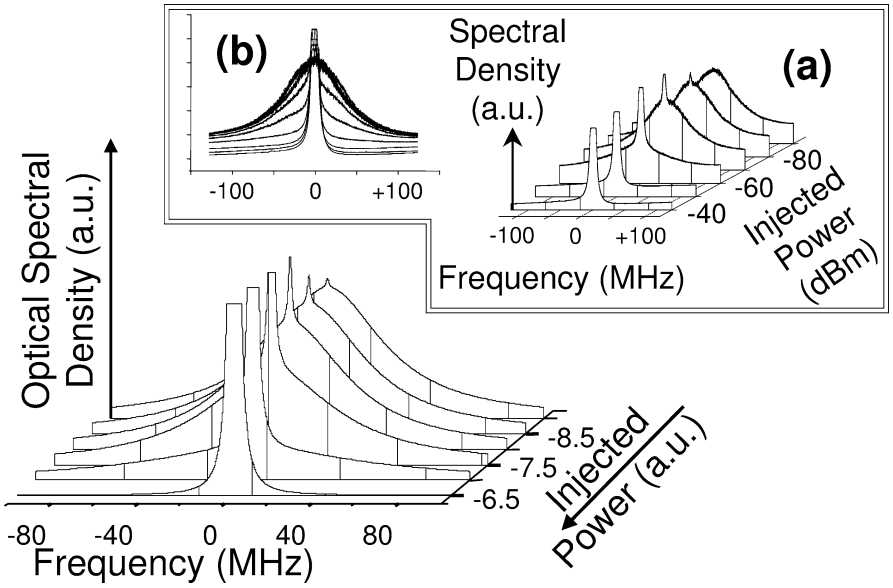


Fig. 10. Theoretical spectra at $I = 4I_{th}$ corresponding to the case of a master laser (Fig. 9), which is more coherent. Corresponding experimental traces (a) are given in the insert, (b) shows the same traces which are superimposed.

contribution of the injected signal and is taken as a Lorentzian distribution characterised by a Half Width at Half Maximum (HWHM) Γ_M (given by an explicit expression which includes losses, gain and the total intensity Y_M [7,8]). It is written:

$$y_M(x) = \frac{2\Gamma_M}{\Gamma_M^2 + (x - x_M)^2}. \tag{2}$$

The normalisation is such that $\int y_M(x)\,\mathrm{d}x/2\pi = 1$, which means that η is a measure of the injected power.

Eq. (1) is more complex than it could appear because the spectral density is dependent on its integral. Thus, integration of y_S over x gives a transcendental equation for the total intensity Y_S, which can be solved numerically. The spectrum is then

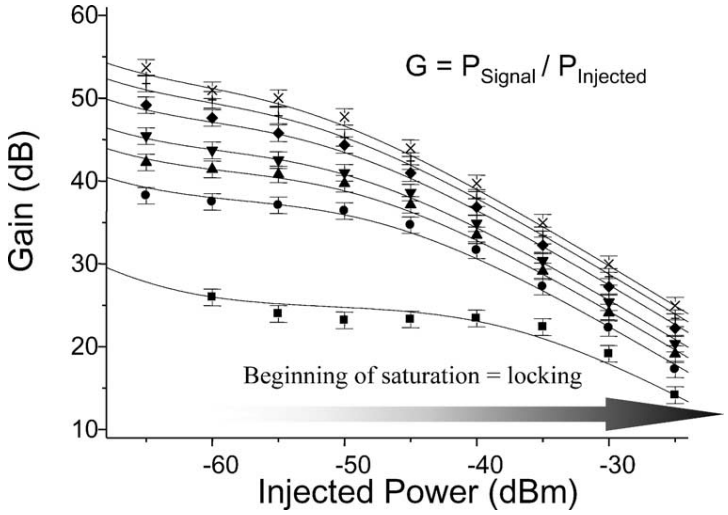


Fig. 11. Gain associated to the stimulated amplification process as a function of injected power. It is given for different values of normalised injection current $r = I/I_{th}$. ■ $r = 1.1$, $P_{\text{slave}} = -10.85$ dBm, • $r = 1.2$, $P_{\text{slave}} = -7.74$ dBm, ▲ $r = 1.3$, $P_{\text{slave}} = -5.89$ dBm, ▼ $r = 1.4$, $P_{\text{slave}} = -4.62$ dBm, ♦ $r = 1.6$, $P_{\text{slave}} = -2.76$ dBm, + $r = 1.8$, $P_{\text{slave}} = -1.56$ dBm, × $r = 2$, $P_{\text{slave}} = 0$ dBm or 1 mW. Points are experimental data and solid lines are simulated gain using the generalised transfer function applied to the laser. The saturation is reached at the birth of the straight line (linear slope) and depends on the bias current.

easily calculated from Eq. (1) when the saturating intensity is known. An example of such a calculation is given in Fig. 5 for increasing weak power of injected signals. It shows a very good agreement with experiment. Another example, given in Fig. 8 at nonzero detuning, clearly shows the selective amplification and the pulling effect for weak injected powers

A complementary case to the one presented in Fig. 5 is when the master is more coherent than the slave. At weak injected powers, a selective amplification [27] of the master line, as indicated in the insert of Fig. 9, looks like what is encountered in amplifiers. When the injected power is increased, a progressive migration of energy from the master laser band to the signal band is clearly observed. In semiconductor-optical or Erbium-doped-fibre amplifiers, the gain bandwidth is a few tens of nanometres [28] while here the bandwidth at 3 dB is around the linewidth of the free-slave laser. This narrow amplification-bandwidth is the result of the laser-cavity filtering and is the price to pay for amplification of weak signal by lasers operating *above threshold*. Theoretical spectra reproduce this amplification within the laser line as it can be observed in Fig. 10. Note that these results are different from those of reference [29] where amplifiers (and not a laser running above threshold) were used to amplify 100 mW. In such amplifiers, the gain which can be reached is of the order of 30 dB while in our particular case the gain is 20 dB bigger, or about 50 dB for input signals with optical power in the range pW–100 nW. Thus if the bandwidth is small, the gain is bigger due to the cavity effect. Fig. 11 gives the theoretical and experimental gain for different bias currents. Note that this amplification is possible only before the saturation process, or in other words, when the power of the external signal is less than ~ -30 dBm. In the converse case, all the energy of the free-slave line is transferred to the master line and one can define the locking as the birth of a saturated regime. Below this regime, we show for what we believe the first time that it is possible to use a laser *above threshold* as an amplifier. The gain presented in Fig. 11 can be considered as a direct measurement of the amplification process of the stimulated emission in semiconductor lasers.

5. Seeding of chaotic spectra: synchronisation of chaos

The first chaotic synchronisation with two semiconductor lasers was realised by feeding a laser with the help of another one which was coupled to an external cavity [30]. The master laser field $E_M(t)$ interacts with its feedback image $E_M(t-\tau)$. The master output is then injected in the slave cavity and the slave field $E_S(t)$ interacts with the field $E_M(t)$. If the two lasers are identical, one directly checks that the systems are equivalent if $E_S(t) = E_M(t+\tau)$. In other words the injected laser completely synchronises with anticipation (with a time lag corresponding to the round-trip time in the external cavity). Experimental observation of anticipation has been recently observed [31]. The general idea is to inject light into a second laser with the same strength as the one used for optical feedback, in order to duplicate the first system. As the chaos is generated through optical feedback, many external cavity modes are excited and the dynamics is defined as high dimensional chaos. Mathematically, the optical field has to be initiated on a whole interval of time, so that delayed systems behave like multi-variables ones. Similar

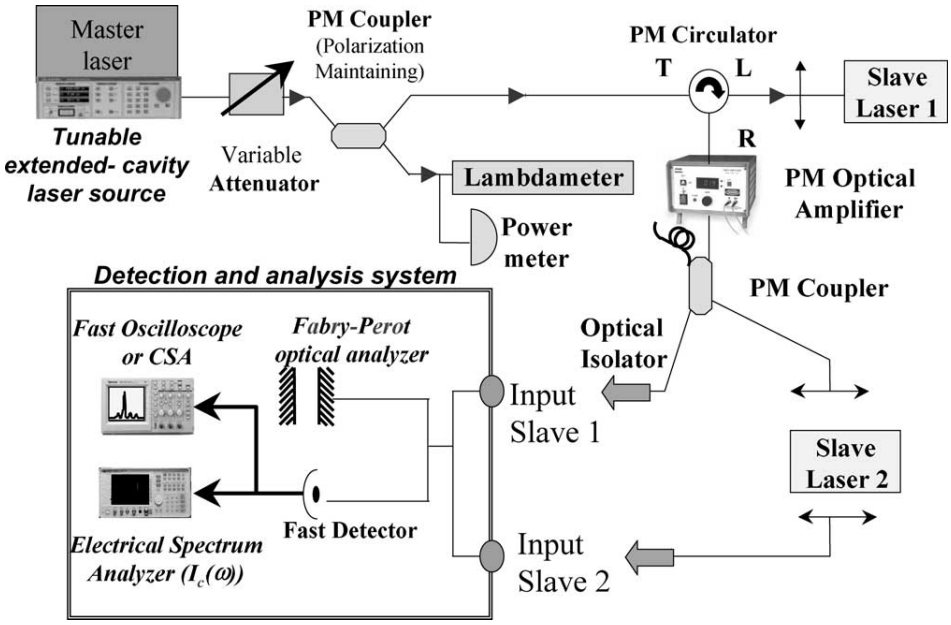


Fig. 12. Experimental set-up for chaos synchronisation.

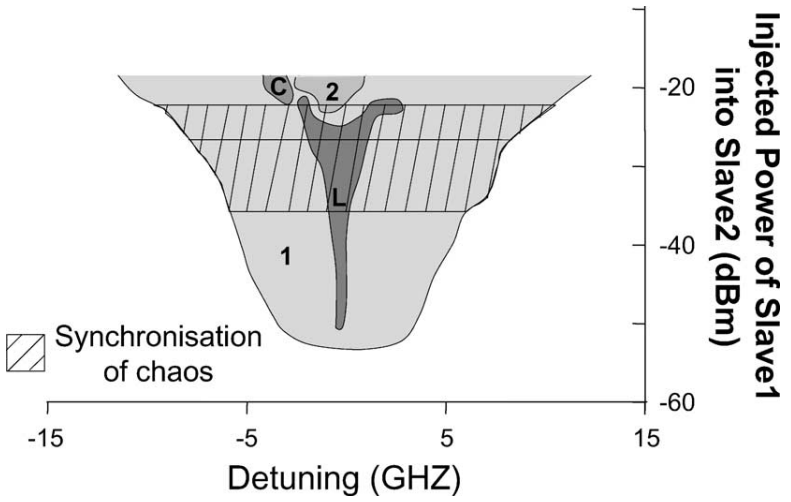


Fig. 13. Map of the slave 2. The synchronisation area of slave 2 is in hatched lines when it is seeded by a chaotic signal from slave 1. The chaos is generated by optical injection and not by optical feedback as usually done. The lower horizontal line is the limit of complete synchronisation (the precision is 1 dB). Below the middle horizontal line, the synchronisation is incomplete. The upper horizontal line gives the maximum optical power that can be injected in the slave laser 2.

experiments have been realised with fibre lasers [32]. However, more generalised chaos synchronisation can be accomplished [30] through optical injection and delayed feedback, which means that it is possible to reach synchronisation for a broad range of parameters such as injected-power level. All these experiments describe high dimensional chaos brought by a delayed system.

Here we propose a new scheme where a low dimensional chaos is produced by optical injection. A master laser feeds, through a PM circulator, a first laser (slave 1) as shown in Fig. 12. The injected power and the detuning are fixed in order to obtain chaos. Then the output of the first slave is used to feed another laser (slave 2). The aim is to analyse what are the conditions for synchronising two lasers. This scheme has many advantages:

- We can fix the operating point of the slave 1 by injecting a constant power P_1 into slave 1 with a constant detuning $\Delta\nu_1$ between the master and slave 1 frequencies. Then we vary the operating point of slave 2 by scanning the injected power P_2 into slave 2 and the detuning $\Delta\nu_2$ between the frequencies of slaves 1 and 2. It is equivalent to scanning the map injected power-detuning of the master-slave 2.
- On the other hand, we can fix the operating point of slave 2 (P_2 and $\Delta\nu_2$) and vary the operating point of slave 1 (P_1 and $\Delta\nu_1$).

This scheme enables us to make a rigourous study because we can control the main parameters of the three lasers. In an example given in Fig. 13, we give the mapping of the slave 2 for a normalised bias current of 1.5 (the mapping is different from Figs. 6, 4). We have studied the first situation for which the operating point of slave 1 is fixed and the operating point of slave 2 is varied. In Fig. 13, the dashed lines indicate where the synchronisation is effective, for different operating points of the map of the slave 2. The upper horizontal line is the maximum optical power that can be injected in slave 2. Below the middle horizontal line, the synchronisation is incomplete and not fully correlated. Under the bottom line, there is no chaos. These first results clearly show that synchronisation area exactly correspond to wave mixing zone of slave 2. These first results have encouraged us to improve the characterisation of chaos synchronisation. Complete results will be presented elsewhere. In particular, we have shown the necessity of a right spectral signature in order to get synchronisation.

6. Conclusion

We have shown that the spectral properties of the injected slave can help to describe the process of optical injection. Many phenomena such as huge bistability, wave-mixing, chaos, frequency pushing/pulling can be observed and described in the frequency domain. We have shown for what we believed the first time that a laser operating above threshold may be used as an amplifier of weak signals. This property enables us to detect at room temperature a continuous-wave signal as weak as the femtowatt [27] using heterodyne technique. We hope to lower this limit in the future. This detection of weak signal may bring new prospects in the understanding of tomography. This approach gives us the idea to realise chaos synchronisation without optical feedback as usually done. The proposed scheme of synchronisation promises its full characterisation.

Acknowledgements

We thank the team of our lab. We thank M. Depoutot, J. Abgral and M.-R. Capella from ALCATEL Optronics.

References

[1] H. Stover, W. Steier, Locking of laser oscillators by light injection, Appl. Phys. Lett. 8 (1966) 91.
[2] R. Lang, Injection locking properties of a semiconductor laser, IEEE J. Quant. Electron. QE-18 (1982) 976.
[3] A. Gavrielides, V. Kovanis, A.M. Varangis, T. Erneux, C. Lythe, Coexisting periodic attractors in injection-locked diode lasers, Quant. Semiclass. Opt. 9 (1997) 785.
[4] T.B. Simpson, J.M. Liu, K.F. Huang, K. Tai, Nonlinear dynamics induced by optical injection in semiconductor lasers, Quant. Semiclass. Opt. 9 (1997) 765.
[5] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, G. Stéphan, Optical bistabilities in injected semiconductor lasers, in: Proceedings Laser '97, New Orleans, 1998.
[6] H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsukoa, K. Otsuka, Bistable output characteristics in semiconductor lasers injection locking, IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 1314.
[7] G.M. Stéphan, Spectral properties of an injected laser, Phys. Rev. A 58 (1998) 2458.
[8] M. Bondiou, R. Gabet, G.M. Stéphan, P. Besnard, Linewidth of an optically injected semiconductor laser, J. Opt. B (2) (2000) 41.
[9] L.E. Erickson, A. Szabo, Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity, Appl. Phys. Lett. 18 (1971) 10.
[10] P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge, C. Chabran, Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injection locked semiconductor laser, Electron. Lett. 21 (1985) 183.
[11] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, C. Chabran, Stability of an injection-locked DFB 1.5 μ semiconductor laser, IEEE J. Quant. Electron. QE-18 (1988) 148.
[12] C.H. Henry, Theory of the linewidth of semiconductor lasers, IEEE J. Quant. Electron. QE-18 (1982) 259.
[13] J.-Ph. Bouyer, Ch. Bréant, Stability of an injection-locked DFB 1.5 m semiconductor laser, J. Phys. III France 2 (1992) 1623–1644.
[14] A. Gavrielides, V. Kovanis, M. Nizette, T. Erneux, T.B. Simpson, Period three limit-cycles in injected semiconductor lasers, J. Opt. B 4 (2002) 20.

[15] S. Wieczorek, B. Krauskopf, D. Lenstra, A unifying view of bifurcations in a semiconductor laser subject to optical injection, Opt. Commun. 172 (1999) 279.
[16] D.L. Boiko, G.M. Stéphan, P. Besnard, Fast polarization switching with memory effect in a vertical cavity surface emitting laser subject to modulated optical injection, J. Appl. Phys. 86 (1999) 4096.
[17] A. Siegman, Lasers, University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
[18] S. Wieczorek, T.B. Simpson, B. Krauskopf, D. Lenstra, Bifurcation transitions in an optically injected diode laser: theory and experiment, Opt. Commun. 215 (2003) 125.
[19] M. Sargent III, M.O. Scully, W.E. Lamb Jr., Laser Physics, Addison-Wesley, 1977.
[20] A.L. Shawlow, C.H. Townes, Infrared and optical masers, Phys. Rev. 112 (1958) 1940.
[21] M.B. Spencer, W.E. Lamb, Laser with a transmitting window, Phys. Rev. A 5 (1972) 884.
[22] C. Birocheau, Z. Toffano, A. Destrez, Linewidth evolution in semiconductor lasers throughout threshold, Ann. Télécommun. 49 (1994) 607.
[23] P. Spano, S. Piazzola, M. Tamburrini, Frequency and intensity noise in injection-locked semiconductor lasers: Theory and experiments, IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 427.
[24] G.M. Stephan, Semiclassical study of the laser transition, Phys. Rev. A 55 (1997) 1371.
[25] M. Bondiou, Ph.D. Thesis, University of Rennes I, 1999.
[26] R. Gabet, Ph.D. Thesis, University of Rennes I, 2001.
[27] S. Blin, G.M. Stéphan, R. Gabet, P. Besnard, Amplification process in a laser injected by a narrow band, weak signal, Europhys. Lett. 52 (2000) 60.
[28] G.P. Agrawal, Applications of nonlinear fiber optics, in: Optics and Photonics, Academic Press, San Diego, 2001, Section 4.
[29] G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck, C. Salomon, High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier, Opt. Lett. 24 (1999) 151;
J.H. Marquardt, F.C. Cruz, M. Stephens, C.W. Oates, L.W. Hollberg, J.C. Bergquist, D.F. Welch, D.G. Mehuys, S. Sanders, Grating-tuned semiconductor MOPA lasers for precision spectroscopy, in: A. Fried (Ed.), Application of Tunable Diode and Other Infrared Sources for Atmospheric Studies and Industrial Process Monitoring, Proc. SPIE 2834 (1996) 34.
[30] J. Ohtsubo, Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback, IEEE J. Quantum 38 (9) (2002) 1141.
[31] S. Sivaprakasam, E.M. Shahverdiev, P.S. Spencer, K.A. Shore, Experimental demonstration of anticipating synchronization in chaotic semiconductor lasers with optical feedback, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 154101.
[32] V. Annovazzi-Lodi, S. Merlo, M. Norgia, A. Scirè, Characterization of a chaotic telecommunication laser for different fiber cavity lengths, IEEE J. Quantum Electron. 38 (2002) 1171.

PHYSICAL REVIEW E **68**, 027301 (2003)

Oscillating bubbles at the tips of optical fibers in liquid nitrogen

K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, B. F. Soares, and N. I. Zheludev
Department of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton SO16 7DH, United Kingdom

C. Guignard, A. Mihaescu, and P. Besnard
Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR 6082), ENSSAT, 22305 Lannion Cedex, France

(Received 4 December 2002; revised manuscript received 31 March 2003; published 22 August 2003)

We report that a bubble with a radius of a few micrometers may be created at a precise location on a metal-coated optical fiber tip immersed in liquid nitrogen by microsecond optical pulses with peak powers of less than 20 mW. Dynamic optical measurements reveal that after termination of the optical pulse the bubble exhibits stable oscillations for several tens of microseconds, at frequencies up to several megahertz, as it slowly collapses.

DOI: 10.1103/PhysRevE.68.027301 PACS number(s): 47.55.Dz

It is well established that bubbles can be created through optical breakdown of liquids, including cryogenic liquids, when very intense nanosecond laser pulses are focused into them [1–3]. For example, the generation of bubbles through optical breakdown of liquid nitrogen requires intensities of at least 5×10^{11} W/cm^2. In the course of our research on the nonlinear optical properties of nanoscale metallic films at cryogenic temperatures, we discovered that bubbles could be formed at the ends of optical fibers in liquid nitrogen using very low optical intensities—less than 3×10^{4} W/cm^2. The reflectivity of a fiber tip on which a bubble is created shows large-amplitude oscillations, lasting several tens of cycles, with a frequency spectrum extending to several megahertz. The free oscillation of bubbles (especially air bubbles in water [4]) and forced oscillation of acoustically trapped bubbles [5] (including hemispherical bubbles on a solid surface [6]) have been the subject of extensive study, numerical simulation, and theoretical modeling [7]. However, to the best of our knowledge, stable high-frequency oscillations such as we observe have not previously been reported for laser-generated bubbles in liquid nitrogen. The generation of bubbles on the tips of optical fibers using a low-intensity laser source is an elegant method that allows for precise control of the bubble's location and accurate optical interrogation of its dynamics. We believe that our techniques and results may be of interest to those studying the dynamics of bubbles in liquids, in particular those researching the dynamics of bubble formation and collapse [8,9], sonoluminescence [10], and claims of ''bubble fusion'' [11].

In our experiments, bubbles were generated on the tips of single mode silica optical fibers coated with a semitransparent granular gallium film covered by a protective silicon oxide layer. The metallic films, which had a mass thickness of $\sim$9 nm, were deposited using an atomic beam source onto fiber tips cooled to $\sim$100 K under UHV conditions [12]. Following application of the oxide layer the tips typically had reflectivities of $\sim$20% (in vacuum). When such a fiber is immersed in boiling liquid nitrogen and the tip is subjected to pulsed optical excitation (delivered via the fiber) bubble formation occurs as heat generated by absorption of laser radiation is released from the metallic film. The nitrogen was poured in air and was exposed to the atmosphere during the experiments so it will have contained a considerable concentration of dissolved oxygen. The optical pulses used were produced by a semiconductor diode laser operating at a wavelength of 1.55 μm, were 1 μs long with peak powers up to 17 mW, and had a repetition rate of $\sim$1 kHz. Bubble dynamics were observed by monitoring the reflectivity of the fiber tip (see Fig. 1): the appearance of a bubble changes the medium in contact with the fiber tip from liquid to gas and the associated change in refractive index leads to a change in reflectivity. The magnitude of this change (derived from separate measurements of reflectivity in liquid and gaseous nitrogen atmospheres) is indicated in Fig. 2(a). The bubble's reflectivity dynamics were monitored in real time using a low-power (0.8 mW) cw diode laser light source operating at 1.31 μm and a digital storage oscilloscope [13]. The reflected signal at the 1.31 μm probe wavelength was isolated from reflected 1.55 μm light (from the pulses used to initiate bubble formation) prior to detection using a wavelength division multiplexer and spectral filters. Our experimental conditions are very different from those under which sonoluminescence has been observed in liquid nitrogen [2], and we therefore assume that our detection system does not receive any luminescence signal. The detection system had an overall bandwidth of 125 MHz.

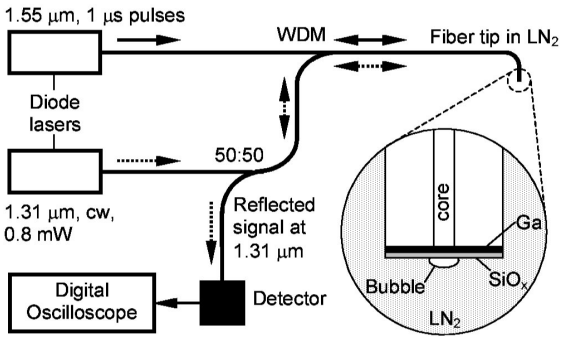


FIG. 1. Schematic of the diode-laser/fiber-optic arrangement for generation and optical study of bubbles in liquid nitrogen, with enlarged detail of the fiber tip.

 ©2003 The American Physical Society

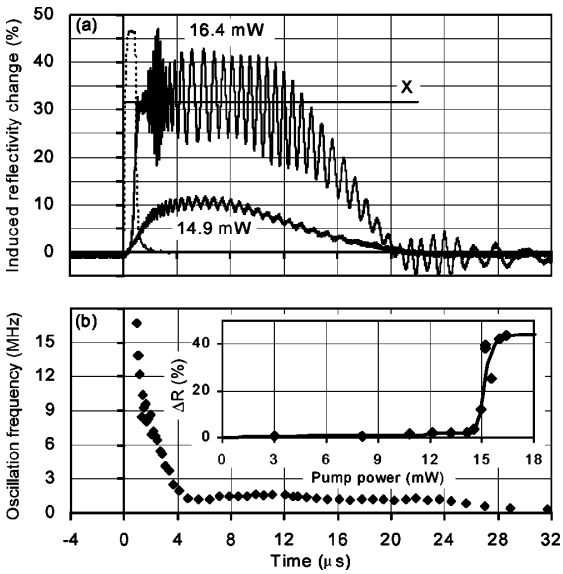


FIG. 2. Reflectivity oscillations resulting from bubble formation and collapse at the tip of an optical fiber immersed in liquid nitrogen. (a) Dynamics of reflectivity oscillations following excitation by 1 μs laser pulses (dashed line) with peak powers of 16.4 and 14.9 mW. The solid horizontal line (X) indicates the reflectivity change that arises when the fiber tip goes from a liquid to a gaseous environment. (b) Frequency of reflectivity oscillations as a function of time following a 1 μs pump pulse with a peak power of 16.4 mW. The inset shows maximum induced reflectivity change (ΔR) as a function of pump power for pulses of 1 μs duration.

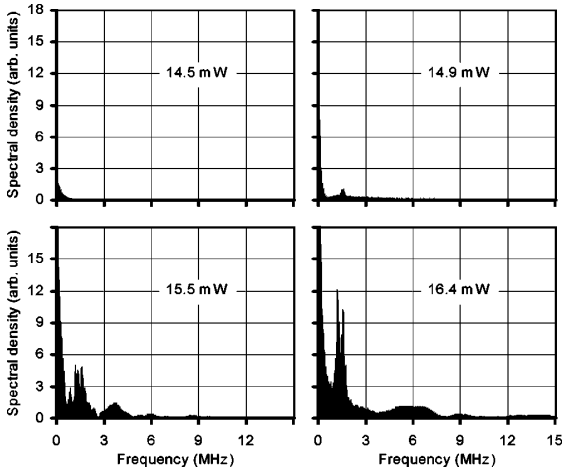


FIG. 3. Frequency spectra of reflectivity oscillations following the generation of a bubble on the tip of a fiber by 1 μs optical pulses with various peak powers.

We observed that with 1 μs pump pulses, bubble creation (detected as a large, rapid change in fiber tip reflectivity) requires a threshold pulse energy of $\sim$15 nJ [see inset to Fig. 2(b)]. Following creation, large-amplitude oscillations are seen in the reflectivity of the fiber tip against the background of a nonoscillating reflectivity increase that peaks approximately 5 μs after the end of the pulse and then takes around $\sim$15 μs to relax [see Fig. 2(a)]. The oscillations are fastest immediately after the pump pulse, when they have a frequency of $\sim$17 MHz [Fig. 2(b)]. The oscillation frequency then drops rapidly, settles at $\sim$1.35 MHz within a few microseconds, and remains almost constant for 25–30 cycles, after which it decreases slightly and becomes less stable—varying between 0.1 and 0.8 MHz. In total, the oscillations persist for $\sim$200 μs after the laser pulse. Fourier analysis of the reflectivity's time dependence shows that the frequency spectrum of the oscillations broadens with increasing pump power but a characteristic peak at $\sim$1.5 MHz is always present (see Fig. 3).

We believe that when a pulse of laser light is delivered to the fiber tip, a bubble forms, initially as a shallow meniscus, on the fiber's core (i.e., on that part of the surface which is exposed to the laser radiation), and that it then grows toward a more hemispherical shape during the pump pulse. After termination of the laser excitation, the bubble can be considered as a free (i.e., undriven) oscillator [7]. The natural frequency of a spherical gas bubble in a liquid, undergoing low-amplitude oscillation, was first calculated by Minnaert [14] (assuming adiabatic compression): $\omega_0 = \sqrt{3\gamma p_0/\rho R_0^2}$, where ω_0 is the angular frequency, γ is the ratio of specific heats (c_p/c_v) for the gas, p_0 is the static pressure in the liquid, ρ is the liquid density, and R_0 is the bubble's equilibrium radius. Clearly, we do not have an isolated spherical bubble but, as discussed by Jones and Edwards [15], the spherical symmetry of such an equation means that it should be applicable to a hemispherical cavity on a semi-infinite solid surface. The adiabatic regime will apply only to the oxygen component of our bubbles because, as the bubble contracts, the nitrogen will simply condense on its surface [the process of condensation can be very rapid, occurring in a time of the order of the gas collision time ($\sim 10^{-10}$ s), which is much shorter than the bubble's oscillation period]. Oxygen does not condense because its boiling point is lower than that of nitrogen. Nevertheless, if Minnaert's equation is applied, the observed "steady-state" frequency of $\sim$1.35 MHz ($=\omega_0/2\pi$) is found to correspond to a bubble radius of 2.8 μm ($\gamma = 1.453$, $p_0 = 1$ atm, and $\rho = 809$ kg/m^3). This value is consistent with an upper limit on the radius set by energy conservation considerations. Indeed, calculations based on a modified version [16] of Yamaguchi, Yoshida, and Kinbara's model for the optical properties of an aggregated metal film on a dielectric substrate [17] show that the film absorbs not more than 5% of the 15 nJ pulse energy. If all of this absorbed energy were expended in the evaporation of liquid nitrogen (latent heat of vaporization 2×10^5 J/kg) then a hemispherical bubble with a maximum radius of 7.4 μm would be formed (assuming atmospheric pressure inside the bubble).

We believe that changes in the bubble's size and shape affect the intensity of light reflected back into the fiber for subsequent detection by our measurement system, primarily because the surfaces of the fiber and the bubble act as the mirrors of a dynamic interferometer, akin to a Fabry-Pérot

interferometer. An interferometer's reflectivity is increased and decreased by constructive and destructive interference between light reflected from the different surfaces. Thus, the continuous component of a bubble's movement (i.e., the overall expansion and contraction of the bubble) would generate a small number of reflectivity oscillations—roughly one for each half-wavelength change in the ''height'' of the bubble (where height is defined as the distance between the centerpoint of the fiber core's surface and the opposing bubble wall). Most of the reflectivity oscillations, however, would correspond to oscillatory movements of the bubble's surface. Interferometers are normally designed to minimize losses and are based on two plane parallel mirrors or a confocal arrangement of curved mirrors. So, to demonstrate that the interferometric mechanism can still produce significant reflectivity oscillations when one mirror (the bubble surface) is nonplanar and of variable curvature, and when account must be taken of the efficiency with which reflected light is coupled into the fiber, we performed a finite element numerical simulation of the electromagnetic field structure in and around a bubble on the surface of a fiber, and from there derived the intensity of reflected light. We considered a simplified structure wherein the bubble was located on the tip of an uncoated fiber and had the form of a ''spherical cap'' with a fixed base diameter equal to that of the fiber's core (9 μm) and a variable radius of curvature corresponding to heights of up to 4.5 μm (the core radius). The following values were used for the refractive indices of the structure's various components at the probe wavelength ($\lambda = 1.31$ μm): fiber core $= 1.4677$; fiber cladding$= 1.4624$; liquid nitrogen$= 1.4520$; gas inside bubble$= 1.0000$. This simulation showed that the smooth expansion or contraction of a bubble does indeed produce reflectivity variations with a period (in terms of bubble height) of ~ 0.68 μm (roughly $\lambda/2$ as expected) and that, in this simplified case, changes in height of less than $\lambda/4$ can lead to substantial reflectivity modulations that are more than sufficient to explain our experimental results.

In summary, we report that the absorption of low-power laser radiation by a nanoscale metallic film on the tip of an optical fiber immersed in boiling liquid nitrogen can lead to the formation of a freely oscillating bubble with a radius of just a few micrometers on the surface of the fiber's core. Reflectivity measurements, made via the same fiber, enable accurate studies of the bubble's dynamics to be performed. A potential advantage of this bubble nucleation technique is that it could be used with tapered fibers having optical apertures of just a few tens of nanometers (such as those widely used in near-field spectroscopy [18]). With these subwavelength apertures it may be possible to generate and study extremely small ''nano-bubbles,'' which are expected to show interesting thermodynamic properties [19] and could act as cavities to suppress or enhance the spontaneous emission of atoms [20]. We would expect a nanobubble in a cryogenic liquid to oscillate at frequencies of several tens of megahertz in highly controllable environments and could provide interesting opportunities for research on matter in extreme conditions and sonochemistry. Investigations of the optical properties of such nanobubbles would complement the burgeoning research on the optical properties of nanoparticles and their shape-oscillation dynamics [21].

The authors would like to acknowledge the assistance of G. Stevens and V. I. Emel'yanov, and the support of the EPSRC and the British Council (U.K.), Program Alliance (CNRS and French Ministry of Affairs), and Fundaçõ para a Ciência e Tecnologia (Portugal).

[1] Y. Tomita and A. Shima, Acustica **71**, 161 (1990).
[2] O. Baghdassarian, B. Tabbert, and G. A. Williams, Physica B **284-288**, 393 (2000).
[3] Y. Tomita, M. Tsubota, K. Nagane, and N. An-naka, J. Appl. Phys. **88**, 5993 (2000).
[4] T. G. Leighton and A. J. Walton, Eur. J. Phys. **8**, 98 (1987).
[5] O. Baghdassarian, H. Cho, E. E. Varoquaux, and G. A. Williams, J. Low Temp. Phys. **110**, 305 (1998).
[6] K. R. Weninger, H. Cho, R. A. Hiller, S. J. Putterman, and G. A. Williams, Phys. Rev. E **56**, 6745 (1997).
[7] T. G. Leighton, *The Acoustic Bubble* (Academic, London, 1994).
[8] A. Tufaile and J. C. Sartorelli, Physica A **275**, 336 (2000).
[9] N. K. Bourne, Shock Waves **11**, 447 (2002).
[10] L. A. Crum, Phys. Today **47** (9), 22 (1994).
[11] R. P. Taleyarkhan, C. D. West, J. S. Cho, R. T. Lahey, Jr., R. I. Nigmatulin, and R. C. Block, Science **295**, 1868 (2002).
[12] K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, K. J. Ross, G. C. Stevens, N. I. Zheludev, W. S. Brocklesby, and V. I. Emel'yanov, Appl. Phys. Lett. **80**, 1643 (2002).
[13] This arrangement is similar to the fiber optic probe hydrophone (FOPH). However, the FOPH was used to monitor high-pressure shock waves by exploiting changes in refractive index induced by the waves, and did not have a second pulsed laser channel. See Z. Q. Wang, R. Pecha, B. Gompf, and W. Eisenmenger, Phys. Rev. E **59**, 1777 (1999).
[14] M. Minnaert, Philos. Mag. **16**, 235 (1933).
[15] I. R. Jones and D. H. Edwards, J. Fluid Mech. **7**, 596 (1959).
[16] V. A. Fedotov, Ph.D. thesis, University of Southampton, 2003.
[17] T. Yamaguchi, S. Yoshida, and A. Kinbara, Thin Solid Films **21**, 173 (1974).
[18] B. Hecht, B. Sick, U. P. Wild, V. Deckert, R. Zenobi, O. J. F. Martin, and D. W. Pohl, J. Chem. Phys. **112**, 7761 (2000).
[19] P. Attard, M. P. Moody, and J. W. G. Tyrrell, Physica A **314**, 696 (2002).
[20] V. V. Klimov and V. S. Letokhov, Chem. Phys. Lett. **301**, 441 (1999).
[21] C. D. Grant, A. M. Schwartzberg, T. J. Norman, Jr., and J. Z. Zhang, J. Am. Chem. Soc. **125**, 549 (2003).

Dynamics of mode-locked lasers with nonlinear or filtered feedback

C. Guignard, P. Besnard, J-C. Simon, and M. Thual
ENSSAT, Lannion, France

If numerous studies have been dedicated to semiconductor lasers with optical feedback, few publications have taken attention to such cavities, which are mode-locked. We proposed to discuss the possibility to obtain high-repetition rate picosecond-pulsed laser with a nonlinear optical feedback. Dynamics are described using the usual picture of modes-antimodes extracted from an extended “Lang and Kobayashi model” and numerical simulations when different parameters such as the anti-reflection coating of the laser output face, the characteristic of the nonlinear mirror. The case of filtered feedback is finally discussed when a Bragg Grating is inserted.

Pulse operation of semiconductor laser with nonlinear optical feedback

C. Guignard[a], P. Besnard[a], A. Mihaescu[a],K.F. MacDonald[b], S. Pochon[b], N.I. Zheludev[b]

[a]ENSSAT, Laboratoire d'Optronique CNRS UMR 6082, GIS FOTON
6 rue Kerampont, BP 447, 22305 Lannion cedex, France
[b]Department of Physics and Astronomy, University of Southampton, SO 171 BJ, U.K.

ABSTRACT

A semiconductor laser coupled to a gallium-made non linear mirror may exhibit pulse regime. In order to better understand this coupled cavity, stationary solutions and dynamics are described following the standard Lang and Kobayashi equations for a semiconductor laser submitted to nonlinear optical feedback. It is shown that the nonlinearity distorts the ellipse on which lied the stationary solutions, with a "higher" part corresponding to lower reflectivity and a "lower" part to higher reflectivity. Bifurcation diagrams and nonlinear analysis are presented while the conditions for pulsed operation are discussed.

Keywords: Semiconductor lasers, dynamics, nonlinear optical feedback.

1. INTRODUCTION

Semiconductor lasers with external optical feedback have attracted many researcher's attention owing to its practical importance as well as to the rich variety of nonlinear behavior. In fact, when the light reflected from an external reflector couples with the original field in the laser cavity, the laser oscillation is considerably affected[1,2]. At weak to moderate feedback, the output power of the compound cavity shows interesting dynamical behaviors such as stable state, periodic and quasi-periodic oscillations and chaos. Dynamics of semiconductor laser submitted to conventional optical feedback have been extensively studied[3]. Since several years, considerable attention has been paid to the case of nonlinear optical feedback such as the one obtained from a phase-conjugate mirror[4,5,6,7,8]. Such feedback is referred to phase-conjugate feedback and differs from conventional optical feedback since the phase of the returned light is reversed during reflection. It has been theoretically[9] shown that both frequency and phase lockings can be achieved using such a mirror.

Recently, it has been established that an enhancement of optical nonlinearities can take place when a solid is brought to the verge of a structural phase transition. Such an enhancement was found in elemental gallium, which exhibits a phase transition to melt at only 29,8°C. It has been established that the optical reflectivity of a gallium-silica interface becomes intensity dependent at temperatures below the bulk melting point. The interface can show up to 40% reversible change in reflectivity when excited with a few mW of CW optical power[10]. The effect is extremely broadband and fast[11,12]. It was attributed in gallium to an optically induced, surface-assisted conversion of the α-phase to an unidentified phase of a more metallic nature.

In this communication, we report on the theoretical analysis of a laser diode with Nonlinear external Optical Feedback (NOF). In section 2, we formulate the model equations which are a straight forward extension of the Lang and Kobayashi equations for conventional optical feedback (COF). We will discuss the stationary solutions (external cavity modes) and their small-signal properties. The main difference with COF is that the effective strength of feedback now becomes intensity-dependent, as imposed by the nonlinear reflectivity. The dynamical behavior is analyzed in section 3.

Further author information: (Send correspondence to Pascal Besnard)
E-mail: pascal.besnard@enssat.fr, Telephone: +33 (0)2 96 46 66 53

2. THEORETICAL MODEL

A schematic sketch of the external cavity configuration is shown in Fig. 1. A laser diode is exposed to optical feedback from an external reflector (nonlinear mirror or conventional mirror), located at a distance L from the front facet of the laser diode cavity. The feedback light is mixed with the original field of the laser oscillation. The internal laser cavity and the external reflector form a compound cavity. The laser is assumed to be single-frequency.

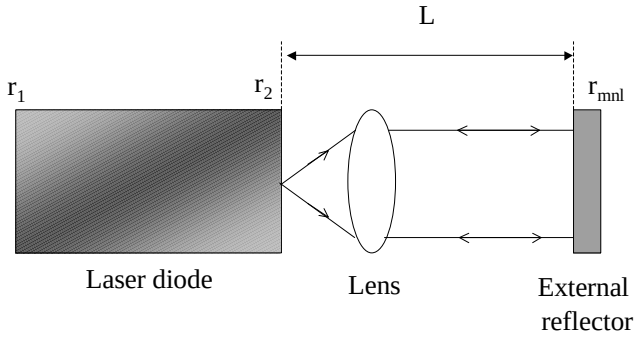


Figure 1. Schematic illustration of a laser diode along with external optical feedback.

2.1. Equations for the laser in external cavity

For weak to moderate external feedback, we assume that it is sufficient to consider only one single round-trip in the external cavity. The rate equations for such a coupled laser are known as the Lang and Kobayashi equations[1] and are given for the carrier density N(t) and the complex electric field $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i(\omega_0 t+\phi(t))}$, where I(t) is the laser field intensity and $\phi(t)$ the phase.

$$\dot{E(t)} = \frac{1}{2}\left[\Gamma_C G_N g(N,I) - \frac{1}{\tau_p}\right]E(t) + i\frac{\alpha_H}{2}\left[\Gamma_C G_N (N(t)-N_t) - \frac{1}{\tau_p}\right]E(t) + \kappa(I)E(t-\tau)e^{-i\omega_0\tau} \quad (1)$$

$$\dot{N(t)} = J - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_N g(N,I)I(t) \quad (2)$$

Where N_t and N_{th} are respectively the carrier density at transparency and at threshold, Γ_c is the field confinement factor, G_N is the differential gain. The nonlinear gain is expressed as $g(N,I) = (N(t)-N_t)/(1-\varepsilon_{nl}I(t))$,

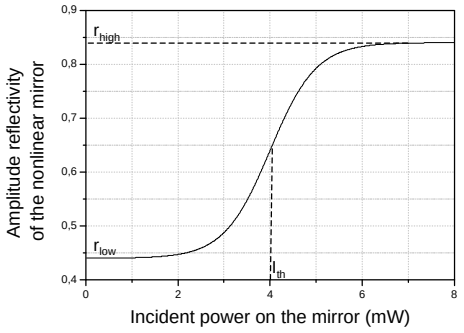


Figure 2. Evolution of the nonlinear reflectivity with the incident power

where ε_{nl} is the gain compression factor. The photon lifetime τ_p is determined by the full losses of the solitary laser: $1/\tau_p = v_g\alpha_{in} - (1/\tau_c)ln(R_1R_2)$, where the parameter α_{in} determines the scattering losses in the active volume, $v_g = c/n_g$ is the group velocity, c is the speed of light in vacuum, n_g is the group index of the active medium. Parameters R_1 and R_2 are the power reflectivity of the left and right facets: $R_{1,2} = r_{1,2}^2$. α_H is the linewidth enhancement factor, J is the injection current density. The spontaneous emission rate $N/\tau_N(N) = AN + BN^2 + CN^3$ with A,B and C the mono-molecular, and Auger recombination coefficients. Linearization of the spontaneous emission rate near N_{th} gives $N/\tau_N(N) = N/\tau_e + J_0/(eV)$, where τ_e is the carrier lifetime at threshold, V is the volume of the active zone, and J_0 is a shift of the injection current. $\tau = 2L/c$ corresponds to the external cavity round-trip time, where L is the distance from the laser facet to the external reflector. ω_0 is the angular frequency of the solitary laser. The feedback parameter κ depends on the optical intensity (if the external reflector is a nonlinear mirror) and is given by:

$$\kappa(I) = \frac{1 - r_2^2}{r_2\tau_c} r_{mnl}(I) \tag{3}$$

$\tau_c = 2L_D/v_g$ corresponds to the cavity lifetime where L_D is the laser diode length. r_2 and $r_{mnl}(I)$ are respectively, the amplitude reflectivity for the laser coupling facet and for the external reflector. $r_{mnl}(I)$ can be approximated by the following equation:

$$r_{mnl}(I) = \begin{cases} r_b \tanh(I - I_{th}) - r_h & \text{for NOF} \\ \mathrm{r_3} & \text{for COF} \end{cases} \tag{4}$$

We can notice that the nonlinear reflectivity is governed by three parameters r_b, r_h and I_{th}, the threshold optical intensity for which the reflectivity of the nonlinear mirror switches from the lower state (with reflectivity $r_h - r_b$) towards the upper state (with reflectivity $r_h + r_b$). The nonlinear response of the reflectivity is presented in Fig. 2. The global parameters are given in Table 1.

Table 1. Some parameter values for the laser diode used in the numerical simulations

V	Volume of solitary laser	$3 \times 10^{-17}\ m^3$
G_N	Differential gain	$5.88 \times 10^{-12}\ m^3 s^{-1}$
N_t	Carrier density at transparency	$1.4 \times 10^{24}\ m^{-3}$
α_{in}	Scattering losses	$1000\ m^{-1}$
Γ_C	Confinement factor	0.08
τ_e	Carrier lifetime at threshold	$3.33\ ns$
α_H	Linewidth enhancement factor	3
R_1	Amplitude reflectivity	0.9
R_2	Amplitude reflectivity	0.555
τ_c	Round trip time in laser cavity	$7.14\ ps$
ε_{nl}	Gain compression factor	$1.6 \times 10^{-19}\ sm^3$

2.2. Stationary solutions

The stationary solutions of Eqs (1)-(2) are the external cavity modes of the laser. To find these solutions, one may neglect to a good approximation the small contribution from the nonlinear gain suppression (i.e. $\varepsilon_{nl} = 0$).

The stationary carrier density ($N_S = \Delta N_S + N_{th}$), the stationary optical intensity (I_S) and the stationary angular frequency ($\omega_S = \Delta\omega_S + \omega_0$) are given by the following set of equations:

$$\Gamma_C G_N \Delta N_S = -2\kappa(I_S)\cos(\omega_S \tau) \quad (5)$$

$$\Delta\omega_S = -\kappa(I_S)\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega_S\tau + \arctan(\alpha_H)) \quad (6)$$

$$I_S = \frac{J - J_{th} - \Delta N_S/\tau_e}{1/\Gamma_C\tau_p + G_N \Delta N_S} \quad (7)$$

When the external reflectivity is constant, the stationary solutions are classically lying on an ellipse in the (gain, frequency) chart as illustrated by the two first curves of Fig. 3. A first consequence of the nonlinearity is to

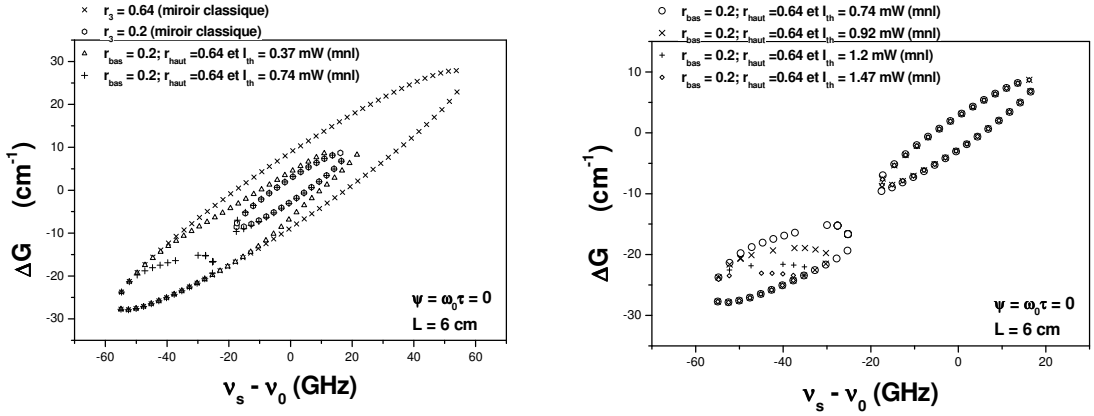


Figure 3. Stationary solutions of a laser with nonlinear or conventional optical feedback.

distort the ellipse such that the higher part (located on the right in Fig. 3) will correspond to the modes given for the lower reflectivity of the nonlinear mirror. Whereas the lower part (on the left in Fig. 3) will correspond to a higher reflectivity. Moreover, one may notice that the optical intensity threshold I_{th} can dramatically change this representation by splitting the modes and anti-modes in two families.

2.3. Stability analysis

The stability analysis of a given solution is done by a linear expansion around that solution and by analyzing the zeros positions of the corresponding system determinant D(s), following the values of a parameter such as the injected current. A complex zero $s = s_0$ implies a characteristic time dependence proportional to $\exp(s_0 t)$ when a small perturbation is applied to the initial stationary solution. Thus, the criterion for stability is that all zeros of D(s) lie in the left half ($Re\{s\} < 0$) of the complex s plane. The system determinant is commonly given by:

$$D(s) = (s+2\lambda_r)\left[(s+l_c)^2 + l_s^2 - \left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left[(s+l_c)\cos(\omega_s\tau) + l_s\sin(\omega_s\tau)\right]\right] + \omega_r^2(l_c + s - \alpha_H l_s) \quad (8)$$

with

$$l_c = b(Y_s)\cos(\omega_s\tau)(1 - e^{-s\tau/\tau_c}) \quad (9)$$

$$l_s = b(Y_s)\sin(\omega_s\tau)(1 - e^{-s\tau/\tau_c}) \quad (10)$$

$$\omega_r^2 = \frac{\tau_c}{\tau_e} g_d^2 \left(\Delta n_s + \frac{1}{n_{sp}}\right) \quad (11)$$

$$\lambda_r = \frac{\tau_c}{2\tau_e}(1 + g_d Y_s) \quad (12)$$

$g_d = \Gamma_c G_N \tau_c N_{th}$ is the normalized gain and $n_{sp} = \frac{N_{th}}{N_{th}-N_t}$ is the spontaneous emission coefficient.
As we said previously, the stability analysis of one mode consists in the resolution of the equation $D(s) = 0$. But this equation has an infinity of zeros because of the $e^{-s\tau/\tau_c}$ term. However, if all the solutions fulfil $|\frac{s\tau}{\tau_c}| \ll 1$ then the system determinant can be reduced to a third order equation.

$$D(s) = s\left\{As^2 + s(2\lambda_r A - 2D) + C - 4\lambda_r D\right\} \tag{13}$$

Where A, D, C are expressed as:

$$\begin{aligned} A &= 1 + \left(\frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}\right)^2 + \frac{2\tau}{\tau_c} b(Y_s)\cos(\omega_s\tau) \\ D &= Y_s \left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s} \left(b(Y_s)\frac{\tau}{\tau_c} + \cos(\omega_s\tau)\right) \\ C &= \omega_r^2 \left(1 + \frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}(\cos(\omega_s\tau) - \alpha_H \sin(\omega_s\tau)\right) \end{aligned}$$

And we find that the stable modes are those which fulfil the following condition:

$$1 + \frac{b(Y_s)\tau}{\tau_c}\sqrt{1+\alpha_H^2}\cos(\omega_s\tau + \arctan\alpha_H) > \frac{8\lambda_r}{\omega_r^2}\left.\frac{db(Y)}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left(b(Y_s)\frac{\tau}{\tau_c} + \cos(\omega_s\tau)\right) \tag{14}$$

If we consider a conventional optical feedback, the condition (14) corresponds to the one established by D. Lenstra[13]. A more correct approach shows that the Lyapounov exponents given by this method are only approximated solutions to the damping and oscillation frequency generated by the relaxation to the stationary solution[14].

3. DYNAMICS

In this section, we will present an exhaustive study of the nonlinear optical feedback influence on the laser's dynamic. We would like to know if this kind of feedback allows a pulsed behavior like mode-locking or Q-switch. Such phenomena have been experimentally observed in a fiber laser for which the cavity is formed with one nonlinear mirror based on liquefying gallium[15,16]. It is interesting to know if a similar behavior can be achieved in semiconductor laser. Moreover, it has been already established that the coupling of an external saturable absorber may lead to a pulsed regime[17]. Equations (1)-(2) were integrated using a fourth-order Runge-Kutta algorithm with a time increment $\Delta t = 1ps$. The initial conditions are taken from equations (5)-(7). In the following, we will study the influence of some parameters on the behavior of a laser coupled with NOF. Then, we will compare these results to those obtained with a Conventional Optical Feedback (COF). In order to quantify the dynamics occurring in these lasers, we will use bifurcation diagrams,[18] to show at a glance for which feedback strengths the laser operates stably, periodically or chaotically. They were obtained by generating a time series for each feedback level and taking the power output maximum. A trajectory of at least 1 ms was discarded to allow for transients to die out. To separate the deterministic effects from stochastic effects, the random noise terms have been neglected.

3.1. Weak feedback: Comparison with conventional optical feedback

3.1.1. Influence of feedback level

Series of bifurcation diagrams are presented in Fig. 4 to point out the differences between weak NOF and weak COF. On the left, bifurcation diagrams showing the output power maxima against the amplitude reflectivity r_3 of the external reflector are shown for three external cavity lengths L=6, 9, 12 cm in Fig. 4(a)-(c) in the case of COF. The bias current is fixed at $J = 1.2\ J_{th}$ (J_{th} is the threshold injection current). When the amplitude reflectivity is varying from 0 to 0.05, we observe well known results showing, as the optical feedback level is increased, a sequence of period-doubling bifurcations, culminating in chaos. Moreover, the dynamics of this cavity is strongly dependent on the external cavity length[19]. For example, we can see a typical period-doubling

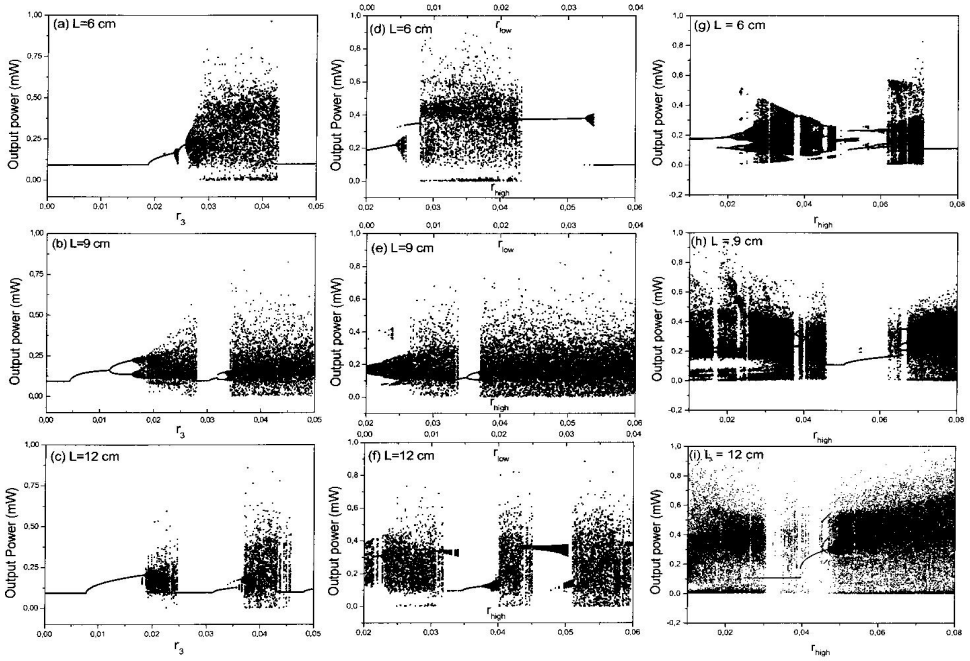


Figure 4. Bifurcation diagrams of the output power versus external reflectivity in the conventional optical feedback (the column on the left) and nonlinear optical feedback (the two columns on the right) at $J = 1.2\ J_{th}$ for: (a, d, g) L=6 cm, (b, e, h) L=9 cm, (c, f, i) L=12 cm.

bifurcation route to chaos for L=9 cm, that is not identical to the other cases (L=6, 12 cm). In fact, the laser has a stable output at low levels of feedback and above $r_3 = 0.004$, the laser enters a regime of self-pulsations through Hopf bifurcations. At $r_3 = 0.012$, the period of the oscillations is doubled and a second-period doubling is visible before the dynamics becomes chaotic. We can also notice that shorter is the cavity length, wider is the range of parameter values for which the different states (modes) are stable.

A nonlinear mirror is mainly described by two reflectivities corresponding to a higher state and a lower state. One can choose to vary r_{high}, r_{low}, I_{th} or the gap between them, that we note Δr. In this paper, as schematically shown in Fig. 5, we will focus on the influence of:

- an offset of the global reflectivity, that means that Δr is fixed whereas r_{low} and r_{high} are changed;
- Δr, that means that r_{low} is fixed while r_{high} is increased.

Bifurcation diagrams, presented in Fig. 4(d)-(i), have been made taking the same cavity lengths as for COF. For diagrams (d), (e) and (f), the fixed parameters are $r_b = 0.01$, $I_{th} = 0.1\ mW$ and r_h is varying from 0.01 to 0.04, so that r_{high} and r_{low} are changing with a constant Δr. Then, in diagrams (h), (i) and (j), $r_{low} = 0.01$ and r_{high} was the modified parameter (i.e. these diagrams show the influence of Δr on the laser output power). Similar bifurcations are observed for NOF, but generally speaking, the bifurcation structure is not distinct compared with that of conventional optical feedback. The output power is rather unstable even when the lower state has a reflectivity which permits a unique stable mode, because of the modes associated to the upper states. Moreover, these diagrams point out the fact that the Δr parameter is more sensitive than the offset that can be added on the global nonlinear reflectivity. The nonlinear mirror can afford a way to generate more easily a global chaos for broad range of parameters.

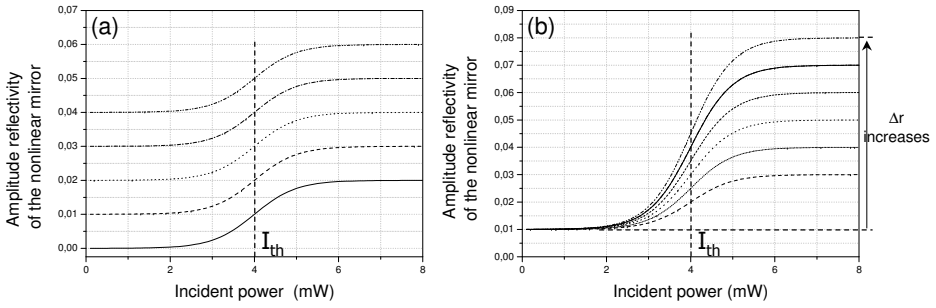


Figure 5. Variation of the nonlinear mirror's reflectivity : (a)Δr is fixed and r_{low} increases; (b)r_{low} is fixed and Δr increases.

3.1.2. Modulation influence

It has been established[20,21] that a high-frequency modulation may be used to control chaos. This technique consists in modulating the laser diode current. We introduced the following equation for the injection current:

$$J = J_b[1 + msin(2\pi\nu t)] \tag{15}$$

where J_b is the bias current density, m is the modulation depth and ν is the modulation frequency. Fig. 6 shows

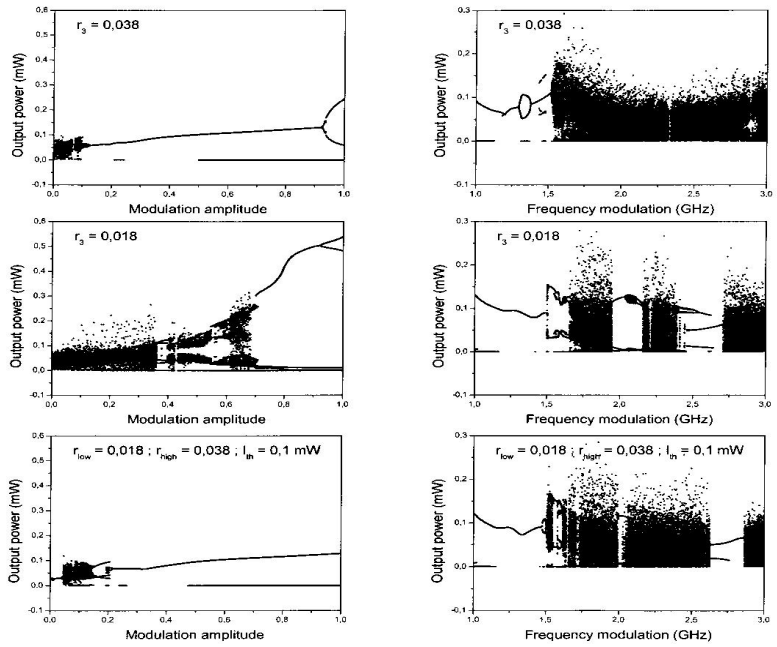


Figure 6. Bifurcation diagrams of the output power versus depth modulation (on the left) and frequency modulation (on the right) at $J = 1.2\ J_{th}$ for conventional and nonlinear feedback.

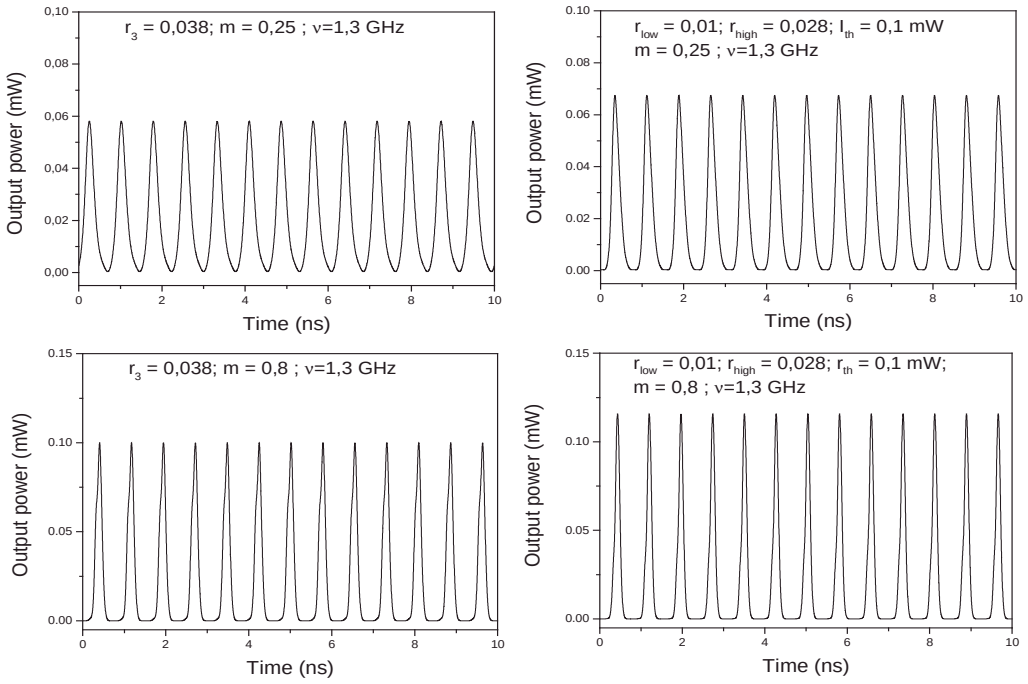


Figure 7. Temporal evolution of the output power against time for nonlinear and conventional optical feedback.

bifurcation diagrams of the output power versus depth and frequency modulation for COF and NOF. For these diagrams, the bias injection current is fixed at $J = 1.2\ J_{th}$ and a cavity length of $L = 6\ cm$ is considered. The frequency modulation is fixed at $\nu = 1.3\ GHz$ for bifurcation diagrams of the output power versus modulation depth (on the left in Fig. 6). For COF, when $r_3 = r_{low}$, the output power has a chaotic behavior except for modulation depth higher than 0.7, for which case, a pulsating behavior occurs. Then, for modulation depth higher than 0.9, we observe a period-doubling of the pulses. For COF and when $r_3 = r_{high}$, we note that the output power is more stable. In fact, for modulation depth between 0.1 and 0.5, we observe oscillations. Pulsating behavior is reached for modulation depth higher than 0.5 and the period of pulses is doubled when $m = 0.9$. On the other hand, for NOF, bifurcation diagrams are similar only in appearance. As a matter of fact, no oscillations are observed in the case of NOF as shown in Fig. 7. The temporal evolution of the output power is composed of pulses for $m \geq 0.25$. When the frequency modulation is varied and the modulation depth is fixed at $m = 0.4$ (on the right in Fig. 6), similar bifurcations are observed for both NOF and COF for $r_3 = r_{low}$. In most cases, frequency modulation is a more sensitive parameter than modulation depth.

In conclusion we can say that for weak feedback, pulse operation is more easily achieved when a nonlinear optical feedback is used rather than a conventional one. In fact, even if the frequency modulation is a sensitive parameter for both NOF and COF, a slight modulation depth is sufficient to obtain pulses in case of NOF while one can only get oscillations in case of COF. However, this regime for NOF can only be achieved adding a high-frequency modulation to the injection current. In the next section, we are going to study the influence of moderate nonlinear optical feedback on the laser output power.

3.2. Moderate feedback

The reflectivity of the laser coupling facet is not yet antireflection-coated, but nonlinear mirror's reflectivity, that are considered, are larger. They are closer to what we are able to obtain experimentally at the present time[10]. Current injection is fixed at $J = 2\ J_{th}$ and the external cavity length is $L = 6cm$. Fig. 8 shows bifurcation

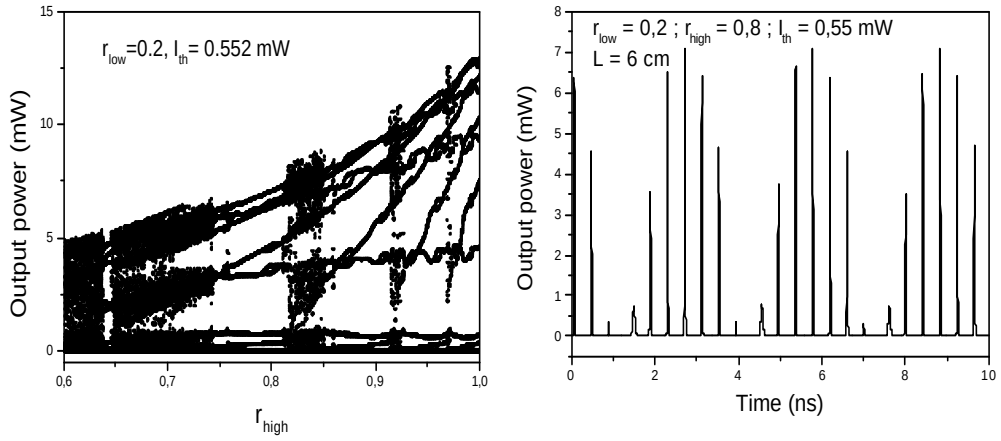


Figure 8. Bifurcation diagram of the output power versus r_{high} (on the left) and temporal evolution (on the right) for $r_{low} = 0.2$, $r_{high} = 0.8$, $I_{th} = 0.55\ mW$, $L = 6\ cm$ for conventional and nonlinear feedback.

diagrams of the output power against the highest reflectivity of the nonlinear mirror with $r_{low} = 0.2$. Within the high reflectivity variations of 0.6 to 1.0 (in amplitude), the output power evolves from chaos to a more complicated structure than what we are used to observe for weaker feedback. The laser operates in a pseudo mode-locking regime, for which a train of pulses is observed Fig. 8(on the right). The temporal evolution of the laser output power exhibits very regular train of pulses. In each train, pulses are equally separated by 400 ps (2.5 GHz). This spacing corresponds to the round-trip time in the external cavity. Each train of pulses are equally spaced by 3 ns (333 MHz). As shown in Fig. 9, this regular structure is very sensitive to the external cavity length. In fact, for external cavity length of 3 cm or 9 cm, the same structure is observed:

- each train is then separated by 2 ns for L=3 cm and 5 ns for L=9 cm;
- the pulses are spaced by the round-trip time in the external cavity length.

However, when the cavity length becomes shorter, train of pulses are less regular, the regime becomes more unstable (see case L=1.5 cm in Fig. 9). Moreover, if we add a high-frequency modulation on the injection current, temporal evolution of the output power remains the same whatever depth modulation and frequency modulation we apply.

4. CONCLUSION

In this paper, some insight on the stability analysis and dynamics of a semiconductor laser coupled to a nonlinear optical feedback, are given by comparison to conventional optical feedback. For weak feedback, the interest of nonlinear optical feedback is limited in terms of generation of regular pulses. In fact, the laser output power becomes more easily unstable and a global chaos can be generated over a broader range of parameters. A slight modulation of the bias current can lead to pulse operation while oscillations are only observed for a conventional feedback under the same conditions. When the nonlinear mirror's reflectivity is increased, we observe a pseudo mode-locked regime. The fact that we do not observe a train of pulses with the same power seems to be due to the nonlinear regime. The modulation frequency of the train seems not to be related to a physical constant even it is dependent on the length cavity. The nonlinear mirror response is assumed to be instantaneous in this study and future investigations will have to take into account the response of the nonlinear material (gallium in this paper), if we remember for instance that the time response of a saturable absorber is essential

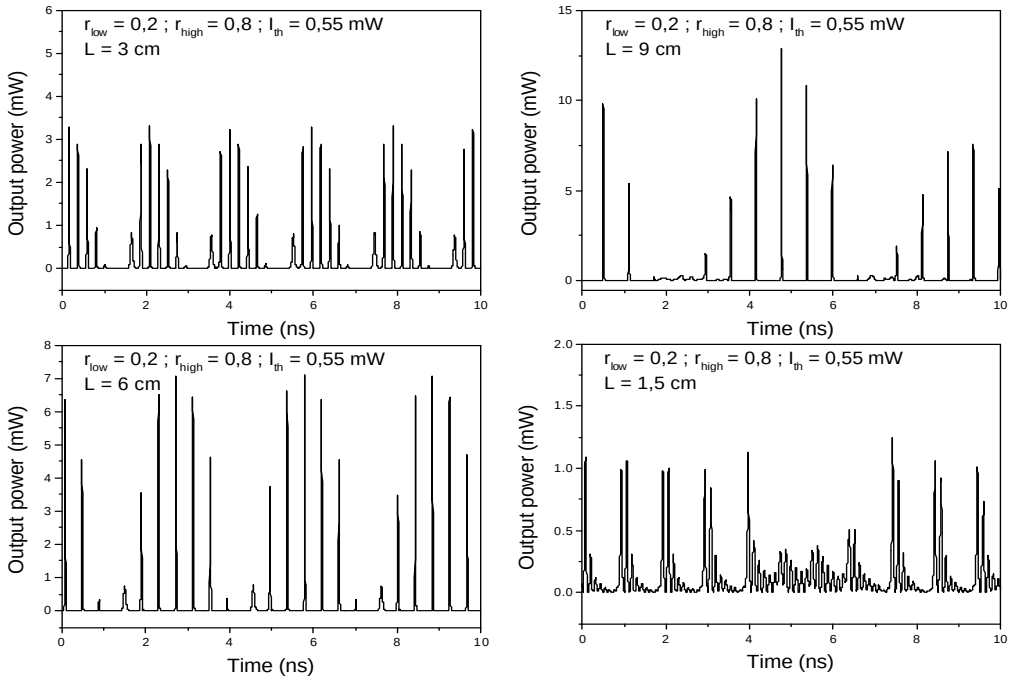


Figure 9. Temporal evolution of the laser output power for different cavity lengths with $J = 2\ J_{th}$.

to the birth of mode-locking. On the other hand, the reflectivity of the coupling laser facet is not antireflection coated, which may encourage a competition between the two cavities and favor unstable behavior.

REFERENCES

1. R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **QE-16**, pp. 663–665, 1983.
2. J. Osmundsen and N. Gade, "Influence of optical feedbak on laser frequency spectrum and threshold conditions," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **QE-19**, pp. 465–469, 1983.
3. R. Tkach and A. Chraphyvy, "Regimes of feedbak effects in 1.55-mm distributed feedback lasers," *J. Lightwave Tecnol.* **LT-4**, pp. 1655–1661, 1986.
4. A. Murakami and J. Ohtsubo, "Stability analysis of semiconductor laser with phase-conjugate feedbak," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **33**(10), pp. 1825–1831, 1997.
5. G. Agrawal and J. Klaus, "Effect of phase-conjugate feedbak on semiconductor laser dynamics," *Opt. Lett.* **16**, pp. 1325–1327, 1991.
6. G. Agrawal and G. Gray, "Effect of phase-conjugate feedbak on the noise characteristics of semiconductor laser," *Phys. Rev. A* **46**, pp. 5890–5898, 1992.
7. G. Gray, D. Huang, and G. Agrawal, "Chaotic dynamics of semiconductor laser with phase-conjugate feedbak," *Phys. Rev. A* **49**, pp. 2096–2105, 1994.
8. D. DeTienne, G. Gray, G. Agrawal, and D. Lenstra, "Semiconductor laser dynamics for feedback from a finite-penetration-depth phase-conjugate mirror," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **33**, pp. 838–844, 1997.
9. G. Gray, D. DeTienne, and G. Agrawal, "Mode-locking in semiconductor lasers by phase-conjugate optical feedback," *Opt. Lett.* **20**(11), pp. 1295–1297, 1995.

10. P. Bennett, S. Dhanjal, P. Petropoulos, D. Richardson, N. Zheludev, and V. Emelianov, "A photonic switch based on a gigantic, reversible optical nonlinearity of liquefying gallium," *Appl. Phys. Lett.* **73**(13), pp. 1787–1789, 1998.
11. V. Albanis, S. Dhanjal, V. Fedotov, K. MacDonald, N. Zheludev, P. Petropoulos, D. Richardson, and V. Emelianov, "Nanosecond dynamics of a gallium mirror's light-induced reflectivity change," *Phys. Rev.B* **63**(16), 2001.
12. A. Rode, M. Samoc, B. Luther-Davies, E. Gamalya, K. MacDonald, and N. Zheludev, "Dynamics of light-induced reflectivity switching in gallium films deposited on silica by pulse laser ablation," *Opt. Lett.* **26**(11), pp. 852–855, 2001.
13. D. Lenstra, M. V. Vaalen, and B. Jaskorzynska, "On the theory of single-mode laser with weak optical feedback," *Physica 125C* , pp. 255–264, 1984.
14. J. Farmer, "Chaotic attractors of an infinite-dimensional dynamical system," *Physica 4D* , pp. 366–393, 1982.
15. P. Petropoulos, S. Dhanjal, D. Richardson, and N. Zheludev, "Passive Q-switching of an $Er^{3+} : Yb^{3+}$ fibre laser with a fibrised liquefying gallium mirror," *Opt. Comm.* **166**, pp. 239–243, 1999.
16. P. Petropoulos, H. Offerhaus, D. Richardson, S. Dhanjal, and N. Zheludev, "Passive Q-switching of fiber lasers using a broadband liquefying gallium mirror," *Appl. Phys. Lett.* **74**(24), pp. 3619–3621, 1999.
17. T. Carr, "Period locking due to delayed feedback in a laser with saturable absorber," *Phys. Rev. E* **68**, pp. 026212 1–11, 2003.
18. J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: Theory and experiment," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **28**(1), pp. 93–108, 1992.
19. C. Masoller, "Effect of the external cavity length in the dynamics of a semiconductor laser with optical feedback," *Opt. Com.* **128**, pp. 363–376, 1996.
20. Y. Liu, N. Kikuchi, and J. Ohtusbo, "Controlling dynamical behavior of a semiconductor laser with external optical feedback," *Phys. Rev. E* **51**, pp. R2697–R2700, 1995.
21. N. Kikuchi, Y. Liu, and J. Ohtusbo, "Chaos control and noise suppression in external-cavity semiconductor lasers," *IEEE Journ. Quant. Elect.* **33**, pp. 56–65, 1997.

Slow dynamics in a semiconductor laser coupled to Fiber Bragg Grating

A. Naumenko[a], N.Loiko[a], C. Guignard[b], P. Besnard[b]

[a] Institute of Physics, National Academy of Belarus, Skorina ave., 68, 220072 Minsk, Belarus
[b] ENSSAT, Laboratoire d'Optronique (UMR6082), 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France

ABSTRACT

Dynamics of a semiconductor laser coupled to a fiber Bragg grating is analyzed thanks to a map, which indicates the existence of low frequency fluctuations when the reflectivity and the bandwidth of the Bragg grating are varied. The influence of these parameters is detailed and we show how the filter can be used to control the laser dynamics.

Keywords: semiconductor laser, fiber Bragg grating, Low Frequency Fluctuations

1. INTRODUCTION

A semiconductor laser subject to external optical feedback exhibits a variety of dynamical and spectral behaviors including the so-called low frequency fluctuations (LFF). The term LFF is usually applied to sudden dropouts in the averaged laser intensity. They are followed by a gradual recovery to an almost constant state of emission. The frequency of the power dropouts is much lower than the frequency of the relaxation oscillations and of the external cavity frequency.[1] This intriguing phenomenon has been widely investigated for conventional optical feedback. According to the most accepted deterministic model[2] based on the Lang-Kobayashi rate equations for a single-longitudinal mode semiconductor laser[3] the intensity dropouts are caused by crises between local chaotic attractors and saddle-type antimodes.

In this paper, we present some results concerning LFF in the case of frequency filtered feedback. Such kind of feedback is often used in practice to obtain highly coherent source for metrology or sources for optical telecommunication. Frequency dependent feedback strength influences steady states and their stability.[4–6] It follows that there is a possibility to control laser dynamics as it was shown for a Lorentsian filter.[4,7] From another point of view, filtered feedback allows to get additional informations about the link that exist between the steady states set and the dynamics. In particular, the influence of the number of modes (number, which is reduced by the filter) on the LFF dynamics can be understood. Though the main tendency was described in Ref. 4 when the filter bandwidth is decreased, some aspects, for example, such as the influence of feedback level, were not studied. In this paper, the external reflector is a fiber Bragg grating and the existence and properties of LFF are carefully described when the bandwidth and the reflectivity of the filter are varied. This systematic study enables to draw a map summarizing the possibility to obtain LFF with filtered optical feedback.

2. MODEL EQUATIONS

A schematic view of the extended laser system is shown in Figure 1. The active medium is placed between two mirrors for which the amplitude reflection coefficients are r_1 and r_2. We suppose that the solitary laser is a single mode device. The external cavity is formed by the output-mirror of reflectivity r_2 and by an external Bragg mirror of reflectivity $r_{Bragg}(\omega)$, where ω is the laser frequency. To study the dynamics of such a coupled laser, we have used a previously developed model[5,6]:

Further author information: (Send correspondence to P.Besnard)
E-mail: pascal.besnard@enssat.fr

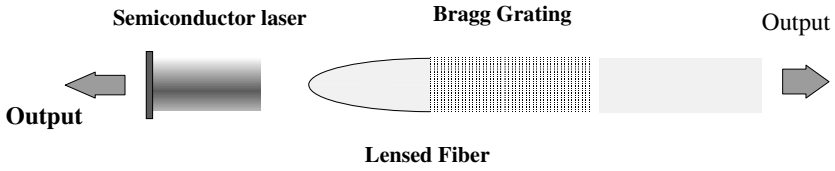


Figure 1. Schematic view of diode laser coupled to fiber Bragg grating.

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \left[\frac{1}{2}\Gamma G_N\left\{i\alpha_H\left(N-N_{th}\right)+g\left(N,I\right)\right\}-\frac{1}{2\tau_{ph}}+\frac{1}{\tau_{in}}\ln\left(F/E\right)\right]E, \\ \dot{N} &= \frac{J}{eV}-\frac{N}{\tau_N\left(N\right)}-G_N\,g\left(N,I\right)I, \end{aligned} \tag{1}$$

.

where the feedback terms corresponding to the influence of the external Bragg reflector can be written as:

$$\begin{aligned} F\left(t\right) &= E\left(t\right)+\frac{\left(-1\right)}{2\pi}\frac{\left(1-r_2^2\right)}{r_2^2}\sum_{n=1}^{\infty}\exp\left(-i\omega_0 n\tau\right)\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\left(-r_2 r_{Bragg}\left(\omega\right)\right)^n\times \\ &\quad\times\exp\left(i\omega\left(t-n\tau\right)\right)\int_{-\infty}^{+\infty}dt'E\left(t'\right)\exp\left(-i\omega t'\right). \end{aligned} \tag{2}$$

Here $E\left(t\right)$ is the slowly varying complex amplitude of the laser field at time t, $E\left(t\right)=\sqrt{I\left(t\right)}\exp\left(i\varphi\left(t\right)\right)$, where $I\left(t\right)$ is the laser field intensity and $\varphi\left(t\right)$ is the phase. The optical field is $E_{opt}\left(t\right)=Re\left(E\left(t\right)\exp\left(i\omega_0 t\right)\right)$, where ω_0 is the optical frequency of the solitary laser and can be considered simply as the frequency of reference. The nonlinear gain is expressed by $g\left(N,I\right)=\frac{\left(N-N_0\right)}{1+\epsilon I}$, where ϵ is the gain compression factor. $N\left(t\right)$ is the carrier density, N_0, its value at transparency, and N_{th}, at threshold: $N_{th}=N_0+\frac{1}{\Gamma G_N\tau_{ph}}$. G_N is the differential gain, Γ is the field confinement factor. The photon lifetime τ_{ph} is determined by the full losses of solitary laser: $\frac{1}{\tau_{ph}}=\Gamma_{ph}=v_g\alpha_{in}+\frac{1}{\tau_{in}}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)$, where the parameter α_{in} determines the scattering losses in active volume, $v_g=c/n_D$ is the group velocity, c is the speed of light in vacuum, n_D is the group index of the active medium. Parameters R_1 and R_2 are the power reflectivity of left and right facets: $R_{1,2}=r_{1,2}^2$. The cavity lifetime is $\tau_{in}=2L_D/v_g$ and L_D is the laser diode length. α_H is the linewidth enhancement factor, J is the injection current, e is the electron charge. The spontaneous emission rate $\frac{N}{\tau_N(N)}=AN+BN^2+CN^3$ with A, B and C - mono-molecular, bi-molecular and Auger recombination coefficients. Linearization of the spontaneous emission rate near N_{th} gives $\frac{N}{\tau_N(N)}=\frac{N}{\tau_e}+\frac{J_0}{eV}$, where τ_e is the carrier lifetime and J_0 is a shift of the injection current. $\tau=2L_{ext}n_{ext}/c$ is the external cavity round-trip time, where L_{ext} is the external cavity length and n_{ext} is the refraction index. $r_B\left(\omega\right)$ is the Bragg grating reflectivity at the frequency ω:

$$r_B(\omega)=-\varrho\sinh\left(L_B\sqrt{\varrho^2-\delta^2}\right)/\left(\sqrt{\varrho^2-\delta^2}\cosh\left(L_B\sqrt{\varrho^2-\delta^2}\right)+i\delta\sinh\left(L_B\sqrt{\varrho^2-\delta^2}\right)\right), \tag{3}$$

where ϱ is the complex strength of the Bragg grating, L_B is the length of the fiber Bragg grating. 2δ is the difference between the wave vectors of the incident and of the reflected fields: $2\delta=4n_B\pi/\lambda_0-2\pi/\Lambda_B=(2n_B/c)(\omega_0-\omega_B)=2(n_B/c)\Delta\omega$, where n_B is the effective index of the Bragg grating fiber, Λ_B the Bragg grating period and λ_0 the wavelength associated to the optical frequency ω_0. $\Delta\omega$ is the detuning from the Bragg

frequency ω_B associated to the Bragg wavelength $\lambda_B = 2n_B\Lambda_B$. Note that in the numerical simulations, the frequency is referenced to ω_0 (only deviations from this frequency are considered). The reflectivity at the Bragg wavelength (null detuning) takes the usual form: $r_B(\omega_B) = \tanh(\varrho L_B)(\simeq \varrho L_B$ for small reflectivity). In further calculations we will use the following definitions for the coupling constant κ and the bandwidth Δ of the Bragg reflector: $\kappa = \varrho L_B$, $\Delta = \frac{c}{L_B n_B}\sqrt{\pi^2 - (\kappa L_B)^2}$, $(\simeq \frac{\pi c}{n_B L_B})$.

Terms with fixed n in expression (2) for feedback $F(t)$ correspond to contributions from the n^{th} external cavity round trip. At a given value of r_B, the amount of necessary round trips is determined automatically for an accurate calculation of the feedback effect. In order to calculate the feedback term $F(t)$ and to decrease the time of calculation we use the Green function approach developed in our previous works.[5,6] In accordance with it, the Green function of n^{th} order, $G_n(x)$, represents the n^{th} round-trip time-response of the external cavity, to a δ- functional perturbation. This function is written as:

$$G_n(x) = -\frac{1-r_2^2}{r_2^2}\exp(-i\omega_0 n\tau)\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega\,(-r_2 r_B(\omega))^n \exp(i\omega x)\,. \tag{4}$$

Then the contribution from the n^{th} round trip in the sum (2) is given by:

$$F_n(t) = \int_0^{+\infty} dx E(t - n\tau - x)\, G_n(x)\,, \tag{5}$$

and the whole term describing optical feedback to the fiber Bragg grating, is given by:

$$F(t) = E(t) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(t)\,. \tag{6}$$

The global parameters used in our simulations are given in the table.

Table 1. Table of parameters.

parameter	description
$V_D = 1.1 \times 10^{-16}\ m^3$	volume of solitary laser
$G_N = 3 \times 10^{-20}\ m^2$	differential gain
$N_0 = 1.5 \times 10^{24}\ m^{-3}$	transparency carrier density
$\alpha_{in} = 800.0\ m^{-1}$	scattering losses
$\Gamma = 0.08$	field confinement factor
$\tau_e = 0.8\ ns$	spontaneous carrier lifetime
$\alpha_H = 4$	linewidth enhancement factor
$R_1 = 0.32$	reflectivity of left facet
$R_2 = 0.32$	reflectivity of right facet
$\tau_{in} = 8\ ps$	cavity life time
$L_{ext} = 0.3\ m$	external cavity length
$n_{ext} = 1.5$	effective index of the fiber

3. STEADY-STATE SET

The system dynamics depends on the new set of steady states and on their stability. These questions were considered in details in our previous work.[5,6] It is worth to remind here the main results of this analysis.

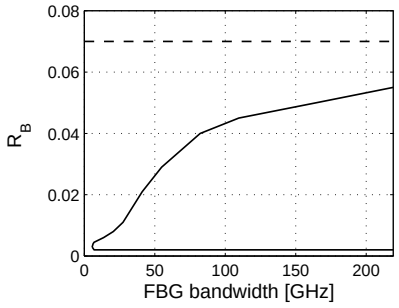


Figure 2. Domain of LFF existence.

Thus in the case of comparatively weak feedback, the steady states lie on a closed curve (almost an ellipse) in the chart frequency - intensity (Ω - I). The upper branch consists of nodes (external cavity modes) and the lower branch consists of saddle steady states (antimodes). For a rather wide bandwidth of the Bragg reflector $\Delta \gg \Omega^* = \left(1 - r_2^2\right) \frac{r_B^{max}}{r_2} \frac{1}{\tau_{in}} \sqrt{1 + \alpha^2}$ (here $r_B^{max} = r_B\left(\omega_B\right)$), steady-states frequencies are within the interval: $-\Omega^* \leq \Omega_s \leq \Omega^*$. This case corresponds totally to the usual external feedback without filtering. The Free Spectral Range for the external-cavity modes is equal approximately to $\frac{2\pi}{\tau}$. The steady state which is the most stable, is the mode with maximal gain.[8] It is located on the left (red) side of the ellipse. When the bandwidth of the Bragg grating is decreased, the ellipse containing the steady states becomes narrower and the frequency of the maximal gain mode (MGM) tends to zero. For narrower Bragg grating bandwidth and moderate feedback level, the shape of steady-state curve looks like a convex rhomb. There is also formation of satellite branches. They contain the steady states corresponding to lobs in the reflectivity of the Bragg grating. It was shown also that under strong feedback conditions new branches of solutions appear.

External cavity modes may lose stability via a Hopf bifurcation. Then regular pulsations appear. The occurrence of supplementary bifurcations leads to more complex behaviors. In the case of conventional feedback, LFF as described by deterministic model of Lang and Kobayashi, reveal the walk of the system towards the stable high-gain external-cavity mode through jumps among a serie of attractors centered on unstable external cavity modes, each of them having a higher gain than the previous one. When the system's trajectory comes too close to an anti-mode, it is expelled into another region of the phase space with lower gain modes and then the process is repeated. Obviously, the fact that the Bragg grating modifies the topology of the steady-states set, must influence the existence domain of LFF.

4. LFF DOMAIN

Figure 2 illustrates, in the Bragg grating parameter space (reflectivity- spectral bandwidth), a mapping which shows roughly the region of existence of LFF for parameters given in the table. The upper boundary of this region declines with a decrease of the spectral width and there are no more LFF when the bandwidth is lower than 7 GHz. The domain is shifted up with an increase of the pump.

It is worth noting that the existence of such a domain depends critically on values of the linewidth enchancement factor. Thus, for $\alpha_H = 3$, the corresponding domain was obtained in a very small interval of values of the pump ($1 - 2\%$ above the threshold value, at $\tau = 5\ ns$). In comparison with the previous case, its extension along R_B-axis is considerably narrower (about in four times for a bandwidth 100 GHz). Stabilization of dynamics with decreasing of α_H was shown also in the case of conventional optical feedback.[9, 10]

When the operating point in the LFF domain is scanned, characteristics of LFF-regime are modified. We have observed the following scenarios of transformation of the dynamics when the Bragg-grating parameters are changed:
1) when reflectivity increases for rather wide filter bandwidth, LFF appears after distortion of coherence collapse, which transforms to regular LFF, then vanishes for strong feedback level by collision with the maximal gain mode;

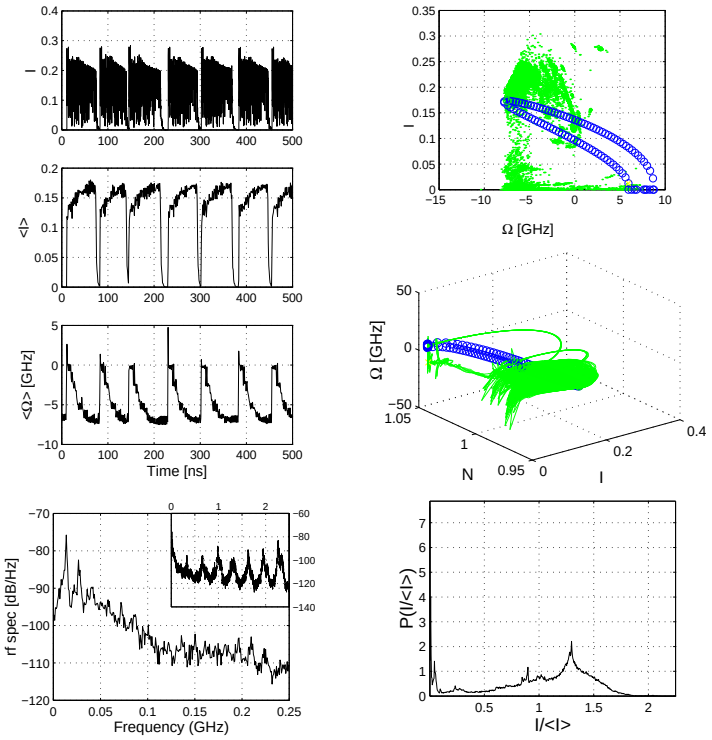


Figure 3. LFF characteristics for $2\Delta = 0.6\ nm\ (82\ GHz)$, $R_B(\omega_B) = 0.01$.

2) when the filter bandwidth is decreased for rather high feedback level, the system converges to a stable steady state (through crisis and transient LFF);
3) finally when the bandwidth is decreased for, this time, a rather small Bragg grating reflectivity, LFF disappears via intermittent-like behavior to regular oscillations. In the following we consider the different dynamics in connection with the corresponding modification of the steady states set.

5. LFF REGIMES

To study the modification of LFF when the Bragg-grating parameters are changed, we will consider the following variables:
a) the laser intensity vs time;
b) the intensity averaged over 1 ns;
c) the field frequency averaged over 1 ns;
d) the corresponding Poincaré section (maxima of intensity) where the steady states set will be represented;
e) the system trajectory around the steady states in 3-dimensional phase space;
f) the radio-frequency spectrum;
g) the probability distribution of intensity.
Typical examples of these characteristics are presented in Figures 3-7. Traces on the left charts correspond to inetnsity (a), averaged intensity (b), averaged frequency (c), radio frequency spectrum (f). Curves on the right correspond to Poincaré section (d), trajectory in phase space (e) and to the probability distribution (g). The integration was initialized at a mode with low gain to put the system into a LFF regime.

The parameters of Figure 3 correspond approximately to the center of LFF region for moderately wide filter. Here, we observe LFF with pronounced and almost regular dropouts, which reach almost the zero intensity

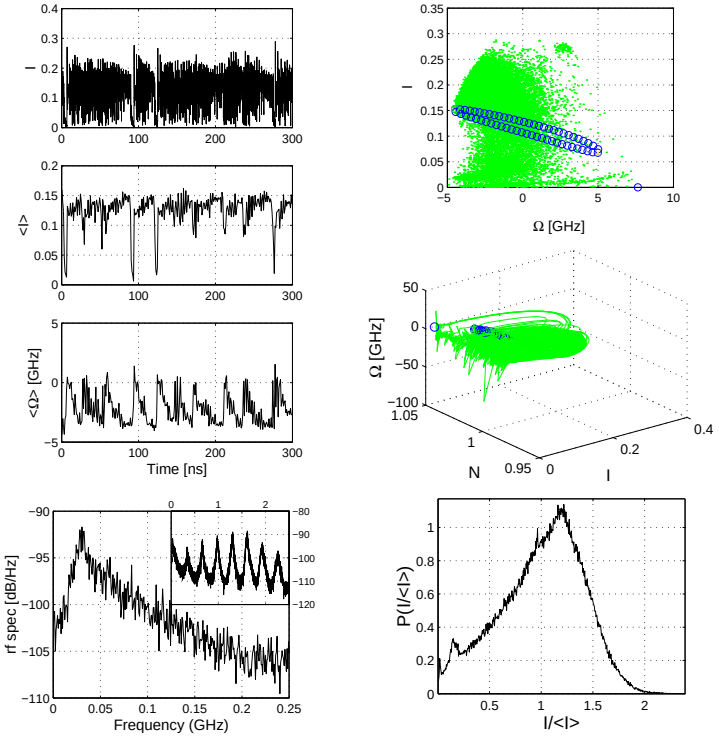


Figure 4. LFF characteristics for $2\Delta = 0.6\ nm\ (82\ GHz)$, $R_B(\omega_B) = 0.003$.

level, with a period of 75 ns and is followed by recovery processes. The peak nearest to zero frequency in the rf-spectrum, shows the corresponding frequency of LFF dropouts. A close look to the Poincaré section shows that external cavity modes lying in the lower part of the steady-states ellipse, do not satisfy lasing conditions so that the ellipse is cut by the zero intensity level. Phase trajectory spends most of the time near the upper part of the ellipse (near the modes of highest gain), and also stays for rather long time near the zero intensity level. Heteroclinic loop, which connects these two regions, is evident in the phase space. In accordance with this behavior, the probability distribution of intensity has two pronounced maxima, corresponding to states where the system stays longer. It differs from known probability distribution,[11,12] which was maximum near the mean intensity and was strongly asymmetric.[11] This last property was explained by longitudinal multimode laser operation. On the contrary, the probability density given in Ref. 12 displayed a peak at low intensity. It rolls off at several times the average intensity for both single mode and multimode cases. These experimental results were confirmed by the numerical simulations using an extension of Lang-Kobayashi equations. However, as shown,[12] the coexistence of LFF with a stable external cavity mode, leads to the appearance of a strong peak near the average intensity. It corresponds to the stable emission state, which is superposed onto the background of the exponentially decaying LFF distribution. Finally, at certain pump levels, an increase of the gain compression factor leads to a shift of the maximum towards the average intensity. This fact is not surprising as this term is known to have a stabilizing effect on the dynamics which means a tendency to force the system to operate on the stable mode. Further study is necessary to detail the conditions for coexistence of LFF and stable modes and to clarify the influence of the spontaneous emission noise.

A decrease of the feedback level puts the system closer to the lower boundary of LFF region (Figure 4). The steady-states ellipse is reduced and is not cut anymore. Thus the system spends less time near the zero intensity. The maximum of the probability density, which is close to 0 almost disappears. LFF are less regular.

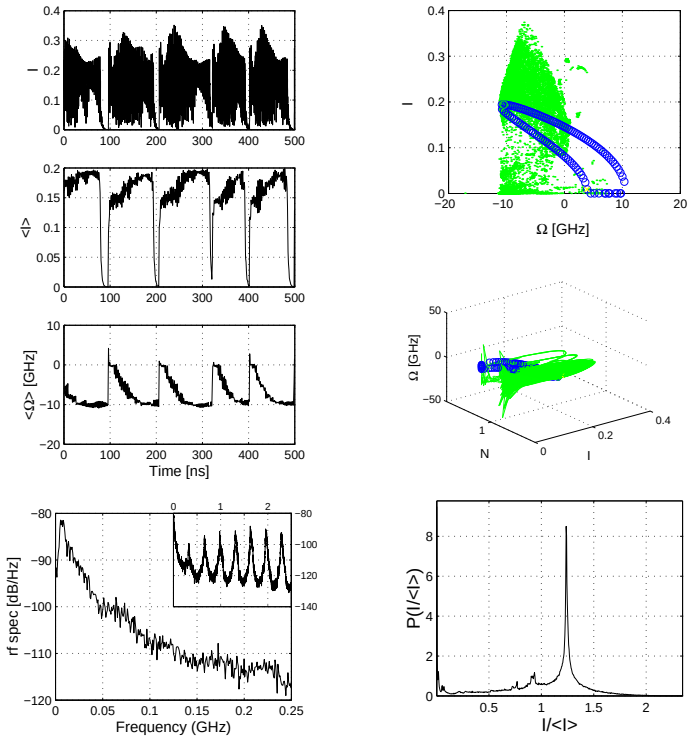


Figure 5. LFF characteristics for $2\Delta = 0.6\ nm\ (82\ GHz)$, $R_B(\omega_B) = 0.025$.

In the same time, the second maximum of the probability distribution becomes wider. It confirms the existence of irregular pulsations involving almost all unstable modes. The system trajectory covers practically the whole steady-states set with random visits of a trivial state vicinity. The heteroclinic loop is still visible in Figure 4. We observe much more irregular oscillations which are closer to a coherence collapse regime. Nevertheless, averaged intensity and frequency (averaged period 25ns) show that the dropouts still exist, however, they are irregular and not pronounced. For smaller values of the Bragg grating reflectivity, the steady-states ellipse is further reduced and located far from the trivial solutions (zero intensity). Dropouts disappear and the system displays a full developed coherence collapse.

If the feedback level is still increased for the same bandwidth, so that the system is put near the upper boundary of the existence region of LFF, the LFF period increases (Figure 5) as well as the number of external-cavity modes. This last results is in agreement with the known dependence of the LFF period on the number of modes.[13] The peak in distribution density becomes narrower and sharper and it corresponds to the MGM . In other words, the system stays longer near the MGM. For stronger feedback, trajectory collides with the MGM and LFF transforms into a transient. This scenario is similar to a crisis of heteroclinic orbit. In the case of conventional optical feedback, a further increase of the feedback level may force the system to produce LFF again. It is then due to the creation of a new pair of steady states along with a loose of stability of the MGM.[10] The filtered feedback in our case limits the number of steady states stabilizing the emission at a considerably low level of feedback in comparison with the classification done in Ref. 14 for conventional feedback. In order to get LFF at a strong feedback, a certain threshold value of the pump current has to be reached.

Collision of the LFF with the MGM is also observed when the filter width is decreased for comparatively strong feedback. However, here, the underlying reasons explaining this collision are not the same as the previous one. As shown in Figure 6, narrowing the filter reduces the number of external cavity modes. Moreover, it

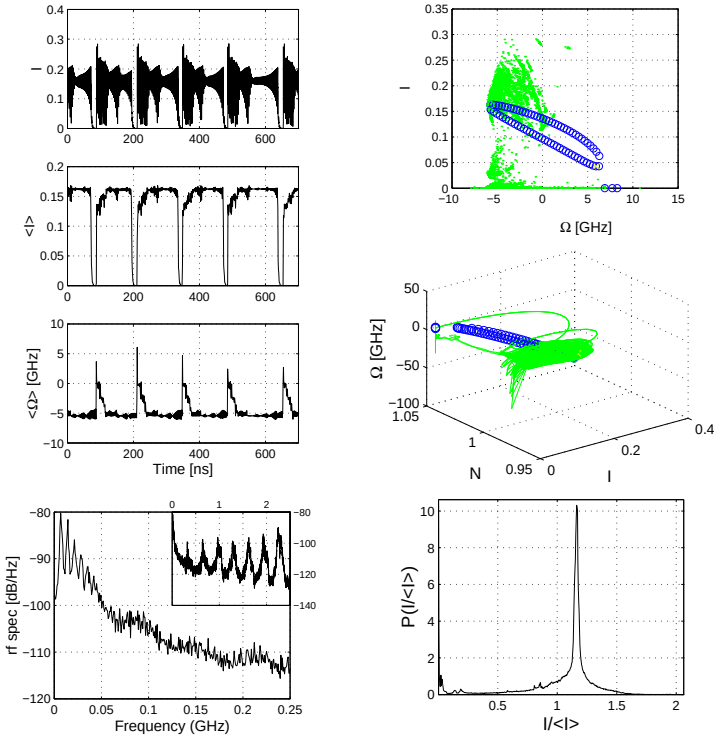


Figure 6. LFF characteristics for $2\Delta = 0.2\ nm$ $(27\ GHz)$, $R_B(\omega_B) = 0.01$.

stabilizes some of them. Slope in the upper part of the ellipse is decreased, which means a small gain difference between adjacent modes. Therefore, the system stays longer near modes with high gain. It follows an increase of the LFF period and the probability distribution shows even sharper peak for the MGM than in Figure 5.

For sharper filter, at rather weak feedback levels, the system is close to the intersection point of the two boundaries of the existence domain of LFF. As shown in Figure 7, some kind of intermittency is observed. The number of external cavity modes is strongly decreased. The system stays a very long time in the vicinity of modes with highest gain (it is a laminar phase of the system motion). The system switches between these modes and the switchings correspond to short irregular chaotic pulsations for the instant intensity. It is not comparable to the pronounced short dropouts for the averaged intensity encountered before. A further decrease of the bandwidth leads to regular dynamics. Some of them is similar to the ones presented in Ref. 4 for a Lorentsian filter.

6. CONCLUSION.

In this report, filtered optical feedback is considered using a fiber Bragg grating. Theoretical analysis and simulation has been done thanks to a previously developed theoretical model.[5,6] We present for what we think the first time a mapping in the Bragg grating parameter space (spectral width - reflectivity) showing the region of existence of LFF. Upper boundary of this region declines with a decrease of the spectral width. LFF exist for bandwidths greater than 7 GHz when the feedback delay is equal to 3 ns. Moreover, we present detailed scenarios of changes in the LFF dynamics. Their transformation into another regime is analyzed when the Bragg reflectivity or the filter width are varied. A suppression of LFF occurs via intermittency when the width of the filter attained a narrow limit. With an increase of the reflectivity, LFF appears after a distortion of coherence collapse. It vanishes at strong feedback by collision with a stable steady state. If the feedback level is further

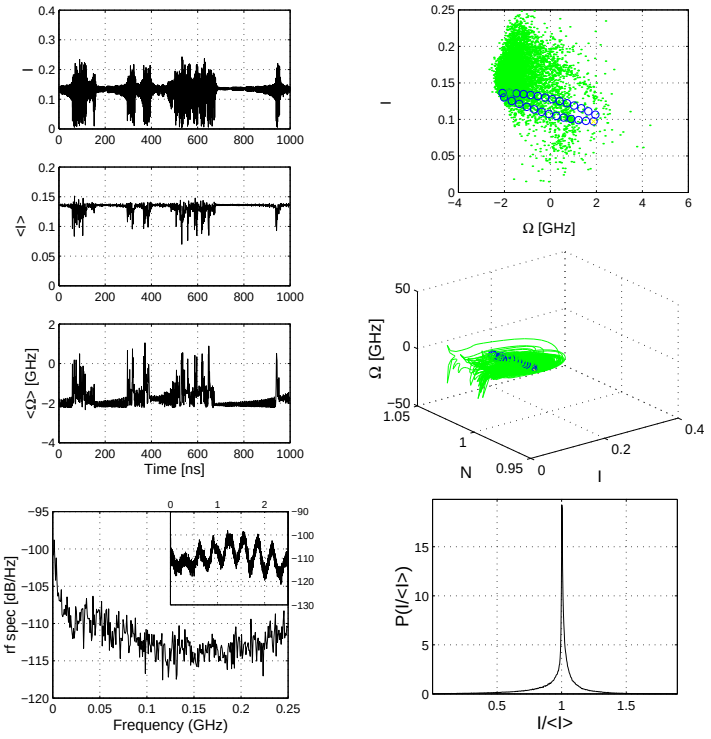


Figure 7. LFF characteristics for $2\Delta = 0.05\ nm\ (7\ GHz)$, $R_B(\omega_B) = 0.003$.

increased, one should increase the pump current above a threshold value in order to recover the LFF regime as it is the case for conventional feedback.

REFERENCES

1. C. Risch, C. Vourmard, *J. Appl. Phys.* **48**, p.2083, 1977.
2. T. Sano, *Phys. Rev. A* **50**, p.2719, 1994.
3. R. Lang and K Kobayashi, *IEEE J. Quantum Electron.* **16**, p. 347, 1980.
4. M. Yousefy, D. Lenstra, *IEEE J. of Quantum Electron.* **35**, pp.970, 1999.
5. P. Besnard, A. Naumenko, N. Loiko, G. Ughetto, J.C. Bertreux, in *ICNO 2001: Nonlinear Optical Phenomena and Nonlinear Dynamics of Optical System*, Konstantin N. Drabovich, Nikolay S. Kazak, Vladimir A. Makarov, Alexander P. Voitovich, Editors, *Proceedings of SPIE* **4751**, p.577, 2002.
6. A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto, J.C. Bertreux, *IEEE J. of Quantum Electron.* (accepted for publication).
7. M. Yousefy, D. Lenstra, G. Vemuri, A. Fischer, *IEE Proc.-Optoelectron.* **148**, p. 233, 2001.
8. A.M.Levine, G.H.M. van Tarnwijk, D.Lenstra, and T.Erneux, *Phys. Rev. A* **55**, pp.R3366-R3439, 1995.
9. T. Heil, I. Fischer and W. Elsäßer, *J. Opt.B: Quantum Semiclass. Opt.* **2**, p.413, 2000.
10. R.L. Davidchack, Y.-Ch. Lai, A. Gavrielides, V. Kovanis, *Physica D* **145**, p.130, 2000.
11. G. Huyet, S. Hegarty, M. Giudici, B. De Bruyn and J.G. McInerney, *Europhys. Lett.* **40**, p.619, 1997.
12. D.W. Sukow, T. Heil, I. Fischer, A. Gavrielides, A. Hohl-AbiChedid and W. Elsäßer, *Phys. Rev. A* **60**, p.667, 1999.
13. G. Huyet, P.A. Porta, S.P. Hegarty, J.G. McInerney and F. Holland, *Opt. Commun.* **180**, p.339, 2000.
14. R.W. Tkach and A.R. Chraplyvy, *IEEE J. Lightwave Technol.* **4**, p. 1655, 1986.

Simulation of mode-locking for laser diode coupled to fiber Bragg Grating

C. Guignard, P. Besnard, M. Thual* and J.C. Simon

[b]*ENSSAT, Laboratoire d'Optronique (UMR 6082),*

6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France

(33)296466653, (33) 296370199, pascal.besnard@enssat.fr

** also with CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique)*

Abstract: We present a numerical model for a semiconductor laser coupled to a fiber Bragg grating. This model takes into account the multiple round trip terms inside the extended cavity through a Green functions approach. Behavior of such systems when gain switch is applied is described with respect to the jitter and pulse width.

Simulation of mode-locking for laser diode coupled to fiber Bragg Grating

C. Guignard, P. Besnard, M. Thual* and J.C. Simon

ENSSAT, Laboratoire d'Optronique (UMR 6082), 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France

** also with CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique)*

Semiconductor lasers coupled to fiber Bragg gratings (figure1) could be good candidates for WDM communication or pump sources as there is need in optical telecommunications for lasers with well definite wavelength [1]. Gain switching of this system enables to produce pulses at high-bit rates with eventually several wavelengths. Different models have been recently proposed for such coupled cavity [2,3,4]. We propose a general method to simulate such coupled laser cavities with the help of Green functions associated to each round-trip [4]. This method enables a tractable linear analysis, which gives insight in the interplay between internal cavity modes and external ones. In this communication, we present our results of such simulations in terms of pulse width and jitter.

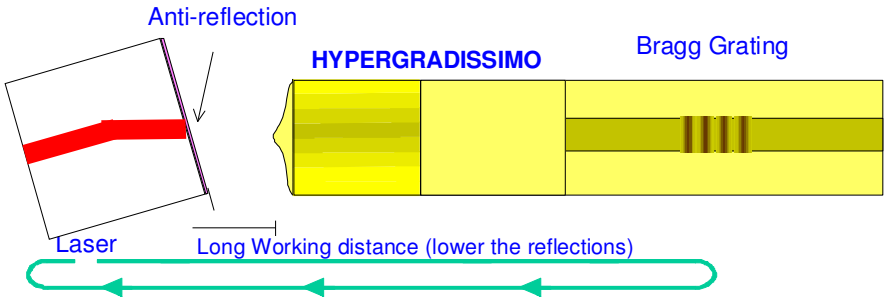


Figure 1: example of a semi-conductor laser coupled to fiber Bragg grating as used in our lab.

[1] B. Mason, G. A. Fish, S. P. Denbaars and L. A. Coldren, IEEE Photonics Technology Letters,Vol.11, N.6, June 1999.

[2] F. Pittoni, M. Gioannini, and I. Montrosset, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics,Vol.7, N.2, March/April 2001.

[3] ICAPT 2000 Québec, P. Besnard " Mode-locked semi-conductor lasers with extended cavity ", invited paper.

[4] P. Besnard, A. Naumenko, N. Loiko, G. Ughetto, J.C. Bertreux " Intensity noise in semiconductor lasers coupled to Fiber Bragg Grating", Proceedings SPIE ICONO'01, Minsk 2001.

Laser diode coupled to fiber Bragg Grating: modal analysis and transfer function

J-F. Leclerc[a], C. Guignard[b], P. Besnard[b], G. Stéphan[b] and M. Têtu[c]

[a]*Advanced Photonics, Nortel Networks, Ottawa, Canada*

[b]*ENSSAT, Laboratoire d'Optronique (UMR 6082),*

6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France

(33)296466653, (33) 296370199, pascal.besnard@enssat.fr

[c]*DICOS, 1000 route de l'Eglise, Sainte-Foy, Québec, Canada.*

Abstract: We propose a transfer function for a semiconductor laser coupled to a fiber Bragg grating which can describe the properties of the coupled cavity below, through and above threshold. This analysis is able to give a detailed modal description along with the light-intensity behavior and the linewidth.

Laser diode coupled to fiber Bragg Grating: modal analysis and transfer function

J-F. Leclerc[a], C. Guignard[b], P. Besnard[b], G. Stéphan[b] and M. Têtu[c]

[a]*Advanced Photonics, Nortel Networks, Ottawa, Canada*

[b]*ENSSAT, Laboratoire d'Optronique (UMR 6082), 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France*

[c]*DICOS, 1000 route de l'Eglise, Sainte-Foy, Québec, Canada.*

Semiconductor lasers coupled to fiber Bragg gratings could be good candidates for WDM communications or pump sources. Regenerative models could bring main properties of this coupled cavity [1]. However a regenerative model is limited to a description in terms of passive cavity or in other words below threshold. We propose a general method to simulate such coupled laser cavities with the help of a semi-classical analysis. We have already proposed a generalized laser transfer function which gives the static properties of a laser (intensity, spectral density…) and extended it with success to laser submitted to optical injection [2] and optical feedback [3]. This analysis was able for instance to recover the Shalow-Townes law analytically.

In this communication, we show how such investigations can be applied through a numerical procedure, to semiconductor lasers coupled to a fiber Bragg grating or any kind of filtered feedback (as sampled Bragg gratings). Different regimes may be distinguished following the feedback strength. In the weak feedback regime, one recover the usual ellipse describing the external cavity modes in the frequency-gain chart. For stronger feedback, the situations may become more complex and a same frequency interval may be filled with numerous external cavity modes belonging to different internal cavity modes. For these different situations, we describe light-intensity curves and optical spectra which are of fundamental importance for pump source of EDFA.

[1] M. Achtenhagen, S. Mohrdiek, T. Pliska, N. Matuschek, C. S. Harder, and A. Hardy, IEEE Photonics Technology Letters,Vol.13, N.5,May 2001.

[2] S. Blin, G.M. Stéphan R. Gabet and P. Besnard, Europhysics Letters, vol. 52, 1, pp. 60-65 2000.

[3] A. Mihaescu, T. T. Tam, P. Besnard and G. M. Stéphan accepted Journal of Optics B.

LASER À SEMI-CONDUCTEURS COUPLÉ À UN MIROIR NON LINÉAIRE : DYNAMIQUE ET ANALYSE DE LA STABILITÉ

Céline GUIGNARD, Pascal BESNARD et Adrian MIHAESCU
Groupement d'intérêt scientifique « FOTON », Laboratoire d'Optronique CNRS - UMR 6082, ENSSAT – Université de Rennes1, BP447, 22305 LANNION Cedex, France.
celine.guignard@enssat.fr
K. F. MACDONALD, S. POCHON, V.A. FEDOTOV et N. I. ZHELUDEV
Department of Physics and Astronomy, University of Southampton, SO 171 BJ, U.K.

RESUME

Nous étudions la dynamique et la stabilité d'un laser à semiconducteurs couplé à une cavité externe se refermant sur un miroir non linéaire. Les modes de cavité externe sont généralement représentés en fonction de leur gain et de leur fréquence et situés sur une ellipse. Nous montrons l'effet d'une réflectivité non linéaire sur la répartition de ces modes. Ils sont soit répartis sur une unique courbe fermée, soit sur deux courbes correspondant aux deux réflectivités extrêmes du miroir.

MOTS CLES :
Laser, contre-réaction, dynamique.

1. INTRODUCTION

La conception d'un miroir non linéaire résulte de récentes études qui ont permis de constater que lorsqu'un solide est amené au seuil d'une transition de phase structurelle, une augmentation de la sensibilité aux stimulations externes peut prendre place. Ainsi, des non linéarités optiques ont été récemment observées dans le gallium fondamental, un matériau qui présente une liquéfaction autour de 29,8°C. En dessous du point de fusion, il a été établi que la réflectivité optique de l'interface gallium / silicium devient dépendante de l'intensité appliquée. En effet, l'excitation optique induit un changement structurel réversible dans la phase α du gallium [1]. Ce changement de 20 à 40 % de la réflectivité apparaît pour des puissances optiques continues de quelques milliwatts. De plus, cet effet large bande est extrêmement rapide, ce qui nous permet d'envisager d'éventuelles applications. Nous pouvons ainsi citer l'obtention de Q-switch avec un laser à fibre [2] ou l'analyse des équations d'état pour un laser à fibre de classe B [3].

Dans cette communication, nous allons étudier les propriétés dynamiques d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un tel miroir. Nous traiterons également de la stabilité d'un tel système.

2. MODELE THEORIQUE

La cavité laser est illustrée schématiquement sur la figure 1. La puissance émise par le laser à semiconducteurs est renvoyée par le réflecteur externe (le miroir non linéaire ou un miroir conventionnel) situé à une distance L de la face arrière du laser. La lumière ainsi renvoyée se mélange avec le champ du laser. La cavité laser interne et le réflecteur externe forment ainsi une cavité composite.

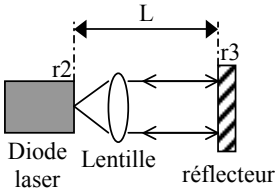


Figure 1 : Modèle d'un laser à semiconducteurs contre-réactionné. Le réflecteur externe est soit un miroir classique, soit un miroir non linéaire.

Pour des contre-réactions faibles à modérées, nous ne considérons qu'un seul mode longitudinal et un seul aller-retour dans la cavité. La dynamique d'un tel laser peut être modélisée par les équations d'évolution du champ électrique complexe E(t), pris sur le miroir du laser faisant face à la cavité externe, et de la densité de porteurs N(t) moyennée sur la région active, données par Lang et Kobayashi [4].

$$\begin{cases} \dfrac{dE}{dt} = \dfrac{1}{2}(1+i\alpha_H)\Gamma_C G_N (N(t)-N_{th})E(t) + \kappa(I)E(t-\tau)e^{-i\omega_0\tau} \\ \dfrac{dN}{dt} = J - \dfrac{N(t)}{\tau_e} - G_N (N(t)-N_t)I(t) \end{cases} \quad (1.1)$$

où N_t et N_{th} sont respectivement les densités de porteurs à la transparence et au seuil, α_H le facteur d'Henry, Γ_C le facteur de confinement, G_N le gain différentiel, J la densité de courant injectée. $\tau = 2L/c$ correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité externe, τ_e au temps de vie des porteurs au seuil et ω_0 à la fréquence angulaire du laser seul. La force de contre-réaction dépend de l'intensité optique (si le réflecteur externe est un miroir non linéaire) de la façon suivante :

$$\kappa(I) = \frac{1-r_2^2}{r_2\tau_C} r_{mnl}(I) \quad (1.2)$$

où r_2 est la réflectivité de la face arrière du laser, τ_C le temps d'un aller-retour dans la cavité laser et $r_{mnl}(I)$ correspond à la réflectivité non linéaire qui peut être approchée par l'équation (1.3).

$$r_{mnl}(I) = r_b \tanh(I - I_{th}) + r_h \quad (1.3)$$

Nous remarquons alors que la réflectivité du miroir non linéaire est gouvernée par trois paramètres r_h, r_b et I_{th} qui correspond à l'intensité optique seuil pour laquelle la réflectivité du miroir passe de l'état bas (réflectivité r_h - r_b) à l'état haut (réflectivité r_b + r_h).

3. MODES DE LA CAVITE EXTERNE

Les solutions stationnaires du système d'équations (1.1) sont les modes de la cavité externe du laser. La densité de porteurs ($N_S = \Delta N_S + N_{th}$), l'intensité optique ($I_S$) et la fréquence angulaire ($\omega_S = \Delta\omega_S + \omega_O$) stationnaires vérifient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \Gamma_C G_N \Delta N_S = -2\kappa(I_S)\cos(\omega_S\tau) \\ \Delta\omega_S = -\kappa(I_S)\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega_S\tau + \arctan(\alpha_H)) \\ I_S = \dfrac{J - J_{th} - \Delta N_S/\tau_e}{1/\Gamma_C\tau_P + G_N\Delta N_S} \end{cases} \quad (1.4)$$

Lorsque la réflectivité externe est constante, les solutions stationnaires du système contre-réactionné sont réparties sur une ellipse dans le plan (gain, fréquence) comme le montre les deux premières courbes de la figure 2. Une des premières conséquences de la non linéarité est de déformer cette ellipse de telle sorte que sa partie haute (à droite sur la figure 2) corresponde à la répartition des solutions pour une réflectivité faible alors que sa partie basse (à gauche) corresponde au cas d'une réflectivité plus importante. D'autre part, nous constatons que l'intensité optique seuil I_{th} peut énormément modifier cette représentation en séparant ces modes en deux familles.

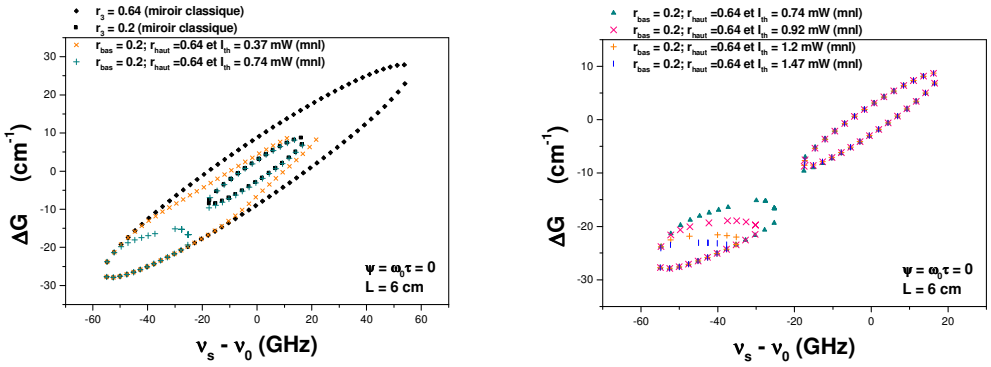


Figure 2 : Solutions stationnaires d'un laser couplé à une cavité externe avec un miroir non linéaire ou classique.

Toutes ces solutions ne correspondent pas à un fonctionnement stable. Ainsi, à partir d'une analyse petits-signaux autour des solutions stationnaires pour l'amplitude du champ, la phase et la densité de porteurs, nous obtenons la condition de stabilité nécessaire mais pas toujours suffisante suivante :

$$1+\frac{b(Y_S)\tau}{\tau_C}\sqrt{1+\alpha_H^2}\cos\left(x_S+atn(\alpha_H)\right)>\frac{8\lambda_r}{wr2}Y_S\left.\frac{db}{dY}\right|_{Y=Y_s}\left(b(Ys)\frac{\tau}{\tau_c}+\cos(\omega_s\tau)\right) \qquad (1.5)$$

avec $\frac{\lambda_r}{\omega r2}=\frac{1}{2}\frac{1+g_d Y_S}{g_d\left(j_b-\Delta n_S\right)}$, $b(Y_S)=\kappa(Y_S)\tau_C$, Y_S l'intensité optique (stationnaire) normalisée, Δn_S la densité de porteurs (stationnaire) normalisée et $g_d=\Gamma_C N_{th} G_N \tau_C$.

D'autre part, en remplaçant la réflectivité non linéaire par celle d'un miroir classique dans la condition (1.5), nous retrouvons alors le critère de stabilité donné par D. Lenstra [5].

4. DYNAMIQUE

Pour étudier la dynamique d'un tel laser, nous intégrons numériquement les équations du système (1.1) en utilisant l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4. Les conditions initiales de cette intégration sont prises égales à une solution stationnaire que nous avons déterminée précédemment. Nous constatons alors que lorsque nous partons du même état stationnaire pour une contre-réaction avec un miroir classique et avec un miroir non linéaire, l'allure temporelle de l'intensité optique est considérablement modifiée. Ainsi, comme le montre la figure 3, dans le cas d'une contre-réaction classique, nous observons un signal continu. Alors que pour une contre-réaction avec un miroir non linéaire, nous observons un train d'impulsions séparées de 2,5 GHz (fréquence correspondant à la longueur de la cavité externe) mais irrégulières en terme de puissance.

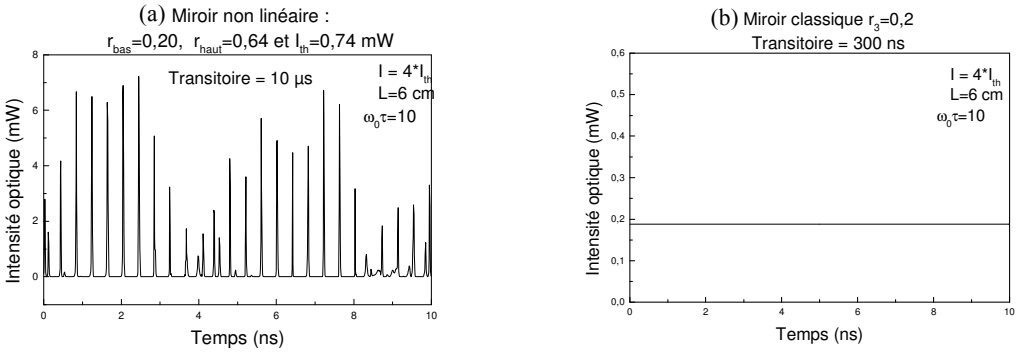


Figure 3 : Allure temporelle de la puissance optique d'un laser contre-réactionné : (a) par un miroir non linéaire, (b) par un miroir classique.

5. CONCLUSION

Nous avons montré que l'utilisation d'un miroir non linéaire comme réflecteur de cavité externe nous permet de contrôler la répartition des modes sur une ou deux ellipses. De plus, ce type de miroir modifie la structure temporelle de l'intensité optique en faisant naître un train d'impulsions à la fréquence de la cavité externe. Ces premières observations laissent entrevoir la possibilité d'utiliser de tels miroirs pour la réalisation de blocage de modes.

REFERENCES

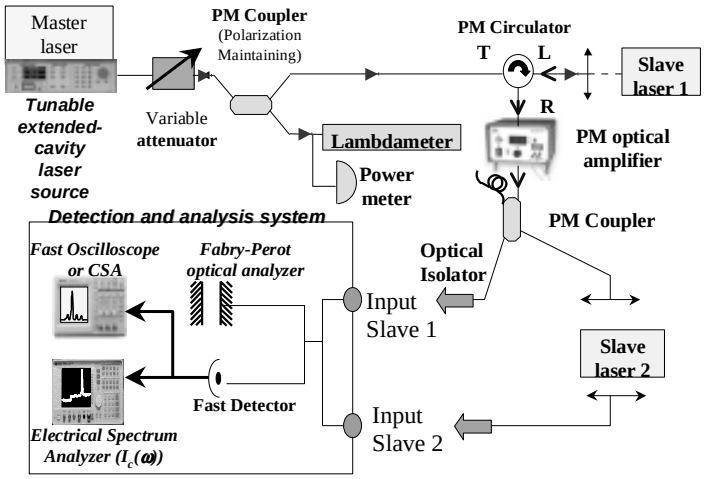
[1] P.J. Bennett, S. Dhanjal, P. Petropoulos, D.J. Richardson, N.I . Zheludev and V.I. Emelianov, Appl. Phys. Lett. 73, pp. 1787, 1998.
[2] P. Petropoulos, D. J. Richardson, S. Dhanjal, and N. I. Zheludev, Appl. Phys. Lett. 74, pp. 3619, 1999.
[3] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel and F. Sanchez, JOSA B vol.18 pp.277, 2000.
[4] R. Lang and K. Kobayashi, «External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties», IEEE J. Quantum Electrn., vol.QE-16, pp. 663-665, 1983.
[5] D. Lenstra, M. Van Vaalen and B. Jaskorzynska, «On the theory of single-mode laser with weak optical feedback», Physica 125C, pp. 255-264, 1984.

New scheme for the synchronisation of low dimensional chaos

C. Guignard, S. Blin and P. Besnard
ENSSAT, GIS FOTON, Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR6082), 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France
Tel: 33 2.96.46.66.53 Fax.33 2.96.37.01.99 pascal.besnard@enssat.fr r

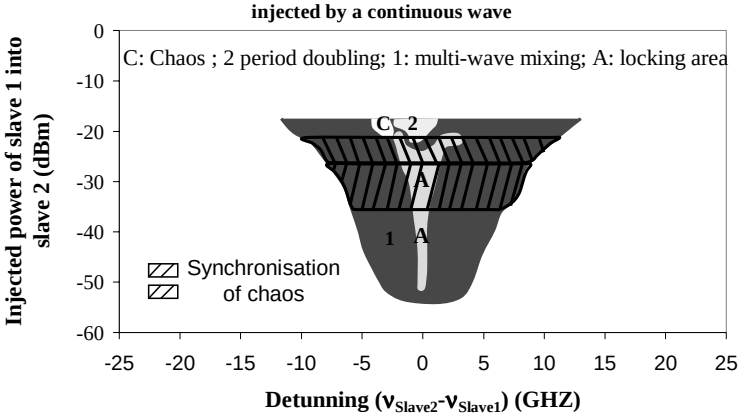
Abstract: We present a new scheme to obtain chaotic synchronization of two semiconductor lasers. We show synchronization even for a large range of values of injected power. The synchronization is shown to be very sensitive to the spectral signature of the master laser.
OCIS codes: (140.5960) semiconductor Lasers, (140.3430) Laser theory.

First chaotic synchronization with two semiconductor lasers was realized by feeding a laser with the help of another one (ECL) which was coupled to an external cavity [1]. The chaos is generated through optical feedback and the general idea is to inject light from an ECL into a second laser with the same strength as for the ECL in order to duplicate the first system. The injected laser completely synchronizes then with anticipation (with a time lag corresponding to the round-trip EC time). Similar experiments have been realized with fiber lasers [2]. However, more generalized chaos synchronization can be accomplished [1] through optical injection, which means that it is possible to reach synchronization for a broad range of parameters such as injected-power level. All these experiments describe high dimensional chaos brought by a delayed system.



In this communication, we propose a new scheme where a low dimensional chaos is produced by optical injection (a master laser feeds a first laser (slave 1)). This coupled system is used to feed a second slave as shown in figure 1. This scheme has many advantages. Firstly, we can fix the operating point of the slave 2 and vary the operating point of slave 1 by scanning the map injected power-detuning master-slave 1. We can fix the operating point of slave 1 and vary the one of slave 2. Secondly, we can choose the central frequency of the chaotic band by adjusting the bias current and real time analysis is possible (oscilloscope with 5 GHz bandwidth). Finally, theoretical simulation of this low-dimensional system enables a direct comparison with real-time trace. In this communication, we present our first results on such schemes with semiconductor lasers. In conclusion, we show that the main idea to get synchronization is to feed the laser with the right spectral signature. As shown in figure 2, synchronization, which is marked by hatched area, is obtained not only in the locking area of the slave 2, but also in the wave-mixing area, which shows the robustness of this synchronization scheme. New studies concern fiber lasers.

Synchronization area of slave 2 in hatched lines when seeded by a chaotic signal from slave 1.
The colored areas describe the map (injected power- detuning) of slave 2 when it is injected by a continuous wave



References :

[1] J. Ohtsubo**,**IEEE J. of Quantum, Vol. 38, NO. 9, pp. 1141-1154 Sept. 2002.
[2] V. Annovazzi-Lodi, S. Merlo, M. Norgia and A. Scirè, IEEE J. of Quantum, Vol. 38, NO. 9, pp.1171-1177 Sept. 2002.

Oscillations de relaxation de la réflectivité d'un miroir non-linéaire en Gallium.

Guignard Céline, Mihaescu Adrian, Besnard Pascal
ENSSAT
Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR6082) 6, rue de Kerampont, 22305 Lannion Cedex, France
Tel: 02.96.46.66.53 Fax.02.96.37.01.99 Besnard@enssat.fr
K. F. MacDonald, A. Fedotov, G. Stevens, N. I. Zheludev
Department of Physics and Astronomy, University of Southampton, S017 1BJ, UK

Des dépôts de Gallium par épitaxie sur une extrémité de fibre réalisent des miroirs dont la réflectivité dépend de l'intensité optique incidente. Nous décrivons la réponse de ces miroirs non-linéaires à un échelon de puissance optique et mettons en évidence des oscillations de relaxation dans la non linéarité.

I. Introduction

Des miroirs dont la réflectivité dépend de l'intensité incidente sont réalisés en exposant, sous une aspiration très élevée, une extrémité de fibre, refroidie à 100 K, à un faisceau d'atomes de Gallium [1]. La fibre optique monomode est injectée lors de la déposition pour un contrôle de la réflectivité in situ par un faisceau sonde à 1.3 µm dont l'émission est continue et un faisceau pompe impulsionnel à 1.55 µm, de puissance crête 18 mW. Il s'avère que la zone irradiée (le cœur de la fibre) voit un auto-arrangement du dépôt pour former des nanoparticules de 80 nanomètres de diamètre [2] alors que la gaine non éclairée présente un dépôt non structuré. Les nanoparticules présentent une réflectivité dépendante la puissance incidente. Cette non-linéarité induite par un changement structurel de phase des nanoparticules est très sensible à la température et peut présenter des réflectivités de plusieurs dizaines de pour cent.

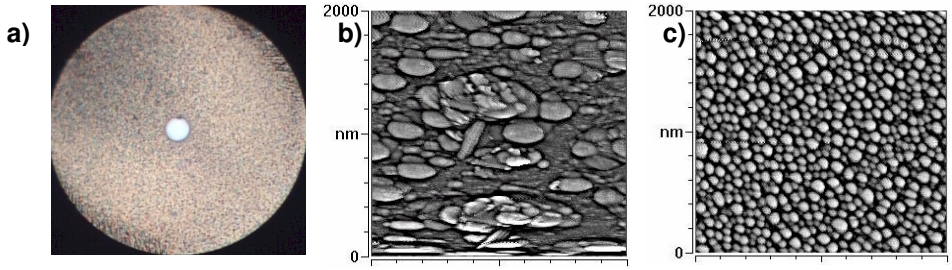


Fig. 1: [a] Image en réflexion d'une extrémité de fibre après une demi-heure de déposition. Le cœur de la fibre est illuminé au cours de la déposition. [b] Le dépôt dans la zone non éclairée (la gaine) apparaît aléatoire; [c] le cœur qui est éclairé au cours de la déposition est quant à lui recouvert de nanoparticules (diamètre typique 80 nm).

La surface reçoit en fin de déposition une couche de protection en SiO. Ce dépôt modifie notablement la dépendance en température de ces miroirs et aussi leur réponse.
Nous montrons dans cette présentation que ce type de miroir présente des oscillations à des échelons d'excitations et discutons la possibilité d'employer ce type de miroirs dans des configurations lasers.

II. Réponse du miroir non linéaire

Le miroir plongé dans l'azote liquide est éclairé par un faisceau à 1.55 µm provenant d'un laser à cavité étendue accordable. Un amplificateur optique permet d'atteindre des puissances pouvant aller jusqu'à 100 mW. Un coupleur est utilisé pour contrôler la puissance incidente sur le miroir et mesurer la puissance réfléchie. Un générateur programmable nous permet de moduler le faisceau optique ne tout ou rien.
Un exemple de réponse du miroir non linéaire est donnée dans la figure 2 pour une puissance de 0.2 mW et de 10 mW. On peut remarquer des fréquences de relaxation dans la réponse. La puissance réfléchie ainsi que la fréquence des oscillations dépends fortement de la puissance incidente. La figure 3 illustre la réflectivité non linéaire associé à de tels types de miroir et montre que la puissance nécessaire à l'excitation de ces on

linéarités reste faible (~ 5 mW).

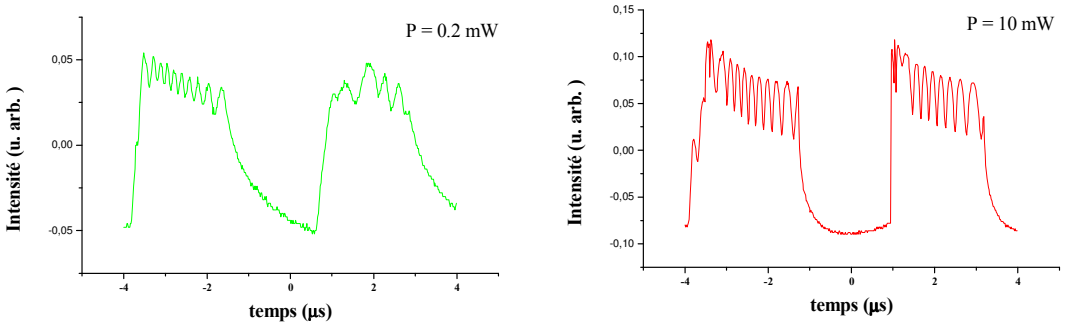


Fig. 2: Réponse de la réflectivité du miroir non linéaire pour un échelon de puissance optique [a] 0.2 mW. [b] 10 mW..

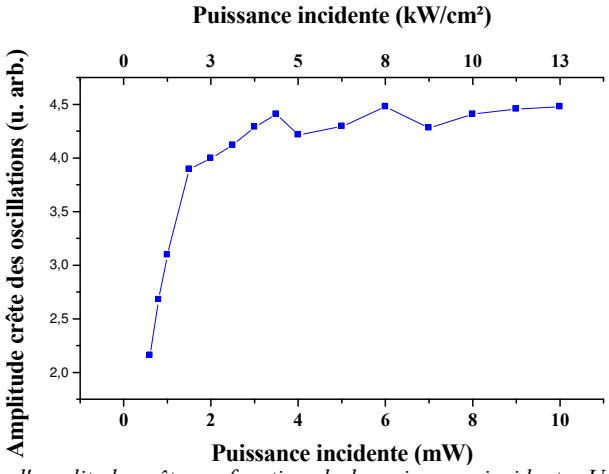


Fig. 3: Evolution de l'amplitude crête en fonction de la puissance incidente. Un graphe similaire peut-être tracé pour l'évolution de la fréquence de relaxation.

IV. Conclusion et discussion

Nous avons caractérisé pour la première fois des miroirs non linéaires recouverts d'une couche de silice et observé des oscillations de relaxation. Nous proposons de discuter de l'emploi de ces miroirs non linéaires dans des cavités lasers [4,5] ou dans des cavités étendues [6].

V. Bibliographie

[1] **K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, K. J. Ross, G. Stevens and N. I. Zheludev**, « Nonlinear optical response of gallium nanoparticles at the verge of a phase transition », accepté QEP-15, Glasgow, September 2001.
[2] **K. F. MacDonald, W. S. Brocklesby, V. I. Emel'yanov, V. A. Fedotov, S. Pochon, K. J. Ross, G. Stevens and N. I. Zheludev** : « Light control self-assembly of gallium nanoparticles », accepté QEP-15, Glasgow, September 2001.
[3] **Betz, G. and Varga, P.,** « Desorption Induced by Electronic Transitions, DIET IV », Springer Series in Surface Science, Vol. 19 (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg,1990).
[4] **Bennett, P. J. et al.** « A photonic switch based on a gigantic, reversible optical nonlinearity of liquefying gallium. » Appl. Phys. Lett. 73, 1787-1789 (1998).
[5] **A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel and F. Sanchez,** « Rate equation analysis of a fiber laser with a nonlinear mirror », JOSA B vol.18 p.277, 2000.
[6] **P.Besnard , B. Meziane and G. Stéphan** « Feedback Phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors » IEEE Journal of Quantum Electronics Vol 29 N°5 pp 1271-1284 May 1993.

Bibliographie

[1] R. J. Campbell, J. R. Armitage, G. Sherlock, D. L. Williams, R. P. Smith, M. J. Robertson, and R. Wyatt, "Wavelength stable uncooled fiber grating semiconductor laser for use in all optical WDM access network," *Electronics Letters*, vol. 32, p. 119.

[2] S. Blin, *Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2003.

[3] D. Dangoisse, D. Hennequin, and V. Zehnlé-Dhaoui, *Les lasers : Cours et exercices corrigés*. Dunod, 1998.

[4] M. Bondiou, *Etude des propriétés spectrales d'un laser semi-conducteur soumis à injection optique*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1999.

[5] R. Gabet, *Étude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs : application à la détection de faibles signaux cohérents à 1.55 µm*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2000.

[6] A. Einstein, "On the quantum theory of radiation," *Physicalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.

[7] N. G. Basov and A. M. Prokhorov , *J. Exptl. Theoret. Phys. USSR*, vol. 27, p. 431, 1954.

[8] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, "The maser-new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer," *Physical Review*, vol. 99, pp. 1264–1274, August 1955.

[9] A. L. Schawlow and D. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Physical Review*, no. 112, p. 1940, 1958.

[10] A. M. Prokhorov , *J. Exptl. Theoret. USSR*, vol. 34, p. 1658, 1958.

[11] T. H. Maiman , *Brit. Commun. Electron.*, vol. 7, p. 764, 1960.

[12] T. H. Maiman , *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.

[13] R. N. Hall, G. H. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. D. Carlson *Physical Review Letters*, vol. 9, p. 366, 1962.

[14] N. J. Holonyak and A. F. Bevacqua , *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 82, 1962.

[15] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. J. Hill, and G. Lasher , *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 62, 1962.

[16] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWorther, and H. J. Zeiger , *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 91, 1962.

[17] P. W. Smith, M. A. Duguay, and E. P. Ippen, *Mode-locking of lasers*, vol. 3, ch. 2. 1975. J. H. Sanders and S. Stenholm, Eds : Pergamon Press.

[18] H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1173–1185, November/December 2000.

[19] K. Gürs and R. Müller, "Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (auskopple-modulation)," *Physics Letters*, vol. 5, pp. 179–181, July 1963.

[20] K. Gürs, "Beats and modulation in optical ruby masers," *Quantum Electronics III*, pp. 1113–1119, 1964. P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. New York : Columbia University Press.

[21] H. Statz and C. L. Tang, "Zeeman effect and nonlinear interactions between oscillating laser modes," *Quantum Electronics III*, pp. 179–181, 1964. P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. New York : Columbia University Press.

[22] M. Didomenico, "Small-signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 35, pp. 2870–2876, October 1964.

[23] L. E. Hargove, R. L. Fork, and M. A. Pollac, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Applied Physics Letters*, vol. 5, pp. 4–6, July 1964.

[24] A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 388–391, Febrary 1965.

[25] W. E. Lamb, "Theory of an optical maser," *Physical Review A*, vol. 134, pp. A1429–A1450, June 1964.

[26] M. H. Crowell, "Characteristics of mode-coupled lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 12–20, April 1965.

[27] H. Statz and C. L. Tang, "Phase locking of modes in lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 3923–3927, 1965.

[28] S. E. Harris and O. P. McDuff, "FM laser oscillation theory," *Applied Physics Letters*, vol. 5, pp. 205–206, November 1964.

[29] S. E. Harris and R. Targ, "FM oscillation of the He-Ne laser," *Applied Physics Letters*, vol. 5, pp. 202–204, November 1964.

[30] S. E. Harris and O. P. McDuff, "Theory of FM laser oscillation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 245–262, September 1965.

[31] E. O. Ammann, B. J. McMurty, and M. K. Oshman, "Detailed experiments on helium-neon fm lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 263–272, September 1965.

[32] D. I. Kuizenga and A. E. Siegman, "Modulator frequency detuning effects in the fm mode-locked laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 803–808, 1970.

[33] H. W. Mocker and R. J. Collins, "Mode competition and self-locking effects in *Q*-switced ruby laser," *Applied Physics Letters*, vol. 7, pp. 270–272, November 1965.

[34] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd : YLF lasers : An antiresonant semiconductor fabry-perot saturable absorber," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 505–507, 1992.

[35] M. Didomenico, H. M. Marcs, J. Geusic, and R. Smith, "Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAG : Nd laser," *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 22–24, April 1966.

[36] R. L. Kohn, W. Kaiser, and J. A. Giordmaine, "Second harmonic enhancement with an internally-modulated ruby laser," *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 231–233, May 1966.

[37] P. J. Delfyett, H. Shi, S. Gee, I. Nitta, J. C. Connolly, and G. A. Alphonse, "Joint time-frequency measurements of mode-locked semiconductor diode lasers and dynamics using frequency-resolved optical gating," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 12–20, April 1999.

[38] M. Maier, W. Kaiser, and J. A. Giordmaine, "Intense light bursts in the stimulated raman effect," *Physical Review Letters*, vol. 17, pp. 1275–1277, December 1966.

[39] J. A. Armstrong, "Measurement of picosecond laser pulse widths," *Applied Physics Letters*, vol. 10, pp. 16–18, January 1967.

[40] H. P. Weber, "Method for pulse width measurement of ultrashort light pulses generated by phase-locked lasers using nonlinear optics," *Journal of Applied Physics*, vol. 38, pp. 2231–2234, April 1967.

[41] J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, and K. W. Wecht, "Two photons excitation of fluorescence by picosecond light pulses," *Applied Physics Letters*, vol. 11, pp. 216–218, April 1967.

[42] L. P. Barry, J. M. Dudley, P. G. Bollond, J. D. Harvey, and R. Leonhardt, "Complete characterisation of pulse propagation in optical fibres using frequency-resolved optical grating," *Electronics Letters*, vol. 32, p. 2339, 1996.

[43] V. Roncin, *Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunications à très haut débit*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2004.

[44] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, "Passive mode-locking of the cw dye laser," *Applied Physics Letters*, vol. 21, pp. 348–350, 1972.

[45] C. V. Shank, R. V. Schmidt, and B. I. Miller, "Double-heterostructure GaAs distributed feedback laser," *Applied Physics Letters*, vol. 25, p. 200, 1974.

[46] R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode-locking," *Applied Physics Letters*, vol. 38, pp. 617–619, 1981.

[47] J. G. Fujimoto, A. M. Weiner, and E. P. Ippen, "Generation and measurement of optical pulses as short as 1- fs," *Applied Physics Letters*, vol. 44, pp. 832–834, 1984.

[48] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank, and J. A. Valdmanis, "Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate," *Applied Physics Letters*, vol. 46, pp. 1120–1122, 1985.

[49] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, and J. P. Gordon, "Generation of optical pulses as short as 27 fs directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorbtion, and saturable gain," *Optics Letters*, vol. 10, pp. 131–133, 1985.

[50] R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," *Optics Letters*, vol. 12, pp. 483–485, 1987.

[51] H. A. Haus, "Theory of mode-locking with a fast saturable absorber," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, pp. 3049–3058, 1975.

[52] G. H. C. New, "Pulse evolution in mode-locked quasicontinous lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 115–124, 1974.

[53] H. A. Haus, C. V. Shank, and E. P. Ippen, "Shape of passively mode-locked laser pulses," *Optics Communications*, vol. 15, pp. 29–31, 1975.

[54] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, "The soliton laser," *Optics Letters*, vol. 9, pp. 13–15, 1984.

[55] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator," *Optics Letters*, vol. 14, pp. 48–50, 1989.

[56] E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. Y. Liu, "Additive pulse modelocking," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 6, pp. 1736–1745, 1989.

[57] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibett, "60-fsec pulse generation from a self mode-locked Ti-Sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 16, pp. 42–44, 1991.

[58] D. K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt, and G. Feugnet, "Sub-100 femtosecond pulse generation by Kerr lens mode-locking in Ti :Al_2O_3," *OSA Proc. Advanced Solid-State Lasers*, vol. 10, pp. 120–124, 1991.

[59] F. Salin, J. Squier, and M. Piche, "Mode locking of Ti :Al_2O_3 lasers and self-focusing : A gaussian approximation," *Optics Letters*, vol. 16, pp. 1674–1676, 1991.

[60] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, "Kerr lens mode-locking," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1292–1294, 1992.

[61] M. Piche and F. Salin, "Self-mode locking of solid-state laser without aperture," *Optics Letters*, vol. 18, pp. 1041–1042, 1993.

[62] F. Salin, J. Squier, G. Mourou, M. Piche, and N. McCarthy, "Mode locking of Ti :Al_2O_3 lasers using self-focusing," *OSA Proc. Advanced Solid-State Lasers*, vol. 10, pp. 125–129, 1991.

[63] M. Piche, "Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators," *Optics Communications*, vol. 86, pp. 156–160, 1991.

[64] U. Keller, W. H. Knox, and G. W. Hooft, "Ultrafast solid-state mode-locked lasers using resonant nonlinearities," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 2123–2133, October 1992.

[65] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "High power ultrafast lasers," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 69, pp. 1207–1223, 1998.

[66] C.-P. Huang, M. T. Asaki, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and H. Nathel, "17-fs pulses from a self-mode-locked Ti-Sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1289–1291, 1992.

[67] I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, J. Zhou, and C.-P. Huang, "Fourth-order dispersion-limited solitary pulses," *Optics Letters*, vol. 19, pp. 1465–1467, 1994.

[68] C. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, and F. Krausz, "Ultrabroadband femtosecond lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 1100–1114, April 1994.

[69] R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," *Optics Letters*, vol. 19, pp. 201–203, 1994.

[70] A. Stingl, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, "Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti-Sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 602–604, 1995.

[71] L. Xu, G. Tempea, C. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl, K. Ferencz, and S. Takano, "Continous-wave mode-locked Ti-Sapphire laser focusable to $5 * 10^{13} w/cm^2$," *Optics Letters*, vol. 23, pp. 789–791, 1998.

[72] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode-locking," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 2086–2096, October 1992.

[73] L. E. Nelson, E. P. Ippen, and H. A. Haus, "Broadly tunable sub-500 fs pulses from an additive-pulse mode-locked thulium-doped fiber ring laser," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 19–21, 1995.

[74] J. Goodberlet, J. Jacobson, J. G. Fujimoto, P. A. Schulz, and T. Y. Fan, "Self-starting additide-pulse mode-locked diode-pumped Nd :YAG," *Optics Letters*, vol. 15, pp. 504–506, October 1990.

[75] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, "Design and fabrication of double-chirped mirrors," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 831–833, 1997.

[76] D. H. Sutter, I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, and U. Keller, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti : Sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, pp. 169–178, March/April 1998.

[77] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Ultrabroadband pulses in the two-cycle regime by SESAM-assisted Kerr-lens modelocking of an all solid-state Ti : Sapphire laser," *OSA Trends in OPtics and Photonics (TOPS)*, vol. 26, pp. 358–360, March/April 1999.

[78] N. Matuschek, F. X. Kärtner, and U. Keller, "Analytical design of double-chirped mirrors with custom-tailored dispersion characteristics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 129–137, 1999.

[79] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : Sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 411–413, 1999.

[80] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti : Sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 631–633, 1999.

[81] Y. Chen, F. X. Kärtner, U. Morgner, S. H. Cho, H. A. Haus, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Dispersion-managed mode-locking," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 16, pp. 1999–2004, 1999.

[82] T. Papakyriakopoulos, A. Stavdas, E. N. Protonotarios, and H. Avramopoulos, "10x10 GHz simultaneously modelocked multiwavelength fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 35, p. 717, 1999.

[83] M. Mielke, G. A. Alphonse, and P. J. Delfyett, "60 channel WDM transmitter using multiwavelength modelocked semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 38, p. 368.

[84] E. D. Park, T. J. Croeze, P. J. Delfyett, A. Braun, and J. Abeles, "Multiwavelength mode-locked InGaAsP laser operating at 12ch x 2 GHz and 16 ch x 10 GHz," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, p. 837.

[85] D. Pudo, L. R. Chen, D. Giannone, L. Zhang, and I. Bennion, "Actively mode-locked tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, p. 143.

[86] L. R. Chen, G. E. Town, S. L. P. Y. Cortes, and P. W. E. Smith, "Dual wavelength, actively mode-loched fibre laser with 0.7 nm wavelength spacing," *Electronics Letters*, vol. 36, p. 1921.

[87] L. Boivin, M. Wegmuller, M. C. Nuss, W. H. Knox, Y. Sun, and A. K. Srivastava, "Transmission over 362 km of 110 channels at 2.35 gb/s from a spectrum-sliced femtosecond laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, p. 1319.

[88] J.-N. Maran, S. LaRochelle, and P. Besnard, "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature," *Optics Letters*, vol. 28, p. 2083.

[89] H. Kurita, I. Ogura, and H. Yokoyama, "Ultrafast all-optical signal processing with mode-locked semiconductor lasers," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, pp. 129–139, Febrary 1998.

[90] R. S. Tucker, S. K. Korotky, G. Eisenstein, U. Koren, L. W. Stulz, and J. J. Veselka, "20 GHz active mode-locking of a 1.55 μm InGaAsP laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 239–240, March 1985.

[91] R. S. Tucker, U. Koren, G. Raybon, C. A. Burrus, B. I. Miller, T. L. Koch, and G. Eisenstein, "40 GHz active mode-locking in a 1.5 μm monolithic extended-cavity laser," *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 621–622, March 1989.

[92] G. Eisenstein, U. Koren, R. S. Tucker, B. L. Casper, A. H. Gnauck, and P. K. Tien, "High-speed analog and digital modulation of 1.51 μm wavelength three-channel buried crescent InGaAsP lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 45, pp. 313–331, 1984.

[93] R. C. Alferness, G. Eisenstein, S. K. Korotky, R. S. Tucker, L. L. Buhl, I. P. Kaminow, and J. J. Veselka *Paper WJ4, Optical Fiber Communication Conference, New Orleans*, 1984.

[94] R. Paoletti, D. Bertone, R. Fag, G. Magnetti, M. Meliga, G. Meneghini, G. Morello, G. Rossi, L. Tallone, and M. Scofet, "1,55 μm optical short pulse generation at 10 GHz repetition rate, using a mode-locked hybrid distributed bragg reflector ML-HDB laser source," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 245–247, March 2000.

[95] G. Eisenstein, R. S. Tucker, U. Koren, and S. K. Korotky, "Active mode-locking characteristics of InGaAsP-single mode fibre composite cavity lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, pp. 142–148, 1986.

[96] K. Y. Lau and A. Yariv, "Direct modulation and active-mode-locking of ultrahigh speed GaAlAs lasers at frequency up to 18 GHz," *Applied Physics Letters*, vol. 46, pp. 326–328, Febrary 1985.

[97] L. Chusseau, J. M. Lourtioz, and E. Brun, "Génération d'impulsions picosecondes avec des lasers à semiconducteur pour les transmissions par soliton sur fibre optique.," *Ann. Télécommun.*, vol. 47, no. 9-10, pp. 347–358, 1992.

[98] M. Thual, P. Chanclou, J. Lostec, A. Laurent, H. Poignant, and M. Gadonna, "Lasers à cavités externes multi-longueurs d'onde réalisés à partir de micro-optiques et de réseaux de Bragg sur rubans de fibres," *JNOG 99- Session Nouveaux Composants et Dispositifs Opto-Microondes*, 1999.

[99] S. W. Corzine, J. E. Bowers, G. Przybylek, U. Koren, B. I. Miller, and C. E. Soccolich, "Actively mode-locked GaInAsP laser with subpicosecond output," *Applied Physics Letters*, vol. 52, pp. 348–350, 1988.

[100] S. Arahira, Y. Katoh, and Y. Ogawa, "20 GHz subpicosecond monolithic modelocked laser diode," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 454–456, March 2000.

[101] R. S. Morton, V. Mizrahi, S. G. Kosinski, L. F. Mollenauer, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, D. L. Coblentz, A. M. Sergent, and K. W. Wecht, "Hybrid soliton pulse source with fibre external cavity and Bragg reflector," *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 561–562, March 1992.

[102] S. Arahira and Y. Ogawa, "480 GHz subharmonic synchronous mode locking in a short-cavity colliding-pulse mode-locked laser diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 537–539, April 2002.

[103] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha, *Ultrafast lasers*. New York : Marcel Dekker, Inc, 2003.

[104] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*. New York : Academic Press, 2003.

[105] J. P. Ryan, L. S. Goldberg, and D. J. Bradley, "Comparison of synchronous pumping and passive mode-locking cw lasers for the genaration of picosecond and subpicosecond light pulses," *Optics Communications*, vol. 27, pp. 127–132, 1978.

[106] H. Kubota, K. Kurokawa, and M. Nakazawa, "29 fs pulse generation from a linear cavity synchronously pumped dye laser," *Optics Letters*, vol. 13, pp. 749–751, 1988.

[107] H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers," *Proceedings of the IEEE*, vol. 51, p. 1782, 1969.

[108] Z. I. Alferov and R. F. Kazarinov *authors certificate*, vol. 181737, 1963.

[109] H. Kressel and H. Nelson, "Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature," *RCA Review*, vol. 30, p. 106, 1969.

[110] I. Hayashi, D. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junctions lasers which operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, 1970.

[111] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold," *Soviet Physics-Semiconductors*, vol. 4, p. 1107, 1970.

[112] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-16, pp. 663–665, 1983.

[113] G. H. M. van Tartwijk and D. Lenstra, "Semiconductor lasers with optical injection and feedback," *Quantum Semiclassical Optics*, vol. 7, pp. 87–143, 1995.

[114] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long Wavelength Semiconductor lasers*. Van Nostrand reinhold, 1986.

[115] I. Joindot and M. Joindot, *Les télécommunications optiques*. Paris (France) : Dunod, première ed., 1996.

[116] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan, and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," *Comptes Rendus Physique 4*, vol. 4, no. 6, p. 687.

[117] G. M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser," *Physical Review A*, vol. 2, p. 58, 1997.

[118] M. Sargent, M. O. Scully, and W. E. J. Lamb *Laser Physics*, 1974.

[119] H. Haken and H. Sauermann *Z. Phys.*, vol. 173, p. 261, 1963.

[120] H. Statz and G. A. deMars, *Quantum Electronics*. New York : Columbia University Press, 1960.

[121] C. L. Tang, H. Statz, and G. A. deMars *Journal of Applied Physics*, vol. 34, p. 2289, 1963.

[122] K. Otsuka and J. L. Chern *Optics Letters*, vol. 16, p. 1759, 1992.

[123] R. W. Tkach and A. R. Chraphyvy, "Regimes of feedbak effects in 1.55 μm distributed feedback lasers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-4, pp. 1655–1661, 1986.

[124] E. Patzak, H.Olesen, A. Sugimura, and T. Mukai *Electronics Letters*, vol. 19, p. 938, 1983.

[125] G. P. Agrawal *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 468, 1984.

[126] J. W. M. Biesterbos, A. J. D. Boef, W. Linders, and G. A. Acket, "Low frequency mode-hoping optical noise in algaas channeled substrate lasers produced by optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 886, June 1983.

[127] J. O. Binder and G. D. Cormark, "Mode selection and stability of a semiconductor laser with weak optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 2255, November 1989.

[128] N. Schunk and K. Peterman, "Numerical analysis of the feedback regimes for single semiconductor laser with external feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 1242, July 1988.

[129] P. Besnard, B. Meziane, and G. Stéphan, "Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, p. 1271, May 1993.

[130] R. F. Broom, E. Mohn, C. Risch, and R. P. Salathe, "Microwave self-modulation of a diode coupled to an external cavity," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 328, 1970.

[131] R. P. Salathe, "Diode laser coupled to external resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 20, p. 1, 1979.

[132] C. H. Henry and R. Kazarinov, "Instabilitie of semiconductor lasers due to optical feedback from distant breflectors," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 294, Febrary 1986.

[133] M. Fujiwara, K. Kuboto, and R. Lang, "Low frequency intensity fluctuations in laser diode with external feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 38, p. 217, Febrary 1981.

[134] R. Ries and F. Sporleder, "Low frequency instabilities of laser diode with external feedback," *Proceedings of European Conference on Optical Communications ECOC'8, Cannes, France*, vol. 38, p. 285, September 1982.

[135] K. Stubkjaer and M. B. Small, "Noise properties of semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 472, May 1984.

[136] J. Mørk, B. Tromborg, and P. L. Christiansen, "Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback : a theoretical analysis," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 123, Febrary 1988.

[137] T. Sano, "Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback," *Physical Review A*, vol. 50, pp. 2719–2726, September 1994.

[138] M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo, and J. R. Tredicce *Physical Review E*, vol. 55, p. 6414, 1997.

[139] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Drandridge, J. F. Weller, and R. O. Miles, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 555, April 1982.

[140] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. D. Boef, "Coherence collapse in single mode semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 674, June 1985.

[141] R. O. Miles, A. Dandridge, A. B. Tveten, H. F. Taylor, and T. G. Giallorenzi, "Feedback-induced line broadening in cw channel-substrate planar laser diode," *Applied Physics Letters*, vol. 37, p. 990, 1980.

[142] T. Fujita, J. Ohya, S. Ishizuka, K. Fujito, and H. Sato, "Oscillation frequency shift supression of semiconductor lasers coupled to external cavity," *Electronics Letters*, vol. 20, p. 416, May 1984.

[143] H. Sato and T. Fujita, "Theoretical analysis of longitudinal mode coupling in external semiconductor," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, April 1985.

[144] L. A. Coldren and T. L. Koch, "External cavity design," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, no. 6, 1984.

[145] T. Fujita, S. Ishizuka, K. Fujito, H. Serizawa, and H. Sato, "Intensity noise supression and modulation characteristics of a laser diode coupled to an external cavity," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 422, May 1984.

[146] K. Stubkjaer and M. B. Small, "Feedback-induced noise in index-guided semiconductor lasers and its reduction by modulation," *Electronics Letters*, vol. 19, p. 388, May 1983.

[147] D. S. Seo, J. D. Park, J. G. McInerney, and M. Osinski, "Effet of feedback assymetry in external-cavity semiconductor laser systems," *Electronics Letters*, vol. 24, p. 726, 1988.

[148] T. Morikawa, Y. Mutsubishi, J. Shimoda, and Y. Kojima, "Return-beam induced oscillations in self-coupled semiconductor lasers," *Electronics Letters*, vol. 12, p. 435, 1976.

[149] J. D. Park, D. S. Seo, and J. G. McInerney, "Self-pulsations in strongly coupled asymmetric external cavity semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, pp. 1353–1362, 1990.

[150] R. Lang and S.Kobayashi, "External optical feed-back effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, pp. 347–355, March 1980.

[151] P. Besnard, B. Meziane, K. Ait-Ameur, and G. Stephan, "Microwave spectra in external-cavity semiconductor lasers : Theoretical modeling of multipass resonances," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 8, pp. 1713–1722, 1994.

[152] M. Z. E. Brinkmeyer, W. Brennecke and R. Ulrich, "Fiber Bragg reflector for mode selection and line-narrowing of injection lasers," *Electronics Letters*, vol. 22, no. 3, p. 134, 1986.

[153] C. A. Park, C. J. Rowe, J. Buus, D. C. J. Reid, A. Carter, and I. Bennion, "Single-mode behaviour of a multimode 1.55 μm laser with a fiber grating external cavity," *Electronics Letters*, vol. 22, p. 1132.

[154] D. M. Bird, J. R. Armitage, R. Kashyap, R. M. A. Fatah, and K. H. Cameron, "Narrow line semiconductor laser using fiber grating," *Electronics Letters*, vol. 27, p. 1115, 1991.

[155] P. A. Morton, V. Mizrahi, Tanbun-Ek, R. A. Logan, P. J. Lemaire, and H. M. Presby, "Stable single-mode hybrid laser with high power and narrow linewidth," *Applied Physics Letters*, vol. 64, p. 2634.

[156] C. A. Edwards, H. M. Presby, and L. W. Stulz, "Effective reflectivity of hyperbolic micro lenses," *Applied Optics*, vol. 32, p. 2099, 1993.

[157] W. H. Loh, R. I. Laming, M. N. Zervas, M. C. Farries, and U. Koren, "Novel hybrid single frequency semiconductor laser with erbium fibre-based external cavity," *Proceedings ECOC'95, Brussels*, no. MoL41, p. 135.

[158] N. A.Olsson, C. H. Henry, R. F. Kazarinov, H. J. Lee, K. J. Orlowsky, B. H. Johnson, R. E. Scotti, D. A. Ackerma, and P. J. Anthony, "Performance characteristics of 1.5 μm single-frequecy semiconductor laser with an external waveguide bragg reflector," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 143–147, Febrary 1988.

[159] F. N. Timofeev, S. Bennett, R. Griffin, P. Bayvel, A. Seeds, R. Wyatt, R. Kashyap, and M. Robertson, "High spectral purity millimetre-wave modulated optical signal generation using fibre grating lasers," *Electronics Letters*, vol. 34, p. 668.

[160] R. S. Tucker, G. Eisenstein, and I. P. Kaminow, "10 GHz mode-locking of a 1.3 μm ridge waveguide laser in optical fibre cavity," *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 552–553, Febrary 1983.

[161] B. Fisher, O. S. B. Levit, and A. Bekker, "Cavity resonance activated wavelength selectable fiber and diode lasers," *Proceedings CLEO'99 Baltimore*, no. CTuJ6, p. 104, 1999.

[162] J. Yu, D. Huhse, M. Schell, M. Schulze, D. Bimberg, J. A. R. Williams, L. Zhang, and I. Bennion, "Fourier-transform-limited 2,5ps light pulses with electrically tunable wavelength (15 nm) by hybridely modelocking a semiconductor laser in a chirped bragg grating fibre external cavity," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 2008–2009, November 1995.

[163] R. S. Berry and B. M. Smirnov, "A photonic switch based on a gigantic, reversible optical nonlinearity of liquefying gallium," *Journal of Chemistry Physics*, vol. 113, p. 728, 2000.

[164] P. J. Bennett, S. Dhanjal, P. Petropoulos, D. J. Richardson, N. I. Zheludev, and V. I. Emelianov, "A photonic switch based on a gigantic, reversible optical nonlinearity of liquefying gallium," *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 13, pp. 1787–1789, 1998.

[165] V. Albanis, S. Dhanjal, V. A. Fedotov, K. F. MacDonald, N. I. Zheludev, P. Petropoulos, D. J. Richardson, and V. I. Emelianov, "Nanosecond dynamics of a gallium mirror's light-induced reflectivity change," *Physical Review B*, vol. 63, no. 16, 2001.

[166] A. V. Rode, M. Samoc, B. Luther-Davies, E. G. Gamalya, K. F. MacDonald, and N. I. Zheludev, "Dynamics of light-induced reflectivity switching in gallium films deposited on silica by pulse laser ablation," *Optics Letters*, vol. 26, no. 11, pp. 852–855, 2001.

[167] K. F. MacDonald, W. S. Brocklesbis, V. A. Fedotov, S. Pochon, K. J. Ross, G. C. Stevens, and N. I. Zheludev, "Structural phase transition as a mechanism for broadband, low-threshold reflectivity switching in gallium," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 15, pp. 2375–2377, 2001.

[168] P. Petropoulos, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, S. Dhanjal, and N. I. Zheludev, "Passive *Q*-switching of fiber lasers using a broadband liquefying gallium mirror," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 24, pp. 3619–3621, 1999.

[169] P. Petropoulos, S. Dhanjal, D. J. Richardson, and N. I. Zheludev, "Passive *Q*-switching of an Er^{3+} : Yb^{3+} fibre laser with a fibrised liquefying gallium mirror," *Optics Communications*, vol. 166, pp. 239–243, 1999.

[170] E. G. Gamaly, A. V. Rode, and B. Luther-Davies, "Ultrafast ablation with high-pulse-rate lasers. part i : theoretical considerations," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, p. 4213, April 1999.

[171] A. V. Rode, B. Luther-Davies, and E. G. Gamaly, "Ultrafast ablation with high-pulse-rate lasers. part ii : experiments on laser deposition of amorphous carbon films," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, p. 4222, April 1999.

[172] K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev, B. V. Zhdanov, and R. J. Knize *CLEO/Europe-EQEC Focus Meetings*, p. 117, 2001.

[173] V. A. Shchukin and D. Bimberg, "Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces," *Review of Modern Physics*, vol. 71, no. 4, pp. 1125–1171, 1999.

[174] K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, K. J. Ross, G. C. Stevens, N. I. Zheludev, W. S. Brocklesby, and V. I. Emel'yanov, "Optical control of gallium nanoparticle growth," *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 1643–1645, March 2002.

[175] K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, "Optical nonlinearity resulting from a light-induced structural transition in gallium nanoparticle," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 1087–1089, Febrary 2003.

[176] K. F. MacDonald, V. A. Fedotov, S. Pochon, N. I. Zheludev, C. Guignard, A. Mihaescu, and P. Besnard, "Oscillating bubbles at the tips of optical fibers in liquid nitrogen," *Physical Review E*, vol. 68, pp. 027301–1–3, 2003.

[177] J. Sacher, D. Baums, P. Panknin, W. Elsässer, and E. O. Göbel, "Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback," *Physical Review A*, vol. 45, no. 3, pp. 1893–1905, 1992.

[178] A. Murakami and J. Ohtsubo, "Stability analysis of semiconductor laser with phase-conjugate feedbak," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 10, pp. 1825–1831, 1997.

[179] D. H. DeTienne, G. R. Gray, G. P. Agrawal, and D. Lenstra, "Semiconductor laser dynamics for feedback from a finite-penetration-depth phase-conjugate mirror," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 838–844, 1997.

[180] G. R. Gray, D. H. DeTienne, and G. P. Agrawal, "Mode-locking in semiconductor lasers by phase-conjugate optical feedback," *Optics Letters*, vol. 20, no. 11, pp. 1295–1297, 1995.

[181] T. W. Carr, "Period locking due to delayed feedback in a laser with saturable absorber," *Physical Review E*, vol. 68, pp. 026212 1–11, 2003.

[182] A. P. A. Fischer, O. K. Andersen, M. Yousefi, S. Stolte, and D. Lenstra, "Experimental and theoretical study of filtered optical feedback in a semiconductor laser," *JQE*, vol. 36, pp. 375–384, March 2000.

[183] A. P. A. Fischer, M. Yousefi, D. Lenstra, M. W. Carter, and G. Vemuri, "Filtered optical feedback induced frequency dynamics in semiconductor lasers," *PRL*, vol. 92, no. 2, pp. 023901 1–4, 2004.

[184] M. Yousefi and D. Lenstra, "Dynamical behavior of a semiconductor laser with filtered external optical feedback," *JQE*, vol. 35, pp. 970–976, June 1999.

[185] N. Dogru and M. S. Ozyazici, "Relative intensity noise of mode-locked fiber grating external cavity semiconductor lasers," *OLT*, vol. 35, pp. 163–168, 2003.

[186] A. Hideur, T. Chartier, C. Özkul, and F. Sanchez, "Dynamics and stabilization of a high power side-pumped yb-doped double-clad fiber laser," *Optics Communications*, vol. 186, pp. 311–317, December 2000.

[187] A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto, and J. C. Bertreux, "Characteristics of a semiconductor laser coupled with a fiber bragg grating with arbitrary amount of feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 10, p. 1216, 2003.

[188] J. D. Farmer, "Chaotic attractors of an infinite-dimensional dynamical system," *Physica4D*, pp. 366–393, 1982.

[189] D. Lenstra, M. V. Vaalen, and B. Jaskorzyńska, "On the theory of single-mode laser with weak optical feedback," *Physica125C*, pp. 255–264, 1984.

[190] C. Masoller, "Effect of the external cavity length in the dynamics of a semiconductor laser with optical feedback," *Optics Communications*, vol. 128, pp. 363–376, 1996.

[191] N. Kikuchi, Y. Liu, and J. Ohtusbo, "Chaos control and noise suppression in external-cavity semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 56–65, 1997.

[192] T. Heil, I. Fisher, W. Elsäer, B. Krauskopf, K. Green, and A. Gavrielides, "Delay dynamics of semiconductor lasers with short external cavities : Bifurcation scenarios and mechanisms," *Physical Review E*, vol. 67, pp. 066214–1–11, 2003.

[193] A. Tabaka, M. Sciamanna, I. Veretennicoff, and K. Panajotov, "Mapping of delayed dynamics in short external cavity," *Photonics Europe-SLLD 2004, Proceedings of SPIE*, vol. 5452, p. 93.

[194] H. D. Wu and F. S. Barnes, "Microlenses : coupling light to optical fibers," *Progress in laser and electro-optics, IEEE press*, no. PC0249-3, 1990.

[195] L. G. Cohen and M. V. Schneider, "Microlense for coupling junction lasers to optical fibers," *Applied Optics*, vol. 13, pp. 89–94, January 1974.

[196] P. D. Bear, "Microlenses for coupling single-mode fibers to single-mode thin film waveguides," *Applied Optics*, vol. 19, pp. 2906–2909, September 1980.

[197] R. Bachelot, A. Fares, F. Fikri, D. Barchiesi, G. Lerondel, and P. Roter, "Coupling semiconductors lasers into single-mode optical fibers by use of tips grown by photopolymerization," *Optics Letters*, vol. 29, September 2004.

[198] P. Kayon and al., "Improved coupling between laser diode and single-mode fibre tipped with a chemical etched self-centred diffracting element," *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 400–402, June 1981.

[199] H. Kuwahara and al., "Efficient coupling from semiconductor lasers into single-mode fibers with tapered hemispherical ends," *Applied Optics*, vol. 19, pp. 2578–2583, August 1980.

[200] P. Chanclou, J. L. M. Thual, P. Auvray, J. Caulet, G. Joulie, A. Poudoulec, B. Clavel, and A. L. Goff, "Micro-optiques hautes performances et collectives pour le couplage de diodes laser et de fibres monomodes," in *JNOG 97*, pp. 178–180, November 1997.

[201] H. Sakagushi and al., "Power coupling from laser diodes into single-mode fibres with quadrangular pyramid-shaped hemiellipsodal ends," *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 425–426, June 1981.

[202] K. Shiraishi and S. I. Kuroo, "A new lensed-fiber configuration employing cascaded Gi-Fiber chips," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, June 2000.

[203] M. Saruwatari and T. Sugie, "Efficient laser diode to single-mode fiber coupling using a combination of two lenses in confocal condition," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-17, pp. 1021–1027, June 1981.

[204] K. Kawano, M. Saruwatari, and O. Mitomi, "A new confocal combination lens method for a laser-diode module using a single-mode fiber," vol. LT-3, pp. 739–745, August 1985.

[205] T. Sugie and M. Saruwatari, "Distributed feedback laser diode (DFB-LD) to single-mode fiber coupling module with isolator for high bit rate modulation," vol. LT-4, no. 2, pp. 236–245, 1986.

[206] H. Karstensen and R. Frankenberger, "High-efficiency two lens laser diode to single-mode fiber coupler with a silicon plano-convex lens," vol. LT-7, pp. 244–249, Febrary 1989.

[207] S. Mukai and al., "Semiconductor laser with a converging output beam," *Applied Physics Letters*, vol. 46, no. 9, pp. 805–806, 1985.

[208] P. Doussière and al., "Tapered active stripe for 1.5 μm $InGaAsP/InP$ strained multiple quantum well lasers with reduced beam divergence," *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 5, pp. 539–541, 1994.

[209] H. Bissessur and al., "Ridge laser with spot-size converter in asingle epitaxial step for high coupling efficiency to single-mode fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 1235–1237, September 1998.

[210] I. W. Marshall, "Low loss coupling between semiconductor lasers and single-mode fibre using tapered lensed fibre," *Br Telecom Technol. J.*, vol. 4, April 1986.

[211] H. M. Presby, "Near 100 % efficient fiber microlense," in *OFC'92*, vol. Postdeadline 24, 1992.

[212] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, pp. 1312–1329, October 1966.

[213] P. Chanclou, *Etude théorique et expérimentale d'optiques de couplage destinées à la réalisation de modules optoélectroniques multivoies d'émission et de réception*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, September 1999.

[214] C. Boisrobert and al., "Low coherence optical reflectometry of laser diodes waveguides," *Proceedings of SPIE : OPtical technology for signal processing systems*.

[215] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides : application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, May 1978.

[216] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, August 1997.

[217] D. K. W. Lam and B. K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Applied Optics*, vol. 20, no. 3, pp. 440–445, February 1981.

[218] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823–825, August 1989.

[219] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask," *Applied Physics Letters*, vol. 62, pp. 1035–1037, March 1993.

[220] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, and A. E. White, "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 566–567, May 1993.

[221] M. C. Cox, N. J. Copner, and B. Williams, "High sensitivity precision relative intensity noise calibation standard using low noise reference laser source," *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, vol. 145, July 1998.

[222] J. O. Binder, G. D. Cormack, and A. Somani, "Intermodal tuning characteristics of an *InGaAsP* laser with optical feedback from an axternal grating reflector," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, pp. 1191–1199, 1990.

[223] P. Besnard, A. Naumenko, N. Loiko, G. Ughetto, and J. C. Bertreux, "Intensity noise in semiconductor lasers coupled to fiber grating," vol. 4751.

[224] K. N. Drabovich, N. S. Kazak, V. A. Makarov, and A. P. Voitovich. 2002.

[225] Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, Optics and Photonics, 1999.

[226] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-9, pp. 919–933, 1973.

[227] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277–1294, August 1997.

[228] C. R. Giles, "Lightwave applications of fiber Bragg gratings," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1391–1404, August 1997.

[229] A. V. T. Cartaxo and J. A. P. Morgano, "Rigorous simulation and analysis of semiconductor laser dynamics with arbitrary levels of optical feedback," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 20, no. 3, pp. 295–323, 2001.

[230] C. Huygens, *Œuvres Complètes de Christian Huygens*. La Haye : Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff, 1893.

[231] B. Van Der Pol, "Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance," *Philosophical Magazine S.7*, vol. 3, no. 13, pp. 65–80, 1927.

[232] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)*, vol. 34, pp. 351–357, June 1946.

[233] M. E. Hines, J. C. Collinet, and J. G. Ondria, "FM noise supression of an injected phase-locked oscillator," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. MTT-16, September 1968.

[234] R. H. Pantell, "The laser oscillator with an external signal," *Proceedings of the IEEE*, vol. 53, pp. 474–477, May 1965.

[235] H. L. Stover and W. H. Steier, "Locking of laser oscillators by light injection," *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 91–93, May 1966.

[236] S. Kobayashi and T. Kimura, "Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 16, no. 17, pp. 668–670, 1980.

[237] S. Kobayashi and T. Kimura, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 681–689, May 1981.

[238] S. Kobayashi, H. Nishimoto, and R. Lang, "Experimental observation of asymetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 54–56, January 1982.

[239] L. Golberg, H. Taylor, and J. Weller, "Locking bandwidth asymetry in injection-locked GaAlAs lasers," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 986–987, November 1982.

[240] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 259–264, February 1982.

[241] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, pp. 784–793, July 1985.

[242] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, and C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injected-locked semiconducteur laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 148–154, February 1988.

[243] E.-K. Lee and H. S. Pang, "Bistability and chaos in an injection locked semiconductor laser," *Physical Review A*, vol. 47, pp. 736–739, January 1993.

[244] V. Kovanis, T. B. Simpson, and J. M. Liu, "Instabilities and chaos in optically injected semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 2780–2782, November 1995.

[245] T. B. Simpson, J. M. Liu, K. F. Huang, and K. Tai, "Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductors lasers," *Quantum Semiclassical Optics*, vol. 9, pp. 765–784, October 1997.

[246] L. E. Erikson and A. Szabo, "Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 18, pp. 433–435, May 1971.

[247] P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge, and C. Chabran, "Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injected-locked semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 626–628, 1995.

[248] T. Yasui, T. Araki, and N. Suzuki, "Accurate stabilization of a 3 mW single-mode output He-Ne laser by intermittent frequency offset locking to an iodine stabilized He-Ne laser," *Optical Review*, vol. 4, no. 6, pp. 675–682, 1997.

[249] P. Dubé, L. S. Ma, J. Ye, P. Jungner, and J. Hall, "Thermally induced self-locking of an optical cavity by overtone absorption in acetylene," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 13, no. 9, pp. 2041–2054, 1996.

[250] M. Poulin, C. Latrasse, N. Cyr, and M. Têtu, "An absolute frequency reference at 192.6 THz (1556 nm) based on a two-photon absorption lineof rubidium at 778 nm for wdm communications systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 1631–1633, December 1997.

[251] M. Guy, B. Villeneuve, C. Latrasse, and M. Têtu, "Simultaneous absolute frequency control of laser transmitters in both 1.3 and 1.55 μm bands for multiwavelength communication systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 1136–1143, June 1996.

[252] R. Hui, A. Mecozzi, A. D'Ottavi, and P. Spano, "Novel measurement technique of α factor in DFB semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 997–998, July 1990.

[253] J.-P. Bouyer, *Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1992.

[254] R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, and P. Spano, "Injection locking in distributed feedback semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1688–1695, June 1991.

[255] K. Iiyama, K. Hayashi, and Y. Ida, "Simple method for measuring the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by optical injection locking," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1128–1130, August 1992.

[256] P. Spano, S. Piazzolla, and M. Tamburrini, "Frequency and intensity noise in injected-locked semiconductor lasers : Theory and experiments," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 427–435, March 1986.

[257] N. Schunk and K. Peterman, "Noise analysis of injection locked semiconductor injection lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 642–650, May 1986.

[258] O. Lidoyne, P. B. Gallion, C. Chabran, and G. Debarge, "Locking range, phase noise and power spectrum of an injection-locked semiconductor laser," *IEE Proceedings*, vol. 137, pp. 147–153, June 1990.

[259] K. Iwashita and K. Nakagawa, "Suppression of mode partition by laser diode light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 1669–1674, October 1982.

[260] A. Furuzawa, "Amplitude squeezing of a semi-conductor laser with light injection," *Optics Letters*, vol. 21, no. 24, pp. 2014–2016, 1996.

[261] P. Saboureau, J.-P. Foing, and P. Schanne, "Injection-locked semiconductor lasers with delayed optoelectronics feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 1582–1591, February 1997.

[262] E. A. Huntington, B. C. Buchler, C. C. Harb, T. C. Ralph, D. E. McClelland, and H.-A. Bachor, "Feedback control of the intensity noise of injection locked lasers," *Optics Communications*, vol. 145, pp. 359–366, January 1998.

[263] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical FM signal amplification and FM noise reduction in an injection locked AlGaAs semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 849–851, 1981.

[264] L. Golberg, H. F. Taylor, and J. F. Weller, "FM side-band injection locking of diode lasers," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 1019–1020, November 1982.

[265] S. Kobayashi and T. Kimura, "Optical FM signal amplification by injection-locked and resonant type semiconductor laser amplifiers," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. 30, pp. 421–427, 1982.

[266] J. Genest, M. Chamberland, P. Tremblay, and M. Têtu, "Microwave signals generated by optical heterodyne between injection-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 6, pp. 989–998, 1997.

[267] R. P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde, and F. Schmidt, "Low-phase-noise millimeter-wave generation at 64 GHz and data transmission using optical sideband injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 728–730, May 1998.

[268] Y. K. Seo, A. Kim, J. T. Kim, and W. Y. Choi, "Optical generation of microwave signals using a directly modulated semiconductor laser under modulated light injection," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 30, pp. 369–370, September 2001.

[269] M. Brunel, M. Alouini, F. Bretenaker, M. Vallet, O. Emile, and A. Le-Floch, "Generation of GHz and THz beats using bi-frequency lasers," *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, vol. 1, pp. 37–41, January 2003.

[270] P. E. Barnsley, H. J. Vickes, G. E. Vickens, and D. M. Spirit, "All optical clock recovery from 5 Gb/s RZ data using a self-pulsating 1.56 μm laser diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 942–945, October 1991.

[271] K. Smith and J. K. Lucek, "All-optical clock recovery using a mode-locked laser," *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1814–1815, September 1992.

[272] G.-R. Lin, Y.-H. Lin, Y.-C. Chang, and J. H. Chen, "Optically gain-switched laser diode based 10gbit/s all-optical format converter," *Optics Letters*, September 2004.

[273] T. K. Liang, H. K. Tsang, and C. Shu, "All-optical time-division demultiplexing with simultaneous regeneration in gain-switched distributed feedback lasers," *Optics Communications*, vol. 226, pp. 227–231, 2003.

[274] Y. Yang, Y. J. Wen, A. Nirmalathas, H. F. Liu, and D. Novak, "Optical clock recovery at line rates via injection locking of a long cavity Fabry-Pérot laser diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 1561–1563, June 2004.

[275] L. E. Adams, E. S. Kintzer, and J. G. Fujimoto, "Performance and scalability of an all-optical clock recovery figure-eight laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 55–57, January 1996.

[276] L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in chaotic systems," *Physical Review Letters*, vol. 64, pp. 821–824, February 1990.

[277] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Communication with chaotic lasers," *Science*, vol. 279, pp. 1198–1200, February 1998.

[278] J. P. Goedgebuer, L. Larger, and H. Porte, "Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode," *Physical Review Letters*, vol. 80, pp. 2249–2252, March 1998.

[279] J. Mørk, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback : Theory and experiment," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 1, pp. 93–108, 1992.

[280] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Synchronization of optical-feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection," *Physical Review A*, vol. 63, p. 031802(R), March 2001.

[281] A. Murakami and J. Ohtsubo, "Synchronization of feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection," *Physical Review A*, vol. 65, p. 033826, March 2002.

[282] Y. Imai, H. Murukawa, and T. Imoto, "Chaos synchronisation characteristics in erbium-doped fiber laser systems," *Optics Communications*, vol. 217, pp. 415–420, March 2003.

[283] C. Guignard, S. Blin, and P. Besnard, "New scheme for the synchronisation of low dimensional chaos," *The European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO Europe*, June 2003.

[284] S. Kobayashi, J. Yamada, S. Mashida, and T. Kimura, "Single mode operation of 500Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 746–747, September 1980.

[285] H. Toba, Y. Kobayashi, K. Yanagimoto, H. Nagai, and M. Nakahara, "Injection-locking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 370–371, 1984.

[286] R. Lang, "Injection locking properties of a semi-conductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 976–983, June 1982.

[287] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "FM noise suppression and linewidth reduction in an injection-locked semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 696–697, 1985.

[288] C. Lin and F. Mengel, "Reduction of frequency chirping and dynamic linewidth in high speed directly modulated semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 1073–1075, 1984.

[289] S. Piazzolla, P. Spano, and M. Tamburrini, "Small signal analysis of frequency chirping in injection-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 2219–2223, 1986.

[290] T. Simpson, J. Liu, and A. Gavrielides, "Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injected-locked semiconductor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 7, pp. 709–711, 1995.

[291] J. Wang and al, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 34–36, January 1996.

[292] O. Lidoyne, P. B. Gallion, and D. Erasme, "Modulation properties of an injection-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 344–351, 1991.

[293] P. Spano, M. Tamburrini, and S. Piazzolla, "Optical FSK modulation using injection-locked laser diodes," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, pp. 726–728, 1989.

[294] R. Hui, "Opticla PSK modulations using injection locked DFB semiconducor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 743–746, 1990.

[295] R. P. Braun, E. J. Bachus, C. Caspar, H. M. Foisel, and B. Strebel, "Transparent all-optical coherent-multi-carrier 4 x 2 switching node," *Proceedings of European Conference on Optical Communication (ECOC'91)*, pp. 92–95, September 1991.

[296] S. Murata, A. Tomita, J. Shimizu, and A. Suzuki, "THz optical frequency of 1 Gbit/s-signal using highly nondegenerate four-wave mixing in an InGaAsP semiconductor laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 1021–1023, 1991.

[297] L. Li and K. Petermann, "Small signal analysis of the optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 43–48, 1994.

[298] P. Even, *Etude de la forme de raie d'un laser à gaz injecté*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1996.

[299] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, and G. M. Stephan, "Optical bistabilities in injected semiconductor lasers," *Proceedings of the international conference on LASERS'97*, pp. 49–54, 1998.

[300] S. Wieczorek, *The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers*. Brije University, 2002.

Abstract

The work carried out during this PhD within ENSSAT's "Laboratoire d'optronique" has been associated with the development of a new research theme on the realisation and characterisation of 1.55 μm pulsed sources with high extinction ratios, low chirp and high repetition rates. Such sources can find applications in optical telecommunications such as in transmission, or in the development of new methods for all-optical measurement or all-optical clock recovery. To realise such sources, we have used mode-locked semiconductor laser diodes subject to optical feedback, and the thesis describes a detailed experimental and theoretical study of such lasers. After a brief review of the main techniques used to develop ultrashort pulse sources, we present the theoretical background required to understand the principles of optical feedback, and give an overview of the existing types of pulse sources reported in the literature. We then focus on a numerical analysis of the dynamics of a semiconductor laser subject to nonlinear optical feedback and show that such feedback can be used to achieve passive mode-locking with repetition rates as high as 20 GHz. Moreover, the use of a filtered feedback (provided by a fiber Bragg grating as an external reflector) allows Fourier transform limited pulses to be obtained. We also describe the manufacturing process of cavities composed of a Bragg grating and a microlens. We then present a theoretical model appropriate for both a numerical study of lasers subject to filtered optical feedback as well as a steady states analysis. We finish this study with the analysis of the role of the injected signal in the dynamical behaviour of a laser diode subject to optical feedback.

Résumé

Ce mémoire est consacré à l'étude et à la réalisation de sources impulsionnelles, constituées de lasers à semi-conducteurs soumis à une rétroaction optique non linéaire ou filtrée, pour des applications dans les domaines liés aux télécommunications optiques. Après un bref rappel des principales méthodes utilisées pour réaliser des sources impulsionnelles, nous présentons les notions théoriques nécessaires à la compréhension du phénomène de rétroaction optique ainsi que les principales réalisations de sources impulsionnelles, utilisant une contre-réaction, disponibles dans la littérature. Puis nous nous intéressons à l'analyse, principalement numérique, de la dynamique d'un laser contre-réactionné par un miroir non linéaire. Cette étude a permis de mettre en évidence l'existence d'un régime de blocage de modes passif conduisant à la génération d'impulsions caractérisées par un taux de répétition pouvant atteindre 20 GHz. D'autre part, nous montrons que l'utilisation d'un réseau de Bragg à pas variable comme réflecteur externe d'un laser fonctionnant en régime de blocage de modes permet la génération d'impulsions en limite de Fourier. La méthode de fabrication d'une telle cavité composée d'un réseau de Bragg et d'une microlentille est décrite. Et nous présentons un modèle permettant d'analyser numériquement le comportement de lasers soumis à une contre-réaction filtrée ainsi qu'une analyse statique de ce dernier. Nous terminons cette étude par l'analyse de l'influence d'une injection optique sur les caractéristiques de ces impulsions.