



Comportement dynamique de diodes laser de puissance multimodes à 980 nm soumises à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un réseau de Bragg photoinscrit

Fadwa Baladi

► To cite this version:

Fadwa Baladi. Comportement dynamique de diodes laser de puissance multimodes à 980 nm soumises à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un réseau de Bragg photoinscrit. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2015. Français. NNT : 2015USPCD111 . tel-02179289

HAL Id: tel-02179289

<https://theses.hal.science/tel-02179289>

Submitted on 10 Jul 2019

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.

UNIVERSITE PARIS 13 – INSTITUT GALILEE

N° attribuée par la bibliothèque

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 13

Discipline : Physique

Présentée et soutenue publiquement

Par

Fadwa BALADI

Comportement dynamique de diodes laser de
puissance multimodes à 980 nm soumises à un
retour optique sélectif en fréquence provenant
d'un réseau de Bragg photoinscrit

Soutenue le: jeudi 17/12/2015

Direction de thèse

M. *Alexis Fischer*, Professeur, LPL, Université Paris 13 - Directeur de thèse

M. *Min Won Lee*, MC, LPL, Université Paris 13 - Encadrant

M. *Mauro Andrea Bettiati*, Chef d'équipe/Chef de projet, 3SP Technologies - Encadrant

Jury de thèse

M. *Pascal Besnard*, Professeur, ENSAT Lannion, CNRS Foton – Président du jury & Rapporteur

M. *Marc SCIAMANNA*, Professeur, Supélec Metz - Rapporteur

M. *Nkwawo Homer*, MC, LPL, Université Paris 13 - Invité

“ لا تتقلق من تدابير البشر فأقصى ما
يستطيعون فعله معك تنفيذ إرادة الله

*N'ayez crainte des gens,
tout ce qu'ils peuvent faire c'est réaliser la volonté
de Dieu.*

-Mohamed Chaaraoui-

REMERCIEMENTS

C'est un grand plaisir pour moi de remercier toutes les personnes qui ont permis à ce travail d'être ce qu'il est.

Je remercie tout d'abord *Prof. Pascal Besnard* qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je tiens ensuite à Remercier *Prof. Sciamanna* et *Prof. Pascal Besnard* pour avoir accepté d'évaluer mon travail et pour la rapidité avec laquelle ils ont lu mon manuscrit, malgré un emploi du temps sans doute très chargé. Je leur suis très reconnaissante pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de recherche, ceci tout en ayant un regard critique, juste, avisé et constructif.

Je tiens à remercier *Prof. Alexis Fischer*, qui fut pour moi un directeur de thèse attentif et disponible malgré ses nombreuses charges. Aujourd'hui, je voudrais le remercier de m'avoir donné l'opportunité de réaliser un tel projet puis d'avoir tout mis en œuvre pour que je puisse l'accomplir.

J'exprime mes vifs remerciements à *M. W. Lee* d'avoir encadré ce travail. Ses remarques pertinentes m'ont été des plus précieuses durant ce travail.

Durant ma thèse, j'ai eu la toute grande chance de connaître et travailler avec *F. Laruelle*, *M. Bettiati* et *J. R. Burie*, mes encadrants au sein de *3S PHOTONICS GROUP*, à qui j'exprime ma gratitude tant pour leurs compétences scientifiques que pour leurs qualités humaines. Les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec chacun m'ont beaucoup apporté.

Je remercie toutes les personnes formidables que j'ai rencontrées par le biais du *Laboratoire de Physique des Lasers* et de la société *3S PHOTONICS GROUP*. Merci à vous d'avoir contribué à la réalisation de ce doctorat et d'avoir continué à me supporter à m'encourager même après mon départ. Je pense plus particulièrement à *Kamkam*, *Miguel*, *Ali*, *JeanFi*, *Séb*, *Xaxa*, *Guigui*, *JeanLo*, *JeanMich*, *Richaaaaaaaaaaaaard*, *Victor* et le plus beau tintin au monde *Bruno*. Merci pour le climat sympathique dans lequel ils m'ont permis de travailler.

Je remercie également *Francois, Anthony, Lei, Gueta* et plus particulièrement mon cher ami *Quentin* ainsi que *Marc, Carole* et *Solène*, vous étiez juste formidable, notamment lors de la dernière année ou j'ai dû faire face à la perte de la totalité de mes données suite à la fameuse agression et le vol de mes effets personnels et de mon disque dur. Sans votre soutien et support, cette thèse n'aurait probablement jamais vu le jour.

Je remercie également mes collègues de l'équipe Financement de l'Innovation de la société *LEYTON* pour l'expérience enrichissante que je vis à vos côtés tous les jours.

Merci à tous ceux qui se sont rendu disponible pour assister à ma soutenance de thèse.

Je tiens à remercier l'une de mes plus belles rencontres, le plus funky des Suisses Bretons, mon petit frère d'âme Docteur *Jujuuu = Julien LE CLEC'H* (:p). Je remercie également *El Mahdi* « tu n'as pas vu l'aboutissement de mon travail mais je sais que tu aurais été très fier ».

Je ne saurais terminer sans remercier ma famille. *Afifa* mon incroyable petite sœur que j'adore tout simplement, *Achraf* et *Adil* mes deux frères, par ce que quand la sœur est soutenue par son frère, il n'y a que Dieu pour les éprouver.

Enfin, quoi que je dise, quoi que je fasse, je ne saurais jamais remercier les deux très chères personnes à mon cœur, à ceux qui ni les mots, ni les gestes, ni rien au monde pourra exprimer mes sentiments envers eux, à ceux qui n'ont jamais douté de moi...A vous les perles de mes yeux, *Mamati & Babati*.

TABLE DES MATIERES

Remerciements	3
Introduction générale	13
I. Contexte	14
II. Objectifs et motivations	16
CHAPITRE I : Introduction Sur les diodes lasers et leurs comportements dynamiques.....	20
III. Diode laser sans retour optique.....	21
III.1. Introduction.....	21
III.1.1. Laser a semi-conducteur à cavité Fabry-Perot	22
III.1.1.1. Structure.....	22
III.1.1.2. Le milieu amplificateur	23
III.1.1.3. La cavité résonante	24
III.1.1.4. Le fonctionnement	24
III.2. Condition laser	25
III.3. Coefficient d'élargissement spectral	28
III.4. Analyse linéaire de stabilité	29
III.4.1.1. Contexte	29
III.4.1.2. Equations de taux.....	30
III.4.1.3. Oscillation de relaxation	33
IV. Diode laser soumise à un retour conventionnel.....	35
IV.1. Contexte	35
IV.2. Définition	36
IV.3. Equation de taux	36
IV.4. Oscillation de relaxation	41
IV.5. Classification des régimes (Tkach)	42
IV.6. Les fluctuations basses fréquences.....	45
IV.6.1. Contexte historique des LFFs.....	45
IV.6.2. Définition des LFFs.....	46
IV.6.3. Caractéristiques des LFFs	47
IV.6.3.1. Domaine temporel	48
IV.6.3.2. Domaine fréquentiel	48
IV.6.3.3. Caractéristique P(I).....	50
IV.6.4. LFFs de type « Jump-up »	50
IV.6.5. Origines des LFFs	51
IV.6.6. Cartographie des régimes dynamiques.....	54
IV.6.7. Exemples d'applications	56
V. Le retour optique sélectif en fréquence (FOF)	57
V.1. Contexte	57
V.2. Description	58
V.3. Rôles du filtre.....	58
V.4. Les modèles FOF	58
V.4.1. Modèle d'un FOF provenant d'un étalon Fabry-Perot	59
V.4.2. Modèle d'un FOF provenant d'un FBG	63
V.4.3. Stabilité en puissance et en longueurs d'onde	65
CHAPITRE II : Présentation de l'expérience et mise en évidence du retour optique sélectif en fréquence	70
I. Introduction	71
II. Présentation de l'expérience.....	72
II.1. Le système à retour optique sélectif en fréquence (FOF).....	72
II.1.1. Description du système	73
II.1.1.1. La diode laser isolée (sans retour optique).....	73
II.1.1.2. Le réseau de Bragg photo inscrit sur la fibre	74

II.1.1.3.	Le profil spectral	75
II.1.1.4.	Le coefficient de réflexion	76
II.1.1.5.	La cavité externe	77
II.1.1.6.	Les paramètres de contrôle	77
II.1.1.7.	Le choix des paramètres.....	78
II.1.2.	Description de la partie diagnostique	81
II.1.2.1.	Puissance mètre.....	81
II.1.2.2.	Oscilloscope.....	82
II.1.2.3.	Analyseur de spectre RF	82
II.1.2.4.	Analyseur de spectre OSA	83
II.1.2.5.	Interféromètre de Fabry-Perot.....	84
II.1.2.6.	Conclusion sur la partie équipements / diagnostic	85
III.	Etude de la stabilisation en longueur d'onde.....	87
III.1.	Théorie	87
III.2.	Mesure expérimentale du spectre optique.....	90
III.3.	Conclusion	92
CHAPITRE III: Les fluctuations basses fréquences (LOW Frequency FLUCTUATIONS: LFF).....		94
I.	Introduction	95
II.	Résultats expérimentaux	96
II.1.	Caractéristique P(I)	96
II.1.1.	Analyse 1 : caractéristique P(I) avec et sans retour optique	98
II.1.2.	Analyse 2 : le courant de seuil I_{th}	99
II.1.3.	Analyse 3 : le courant de croisement.....	100
II.2.	Réponse temporelle.....	102
II.2.1.	Pourquoi filtrer la réponse temporelle ?	107
II.2.2.	Analyse temporelle.....	108
II.2.2.1.	Pseudo-période moyenne des drop-out	110
II.2.2.2.	Distribution de l'amplitude des séries temporelles.....	113
II.2.3.	Cartographie des LFFs dans l'espace (I , R_{fbg})	119
II.2.4.	Analyses comparatives avec les résultats de la littérature	122
II.2.4.1.	Comparaison avec les travaux de Heil et al.	122
II.2.4.2.	Mesures automatisées sur une plage étendue	125
II.2.4.3.	Analyse 3 : comparaison de mesures avec les résultats de Heil et al. [11]	127
II.2.4.4.	Analyse 4 : Comparaison des mesures et des résultats de Pan et al.	130
II.2.4.5.	Synthèse des analyses	132
II.3.	Mesures du spectre RF	133
II.3.1.	Analyse.....	133
II.3.2.	Représentation spectrale en 3 dimensions.....	136
II.3.3.	Conclusion	142
CHAPITRE IV : Comportements dynamiques.....		145
I.	Introduction	146
II.	Le système expérimental	149
II.1.	Le banc expérimental.....	149
II.1.1.	Les paramètres de mesures.....	149
II.1.1.1.	Analyseur de spectre RF	150
II.1.1.2.	Analyseur de spectre OSA	150
II.1.1.3.	Interféromètre de Fabry-Perot.....	151
III.	L'analyse spectrale RF	152
III.1.	Occupation spectrale	152
III.2.	Analyse détaillée du spectre RF pour $R_{fbg} = 6\%$	155
III.3.	Analyse détaillée du spectre RF pour $R_{fbg} = 8\%$	158
III.4.	Oscillation de relaxation	162
III.4.1.	Fréquence des oscillations de relaxation	162
III.4.2.	Amplitude de la résonance des Oscillations de relaxation	163
IV.	Analyse des spectres optiques.....	167

IV.1.	Analyse qualitative.....	167
IV.2.	Analyse de la largeur de raie des spectres mesurés à l'analyseur de spectre optique ($L_{\text{cext}} = 4 \text{ m}$) 178	
V.	Analyse spectrale avec un interféromètre de Fabry-Perot	182
VI.	Conclusion	187
Conclusion		192
Bibliographie.....		198
Annexes.....		203
VII.	Annexe 1 : Simulations Interféromètre Fabry-Perot.....	204
VII.1.	Introduction.....	204
VII.2.	Rappel :	205
VII.3.	Problématique :	205
VII.4.	Objectif :	206
VII.5.	Simulation	206
Résumé, Abstract, Mots clés		210

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE A FIBRE DOPEE ERBIUM.	15
FIGURE 2 : HOMOSTRUCTURE, HETEROSTRUCTURE, DOUBLE-HETEROSTRUCTURE.....	21
FIGURE 3 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE DIODE LASER A CAVITE FABRY-PEROT.	22
FIGURE 4 : STRUCTURE VERTICALE D'UNE CAVITE FABRY-PEROT.	23
FIGURE 5 : ILLUSTRATION DES DIFFERENTS PROCESSUS D'ABSORPTION ET EMISSION DE PHOTONS.....	24
FIGURE 6 : A) PEIGNE FABRY-PEROT, B) CONDITION GAIN, C) CONDITION PHASE.	28
FIGURE 7 : A) DIODE LASER A CAVITE FABRY-PEROT SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE CONVENTIONNEL (COF)...	36
FIGURE 8 : REPRESENTATION GRAPHIQUE DES SOLUTIONS EN REGIME PERMANENT EN FONCTION DU COEFFICIENT C ($\Omega_0 = \Omega_{TH}$ ET $T = T_{EXT}$) (HISHAM, ABAS, MAHDIRAJI, & MAHDI, 2011).	39
FIGURE 9 : DIAGRAMME DE PHASE REPRESENTANT LES MODES DE CAVITES EXTERNE SUR LEQUEL LA DIODE LASER EST SUSCEPTIBLE DE SE VERROUILLER REGIME PERMANENT SOURCE SPECIFIEE NON VALIDE..	40
FIGURE 10 : LES DIFFERENTS REGIMES DE REINJECTION EN FONCTION DU TAUX DE REINJECTION ET DE LA LONGUEUR DE CAVITE EXTERNE [10].....	43
FIGURE 11 : REPONSE TEMPORELLE D'UN LASER A SEMI-CONDUCTEUR SOUMIS A UN COF, A) MESUREE VIA UNE PHOTODIODE, B) MESUREE VIA UNE 'STREAK CAMERA'. ($J = 1,03 J_{TH} - \tau_{EXT} = 3,6 ns$), (SCHUNK, INST. FUER HOCHFREQUENZTECH., & PETERMANN, 1988).	47
FIGURE 12 : A) MESURE EXPERIMENTALE D'UN « DROP-OUT » A PARTIR D'UNE SEULE ACQUISITION. B) MESURE EXPERIMENTALE D'UN « DROP-OUT » A PARTIR DE LA MOYENNE DE 3000 ACQUISITIONS. ($L_{EXT} = 8.10 m - J =$ $1,07 mA - R_{EXT} = 0,12 \%$)SOURCE SPECIFIEE NON VALIDE.....	48
FIGURE 13 : A) SPECTRE OPTIQUE EN REGIME STABLE, B) REGIME DE LFF (G HUYETA, 1998).....	49
FIGURE 14 : CARACTERISTIQUE P(I) AVEC ET SANS RETRO INJECTION OPTIQUE. LA CARACTERISTIQUE DE DROIT EST SANS RETRO INJECTION OPTIQUE. LA CARACTERISTIQUE DE AVEC UNE RETRO INJECTION OPTIQUE $R_{EXT} = -10$ dB (SIGG, 1993).	50
FIGURE 15 : REPONSE TEMPORELLE D'UN LASER A SEMI-CONDUCTEUR SOUMIS A UN COF. A) $I = 1,20 I_{TH}$, B) $I =$ $1,34 I_{TH}$, C) $I = 1,48 I_{TH}$, D) $I = 1,66 I_{TH}$, E) $I = 2,08 I_{TH}$	51
FIGURE 16 : DIAGRAMME DE PHASE DES MODES ET ANTI-MODE DE LA CAVITE EXTERNE EN FONCTION DE LA DENSITE DE CHARGES ET LA PHASE.	52
FIGURE 17 : CLASSIFICATION DES REGIMES DE FONCTIONNEMENT EN FONCTION DE L'EXISTENCE OU LA NON EXISTENCE DES LFF (T. HEIL, 1998).	54
FIGURE 18 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE PROVENANT D'UN ELEMENT SELECTIF EN FREQUENCE.....	58
FIGURE 19 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE CONFIGURATION EN BOUCLE POUR L'ETUDE DES COMPORTEMENTS DYNAMIQUES D'UNE DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE. L'ELEMENT SELECTIF EN FREQUENCE EST ICI UN ETALON DE FABRY-PEROT (FP : FILTER SUR LA FIGURE) (M. YOUSEFI D. L., 1999).	59
FIGURE 20 : REPRESENTATION GRAPHIQUE DE LA RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION TRANSCENDANTE DITE « FIGURE DU SNAKE », ($C_{EFF} = 51$ ET $\lambda = 2 GHz$).	62
FIGURE 21 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE PROVENANT D'UN FBG (R. BADI, 2003)	63
FIGURE 22 : REPRESENTATION GRAPHIQUE DES MODES DE CAVITE EXTERNES SUR LESQUELLES LE LASER FP SOUMIS A UN FOF PROVENANT D'UN FBG, EST SUSCEPTIBLE D'OSCILLER (R. BADI, 2003).	65
FIGURE 23 : BANC EXPERIMENTAL DE CARACTERISATION DE LA DYNAMIQUE TEMPORELLE ET D'ANALYSE SPECTRALE DE DIODES LASER EMETTANT A 980 NM SOUMISES A UN RETOUR OPTIQUE PROVENANT D'UN FBG.	72
FIGURE 24 : VUE D'ENSEMBLE DU MODULE DE POMPE LASER EMETTANT A 980 NM POUR L'AMPLIFICATION DES SIGNAUX DANS LES SYSTEMES EDFAS.	73
FIGURE 25 : SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE DIODE LASER A CAVITE FABRY PEROT.	73
FIGURE 26 : EVOLUTION DE LA PUISSANCE OPTIQUE EN FONCTION DU COURANT D'ELECTRODE EN (A) ET SPECTRE OPTIQUE A $I = 85 mA$ EN (B) D'UNE DIODE LASER EMETTANT A 980 NM SANS RETOUR OPTIQUE.	74
FIGURE 27 : SCHEMA D'UN RESEAU DE BRAGG PHOTO INSCRIT SUR UNE FIBRE, λ ETANT LE PAS DU RESEAU.	74
FIGURE 28 : PROFIL SPECTRAL EN TRANSMISSION D'UN FBG CENTRE A 974,25 NM.	75
FIGURE 29 : LES PROFILS SPECTRAUX DES DIFFERENTS FBG OFFRANT DES REFLECTIVITES E 1,65 %, 3 %, 4 % 6 % ET 8 %.....	77

FIGURE 30 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES GRANDEURS FREQUENTIELLES SUSCEPTIBLES D'INTERVENIR DANS LE FONCTIONNEMENT DU MODULE DE POMPE LASER. λ_{DL} , SOL LA LONGUEUR D'ONDE CENTRALE D'EMISSION DE LA DIODE LASER ISOLEE (EN ROUGE), f_{FBG} FREQUENCE CENTRALE DU FBG (EN VERT), Δf_{FBG} : LARGEUR A MI-HAUTEUR DU PROFIL SPECTRAL DU FBG, Δf_0 : ECART FREQUENTIELLE ENTRE f_{FBG} ET f_{DL} , SOL, f_{cint} : FREQUENCE DES MODES DE CAVITE INTERNE DE LA DIODE LASER (EN BLEU), f_{cext} : FREQUENCE DES MODES DE CAVITE EXTERNE (EN ORANGE) ($DL + FBG$) ET f_{OR} : FREQUENCE D'OSCILLATION DE RELAXATION (N NOIR).	80
FIGURE 31 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE EN FREQUENCES DES PLAGES DE MESURES DES DIFFERENTS EQUIPEMENTS DE CARACTERISATION ET D'ANALYSE UTILISES.	85
FIGURE 32 : LA COURBE DU SNAKE QUI CORRESPOND A LA REPRESENTATION GRAPHIQUE DE L'EQUATION (CF. (85)).B) VARIATION DU GAIN EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE (CF. (86)).	89
FIGURE 33 : A) SPECTRES OPTIQUES DE LA DL ISOLEE SANS RETOUR OPTIQUE ET A') LA REPRESENTATION 3D AVEC LE COURANT DE 50 MA A 500 MA. B) SPECTRES OPTIQUES DE LA DL SOUMISE A UN RETOUR OPTIQUE VIA UN FBG ($R_{FBG} = 1.65\%$ ET $L_{cext} = 4M$), B') REPRESENTATION 3D AVEC LE COURANT DE 50 MA A 500 MA.	91
FIGURE 34 : LA PUISSANCE OPTIQUE EN FONCTION DU COURANT D'INJECTION. (A): $L_{cext} = 2M$, $R_{FBG} = 1.65\%$. (B): $L_{cext} = 4M$, $R_{FBG} = 1.65\%$. (C): $L_{cext} = 2M$, $R_{FBG} = 8.15\%$. (D): $L_{cext} = 4M$, $R_{FBG} = 8.15\%$	97
FIGURE 35 : (A) COURANT DE SEUIL DE LA DIODE LASER EN FONCTION DE LA REFLECTIVITE DES FBGS POUR LES DEUX LONGUEURS DE CAVITE EXTERNE, $L_{cext} = 2M$ EN BLEU ET $L_{cext} = 4M$ EN ROUGE. (B). RAPPORT DES COURANTS DE SEUIL A 2 M ET 4 M.	100
FIGURE 36 : COURANT DE CROISSEMENT ICRS DE LA CARACTERISTIQUE $P(I)$ DU MODULE SANS ET AVEC RETOUR OPTIQUE POUR LES DEUX LONGUEURS DE CAVITE EXTERNE, $L_{cext} = 2M$ EN BLEU ET $L_{cext} = 4M$ EN ROUGE.	101
FIGURE 37 : MESURES EXPERIMENTALES DE LA REPOSE TEMPORELLE ET DE LA DISTRIBUTION EN AMPLITUDE EN FONCTION DU COURANT D'UN MODULE DE POMPE LASER AVEC $R_{FBG} = 1.65\%$, $L_{cext} = 2M$, I_{TH} , SOL = 75 MA. (A) $I = 75$ MA, (B) $I = 85$ MA, (C) $I = 110$ MA, (D) $I = 210$ MA, (E) $I = 400$ MA ET (F) $I = 480$ MA.	104
FIGURE 38 : S EXPERIMENTALES DE LA REPOSE TEMPORELLE ET DE LA DISTRIBUTION EN AMPLITUDE EN FONCTION DU COURANT D'UN MODULE DE POMPE LASER AVEC $R_{FBG} = 1.65\%$, $L_{cext} = 4M$, I_{TH} , SOL = 75 MA. (A) $I = 75$ MA, (B) $I = 85$ MA, (C) $I = 110$ MA, (D) $I = 210$ MA, (E) $I = 400$ MA ET (F) $I = 480$ MA.	106
FIGURE 39 : A) REPOSE TEMPORELLE $I = 110$ MA SUR UNE FENETRE DE $100\mu s$, SANS FILTRE. B) REPOSE SUR $5\mu s$ DE LA MESURE SUR UNE FENETRE DE $100\mu s$, SANS FILTRE. C) REPOSE SUR $5\mu s$ DE LA MESURE SUR UNE FENETRE DE $100\mu s$, AVEC FILTRE 100 MHZ.	108
FIGURE 40 : ZOOM SUR $1\mu s$ DE LA MESURE EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA PUISSANCE OPTIQUE EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE CAVITE EXTERNE, EN BLEU $L_{cext} = 2M$, EN ROUGE $L_{cext} = 4M$	109
FIGURE 41 : PRINCIPE DE LA METHODE DE CALCUL DE LA PSEUDO-PERIODE DES DROP-OUT.	110
FIGURE 42 : PSEUDO-PERIODE MOYENNE DES DROP-OUTS EN FONCTION DU COURANT D'ELECTRODE POUR $L_{cext} = 2M$ (EN BLEU) ET $L_{cext} = 4M$ (EN ROUGE) A $R_{FBG} = 1.65\%$ - $I_{TH} = 63$ MA ET I_{TH} , SOL = 75, 2 MA.	111
FIGURE 43 : ZOOM SUR 300 NS D'UNE MESURE EXPERIMENTALES D'UNE REPOSE TEMPORELLE SUR $100\mu s$ D'UN MODULE DE POMPE LASER AVEC $I = 480$ MA, $R_{FBG} = 1.65\%$, $L_{cext} = 4M$	112
FIGURE 44 : MESURE EXPERIMENTALE D'UNE REPOSE TEMPORELLE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION GAUSSIENNE $\Delta N = NUP - NDOWN = 0$	115
FIGURE 45 : MESURE EXPERIMENTALE D'UNE REPOSE TEMPORELLE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION DECALEE VERS LE HAUT AVEC $\Delta N = NUP - NDOWN < 0$	116
FIGURE 46 : MESURE EXPERIMENTALE D'UNE REPOSE TEMPORELLE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION BIMODALE DECALEE VERS LE HAUT AVEC $\Delta N = NUP - NDOWN < 0$	117
FIGURE 47 : MESURE EXPERIMENTALE D'UNE REPOSE TEMPORELLE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION DECALEE VERS LE BAS AVEC $\Delta N = NUP - NDOWN > 0$	118
FIGURE 48 : CLASSIFICATION DANS L'ESPACE (I , R_{FBG}) DES REGIMES DE FONCTIONNEMENT EN FONCTION DE L'EXISTENCE OU LA NON EXISTENCE DES LFF (A) $L_{cext} = 2M$, (B) $L_{cext} = 4M$. (C) ET (D) EXTRAPOLATION DES RESULTATS DE (A) ET (B).	120
FIGURE 49 : (A) CARTOGRAPHIE DANS L'ESPACE (I , r) DES REGIMES DE FONCTIONNEMENT D'UNE DIODE LASER 830 NM SOUMISE A UN COF PROVENANT D'UN MIROIR ($I_{TH,SOL} = 57$ MA - $L_{cext} = 0.5M$) [11]. (B) CARTOGRAPHIE DANS L'ESPACE (I , R_{FBG}) DES REGIMES DE FONCTIONNEMENT D'UN MODULE DE POMPE LASER. AVEC $I_{TH,SOL} = 75.2$ MA - $L_{cext} = 4M$. (C) ZOOM DE $I = 50$ A 100 MA DE LA CARTOGRAPHIE PRESENTEE EN (B).	123
FIGURE 50 : CARTOGRAPHIE AVEC AUTOMATISATION DU CONTROLE DE LA REFLECTIVITE PAR UN ATTENUATEUR.	125
FIGURE 51 : CONFIGURATION EXPERIMENTALE AVEC AUTOMATISATION DE LA COMMANDE DE LA REFLECTIVITE.	126
FIGURE 52 : CARTES DES PHENOMENES LFF DANS L'ESPACE COURANT REFLECTIVITE (I , G).	129
FIGURE 53 : COMPARAISON CARTOGRAPHIE ML VS PAN.	131

FIGURE 54 : SYNTHÈSE DES CARTOGRAPHIES DE LFFs. CI-DESSUS REPRÉSENTE UNE SYNTHÈSE DES DIFFÉRENTES CARTOGRAPHIES PRÉSENTÉES DANS CE CHAPITRE III.	132
FIGURE 55 : MESURE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉVOLUTION DU SPECTRE RF SUR 100 MHz EN FONCTION DU COURANT D'ELECTRODES, $L_{\text{CEXT}} = 2\text{ M}$ ET $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$, (A) $63 < I < 250\text{ MA}$, (B) $250 < I < 500\text{ MA}$	135
FIGURE 56 : REPRÉSENTATION SPECTRALE TRIDIMENSIONNELLE. L'AMPLITUDE DES COMPOSANTES FREQUENTIELLES EST REPRÉSENTÉE EN COULEUR, LES FREQUENCES EN ABSCISSE, ET LE COURANT EN ORDONNÉE. L'ÉVOLUTION DES SPECTRE RF CORRESPONDANT AUX VARIATIONS FREQUENTIELLES DE LA PUISSANCE OPTIQUE EN DBM EN SORTIE DU MODULE DE POMPE LASER, EN FONCTION DU COURANT D'ELECTRODE I ET DU TAUX DE RETOUR OPTIQUE, (A) $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$ - $L_{\text{CEXT}} = 2,27\text{ M}$, (B) $R_{\text{FBG}} = 3,02\%$ - $L_{\text{CEXT}} = 2,15\text{ M}$, (C) $R_{\text{FBG}} = 4,25\%$ - $L_{\text{CEXT}} = 2,3\text{ M}$, (D) $R_{\text{FBG}} = 6,37\%$ - $L_{\text{CEXT}} = 2,38\text{ M}$ ET (E) $R_{\text{FBG}} = 5,02\%$ - $L_{\text{CEXT}} = 2,37\text{ M}$	139
FIGURE 57 : ÉVOLUTION DU MODE DE CAVITÉ EXTERNE MCE EN FONCTION DE R_{FBG} A $L_{\text{CEXT}} = 2\text{ M}$ EN BLEU ET $L_{\text{CEXT}} = 4\text{ M}$ EN ROUGE.	140
FIGURE 58 : CARTOGRAPHIE DES FLUCTUATIONS BASSES FREQUENCES, ÉVOLUTION DU COURANT DE SEUIL I_{TH} (CARRE JAUNE), ÉVOLUTION DU COURANT DE CROISEMENT I_{CRS} (CERCLE BLEU) ET COURANT LIMITE DE FIN D'EXISTENCE DES DROP-OUT ET DU DÉBIT D'EXISTENCE DES JUMP-UP À PARTIR DE LA MESURE DU SPECTRE RF (ÉTOILE NOIRE).	141
FIGURE 59 : CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE AVEC AUTOMATISATION DE LA COMMANDE DE LA REFLECTIVITÉ.	149
FIGURE 60 : SPECTRE RF SUR 8 GHz, $L_{\text{CEXT}} = 4\text{ M}$	154
FIGURE 61 : SPECTRE RF POUR $R_{\text{FBG}} = 6\%$	157
FIGURE 62 : SPECTRE RF POUR $R_{\text{FBG}} = 8\%$	160
FIGURE 63 : CLASSIFICATION QUANTITATIVE DES RÉGIMES DE TRANSITION.	161
FIGURE 64 : FREQUENCE DES OSCILLATIONS DE RELAXATION : BLEU $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$ - CYAN $R_{\text{FBG}} = 3\%$ - VERT $R_{\text{FBG}} = 4\%$	162
FIGURE 65 : A. LES LIMITES ARBITRAIREMENT CHOISIES POUR LE RÉGIME IV SONT -53dB ET -63dB. CELLES POUR LE RÉGIME IV SONT -82dB ET -72dB. B) LA CARTE DES RÉGIMES CONSTRUITS À PARTIR DES LIMITES EN COURANT POUR ATTEINDRE LES DIFFÉRENTS RÉGIMES.	165
FIGURE 66 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 63 ET 250 mA - $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$	168
FIGURE 67 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 250 ET 500 mA - $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$	168
FIGURE 68 : REPRÉSENTATION EN 3 DIMENSIONS DES SPECTRES AVEC LA LONGUEUR D'ONDE EN ABSCISSE, LE COURANT EN ORDONNÉE ET L'AMPLITUDE DU SPECTRE EST REPRÉSENTÉE SUIVANT UN CODE COULEUR - $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$	169
FIGURE 69 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 63 ET 250 mA - $R_{\text{FBG}} = 3\%$	170
FIGURE 70 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 250 ET 500 mA - $R_{\text{FBG}} = 3\%$	170
FIGURE 71 : REPRÉSENTATION EN 3 DIMENSIONS DES SPECTRES AVEC LA LONGUEUR D'ONDE EN ABSCISSE, LE COURANT EN ORDONNÉE ET L'AMPLITUDE DU SPECTRE EST REPRÉSENTÉE SUIVANT UN CODE COULEUR - $R_{\text{FBG}} = 3\%$	171
FIGURE 72 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 63 ET 250 mA - $R_{\text{FBG}} = 4\%$	172
FIGURE 73 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 250 ET 500 mA - $R_{\text{FBG}} = 4\%$	172
FIGURE 74 : REPRÉSENTATION EN 3 DIMENSIONS DES SPECTRES AVEC LA LONGUEUR D'ONDE EN ABSCISSE, LE COURANT EN ORDONNÉE ET L'AMPLITUDE DU SPECTRE EST REPRÉSENTÉE SUIVANT UN CODE COULEUR - $R_{\text{FBG}} = 4\%$	173
FIGURE 75 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 63 ET 250 mA - $R_{\text{FBG}} = 6\%$	174
FIGURE 76 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 250 ET 500 mA - $R_{\text{FBG}} = 6\%$	174
FIGURE 77 : REPRÉSENTATION EN 3 DIMENSIONS DES SPECTRES AVEC LA LONGUEUR D'ONDE EN ABSCISSE, LE COURANT EN ORDONNÉE ET L'AMPLITUDE DU SPECTRE EST REPRÉSENTÉE SUIVANT UN CODE COULEUR - $R_{\text{FBG}} = 6\%$	175
FIGURE 78 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 63 ET 250 mA - $R_{\text{FBG}} = 8\%$	176
FIGURE 79 : MESURE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE ENTRE 250 ET 500 mA - $R_{\text{FBG}} = 8\%$	176
FIGURE 80 : REPRÉSENTATION EN 3 DIMENSIONS DES SPECTRES AVEC LA LONGUEUR D'ONDE EN ABSCISSE, LE COURANT EN ORDONNÉE ET L'AMPLITUDE DU SPECTRE EST REPRÉSENTÉE SUIVANT UN CODE COULEUR - $R_{\text{FBG}} = 8\%$	177
FIGURE 81 : LARGEUR A - 3dB DU SPECTRE OPTIQUE POUR $R_{\text{FBG}} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{\text{FBG}} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{\text{FBG}} = 4\%$ (EN VERT), $R_{\text{FBG}} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{\text{FBG}} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRÉSENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE A -3 dB EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITÉ DES FBG.	179

FIGURE 82 : LARGEUR A - 5 dB DU SPECTRE OPTIQUE POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE A -5 dB EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	179
FIGURE 83 : LARGEUR A - 10 dB DU SPECTRE OPTIQUE POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE A -10 dB EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	180
FIGURE 84 : LARGEUR A - 15 dB DU SPECTRE OPTIQUE POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE A -15 dB EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	180
FIGURE 85 : MESURE EXPERIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE A L'INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT.	183
FIGURE 86 : LARGEUR A 50 % DU SPECTRE OPTIQUE IFP POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE IFP A 50 % EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	184
FIGURE 87 : LARGEUR A 30 % DU SPECTRE OPTIQUE IFP POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE IFP A 30 % EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	185
FIGURE 88 : LARGEUR A 10 % DU SPECTRE OPTIQUE IFP POUR $R_{FBG} = 1,65\%$ (EN BLEU), $R_{FBG} = 3\%$ (EN CYAN), $R_{FBG} = 4\%$ (EN VERT), $R_{FBG} = 6\%$ (EN MAGENTA) ET $R_{FBG} = 8\%$ (EN ROUGE). B) REPRESENTATION 3D DE LA LARGEUR DU SPECTRE OPTIQUE IFP A 10 % EN CODE COULEUR) EN FONCTION DU COURANT ET DE LA REFLECTIVITE DES FBG.	185
FIGURE 89 : EVOLUTION DE LA LARGEUR A MI-HAUTEUR EN FONCTION DU COURANT DU SPECTRE OPTIQUE MESURE A L'IFP, EN BLEU $R_{FBG} = 1,65\%$, EN CYAN $R_{FBG} = 3\%$, EN VERT $R_{FBG} = 4\%$, EN MAGENTA $R_{FBG} = 6\%$ ET EN ROUGE $R_{FBG} = 8\%$ ($L_{CEXT} = 4M$).	186
FIGURE 90 : MESURE RF - ANALYSE SPECTRALE QUALITATIVE.	188
FIGURE 91 : MESURE RF - AMPLITUDE DES RO.	188
FIGURE 92 : MESURE OSA - LARGEUR DE RAIE A -15dB.	189
FIGURE 93 : MESURE IFP - LARGEUR DE RAIE A 10%.	189
FIGURE 94 : VARIATION DE LA LARGEUR A MI-HAUTEUR EN FONCTION DU COURANT DU SPECTRE OPTIQUE, EN BLEU, MESURE A L'OSA, EN VERT, MESURE A L'IFP ($R_{FBG} = 1,5\%$ - $L_{CEXT} = 4M$).	204
FIGURE 95 : EVOLUTION DU SPECTRE OPTIQUE EN FONCTION DU COURANT (MESURE EFFECTUEE AVEC L'IF - $R_{FBG} = 1,5\%$ - $L_{CEXT} = 4M$).	205

INTRODUCTION GENERALE

I. CONTEXTE

Les propriétés dynamiques et spectrales d'une diode laser (DL) ou laser à semi-conducteur (LSC) peuvent être modifiées en lui réinjectant par réflexion via un élément extérieur une partie de la lumière qu'elle émet.

La nature de la DL (cavité Fabry-Perot, DBR, DFB...) ainsi que celle de l'élément extérieur (miroir, réseaux...) et ses paramètres de conception (taux de réflexion fort ou faible, profil spectral large ou étroit...) vont définir le type du retour optique (conventionnel, sélectif en fréquence...) et les conséquences que ce dernier aura sur le fonctionnement du laser à semi-conducteur.

Durant les deux dernières décennies, plusieurs équipes de recherche internationales ont consacré de nombreuses études au vaste domaine des comportements dynamiques des lasers à semi-conducteurs. Les comportements dynamiques voir chaotiques résultant d'un retour optique dit « conventionnel », que nous définirons plus tard dans le manuscrit, ont été largement étudiées (perte de cohérence, instabilités basses fréquences...), et les paramètres associés à ces phénomènes physiques sont aujourd'hui bien connus.

Cependant, l'un des développements relativement récents du domaine des comportements dynamiques des lasers à semi-conducteurs, concerne l'étude du retour sélectif en fréquence (FOF). Dans ce type de configuration, le retour optique provient d'un un réseau de Bragg photo-inscrits sur une fibre. En plus de la forte dépendance des différents paramètres de contrôle du système les uns par rapport aux autres, la sélectivité du FBG en en terme de décalage en fréquence avec la diode laser et son profil spectral, font que les comportements dynamiques du au FOF sont beaucoup plus complexe à étudier.

Le peu de résultats connus à ce jour, ont tout de même débouché sur des applications dans différents domaines, notamment dans le domaine des télécommunications optiques, pour lequel les amplificateurs optiques type EDFAs, fonctionnant dans un régime bien spécifique grâce au FOF -appelé le régime de cohérence collapse- sont un élément clef des liaisons longues distances offrant des systèmes avec une plus large capacité de transmission, mais beaucoup reste encore à explorer d'un point de vue théorique et fonctionnel.

En effet, les performances d'un EDFA dépendent des performances des dispositifs qui le constituent (cf. *Figure 1*). Il se compose essentiellement d'une fibre de ligne avec une portion dite active dopée avec des ions d'Erbium, à l'entrée de l'EDFA le dispositif WDM permet de coupler la lumière d'un module laser de pompe et celle du signal d'entrée vers la fibre dopée, quasiment sans perte ($<0,3dB$). Les isolateurs permettent de minimiser le bruit pouvant provenir de l'émission stimulée amplifiée (A.S.E., *Amplified Spontaneous Emission*) envoyée sur la ligne et empêcher ainsi un éventuel effet laser dans la fibre dopée.

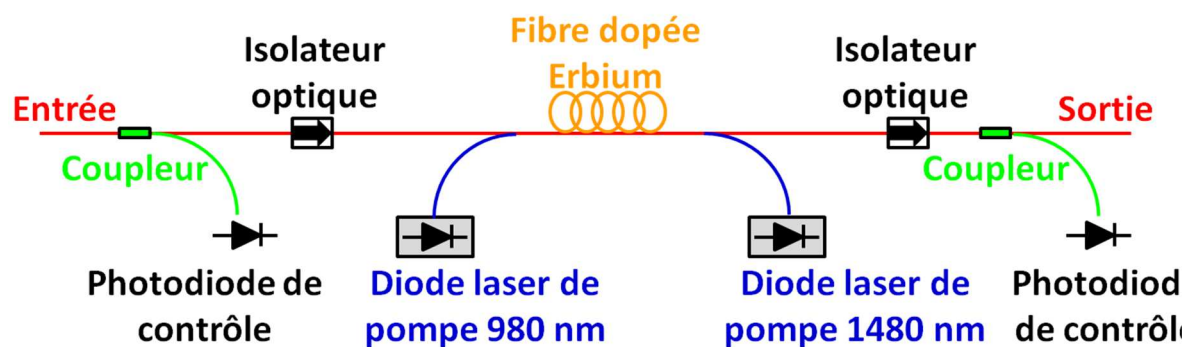


Figure 1 : Schéma de principe d'un amplificateur optique à fibre dopée erbium.

Le signal d'entrée a généralement une puissance optique de 10 à $100 \mu W$ (-20 à -10 dBm) avec une fréquence de modulation qui varie de 2.5 GHz à 40 GHz, le gain de sortie quant à lui peut atteindre actuellement des valeurs de 20 à 30 dB. Sa bande passante va de $1,530$ à $1,565 \mu m$; il s'agit là de la bande C dite la bande conventionnelle. Le nombre d'EDFA vendu aujourd'hui dépasse les $50\,000$ EDFA par an, cela représente une somme de plus de 250 millions de dollars (USD).

C'est donc le module laser de pompe qui fournit la puissance nécessaire au fonctionnement de l'amplificateur optique EDFA. En effet, la diode laser de pompe est un laser à semi-conducteur qui émet à une longueur d'onde au voisinage de 980 nm, il délivre un faisceau lumineux (d'une puissance de pompe allant de 10 mW pour certains systèmes monocanal, à plus de 900 mW pour des systèmes multicanaux).

II. OBJECTIFS ET MOTIVATIONS

Nous comprenons bien que le module laser de pompe est le composant essentiel pour l'amplification des signaux dans les systèmes *EDFA*. C'est dans ce contexte que s'inscrivent ces travaux de thèse. Nous nous sommes intéressé à étudier le module laser de pompe, dans le cadre d'un projet de collaboration entre la société *3S Photonics Group (3SPG, situé à Nozay - 91)* et le *Laboratoire de Physique des Lasers (LPL, situé à Villetaneuse - 93)*.

3SPG conçoit entre autre, des composants pour les télécommunications optiques terrestres et sous marines. Il s'agit notamment des modules lasers de pompe constitués d'une diode laser (DL) de pompe émettant à 980 nm, couplée à une fibre optique dans laquelle a été photo-inscrit un réseau de Bragg (*Fiber Bragg Grating FBG*). Une partie de la lumière émise par la diode laser est réfléchiée par le FBG, cette réflexion est dite rétro injection optique (ou encore retour optique), est caractérisée par une réponse en fréquence, d'où le nom retour optique sélectif en fréquence (*Filtered Optical Feedback FOF*). Ce *FOF* va engendrer au niveau de la diode laser, une modification de son comportement dynamique et de ses propriétés spectrales. Ainsi le grand nombre de paramètres internes à la diode laser et externes liés aux propriétés du *FBG*, influent sur le type de comportement dynamique résultant, et sur le régime de fonctionnement de la *DL*. Le régime de fonctionnement recherché est un régime de perte de cohérence (ou cohérence collapse – CC) (D. Lenstra, 1984), permettant une émission large spectre favorable à l'amplification des signaux dans les amplificateurs optiques *EDFA*. C'est pourquoi nous avons mené des travaux intitulés :

« Comportement dynamique de diodes laser de puissance multimodes à 980 nm soumises à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un réseau de Bragg photoinscrit »

Afin de mieux situer le contexte de ces travaux il est nécessaire de préciser qu'il existe deux grandes familles de rétro injection optique dans une diode laser : le retour optique conventionnel et le retour optique sélectif en fréquence.

Si les comportements dynamiques des diodes lasers soumises à un retour optique conventionnel (*Conventional optical feedback COF*) provenant d'un miroir, ou à l'injection optique provenant d'un autre laser (Ohtsubo, 2007) (D. Lenstra B. V., 1985) ont fait l'objet de nombreuses études, en revanche les diodes lasers soumises à un retour optique sélectif en fréquence (*filtered optical feedback FOF*) (M. K. Davis G. G., 2005) (R. Badii, 2003) ont été très peu étudiées, car il s'agit d'un domaine relativement récent qui intéresse encore peu d'applications. De plus les systèmes *FOF* font intervenir davantage de paramètres que les systèmes *COF* ce qui les rends plus complexes. D'où le premier objectif académique de ces travaux de thèse, qui vise à avancer dans la compréhension d'un point de vue fondamental des concepts physiques relatifs fonctionnement des diodes lasers soumises à un *FOF*.

Quant au deuxième objectif, il a été défini d'un point de vue fonctionnel ou industriel. En effet, en raison des contraintes d'exploitation, ces modules de pompes lasers doivent être particulièrement fiables au point de garantir une utilisation pendant une quinzaine d'années, or le retour optique filtré provenant du *FBG* peut provoquer des perturbations. En effet, comme mentionné auparavant, la diode laser de pompe peut présenter des oscillations de relaxation entretenues par le retour optique, ceci peut conduire à des instabilités de la puissance d'émission et à un changement du comportement de la diode laser dont la manifestation la plus critique peut être une perte de cohérence. Le régime de perte de cohérence peut être désiré dans certaines applications notamment dans celles où le module laser haute puissance dédié à l'amplification des signaux dans les systèmes *EDFA*, doit présenter un spectre large.

Nous cherchons donc à identifier les conditions et, à contrôler les paramètres qui permettent d'obtenir de façon fiable et très reproductible, le régime de perte de cohérence dans des modules lasers de pompe. Plus précisément, il s'agit de réaliser une série de mesures expérimentales paramétriques permettant tout d'abord l'observation, l'identification et la compréhension des différents comportements dynamiques de la diode laser de pompe soumise à un *FOF*, l'identification via des diagrammes de stabilité des plages de paramètres de contrôle délimitant les différents régimes de fonctionnement du système, et plus particulièrement le régime de perte de cohérence. L'enjeu fondamental est de garantir le fonctionnement dans le régime *CC* « non-stable » au sens traditionnel des lasers de transmission, des modules de pompe lasers émettant à *980 nm* avec une instabilité en puissance et en longueur d'onde aussi faible que possible.

Dans le premier chapitre de ce travail, les principaux concepts physiques concernant les diodes laser isolées (sans retour optique) et celle soumises à un COF et un FOF seront introduits.

Le second chapitre comporte une première partie consacré à la présentation du système expérimental en mettant l'accent d'une part sur la partie diagnostique et les paramètres de mesures et d'autre part sur le système étudié et ses spécificités. En effet, il consiste en une diode laser multimode qui émet une forte puissance avec une large courbe de gain, couplée, à un *FBG* à l'origine du retour optique sélectif en fréquence. Ce dernier présente la particularité de présenter un profil spectral étroit. Cependant sa largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) est plusieurs ordre de grandeurs supérieures à l'intervalle entre les modes de cavités externes mais également très largement supérieure à la fréquence des oscillations de relaxation. Dans une deuxième partie de ce second chapitre, porte sur la mise en évidence du comportement FOF du système étudié.

Le troisième chapitre traite du concept des fluctuations basses fréquences dénommées LFFs. Malgré qu'il soit largement étudié dans la littérature, la quasi-totalité des études concernaient des diodes lasers soumises à un COF. Notre démarche consiste à vérifier les points de similitudes et de différences des comportements dynamiques de notre dispositif très peu étudié et avec ceux rapportés dans la littérature. Deux études expérimentales ont été réalisées. La première concerne l'étude de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse en sortie du module de pompe laser. La deuxième étude expérimentale concerne la mesure du spectre RF dont l'analyse a permis de confirmer l'analyse temporelle.

Le quatrième et dernier chapitre consiste à compléter les résultats du chapitre précédent, par l'étude de paramètres restant permettant de mieux comprendre les comportements dynamiques d'un système *FOF*. Il s'agit plus précisément d'analyser les différentes gammes spectrales et d'identifier les différents régimes de fonctionnement du système FOF étudié.

CHAPITRE I : INTRODUCTION SUR LES DIODES LASERS ET LEURS COMPORTEMENTS DYNAMIQUES

III. DIODE LASER SANS RETOUR OPTIQUE

III.1. INTRODUCTION

Comme tout LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*), une diode laser est un dispositif capable d'émettre et d'amplifier la lumière placée dans une cavité optique résonnante contenant un milieu amplificateur. Les diodes laser ont fait leur apparition en 1962. Le milieu amplificateur est un matériau semi-conducteur d'où le nom laser à semi-conducteur. Il s'agissait à cette époque-là d'« homostructures » utilisant une jonction p - n limitées presque exclusivement aux composés III-V à base d'arsenic de gallium GaAs (*Figure 2*) (Bevacqua, 1962) (G. E. Fenner, 1962). Cette structure élémentaire de laser à semi-conducteur, est réalisée par la superposition de deux couches du même semi-conducteur dopées différemment, de façon à ce que la couche dopée n possède plus d'électrons libres et que la couche dopée p plus de trous libres (autrement dit moins d'électrons).

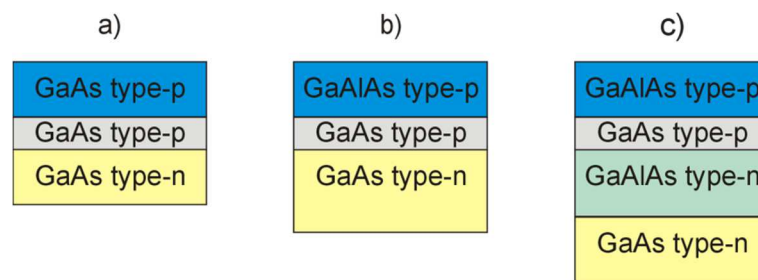


Figure 2 : Homostructure, hétérostructure, double-hétérostructure.

La recombinaison d'un électron et d'un trou se produit à la jonction des deux milieux sous l'action d'un courant externe direct. Il en résulte l'émission d'un photon d'énergie approximativement égale à l'écart énergétique entre la bande de conduction (où sont les électrons) et la bande de valence (où sont les trous) du semi-conducteur. Ces bandes d'énergies étant très larges, le gain optique de la jonction couvre une gamme de longueurs d'onde d'une trentaine de nanomètres.

Les performances de ces homostructures sont intéressantes à basse température, mais à cause d'un très mauvais confinement optique et électrique, elles nécessitaient une densité de courant relativement élevée pour passer le courant de seuil (environ $50\,000\text{ A/cm}^2$ et ce à 300 K). Depuis, des progrès ont été obtenus grâce à la découverte de nouveaux matériaux, les structures et les propriétés des diodes lasers ont considérablement évolué ; à partir de 1963, nous ne parlons plus d'homostructures mais d'« hétérostructures » et de « double hétérostructures » (cf. Figure 2).

La maîtrise de l'élaboration de ces hétérostructures a abouti à la mise au point de nouvelles cavités optiques, les lasers ont donc un meilleur confinement, non seulement des porteurs de charges injectés, mais également du flux de photons stimulés. La densité de charges injectées à température ambiante d'un laser hétérostructures est ainsi abaissée d'un facteur 10 par rapport à un laser homostructure. De ce fait, le fonctionnement en continu à la température ambiante devient possible (I. Hayashi, 1970) (Zh.I. Alferov, 1971).

III.1.1. Laser a semi-conducteur à cavité Fabry-Perot

III.1.1.1. Structure

Il existe quatre principaux types de diodes lasers définis par leur structure géométrique : DBR (*Distributed Bragg Reflector*), VECSEL (*Vertical External Cavity Surface Emetting Laser*), FP (*Fabry-Perot*), DFB (*Distributed FeddBack*).

En comparaison avec les lasers conventionnels, la diode laser du module de pompe laser étudiée possède la structure la plus simple qui soit. Il s'agit d'un laser à cavité Fabry-Perot (FP) (*Figure 3*) et sa jonction $p-n$ à base de matériaux $III-V$, fait à la fois office de milieu amplificateur et de cavité résonante. Ce résonateur est à l'origine de l'émission stimulée de photons caractéristique de l'émission Laser.

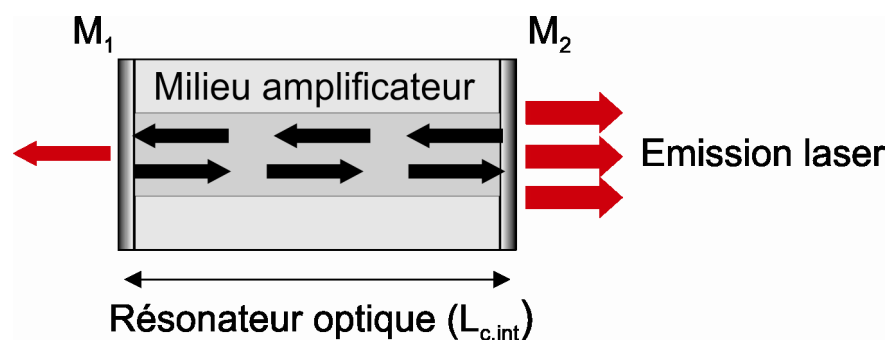


Figure 3 : Schéma de principe d'une diode laser à cavité Fabry-Perot.

III.1.1.2. Le milieu amplificateur

La zone active de la diode laser Fabry-Perot est obtenue à l'aide d'un empilement de couches réalisées par épitaxie, sa structure verticale est représentée ci-dessous (cf. *Figure 4*). C'est une structure à double hétérojonctions à base d'un alliage d'arséniure de gallium-aluminium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Suivant le pourcentage de ces différents éléments et de par son énergie de gap cet alliage permet de couvrir une gamme de longueur d'onde suffisamment étendue des infra-rouge proches.

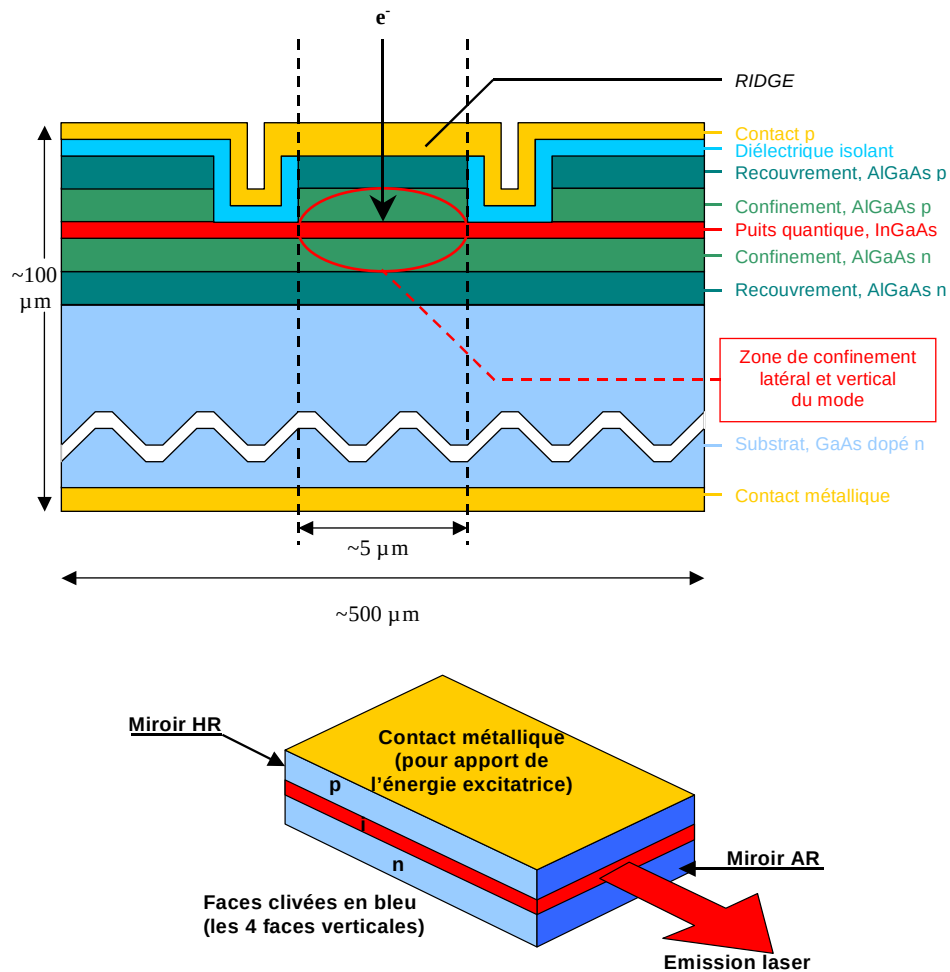


Figure 4 : Structure vertical d'une cavité Fabry-Perot.

Le taux d'aluminium étant inférieur à 45%, fait que le matériau semi-conducteur est à bande interdite directe, constituant ainsi un matériau idéal pour le milieu amplificateur qui génère un gain optique autour de 980 nm.

III.1.1.3. La cavité résonante

La cavité résonante est obtenue en clivant le matériau semi-conducteur tout au long de son plan cristallographique. Deux miroirs quasi-parfaits sont formés M_1 et M_2 comme illustré sur la figure 3, ils permettent à une onde optique d'osciller dans le milieu actif amplificateur.

Un traitement additionnel par dépôt de couches minces diélectriques, va diminuer la réflectivité de la face avant ($R = 1 \%$) et va augmenter celle de la face arrière ($R = 96 \%$). L'objectif étant, tout d'abord, de protéger les facettes clivées contre l'oxydation et d'optimiser la puissance optique émise par la diode laser Fabry-Perot.

III.1.1.4. Le fonctionnement

Comme tout laser, c'est en agissant sur le milieu amplificateur par l'apport d'une énergie extérieure appelée énergie de pompe qu'un gain optique est généré. Le pompage peut se faire optiquement, mais dans le cas d'un laser à semi-conducteur cela se fait électriquement. L'apport d'énergie électrique est assuré par des contacts métalliques au niveau des faces du dessus et du dessous de la diode laser, et les principales interactions électron-photon vont se produire dans le semi-conducteur (cf. *Figure 5*).

En partant d'un milieu actif (ou milieu amplificateur) au repos, l'énergie de pompe va exciter ce dernier en injectant des électrons dans la partie p de la jonction et des trous dans la partie n. Pour obtenir une amplification, il doit y avoir une inversion de population, on doit faire en sorte que le maximum d'atomes soient excités pour qu'ils puissent provoquer le maximum d'émissions stimulées (il doit y avoir plus d'atomes excités qu'à l'état fondamental).

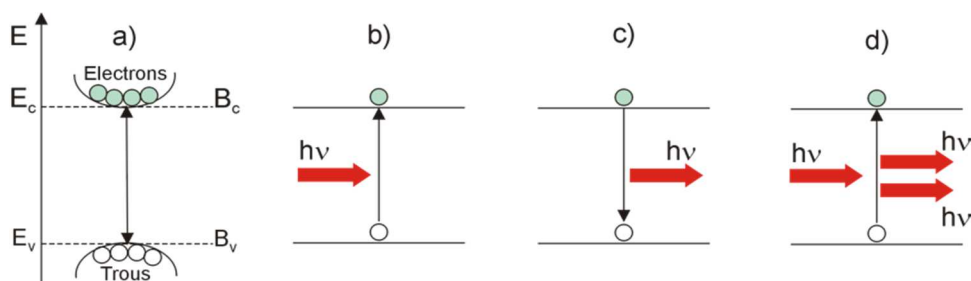


Figure 5 : illustration des différents processus d'absorption et émission de photons.

La densité de porteurs libres (c'est à dire le courant) à injecter pour obtenir le phénomène laser étant très importante, ce fut pendant longtemps le principal handicap au développement de ces lasers. L'introduction des lasers de type simple puis double hétérostructure a été une étape décisive pour créer un confinement important des porteurs injectés dans la zone active, et ainsi atteindre la densité nécessaire à la condition laser.

Une partie des atomes excités se désexcite, cela se traduit par des recombinaisons radiatives entre les paires électron-trous, provoquant un faible rayonnement de photons cohérents en premier lieu régies par l'émission spontanée puis amplifiées par l'émission stimulée. L'émission stimulée signifie qu'un photon reçu par le milieu amplificateur vient stimuler la transition d'un électron excité vers son niveau fondamental et générer ainsi un photon de même énergie et cohérent en phase.

Grâce à la cavité résonante formée par les deux miroirs distants d'une longueur L_{int} appelé la longueur de la cavité interne, le rayonnement est réfléchi et oscille dans le milieu actif pour être amplifié par effet cascade. Une faible partie du rayonnement est émis vers l'extérieur par le miroir semi-réfléchissant sous forme de rayon laser exploitable.

III.2. CONDITION LASER

Considérons une diode laser à cavité Fabry-Perot d'une longueur L_{cint} , et dont les réflectivités en amplitude et en intensité des deux miroirs M_1 et M_2 sont respectivement r_1 , r_2 , R_1 et R_2 . La couche active ou amplificatrice d'épaisseur d et largeur w possède un indice de réfraction n supérieur à celui de la couche de confinement n_1 , l'onde électromagnétique se trouve donc confinée et guidée dans la couche active d'indice de réfraction supérieur. La proportion d'énergie présente dans la zone active amplificatrice qui définit le facteur de confinement Γ .

Pour obtenir un effet laser il est nécessaire de remplir deux conditions différentes, la première repose sur le gain du milieu amplificateur et la deuxième sur la phase.

L'oscillation laser est obtenue à partir d'un courant supérieur à une valeur minimale appelé courant de seuil I_{th} (cf. (1)). Le courant injecté compense exactement la recombinaison radiative spontanée en supposant que la recombinaison non-radiative est négligeable.

$$I_{th} = e\beta n_s^2 (L_{int} \times w \times d) \quad (1)$$

Avec les définitions suivantes :

- e : la charge d'un électron $1,6 \cdot 10^{-19}$;
- n_s : la densité d'électrons au seuil ;
- Le produit $(L \times w \times d)$ est le volume de la zone active.

Au seuil du laser I_{th} , le gain du milieu amplificateur doit compenser les diverses pertes de la cavité (facteur de transmission des miroirs, pertes internes...) et l'onde lumineuse se retrouve identique à elle-même, c'est à dire que son changement d'amplitude est égal à 1, ceci est représenté par (cf. (2)) :

$$r_1 r_2 \exp\{2ikL_{cint} + 2(g - \alpha)L_{cint}\} = 1 \quad (2)$$

Avec les définitions suivantes :

- r_1 : coefficient de réflectivité en amplitude du miroir M_1 ;
- r_2 : coefficient de réflectivité en amplitude du miroir M_2 ;
- L_{cint} : la longueur de la cavité interne (ou laser) ;
- g : le gain du milieu amplificateur ;
- α : le coefficient de pertes par unité de longueur dans la cavité laser.

La séparation des parties réelles et imaginaires de l'équation (cf. (2)) permet de définir deux équations (cf. (3) et (4)) :

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L_{cint}} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (3)$$

$$v_m = m \frac{c}{2nL_{cint}} \quad (4)$$

$$\lambda_m = \frac{2nL_{cint}}{m} \quad (5)$$

Avec les définitions suivantes :

- ν_m : la fréquence d'émission du mode m ;
- c : la célérité de la lumière dans le vide ;
- N : l'indice de réfraction du milieu amplificateur ;
- λ_m : la longueur d'onde d'émission du mode m .

L'équation (cf. (3)) représente la condition sur le gain du milieu amplificateur qui définit un seuil de gain à partir duquel le gain compense les pertes.

L'équation (cf. (4)) représente la condition sur la phase, elle signifie que l'aller-retour d'un photon dans la cavité doit introduire un déphasage multiple entier de 2π , les seules longueurs d'ondes susceptibles d'osciller dans la cavité sont celles qui satisfont cette relation.

En tenant compte de la dispersion chromatique résultant de la variation de l'indice de réfraction avec la fréquence optique (cf. (7)) (Servagent, 1997), il est possible définir l'espacement entre deux modes successifs du laser à semi-conducteur à cavité Fabry-Perot est appelé ISL (*Intervalle Spectrale Libre*) (cf. (6)) :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_e L_{cint}} \quad (6)$$

$$n_e = n + \nu \frac{dn}{d\nu} \quad (7)$$

Avec les définitions suivantes :

- $\Delta\nu$: L'intervalle spectral libre ;
- n_e : l'indice de réfraction de groupe ;
- ν : fréquence d'oscillation de la diode laser.

L'ISL correspond au temps d'aller-retour dans la cavité Fabry Perot appelé également le temps de vol et exprimé par la relation (cf. (8)) :

$$\tau_{int} = \frac{2n_e L_{cint}}{c} \quad (8)$$

Avec les définitions suivantes :

- τ_{int} : temps de vol (aller-retour) dans la cavité laser.

La Figure 6 illustre le cas d'un laser qui vérifie les deux conditions. Le peigne Fabry-Perot (cf. Figure 6-a) représente la condition sur la phase, il sera modulé par le spectre de gain du milieu amplificateur (cf. Figure 6-b) qui lui représente la condition sur le gain. L'ensemble des deux sera amplifié par le phénomène d'émission stimulée ce qui donne le spectre d'émission (cf. Figure 6-c).

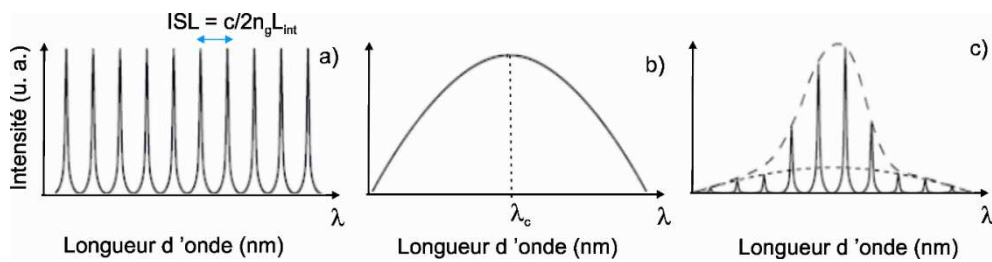


Figure 6 : a) peigne Fabry-Perot, b) Condition gain, c) condition phase.

III.3. COEFFICIENT D'ELARGISSEMENT SPECTRAL

Le coefficient de Henry est généralement appelé facteur d'élargissement de la raie laser ou encore facteur α (cf. (9)). C'est l'un des principaux paramètres propres aux lasers à semi-conducteur, ($\alpha = 2$ à 5 pour un laser à semi-conducteur et vaut 0 pour les autres lasers) (F. Favre, 1982), il s'écrit sous la forme :

$$\alpha = \frac{\Delta n}{\Delta n'} = -\frac{\frac{dn}{dN}}{\frac{dn'}{dN}} \quad (9)$$

Δn et $\Delta n'$ sont respectivement les fluctuations de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice de réfraction n du milieu amplificateur (M. Osinski, 1987).

Le facteur α traduit le phénomène de couplage qui existe entre les fluctuations de la phase et celles de l'amplitude. Ces deux types de fluctuations résultent de ceux de l'émission spontanée, ils ont comme effet une augmentation de la largeur à mi-hauteur de raie laser d'un facteur $(1+\alpha^2)$ (Henry & Bell Labs., 1982), comme exprimé par l'équation (cf. (10)).

$$\Delta\nu = \frac{R_{sp}}{4\pi S} (1 + \alpha^2) \quad (10)$$

$$R_{sp} = \beta_{sp} \frac{\zeta_{sp} n}{\tau_s(N)} \quad (11)$$

Avec les définitions suivantes :

- R_{sp} : le taux moyen d'émission spontanée ;
- S : traduit la forme de la raie laser représentée par une fonction lorentzienne ;
- β_{sp} : la fraction de photon émis par émission spontanée dans le mode laser (typiquement égale à 1 (Chraplyvy, 1985) ;
- ζ_{sp} : le rendement quantique interne de l'émission spontanée ;
- n : la densité de porteurs de charges (ou d'électrons) ;
- τ_s : la durée de vie des électrons dans le milieu amplificateur ;
- ω : la fréquence angulaire ;
- ω_0 : la fréquence angulaire au courant de seuil I_{th} .

Le facteur de Henry est un des paramètres déterminant dans le fonctionnement d'un laser à semi-conducteur en termes de comportements dynamiques, de propriétés spectrales ou encore dans la manifestation de la fréquence d'oscillation de relaxation.

III.4. ANALYSE LINEAIRE DE STABILITE

III.4.1.1. Contexte

Le premier à avoir initié l'étude des instabilités dans les dispositifs lasers de façon générale est probablement *Haken* en 1975 (Haken, 1975). En se basant sur de précédents travaux de Lorenz décrivant la convection de *Rayleigh-Bénard* (Lorenz, 1963) *Haken* a pu conclure que le laser dans une configuration particulière pouvait produire une émission chaotique.

Depuis la généralisation des systèmes de télécommunications optiques pour la transmission de l'information, l'étude de la dynamique des lasers à semi-conducteur comporte un intérêt technologique, puisqu'il s'agit de stabiliser le fonctionnement du laser dans un régime spécifique en fonction de l'application recherchée. Les diodes lasers ont été très largement étudiées, notamment par *Petermann et al.* (K. Petermann, 1988), *Agrawal et al.* (G. p. Agrawal, 1986) et bien d'autres. Une partie de ces études a concerné la dynamique des diodes lasers soumises à un retour optique, ce qui fait l'objet de ces travaux de thèse.

Pour étudier l'effet du retour optique sur la dynamique des diodes lasers, il est logique de prendre comme point de départ les équations de taux. Il existe différents modèles pour décrire ces comportements, les plus utilisés sont ceux développés par :

- *Petermann et al.* (Peterman, 1988) basé sur un système de trois équations, décrivant l'évolution de l'amplitude, de la phase et de la densité de porteurs ;
- *Agrawal et Dutta* (G. p. Agrawal, 1986), constitué de deux équations portant sur la densité de porteurs et la densité de photons.

III.4.1.2. Equations de taux

Dans ce manuscrit nous considérons le modèle présenté par *Ohtsubo et al.* en 2007 (Ohtsubo, 2007). Ce système d'équations (cf. (12), (13) et (14)), traduit l'évolution temporelle du champ électrique via l'amplitude $A(t)$ (nombre de photons) et la phase $\Phi(t)$, ainsi que de la densité de porteurs $n(t)$ dans le milieu amplificateur.

$$\frac{d(A)}{dt} = \frac{1}{2} G_n \{n(t) - n_{th}\} A(t) \quad (12)$$

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha G \quad (13)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J}{2ed} - \frac{n(t)}{\tau_s} - G_n \{n(t) - n_0\} A^2(t) \quad (14)$$

Avec les définitions suivantes :

- $A(t)$: L'amplitude du champ optique ;
- G_n : Le gain du milieu amplificateur ;

- $n(t)$: La densité de porteur ;
- n_{th} : la densité de porteur au courant de seuil I_{th} ;
- J : La densité de courant injecté ;
- d : L'épaisseur de la zone active ;
- e : La charge d'un électron $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;
- τ_s : La durée de vie des électrons dans le milieu amplificateur.

La résolution de ces équations se fait en deux temps :

- En régime permanent ;
- En régime de petits signaux.

En régime permanent

Pour trouver les solutions en régime permanent, il suffit de fixer à 0 les dérivées des équations (cf. (12), (13) et (14)), et de résoudre le système d'équations couplées, ce qui donne (cf. (15), (16) et (17)) :

$$A_s^2 = \tau_{ph} \left(\frac{J}{ed} - \frac{n_{th}}{\tau_s} \right) \quad (15)$$

$$\Phi_s = 0 \quad (16)$$

$$n_s = n_{th} \quad (17)$$

Avec les définitions suivantes :

- A_s^2 : la solution en régime permanent de l'amplitude du champ optique ;
- τ_{ph} : La durée de vie des photons dans la cavité laser ;
- d : L'épaisseur de la zone active ;
- e : La charge d'un électron $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;
- n_{th} : La densité de charges au courant de seuil ;

- τ_s : La durée de vie des électrons dans le milieu amplificateur ;
- Φ_s : La solution en régime permanent de la phase du champ optique ;
- n_s : La solution en régime permanent de la densité de porteurs ;

En posant :

$$J_{th} = \frac{edn_{th}}{\tau_s} \quad (18)$$

L'équation (cf. (15)) peut s'écrire :

$$A_s^2 = \tau_{ph}(J - J_{th}) \quad (19)$$

En régime de petits signaux :

Les solutions en régime de petits signaux se fait en réécrivant les variables $A(t)$, $\phi(t)$ et $n(t)$ du système d'équations (cf. (15) et (16)) sous la forme :

$$A(t) = A_s + \delta A(t) \quad (20)$$

$$\Phi(t) = \Phi_s + \delta \Phi(t) \quad (21)$$

En remplaçant variables $A(t)$, $\phi(t)$ et $n(t)$ par leurs valeurs dans les équations (cf. (15), (16) et (17)), le nouveau système d'équations simplifiées s'écrit :

$$\frac{d\delta A(t)}{dt} = \frac{1}{2} G_n \delta n(t) \quad (22)$$

$$\frac{d\delta \Phi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha G_n \delta n(t) \quad (23)$$

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = \frac{2A_s}{\tau_{ph}} - \left(\frac{1}{\tau_s} + G_n A_s^2 \right) \delta n(t) \quad (24)$$

L'équation caractéristique associée à ce système d'équation (cf. (22), (23) et (24)) s'écrit :

$$\gamma \left\{ \gamma^2 + \left(\frac{1}{\tau_s} + G_n A_n^2 \right) \gamma + \frac{G_n A_n^2}{\tau_{ph}} \right\} = 0 \quad (25)$$

La résolution de l'équation du second ordre des équations (cf. (22), (23) et (24)) donne une solution qui s'écrit sous la forme :

$$\gamma = \Gamma_R \pm i\omega_R \quad (26)$$

Les solutions de l'équation (cf. (26)) sont de la forme :

$$\Gamma_R = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_s} + G_n A_n^2 \right) \quad (27)$$

$$\omega_R = \sqrt{\frac{G_n A_n^2}{\tau_{ph}} - \Gamma_R^2} \quad (28)$$

III.4.1.3. Oscillation de relaxation

Les équations (cf. (27) et (28)) montrent que la diode laser se comporte comme un oscillateur amorti, dont la fréquence propre est ω_R et le taux d'amortissement est Γ_R est appelée oscillation de relaxation de la diode laser ou ROF (Relaxation Oscillation Frequency). Avec l'équation (cf. (29)) la fréquence de cette oscillation de relaxation s'écrit :

$$\nu_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{G_n}{ed}} (J - J_{th}) \quad (29)$$

Cette ROF peut être facilement observée, soit par l'application d'un signal échelon sur le courant d'électrode (Hisham, Abas, Mahdiraji, & Mahdi, 2011), ou bien par rétro injection optique (R. W. Tkach, 1986).

La ROF est le résultat d'un échange d'énergie entre le champ optique autrement dit les photons et les porteurs de charges. Rappelons que le temps de vie des électrons τ_s dans la cavité laser est largement supérieure à celui des photons τ_{ph} . La diode laser subit donc une auto-modulation en intensité à une fréquence caractéristique ω_R .

La fréquence d'oscillation de relaxation pour les lasers à semi-conducteur se fait typiquement dans l'intervalle [1-10 GHz], sa présence donne lieu à des comportements dynamiques très complexe voir chaotique (Voumard, 1977) (R. Lang, 1980) (A. K. D. Bosco, 2012) .

IV. DIODE LASER SOUMISE A UN RETOUR CONVENTIONNEL

IV.1. CONTEXTE

Les effets du retour optique sur les comportements dynamiques des lasers à semi-conducteurs ont été étudiés peu de temps après leur création en 1962 (Bevacqua, 1962). Le premier à avoir initié de nombreux travaux de recherches dans ce domaine sont *Lang and Kobayashi* en publiant en 1980 un article clé (R. Lang, 1980). En effet, ils ont mis en équations la première modélisation théorique simplifiée avec une approche standard décrivant les comportements dynamiques d'un laser à semi-conducteur couplé à une cavité externe.

Depuis, le comportement dynamique des lasers à semi-conducteur soumis à une rétro injection optique, notamment dans des configurations expérimentales dites « de retour optique conventionnel », ont été le centre d'intérêt de plusieurs travaux.

Bien que la quantité de lumière rétro injectée dans la diode laser soit généralement faible, elle est suffisante pour que cette dernière présente une grande variété de comportements dynamiques, à titre d'exemple :

- Les fluctuations basses fréquences de la puissance de sortie (A. K. D. Bosco, 2012) (G Huyeta, 1998) ;
- La perte de cohérence par excitation des oscillations de relaxation (D. Lenstra B. V., 1985) (T. Heil, 1998) ;
- La réduction de la largeur de raie (D.M. Bird, 1991) ;
- L'accordabilité en longueur d'onde (ou en fréquence) (R. W. Tkach, 1986) ;
- L'amélioration des propriétés de cohérence temporelle et spatiale (Lenstra, 1995) (A. Makami, 1997).

De façon général, la rétro injection dite également « retour optique » est un effet de perturbation que subit le laser a été longtemps considérée comme un phénomène néfaste. Dans le cadre de nombreuses applications industrielles, le retour optique est un phénomène qui peut être provoqué, et l'étude de la dynamique des lasers semi-conducteurs comporte alors un intérêt technologique, puisqu'il s'agit de stabiliser le fonctionnement du laser dans un régime spécifique en fonction de l'application recherchée.

IV.2. DEFINITION

Un système COF (cf. *Figure 7*) est constitué d'une diode laser couplée à un miroir terminant une cavité externe. Une partie de la lumière émise par la diode laser lui est rétro injectée par le miroir externe.

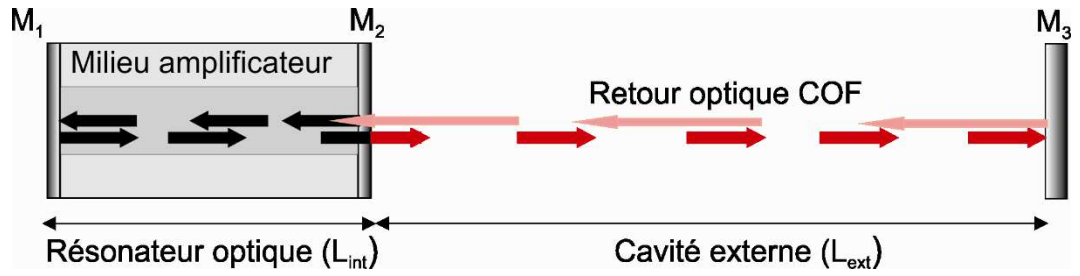


Figure 7 : a) Diode laser à cavité Fabry-Perot soumise à un retour optique conventionnel (COF).

IV.3. EQUATION DE TAUX

Dans un esprit de continuité, le modèle théorique présenté ci-dessous reprend les notations déjà introduites (Ohtsubo, 2007).

$$\frac{dA(t)}{dt} = \frac{1}{2} G_n \{n(t) - n_{th}\} A(t) + \frac{\kappa}{\tau_{int}} A(t - \tau_{ext}) \cos \theta(t) \quad (30)$$

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha_{int} G \quad (31)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J}{2ed} - \frac{n(t)}{\tau_s} - G_n \{n(t) - n_0\} A^2(t) \quad (32)$$

$$\theta(t) = \omega_0 \tau_{ext} + \Phi(t) - \Phi(t - \tau_{ext}) \quad (33)$$

Avec les définitions suivantes :

- κ : le coefficient de couplage de la lumière rétro injectée dans la diode laser (D. Lenstra, 1984) ;
- τ_{int} : temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité laser ;
- τ_{ext} : temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité externe.

Le système d'équations ci-dessus, traduit l'évolution temporelle du champ électrique via l'amplitude $A(t)$ et la phase $\Phi(t)$, ainsi que de la densité de porteurs $n(t)$ d'une diode laser soumise à un retour optique conventionnel. Il s'agit des équations (cf. (12), (13) et (14)), réécrites en ajoutant un terme relatif à la rétro injection optique.

Dans les équations de taux d'une diode laser isolée les équations (cf. (12), (13) et (14)) la phase n'affecte pas les autres variables : amplitudes et densité de porteurs. Cependant en présence d'une rétro injection optique la phase doit être prise en considération car elle est reliée aux autres variables de façon à tenir compte de l'interférence entre l'onde émise par la diode laser et celle rétro injectée. L'équation (cf. (31)) traduit donc la différence de phase introduite par la rétro injection optique.

Afin d'étudier la dynamique d'un laser à semi-conducteur avec un retour optique conventionnel, les équations (cf. (30), (31) et (32)) doivent être résolues. Nous appliquons la même méthode que celle utilisée dans le paragraphe précédent (cf. Equations de taux).

En régime permanent

Tout d'abord, l'analyse de la stabilité débute par la résolution du système d'équation ci-dessus en régime permanent, qui donne :

$$n_s = n_{th} - \frac{2\kappa}{\tau_{int} G_n} \cos(\omega_s \tau_{ext}) \quad (34)$$

$$A_s^2 = \frac{J/ed - n_s/\tau_s}{G_n(n_s - n_0)} \quad (35)$$

$$\omega_s - \omega_{th} = -\frac{\kappa}{\tau_{int}} \{ \alpha \cos(\omega_s \tau_{ext}) + \sin(\omega_s \tau_{ext}) \} \quad (36)$$

Par des transformations trigonométriques, l'équation (cf. (36)) peut s'écrire :

$$\omega_{th}\tau_{ext} = \omega_s\tau_{ext} + C \sin(\omega_s\tau_{ext}) + \tan^{-1}(\alpha) \quad (37)$$

Avec les définitions suivantes :

- τ_{int} : Temps de vol des électrons dans la cavité laser ;
- κ : Taux de rétro injection optique;1
- α : Facteur d'élargissement de la raie.

Où, C est un coefficient sans dimension défini par *Tartwijk et al.* (Lenstra, 1995), son expression est donnée par l'équation (cf. (38)). Il traduit l'intensité de la rétro injection optique dans la cavité laser. Il tient compte du :

$$C = \frac{\tau_{ext}}{\tau_{int}} \kappa \sqrt{(1 + \alpha^2)} \quad (38)$$

En posant :

$$\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_{th} \quad (39)$$

$$\rho_0 = \omega_{th}\tau_{ext} + \tan^{-1}(\alpha) \quad (40)$$

L'équation (cf. (39)) peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta\omega_s\tau_{ext} = -C \sin(\rho_0 + \Delta\omega_s\tau_{ext}) \quad (41)$$

La résolution numérique de l'équation transcendante ci-dessus permet de déterminer graphiquement pour différentes valeurs du coefficient C (Hisham, Abas, Mahdiraji, & Mahdi, 2011) les modes de cavités externes sur lesquelles le laser à semi-conducteur est susceptible de se verrouiller (cf. *Figure 8*).

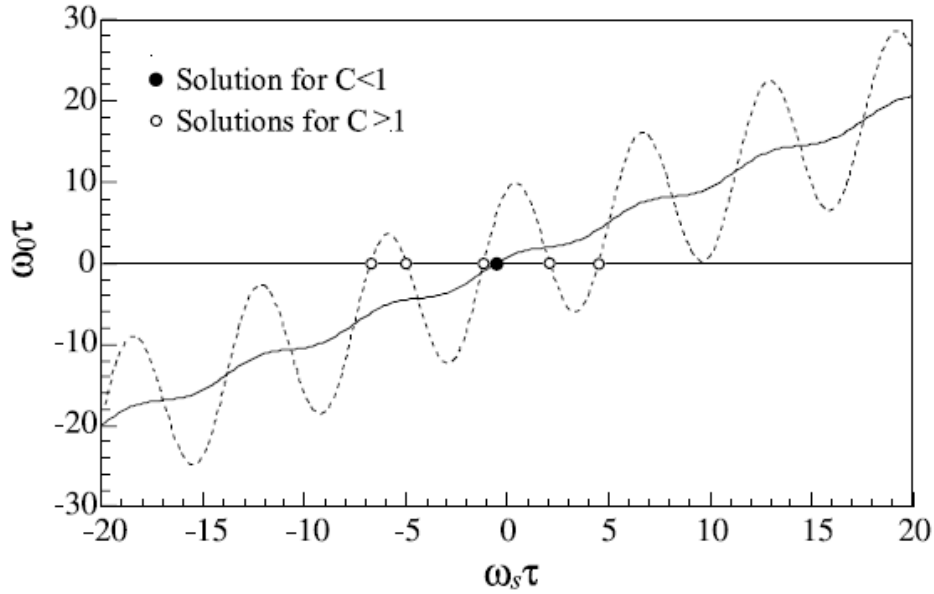


Figure 8 : Représentation graphique des solutions en régime permanent en fonction du coefficient C ($\omega_0 = \omega_{th}$ et $\tau = \tau_{ext}$) (Hisham, Abas, Mahdiraji, & Mahdi, 2011).

Chaque mode de cavité externe correspond à l'intersection de la droite et de la courbe exprimées par les équations (cf. (42) et (43)).

$$y = \omega_{th} \tau_{ext} \quad (42)$$

$$y = \omega_s \tau_{ext} + C \sin(\omega_s \tau_{ext} + \tan^{-1}(\alpha)) \quad (43)$$

Si $C < 1$: il existe une seule solution. Dans ce cas le fonctionnement de la diode laser est stable, elle se verrouille sur un seul mode de cavité externe ;

Si $C > 1$: il existe plusieurs solutions ; Chaque point d'intersection correspond à un mode de cavité externe sur lequel la diode laser est susceptible de se verrouiller. Cette multiplicité de solutions peut engendrer une diversité de comportements dynamiques (bi stabilité, multi stabilité, perte de cohérence, sauts de modes, réduction de la largeur de raie...), ce qui nécessite une étude en régime de petits signaux.

Lorsque plusieurs solutions existent, une autre représentation consiste à utiliser les équations (cf. (42) et (43)) et les transformer en équation paramétriques afin de les tracer dans un diagramme de phase (cf. (44)) en fonction de $\Delta\omega_s \tau_{ext}$ et Δn_s (densité de porteurs) à partir de l'équation ci-dessous (Lenstra, 1995).

$$\left(\Delta\omega_s\tau_{ext} - \frac{\alpha\tau_{ext}}{2}G_n\Delta n\right)^2 + \left(\frac{\tau_{ext}}{2}G_n\Delta n\right)^2 = \left(\frac{\kappa\tau_{ext}}{\tau_{int}}\right)^2 \quad (44)$$

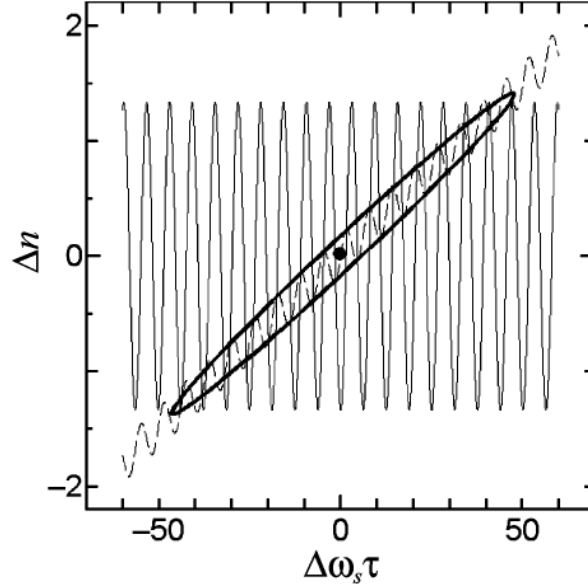


Figure 9 : Diagramme de phase représentant les modes de cavités externe sur lequel la diode laser est susceptible de se verrouiller régime permanent Source spécifiée non valide..

En régime de petits signaux

Les solutions en régime de petits signaux se font de la même façon que dans le paragraphe précédent (cf. Equations de taux). En réutilisant les mêmes notations des équations précédentes, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\delta A(t)}{dt} = & \frac{1}{2}G_n\delta n(t) \\ & - \frac{\kappa}{\tau_{int}}\cos(\omega_s\tau_{ext})\{\delta A(t - \tau_{ext})\} \\ & - \frac{\kappa}{\tau_{ext}}\sin(\omega_s\tau_{ext})\{\delta\Phi(t) - \delta\Phi(t - \tau_{ext})\} \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\delta\Phi(t)}{dt} = & \frac{\alpha}{2}G_nA_s\delta n(t) \\ & - \frac{\kappa}{\tau_{int}}\frac{\sin(\omega_s\tau_{ext})}{A_s}\{\delta A(t) - \delta A(t - \tau_{ext})\} \\ & - \frac{\kappa}{\tau_{int}}\cos(\omega_s\tau_{ext})\{\delta\Phi(t) - \delta\Phi(t - \tau_{ext})\} \end{aligned} \quad (46)$$

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = -2AG_n A_s (n_s - n_0) \delta A - \left(\frac{1}{\tau_s} + G_n A_s^2 \right) \delta n(t) \quad (47)$$

Dont l'équation caractéristique s'écrit :

$$\begin{aligned} D(\gamma) = & \gamma^3 + 2 \left\{ -\Gamma_R + \frac{\kappa}{\tau_{int}} K \cos(\omega_s \tau_{ext}) \right\} \gamma^2 \\ & + \left\{ \omega_R^2 - \frac{4\kappa K \Gamma_R}{\tau_{int}} \cos(\omega_s \tau_{ext}) + \left(\frac{\kappa}{\tau_{int}} K \right)^2 \right\} \gamma - \frac{2\kappa K^2 \Gamma^2}{\tau_{int}} \\ & + \frac{\kappa K \omega_R^2}{\tau_{int}} \{ \cos(\omega_s \tau_{ext}) - \alpha \sin(\omega_s \tau_{ext}) \} = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

Les solutions de l'équation (cf. (48)) permettent d'exprimer l'oscillation de relaxation et son facteur d'amortissement sous la forme

$$\Gamma_R' = \Gamma_R \quad (49)$$

$$\omega_R' = \omega_R \sqrt{\frac{1 + (\kappa_c - \alpha \kappa_s) \tau_{cext} / \tau_{cint}}{(1 + \kappa_c \tau_{ext} / \tau_{int}) + (\kappa_c \tau_{ext} / \tau_{int})^2}} \quad (50)$$

Avec les définitions suivantes :

$$\kappa_c = \kappa \cos(\omega_s \tau_{ext}) \quad (51)$$

$$\kappa_s = \kappa \sin(\omega_s \tau_{ext}) \quad (52)$$

IV.4. OSCILLATION DE RELAXATION

Les équations (cf. (51) et (52)) montrent que la diode laser en configuration COF se comporte comme la diode laser (sans retour optique), autrement dit elle se comporte comme un oscillateur amorti, dont la fréquence propre est ω_R' , et le taux d'amortissement est Γ_R' .

Il est essentiel de noter que la fréquence d'oscillation de relaxation d'une diode laser en configuration COF est décalée par rapport à celle de la diode laser isolée en fonction du signe de κ_c et κ_s .

Le signe du terme sous la racine carré dans l'équation (cf. (50)) doit être positif pour un fonctionnement stable. A partir de cela une expression de la condition de stabilité est établie (cf. (53)).

$$1 + \cos(\omega_s \tau_{ext} + \tan^{-1}(\alpha)) > 0 \quad (53)$$

IV.5. CLASSIFICATION DES REGIMES (TKACH)

Un des travaux expérimentaux de référence pour l'étude des comportements dynamiques des lasers à semi-conducteur dans une configuration COF, est celle menée par *Tkach et Chraplyvy* (Chraplyvy, 1985). Le système étudié, est une diode laser DFB 1.5 μm (InGaAsP) soumise à une rétro injection optique provenant d'un miroir. Dans cette expérience, l'influence de deux paramètres a été étudiée : la longueur de la cavité externe (L_{cext}) et le taux de retour optique. *Tkach et Chraplyvy* (Chraplyvy, 1985) se sont intéressé aux propriétés spectrales de la diode laser. Il en est ressorti une classification phénoménologique en cinq régimes différents (cf. *Figure 10*).

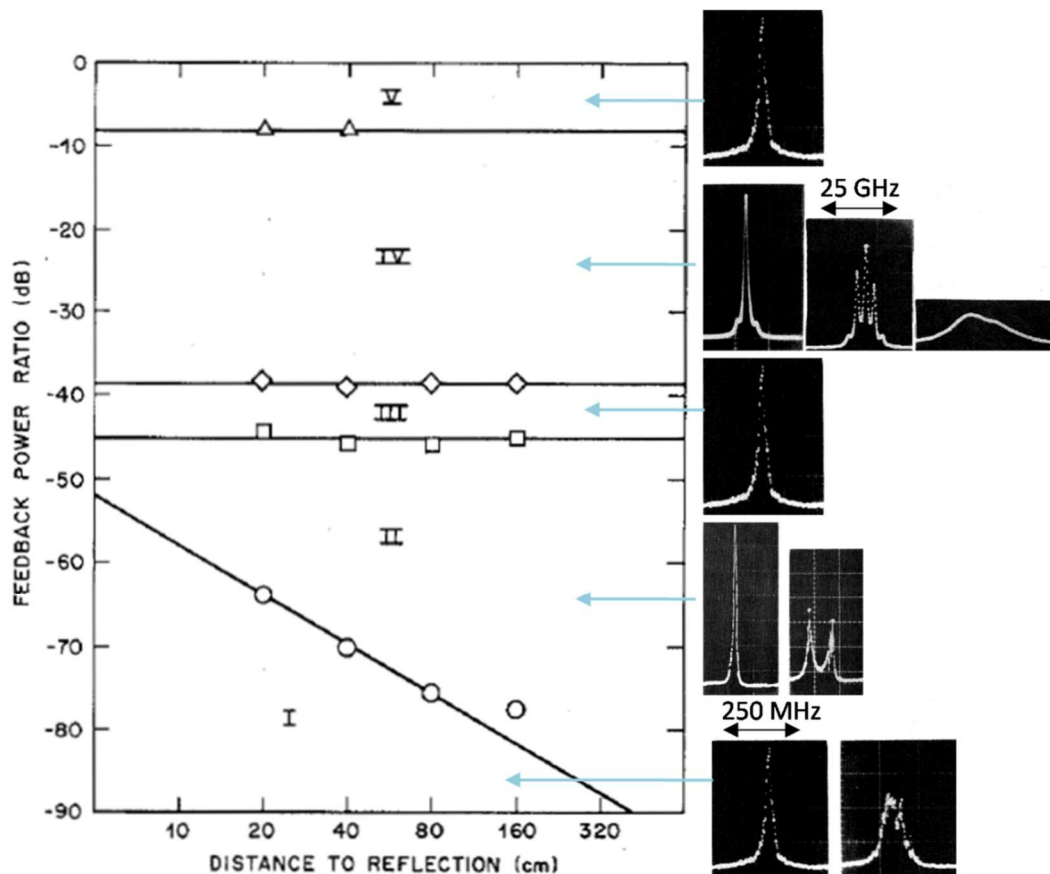


Figure 10 : Les différents régimes de réinjection en fonction du taux de réinjection et de la longueur de cavité externe [10].

Les comportements dynamiques de la diode laser sont très variables d'un régime à l'autre, en partant d'une diode laser ayant une largeur de raie typiquement de quelques Mégahertz et d'un taux de retour le plus faible au plus fort, nous distinguons :

- **Régime I** : ce premier régime se caractérise par très faible taux de retour optique [-90 à -52 dB]. En fonction de la phase de l'onde réinjectée la raie laser peut être soit affinée ou élargie en comparaison avec celle d'un laser isolée (non soumis à une rétro injection optique). Expérimentalement, ce régime est difficile à observer dans le cas de cavités externes de plusieurs dizaines de centimètres (cavités avec des fibres optiques par exemple).
- **Régime II** : Le taux de retour optique est faible [-52 à -45 dB] avec un effet non négligeable sur le comportement du LSC. Ce régime se caractérise par l'apparition d'un phénomène de saut de modes entre les différents modes de cavité externe. Le LSC est susceptible d'osciller sur deux différents modes longitudinaux, de plus il aura tendance à privilégier le mode de plus faible largeur de raie (K. Petermann, 1988).

- **Régime III** : ce régime est atteint pour une valeur de taux de retour optique [-45 à -39 dB] le comportement ne dépend plus de la L_{ext} , autrement dit il est indépendant de la phase de l'onde rétro injectée dans la diode laser, cette dernière est stable avec une émission monomode sur le mode de plus faible largeur de raie (K. Petermann, 1988). Ce régime est généralement inapproprié à la plus part des applications, du fait qu'il est atteignable que sur un très faible intervalle de taux de retour optique, ce qui le rend très sensible à la moindre réflexion parasite, de ce fait le LSC peut facilement basculer vers un régime moins stable (régime I ou IV).

- **Régime IV** : ce régime se caractérise par un taux de retour optique moyen [-39 à -9 dB]. L'augmentation du taux de retour de retour optique au-delà d'une certaine valeur fait que le coefficient (κ) de couplage de la lumière rétro injectée dans la DL et la valeur de la fréquence d'oscillation du LSC deviennent comparable. Ainsi on voit apparaître des harmoniques de la fréquence d'oscillation de relaxation ω_{ro} ce qui provoque un élargissement du spectre d'émission pouvant conduire une perte de cohérence (D. Lenstra B. V., 1985). Nous parlons donc du régime de perte de cohérence (ou cohérence collapse - CC) puisque la diode laser perd toute ses caractéristiques de mono-chromaticité, son spectre d'émission est d'allure chaotique avec une largeur de raie considérablement augmentée par la rétro injection optique, pouvant atteindre quelques dizaines de Gigahertz (typiquement 50 GHz), avec une diminution drastique (d'un facteur 10000) de la longueur de cohérence du LSC inférieure à 10 mm. Grace à cette propriété d'émission large spectre, certains systèmes de télécommunication optique utilisent des LSC stabilisés par une cavité externe pour fonctionner dans ce régime de perte de cohérence.

- **Régime V** : Le taux de retour optique est élevée [>-10 dB] le plus souvent appelé « régime de stabilisation », puisque le LSC retrouve sa cohérence et l'émission se stabilise sur un mode de cavité externe avec une très faible largeur de raie. Tout comme le régime III le fonctionnement du laser est indépendant de la phase de l'onde injecté. Pour atteindre expérimentalement ce régime, une des facettes du laser doit être traitée antireflet, et le système (DL + cavité externe) peut être considéré comme étant un laser avec une longue cavité résonante avec un milieu amplificateur de faibles dimensions. Ce régime présente l'avantage d'être plus facile à atteindre, s'étalant sur une gamme de taux de retour optique plus importante que celle du régime III. C'est dans ce régime de forte rétro injection optique que la démonstration de lasers stabilisés et accordables a généralement été effectuée.

Depuis plus de 25 ans, cette classification ou diagramme de T-C (R. W. Tkach, 1986), est couramment adoptée pour la description de l'effet d'un COF sur les propriétés dynamiques et spectrales non seulement d'un LSC DFB émettant à $1,55\ \mu\text{m}$ mais aussi des autres type d'architectures de LSC à cavité Fabry-Perot par exemple, émettant à d'autres longueurs d'ondes qui présentent les mêmes propriétés sous l'effet d'un COF, mais également un FOF.

En 2012, cette classification a été revisitée par Donati (S. Donati, 2012) il a complété le diagramme en tenant compte pour chaque régime des différents phénomènes et comportement rapportés dans la littérature, ou encore observés et relevés dans des applications et des systèmes utilisant un LSC soumis à un COF.

IV.6. LES FLUCTUATIONS BASSES FREQUENCES

IV.6.1.Contexte historique des LFFs

Le concept de fluctuations basses fréquences ou LFFs pour « Low Frequency Fluctuations » a été introduit pour la première fois en 1977 (Voumard, 1977). Il a fait l'objet d'une multitude de publications. Les avancées scientifiques les plus marquantes sont :

- La découverte expérimentale du phénomène de LFFs par Risch et al. en 1977 (Voumard, 1977) dans un système constitué d'une diode laser soumise à un COF;
- La mise en équation de système où se manifestent les LFFs par Lang et Kobayashi

(R. Lang, 1980) en 1980 ;

- La cartographie par Heil et al. en 1998 (T. Heil, 1998) des LFFs en fonction du courant d'injection et du taux de rétro injection optique ;
- L'étude statistique de l'apparition des LFFs par Karsaklian et al. en 2012 (A. K. D. Bosco, 2012);
- L'identification des mécanismes physiques conduisant aux LFFs par un attracteur de sisyphé en 1995 (V. Tartwijk, 1995) ;
- L'explication sur l'origine des LFFs par la technique de cartographie du premier retour, réalisée par Mork en 1999 (J Mørka, 1999) ;

Enfin, la majorité des études scientifiques relatives au phénomène de LFFs, concerne des diodes lasers soumises à un COF. Seuls, Ferrari et al. (A. Ferrari, 2002) et Badii et al. (R. Badii, 2003), en 2003 ont étudié les LFFs dans des diodes lasers soumise à un retour optique sélectif en fréquence.

IV.6.2.Définition des LFFs

Les LFFs sont des variations de l'intensité lumineuse observée en fonction du temps. Expérimentalement, elles sont observées par la mesure de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse émise par une diode laser soumise à une rétro-injection optique (cf. *Figure 11*). Le signal est caractérisé par :

- Des trains d'impulsions rapides. Ils traduisent une extinction partielle de l'intensité lumineuse. Chaque impulsion est appelée un « drop-out ».
- L'intensité lumineuse retrouve progressivement sa puissance moyenne après chaque « drop-out » pendant un intervalle de temps donné, avant qu'un nouveau « drop-out » ne survienne ;

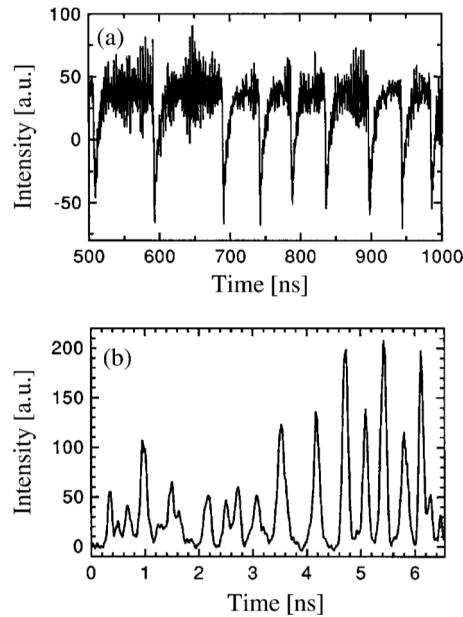


Figure 11 : Réponse temporelle d'un laser à semi-conducteur soumis à un COF, a) mesurée via une photodiode, b) mesurée via une 'streak caméra'. ($J = 1,03 J_{th} - \tau_{ext} = 3,6 \text{ ns}$), (K. Petermann, 1988).

IV.6.3. Caractéristiques des LFFs

Les principaux paramètres de contrôle d'une diode laser en configuration COF ou FOF permettant d'étudier les LFFs sont :

- Le courant d'injection I ;
- Le taux de rétro injection optique R_{ext} ;
- La longueur de la cavité externe L_{cext} .

Les valeurs du courant d'injection rapportées dans la littérature sont $1,01$ à $1,07$ fois le courant de seuil I_{th} . C'est donc au voisinage de I_{th} que le phénomène des LFFs est le plus souvent rapporté. Pan et al. (M. W. Pan, 1997) a étudié les LFFs jusqu' à $2,08 I_{th}$.

Le taux de rétro injection optique doit être relativement élevé pour observer des LFFs. La réflectivité de la cavité externe peut atteindre $R_{ext} = 12 \%$ (M. W. Pan, 1997).

Les valeurs de longueur de cavité externe peuvent aller de quelques centimètres à plusieurs mètres (R. J. Jones, 2002) (R. Wyatt, 1983).

IV.6.3.1. Domaine temporel

Dans le domaine temporel, un signal présentant des LFFs se caractérise par :

- Des chutes d'intensité dits « drop-out », qui habituellement ont une durée de quelques picosecondes;
- Une pseudo-période moyenne d'apparition des drop-outs estimés expérimentalement dans un intervalle de 10 à 100 ns;
- Chaque drop-out est suivi par un rétablissement progressif de l'intensité lumineuse qui se fait par paliers (cf. Figure 12);
- L'intervalle entre deux paliers successifs est en lien avec le temps de vol dans la cavité externe; cette observation, met en évidence la relation existe entre les drop-out et la longueur de la cavité externe ;
- La fréquence d'oscillation de relaxation intervient dans le rétablissement de l'intensité moyenne à chaque changement de palier.

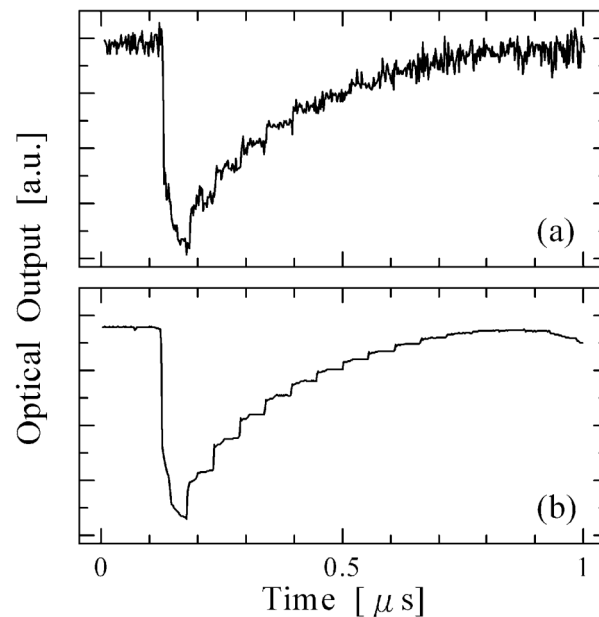


Figure 12 : a) Mesure expérimentale d'un « drop-out » à partir d'une seule acquisition. b) Mesure expérimentale d'un « drop-out » à partir de la moyenne de 3000 acquisitions. ($L_{\text{cext}} = 8.10 \text{ m} - J = 1,07 \text{ mA} - R_{\text{ext}} = 0,12 \%$)Source spécifiée non valide..

IV.6.3.2. Domaine fréquentiel

Dans le domaine fréquentielle, les LFFs peuvent être observées par la mesure du spectre RF. Elles se caractérisent par :

- Une fréquence moyenne d'apparition des drop-out de 10 à 100 MHz ;

- La fréquence d'apparition des drop-out augmente avec le courant d'injection et diminue avec l'augmentation de la réflectivité de la cavité externe ;
- Une composante fréquentielle représentant la cavité externe, on parle de modes de cavité externe ;
- Une composante fréquentielle correspondant à la fréquence d'oscillation de relaxation.

Cependant, en comparaison avec les fréquences caractéristiques d'un laser semi-conducteur telles que la fréquence d'oscillation de relaxation (1 à 10 GHz), cette fréquence moyenne d'apparition des drop-out est largement inférieure d'où le nom fluctuations basses fréquences.

Un autre moyen qui permettant d'observer le phénomène de LFF est la mesure du spectre optique. Cette analyse spectrale des LFFs requière une chaîne de mesure dont la résolution et la bande passante sont adaptées aux fréquences propres du système étudié. Une Mesure expérimentale du spectre optique a été réalisée par Giudici en 2004 via un monochromateur. Les résultats de la mesure sont illustrés (cf. *Figure 13*).

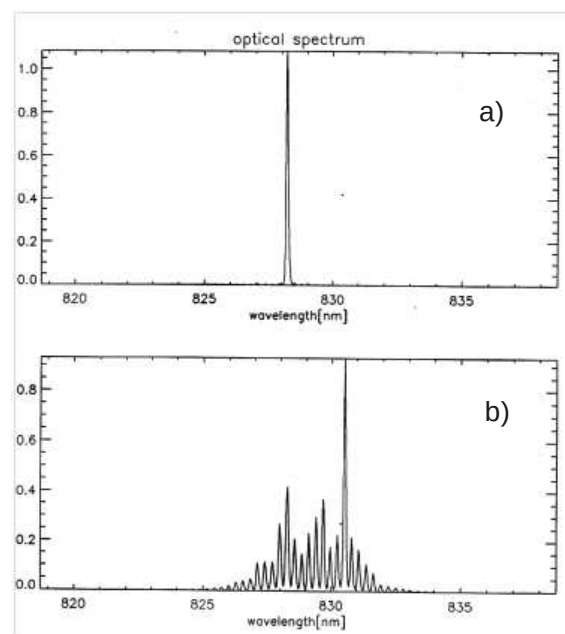


Figure 13 : a) spectre optique en régime stable, b) régime de LFF (G Huyeta, 1998)

Cette mesure a permis de mettre en évidence dans le fonctionnement du système COF, l'impact des LFFs sur le spectre optique. En effet, lorsque les drop-out se manifestent, le spectre optique n'est plus monochromatique (cf. *Figure 13-b*).

IV.6.3.3. Caractéristique $P(I)$

En plus de la mesure de l'évolution temporelle de la puissance en sortie d'un système COF, de spectre RF ou encore du spectre optique, les LFFs peuvent s'observer par la mesure de la puissance optique en fonction du courant d'injection (Sigg, 1993).

En effet, la signature des drop-out sur la caractéristique $P(I)$ se manifeste par un changement de pente se terminant par un épaulement dit 'kink'. Ce dernier est associé dans la littérature à la fin de l'existence des drop-out (cf. Figure 14).

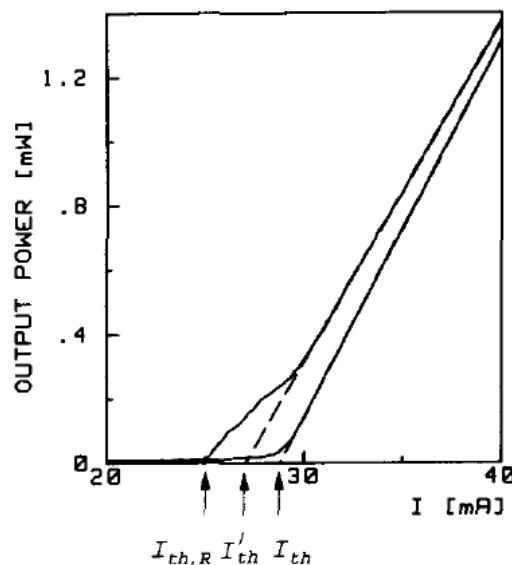


Figure 14 : Caractéristique $P(I)$ avec et sans rétro injection optique. La caractéristique de droite est sans rétro injection optique. La caractéristique de gauche avec une rétro injection optique $R_{ext} = -10$ dB (Sigg, 1993).

IV.6.4. LFFs de type « Jump-up »

En 1997, un deuxième type de LFF a été observé expérimentalement (M. W. Pan, 1997) pour des valeurs de courant d'injection élevées ($2,08 J_{th}$). Ces instabilités sont connues sous le nom de « jump-up » : elles se manifestent par des pics d'augmentation de l'intensité (cf. Figure 15).

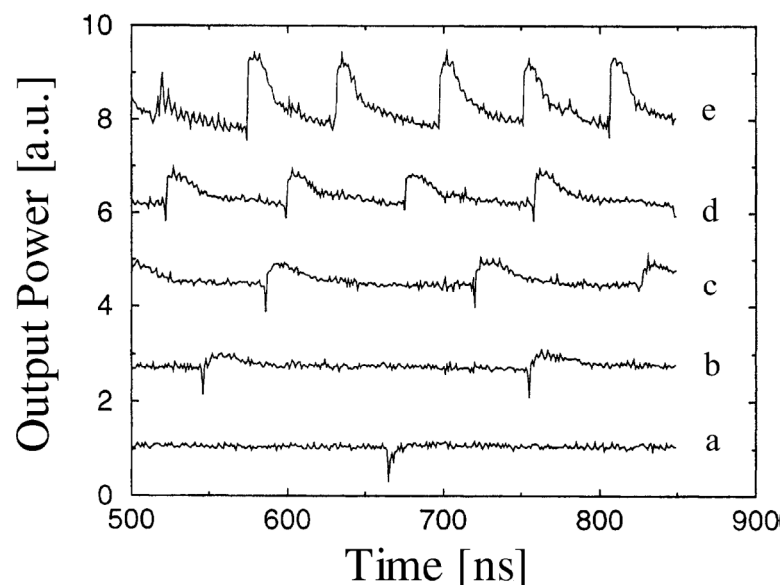


Figure 15 : Réponse temporelle d'un laser à semi-conducteur soumis à un COF. a) $I = 1,20 I_{th}$, b) $I = 1,34 I_{th}$, c) $I = 1,48 I_{th}$, d) $I = 1,66 I_{th}$, e) $I = 2,08 I_{th}$.

L'existence des LFFs de type « jump-up » a été associée à la limite de transition IV-V (R. W. Tkach, 1986). Cependant le phénomène de jump-up a été très peu observé expérimentalement et très peu étudié d'un point de vue théorique.

IV.6.5.Origines des LFFs

Bien que le phénomène des LFF a été largement étudié expérimentalement, son origine reste ouverte à plusieurs discussion. Plusieurs modèles ont été développés pour tenter d'expliquer l'origine des LFF ; nous citons à titre d'exemple le modèle proposé par Mork (B. Tromborg, 642-654) basé sur les équations de Lang et Kobayashi (R. Lang, 1980).

Dans son étude théorique, Mork attribue l'existence des LFFs de type drop-out au voisinage du courant de seuil du système au bruit de l'émission spontanée (B. Tromborg, 642-654).

Dans le cas d'un laser à semi-conducteur monomode, la manifestation des drop-out a été attribuée à l'excitation de plusieurs mode longitudinaux de la cavité laser. La *Figure 13* illustre la mesure expérimentale du spectre optique en régime de fonctionnement stable (G Huyeta, 1998). Elle montre clairement que l'existence des drop-out est associée à l'excitation simultanée de plusieurs modes longitudinaux de la cavité laser, et le phénomène de compétition qui existe entre ces différents modes.

Les drop-out ont été étudiées principalement pour des diodes lasers à cavité DFB, donc fortement monomode, et le phénomène a été attribué aux bifurcations dite « saddle node bifurcation ». Pour expliquer ce concept il est nécessaire de reprendre le modèle qui décrit la bifurcation de l'intensité d'un système soumis à une rétro injection optique autour des modes et anti-modes de cavité externe dans l'espace de phase (cf. Figure 16).

Pan et al. (M. W. Pan, 1997), suggère que les LFFS existent non seulement à faible courant mais également à fort courant, il attribue ce phénomène à la faible réflectivité du miroir face avant de la cavité laser. Quant à l'origine de jump-up, il l'attribue à l'effet de la rétro injection optique sur la caractéristique $P(I)$ (Sigg, 1993). En effet, sous certaines conditions en termes de paramètres de conception et de contrôle du système, sous l'effet d'une rétro injection optique, la pente de la caractéristique $P(I)$ d'un système COF diminue avec la rétro injection optique (en comparaison avec celle d'une diode laser isolée). En conséquence, la puissance en sortie du système COF est inférieure à celle d'une diode laser isolée et des fluctuations basse fréquences apparaissent sous forme de jump-up.

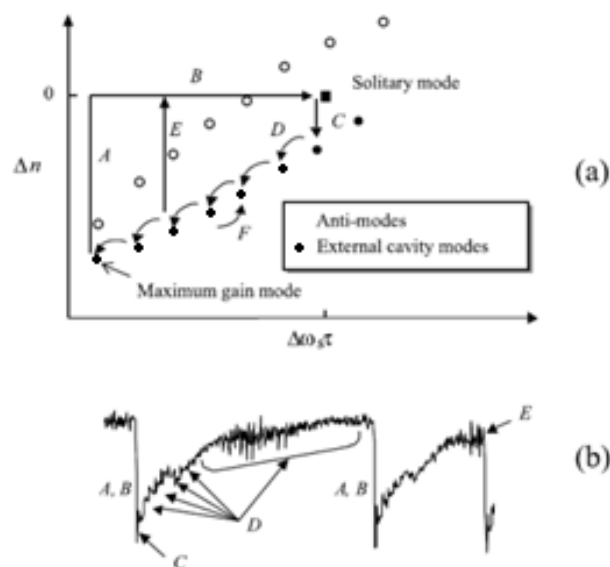


Figure 16 : Diagramme de phase des modes et anti-mode de la cavité externe en fonction de la densité de charges et la phase (Sahno, 1994).

Le diagramme de phase (cf. Figure 16) est une représentation graphique qui permet de faciliter la compréhension des bifurcations « saddle node ». Dans ce diagrammes de phase sont représentés les modes (ou anti-modes) de la cavité externe en fonction de deux variables :

- La fréquence d'oscillation du système soumis à un COF.
- La densité de charges.

Ces solutions, modes et anti-modes de cavité externe sont obtenus en régime permanent d'un laser à semi-conducteur soumis à un COF.

$$\Delta\omega_s\tau_{ext} = -\frac{\kappa\tau_{ext}}{\tau_{int}}\sqrt{(1+\alpha^2)}\sin(\omega_s\tau_{cext} + \omega_0\tau_{cext} + \tan^{-1}(\alpha)) \quad (54)$$

$$\Delta n = \frac{\kappa\tau_{cext}}{\tau_{cint}G_n}\cos(\omega_s\tau_{cext}) \quad (55)$$

Le diagramme de phase ci-dessus est réalisé à une valeur de courant d'électrode. Nous prenons comme point de départ le mode auquel oscille la diode laser en l'absence de COF ;

- A un courant donné, ce diagramme comporte plusieurs solutions ;
- Le mode de cavité externe auquel la diode laser fonctionne (représenté par des carrés dans la partie inférieure de l'ellipse), va changer progressivement de proche en proche au fur et à mesure que la diode laser subit une rétro-injection optique ;
- Chaque changement de mode va correspondre à un aller-retour dans la cavité externe, suivie d'un transfert d'énergie d'un mode au mode suivant (celui avec le moins de pertes) ; en suivant cette trajectoire, la diode laser aura privilégié le mode avec le moins de pertes (représentés par la lettre D cf. Figure 16-a), jusqu'à atteindre le mode le plus favorable, autrement dit celui avec le maximum de gain et le minimum de pertes (maximum gain mode cf. Figure 16-a) ;
- Nous pouvons remarquer que cette trajectoire décrit exactement ce qui se passe quand une des LFFs de type drop-out se manifeste suite à une rétro injection optique ;
- Cette trajectoire est entretenue avec la rétro injection optique. Cependant il suffit qu'il y ait le moindre bruit (en plus du COF), provenant des fluctuations de densité de charges ou de courant d'injection, pour que la diode laser dévie de cette trajectoire.

IV.6.6. Cartographie des régimes dynamiques

Tout comme la classification de Tkach (R. W. Tkach, 1986), certaines équipes de recherches ont utilisé ce phénomène des LFFs afin de dresser une cartographie de classification des comportements dynamiques d'une diode laser soumise à un COF. L'étude expérimentale fréquemment citée dans la bibliographie est celle réalisée par T. Heil en 1998 (T. Heil, 1998).

L'objectif de cette expérience était d'étudier les différents comportements dynamiques observés en fonction du taux de rétro injection optique γ et du courant d'injection I . Le système étudié est constitué d'une diode laser à cavité Fabry Perot couplé à un étalon Fabry Perot pour obtenir une émission monomode, et un miroir mis en cavité externe qui permet la rétro injection optique.

Les résultats de l'étude de T. Heil a permis de dresser une classification sous forme de cartographie dans l'espace (I, γ) des différents comportements dynamiques du système COF étudié (cf. *Figure 17*) en se basant sur la manifestation d'instabilités basses fréquences et la perte de cohérence.

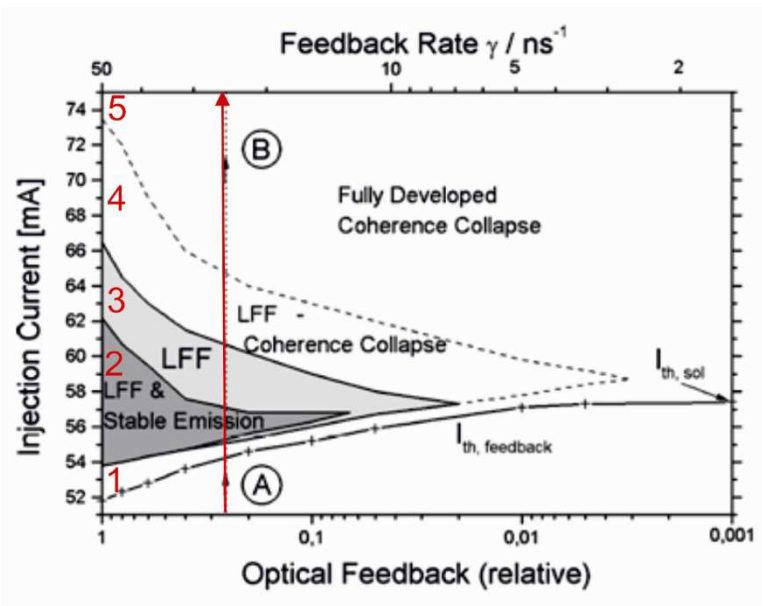


Figure 17 : Classification des régimes de fonctionnement en fonction de l'existence ou la non existence des LFF (T. Heil, 1998).

En prenant comme repère la droite du point A à B sur la cartographie (cf. *Figure 17*), cinq zones de fonctionnement sont identifiées :

- **Zone 1** : au-dessus du courant de seuil, le fonctionnement est stable et correspond au régime V de la classification de Tkach (R. W. Tkach, 1986). Il se caractérise par une

réponse temporelle (à une intensité moyenne) constante, et un spectre optique monomode à faible largeur de raie.

- **Zone 2** : La réponse temporelle du système est marquée par des « drop-out » avec une pseudo période qui diminue lorsque le courant augmente. Ce régime se caractérise par la coexistence des LFFs et d'une émission stable sur une période allant de 3 μ s à 1 min entre ;
- **Zone 3** : le signal qui correspond à l'émission stable n'existe plus et le phénomène de LFF est dominant, avec une fréquence d'apparition qui augmente de plus en plus avec le courant.
- **Zone 4** : En plus de la diminution de l'intervalle entre deux drop-out successifs, l'amplitude diminue également. Les drop-out sont difficiles à distinguer, leur fréquence d'apparition est comparable au temps nécessaire au système étudié pour retrouver une intensité moyenne constante.
- **Zone 5** : La réponse temporelle du système est irrégulière et accompagné d'un élargissement conséquent du spectre optique / le fonctionnement se fait dans le régime de perte de cohérence (D. Lenstra, 1984) (D. Lenstra B. V., 1985).

En plus de l'identification de ces cinq zones de fonctionnement différentes, Heil et al. a fait des observations additionnelles :

- o Les zones 2 et 3 d'existence du phénomène LFF diminue en réduisant le taux de la rétro injection optique dans la diode laser.
- o L'origine des LFFs, plus spécifiquement des drop-outs à faible courant, est attribué aux fluctuations de l'émission spontanée, dont l'impact est conséquent à faible courant d'injection (Voumard, 1977).
- o L'étude des comportements dynamiques d'une diode laser multimode en configuration COF, a donné des résultats à priori similaires à ceux présentés ci-dessous, cependant aucun résultats n'est présenté dans cette étude.

IV.6.7.Exemples d'applications

Ces régimes complexes qui ont fait l'objet de plusieurs études théoriques et expérimentales, ont abouti à des applications industrielles remarquables dans divers domaines comme la spectroscopie, la métrologie, ou encore les télécommunications optiques. Voici certaines applications majeures utilisant la rétro injection optique :

- L'interférométrie par rétroaction optique à faible taux de feedback (régime II ou régime III), plus connue sous le nom de self-mixing, utilisée pour la mesure de la position ou la vitesse d'un objet (M. Dabbicco, 2010);
- La génération et la synchronisation du chaos pour le codage de l'information par cryptographie (K. Krupa, 2015) ;
- La conversion en longueur d'onde dans les systèmes de transmission optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde (Y. Li, 2014) ;
- La modulation de phase et de fréquence dans le cadre des transmissions optiques (O. Lidoyne, 1991);
- La diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée du laser couramment appelée *chirp* (S. Piazzolla, 1986);
- L'augmentation de la bande passante de modulation des diodes à semi-conducteurs dans les systèmes de télécommunication optique dont les débits de transmission sont constamment à maximiser (T. B. Simpson, 1995).

V. LE RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE (FOF)

V.1. CONTEXTE

L'étude des lasers à semi-conducteur soumis à un retour optique provenant d'un élément sélectif en fréquence est l'un des développements relativement récents du domaine des comportements dynamiques des lasers à semi-conducteurs.

Peu de travaux de recherches ont été consacrés aux systèmes FOF. Néanmoins le peu de résultat connus à ce jour ont tout de même débouché sur des applications dans différents domaines, notamment dans le domaine des télécommunications optiques (Myatt, 1991) (B. E. Bernacki, 1988).

Plusieurs types d'éléments sélectifs en fréquence ont été étudiés, notamment :

- Le réseau de diffraction : utilisé depuis 1980 dans deux montages différentes (B. Dahmani, 1987) . C'est le premier ordre réfléchi par le réseau qui est rétro injectée dans le laser à semi-conducteur, ainsi la diode laser n'est pas soumise à la réinjection de la lumière non-résonante ;
- L'étalon Fabry Perot : utilisé à partir de 1987, pour la stabilisation des lasers à semi-conducteur en montage dit « œil de chat » (M. Yousefi D. L., 2001) , en « V » ou encore en boucle (H. Erzgräber, 2007) (M. Yousefi D. L., 1999) ;
- Réseau de Bragg photo inscrit sur fibre (FBG) : cette technique a été étudiée essentiellement pour les applications industrielles du domaine des télécommunications optiques qui utilisent principalement des systèmes fibrés haut débit, avec des lasers à semi-conducteur à faibles largeur de raie (50 KHz) et des vitesses de modulations élevées (quelques Gbits) (P. A. Morton, 1994) ainsi qu'une forte sélectivité en fréquence du filtre en termes de largeur spectrale de l'onde rétro injectée dans le laser à semi-conducteur.

V.2. DESCRIPTION

Un système soumis à une rétro injection optique dite « filtrée en fréquence » (cf. *Figure 18*) est constitué de :

- Diode laser ;
- Filtre via lequel se fait la rétro injection optique.

Une partie de la lumière émise par la diode laser sera rétro injectée via le filtre sélectif en fréquence on parle de retour optique filtré en fréquence ou FOF (Filtred Optical Feedback).

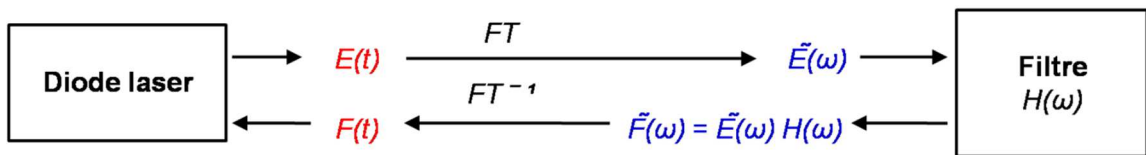


Figure 18 : Schéma de principe d'une diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un élément sélectif en fréquence.

V.3. ROLES DU FILTRE

Dans une configuration FOF, l'élément sélectif en fréquence couplé à la diode laser va jouer deux rôles différents :

- Tout comme un miroir dans un système COF, le filtre va permettre de réfléchir une fraction de la lumière émise par la diode laser ;
- Contrairement à un miroir dans un système COF, le filtre possède un profil spectral limité, et à chaque valeur de longueur d'onde (ou fréquence) correspond à un coefficient de réflexion.

V.4. LES MODELES FOF

Les modèles relatifs aux configurations FOF présentés dans la littérature sont issus d'une modification des équations de Lang et Kobayashi (R. Lang, 1980), auxquelles a été rajoutée une troisième équation différentielle représentant la réponse de l'élément sélectif en fréquence mis en cavité externe. Les deux principaux modèles rencontrés dans la littérature sont :

- Yousefi et al. en 1999 (M. Yousefi D. L., 1999). Il a utilisé comme élément sélectif en fréquence un filtre lorentzien.

- Naumenko et al. (A. Naumenko, 2003) et Badii et al. (R. Badii, 2003). Le filtre sélectif en fréquence est un réseau de Bragg photoinscrit sur une fibre.

V.4.1. Modèle d'un FOF provenant d'un étalon Fabry-Perot

Le schéma de principe de la configuration étudiée par par Yousefi et Lenstra et al. (M. Yousefi D. L., 1999) (cf. *Figure 19*). Il s'agit d'un montage « en boucle », constitué d'une diode laser monomode soumise à une cavité externe constituée de miroirs et d'un étalon Fabry Perot.

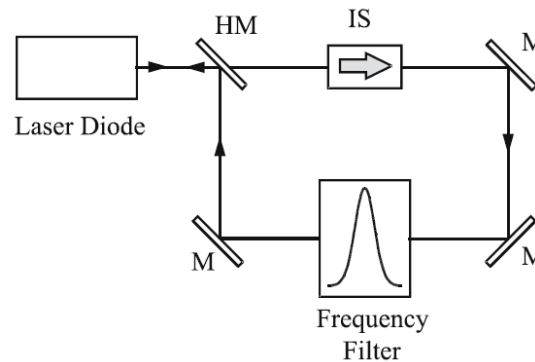


Figure 19 : Schéma de principe d'une configuration en boucle pour l'étude Des comportements dynamiques d'une diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence. L'élément sélectif en fréquence est ici un étalon de Fabry-Perot (FP : FILTER sur la figure) (M. Yousefi D. L., 1999).

L'étalon Fabry Perot constitué de deux miroirs multicouches se comporte comme un filtre sélectif en fréquence dont les caractéristiques sont les suivantes :

- La réponse spectrale du filtre est modélisée génériquement par un profil lorentzien. Elle est ainsi définie par sa largeur spectrale Δf et sa fréquence centrale f_c ;
- A chaque fréquence (ou longueur d'onde) comprise dans le profil spectral du filtre Fabry Perot correspond à une valeur de transmission ;
- Dans l'ensemble le filtre Fabry Perot peut être vu comme étant un élément dont la réponse est non linéaire en fréquence.

Dans son modèle, Yousefi a commencé par donner l'expression du taux de rétro injection optique dans une diode laser en configuration FOF, il a ainsi fait correspondre à chaque valeur de fréquence une réflectivité avec un profil lorentzien.

$$r(\omega) = \frac{\Lambda}{(\Lambda + i(\omega_m - \omega))} \quad (56)$$

- Λ : la demi-largeur à mi-hauteur du profil spectral du filtre Fabry Perot ;
- ω_m : la fréquence centrale du filtre lorentzien exprimée sur un axe de fréquence dont la fréquence d'origine est décalée à ω_0 la fréquence centrale de la diode laser (isolée).

En séparant la partie réelle et la partie imaginaire de l'équation (cf. (57)) nous pouvons exprimer facilement les équations en amplitude et en phase du filtre Fabry Perot :

$$f(\omega) = \frac{\Lambda}{\sqrt{\Lambda^2 + (\omega_m - \omega)^2}} \quad (57)$$

$$\Phi(\omega) = \frac{\tan^{-1}(\omega_m - \omega)}{\Lambda} \quad (58)$$

Il a ensuite développé le système d'équations ci-dessous. Ce dernier traduit l'évolution temporelle du champ électrique et de la densité de porteurs $n(t)$ dans le milieu amplificateur ainsi que la réponse du filtre Fabry Perot.

$$E(t) = \frac{1}{2}(1 + i\alpha)\zeta n(t)E(t) + \gamma F(t) \quad (59)$$

$$n(t) = -\beta n(t) - \Gamma + \zeta n(t)E \quad (60)$$

$$F(t) = \Lambda E(t - \tau)e^{-i\omega t} + (i\omega_m - \lambda)\lambda(t) \quad (61)$$

Avec les définitions suivantes :

- τ : le temps de vol dans la cavité externe.
- n : la densité de porteurs au seuil.
- P_0 : la densité de photon de la diode laser sans rétro injection optique.
- α : le facteur de couplage phase-amplitude, ou facteur de Henry (Henry & Bell Labs., 1982).
- ξ : le rendement différentiel.
- Γ : la durée de vie des photons dans la cavité laser.

- $f_E(t), f_N(t)$: les forces de Langevin, qui décrivent respectivement le bruit d'intensité, du champ électrique et du courant.

Dans ce modèle, le terme correspondant au retour optique conventionnel dans les équations de Lang et Kobayashi (R. Lang, 1980), est remplacée par un terme plus compliqué qui traduit la sélection en fréquence de l'étalon Fabry Perot.

C_{eff} est un coefficient défini par (Lenstra, 1995), il traduit le coefficient de couplage qui tient compte non seulement de la cavité externe mais aussi de la fraction de lumière rétro injectée dans la diode laser par COF représenté par κ_{ext} .

$$C_{eff} = \frac{\gamma \tau_{ext} \Lambda \sqrt{(1 + \alpha^2)}}{\sqrt{\Lambda^2 + (\Delta\omega_s - \omega_f)^2}} \quad (62)$$

$$- \tan^{-1} \left(\frac{(\Delta\omega_s - \omega_f)}{\Lambda^2 + (\Delta\omega_s - \omega_f)^2} \right) \quad (63)$$

Afin d'étudier la dynamique d'un laser à semi-conducteur avec un retour optique sélectif en fréquence, les équations (cf. ((57)) et (58)) doivent être résolues.

Régime de petits signaux

L'analyse de la stabilité débute par la résolution du système d'équation ci-dessus, ce qui donne :

$$E(t) = E_s e^{i\omega_s t} \quad (64)$$

$$F(t) = F_s e^{i\omega_s t + i\phi} \quad (65)$$

$$n(t) = n_s \quad (66)$$

Par des transformations trigonométriques, Mirais a donné l'expression de l'équation transcendante suivante :

$$\Delta\omega_s \tau_{ext} = -C_{eff} \sin(\Delta\omega_s \tau_{ext} + \omega_0 \tau_{ext} + \tan^{-1} \alpha) - \tan^{-1} \frac{\Delta\omega_s - \omega_f}{\Lambda} \quad (67)$$

La résolution numérique de l'équation ci-dessus permet de déterminer graphiquement, les modes de cavités externes sur lesquelles le laser à semi-conducteur est susceptible de se verrouiller (cf. *Figure 20*).

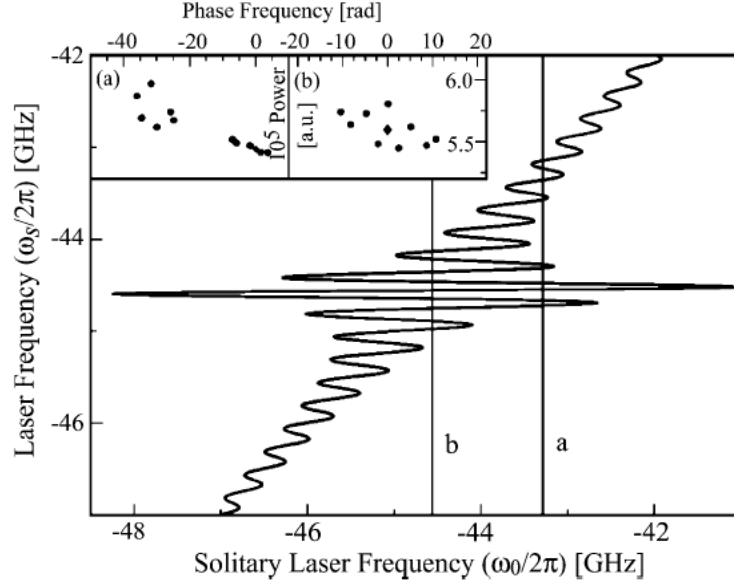


Figure 20 : Représentation graphique de la résolution numérique de l'équation transcendante dite « figure du snake », ($C_{eff} = 51$ et $\Lambda = 2$ GHz).

Sur la *Figure 20*, dite « la figure du snake », chaque mode de cavité externe correspond à l'intersection des courbes :

$$y = \omega_0 \tau_{ext} \quad (68)$$

$$-C_{eff} \sin(\Delta\omega_s \tau_{ext} + \omega_0 \tau_{ext} + \tan^{-1} \alpha) - \tan^{-1} \frac{\Delta\omega_s - \omega_f}{\Lambda} \quad (69)$$

A chaque valeur de fréquence de la diode laser isolée, plusieurs modes de cavité externe sont excités. Le fonctionnement de la diode laser est instable et pourrait présenter (comme pour un système COF) plusieurs types d'instabilités dynamiques et spectrales.

De plus la figure du « snake » met en évidence l'impact du FOF sur le décalage de la fréquence d'oscillation du système (diode laser + FOF) ω_s et celle de la diode laser isolée ω_0 .

$$\omega_s = \omega_0 + \Delta\omega_s \quad (70)$$

V.4.2. Modèle d'un FOF provenant d'un FBG

Il existe un deuxième modèle introduit par Badii en 2003 spécifiquement pour les diodes laser soumise à retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG (R. Badii, 2003). Ces diodes lasers sont utilisées pour l'amplification des signaux dans les systèmes EDFA (*Erbium-doped fibre amplifier*). Ce dernier est un amplificateur optique à fibre dopée d'erbium dont la bande d'absorption se situe au tour de 980 nm. Un tel système laser puissant à 980 nm est utilisé pour pomper la fibre dopée d'erbium pour amplifier des signaux dans la bande de 1530 – 1565 nm (bande C). Ces amplificateurs sont très couramment utilisés dans les télécoms optiques.

Le système étudié par Badii et al. (R. Badii, 2003) est constitué d'une diode laser à cavité Fabry Perot multimode émettant à 980 nm et délivrant une puissance de quelques centaines de mW. Cette diode laser est couplée à un FBG terminant une cavité externe dont la longueur est de quelques mètres (cf. *Figure 21*).

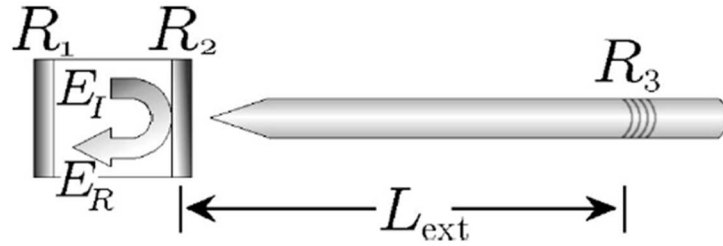


Figure 21 : Schéma de principe d'une diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG (R. Badii, 2003) .

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = [G_n\gamma - \text{Re}(\gamma'_n)]P_n(t) + S_nG_n \quad (71)$$

$$\frac{d\Phi_n(t)}{dt} = \frac{\alpha_n}{2}[G_n - \gamma] - \frac{\text{Im}(\gamma'_n)}{2} \quad (72)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{n_I I}{\text{abs}(e)V} - AN(t) - BN(t)^2 - CN(t)^3 - \frac{1}{\Gamma} \sum_N G_N P_N \quad (73)$$

$$F(\omega) = \eta_F \frac{1 - r_2^2}{r_2} r_3(\omega) \quad (74)$$

Avec les définitions suivantes :

- G_n : le taux d'émission stimulée pour le mode n.
- γ : le taux d'amortissement du laser isolé.
- γ_n' : les pertes résonantes de la cavité laser.
- P_n : le carré de l'amplitude du mode n.
- S_n : le coefficient d'émission spontanée introduit de façon phénoménologique.
- α_n : le facteur de Henry pour le mode n.
- n_l : le rendement interne du laser.
- I : le courant d'injection.
- V : Volume de la zone active.
- A : coefficient de l'émission non radiative.
- N : la densité des porteurs de charges.
- B : le coefficient de l'émission spontanée.
- C : le coefficient de l'émission Auger.
- Γ : le facteur de confinement dans la zone active.

Le système d'équations (cf. (71), (72) et (73)) traduit l'évolution temporelle de l'amplitude $P_n(t)$ et de la phase $\Phi_n(t)$ du champ optique et de la densité de porteurs $N(t)$ dans le milieu amplificateur ainsi que la réponse du filtre FBG.

Par plusieurs changements de variables et des normalisations, les équations (cf. (71), (72) et (73)) s'expriment respectivement par les équations (cf. (75), (76) et (77)).

$$\frac{dx_n(t)}{dt} = -(\kappa + \rho_n)x_n(t) + g_n \frac{s_n + x_n(t)}{1 + \varepsilon x_n(t)} \ln(y) \quad (75)$$

$$\frac{d\Phi_n(t)}{dt} = \frac{\alpha_n}{2} \left(\frac{g_n \ln(y)}{1 + \varepsilon x_n} - \kappa \right) - \frac{\sigma_n}{2} \quad (76)$$

$$\frac{dy(t)}{dt} = a \left[J - y(t) - by^2(t) - cy^3 - \sum_n \frac{g_n x_n(t) \ln(y(t))}{1 + \varepsilon x_n(t)} \right] \quad (77)$$

A partir du système d'équations ci-dessous Badii et al. (R. Badii, 2003) ont défini les deux paramètres suivants (cf. (78) et (79)) :

$$\theta_n = \frac{\alpha_n}{2} \rho_n - \frac{f_n}{2} \sin(\Phi_n + \theta_n \tau) \quad (78)$$

$$\rho_n = -f_n \cos(\Phi_n + \theta_n \tau) \quad (79)$$

$$(2\theta_n - \alpha_n \rho_n)^2 + \Phi_n^2 + \rho_n^2 = f_n^2 \quad (80)$$

Ils permettent comme illustré *Figure 22* de déterminer graphiquement dans un diagramme de phase, l'ellipse définit par l'équation (cf. (80)) représentant les modes de cavités externes sur lesquelles le laser à semi-conducteur est susceptible de se verrouiller.

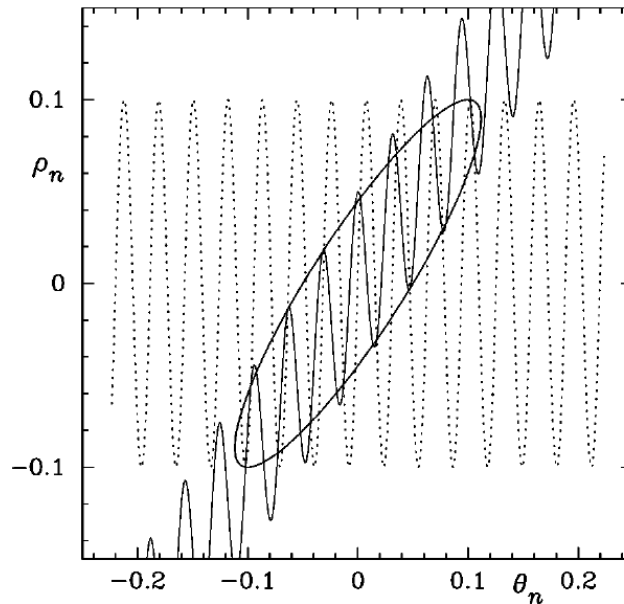


Figure 22 : Représentation graphique des modes de cavité externes sur lesquelles le laser FP soumis à un FOF provenant d'un FBG, est susceptible d'osciller (R. Badii, 2003).

V.4.3. Stabilité en puissance et en longueurs d'onde

Malgré la complexité du sujet, la demande croissante en bande passante des réseaux de télécommunications optiques, a motivé certaines équipes de recherche qui ont commencé à s'intéresser sérieusement à cette configuration expérimentale à la fin des 90. M. Davis et al. (M. K. Davis G. G., 2005) a rapporté pour la première fois en 2005 une synthèse claire

des résultats des études théoriques et expérimentales consacrés à ce système. Les paramètres de conceptions les plus critiques de la diode laser et du FBG ont été passé en revue afin de garantir une stabilité en longueur d'onde et en puissance en sortie du module de pompe (instabilité en puissance et en longueur d'onde aussi faible que possible). Ces paramètres sont :

- **L'architecteur de la diode laser :** le choix qui s'est imposé est celui d'une diode laser à cavité Fabry Perot avec une longueur suffisamment élevée (quelques millimètres contre quelques centaines microns pour d'autres applications), et une faible réflectivité du miroir face avant (1 %) (G. Yang, 2403-2405). Contrairement à d'autre type de cavité laser monomode (DBR ou DFB) les sauts de modes liés à la variation du courant d'injection de la diode laser sont moins fréquents. En plus le fonctionnement multimode de ce type de cavité est favorable une meilleure stabilité de la puissance en sortie du module, et donc une stabilité de l'amplificateur optique EDFA .
- **Le taux de rétro injection optique,** définit principalement par le coefficient de réflectivité du miroir face avant de la cavité laser et celui du FBG modulé par son profil spectral (M. Achtenhagen, 2001). En effet, le fonctionnement dans le régime CC est possible lorsque coefficient (κ) de couplage de la lumière rétro injectée dans la diode laser et la valeur de la fréquence d'oscillation du LSC deviennent comparable ;
- **La longueur de la cavité externe** L_{ext} (quelques mètres), autrement dit la distance entre la diode laser et le FBG. Elle va essentiellement avoir un impact sur la largeur de la raie laser ainsi que sur la fréquence d'apparition du phénomène de saut de modes liés à la variation du courant d'injection de la DL ;
- **Le facteur α** de couplage phase-amplitude, qui traduit le couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique dans la cavité laser. Il définit la largeur de la raie laser et joue un rôle déterminant en terme de comportements dynamiques, de propriétés spectrales ou encore dans la manifestation de la fréquence d'oscillation de relaxation (B. Krauskopf, 2006).
- **La phase de l'onde rétro injectée** qui est définit par la longueur de cavité externe L_{ext} . Elle doit remplir la condition d'incohérence entre l'onde qui oscille dans la cavité FP et celle rétro injectée (H. Erzgräber, 2007) pour un fonctionnement dans le régime CC.

- **Le décalage en fréquence**, d'une part entre la fréquence centrale de la diode laser (isolée) et celle du FBG et d'autre part entre la fréquence centrale du système soumis à un FOF et celle du FBG. Il s'agit là de paramètres fréquentielles, entre lesquels existe une forte dépendence, avec un impact possible sur la forme du diagramme de stabilité et sur l'existence ou non de phénomène de bistabilité, multistabilité ou comportement cahotique dans le régime CC.

A partir de la classification de Tkach (R. W. Tkach, 1986) et l'analyse numérique de Petermann de 1988 (Peterman, 1988) certains travaux de recherches des systèmes FOF ont été consacrés à la modélisation de la transition entre ces différents régimes et les conditions nécessaires pour un fonctionnement dans le régime C.C (D. Lenstra B. V., 1985).

Petermann a fournis une première modélisation numérique quantitative de la transition du régime III au régime IV (Peterman, 1988), qu'il a optimisé en 1990 (Petermann, 1990) en s'appuyant sur les travaux de modélisation de Mork (Mørk, 1988).

$$f_{ext} = \frac{\tau_{int}^2 + \omega_{ROF}^4}{16abs(C_{eff})^2 \omega_d^2} \frac{(1 + \alpha^2)}{\alpha^2} \quad (81)$$

Avec les définitions suivantes :

- ω_{rof} : fréquence d'oscillation de relaxation $\gg 1$;
- ω_d : facteur d'amortissement de la fréquence $\gg 1$;
- α : facteur de Henry ou d'élargissement > 1 .

L'équation (cf. (81)) représente la condition sur le taux de rétro injection optique autrement dit la valeur minimale du taux de retour optique pour que le laser à semi-conducteur fonctionne dans le régime CC (D. Lenstra B. V., 1985). Cette condition dépend fortement du facteur d'élargissement α (Henry & Bell Labs., 1982) mais également de la fréquence d'oscillation de relaxation et du facteur d'amortissement.

Dans ce chapitre, nous avons rappelé le fonctionnement d'une diode laser soumise à un retour optique conventionnel ou à un retour optique sélectif en fréquence et les types de systèmes lasers. Dans ces travaux de thèse, nous sommes particulièrement intéressés à des systèmes lasers composés d'une diode laser puissante à 980 nm et d'un FBG en établissant une cavité externe longue. Nous avons également révisé la théorie du fonctionnement de tels systèmes lasers. Ce système laser peut manifester de différents comportements dynamiques, notamment LFFs en fonction du courant de laser, du taux de retour optique et de la longueur de cavité externe. Ces comportements dynamiques peuvent être observés à l'aide de spectres optiques, de spectres RF (spectres RF de l'intensité de laser comme RIN (Relative intensity noise)), de caractéristiques de puissance et de traces temporelles. Pour étudier ces comportements, nous allons monter une expérience par la suite avec de divers appareils de mesure.

CHAPITRE II : PRESENTATION DE L'EXPERIENCE ET MISE EN EVIDENCE DU RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE

I. INTRODUCTION

Ce chapitre se décompose en deux parties : Tout d'abord la présentation détaillée du système étudié dont la partie diagnostique, puis dans un deuxième temps une étude sur le comportement en longueur d'onde.

Le système étudié présente plusieurs particularités : D'une part la diode laser est très multimode et présente une large courbe de gain, ainsi qu'un très haut niveau de puissance d'émission et d'autre part elle est soumise à un retour optique provenant d'un FBG. Ce dernier présente un profil spectral limité et opère donc en principe une sélectivité en longueur d'onde sur le retour optique. Cependant sa largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) est plusieurs ordre de grandeurs supérieures à l'intervalle entre les modes de cavités externes mais également très largement supérieure à la fréquence des oscillations de relaxation. Il faut alors s'interroger si cette configuration est réellement celle d'un retour optique sélectif en fréquence ou si ses comportements ne sont pas identiques à ceux d'un simple retour optique conventionnel (COF) dont le miroir qui l'opère peut être considéré comme un filtre de largeur de raie infinie. L'objectif scientifique ici consiste donc à mettre en évidence le comportement FOF du système. La démarche réside dans la vérification des points de similitudes et de différences des comportements du dispositif avec FBG avec ceux rapportés dans la littérature qui correspondent à un retour optique conventionnel.

Ce chapitre se décompose comme suit : Après avoir présenté le système expérimental en mettant l'accent sur la partie diagnostique et sur les paramètres de la mesure, une étude sur le comportement en longueur d'onde sera présentée.

II. PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

II.1. LE SYSTEME A RETOUR OPTIQUE SELECTIF EN FREQUENCE (FOF)

Un banc expérimental dédié à la caractérisation expérimentale de la dynamique temporelle et spectrale de diodes lasers soumises à un retour optique provenant d'un FBG a été mis en place. Son principe est illustré (cf. *Figure 23*), il est constitué de deux parties :

- La partie Système ;
- La partie Diagnostique.

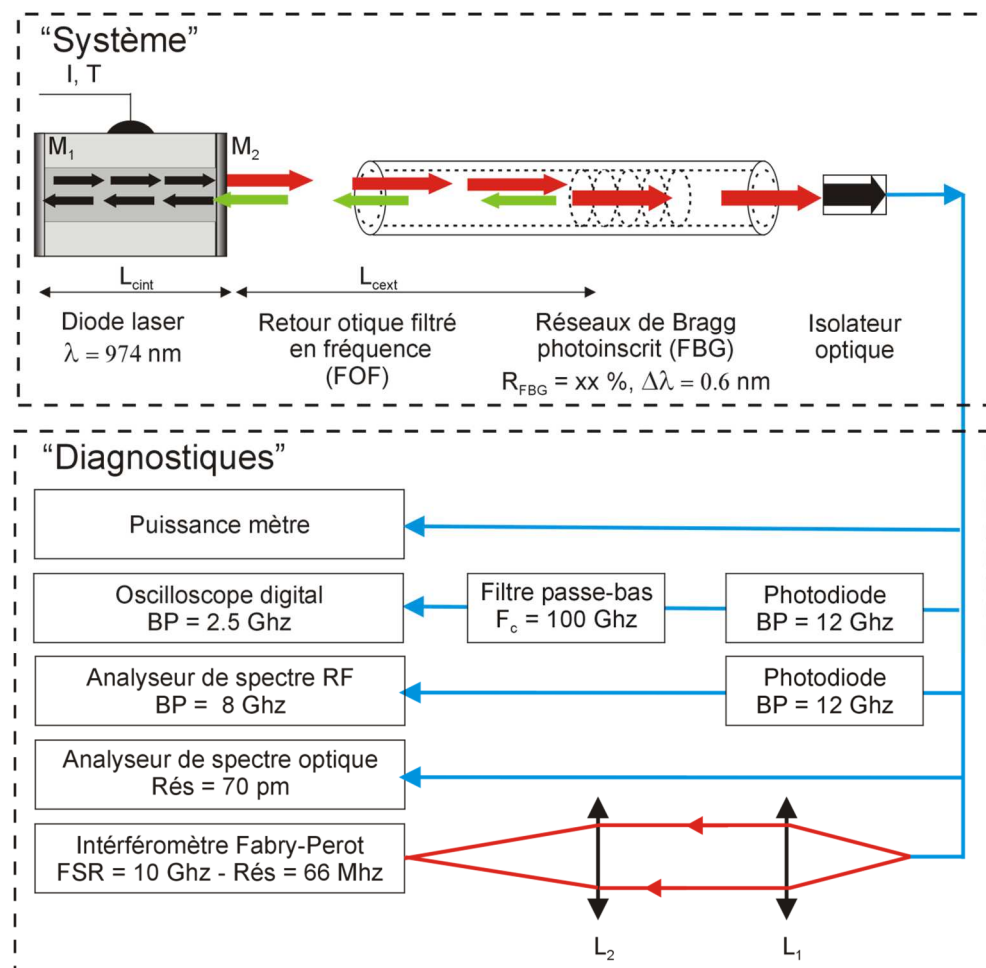


Figure 23 : Banc expérimental de caractérisation de la dynamique temporelle et d'analyse spectrale de diodes laser émettant à 980 nm soumises à un retour optique provenant d'un FBG.

II.1.1. Description du système

Le système est composé d'une diode laser fibrée à cavité Fabry-Perot multimode émettant dans la plage 970 nm- 978 nm, d'une cavité externe fibrée formée par un réseau de Bragg photo inscrit dans la fibre de sortie (cf. *Figure 24*).

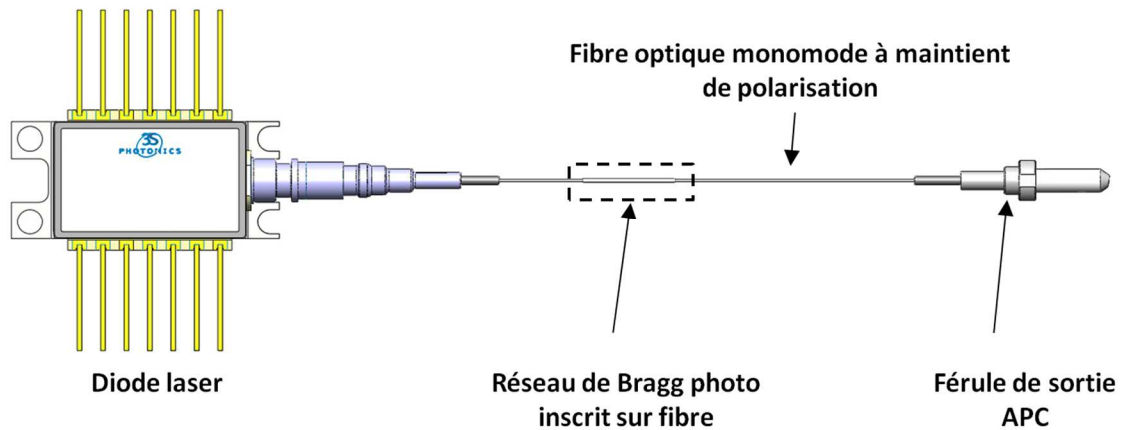


Figure 24 : Vue d'ensemble du module de pompe laser émettant à 980 nm pour l'amplification des signaux dans les systèmes EDFAs.

II.1.1.1. La diode laser isolée (sans retour optique)

La diode laser est conditionnés en module de type « Butterfly » (cf. *Figure 24*). Il s'agit d'un laser à cavité Fabry Perot, sa jonction p-n fait à la fois office de milieu amplificateur et de cavité résonante (cf. *Figure 25*). La longueur de la jonction et donc de la section active est $L_{cint} = 3,9 \text{ mm}$.

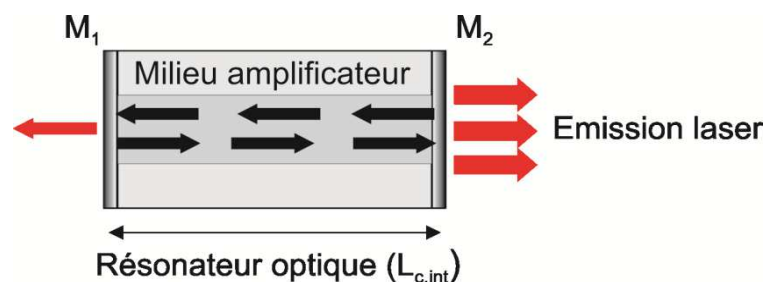


Figure 25 : Schéma de principe d'une diode laser à cavité Fabry Perot.

Le courant de seuil de la diode laser isolée $I_{th,sol}$ précédemment mesuré au chapitre I, est typiquement de 73 mA. La diode peut délivrer une puissance supérieure à 350 mW en continu (cf. *Figure 26-a*). Le spectre émis est multimode centré à 974 nm, dans une bande spectrale de 0.01 nm de largeur à mi-hauteur et un FSR d'environ 11 GHz entre deux modes longitudinaux successifs (cf. *Figure 26-b*).

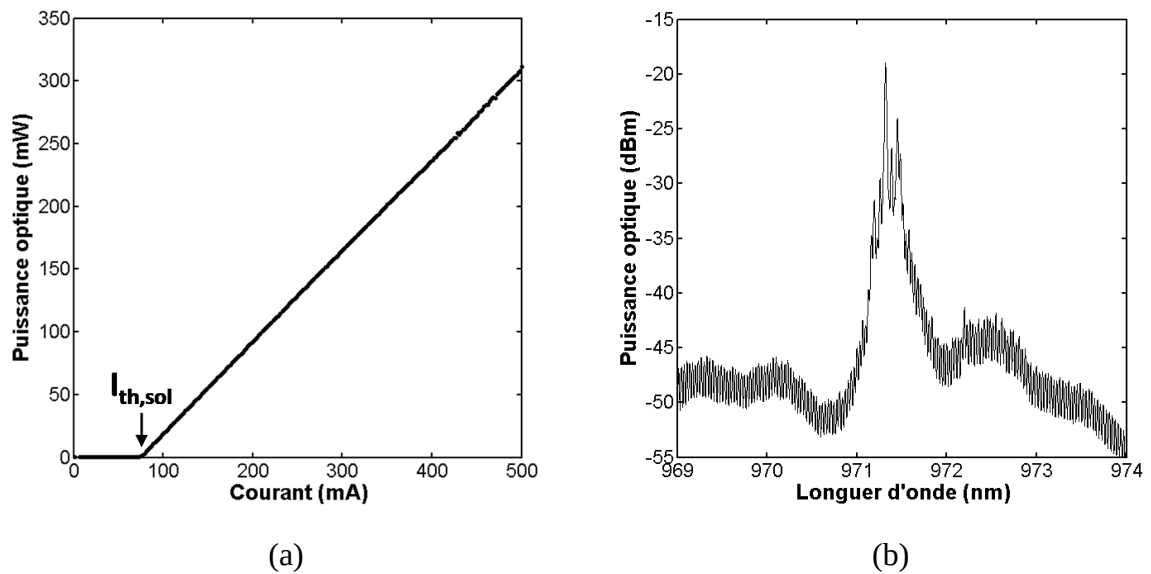


Figure 26 : Evolution de la puissance optique en fonction du courant d'électrode en (a) et spectre optique à $I = 85 \text{ mA}$ en (b) d'une diode laser émettant à 980 nm sans retour optique.

II.1.1.2. Le réseau de Bragg photo inscrit sur la fibre

Un réseau de Bragg est un réflecteur de grande qualité utilisé dans des guides d'onde tel que les fibres optiques (cf. *Figure 27*). Selon un motif microscopique, le cœur de la fibre est exposé à des rayons ultraviolets. Cette photogravure modifie de façon périodique l'indice de réfraction du cœur de la fibre permettant une sélection en longueur d'onde.

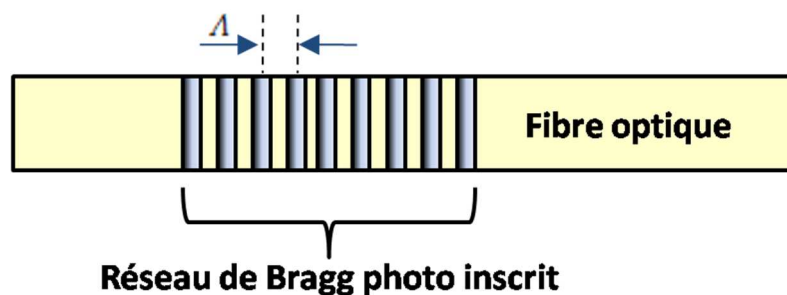


Figure 27 : Schéma d'un réseau de Bragg photo inscrit sur une fibre, λ étant le pas du réseau.

II.1.1.3. Le profil spectral

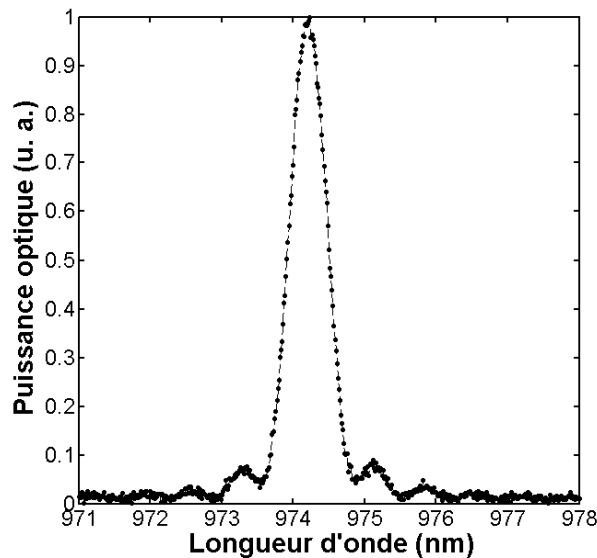


Figure 28 : Profil spectral en transmission d'un FBG centré à 974,25 nm.

La modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre confère au FBG sa principale propriété d'agir comme un filtre sélectif en longueur d'onde comme le montre (cf. *Figure 28*). L'objectif est de stabiliser le spectre émis par la diode laser de façon à obtenir plus de puissance dans la bande d'absorption de l'erbium.

La longueur d'onde centrale réfléchie est appelée longueur d'onde de Bragg pour laquelle les ondes réfléchies par les différents plans d'indice du réseau sont en phase, amenant à une réflexion maximale à cette longueur d'onde.

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda \quad (82)$$

Avec les définitions suivantes :

- n_{eff} : L'indice effectif du cœur de la fibre sans réseau ;
- Λ : Le pas du réseau.

II.1.1.4. Le coefficient de réflexion

(T. Erdogan, 1994)

Le coefficient de réflexion en puissance d'un réseau de Bragg est défini par l'équation suivante (Erdogan, 1997) :

$$r = \frac{\sinh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}L)}{\cosh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \quad (83)$$

Avec les définitions suivantes :

- κ : Le coefficient de couplage « AC ».
- $\hat{\sigma}$: Le coefficient général de l'auto-couplage « DC », dit également la constante de couplage entre les champs co-propagatif et contra-propagatif le long du réseau de Bragg.
- L : La longueur du réseau de Bragg.

Dans les expériences menées ci-après, plusieurs FBG ont été couplés à la diode laser avec différentes réflectivités, dont les profils spectraux sont représentés cf. *Figure 29*.

La lumière issue des FBGs est transmise à la partie diagnostique au travers d'un isolateur optique assurant 38 dB d'isolation. Ceci permet de s'affranchir d'éventuelles réflexions parasites issues de la partie diagnostique qui viendraient modifier la réponse de la diode laser (cf. *Figure 19*). Le montage inclut également un asservissement en température à 25°C et une alimentation réglable stabilisée en courant pilotée par un ordinateur via une liaison GPIB. Ceci permet de réaliser des mesures automatisées entre 0 mA et 500 mA par pas contrôlables.

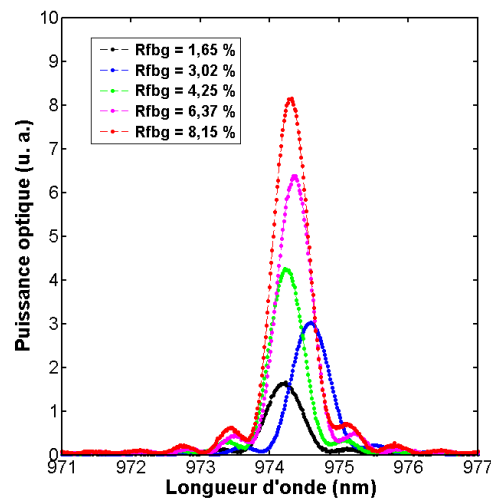


Figure 29 : Les profils spectraux des différents FBG offrant des réflectivités de 1,65 %, 3 %, 4 %, 6 % et 8 %.

II.1.1.5. La cavité externe

La longueur de la cavité externe correspond à la distance entre le miroir face avant de la diode laser M_2 (cf. *Figure 19*) et le FBG via lequel se fait le retour optique. Cette distance est appelée L_{ext} . Inclus dans les premières études sur le FOF sous la forme du temps d'aller-retour (D. Lenstra B. V., 1985) (M. Yousefi D. L., 1999), ce paramètre est très important dans la définition du comportement global d'un laser semi-conducteur. En effet, il est principalement associé à la différence de phase entre l'onde émise par la diode laser et l'onde rétro injectée. Pour des longueurs de cavité importantes (plusieurs mètres) la longueur de la cavité peut être supérieure à la longueur de cohérence des ondes émises par la diode laser. Ceci peut avoir un effet important sur la cohérence de l'émission qui n'est pas pris en compte dans le modèle de Yousefi.

II.1.1.6. Les paramètres de contrôle

Quel que soit la nature du retour optique dans une diode laser (FOF ou COF), les différents comportements dynamiques engendrés dépendent du couplage entre les paramètres de conception d'un système FOF constitué d'une diode laser couplée à un FBG pour les amplificateurs optiques EDFA. Ils ont été – pour la plupart d'entre eux - passés en revue par M. Davis et al. (M. K. Davis G. G., 2005), comme cela a été rappelé au chapitre I.

Nous rappelons ici les principaux paramètres de conception les plus importants de la diode laser) (G. Yang, 2403-2405) (D. Crawford, 2002) (R. McGowan, 2002) et du FBG (M. Achtenhagen, 2001) (M. K. Davis A. K., 2004) (Chraplyvy, 1985). Ils déterminent le fonctionnement du module de pompe laser, et permettent une émission large bande avec une instabilité en puissance et en longueur d'onde aussi faible que possible :

Aux paramètres de conceptions cités ci-dessous, s'ajoutent le courant d'injection et la température de fonctionnement du module de pompe laser, qui vont définir la plage de paramètres de contrôle associée à chaque régime de fonctionnement :

- Paramètres de conception et de contrôle de la diode laser ;
- Paramètres de l'élément sélectif en fréquence ;
- L'architecture de la diode laser ;
- Le taux de retour optique R_{fbg} ;
- La longueur de la cavité externe L_{cext} ;
- Le facteur de couplage phase-amplitude α ;
- La phase de l'onde rétro injectée ρ ;
- Le décalage en fréquence entre la fréquence centrale de la diode laser (isolée) et celle du FBG, $\Delta\omega_0$;
- Le décalage en fréquence entre la fréquence centrale du système soumis à un FOF et celle du FBG, $\Delta\omega_f$.

II.1.1.7. Le choix des paramètres

Pour les retours optiques conventionnels l'impact des paramètres de conception et/ou de contrôle sur les propriétés spectrales et dynamiques a été largement étudié. Les retours optiques sélectifs en fréquence plus récents, le sont un peu moins. Néanmoins le module de pompe laser considéré dans cette étude a fait l'objet d'études expérimentales à 3S Photonics.

En s'appuyant sur les études rapportés dans la littérature et ceux antérieures menées par 3S Photonics, l'impact de certains paramètres est relativement mieux connu que d'autres. Il s'agit notamment de :

- La température de fonctionnement T ;
- Le facteur d'élargissement de la raie spectrale α ;
- La longueur de la cavité laser L_{cint} ;
- La réflectivité du miroir face avant de la cavité Fabry Perot R_2 .

D'autres paramètres en revanche, bien qu'ayant fait l'objet d'études expérimentales, nécessitent un approfondissement. Les paramètres du « système » sur lesquels nous choisissons de nous focaliser dans cette étude sont donc a priori :

- Le courant d'électrode I ;
- La réflectivité des FBG R_{fbg} ;
- La longueur de la cavité L_{cext} .

Outre les grandeurs qui peuvent définir les axes du ou des diagrammes de stabilité, d'autres paramètres peuvent avoir un impact sur la forme du ou des diagrammes de stabilité, comme le représentée sur (cf. *Figure 30*). Il peut s'agir de :

- La largeur du profil spectral du FBG $\Delta\lambda_{FBG}$;
- Le décalage entre les différentes grandeurs fréquentielles qui rentrent en jeu dans le fonctionnement du module de pompe laser, par exemple ;
- Le décalage entre la fréquence d'émission de la diode laser seule λ_{DL} , sol et celle du FBG λ_{FBG} ;
- La fréquence des modes longitudinaux de la cavité laser λ_{cint} ;
- ou encore la fréquence des modes de la cavité externe λ_{cext} .

Ces paramètres et bien d'autres feront ultérieurement l'objet d'étude plus détaillées.

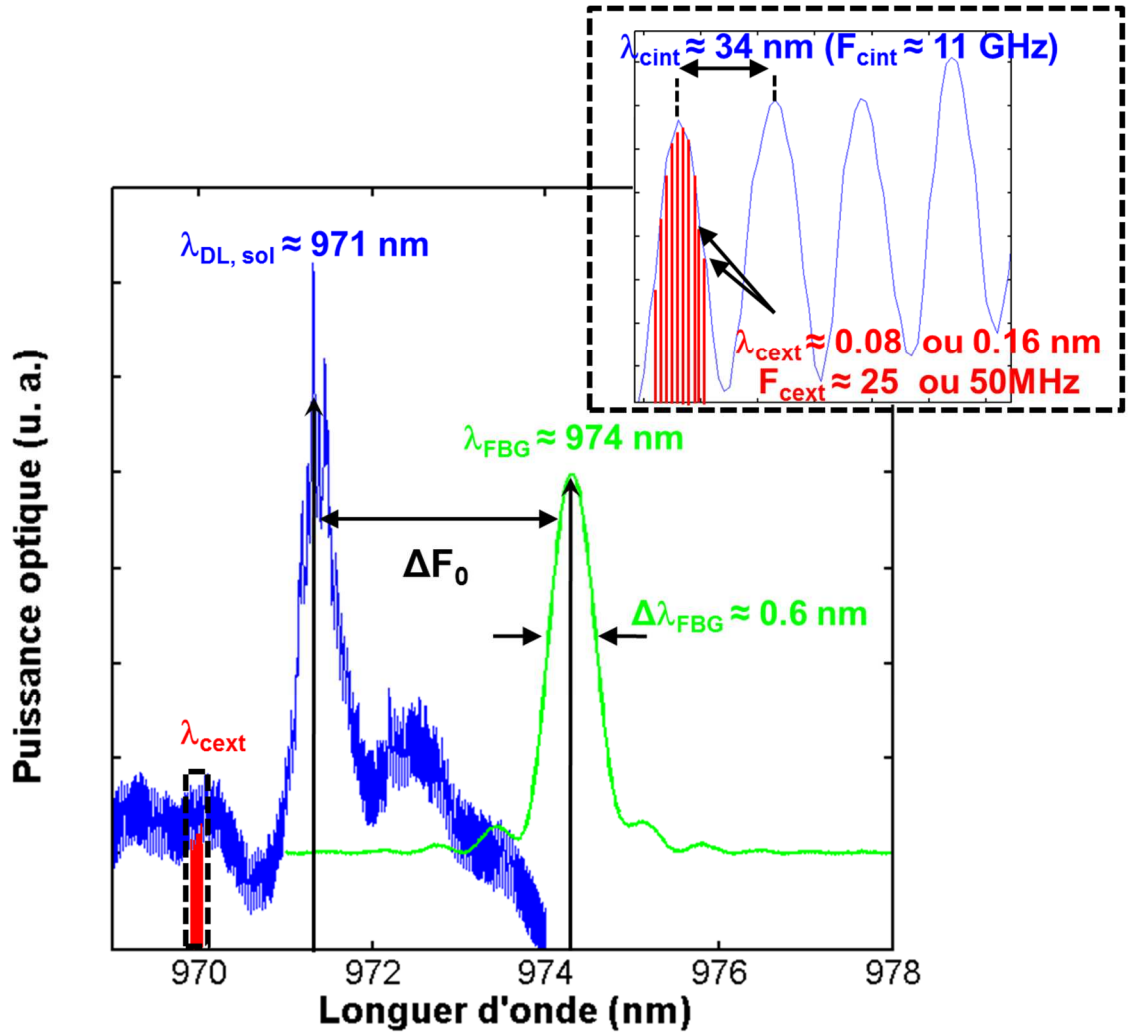


Figure 30 : Représentation schématique des grandeurs fréquentielles susceptibles d'intervenir dans le fonctionnement du module de pompe laser. $\lambda_{DL, sol}$ la longueur d'onde centrale d'émission de la diode laser isolée (en rouge), λ_{FBG} fréquence centrale du FBG (en vert), $\Delta\lambda_{FBG}$: Largeur à mi-hauteur du profil spectral du FBG, ΔF_0 : écart fréquentielle entre λ_{FBG} et $\lambda_{DL, sol}$, F_{cint} : Fréquence des modes de cavité interne de la diode laser (en bleu), F_{cext} : fréquence des modes de cavité externe (en orange) (DL+FBG) et F_{OR} : fréquence d'oscillation de relaxation (n noir).

Le tableau ci-dessous reprend les différents paramètres de courant de longueur de cavité externe et de réflectivité externe, en fonction desquelles le module de pompe laser est étudié.

I	(mA)	50 à 500				
L_{cext}	(m)	2 (F _{cext} = 50 MHz)				
		4 (F _{cext} = 25 MHz)				
R_{fbg}	(%)	1,65	3,02	4,25	6,37	8,15
λ_{FBG}	(nm)	974,20	974,59	974,25	974,35	974,30
Δλ_{FBG}	(nm)	0,6	0,63	0,57	0,58	0,6
Δλ	(GHz)	189,5290	198,8462	180,0341	183,1550	189,4901

Tableau 1: Récapitulatifs des paramètres d'étude.

L'étude expérimentale visée porte donc sur trois paramètres indépendants :

- Le courant d'injection I ;
- Le taux de retour optique R_{fbg} ;
- et la longueur de la cavité externe L_{cext} .

Ceci représente près de 4750 mesures différentes pour chacune des configurations dont plusieurs mesures temporelles, fréquentielles et spectrales sont nécessaires. Le paragraphe suivant va permettre d'en dresser la liste.

II.1.2. Description de la partie diagnostique

La partie diagnostique est constituée de cinq équipements permettant de réaliser les caractérisations nécessaires pour l'étude de la dynamique temporelle et spectrale du module de pompe laser. Nous rappelons le rôle de chaque équipement ainsi que les conditions de chaque caractérisation.

II.1.2.1. Puissance mètre

Il permet de mesurer la puissance optique moyenne en fonction du courant d'injection et ainsi d'étudier, plus communément appelé le P de I ou P(I).

II.1.2.2. Oscilloscope

Il s'agit là de la deuxième branche de diagnostic Elle permet la mesure relative de la variation de puissance instantanée et est constituée d'une photodiode de 12 GHz de bande passante connectée à un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure $f_c = 100\text{ MHz}$ et à un oscilloscope rapide de bande passante de $2,5\text{ GHz}$ échantillonnant au rythme de $20\text{ G-échantillons/s}$. Cette mesure va permettre de s'intéresser aux fluctuations temporelles de la puissance optique, plus particulièrement en présence du filtre, les fluctuations basses fréquences LFF.

Conditions :

Fenêtre temporelles	(s)	100.10^{-6}	100.10^{-3}	1	100
Fenêtre fréquentielle	(Hz)	10.10^3	10	1	0.01
Taux d'échantillonnage	(points/s)	5.10^9	5.10^6	500.10^3	5.10^3
Résolution	(s/points)	200.10^{-12}	200.10^{-9}	2.10^{-6}	200.10^{-6}
Nombre d'échantillons	(points)	500.10^3	500.10^3	500.10^3	500.10^3

Tableau 2 : Les paramètres d'étude de l'évolution de la réponse temporelle.

II.1.2.3. Analyseur de spectre RF

La troisième branche de diagnostic est constituée d'une photodiode de 12 GHz de bande passante connectée à analyseur de spectre RF de bande passante de 8 GHz au début de l'étude et 26 GHz par la suite. Il s'agit ici de mesurer avec une grande sensibilité les composantes fréquentielles des fluctuations de puissance, autrement dit l'acquisition des variations fréquentielles de la puissance optique.

Il est important de noter que l'utilisation d'un analyseur de spectre RF pour étudier les variations d'intensité lumineuse est peu fréquente pour l'analyse du comportement dynamique de diode laser soumise à un retour optique. Or un analyseur de spectre RF offre une excellente sensibilité (Jusqu'à -85 dB) puisqu'il permet l'acquisition d'un spectre hautement résolu et avec beaucoup de dynamique sur différentes fenêtres fréquentielles. Par opposition un oscilloscope, n'offre qu'une résolution limitée (CAN 10 bits soit 1024 niveaux soit au mieux 30 dB de dynamique). Il ne permet pas d'observer correctement des fluctuations d'intensité dont l'amplitude est beaucoup plus faible que la composante continue du signal mesuré.

Les mesures ont été acquises sous différentes conditions, qui portent essentiellement sur la fenêtre temporelle et la résolution d'acquisition.

Conditions :

Fenêtre fréquentielle	(GHz)	0 à 0,1	0,5 à 0,7	0 à 12	0 à 26
Taux d'échantillonnage	(KHz)	1	1	1	
Résolution	(KHz)	100 KHz	200 KHz	8.10^3	
Nombre d'échantillons	(points)	1200	1200	1200	401

Tableau 3 : Les paramètres d'étude du spectre RF.

Cette caractérisation est faite sur quatre fenêtres fréquentielle différentes :

- [0 – 100 MHz] : Cette fenêtre temporelle est choisie pour mesurer les éventuelles composantes fréquentielles correspondant aux fluctuations basses fréquences LFFs ;
- [500 – 700 MHz] : Sur cette plage de fréquence il s'agit de mesurer les modes de cavité externe ;
- [0 – 12 GHz] : Cette plage de fréquence permet de mesurer la fréquence des oscillations de relaxation et ses éventuelles harmoniques;
- [0 – 26 GHz] : Cette plage de fréquence permet de mesurer l'allure générale du spectre en fonction du courant d'injection ainsi que du taux de retour optique.

Si la mesure des fluctuations de l'intensité lumineuse peut permettre d'avoir une première série d'informations sur les comportements dynamiques d'une diode laser soumise à un retour optique, elle ne donne pas pour autant accès aux composantes en longueur d'onde mises en jeu, c'est pourquoi des analyses optiques des composantes spectrales sont indispensables.

II.1.2.4. Analyseur de spectre OSA

La quatrième branche de diagnostic est constituée de différents analyseurs de spectre optique avec une résolution comprise entre 10 et 50 pm. Il s'agit avec ces équipements d'acquérir les composantes en longueur d'onde du système étudié.

Conditions :

Résolution	(nm)	0.05	0.01
Span	(nm)	20	2
Nombre d'échantillons	(points)	501	501

Tableau 4 : Paramètre d'étude du spectre optique mesurée à l'OSA.

Deux mesures du spectre optique ont été réalisées pour chaque configuration, afin de caractériser à la fois l'évolution de la longueur d'onde centrale λ_c ainsi que l'élargissement spectral $\Delta\lambda$ en fonction des paramètres de contrôles (I , R_{fbg} , L_{cext}).

II.1.2.5. Interféromètre de Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot offre une gamme de mesure complémentaire. Elle permet des mesures intermédiaire entre celle à l'OSA qui peuvent manquer de résolution et celle e l'analyseur de spectre RF dont la plage d'étude peut parfois être limitée.

ISL	(GHz)	10
Résolution	(MHz)	66
Finesse	()	150

Tableau 5 : Paramètre d'étude du spectre optique mesurée à l'IFP.

II.1.2.6. Conclusion sur la partie équipements / diagnostic

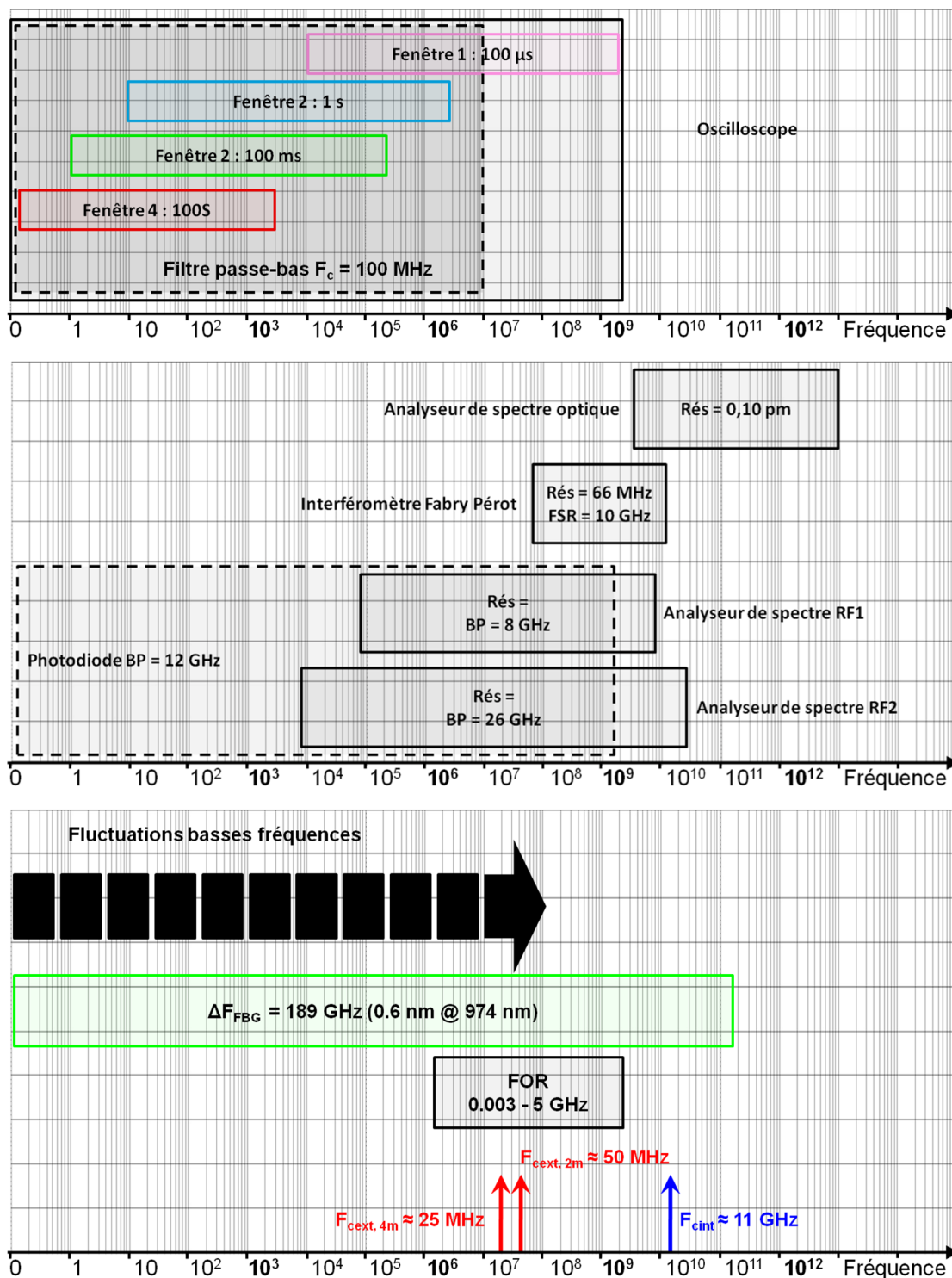


Figure 31 : Représentation schématique en fréquences des plages de mesures des différents équipements de caractérisation et d'analyse utilisés.

Sur la (cf. *Figure 31*), réalisée en trois parties nous avons présenté un récapitulatif de l'ensemble des bandes passantes, résolution des différents équipements de la partie diagnostic permettant la caractérisation des composantes temporelles, fréquentielles et spectrales du système étudié.

III. ETUDE DE LA STABILISATION EN LONGUEUR D'ONDE

L'étude de la stabilisation en longueur d'onde se décompose en deux parties. Dans un premier temps, le modèle existant dans la littérature est présenté et appliquée au système considéré. Dans un deuxième temps les résultats expérimentaux sont présentés. La juxtaposition des résultats issus des simulations et des résultats expérimentaux permettra de dresser des conclusions sur une éventuelle spécificité FOF.

III.1. THEORIE

Le modèle théorique le plus complet a été développé par Mirvais Youssefi et Dan Lenstra (M. Youssefi D. L., 1999) (M. Youssefi D. L., 2001). Il permet d'exprimer le décalage en fréquence (pulsation) du système avec retour optique FOF par rapport à la fréquence du laser seul :

Un décalage de la longueur d'onde d'émission λ_s du système DL+FOF en comparaison avec celle de la diode laser isolée λ_0 . Cet effet est exprimé (cf. (84)) ;

$$\omega_0\tau = C_{eff} \sin\left(\omega_s\tau + \sigma + \arctan\left(\frac{\omega_s - \omega_m}{\Lambda}\right)\right) \quad (84)$$

Par ailleurs l'expression de la réduction du gain au seuil dans le cas d'un retour optique est donnée par (cf. (85)) :

$$\Delta G = -\frac{\kappa_{eff}}{L} \cos(\omega_0\tau) \quad (85)$$

Avec les définitions suivantes :

- ω_0 : fréquence angulaire d'émission de la diode laser isolée ;
- τ : temps de vol dans la cavité externe formée par la diode laser et l'élément sélectif en fréquence à l'origine du retour optique sélectif en fréquence ;
- C_{eff} : un coefficient définit par (Lenstra, 1995), il traduit le coefficient de couplage qui tient compte non seulement de la cavité externe mais aussi de la fraction de lumière rétro injectée dans la diode laser par COF représenté par κ_{ext} ;
- ω_s : le système de solutions correspondant à une valeur donnée de ω_0 ;

- α : Facteur d'Henry ;
- ω_m : Fréquence angulaire centrale du filtre ;
- Λ : Pas du réseau ;
- ΔG : réduction du gain laser ;
- k_{eff} : la fraction de la lumière rétro injectée dans la diode laser, ce facteur tient compte de la sélectivité en fréquence du filtre ;
- L : la longueur de la cavité externe formée par la diode laser et l'élément sélectif en fréquence ;

La représentation graphique issue de la première équation (cf. *Figure 32-a*) est appelée « la courbe du snake ». Cette figure permet de représenter l'ensemble des solutions λ_s correspondant à une valeur donnée de λ_0 , la longueur d'onde d'émission de la diode laser isolée. A noter que nous avons choisis de tracer la courbe du snake en longueur d'onde (et non pas en pulsation) afin de faciliter la comparaison ultérieurement avec nos mesures expérimentales de spectre optique.

Cette courbe du snake présente deux particularités. Premièrement, sa forme et plus particulièrement son enveloppe. En effet dans l'équation (cf. (84)) nous avons tenu compte de la contribution du filtre qui est dans le cas notre étude est un FBG présenté en vert (cf. *Figure 30*) ce qui donne à la courbe du snake la forme particulière de son enveloppe.

Deuxièmement, le sinus de l'équation (cf. (84)) crée dans cette enveloppe une courbe de snake dont la période (en vertical sur la figure) est défini par la longueur de la cavité externe ($F_{ext} = 4,5 \text{ GHz}$ soit $L = 10 \text{ cm}$ et $\tau = 0.03 \text{ ns}$).

A noter que la longueur de cavité externe de notre système est d'environ 4 m , cependant dans le cadre de la simulation la longueur est réduite à 10 cm afin de mieux visualiser la courbe du snake à l'intérieur de l'enveloppe. Sur cette figure est représentée également la droite (trait vertical) la longueur d'onde centrale du FBG soit $\lambda_m = 974.3 \text{ nm}$.

La représentation graphique issue de la deuxième équation (cf. *Figure 32-b*) correspond à la variation du gain du système DL+FOF en fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons remarquer que le gain est minimal pour une longueur d'onde au voisinage de 974 nm . Cette longueur d'onde se situe sur le front gauche du profil spectral du FBG et non au centre du FBG. Il est donc prévu que la longueur d'onde de notre système laser tendrait vers 974 nm .

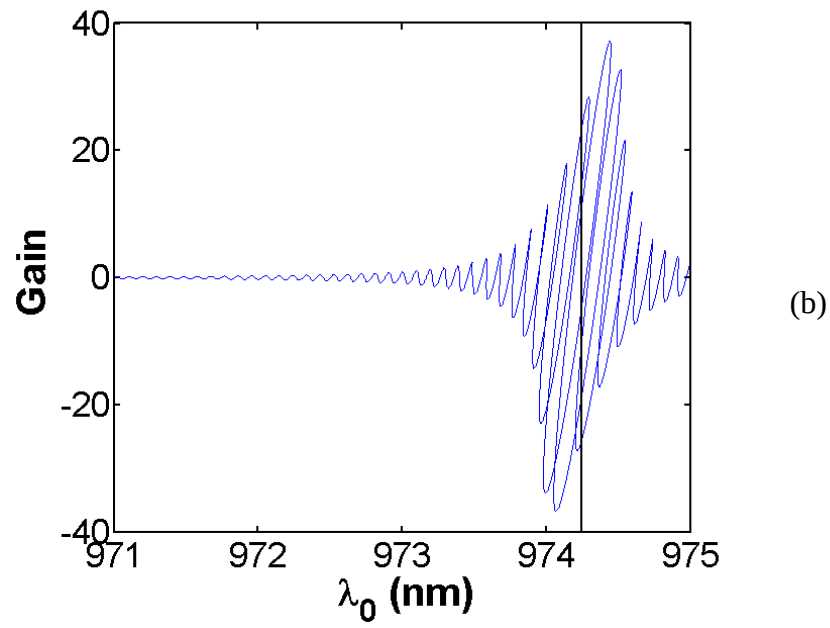
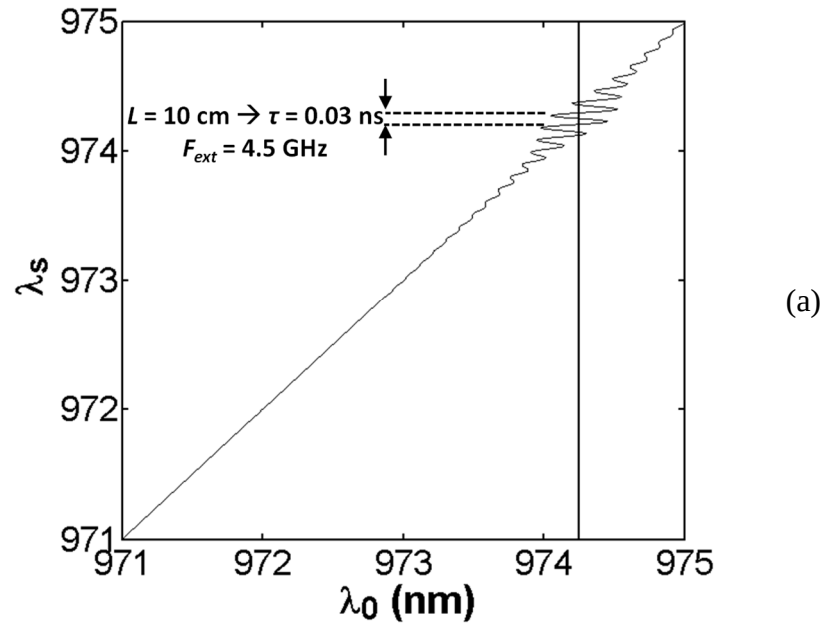


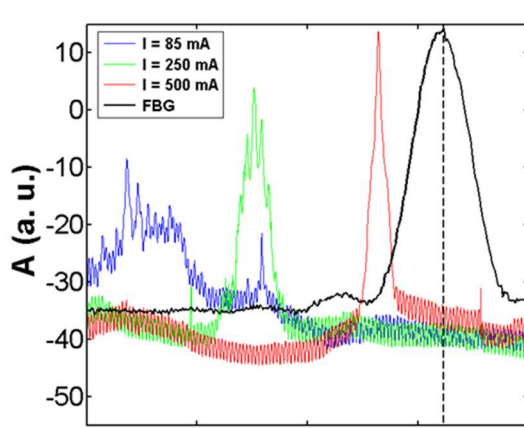
Figure 32 : La courbe du snake qui correspond à la représentation graphique de l'équation (cf. (84)).b) variation du gain en fonction de la longueur d'onde (cf. (85)).

III.2. MESURE EXPERIMENTALE DU SPECTRE OPTIQUE

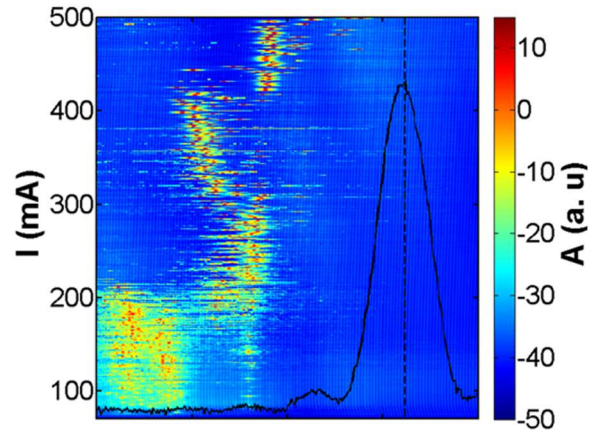
L'ensemble des figures (cf. *Figure 33*) représente les spectres optiques mesurés expérimentalement en fonction du courant. Sur les différentes figures, est tracé le profil spectral du FBG ainsi que la droite verticale noire (en pointillés) qui correspond à la longueur d'onde centrale du FBG.

Sur la *Figure 33-a*, les spectres de l'émission de la DL sans retour optique sont obtenus à 85 mA, 250 mA et 500 mA. Sur la figure 2a', les spectres sont présentés en 3D avec le courant balayé de façon systématique de 50 mA à 500 mA par pas de 1 mA. Les (cf. *Figure 33-a* et a') montrent que la longueur d'onde de la DL isolée (sans FOF) n'est pas stable. En effet, un phénomène de saut de mode longitudinal se produit pour la quasi-totalité des valeurs de courant. Plus particulièrement, l'émission de la DL isolée est manifestement multimode à partir du seuil jusqu'à 200 mA. Il faut remarquer que la DL seule a des longueurs d'onde d'émission situées largement en dehors du profil spectral du FBG avec jusqu'à plus de 2nm d'écart.

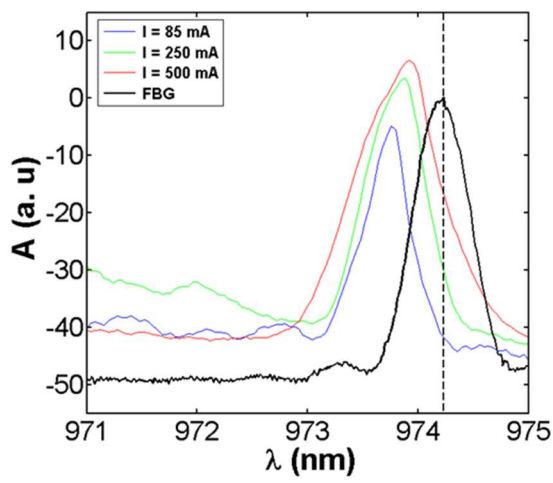
Les *Figure 33-b* et représentent les spectres optiques en 2D et en 3D, respectivement de la DL soumise à un retour optique via un FBG. Nous observons que la longueur d'onde d'émission du système (DL+FBG) évolue de façon continue en fonction du courant et qu'elle varie faiblement autour de 974 nm (à 500mA). Par comparaison la longueur d'onde centrale du profil du FBG est 974.2 nm, et la longueur d'onde d'émission de la diode laser isolée est au voisinage de 972.5 nm (à 500 mA). Ceci correspond à la longueur d'onde prévue par la simulation où la réduction de gain est minimale (ccf. *Figure 33-b*). Ce résultat corrobore parfaitement la simulation numérique (cf. *Figure 32-a*). En effet la longueur d'onde du système (DL+FBG) (974 nm à 500 mA) est située sur le front droite du profil du FBG, et correspond à celle obtenue par la simulation. Ceci est la démonstration claire de l'effet du FOF provenant d'un FBG sur les propriétés spectrales et plus particulièrement l'effet de la stabilisation de la longueur d'onde d'émission. D'autre part, un retour optique conventionnel ne saurait produire une stabilisation à une longueur d'onde aussi éloignée (2nm) du maximum de la courbe de gain.



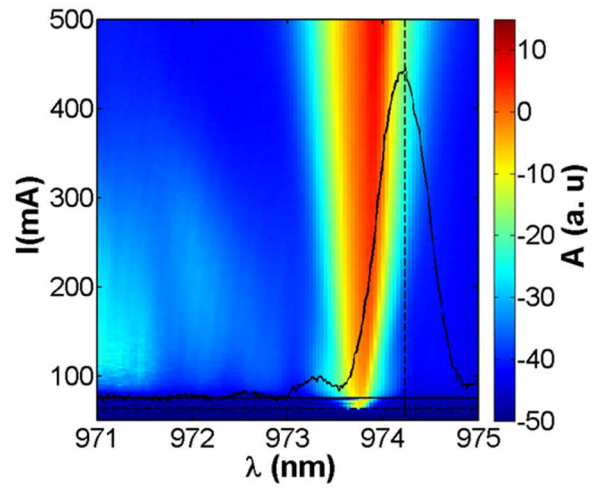
(a)



(a')



(b)



(b')

Figure 33 : a) Spectres optiques de la DL isolée sans retour optique et a') la représentation 3D avec le courant de 50 mA à 500 mA. b) Spectres optiques de la DL soumise à un retour optique via un FBG ($R_{fbg} = 1.65 \%$ et $L_{cext} = 4m$), b') représentation 3D avec le courant de 50 mA à 500 mA.

III.3. CONCLUSION

Nous avons mesuré expérimentalement le spectre optique d'une diode laser isolée et de cette même diode laser soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG. La comparaison de ces résultats expérimentaux avec ceux de la simulation numérique du modèle développée par M. Youssefi et D. Lenstra (M. Youssefi D. L., 1999) (M. Youssefi D. L., 2001) a permis de mettre en évidence un comportement qui ne peut être dû qu'à un retour optique sélectif en fréquence. En effet, le retour optique des FBG produit un effet de stabilisation en longueur d'émission de la diode laser sur le flanc du FBG et réduit voire supprime les sauts de modes longitudinaux. La stabilisation conduit à un décalage en longueur d'onde jusqu'à plus de 2nm entre la longueur d'onde d'émission du laser seul et la longueur d'onde d'émission du laser soumis au retour optique provenant du FBG. Un tel comportement est impossible à observer avec un miroir simple provoquant 'un retour optique conventionnel. L'énorme décalage de plus de 2 nm entre les longueurs d'onde de la DL sans et avec un FOF et le verrouillage en longueur d'onde sont des signatures du comportement FOF.

La démonstration d'un effet FOF y compris avec un filtre dont la largeur de raie est très large ($\Delta\nu_{FBG}=180GHz$) comparativement aux modes de cavités externes, aux oscillations de relaxation et aux modes longitudinaux, permet d'affirmer aussi bien l'originalité de l'objet scientifique étudié (le système FOF avec un FBG est bien un système FOF) que l'originalité de la démarche scientifique. En effet, aucune étude expérimentale des fluctuations basses fréquence n'est connue à ce jour dans le cas des systèmes FOF. Nous pouvons donc nous intéresser aussi bien du point de vue académique que du point de vue de la caractérisation et l'optimisation d'un système industriel (module de pompe) à l'étude des fluctuations basses fréquences (LFF) dans un système FOF (Ch. 3) ainsi qu'à l'étude des régimes dynamiques plus haute fréquence (Ch. 4).

CHAPITRE III: LES FLUCTUATIONS BASSES FREQUENCES (LOW FREQUENCY FLUCTUATIONS: LFF)

I. INTRODUCTION

Les fluctuations basses fréquences LFFs sont un concept largement étudié dans la littérature. Il a été découvert par la mesure expérimentale de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse émise par une diode laser soumise à une rétro-injection optique. Cependant la majorité des études scientifiques relatives au phénomène de LFFs, concerne des diodes lasers soumises à un COF.

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude du phénomène de LFF concernant une diode laser présentant la particularité d'être multimode d'une part et d'être soumise à un retour optique sélectif en fréquence provenant d'un FBG d'autre part. Ce type de dispositif étant très peu étudié dans la littérature, notre démarche consiste à vérifier les points de similitudes et de différences des comportements dynamiques de notre dispositif et avec ceux rapportés dans la littérature.

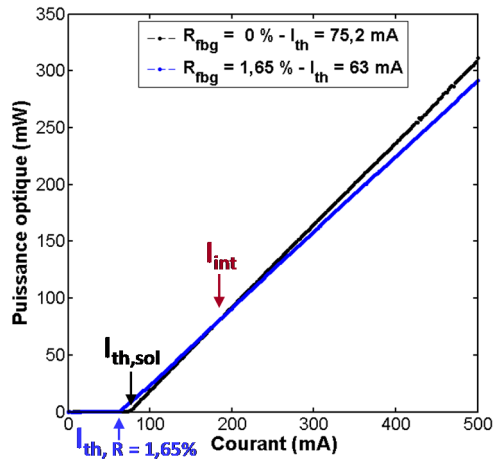
Dans cette perspective nous avons réalisé deux études expérimentales. La première concerne l'étude de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse en sortie du module de pompe laser, la plus complète possible en terme de paramètre de contrôle (courant I , taux de retour optique R_{fbg} et longueur de cavité externe L_{cext}). L'observation expérimentales de différents type de dynamiques nous a menés à développer une méthode d'analyse statistique permettant de facilement les différencier et d'en dresser une cartographie dans l'espace (I, R_{fbg}) . La deuxième étude expérimentale concerne la mesure du spectre RF dont l'analyse a permis de confirmer l'analyse temporelle.

II. RESULTATS EXPERIMENTAUX

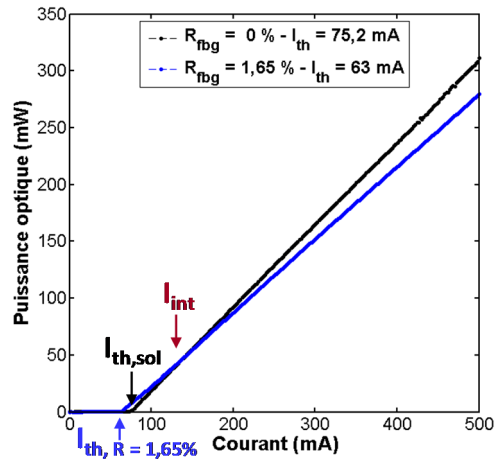
II.1. CARACTERISTIQUE P(I)

Pour chacune des configurations expérimentales mentionnées précédemment, est présenté tout d'abord la puissance optique mesurée en sortie du module de pompe laser en fonction du courant d'injection. Comme mentionné précédemment, le montage inclut un asservissement en température à $25^{\circ}\text{C} \pm 0,2^{\circ}\text{C}$ et une alimentation réglable stabilisée en courant permettant de réaliser des mesures de 50 à 500 mA avec une précision sur le courant de $\pm 1 \mu\text{A}$.

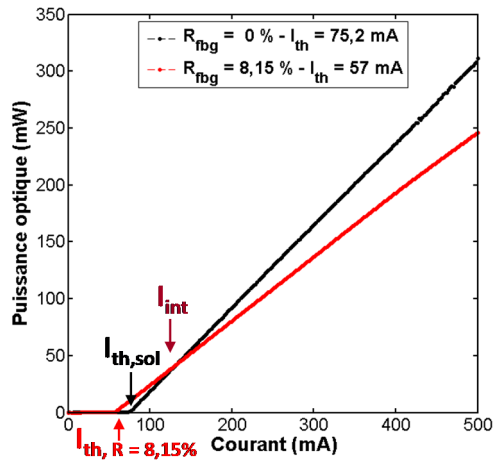
Les caractéristiques de la puissance optique en fonction du courant P(I) sont représentées ci-dessous (cf. *Figure 33*) pour des taux de retour optique $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu) et $R_{fbg} = 8,15\%$ (en rouge), aux deux longueurs de cavité externe $L_{cext} = 2\text{m}$ (à gauche) et $L_{cext} = 4\text{m}$ (à droite). De plus, la P(I) de la diode laser solitaire sans retour optique est représentée sur toutes les figures (en noir).



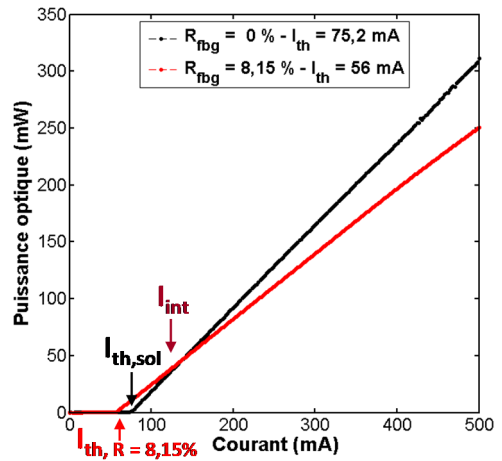
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 34 : La puissance optique en fonction du courant d'injection. (a): $L_{cext} = 2\text{ m}$, $R_{fb} = 1,65\%$. (b): $L_{cext} = 4\text{ m}$, $R_{fb} = 1,65\%$. (c): $L_{cext} = 2\text{ m}$, $R_{fb} = 8,15\%$. (d) : $L_{cext} = 4\text{ m}$, $R_{fb} = 8,15\%$.

L_{cext}	R_{fbg}	I_{th}	I_{crs}	Pente
(m)	(%)	(mA)	(mA)	
2	1,65	63	138	0,67
	8,15	57	138	0,55
4	1,65	63	148	0,63
	8,15 %	56	138	0,56
Diode isolée		75,2		0,73

Tableau 6: Les courants de seuil, de croisement, et les pentes des caractéristiques P(I).

II.1.1. Analyse 1 : caractéristique P(I) avec et sans retour optique

L'effet du retour optique sur la courbe P(I) du module (cf. *Figure 33-a*) produit les effets suivants :

- Une réduction du courant de seuil de $I_{th,sol} = 75,2 \text{ mA}$ à $I_{th, R=1,65 \%} = 63 \text{ mA}$ et $I_{th, R=8,15 \%} = 57 \text{ mA}$ soit une réduction d'environ 24 % (Sigg, 1993) (J. Osmundsen, 1983) (T. Heil, 1998) ;
- Une diminution de la pente de 23 % entre $p_{thsol} = 0,73$ à $p(R_{fbg} = 1,65 \% - L_{cext} = 2 \text{ m}) = 0,67$. Ce phénomène bien connu, a déjà été rapporté par (Peterman, 1988) (Ohtsubo, 2007) , il est dû au fait que la combinaison de la réflectivité du FBG R_{fbg} et du miroir face avant de la diode laser R_{M1} est largement supérieur R_{M1} .

Ceci produit un point de croisement ou d'intersection I_{crs} des deux courbes P(I). Il a été identifié dans la littérature comme le point qui sépare les zones de manifestations des LFFs de type drop-out et ceux de type jump-up (M. W. Pan, 1997) ;

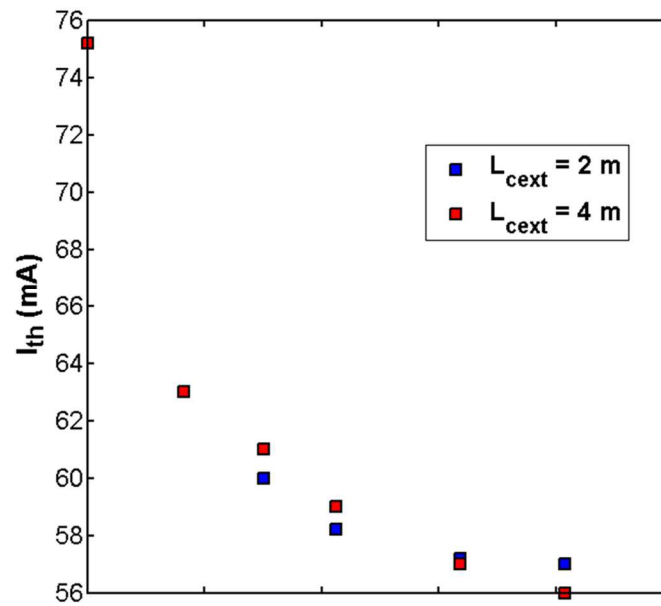
Cependant, il existe un quatrième effet du retour optique sur la courbe P(I). Il se manifeste généralement par l'apparition d'un 'kink' au niveau de la caractéristique P(I) au voisinage du courant de seuil du système (Sigg, 1993). En raison du grand intervalle de courant sur lequel les caractérisations P(I) ont été réalisée (50 à 500 mA > à 6,5 fois $I_{th,sol} = 75,2 \text{ mA}$) ainsi que du faible pas d'incrément (1 mA), ce 'kink' n'est pas observé sur les courbes P(I).

II.1.2. Analyse 2 : le courant de seuil I_{th}

Sur la courbe (cf. *Figure 33-b*) est représenté le courant de seuil de la diode laser en fonction du taux de retour optique R_{fbg} pour les deux longueurs de cavité externe $L_{cext} = 2\text{ m}$ (en bleu) et $L_{cext} = 4\text{ m}$ (en rouge). Sur la *Figure 35-b* est représenté le rapport entre le courant de seuil avec $L_{cext} = 2\text{ m}$ ($I_{th,2m}$) et $L_{cext} = 4\text{ m}$ ($I_{th,4m}$).

En fonction du taux de retour optique :

- Le courant de seuil diminue (cf. *Figure 35-a*) (M. Achtenhagen, 2001) (Sigg, 1993).
- La réduction du courant de seuil est sensiblement identique pour les deux longueurs de cavité externe (cf. *Figure 35-a*) ;
- Le rapport entre les deux courant de seuil à $L_{cext} = 2\text{ m}$ et 4 m (cf. *Figure 35-b*) atteint une valeur maximale inférieure à 2% ce qui est négligeable dans la marge d'incertitude.



(a)

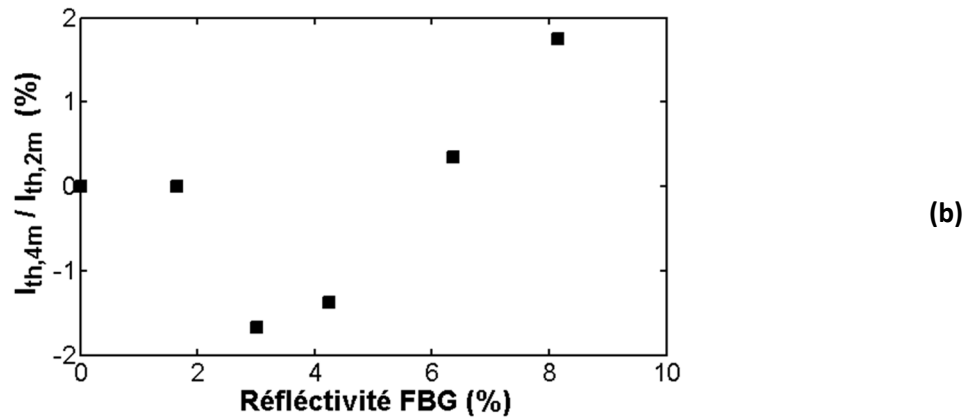


Figure 35 : (a) Courant de seuil de la diode laser en fonction de la réflectivité des FBGs pour les deux longueurs de cavité externe, $L_{cext} = 2m$ en bleu et $L_{cext} = 4m$ en rouge. (b). Rapport des courants de seuil à 2 m et 4 m.

La longueur de la cavité externe ne joue pas de rôle dans le phénomène de réduction du courant de seuil et de celle de la pente de la caractéristique P(I) de la diode laser isolée (cf. Figure 35-a).

En revanche, le taux du retour optique est vraisemblablement le paramètre à l'origine de la réduction du courant de seuil et de celle de la pente de la caractéristique P(I) du module sans retour optique.

II.1.3. Analyse 3 : le courant de croisement

Sur la Figure 36 est représenté le courant de croisement I_{crs} (I_{int} cf. Figure 34) de la diode laser en fonction du taux de retour optique R_{fbg} pour les deux longueurs de cavité externe $L_{cext} = 2 m$ (en bleu) et $L_{cext} = 4 m$ (en rouge).

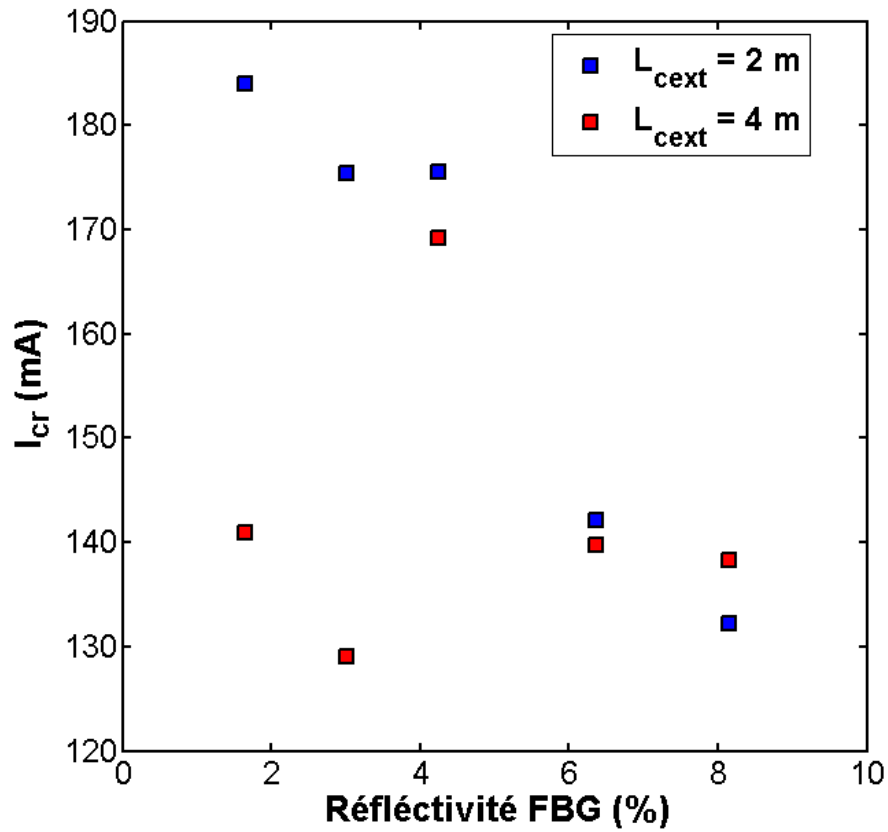


Figure 36 : Courant de croisement I_{crs} de la caractéristique $P(I)$ du module sans et avec retour optique pour les deux longueurs de cavité externe, $L_{cext} = 2$ m en bleu et $L_{cext} = 4$ m en rouge.

En fonction du taux de retour optique, le courant de croisement I_{crs} évolue différemment pour les deux longueurs de cavité externe :

- A $L_{cext} = 2$ m : La valeur de I_{crs} diminue progressivement de $R_{fbg} = 1,65$ % à $8,15$ % ;
- A $L_{cext} = 4$ m : la valeur de I_{crs} diminue entre $R_{fbg} = 1,65$ % à $3,02$ % de 141 à $129,1$ mA. I_{crs} augmente ensuite à $R_{fbg} = 4,25$ % ($I_{crs} = 169$ mA) et diminue progressivement jusqu'à $138,25$ mA à R_{fbg} à $8,15$ %.

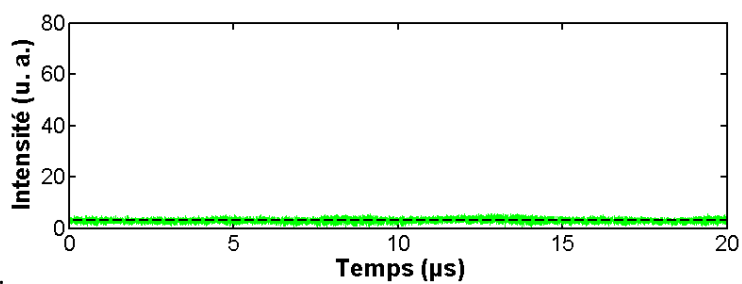
II.2. REPONSE TEMPORELLE

La dynamique temporelle du laser soumis à un retour optique peut être très complexe. C'est le cas notamment du régime de fluctuations basses fréquences (cf. Chapitre I). Dans ce paragraphe, nous cherchons à identifier et délimiter les zones d'existence de fluctuations basses fréquences en puissance optique en fonction de deux paramètres : le courant d'électrodes de la diode laser I , et la réflectivité du FBG R_{fbg} autrement dit le taux de retour optique.

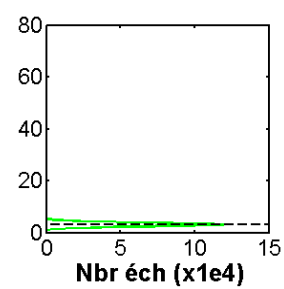
Notre démarche pour l'analyse et l'interprétation de cette mesure consiste tout d'abord à acquérir numériquement les signaux, auxquels nous appliquons dans un deuxième temps une analyse statistique. Le choix de la méthode d'analyse statistique et ses critères sera exposée au paragraphe (cf. 107II.2.1). L'application de cette analyse sur l'ensemble des mesures va permettre de dresser une cartographie d'existence des LFFs.

Sur les *Figure 37* *Figure 38* sont représentés, les résultats des mesures expérimentales de l'évolution temporelles de la puissance optique :

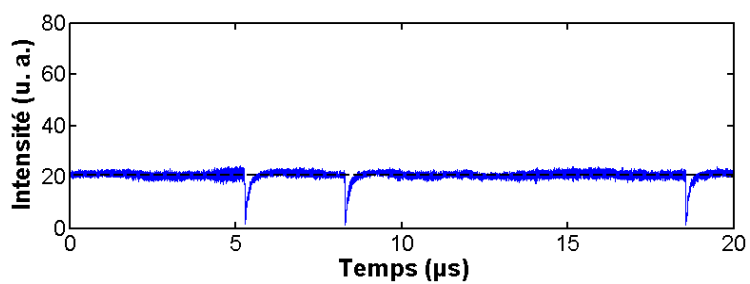
- D'un module de pompe laser avec un taux de retour optique de $R_{fbg} = 1,65 \%$;
- Pour les deux longueurs de cavité externe $L_{cext} = 2$ et 4 m ;
- En fonction du courant d'électrodes $I = 75, 85, 110, 400$ et 480 mA ;
- Zoom sur $20 \mu s$ de la mesure sur une fenêtre de $100 \mu s$. A chaque signal correspond un histogramme qui traduit la distribution des valeurs en amplitude atteintes pour chacune des séries temporelles.



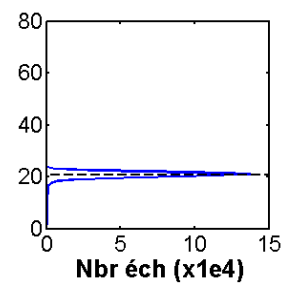
(a)



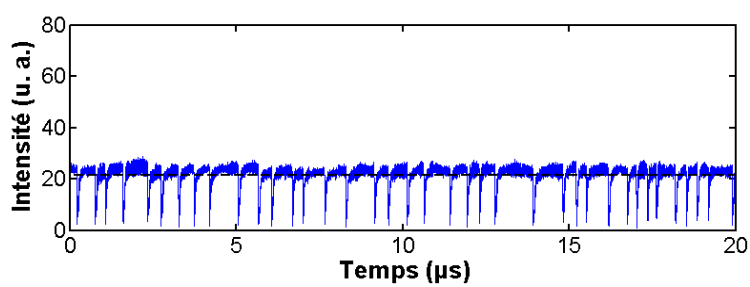
(a')



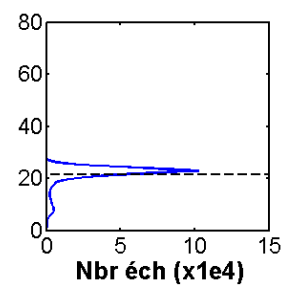
(b)



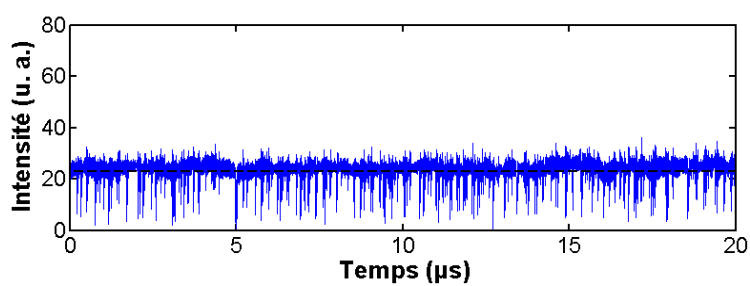
(b')



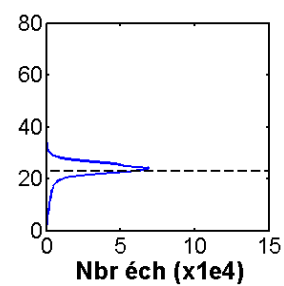
(c)



(c')



(d)



(d')

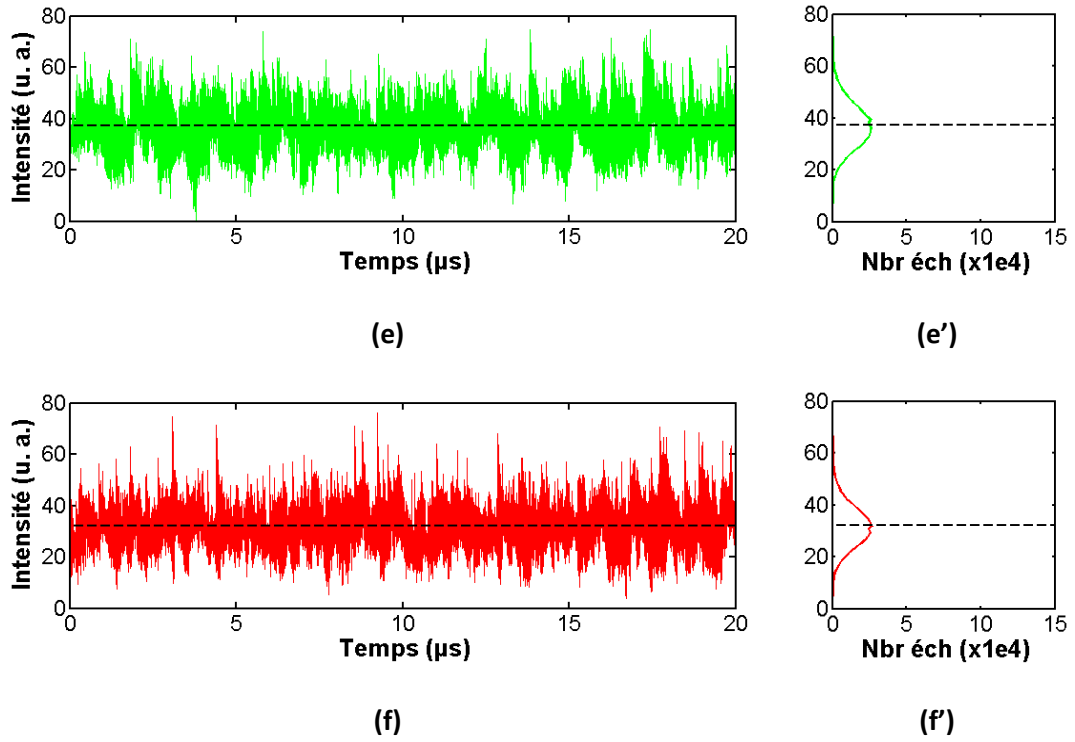
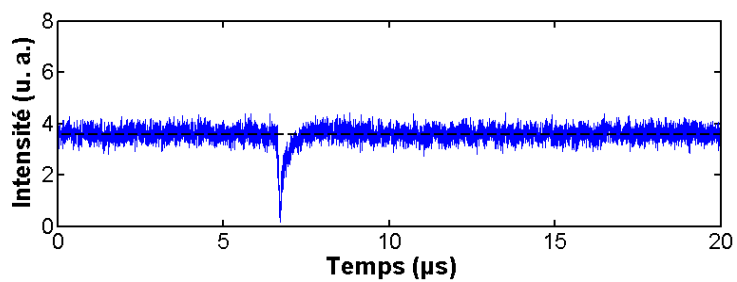
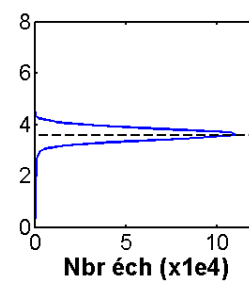


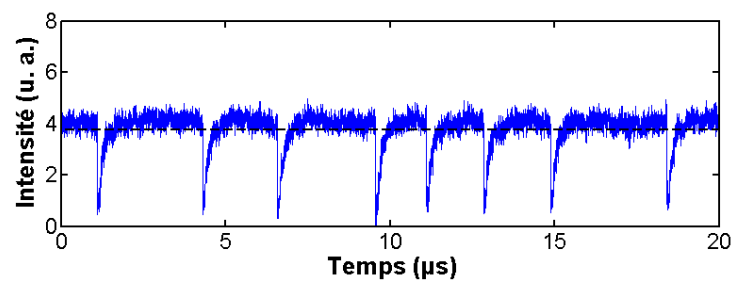
Figure 37 : Mesures expérimentales de la réponse temporelle et de la distribution en amplitude en fonction du courant d'un module de pompe laser avec $R_{fbg} = 1,65 \%$, $L_{cext} = 2m$, $I_{th, sol} = 75 \text{ mA}$. (a) $I = 75 \text{ mA}$, (b) $I = 85 \text{ mA}$, (c) $I = 110 \text{ mA}$, (d) $I = 210 \text{ mA}$, (e) $I = 400 \text{ mA}$ et (f) $I = 480 \text{ mA}$.



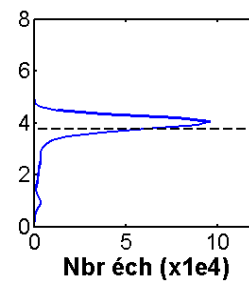
(a)



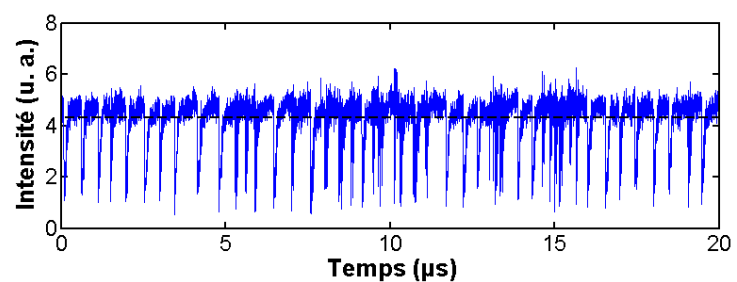
(a')



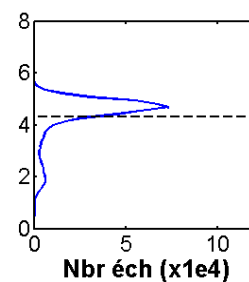
(b)



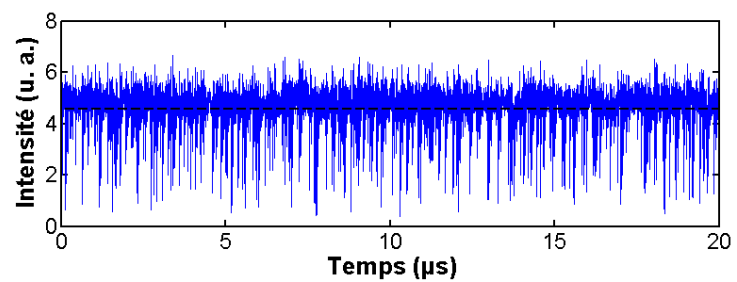
(b')



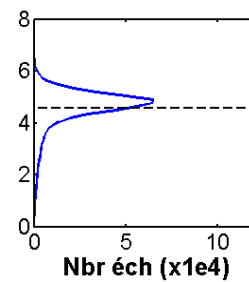
(c)



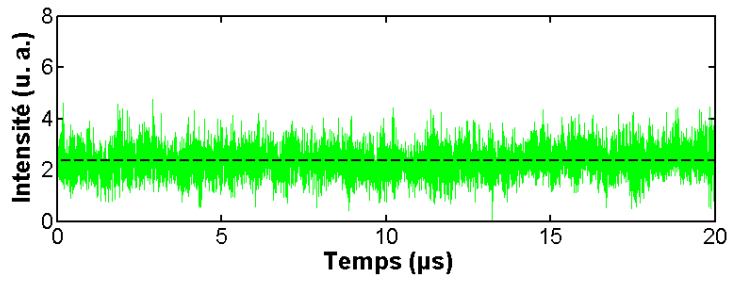
(c')



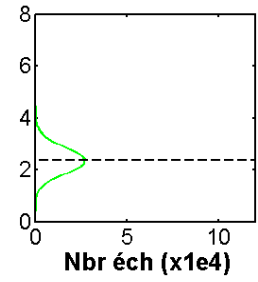
(d)



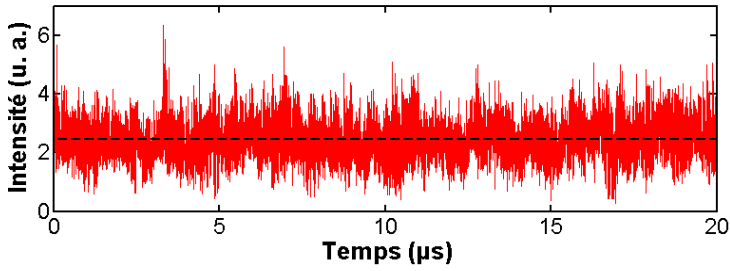
(d')



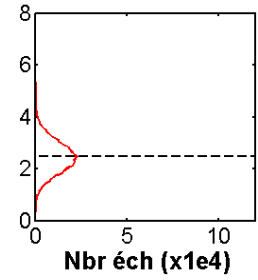
(e)



(e')



(f)



(f')

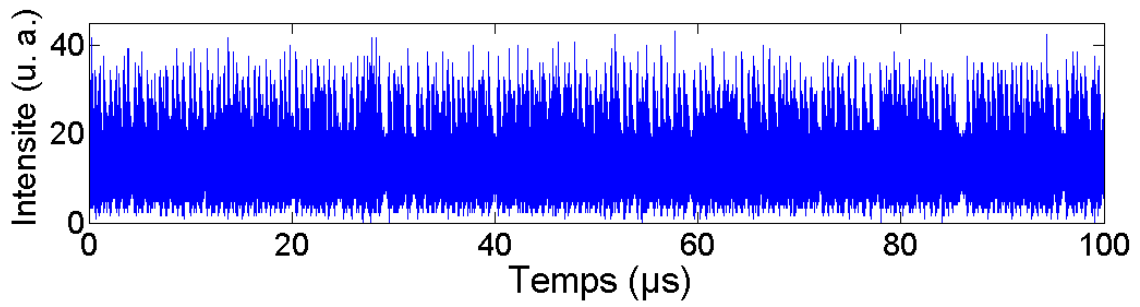
Figure 38 : s expérimentales de la réponse temporelle et de la distribution en amplitude en fonction du courant d'un module de pompe laser avec $R_{fbg} = 1,65 \%$, $L_{cext} = 4 \text{ m}$, $I_{th, sol} = 75 \text{ mA}$. (a) $I = 75 \text{ mA}$, (b) $I = 85 \text{ mA}$, (c) $I = 110 \text{ mA}$, (d) $I = 210 \text{ mA}$, (e) $I = 400 \text{ mA}$ et (f) $I = 480 \text{ mA}$.

II.2.1. Pourquoi filtrer la réponse temporelle ?

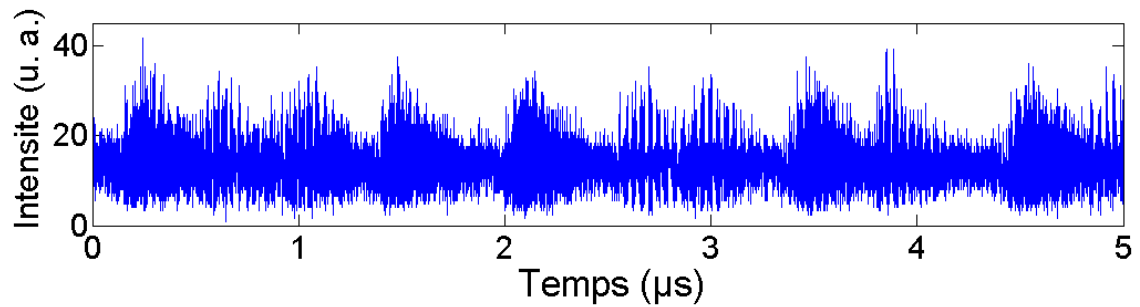
Il s'agit dans ce paragraphe, d'expliquer l'intérêt de filtrer le signal de la réponse temporelle mesuré à l'oscilloscope en utilisant un filtre passe bas avec une fréquence de coupure $f_c = 100 \text{ MHz}$. En effet, comme illustré (cf. Figure 39-a), la réponse temporelle mesurée à la sortie du module de pompe laser « pleine bande passante – sans filtre » correspond à un signal dont la variation de la puissance instantanée en l'état ne présente aucun pics ayant les mêmes caractéristiques que les LFF de type drop-out tels qu'ils sont définis dans la littérature (T. Heil, 1998) (A. K. D. Bosco, 2012).

Afin de mettre en évidence ces pics d'extinction partielle de la lumière, nous avons suivi la même démarche expérimentale que celle de Heil et al. (T. Heil, 1998) en ajoutant à notre chaîne de mesure un filtre passe bas, en gardant à l'esprit que ce dernier ne doit pas filtrer la fréquence de la cavité externe soit $L_{cext} = 2 \text{ m}$ ($F_{cext} = 50 \text{ MHz}$) et $L_{cext} = 4 \text{ m}$ ($F_{cext} = 25 \text{ MHz}$).

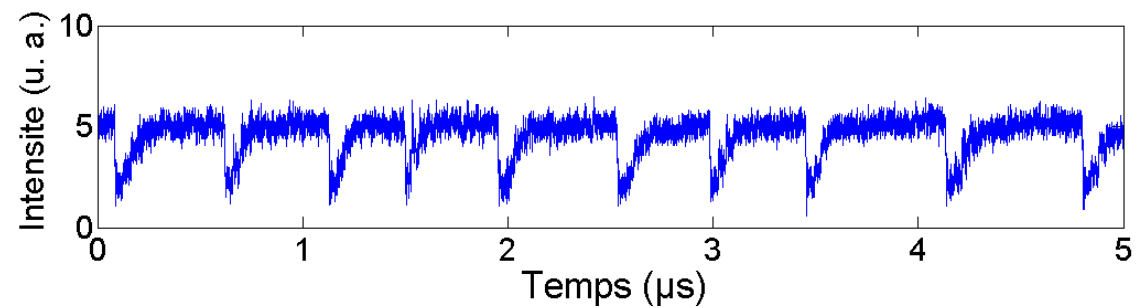
A l'issue d'une série de mesure expérimentale de la réponse temporelle en utilisant des filtre passe-bas de différentes valeurs de fréquence de coupure $f_c = 60 ; 80 \text{ et } 100 \text{ MHz}$, le choix du filtre s'est arrêté sur celui de $f_c = 100 \text{ MHz}$. En effet, comme illustré (cf. Figure 39-c), le signal est marqué par l'apparition de pics ayant les mêmes caractéristiques que les LFF de type drop-out.



a)



b)



c)

Figure 39 : a) Réponse temporelle $I = 110 \text{ mA}$ sur une fenêtre de $100 \mu\text{s}$, sans filtre. b) Réponse sur $5 \mu\text{s}$ de la mesure sur une fenêtre de $100 \mu\text{s}$, sans filtre. c) Réponse sur $5 \mu\text{s}$ de la mesure sur une fenêtre de $100 \mu\text{s}$, avec filtre 100 MHz.

II.2.2. Analyse temporelle

Nous considérons tout d'abord les réponses temporelles de la *Figure 37* correspondant à une longueur de cavité externe $L_{\text{cext}} = 2 \text{ m}$ et un taux de retour optique de $R_{\text{fbg}} = 1,65 \%$. En augmentant le courant d'électrodes, il est possible de distinguer trois comportements dynamiques différents :

➤ A faible courant ($I = 75, 85$ et 110 mA)

- Les séries temporelles sont marquées par l'apparition de pics ayant les mêmes caractéristiques que les LFF de type drop-out tels qu'ils sont définis dans la littérature (T. Heil, 1998) (A. K. D. Bosco, 2012). Ils correspondent à l'extinction partielle de l'intensité lumineuse (G Huyeta, 1998);
- Chaque pic est suivi par un rétablissement progressif de l'intensité lumineuse qui se fait par paliers;
- la durée de chaque pallier Δt_p est en lien avec le temps de d'aller/retour t dans la cavité externe (T. Heil, 1998). En effet, Δt_p est en moyenne de 16 ns et 33 ns ce qui correspond respectivement à des longueurs de cavité externe d'environ 2 m et 4 m (Figure 40). Cette figure représente un zoom sur 1 μ s de la réponse temporelle (mesurée sur 100 μ s) ;
- Chaque drop-out a une durée moyenne d'environ $\Delta t = 0,5$ μ s et $0,6$ μ s respectivement pour $L_{cext} = 2$ m et 4 m. La période moyenne d'apparition des pics est estimée expérimentalement jusqu'à 6 μ s à $L_{cext} = 2$ m et plus de 13 μ s à $L_{cext} = 4$ m. Cela met en évidence la relation qui existe entre les LFFs et la longueur de la cavité externe (A. K. D. Bosco, 2012).

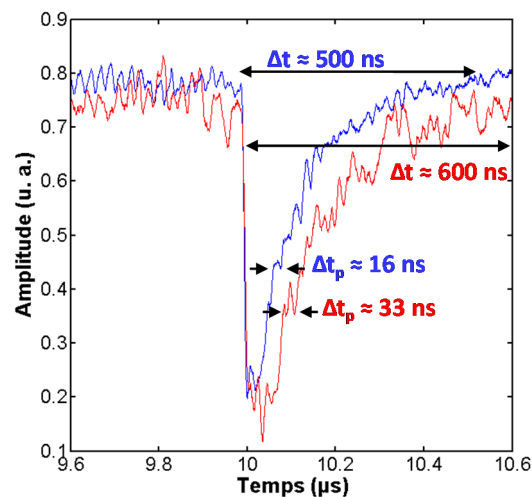


Figure 40 : Zoom sur 1 μ s de la mesure expérimentale de l'évolution temporelle de la puissance optique en fonction de la longueur de cavité externe, en bleu $L_{cext} = 2$ m, en rouge $L_{cext} = 4$ m.

II.2.2.1. Pseudo-période moyenne des drop-out

L'étape suivante consiste à étudier l'évolution de la pseudo-période entre les drop-outs Δt_m . La démarche scientifique adoptée consiste à appliquer un traitement numérique sur le fichier de mesure. Ce traitement en plusieurs étapes consiste à détecter les pics d'extinction (drop-out) à mesurer les intervalles de temps entre pics d'extinction et à en calculer la moyenne.

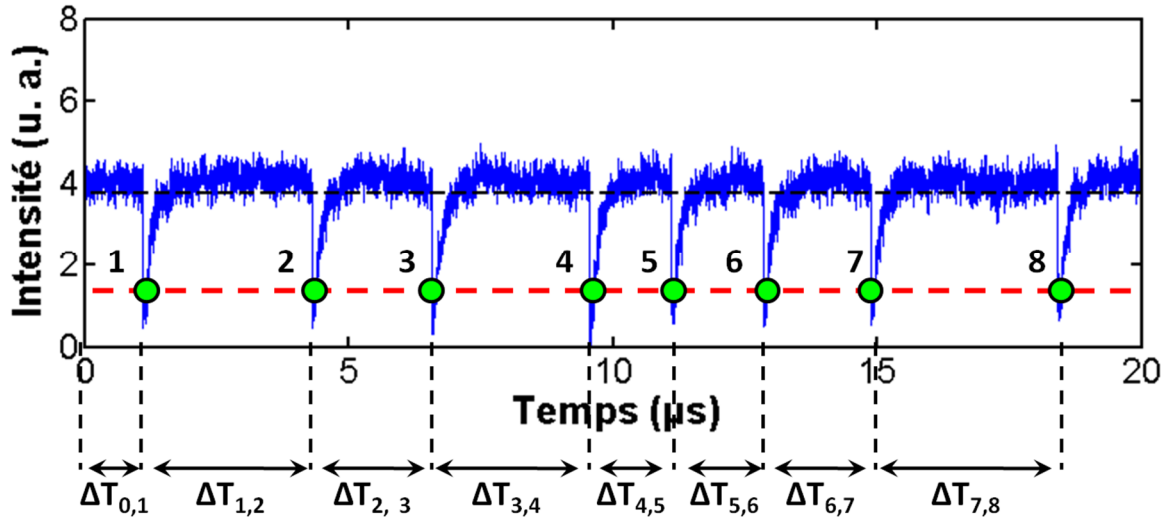


Figure 41 : Principe de la méthode de calcul de la pseudo-période des drop-out.

Il apparait clairement comme cela a été rapporté dans la littérature que la durée entre deux drop-out successifs n'est pas périodique, et à défaut de période c'est la valeur moyenne de l'écart entre deux drop-out qui fait office de pseudo-période.

Pour identifier les pics d'extinction numériquement, il s'agit tout d'abord de déterminer en fonction des observations expérimentales d'un seuil d'analyse à 30 % de l'intensité maximale du signal temporel à un courant donné. Ce seuil de 30 % est représenté par une droite en pointillé rouge (cf. Figure 41). Ensuite il s'agit d'identifier les points d'intersection entre la droite rouge et le signal (les huit points en vert). Chaque point d'intersection représente ainsi un drop-out. Le temps entre deux points d'intersection est mesuré. Il s'agit là de la période entre deux drop-out successifs. Enfin, nous calculons le rapport entre la somme de la totalité des périodes mesurées et le nombre de pics d'extinctions drop-out est calculé, ce qui permet d'avoir une estimation de la pseudo-période moyenne du signal, soit :

$$\Delta T_m = \left(\frac{\Delta T_{0,1} + \Delta T_{1,2} + \Delta T_{2,3} + \Delta T_{3,4} + \Delta T_{4,5} + \Delta T_{5,6} + \Delta T_{6,7} + \Delta T_{7,8}}{8} \right) \quad (86)$$

La courbe (cf. *Figure 42*) représente l'évolution de la pseudo-période des drop-outs en fonction du courant d'injection pour les deux longueurs de cavité externe. Elle évolue en deux étapes. Elle augmente à partir du courant de seuil de la diode laser avec retour optique

- $I_{th, Rfbg} = 1,65\% = 63 \text{ mA}$ (indiqué par la lettre A pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$ et A' pour $L_{cext} = 4 \text{ m}$) pour atteindre une valeur maximale au voisinage du courant de seuil de la diode laser isole $I_{th, sol} = 75,2 \text{ mA}$ (indiqué par la lettre B pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$ et B' pour $L_{cext} = 4 \text{ m}$).
- A partir de $I_{th, sol} = 75,2 \text{ mA}$, la pseudo-période moyenne elle diminue jusqu'à atteindre une valeur inférieure à $1 \mu\text{s}$ à $I = 115 \text{ mA}$ (indiqué par la lettre C pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$ et C' pour $L_{cext} = 4 \text{ m}$).

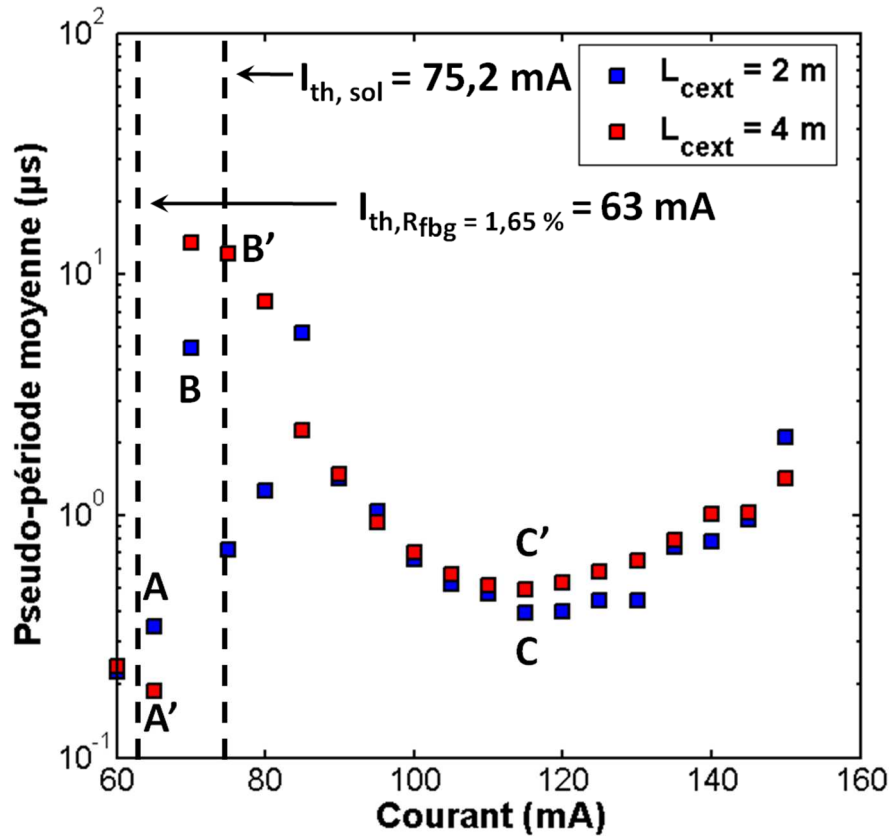


Figure 42 : Pseudo-période moyenne des drop-outs en fonction du courant d'électrode pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$ (en bleu) et $L_{cext} = 4 \text{ m}$ (en rouge) à $R_{fbg} = 1,65\%$ - $I_{th} = 63 \text{ mA}$ et $I_{th, sol} = 75,2 \text{ mA}$.

Il est important de remarquer que les pics d'extinction sont difficilement discernables au-delà de 110 mA car leur période tend vers l'intervalle de temps entre deux échantillons de mesures c'est à dire l'inverse de la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope. Au-delà de 115 mA , la pseudo période des fluctuations basses fréquences perd sa signification.

➤ A moyen courant moyen ($I = 200\text{ et }400\text{ mA}$)

Les séries temporelles sur l'intervalle de courant ($200\text{mA}-400\text{mA}$) sont caractérisés par une distribution gaussienne qui traduit la fin de l'apparition des pic d'extinction (LFFs de type drop-out).

➤ A fort courant ($I > 400\text{ mA}$)

Les séries temporelles sont marquées par des pics d'augmentation de la puissance lumineuse qui se traduit par des impulsions vers le haut. Ce comportement étant obtenu à fort courant (plus de 6 fois le courant de seuil $I_{th, sol} = 75\text{ mA}$) laisse penser que ces impulsions correspondent à des LFFs de type jump-up (M. W. Pan, 1997) (A. K. D. Bosco, 2012). Contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature, les LFF de type jump-up mesurées, ne représentent aucune régularité quant à leur fréquence d'apparition.

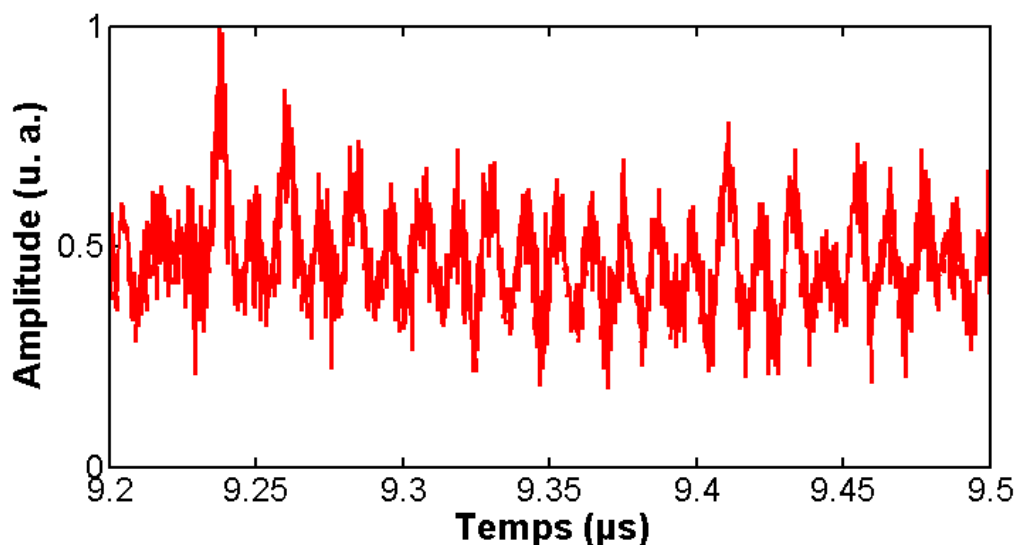


Figure 43 : Zoom sur 300 ns d'une mesure expérimentales d'une réponse temporelle sur 100 µs d'un module de pompe laser avec $I = 480\text{ mA}$, $R_{fbg} = 1,65\%$, $L_{cext} = 4\text{ m}$.

II.2.2.2. Distribution de l'amplitude des séries temporelles

Dans le paragraphe précédent deux types de comportements peuvent être distingués : soit des pics d'extinction partielle, (drop-out) soit par des pics d'augmentation de l'intensité (jump-up). Les signaux ne sont pas identifiables qualitativement uniquement sur la base de leur allure. De plus une méthode compatible avec un traitement automatique de signaux en grand nombre est indispensable pour rester compatible avec une approche industrielle. C'est pourquoi il est important de mettre au point des méthodes et des critères d'analyse sur la base d'outil mathématiques relativement simples et compatibles avec les méthodes numériques. Les histogrammes de distribution peuvent constituer une approche intéressante. Il est proposé ici une méthode d'analyse basé sur l'étude des distributions de l'amplitude des signaux.

L'histogramme en amplitude de chaque signal (cf. *Figure 37* et *Figure 38*) laisse apparaître trois types de distribution :

- une distribution gaussienne (cf. *Figure 44-b*) ;
- une distribution non gaussienne décalée vers le haut par rapport au mode de la distribution (cf. *Figure 45-b*) ;
- une distribution non gaussienne décalée vers le bas par rapport au mode de la distribution (cf. *Figure 47-b*).

Rappelons que le mode d'une distribution est la valeur en amplitude qui revient le plus fréquemment dans le signal. C'est la valeur centrale de la classe qui a le plus grand nombre d'échantillons.

A partir de ces observations, une analyse numérique via Matlab a été réalisée, en appliquant la démarche suivante. Cette méthode peut se décomposer comme suit :

- Méthode d'analyse statistique ;
- Mesurer l'évolution temporelle du signal ;
- Calculer la distribution en amplitude sous la forme d'un histogramme par exemple.
- Identifier le mode de la distribution ;
- Calculer l'étendu en amplitude des classes dont la valeur de l'amplitude est inférieure à celle du mode appelée N_{down} ;
- Calculer l'étendu en amplitude des classes dont la valeur de l'amplitude est supérieure à celle du mode appelée N_{up} ;

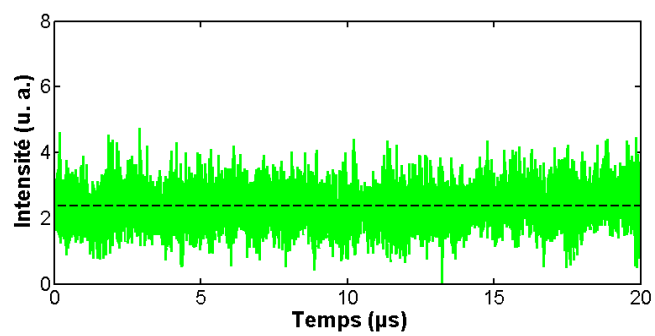
- Calculer la différence ΔN entre N_{down} et N_{up} ;
- Coder en couleur ΔN .

Remarque : Une méthode similaire basée sur la comparaison entre moyenne et médiane existe.

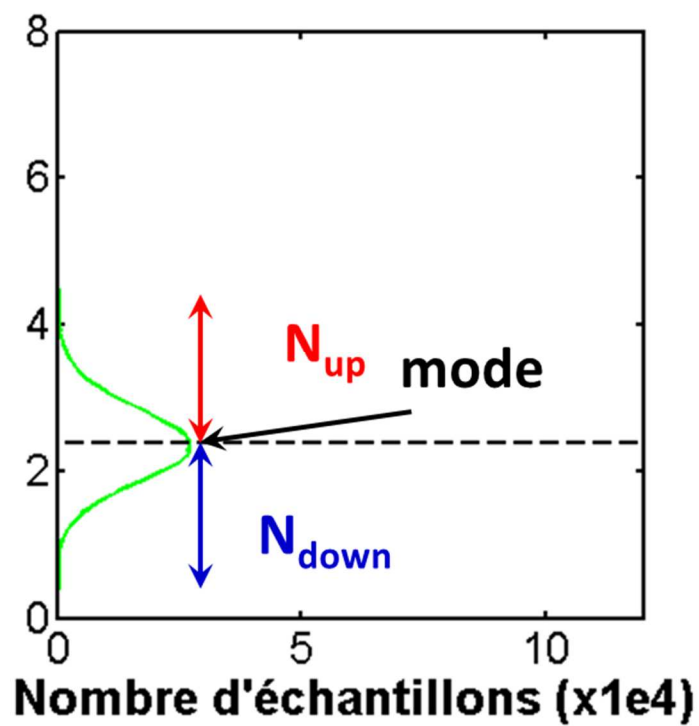
II.2.2.2.1 Distribution gaussienne

Cette distribution est observée généralement pour :

- des valeurs de courant d'électrodes au voisinage du courant de seuil de la diode laser isolée soit $I_{th, sol} = 75,2 \text{ mA}$;
- des valeurs inférieures à I_{th} ($R_{fbg} = 1,65 \%$) = 63 mA ;
- ainsi qu'à de fort courant $I = 430 \text{ mA}$;



(a)



(b)

Figure 44 : Mesure expérimentale d'une réponse temporelle correspondant à une distribution gaussienne $\Delta N = N_{up} - N_{down} = 0$.

II.2.2.2.2 Distribution «décalée vers le haut »

La distribution n'est plus gaussienne. Elle est décalée vers le haut par rapport au mode (cf. *Figure 45*) et est éventuellement bimodale (cf. *Figure 46*). Ceci qui correspond aux pics d'extinction partielle de la puissance (drop-out). L'étendue des classes dont la valeur de l'amplitude est inférieure N_{down} à celle du mode est plus élevée que celui des classes dont la valeur de l'amplitude est supérieure N_{up} , et $\Delta N < 0$. Lorsque la distribution est bimodale le signal présente clairement des drop-out dont la fréquence d'apparition est plus grande.

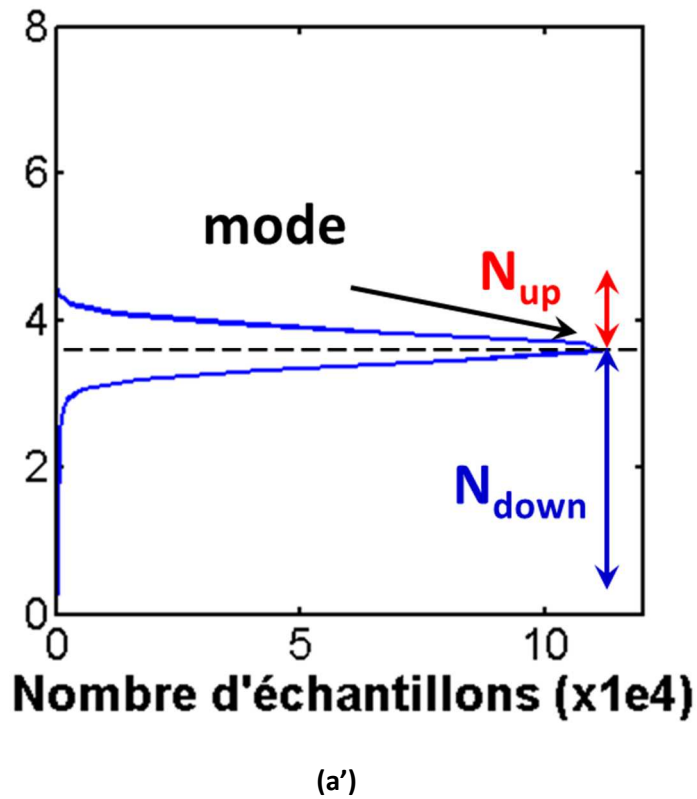
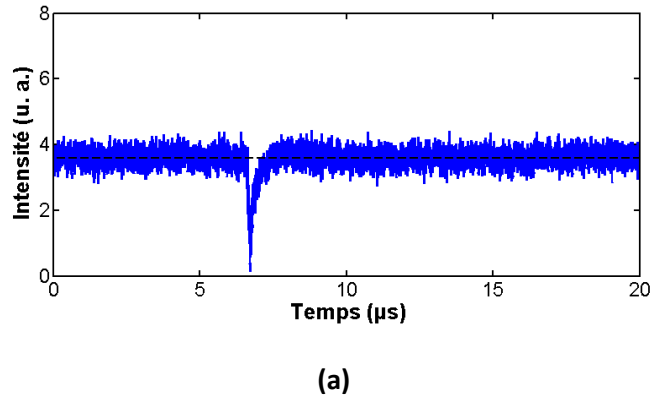
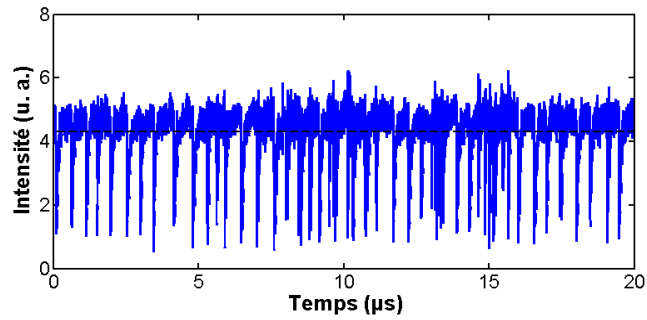
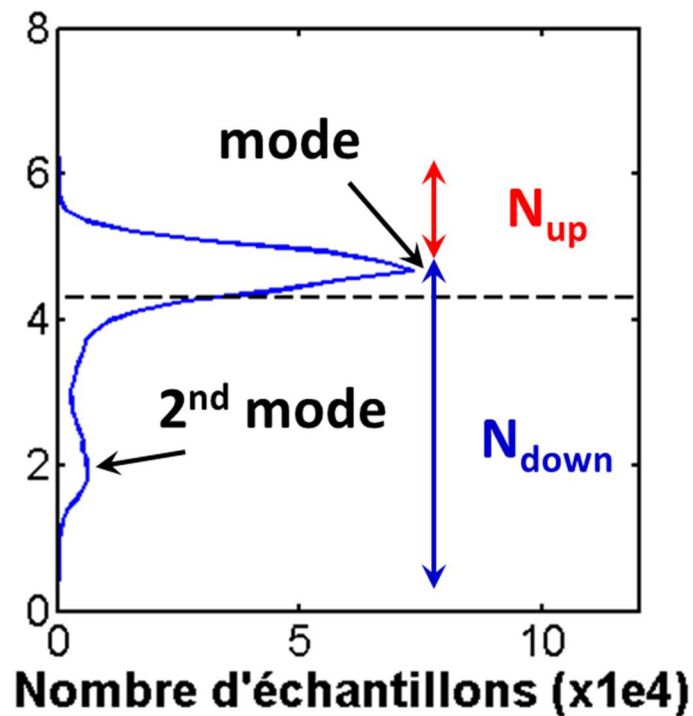


Figure 45 : Mesure expérimentale d'une réponse temporelle correspondant à une distribution décalée vers le haut avec $\Delta N = N_{up} - N_{down} < 0$.



(a)

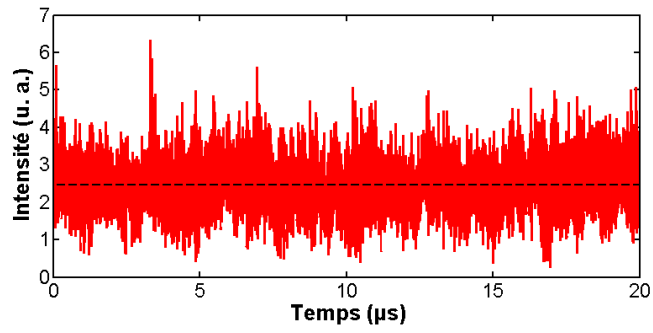


(a')

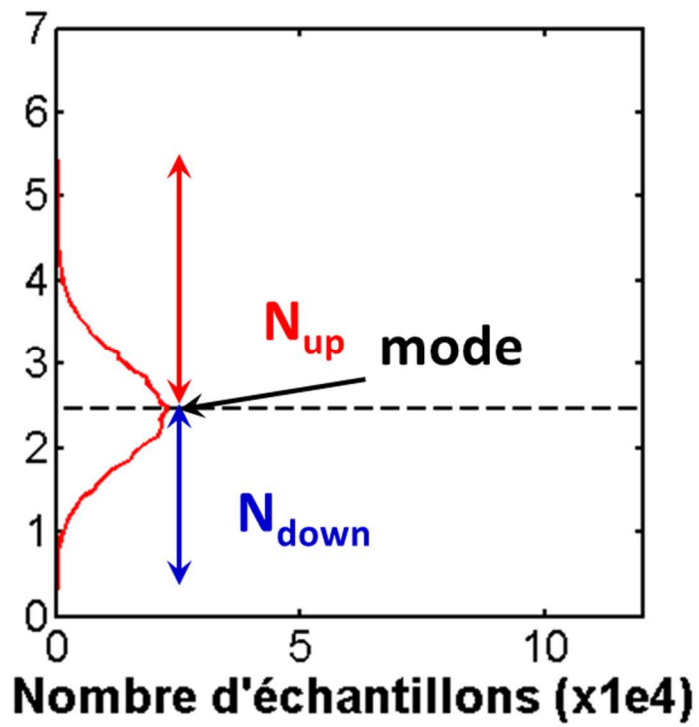
Figure 46 : Mesure expérimentale d'une réponse temporelle correspondant à une distribution bimodale décalée vers le haut avec $\Delta N = N_{up} - N_{down} < 0$.

II.2.2.2.3 Distribution «décalée vers le bas »

La distribution n'est plus gaussienne. Elle est décalée vers le bas par rapport au mode (cf. Figure 47). Cette distribution correspond aux pics d'augmentation de la puissance lumineuse sous forme d'impulsions vers le haut (jump-up). L'étendue des classes dont la valeur de l'amplitude est supérieure N_{up} à celle du mode est plus élevée que celui des classes dont la valeur de l'amplitude est inférieure N_{down} et $\Delta N > 0$.



(a)



(a')

Figure 47 : Mesure expérimentale d'une réponse temporelle correspondant à une distribution décalée vers le bas avec $\Delta N = N_{up} - N_{down} > 0$.

II.2.3. Cartographie des LFFs dans l'espace (I , R_{fbg})

La différence ΔN est calculée pour les différentes valeurs de courant d'injection I , de taux de retour optique R_{fbg} . Ceci permet de dresser une cartographie des fluctuations basses fréquences dans l'espace (I , R_{fbg}) (cf. *Figure 48*) tracées respectivement pour $L_{cext} = 2\text{ m}$ et $L_{cext} = 4\text{ m}$. Sur chaque cartographie sont tracés également :

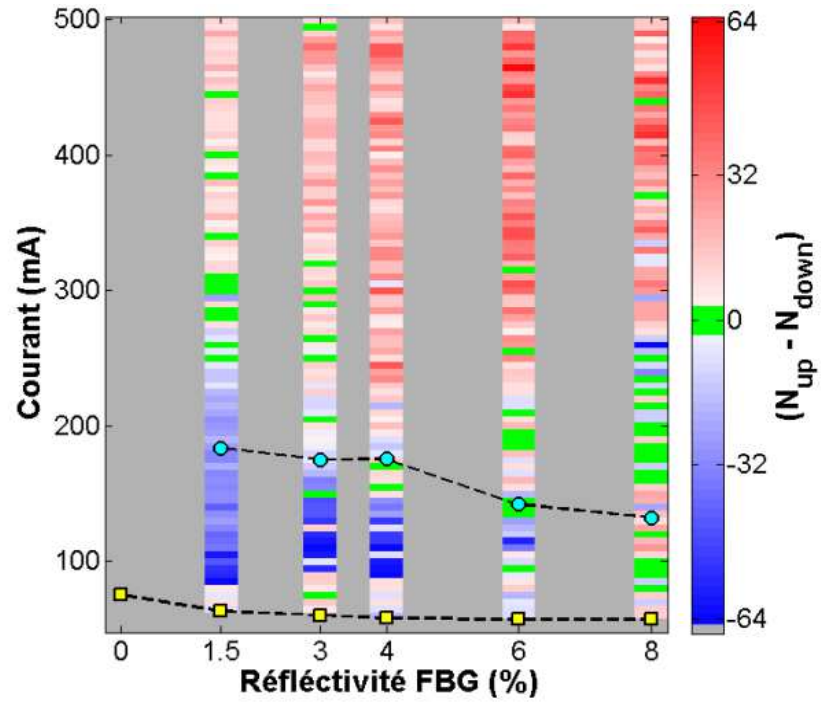
- L'évolution du courant de seuil $I_{th, sol}$ (représenté par des carrés jaunes)
- L'évolution du courant I_{crs} (représenté par des ronds bleus)

Sur ces cartographies (cf. *Figure 48*) nous distinguons plusieurs zones :

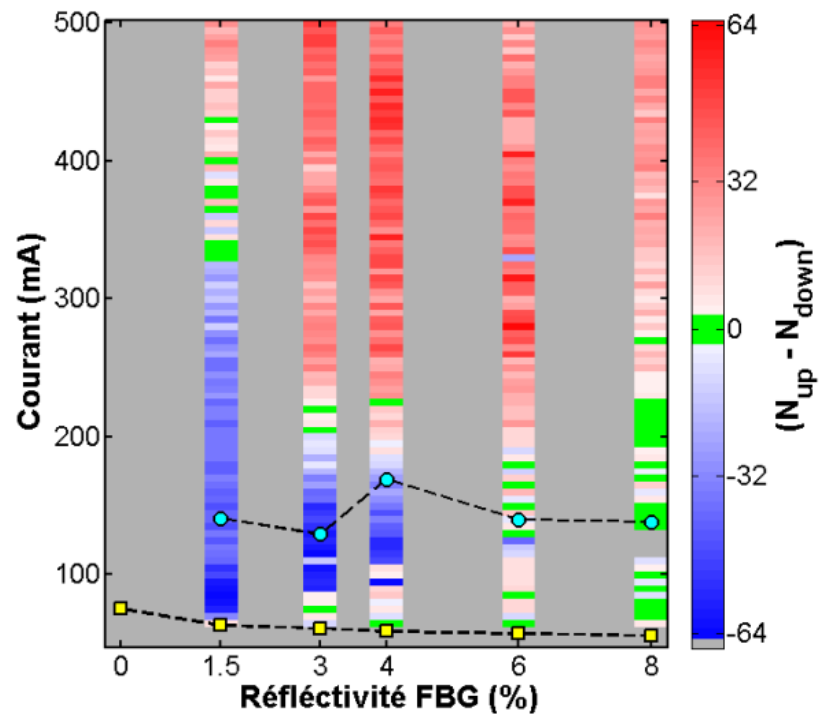
- Les séries temporelles pour lesquelles ($N_{up} > N_{down}$, $\Delta N < 0$) représentants des pics d'extinction (drop-out) codées en bleu ;
- Les séries temporelles pour lesquelles ($N_{up} \approx N_{down}$, $\Delta N = 0$) représentants une distribution gaussienne sont codées en vert ;
- Les séries temporelles pour lesquelles ($N_{up} < N_{down}$, $\Delta N > 0$) représentants des jump-up codées en rouge.

Pour l'analyse qui suit nous utilisons les deux grandeurs suivantes sont utilisées:

- $I_{drop-out}$ correspond à la limite supérieure de courant pour laquelle les pics d'extinction (drop-out) sont observés ;
- I_{gausse} correspond à la première valeur de courant pour laquelle le signal temporelle représente une distribution gaussienne.



(a)



(b)

Figure 48 : Classification dans l'espace (I, R_{fb}) des régimes de fonctionnement en fonction de l'existence ou la non existence des LFF (a) $L_{cext} = 2$ m, (b) $L_{cext} = 4$ m. (c) et (d) extrapolation des résultats de (a) et (b).

La cartographie (cf. *Figure 48-a*) est tout d'abord considérée. En augmentant le courant I , pour les taux de retour optique de $R_{fbg} = 1,65 - 3,02 - 4,25 \%$, il est possible de distinguer trois comportements dynamiques différents :

1. Zone 1 : $I_{th} < I < I_{drop-out}$

- Dans cette zone, sont observés nous observons principalement les LFF de type drop-out (codé en bleu), avec $I_{drop-out} \approx 3 \times I_{th,sol}$ pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$ et $I_{drop-out} \approx 4 \times I_{th,sol}$ pour $L_{cext} = 4 \text{ m}$.

2. Zone 2 : $I = I_{gausse}$

- La limite la distribution gaussienne de l'amplitude de la réponse temporelle (en vert) indique la disparation des LFFs de type drop-out, pour $I_{gausse} \approx 245 \text{ mA}$ à $L_{cext} = 2 \text{ m}$ et pour $I_{gausse} \approx 325 \text{ mA}$ à $L_{cext} = 4 \text{ m}$.

3. Zone 3 : $I_{gausse} < I < I = 6,6 \times I_{th,sol}$

- Sont observés principalement des pics d'augmentation de l'amplitude (LFFs de type jump-up codés en rouge) ;
- Cependant à des forts taux de retour optique $R_{fbg} = 6,65 \text{ et } 8,02 \%$, les drop-outs disparaissent complètement et laisse place, d'une part à des réponses temporelles à distribution gaussienne à faible courant. D'autre part, pour les fortes valeurs de courant l'évolution temporelle de la puissance optique présente des jump-up ;
- Quelle que soit la longueur de la cavité externe, en augmentant le taux de retour optique l'étendu en courant des LFFs de type drop-out (en bleu) diminue. Inversement, l'étendu en courant les LFFs de type jump-up (en rouge) augmente ;
- Cependant l'allure générale des deux cartographies (cf. *Figure 48*) est comparable. Cependant, il est important de noter que pour $R_{fbg} = 1,65 \%$, l'étendu en courant des drop-out est plus important à pour $L_{cext} = 4 \text{ m}$ que pour $L_{cext} = 2 \text{ m}$, et leur intensité est plus importante (bleu plus foncé) ;
- A $R_{fbg} = 3,02 \%$ et $R_{fbg} = 4,25 \%$, les plages d'existence des drop-out et des jump-up sont plus au moins équivalentes. Là encore l'intensité des LFFs est importante à $L_{cext} = 4 \text{ m}$;
- A $R_{fbg} = 6,35 \%$, l'intensité des jump-up est plus grande qu'à $R_{fbg} = 8,02\%$ aux deux valeurs de L_{cext} ;

- A $L_{cext} = 2\text{ m}$, le courant I_{crs} (représenté avec des cercles bleus) diminue en augmentant la R_{fbg} . Il correspond au courant $I_{drop-out}$, autrement dit à la limite supérieure en courant d'existence des LFFs de type drop-out (M. W. Pan, 1997). Cette même observation n'est pas valable dans le cas d'une cavité externe de 4 m .

II.2.4. Analyses comparatives avec les résultats de la littérature

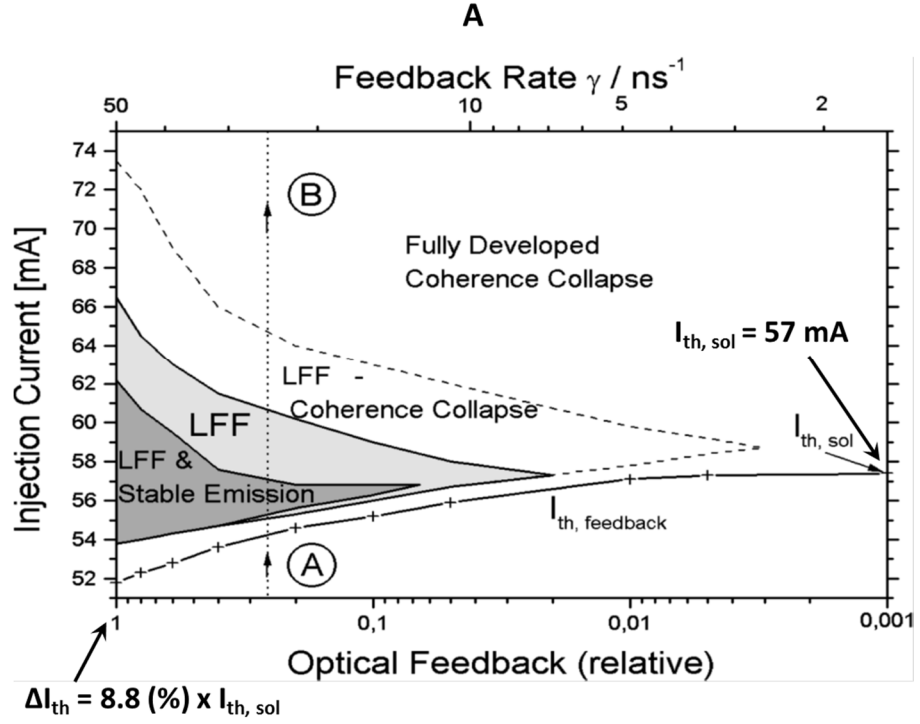
II.2.4.1. Comparaison avec les travaux de Heil et al.

La cartographie (cf. *Figure 48*) a été réalisée en s'inspirant des travaux expérimentaux de Heil et al. (T. Heil, 1998) qui ont tracé une cartographie (cf. *Figure 49-a*) des différents comportements dynamiques d'un système COF dans l'espace (I, γ) . Dans l'expérience de Heil, le système est composé d'une diode laser à cavité Fabry Pérot couplée à un étalon Fabry Pérot pour obtenir une émission monomode, et un miroir fermant en cavité externe qui permet un retour optique conventionnel.

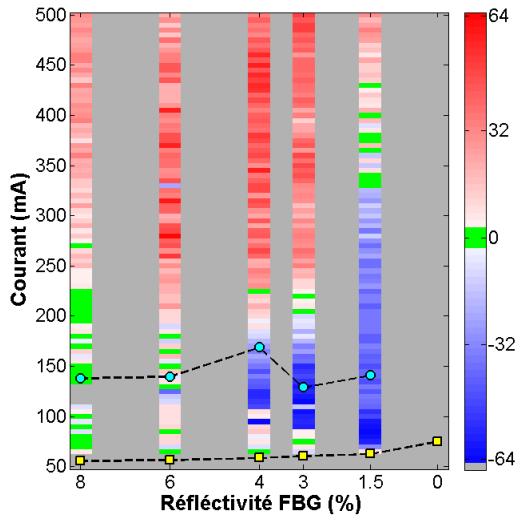
Afin de comparer les résultats de nos travaux avec ceux de Heil et al. (T. Heil, 1998), l'axe du taux de retour optique R_{fbg} a été inversé et représenté (cf. *Figure 49-c*) pour des courants compris entre $I = 50$ et 100 mA (cf. *Figure 49-b*).

A première vue, la comparaison des deux cartographies (cf. *Figure 49-a* et *b*) permet d'effectuer les observations suivantes :

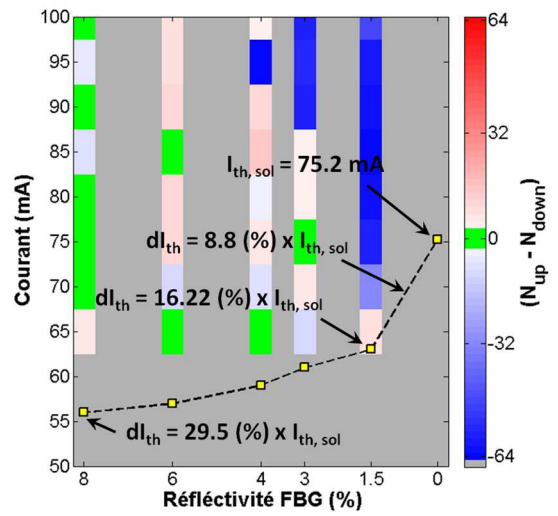
- Le courant de seuil de la diode isolée $I_{th, sol}$ diminue dans les deux cas lorsque le taux de retour optique augmente;
- Les zones d'existence des LFFs de type drop-out diminuent lorsque le taux du retour optique γ diminue (cf. *Figure 49-a*) ;
- Les zones d'existence des drop-out diminuent lorsque le en augmentant le taux de retour optique R_{fbg} augmente (cf. *Figure 49-b*).



(a)



(b)



(c)

Figure 49 : (a) Cartographie dans l'espace (I, γ) des régimes de fonctionnement d'une diode laser 830 nm soumise à un COF provenant d'un miroir ($I_{th, sol} = 57 \text{ mA}$ – $L_{cext} = 0,5 \text{ m}$) [11]. (b) Cartographie dans l'espace (I, R_{fbg}) des régimes de fonctionnement d'un module de pompe laser. avec $I_{th, sol} = 75,2 \text{ mA}$ – $L_{cext} = 4 \text{ m}$. (c) Zoom de $I = 50$ à 100 mA de la cartographie présentée en (b).

La comparaison entre les deux cartographies (cf. *Figure 49-a* et *b*) peut se faire en se basant soit sur l'axe du taux de retour optique soit sur celui du courant. Cependant les valeurs du taux de retour optique (cf. *Figure 49-a*) sont des valeurs relatives, donc difficilement comparables. Cependant la réduction du courant de seuil va permettre de trouver une échelle de comparaison.

En effet, entre le minimum et le maximum du taux de retour optique (0.001 et 1) la réduction du courant de seuil de la diode laser isolée est de $8,8 \%$ ce qui permet d'estimer le courant de seuil à $I_{th} = 52 \text{ mA}$.

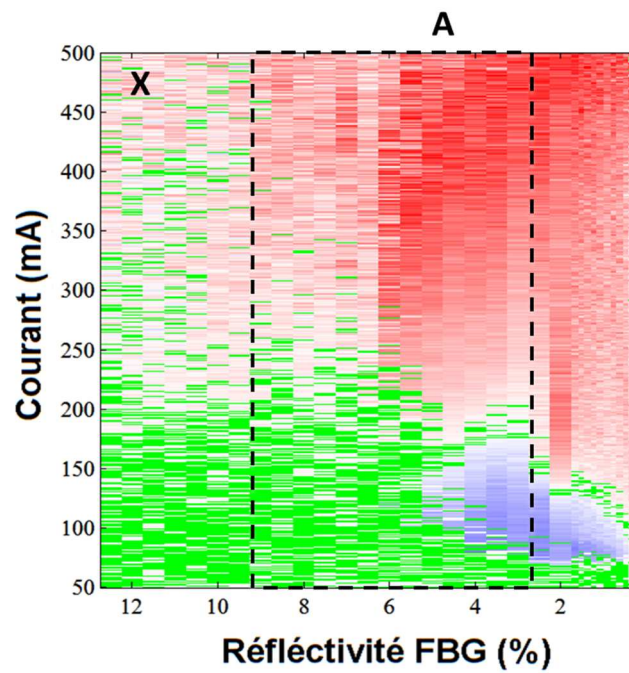
Sur la carte (cf. *Figure 49-b*), une réduction du courant $I_{th, sol}$ de $8,8 \%$ est atteinte (à priori) pour un taux de retour optique inférieur à $R_{fbg} = 1,5 \%$ ce qui correspondrait à $I_{th} = 68,5 \text{ mA}$.

Cela signifie que l'intervalle de taux de retour optique étudié dans le cas de la configuration COF (cf. *Figure 49-a*), est très réduit et inférieur à ceux présentés (cf. *Figure 49-b* et *c*), en configuration FOF. Ceci permettrait d'expliquer en partie la différence entre les deux cartographies. En effet, sur l'intervalle de paramètres (I, g) étudié par Heil et al. (T. Heil, 1998) le système présente différents comportements dynamiques fonctionne à peine au-dessus du courant de seuil, ce qui n'est pas suffisant pour explorer les autres comportements dynamiques présentés sur la cartographie (cf. *Figure 49-a*).

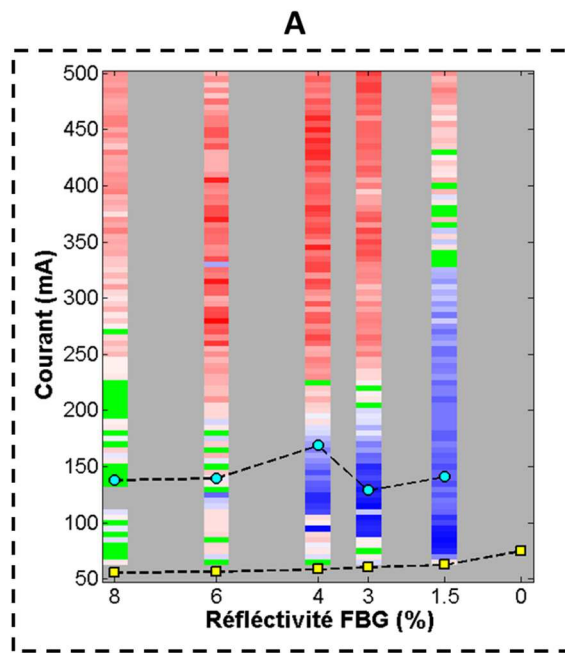
Afin de permettre des comparaisons plus pertinentes, des cartographies complémentaires sur des plages plus étendues et avec un maillage plus fin sont nécessaires. En utilisant un système automatisé contrôlant un atténuateur variable commandable deux cartographies complémentaires ont été réalisées et sont concaténées sur la cartographie (cf. *Figure 50*) :

- La première cartographie réalisée pour une longueur de cavité externe de 4 m et une réflectivité variant entre 0.1 et 1% avec un pas de 0.1% ;
- La deuxième cartographie avec une longueur de cavité externe de 4 m et une réflectivité variant entre 2 et 12% avec un pas de 0.5% .

II.2.4.2. Mesures automatisées sur une plage étendue



(a)



(b)

Figure 50 : Cartographie avec automatisation du contrôle de la réflectivité par un atténuateur.

Rappelons que dans le cas de la cartographie de (cf. *Figure 50-b*) la variation du taux de retour optique s'est faite en couplant par soudure une même diode laser à cinq FBG différents.

Cependant, la cartographie (cf. *Figure 50-a*), la diode laser a été couplée à un seul FBG avec un taux de retour optique de $R_{fbg} = 30 \%$. La variation du taux de retour optique, est obtenu en ajoutant un atténuateur variable et pilotable entre la diode laser et le FBG (cf. *Figure 51*). Ceci a permis de réaliser une cartographie avec une large plage de réflectivités.

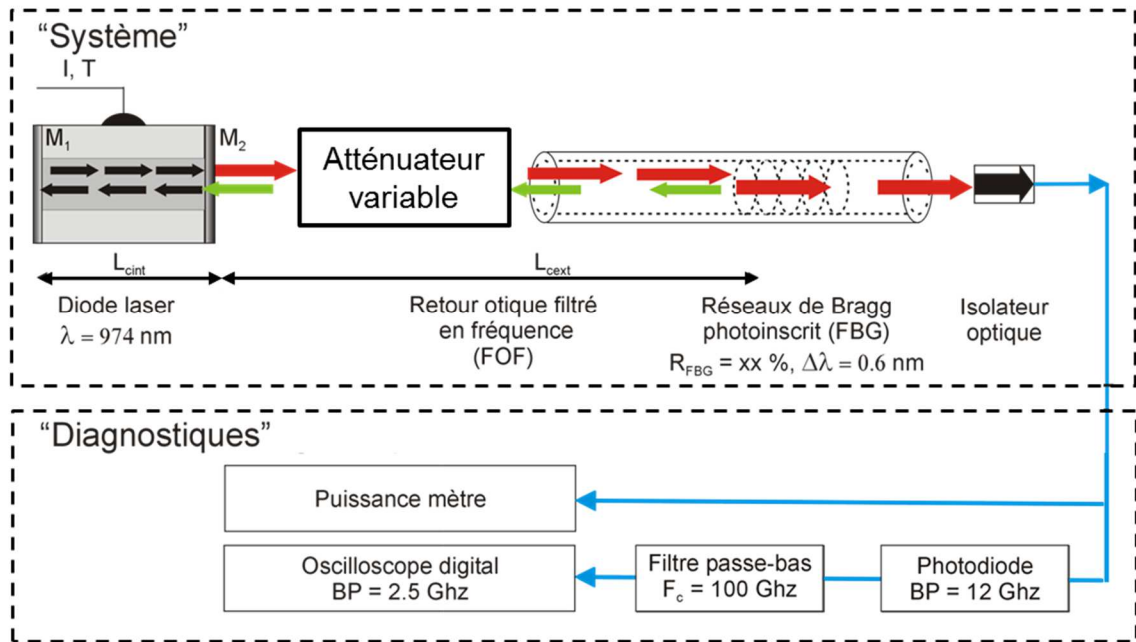


Figure 51 : Configuration expérimentale avec automatisation de la commande de la réflectivité.

Pour faciliter la comparaison, a été distinguée une sous-partie de la carte (cf. *Figure 50-a*) délimitée par une bordure en pointillée et intitulée A. Il est ainsi plus facile de faire apparaître les similitudes avec la cartographie (cf. *Figure 50-b*). L'encadré A est délimité par $50mA < I < 500mA$ et $2\% < R_{fbg} < 9\%$. En effet sur cet intervalle de paramètres, la zone en bleu correspondant aux LFFs de type drop-out diminue lorsque la réflectivité augmente. Inversement la zone rouge qui représente les LFFs de type jump-up augmente avec la réflectivité.

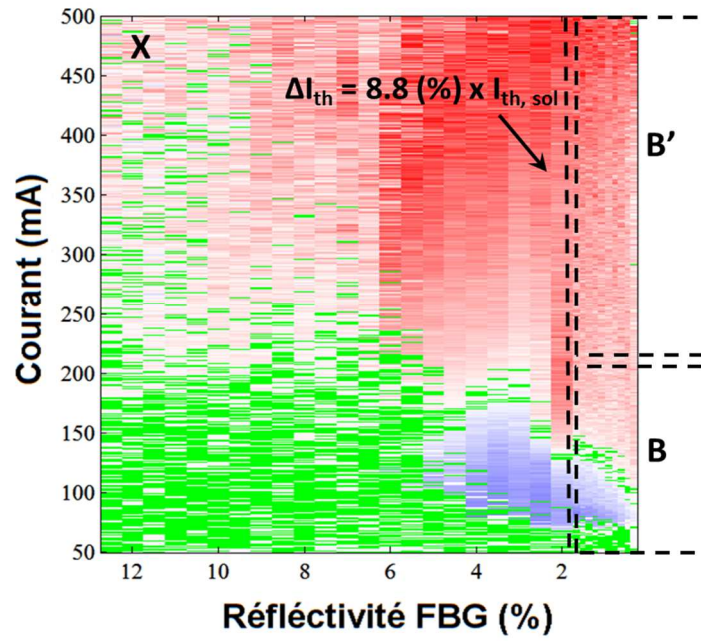
Cependant, il existe entre les deux cartographies, un décalage sur la valeur de la réflectivité. En effet, la valeur de la réflectivité de 3 % de la cartographie A correspond à priori au 1,5 % sur la cartographie (cf. *Figure 50-b*). Deux explications sont envisageables pour expliquer cette différence. Premièrement, les mesures concernent deux systèmes qui ont présentement globalement les mêmes caractéristiques mais les paramètres intrinsèques de conception peuvent être légèrement différents. Deuxièmement, les deux chaînes de mesures correspondant à chaque cartographie sont différentes. En effet les pertes optiques dans le cas de la cartographie X ont été estimées à 3,7 dB pour un aller/retour dans la cavité externe en passant par l'atténuateur, alors qu'elles sont estimées à elles sont de 0,8 dB dans le cas de la cartographie A. Dans la suite de l'analyse nous exploitons la cartographie (cf. *Figure 50-a*) qui est plus complète que (cf. *Figure 50-b*).

II.2.4.3. Analyse 3 : comparaison de mesures avec les résultats de Heil et al. [11]

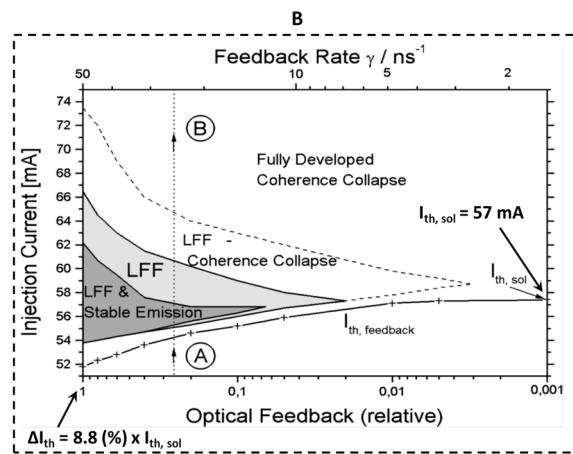
Il s'agit maintenant de comparer la carte 16.a et la carte établit par Heil et al. (T. Heil, 1998). Rappelons que la comparaison de la cartographie (cf. *Figure 50-b*) et avec la cartographie réalisée par Heil et al. (T. Heil, 1998) (cf. *Figure 50-a*) a permis de montrer que la réduction maximale relative du courant de seuil de la diode laser seule est $\Delta I_{th} = 8,8 I_{th, sol}$.

Une telle réduction du courant de seuil est possible pour une réflectivité de 1,65 %. Cette limite est représentée par une ligne en pointillée (cf. *Figure 52-a*). La plage de mesures réalisées par Heil et al, correspond donc à la plage de réflectivité comprise entre 0 % et 1,65 % pour l'axe des abscisses. Pour l'axe des ordonnées, la plage des mesures de la carte de Heil correspond à l'intervalle 50mA à 75mA pour un courant de seuil de 57mA soit un intervalle compris entre 0,87 et 1,315 $I_{th, sol}$ le courant de seuil du laser seul. La zone correspondante est délimitée par une ligne en pointillée intitulée B sur la *Figure 52-a*.

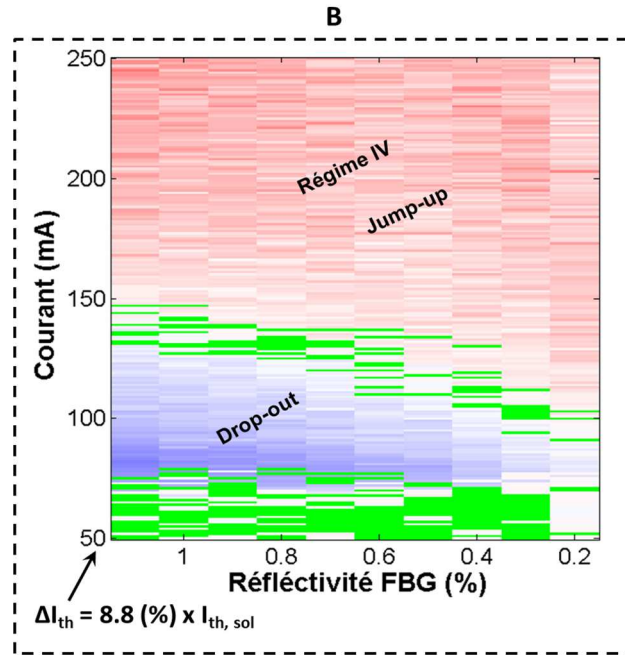
La carte (cf. *Figure 52-c*) représente un zoom de la figure 18.a pour un courant compris entre 50 et 250 mA (cf. *Figure 52-a*) et une réflectivité comprises entre 0.2 % et 1,5 %. Les deux figures présentent la même allure générale. En effet, la zone d'existence des LFF de type drop-out diminue lorsque le taux de retour optique augmente.



(a)



(b)



(c)

Figure 52 : Cartes des phénomènes LFF dans l'espace courant réflectivité (I, g)

Cependant, les deux cartes sont décalées sur l'échelle des courants et sur celle du taux de retour optique, qui est plus faible dans le cas de l'étude de Heil et al. (T. Heil, 1998). Les travaux de Heil et al ne mentionne pas l'observation de pic d'augmentation de l'intensité lumineuse, jump-up). Ces phénomènes correspondent dans l'encadré B' à une plage de courant compris entre 4,1 et 8,3 fois le courant de seuil du laser seul ($4,1I_{thsol} < I < 8,3I_{th_sol}$).

Malgré des différences au niveau de la configuration expérimentale, les résultats les confirment au niveau de l'allure générale et ils les complètent sur plusieurs points :

- existence de Jump-up pour les grandes valeurs de courant ;
- disparition du phénomène de LFF pour les réflectivités $> 6\%$.

II.2.4.4. Analyse 4 : Comparaison des mesures et des résultats de Pan et al.

Afin de comparer la cartographie (cf. *Figure 52-a*) et la carte réalisée par Pan et al. (M. W. Pan, 1997), les axes doivent être modifiés pour mieux correspondre avec ceux de la carte de Pan. Ainsi, la cartographie (cf. *Figure 53-a*) est une modification de la cartographie (cf. *Figure 52-a*) avec le courant en abscisse et la réflectivité en ordonnée ce qui correspond à une rotation de 90° entre les cartographies (cf. *Figure 52-a* et *Figure 53-a*).

Comme pour la figure de Pan, l'axe des abscisses représente le courant normalisé par rapport au courant de seuil de la diode laser sans retour optique. La plage de courant pour laquelle Pan et Al ont fait leur étude correspond à l'intervalle $1I_{th}$ à $3I_{th}$. La plage de réflectivité de la carte de Pan et al s'étend entre 0dB (Réflectivité 100%) et -20dB (réflectivité 1%). L'étude automatisée s'étend elle entre 0,1 % (-30dB) et 12 % (-9,2dB) ce qui correspond à une plage de plus de 20dB de dynamique. Sur la droite de la cartographie (cf. *Figure 52-a*) la réflectivité du FBG exprimé en dB est représentée. L'étendue de la zone d'étude de Pan est délimitée par le cadre en pointillé appelé C sur la (cf. *Figure 53-a*).

Pour la zone de recouvrement des deux études, la comparaison de la sous partie C (cf. *Figure 53-a* et b) permet de conclure que :

- Les deux cartographies ont une allure générale comparable, notamment le cône (en forme de chaussette) ou est identifiée la zone d'existence des LFFs ;
- Les deux types de fluctuations basses fréquences existent sur les deux cartes :
- Les drop-out en bleu qui correspondent à l'intitulé « Traditional LFF régime » sur la carte de Pan existent jusqu'à $\sim 1,5 I_{th_sol}$ chez Pan et al. (M. W. Pan, 1997) et jusqu'à $2,5 I_{th_sol}$ dans la présente étude. En terme de réflectivité, les drop-out existent pour la plage de réflectivité [-17dB, -11dB] (*Figure 53-b*) alors qu'ils existent sur la plage [-30dB, -15dB] (*Figure 53-a*) ;
- Les jump-up en rouge ou « LFF regime » sur la cartographie de Pan et al. (M. W. Pan, 1997) existent entre $1,5I_{th}$ et $3I_{th}$, tandis qu'ils existent jusqu'à $8,7I_{th}$ dans la présente étude ;

Ils existent notamment en-dehors du cône de LFF pour les hautes valeurs de courant, donc dans la zone que Pan et al. (M. W. Pan, 1997) attribue au régime IV.

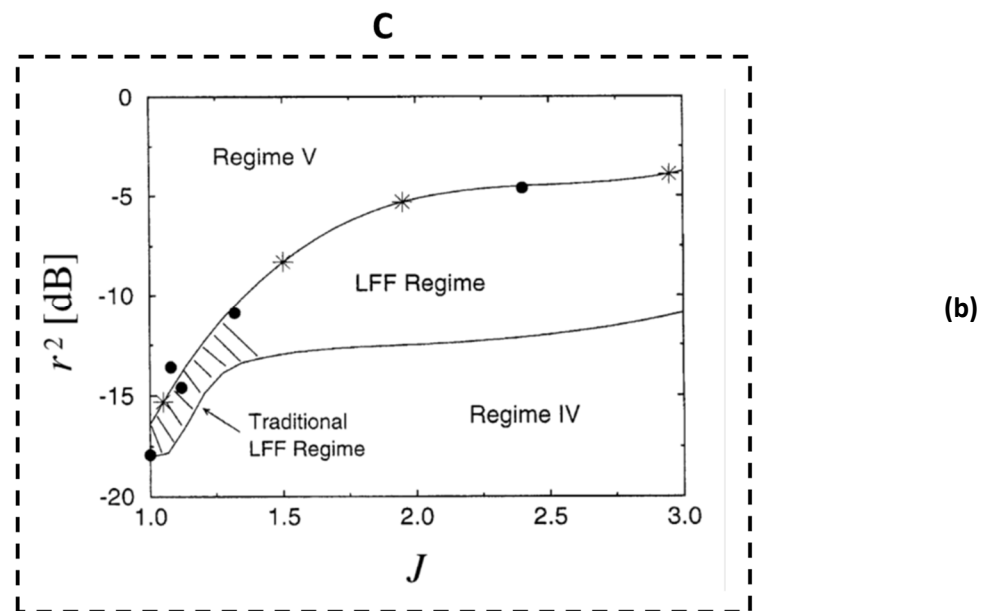
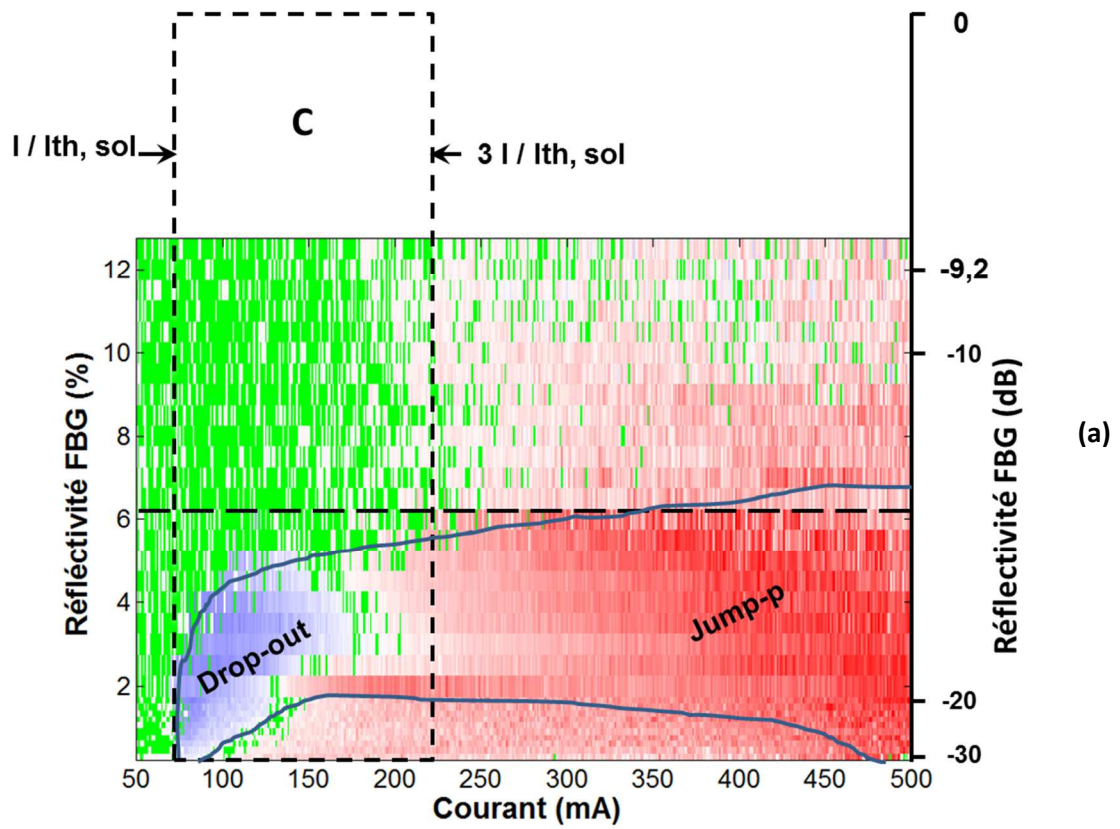


Figure 53 : Comparaison cartographie ML vs Pan.

On observe donc des différences entre les deux cartes sur la zone d'existence des LFF:IL s'agit à la fois d'une extension de la plage de courant et d'un décalage de la plage de réflectivité. Les différences entre les deux cartographies (LFF, régime V et IV) s'expliquent par les différences des configurations expérimentales. En effet, l'utilisation d'une diode laser multimode d'une part, et d'une cavité externe plus longue ($L_{\text{cext}} = 2\text{m}$ et 4m dans la présente étude contre $L = 1,2\text{m}$ (4ns) pour Pan et al. (M. W. Pan, 1997) augmente le nombre de mode de cavité externe à réflectivité constante, ce qui est davantage favorable à l'existence de nombreux « saddle-node bifurcations » et donc à l'existence des fluctuations basse fréquence. D'autre part, et le peu de points de mesure dans la cartographie de Heil et al. (T. Heil, 1998) amènent à prendre leurs résultats avec précaution (Figure 53-b).

II.2.4.5. Synthèse des analyses

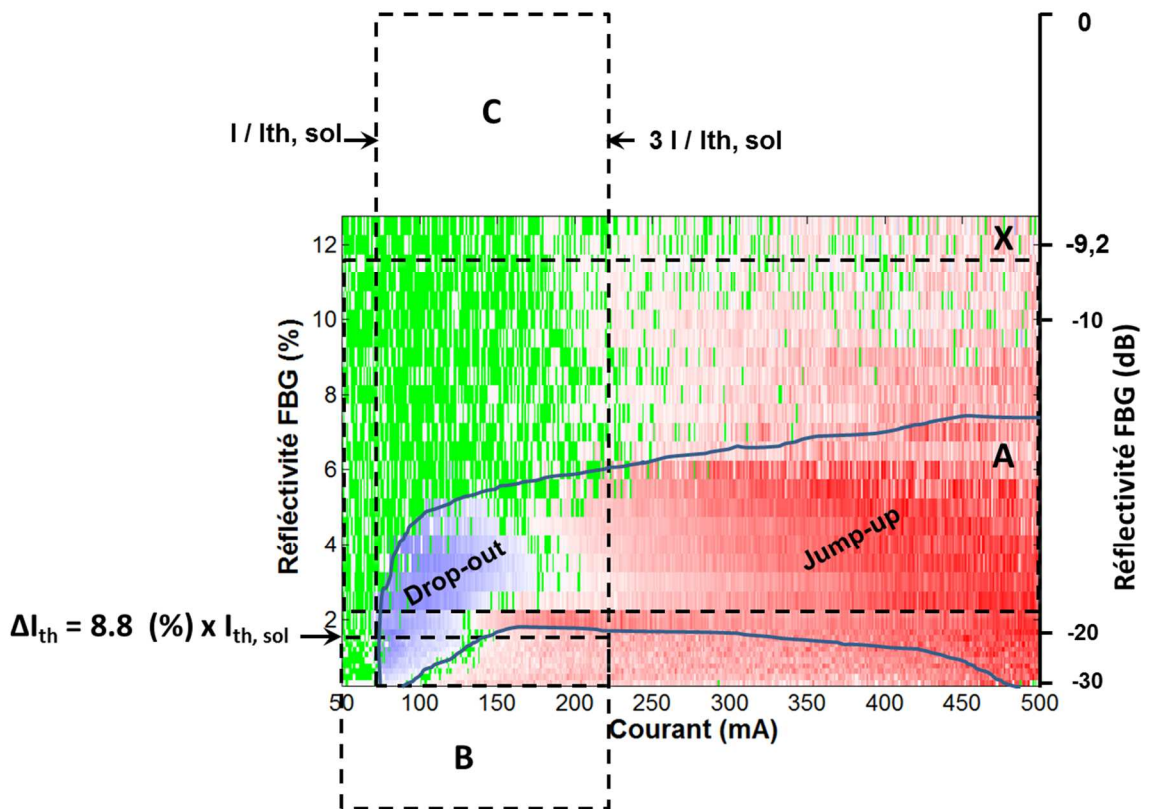


Figure 54 : Synthèse des cartographies de LFFs. ci-dessus représente une synthèse des différentes cartographies présentées dans ce chapitre III.

Configuration		$I_{th, sol}$	L_{cext}	Courant		Taux de retour optique relatif	
		(mA)	(m)	(mA)		(dB)	
				Min	Max	Min	Max
A	-Multimode	75	3,85	$I_{th, sol} - 20$	$6,6 I_{th, sol}$	-18,23	-1.96
	-974 nm						
	-FOF via FBG						
B	-Monomode	57	0,5	$I_{th, sol} - 7$	$1,3 I_{th, sol}$	-50	-20
	-840 nm						
	-COF via miroir						
C	-Monomode	50	0,6	I_{th}	$3 I_{th}$	-20	0
	-782 nm						
	-COF via miroir						
X	-Multimode	75	4	$I_{th, sol} - 20$	$6,6 I_{th, sol}$	-30	-20
	-974 nm					-20	-9,2
	-FOF via FBG						

II.3. MESURES DU SPECTRE RF

L'objectif de cette étude st de compléter l'étude des signaux temporels par une étude spectrale sur la plage 0 à 100 MHz. Il s'agit d'identifier les composantes fréquentielles correspondant aux fluctuations basses fréquences LFFs (A. K. D. Bosco, 2012).

II.3.1. Analyse

Les courbes (cf. *Figure 55*) représentent les spectres RF de l'intensité optique mesurée par la photodiode en sortie du module de pompe laser avec une réflectivité de $R_{fbg} = 1,65$ % et une longueur de cavité externe de $L_{cext} = 2$ m pour différentes valeurs de courant. Les modes de cavité externe (MCE) sont donc espacés de 44 MHz.

En augmentant Lorsque le courant d'injection augmente, 4 types de spectres différents sont observés :

- Type 1 : $I < I_{th,sol} = 75 \text{ mA}$: Il s'agit du régime d'émission spontanée du laser, la puissance du signal est très faible et est inférieure à -75 dBm .
- Type 2 : $I = I_{th,sol} = 75 \text{ mA}$: L'émission laser entre dans le régime d'émission stimulée avec plusieurs modes de cavité externe. Sur la courbe bleue (cf. *Figure 55-a*) ($I = 75 \text{ mA}$), deux pics de faible intensité correspondant aux modes de cavité externe MCE sont visibles sur la plage de 500 KHz à 100 MHz .
- Type 3 : $I_{th,sol} = 75 \text{ mA} < I < 250 \text{ mA}$

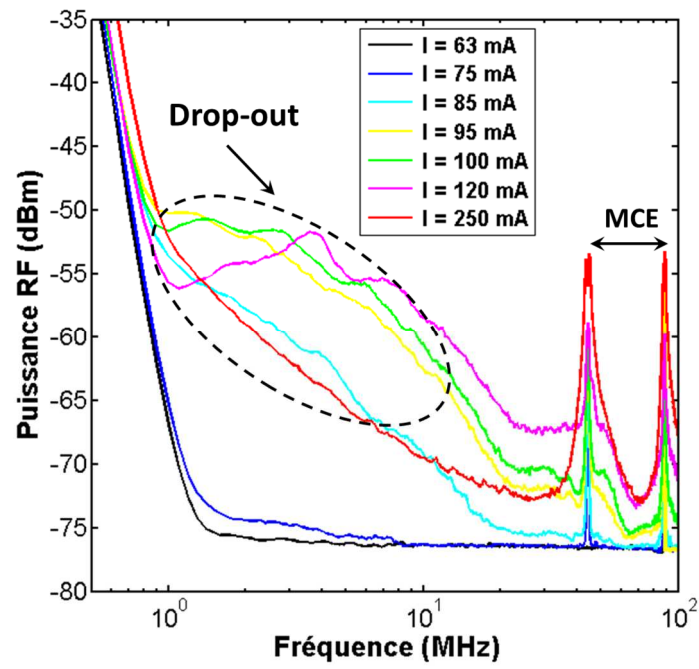
Deux modes de cavité externe sont visibles, séparés d'environ 44 MHz ce qui correspond à la longueur de la cavité externe d'environ $L_{cext} = 2,27 \text{ m}$. De plus, un ensemble de composantes fréquentielles existent sur l'intervalle spectrale allant de 1 MHz jusqu'à 20 MHz .

L'occupation spectrale augmente avec le courant d'injection jusqu'à environ 120 mA .

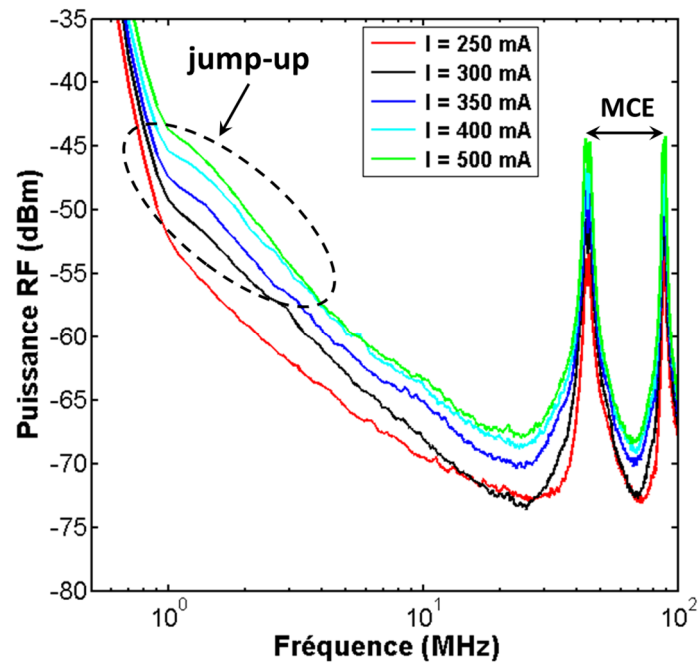
- Type 4 : $250 \text{ mA} < I < 500 \text{ mA}$

Les composantes fréquentielles existent toujours. Cependant, leur puissance diminue et la plage de fréquence est réduite par rapport au type 3.

Sur la *Figure 55-a* les composantes fréquentielles à basses fréquences qui correspondent aux LFF existent pour toute la plage de courant. L'ensemble de ces composantes fréquentielles s'étendent sur un intervalle allant jusqu'à 20 MHz , ce qui correspond à l'une des caractéristiques des LFF définie dans la littérature. En effet, les LFF sont définies comme occupant un intervalle entre 10 et 100 MHz . L'allure de cet ensemble de composantes fréquentielles change en fonction du courant. Plus particulièrement, l'allure en dessous de 120 mA est plus riche plus structurée que celle au-dessus de 250 mA . Les spectres RF en dessous de 120 mA (cf. *Figure 56-a*) correspondent à des drop-out observés sur le signal de la réponse temporelle cf. *Figure 37*, et à la zone bleue de la cartographie cf. *Figure 49*. Quant aux spectres RF de 250 mA (cf. *Figure 55-a*) ils correspondent à des jump-up et la zone rouge cf. *Figure 49*.



(a)



(b)

Figure 55 : Mesure expérimentale de l'évolution du spectre RF sur 100 MHz en fonction du courant d'électrodes, $L_{cext} = 2m$ et $R_{fbg} = 1,65\%$, (a) $63 < I < 250$ mA, (b) $250 < I < 500$ mA.

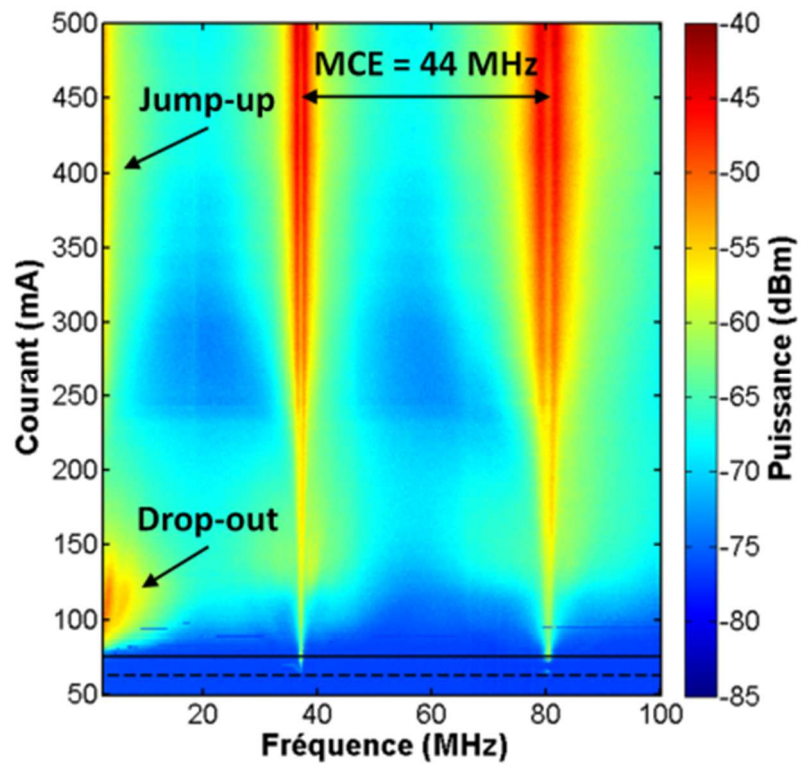
II.3.2. Représentation spectrale en 3 dimensions

Chaque diagramme (cf. *Figure 56*) représente un ensemble de spectres mesurés pour une réflectivité donnée, une longueur de cavité donnée ($L_{cext} = 2,2\text{ m}$) mais pour différentes valeurs de courant compris entre 50mA et 500mA . Les amplitudes des composantes spectrales sont codées en couleur. L'échelle de couleur correspondant à l'évolution de la puissance en dBm. Le rouge foncé représente une puissance de -40 dBm tandis que le bleu foncé correspond à -85 dBm . Ceci permet d'obtenir une représentation de l'évolution des spectres RF.

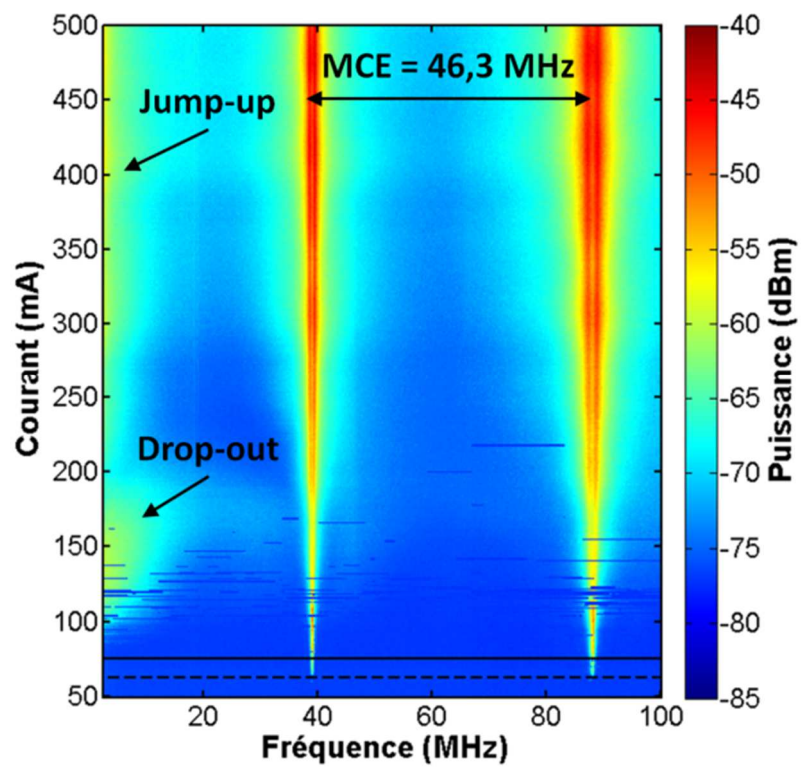
Le diagramme (cf. *Figure 56-a*) est obtenue pour une réflectivité de $1,65\%$ (respectivement *Figure 56-b* pour 3% , *Figure 56-c* pour 4% , *Figure 56-d* pour 6% et *Figure 56-e* pour 8%). Pour chaque figure, le courant de seuil de la diode laser sans retour optique $I_{th, sol} = 75\text{ mA}$ est représentée en trait en plein, le courant de seuil de la diode laser soumise à un retour optique est représenté en Le traits en pointillés. Sur les différents spectres RF en 3D ainsi représentés, nous observons d'une part, deux pics en rouges foncés distants de 44 MHz correspondent axe modes de cavités externes MCE pour la une longueur de la cavité externe $L_{cext} = 2,2\text{m}$.

D'autre part, les tâches rouges et jaunes le long de l'axe des ordonnées sont la signature fréquentielles des drop-out et des jump-up. Il est important de noter, que l'évolution en fonction du courant de l'allure de cette signature est d'autant plus intéressante sur ce diagramme 3D que la forme de la signature des drop-out est différentes de celle des jump-up et que le courant correspondant à la fin des drop-out et du début des jump-up apparaît plus nettement

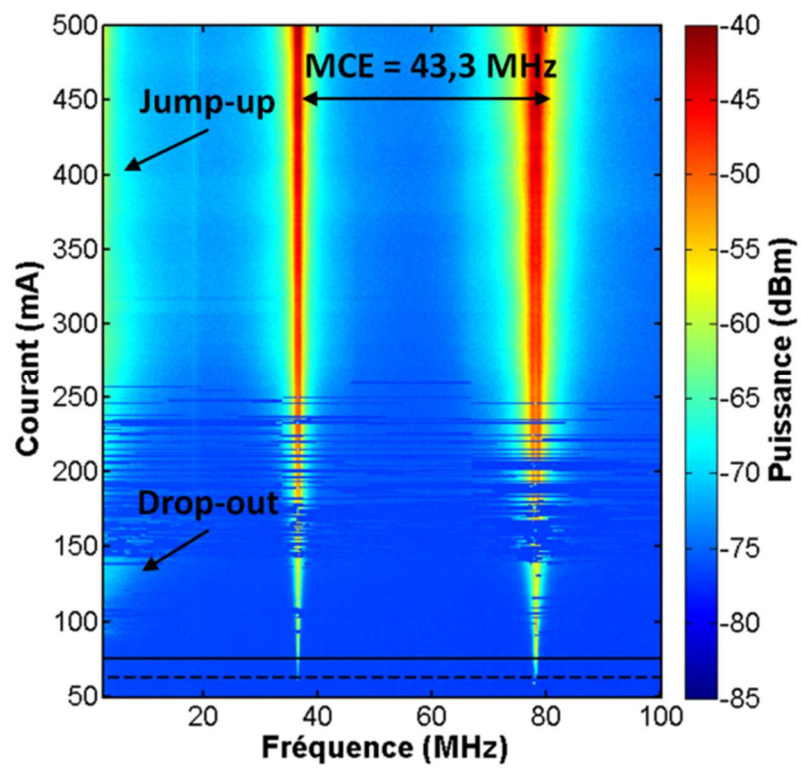
Ainsi, lorsque la réflectivité R_{fbg} augmente, la signature fréquentielle des LFFs de type drop-out est présente jusqu'à $I = 250\text{ mA}$, 200 mA et 200 mA respectivement pour les taux de rétro injection $R_{fbg} = 1,65\%$, $3,02\%$ et $4,25\%$ et s'étend sur un intervalle d'environ 20 MHz . Cependant elle disparaît complètement pour $R_{fbg} = 6,37\%$ et $8,15\%$. Ces résultats correspondent à ceux obtenus précédemment avec la cartographie des fluctuations basses fréquences (cf. *Figure 49*). On constate également que la signature des jump-up qui existe pour l'ensemble des réflectivités. De plus, la plage spectrale sur lequel s'étend la signature des jump-up diminue lorsque la réflectivité R_{fbg} augmente. Ainsi elle passe de 20 MHz pour $R_{fbg} = 1,65\%$ à 5 MHz pour $R_{fbg} = 8,05\%$.



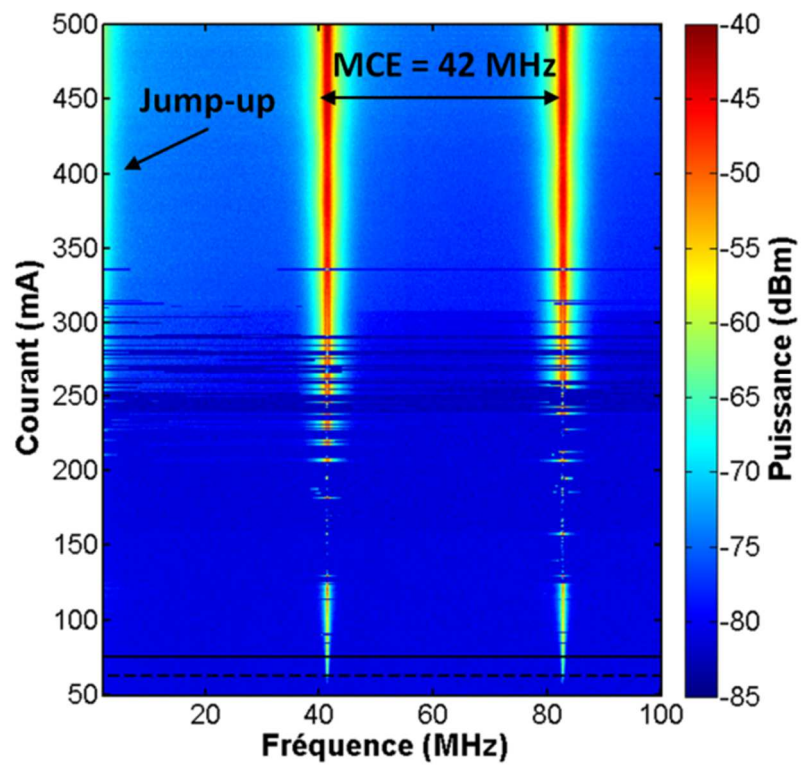
(a)



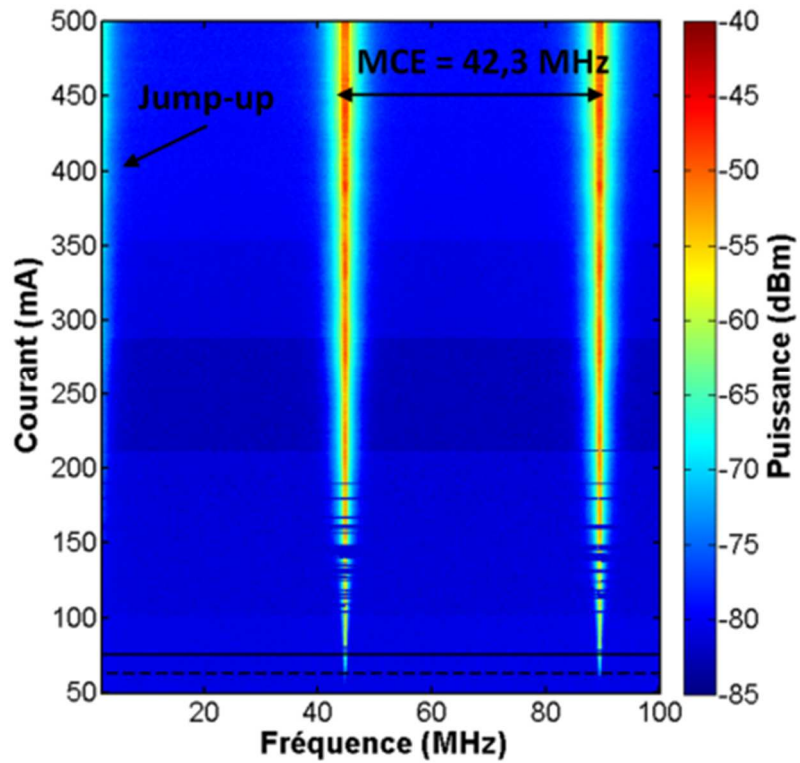
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure 56 : Représentation spectrale tridimensionnelle. L'amplitude des composantes fréquentielles est représentée en couleur, les fréquences en abscisse, et le courant en ordonnée. L'évolution des spectre RF correspondant aux variations fréquentielles de la puissance optique en dBm en sortie du module de pompe laser, en fonction du courant d'électrode I et du taux de retour optique, (a) $R_{fbg} = 1,65 \%$ - $L_{cext} = 2,27 \text{ m}$, (b) $R_{fbg} = 3,02 \%$ - $L_{cext} = 2,15 \text{ m}$, (c) $R_{fbg} = 4,25 \%$ - $L_{cext} = 2,3 \text{ m}$, (d) $R_{fbg} = 6,37 \%$ - $L_{cext} = 2,38 \text{ m}$ et (e) $R_{fbg} = 5,02 \%$ - $L_{cext} = 2,37 \text{ m}$.

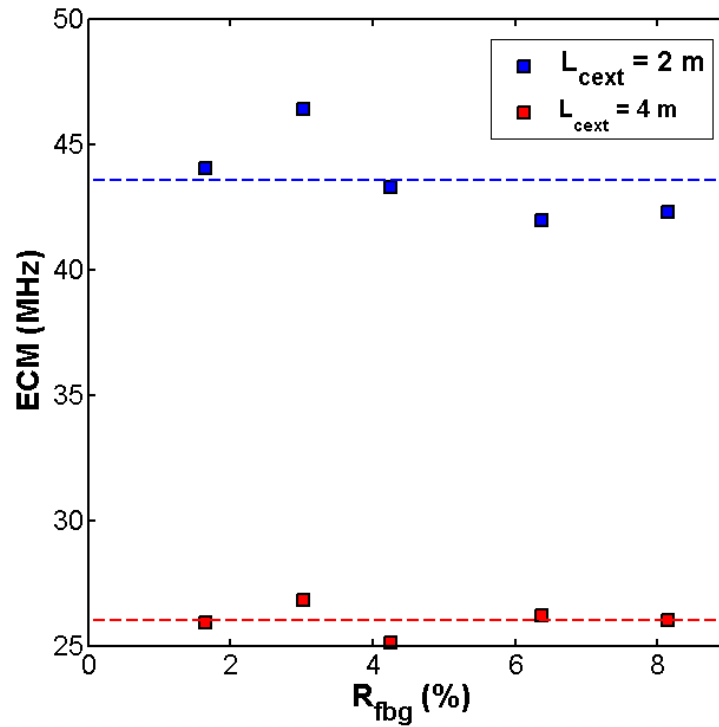


Figure 57 : Evolution du mode de cavité externe MCE en fonction de R_{fbg} à $L_{cext} = 2$ m en bleu et $L_{cext} = 4$ m en rouge.

Sur la *Figure 57* sont synthétisés les résultats de l'étude temporelle et de l'étude spectrale. Ainsi, les points en étoiles représentent les courants pour lesquels la signature fréquentielle (spectre RF) des drop-outs disparaît et celle pour lesquelles les jump-up apparaissent. La limite est définie par le code couleur, bleu pour les drop-out et rouge pour les jump-up et correspond aux limites de la signature fréquentielle des drop-outs et des jump-up identifiées sur les spectres RF.

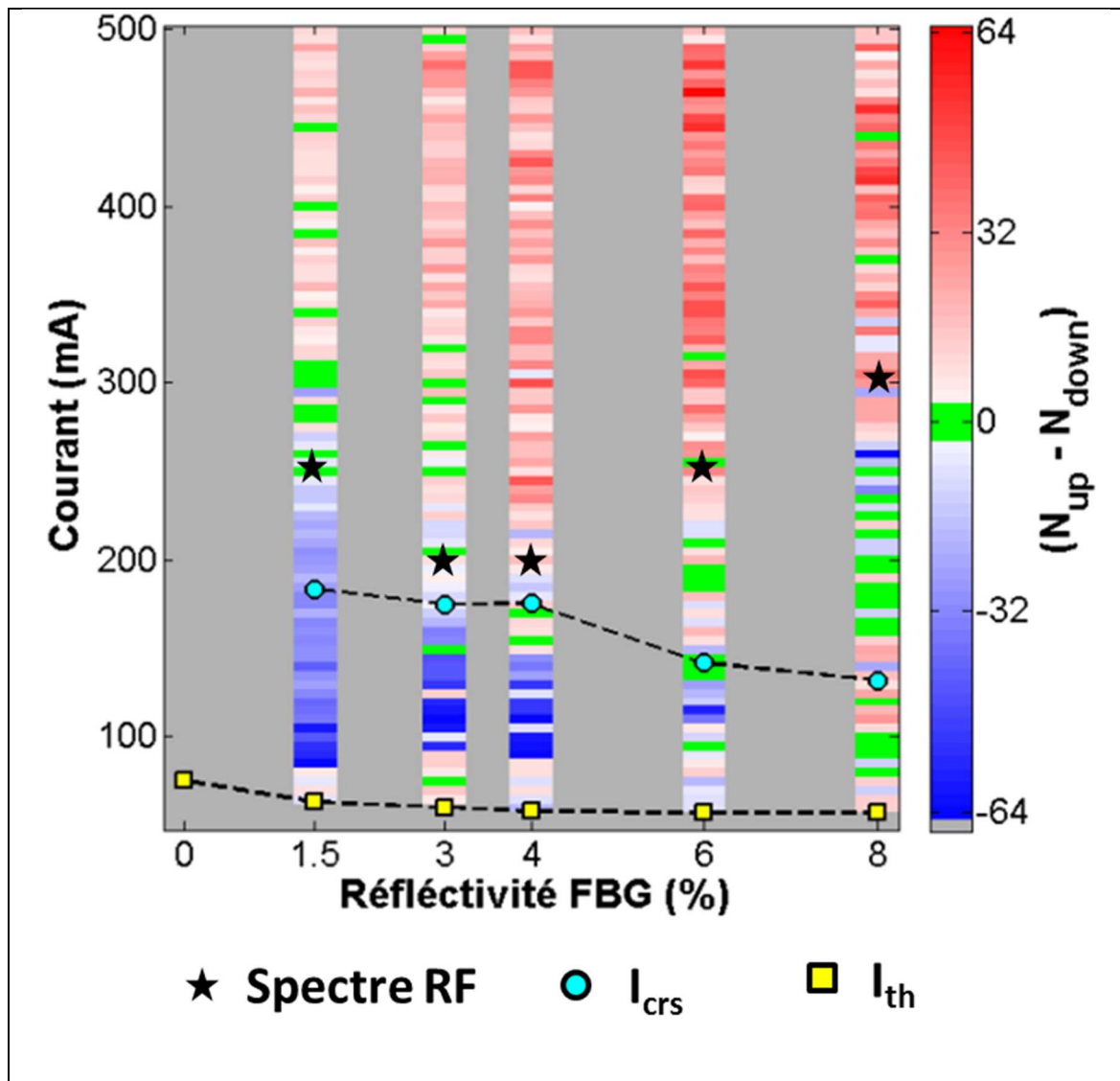


Figure 58 : Cartographie des fluctuations basses fréquences, évolution du courant de seuil I_{th} (carré jaune), évolution du courant de croisement I_{crs} (cercle bleu) et courant limite de fin d'existence des drop-out et du débit d'existence des jump-up à partir de la mesure du spectre RF (étoile noire).

L'évolution en fonction du courant de la dynamique temporelle et fréquentielle du signal basse fréquence en sortie du module de pompe laser à des faibles taux de retour optique $R_{fbg} = 1,65 \%$, $3,02 \%$ et $4,25 \%$ change progressivement en fonction de R_{fbg} et I et se fait toujours en suivant la même trajectoire.

Cependant, il est important de noter l'absence totale ou partielle de la structure de mode de cavité externe pour certaines valeurs de courant (entre 130 mA et 350 mA pour $R_{fbg} = 6,37 \%$ (cf. Figure 57-d) et entre 130 et 250 mA pour $R_{fbg} = 8,05 \%$ (cf. Figure 57-e).

Ces résultats obtenus suggèrent qu'à fort taux de retour optique :

- Un changement de régime de fonctionnement se produit à partir de $R_{fbg} = 6,37 \%$.

- Les instabilités au niveau du spectre RF (cf. *Figure 57-d et e*) correspondent probablement à une compétition entre deux modes de fonctionnement différents :
 - Dans un cas, le système se comporte comme une diode laser soumise à un retour optique auquel cas les modes de cavité externe sont excités ;
 - Dans l'autre cas, le système se comporte comme un laser seul avec une longue cavité résonante ($L = L_{cint} + L_{cext}$) avec un milieu amplificateur de faibles dimensions. La diode laser se stabiliserait sur un seul mode de cavité externe et son fonctionnement correspondrait à celui du régime V de la classification de (R. W. Tkach, 1986). En effet ce régime de fonctionnement est atteignable pour des fort taux de retour optique, le laser retrouve sa cohérence et sa largeur de raie est faible.

II.3.3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié le phénomène des fluctuations d'intensité à basses fréquences d'un module de pompe laser couplé à un réseau de Bragg photo inscrit dans une fibre optique. Cette étude porte à la fois sur les signaux temporels et sur les spectres RF analysés en fonction de deux paramètres, le courant et la réflectivité du FBG.

En accord avec la littérature, différents comportements dynamiques ont été identifiés : A partir des signaux temporels nous avons réalisé une analyse de la distribution des variations d'intensité lumineuse qui fait apparaître : des distributions normales, des distributions bimodales, décalées par rapport au mode principale de l'histogramme. Ceci correspond à des pics d'extinction partielle de l'intensité lumineuse appelée des drop-outs. Ces derniers présentent une pseudo-périodicité qui vari avec le courant. Il s'agit là de l'expression la plus connue du phénomène des fluctuations basses fréquences LFFs (T. Heil, 1998). Enfin, on distingue également des distributions décalées par rapport au mode principale de l'histogramme dans le sens opposé de celui des drop-out. Ce cas correspond à des pics d'augmentation de l'intensité lumineuse appelée jump-up par (M. W. Pan, 1997) (A. K. D. Bosco, 2012). Cependant ce type de fluctuations est à ce jour très peu étudié a fait l'objet de moins d'études.

En appliquant un critère qui permet de comparer l'étendue des échantillons supérieures et inférieures au mode principale de la distribution des variations d'intensité, nous avons pu quantifier plus facilement les comportements.

Ceci a permis également de dresser une cartographie des différents comportements dynamiques en fonction de deux paramètres, le courant et le taux du retour optique. Sur ces cartographies ont été tracé l'évolution du courant de seuil et celle du courant de croisement I_{crs} , ces derniers sont délimitent les plages d'existence des drop-out de celle des jump-up.

Les cartographies obtenues sont en accord avec les résultats de la littérature (M. W. Pan, 1997) (T. Heil, 1998) et les confirment tout en les complétant avec des intervalles de courant et taux de retour optique beaucoup plus étendus. Cependant ces cartographies (cf. *Figure 49* et *Figure 50*) font apparaitre des résultats nouveaux :

- Les mesures réalisées montrent une zone de LFF de type drop-out en forme de cône dans l'espace (I, R_{fbg}) dont la limite supérieure est à environ trois fois le courant de seuil de la diode laser seule ;
- Au-delà de cette zone, le cône est complété par un régime de LFF qui fait apparaitre des jump-up et non plus des drop-out. Dans la partie gauche au-dessus du cône, cette zone est identifiée par Pan comme un régime IV, du fait que l'intensité des jump-up dans cette zone est très élevée.

Dans notre cas, la zone de LFF drop-out et jump-up est à priori beaucoup plus large que celle identifiée par Pan. A ce stade il est difficile de dire si cela est attribué à la nature multimode de la diode laser, à la nature du retour optique filtré en fréquence via le FBG ou si un tel phénomène serait visible pour un autre type de diode laser. Pan et al. (M. W. Pan, 1997), ne précisent pas sur leur cartographie les différentes zones des drop-out et des jump-up. L'analyse fréquentielle quant à elle, permet de confirmer et de compléter l'analyse temporelle notamment en précisant les limites d'existence des zones de drop-out et de jump-up.

CHAPITRE IV : COMPORTEMENTS DYNAMIQUES

I. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent nous avons pu établir des cartes des fluctuations basses fréquences qui ont mis en évidence différents sous-régimes (Pics d'extinctions : drop-out, et pics d'excitations : "jump-up", absence de fluctuation basse fréquence). Cette étude a été menée à partir des informations spectrales contenues dans la bande 0-200 MHz. Le reste des plages spectrales hyperfréquences (HF) et optiques n'a donc pas été étudié et analysé, or il contient des informations caractéristiques et essentielles du comportement de la diode laser :

- Les oscillations de relaxation sont présentes sur la plage 0,5 à 10 GHz. Elles sont donc observables à partir d'un spectre HF ou radio fréquence (RF). Elles sont rarement visibles sur un spectre optique sauf avec une excellente résolution (4GHz correspond à 13pm). Leurs présences peuvent nous renseigner sur le régime de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) (IV si Cohérence collapse ou émergence du régime de cohérence collapse, ou régime V si la diode laser fonctionne comme le milieu à gain du laser à cavité externe) ;
- Le comportement multimode ou monomode du laser (ou avec un nombre de mode réduit) est visible sur un spectre optique obtenu par un analyseur de spectre optique ou un interféromètre de Fabry-Perot. Eventuellement le changement spectrale d'un comportement multimode vers un comportement monomode ou à un faible nombre de mode peut être une signature d'un régime V.

Etablir la correspondance entre les régimes de la carte LFF et les régimes de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) est important du point de vue opérationnel, car une correspondance même partielle permettrait d'une part de simplifier la caractérisation en se limitant au plage basse fréquence et d'autre part d'identifier ceux des plages de paramètres de construction qui offrent la possibilité de construire les modules de pompes plus fiables avec la dynamique de fonctionnement la plus étendue.

1. Ingo Fischer d'une part et Pan et al. d'autre part, ont chacun établi des correspondances entre leurs cartes LFF et les régimes de Tkach (R. W. Tkach, 1986) ;

2. La cartographie de Pan et al se décompose en seulement trois grandes régions : Dans la partie inférieure de la carte (c'est à dire pour des valeurs de taux de feedback inférieurs à ceux des régimes LFF) ils identifient un régime IV. La partie centrale en forme de "chaussette" correspond aux régimes LFF. Dans la partie supérieure de la carte (pour des valeurs de taux de feedback supérieures à la zone des régimes LFF ("chaussette")) et pour l'intégralité de la plage de courant ($J_{th} < J < 3 J_{th}$) le régime V est identifié ;
3. La cartographie de Heil et al. (T. Heil, 1998) comporte au moins quatre zones mais ne présente pas de régime de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) proprement dit. Elle comporte une zone LFF + émission stable, une zone LFF, une zone LFF + perte de cohérence, et une zone de perte de cohérence complètement développée ;
4. La zone d'émission stable combiné à un régime LFF est obtenue pour de forts taux de feedback ($> 7\%$). Cette zone pourrait correspondre au régime V de Pan et al avec cependant la différence que contrairement à la carte de Pan et al. (M. W. Pan, 1997) elle n'existe que dans la plage $J_{th} < J < 1,2 J_{th}$.
5. Le régime LFF est présenté comme existant jusqu'à des valeurs de taux de feedback de 100 % ce qui est manifestement en contradiction avec la carte de Pan ou le régime LFF n'existe pas au-delà de $-5dB$ ($\sim 30\%$) sauf à reconstruire l'échelle des taux de feedbacks par exemple en s'appuyant sur la réduction des courants de seuil ;
6. Le régime de LFF combiné à perte de cohérence devrait avoir pour équivalent sur la carte de Pan, un régime IV situé sur une partie de la "chaussette" LFF. Il s'agit au moins d'un manque d'exactitude de la part de Pan et al. (M. W. Pan, 1997) ;
7. Le régime de perte de cohérence totale (fully developed coherence collapse) est identifié pour la partie supérieure de la carte c'est à dire pour des taux de feedback modérés ($25\% < < 0,3\%$) et pour des valeurs de courant compris entre 1,03 – 1,2 et 1,31-1,4 fois le courant de seuil. Il s'agit à priori là du régime IV ;
8. Il faut donc conclure que les deux cartes ne sont pas complètement en cohérence l'une avec l'autre :
 - En effet, le régime V sans LFF identifié par Pan et al. (M. W. Pan, 1997) pour de fortes valeurs du taux de feedback, n'existe pas sur la carte de Heil et al. (T. Heil, 1998) qui pourtant prétend être valable jusqu'à des taux de feedback de 100 %. A la place on trouve un régime mêlant Régime V (émission stable et LFF). La partie "émission stable" est de toute façon plus réduite chez Heil et al. (T. Heil, 1998).

- Le régime IV de la carte de Pan et al. (M. W. Pan, 1997) apparaît clairement distinct du régime LFF traditionnel alors que Heil et al. (T. Heil, 1998) présente des régimes de coexistence LFF et cohérence collapse.

Ces divergences montrent l'intérêt et l'importance d'une étude plus systématique. D'autre part, dans le système que nous étudions, la présence d'une diode laser fortement multimode nous amène à nous intéresser encore plus spécifiquement à l'aspect spectral sur une plage de fréquence encore plus large.

C'est pourquoi l'objectif de ce chapitre est d'analyser les différentes gammes spectrales et d'identifier les différents régimes de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) en essayant de les faire correspondre aux régimes LFF. Cette étude sera menée en mesurant et en analysant ; des spectres acquis par analyse RF, des spectres optiques acquis par analyseur de spectre optique et d'autres par interféromètre de Fabry-Perot.

Le chapitre se décompose de la façon suivante : Après une brève présentation du système de mesure et de caractérisation, les différents spectres obtenus par les trois techniques de mesures, seront analysés. Dans le paragraphe 2, seront tout d'abord analysés les spectres RF mesurés sur des plages spectrales de plusieurs gigahertz qui permettront d'identifier la présence ou l'absence d'oscillations de relaxation ce qui donnera des informations importantes pour l'identification des régimes IV et V. Dans le paragraphe 3, les spectres mesurés à l'analyseur de spectre optique OSA éventuellement haute résolution donneront une première information sur le comportement multimode ou monomode du système. Ces analyses seront complétées au paragraphe 4 par des analyses menées à l'Interféromètre de Fabry-Perot.

II. LE SYSTEME EXPERIMENTAL

Pour préciser les conditions dans lesquelles se sont déroulées les mesures, il faut préciser non seulement le banc expérimental mais également les paramètres de mesure.

II.1. LE BANC EXPERIMENTAL

Le système de caractérisation est identique à celui présenté au chapitre II. Le schéma de l'expérience est reproduit cf. *Figure 59 : Configuration expérimentale avec automatisation de la commande de la réflectivité.* Il faut notamment rappeler que les oscillations de relaxations existent dans la plage 400 MHz-6,5 GHz, et que les modes longitudinaux de la diode laser sont espacés de 11,6 GHz.

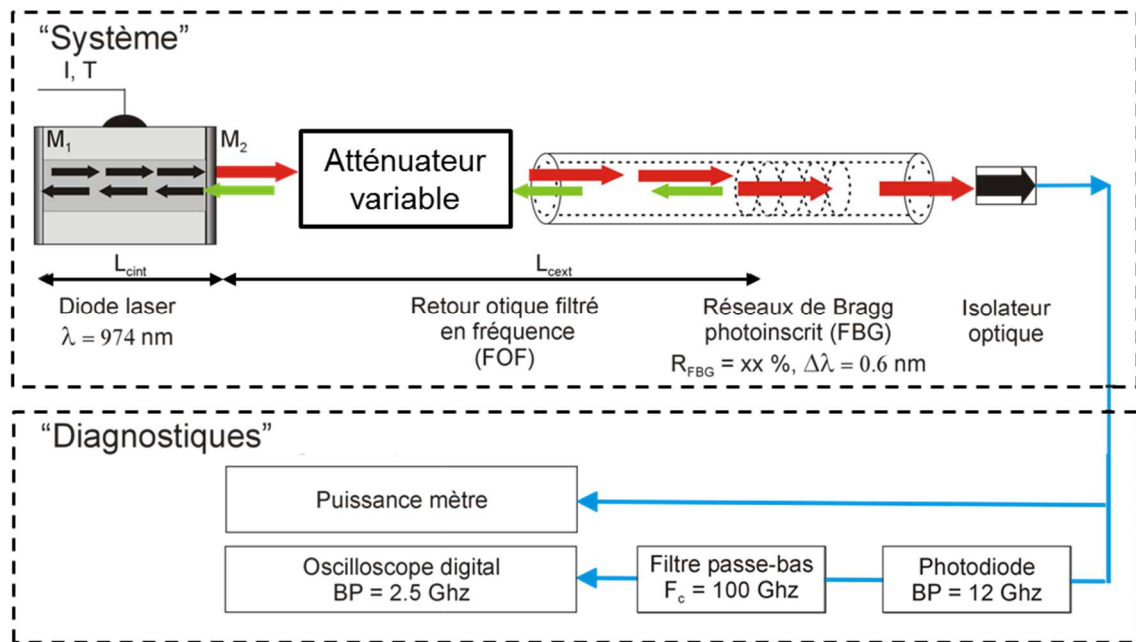


Figure 59 : Configuration expérimentale avec automatisation de la commande de la réflectivité.

II.1.1. Les paramètres de mesures

Les paramètres du système étudié que l'on fait varier dans cette expérience sont principalement le taux de retour du FBG. Les conditions de la mesure pour les différents instruments sont les suivantes

II.1.1.1. Analyseur de spectre RF

La troisième branche de diagnostic est constituée d'une photodiode de 12 GHz de bande passante connectée à analyseur de spectre RF de bande passante 26 GHz avec un span de 12 GHz, une résolution (RBW) de 8 kHz et un nombre d'échantillons par spectre fixé à 1200. Le choix de cette plage de fréquence se justifie parce qu'elle permet de mesurer la fréquence des oscillations de relaxation et ses éventuelles harmoniques.

Conditions :

Fenêtre fréquentielle	(GHz)	0,5 à 0,7	0 à 8GHz	0 à 12
Taux d'échantillonnage	(KHz)	1	100	1
Résolution	(KHz)	200 KHz	10	8.10^3
Nombre d'échantillons	(points)	1200	1001	1200

Tableau 7 : Paramètre d'étude du spectre RF.

II.1.1.2. Analyseur de spectre OSA

La quatrième branche de diagnostic est constituée d'analyseurs de spectre optique (OSA). Deux types d'analyseur de spectre ont été utilisés :

1. L'OSA de résolution moyenne, de marque ANDO offre une résolution de 50pm (15 GHz) et permet l'acquisition de spectres constitués de 501 points d'acquisition. Il permet une mesure sur une large plage de longueur d'onde offrant ainsi la possibilité d'observer l'ensemble du spectre de gain et la longueur d'onde centrale d'émission. A noter que le temps d'acquisition d'un spectre est de l'ordre de la seconde ;
2. L'OSA haute résolution ANRITSU offre quant à lui une meilleure résolution (10pm) et un nombre d'échantillons de 501 points. Lorsque les mesures hautes résolutions sont réalisées sur une plage de 2 nm elles permettent la résolution ultime de 10 pm (3 GHz) ce qui permet de résoudre les modes longitudinaux de la diode laser. ($L_{cint} = 3.9 \text{ nm}$ soit $F_{cint} = 11,6 \text{ GHz}$ et $\lambda_{cint} = 0,13 \text{ nm}$).

Conditions :

Marque		Ando	Anritsu
Résolution	(pm)	50	10
Span	(nm)	20	2
Nombre d'échantillons	(points)	501	501

Tableau 8 : Paramètre d'étude du spectre optique mesurée à l'OSA.

II.1.1.3. Interféromètre de Fabry-Perot

La partie diagnostique est complétée par une cinquième branche qui contient un interféromètre de Fabry-Perot confocal de *10 cm* de long d'Intervalle spectral libre (ISL)

L'IFP offre une plage spectrale (*10GHz*) et une résolution (*700 MHz*) intermédiaire entre celle des OSA et celle des analyseurs de spectres RF. D'autre part, le principe de l'IFP repose sur l'interférométrie à onde multiple qui permet d'analyser et de reconstruire une composante spectrale très rapidement. La durée d'acquisition d'un spectre complet est d'environ *10ms* ce qui est plusieurs ordres de grandeur plus rapide qu'un OSA. L'IFP complète donc la gamme.

III. L'ANALYSE SPECTRALE RF

L'analyse du spectre RF est menée pour les différentes réflectivités des FBG suivantes : $R_{fbg} = 1,65 \%$, $R_{fbg} = 3 \%$, $R_{fbg} = 4 \%$, $R_{fbg} = 6 \%$ et $R_{fbg} = 8 \%$. Sur la *Figure 60*, sont représentées pour chacune de ces réflectivités, les spectres acquis pour les valeurs de courant suivantes : (63mA, 75mA, 85mA, 95mA, 100mA, 120mA, 250mA, 300mA, 400mA, 500mA).

III.1. OCCUPATION SPECTRALE

On remarque une évolution progressive des spectres RF en fonction du courant et du taux de réflectivité des FBG :

En fonction du courant :

Pour chaque spectre, le courant $I=120 \text{ mA}$ semble être la limite entre deux comportements :

- o pour $I < 120 \text{ mA}$ les spectres présentent une résonance des oscillations de relaxation bien claire dont l'amplitude et la fréquence de résonance augmente avec le courant ;
- o Pour $I > 120 \text{ mA}$, les spectres sont davantage plats avec une large occupation spectrale et une fréquence de résonance moins évidente parfois supplantée par une composante maximale à 8 GHz ou dont le maximum peut être $> 8 \text{ GHz}$. Cette composante peut correspondre soit à une harmonique des OR soit à la composante (convolution) des OR d'un mode longitudinal adjacent ($11,6 \text{ GHz} - 2,5 \text{ GHz} = 9,1 \text{ GHz}$).

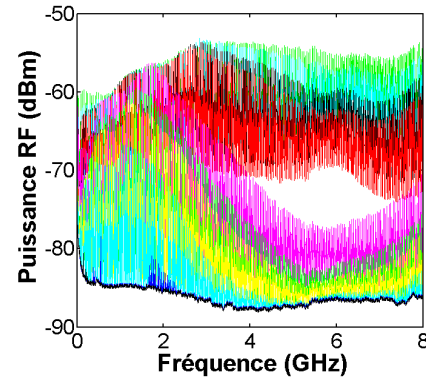
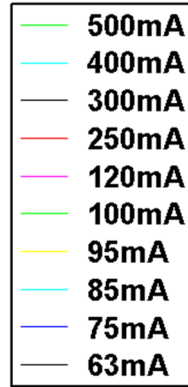
En fonction de R_{fbg} :

On peut distinguer deux catégories de spectres en fonction de R_{fbg} :

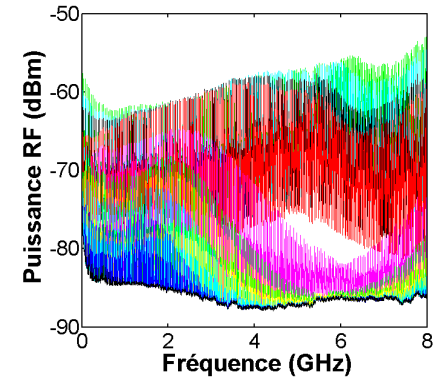
- o Pour de faibles valeurs de réflectivité comme $R_{fbg} = 1,65 \%$, les oscillations de relaxation sont clairement présentes (notamment pour $I < 120 \text{ mA}$) avec une forte amplitude qui culmine à -55 dB et une bonne occupation spectrale sur l'ensemble de la fenêtre. Les puissances crêtes des résonances se réduisent progressivement et l'occupation spectrale diminue lorsque R_{fbg} augmente ($R_{fbg} = 3 \%$, $R_{fbg} = 4 \%$)
- o Pour $R_{fbg} = 6 \%$, et $R_{fbg} = 8 \%$, la densité spectrale est globalement plus faible que pour les valeurs de R_{fbg} précédentes aussi bien pour $I < 120 \text{ mA}$ que pour $I > 120 \text{ mA}$.

- o Pour $R_{fbg} = 6 \%$ l'occupation spectrale est la plus faible et semble correspondre à une réduction importante des oscillations de relaxation au-delà de $300mA$ soit environ 6 fois le courant de seuil. Par exemple l'amplitude maximale de la plage $I < 120mA$ est $-70dB$ (contre $-55dB$ pour $R_{fbg} = 1,65 \%$) ;
- o Elle est également plus faible ($-65dB$) à $R^{fbg} = 6 \%$, et $R_{fbg} = 8 \%$, pour $I > 120mA$ contre ($-55dB$ pour $R_{fbg} = 1,65\%$, $R_{fbg} = 3 \%$, et $R_{fbg} = 3 \%$) ;
- o On observe également pour $R_{fbg} = 6 \%$, et $R_{fbg} = 8 \%$, et pour des courants compris entre $120mA$ et $300mA$ des spectres incomplets. Ils traduisent des changements voire des commutations de spectre du système FOF pendant la durée de la mesure de l'analyseur de spectre.

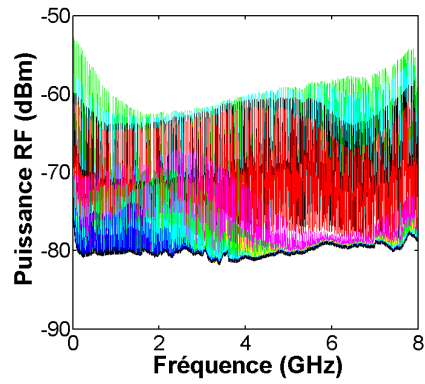
Ces commutations entre d'une part un spectre présentant des oscillations de relaxation et d'autre part une absence d'oscillation de relaxation, permet de supposer l'existence d'une bistabilité de cohérence entre le régime de perte de cohérence (Régime IV) et un régime plus stable sans oscillation de relaxation (Régime V).



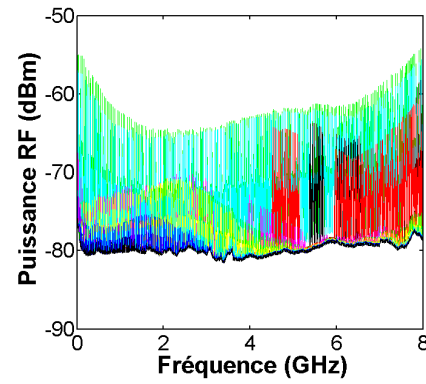
(a) $R_{fbg} = 1,65 \%$



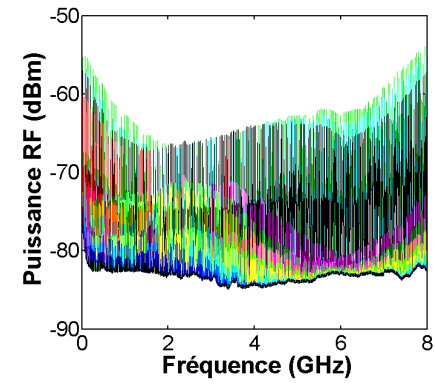
(b) $R_{fbg} = 3 \%$



(c) $R_{fbg} = 4 \%$



(d) $R_{fbg} = 6 \%$



(e) $R_{fbg} = 8 \%$

Figure 60 : Spectre RF sur 8 GHz, $L_{cext} = 4m$.

L'analyse en fonction du courant montre que les oscillations de relaxation sont présentes en dessous de 120 mA , et qu'au-delà de 120mA l'augmentation de l'occupation spectrale traduit une perte de cohérence encore plus significative. Il est tentant de conclure que pour $I < 120\text{mA}$ il s'agit du début du régime IV, et pour $I > 120\text{mA}$ un régime de cohérence collapse bien développé.

Les oscillations de relaxation sont moins présentes lorsque la réflectivité des FBG augmente, ce qui traduit une disparition progressive des OR et une transition du régime IV vers le régime V. Cette transition est plus marquée pour les faibles valeurs de courant ($< 120\text{mA}$) notamment à 6 et 8 %.

III.2. ANALYSE DETAILLÉE DU SPECTRE RF POUR $R_{\text{FBG}} = 6\%$

L'analyse via des programmes automatisés sous Matlab ne fait pas ressortir facilement l'identification aux régimes de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986). Il s'agit donc de procéder à une analyse détaillée qui consiste à visualiser les spectres RF un par un de 50 à 500 mA afin d'identifier le plus précisément possible les différentes zones ou régimes de fonctionnement. Les différentes séquences de spectres sont représentées cf. *Figure 61*.

Il faut tout d'abord remarquer que contrairement à $R_{\text{fbg}} = 1,5 - 3$ et 4% , l'ensemble des spectres RF obtenus pour $R_{\text{fbg}} = 6\%$ présentent un niveau de bruit de fond qui ne s'écarte quasiment pas du bruit d'obscurité de la photodiode (trace rouge représentant le bruit spectral de la photodiode sans illumination). Au sein de ce panel de spectres on peut distinguer 4 plages de courant correspondant à trois comportements différents.

- **Plage 1** ($I_{\text{th}} < I < 115\text{mA}$)

La dynamique du spectre évolue progressivement avec le courant, avec des oscillations de relaxation facilement identifiables mais de faible amplitude (entre -70dBm et -75dBm) soit 20dBm en dessous de ce qui est observé pour de plus forte réflectivités. Ceci permet de conclure à une transition du régime IV au régime V ;

- **Plage 2** : ($116\text{mA} < I < 174\text{mA}$)

Sur cette plage les oscillations de relaxation ont complètement disparu et le spectre est réduit au spectre du courant d'obscurité de la photodiode. Il est facile de conclure au régime V.

- **Plage 3** : ($200\text{mA} < I < 300\text{mA}$)

On observe clairement des spectres incomplets. Ils traduisent des changements voire des commutations de spectre pendant la durée de la mesure de l'analyseur de spectre.

Les deux dynamiques spectrales qui coexistent ou entre lesquelles le système commute sont ;

- Dynamique 1 : absence totale des composantes fréquentielles et le spectre est réduit au spectre de bruit d'obscurité de la photodiode comme dans la plage 2, (Régime V) ;
- Dynamique 2 : certaines composantes fréquentielles du spectre RF sont présentes. En augmentant le temps d'intégration de l'analyseur il est possible de reconstituer l'enveloppe du spectre ainsi que la position de la résonance des OR. (transition vers le régime IV).

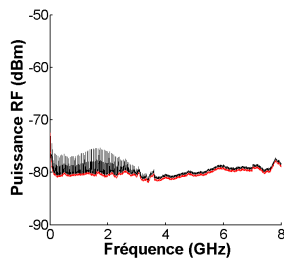
Conclusion :

La commutation entre deux états de cohérence différents est un phénomène qui n'a pas été observé dans les systèmes FOF jusqu'à présent et peut constituer un nouveau type de transition entre le régime IV et le régime V. A noter que l'amplitude de la dynamique 2 reste très faible ce qui laisse supposer une prédominance du régime V.

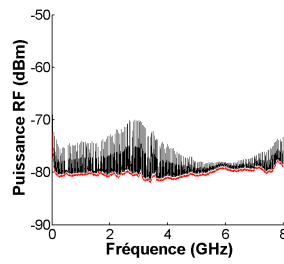
▪ **Plage 4** : ($305mA < I < 500mA$)

La dynamique du spectre RF n'évolue quasiment pas en fonction du courant. L'occupation spectrale est importante ; le spectre RF est très riche et complexe et s'étale sur la totalité de la bande passante (8 GHz) ; Il est impossible d'identifier clairement le pic correspondant la FOR ; Il peut s'agir d'une transition vers le régime IV à partir du régime V qui reste dominant puisque l'amplitude reste faible. Il faut également s'interroger sur le rôle des modes longitudinaux. A ce stade il n'est pas possible de trancher.

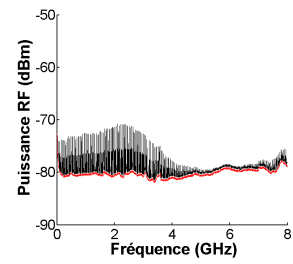
Plage 1 : $I_{th} < I < 115 \text{ mA}$



I = 75 mA

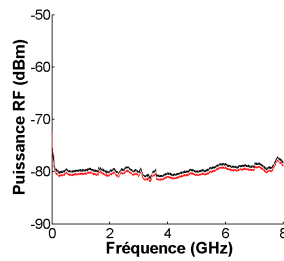


I = 95 mA



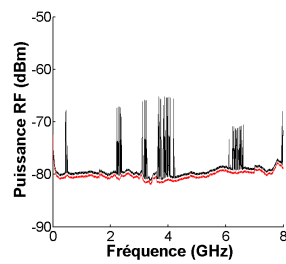
I = 115 mA

Plage 2 : $116 \text{ mA} < I < 300 \text{ mA}$

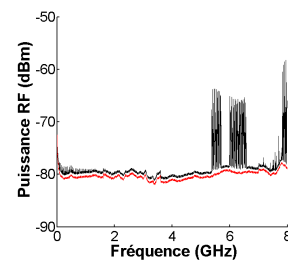


I = 174 mA

Plage 3 : $200 \text{ mA} < I < 300 \text{ mA}$

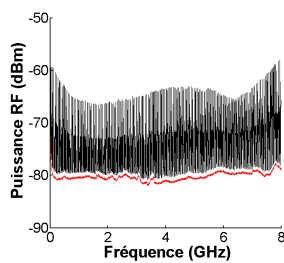


I = 200 mA

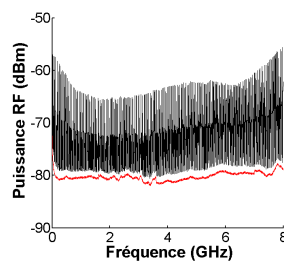


I = 300 mA

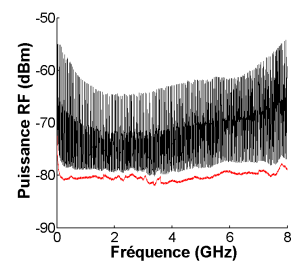
Plage 4 : $305 \text{ mA} < I < 500 \text{ mA}$



I = 305 mA



I = 400 mA



I = 500 mA

Figure 61 : Spectre RF pour $RFBG = 6 \%$.

III.3. ANALYSE DETAILLÉE DU SPECTRE RF POUR $R_{FBG} = 8 \%$

Les différentes séquences de spectres mesurées pour $R_{fbg} = 8 \%$ et à puissance optique incidente constante sont représentées cf. *Figure 62*. Au sein de ce panel de spectres il est possible de distinguer 4 plages de courant correspondant à des comportements et des transitions différentes. Tout d'abord, on peut remarquer que, comme pour $R_{fbg} = 6 \%$, l'ensemble des spectres RF obtenus pour $R_{fbg} = 8 \%$ présentent un niveau de bruit de fond qui ne s'écarte quasiment pas du bruit d'obscurité de la photodiode (trace rouge représentant le bruit spectral de la photodiode sans illumination ($\sim -80dBm$)).

- **Plage 1** : ($75mA < I < 125mA$) :

Les OR sont présentes mais à niveau d'amplitude très faible ($-80dBm$ à $-75dBm$). Cette faible amplitude des OR permet de conclure à une transition vers le régime V par réduction des OR.

- **Plage 2** : ($130mA < I < 190mA$) :

Comme pour la plage 3 de la mesure avec $R_{fbg}=6 \%$, les spectres présentent des discontinuités qui en tenant compte du temps d'acquisition important des mesures, conduisent à une interprétation basée sur des commutations entre deux dynamiques :

- o Dynamique 1: Le profil spectral qu'il semble possible de reconstruire en augmentant le temps d'intégration (ou le nombre d'échantillons sur lequel la moyenne est calculée) correspond à des spectres similaires à ceux de la plage 1. La présence des oscillations de relaxation rend plausible l'hypothèse du régime IV (faible cohérence). Cependant la très faible amplitude de ces composantes ($-75dBm$, $-80dBm$) renforce l'hypothèse d'une forte proximité avec le régime V de meilleure cohérence ;
- o Dynamique 2 : absence totale des composantes fréquentielles et le spectre est réduit au spectre de bruit d'obscurité de la photodiode comme dans la plage 2. En l'absence de composante spectrale, la cohérence du laser est grande et correspond au Régime V.

Le système produit donc des bistabilités entre les deux dynamiques donc entre les deux états de cohérences. Nous proposons d'introduire le concept de bistabilité de cohérence comme transition possible entre le régime IV et le régime V.

- **Plage 3** : ($190mA < I < 220mA$)

Comme pour la plage 2 ($116mA < I < 174mA$) observée avec $R_{fbg}=6\%$, les oscillations de relaxation ont complètement disparu et le spectre est réduit au spectre du courant d'obscurité de la photodiode. Ici encore il est facile de conclure au régime V.

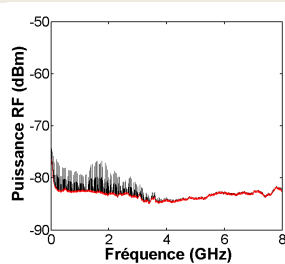
- **Plage 4** : ($300mA < I < 500mA$) :

Comme pour la plage de forts courants (Plage 4 $R_{fbg}=6\%$) on retrouve ici une occupation spectrale très étendue mais d'amplitude modérée ; La dynamique du spectre RF est très riche et complexe et s'étale sur la totalité de la bande passante (8 GHz) ; De plus elle n'évolue que peu en fonction du courant. L'amplitude relativement faible du spectre et l'absence de signature claire des OR permet de favoriser l'hypothèse d'une transition du régime V vers le régime IV. Il faut cependant rester attentif au rôle que les différents modes longitudinaux peuvent jouer sur le spectre final. Idéalement des spectres sur $12GHz$ sont à considérer.

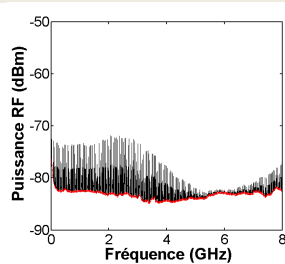
Une interprétation d'ensemble sur les régimes et les transitions entre régimes peut être :

- o Pour $I_{th} < I < 125mA$: Transition du régime IV vers le régime V par diminution des OR ;
- o Pour $130mA < I < 190mA$: transition du régime IV vers V par bistabilité de cohérence ;
- o Pour $I \sim 220mA$: Régime V ;
- o Pour $300mA < I < 500mA$: Régime non identifié à ce stade : transition du régime V vers le régime IV, ou rôle des modes longitudinaux dans la montée de bruit. Des études complémentaires sont nécessaires pour trancher.

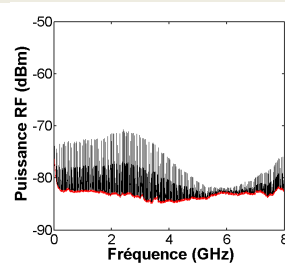
Plage 1 : $I_{th} < I < 125 \text{ mA}$



$I = 75 \text{ mA}$

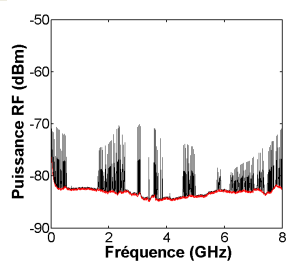


$I = 95 \text{ mA}$

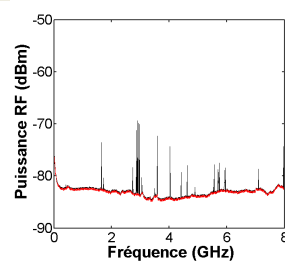


$I = 100 \text{ mA}$

Plage 2 : $130\text{mA} < I < 190\text{mA}$

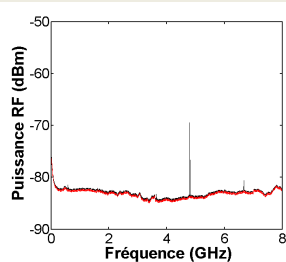


$I = 130 \text{ mA}$

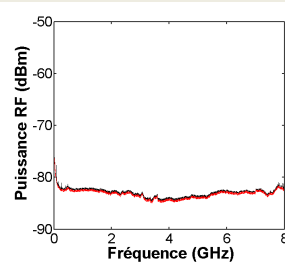


$I = 140 \text{ mA}$

Plage 3 : $190\text{mA} < I < 220\text{mA}$

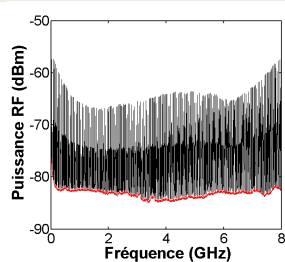


$I = 190 \text{ mA}$

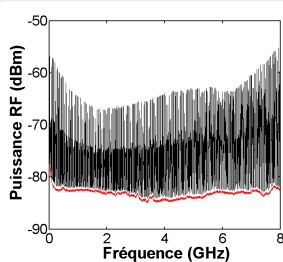


$I = 220 \text{ mA}$

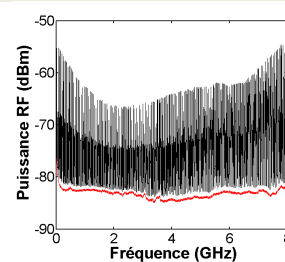
Plage 4 : $300\text{mA} < I < 500\text{mA}$



$I = 300 \text{ mA}$



$I = 400 \text{ mA}$



$I = 500 \text{ mA}$

Figure 62 : Spectre RF pour $RFBG = 8 \%$.

Pour conclure, l'ensemble des régimes et des transitions sont représentés sur une carte (cf. *Figure 63*). Les couleurs Orange et Jaune représentent le régime IV, tandis que le vert, cyan et bleu représente le régime V ou des transitions vers le régime V.

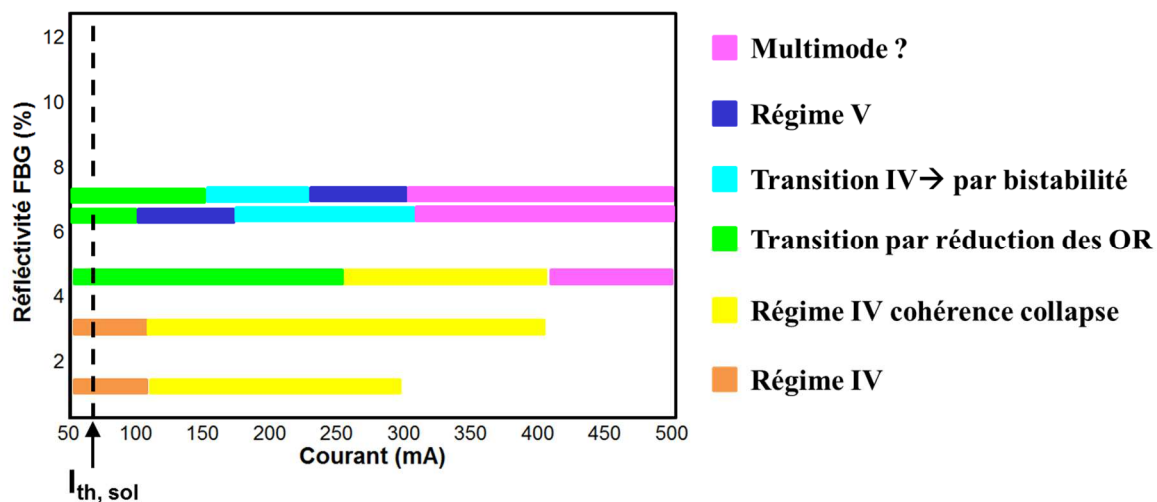


Figure 63 : Classification quantitative des régimes de transition.

III.4. OSCILLATION DE RELAXATION

III.4.1. Fréquence des oscillations de relaxation

La fréquence des oscillations de relaxations est représentée ci-dessous (cf. *Figure 64*).

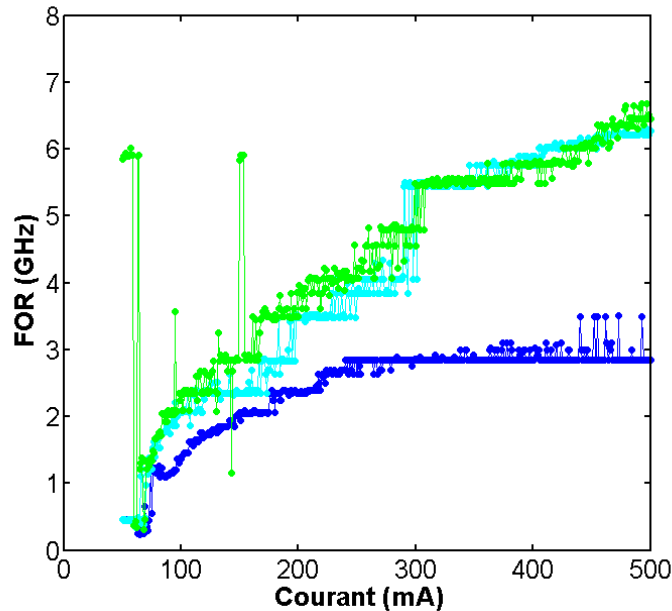


Figure 64 : Fréquence des oscillations de relaxation : bleu $R_{fbg} = 1,65\%$ - Cyan $R_{fbg} = 3\%$ - vert $R_{fbg} = 4\%$.

La fréquence des oscillations de relaxation augmente en fonction du courant pour $R_{fbg} = 1,65\%$, $R_{fbg} = 3\%$, $R_{fbg} = 4\%$.

A partir d'une certaine valeur de courant la fréquence du pic de l'oscillation de relaxation est quasi-constante :

- Pour $R_{fbg} = 1,65\%$, la fréquence des OR évolue jusqu'à $I = 245\text{ mA}$ ou elle atteint sa valeur maximale 2,6 GHz ;
- Pour $R_{fbg} = 3\%$: la fréquence de la ROF évolue jusqu'à $I = 295\text{ mA}$ ou elle atteint sa valeur maximale ;
- Pour $R_{fbg} = 4\%$: La fréquence de la ROF évolue jusqu'à $I = 300\text{ mA}$ ou elle atteint sa valeur maximale ;

A noter que les valeurs de fréquence de résonance des oscillations de relaxation comprises entre $6\text{ GHz} < f_{RO} < 8\text{ GHz}$ peuvent être interprétées comme les convolutions du mode longitudinal suivant ($f_{ML}=11,6\text{ GHz}$) qui se traduisent par les composantes ($f_{ML}-f_{RO} \sim 11,6-2,6=9\text{ GHz}$).

La présence d'un mode longitudinal adjacent permet d'expliquer pourquoi la puissance en dB des composantes fréquentielles autour de 8 GHz devient supérieure à celle du pic de la FOR y compris lorsque ces derniers sont peu présents.

III.4.2. Amplitude de la résonance des Oscillations de relaxation

Cette analyse a pour objectif d'étudier si l'amplitude des OR peut être un critère pertinent pour identifier les régimes et en tracer une carte. L'hypothèse repose sur l'idée que l'amplitude à la résonance des OR est une fonction croissante du développement des OR voire de la perte de cohérence.

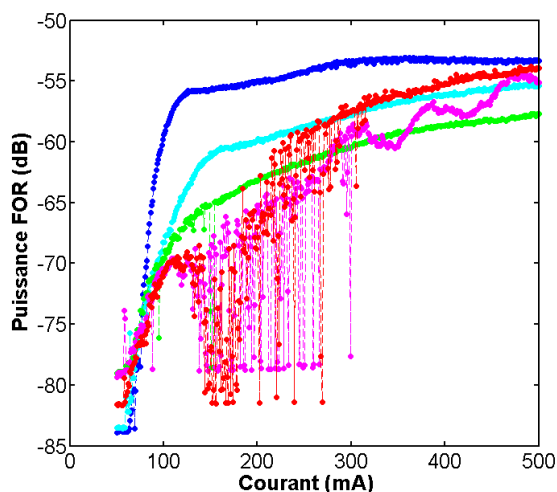
L'amplitude du pic de résonance des oscillations de relaxations est représentée en fonction du courant pour les différentes valeurs de réflectivités du FBG sur la figure 8. La famille de courbes présente un maximum à -53dBm et un minimum à -82dBm .

Nous supposons qu'une amplitude importante (-53dBm) indique un développement des OR, voire un développement des OR pour atteindre la perte de cohérence (cohérence collapse). Au contraire, une amplitude des OR faible (-80dBm) indique une meilleur cohérence donc la proximité avec le régime V. Un écart de -25dBm ($1/300$) paraît un rapport suffisant pour justifier la réduction ou la disparition des OR et les l'appartenance à un régime stable (régime V).

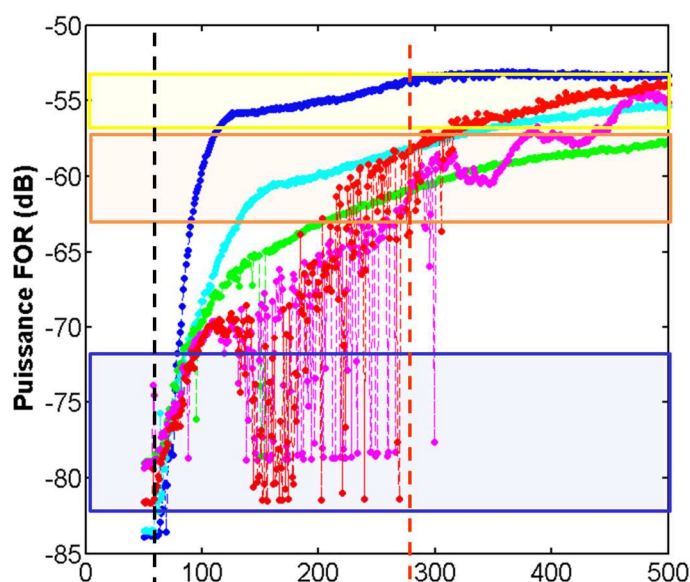
Nous proposons de considérer comme appartenant au régime IV tous les spectres dont l'amplitude des OR est compris entre A_{max} et $A_{max-10\text{dB}}$ (soit les spectres dont l'amplitude des OR est compris entre -53dBm et -63dBm). Nous proposons arbitrairement de fixer les limites du régime V entre A_{min} et $A_{min+10\text{dB}}$ (soit -82dBm et -72dBm). La plage $A_{min+10\text{dB}}$ et $A_{max-10\text{dB}}$ est considéré comme zone de transition entre les différentes régimes. Ces limites sont reportée cf. Figure 65.

Les conclusions du paragraphe IV.2.1 sur l'occupation spectrale, montrent l'existence d'OR complètement développée sur l'ensemble de la fenêtre de mesure avec une amplitude importante (-55dB) qui traduit l'existence du régime de perte de cohérence.

Comme cela a été rappelé au paragraphe I.2.5, dans sa classification des régimes, Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) présente pour le régime IV, trois spectres qui illustrent les différents stades de l'augmentation progressive de l'occupation spectrale par les OR. Sont présentés notamment un spectre composé d'un pic centrale flanqué de deux pics latéraux aux fréquences des OR qui correspondent à un taux de modulation d'une dizaine de pourcent ($\sim -10\text{dBm}$). Un deuxième spectre correspond à une double modulation aux fréquences ω_{OR} et $2\omega_{\text{OR}}$ (harmonique) avec des taux respectivement d'environ 50 % ($\sim -3\text{dBm}$) et 10 % ($\sim -10\text{dBm}$). Le troisième spectre est large et il n'est plus possible de connaître le nombre de modulant car il ne s'agit sans doute plus de modulant discret mais continu et larges. Cependant, il n'est précisé aucune limite pour ces différents stades et notamment pour l'entrée dans le régime de perte de cohérence.



a)



b)

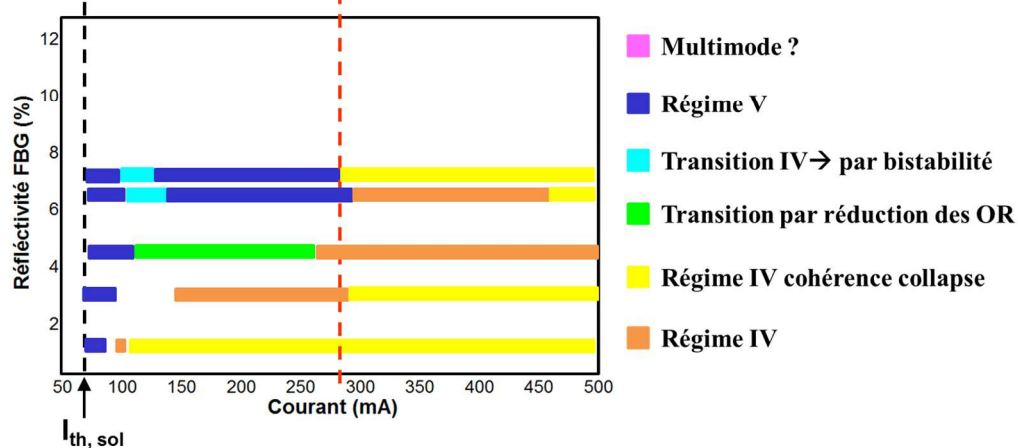


Figure 65 : a. Les limites arbitrairement choisies pour le régime IV sont -53dB et -63dB. Celles pour le régime IV sont -82dB et -72dB. b) La carte des régimes construits à partir des limites en courant pour atteindre les différents régimes.

Nous proposons ici d'introduire une limite arbitraire à la moitié de la plage d'amplitude :

- $-53dBm$ à $-58dBm$: Lorsque l'amplitude des OR atteint ces valeurs, les OR sont très développées et reflètent la perte de cohérence (cohérence collapse). Troisième et dernier stade du régime IV.
- $-58dBm$ à $-63dBm$: De telles amplitude peuvent refléter le développement progressif des OR c'est à dire les deux premiers stades du régime IV.

Sur la base de ces limites arbitraires mais raisonnables il est possible de construire un diagramme des régimes. Ce dernier est représenté cf. *Figure 65-b*.

Avec ces hypothèses, le régime IV existe pour les faibles valeurs de R_{fbg} , pratiquement sur l'ensemble de la plage de courant tandis que le régime V existe pour 6 % et 8 % respectivement sur les plages $\sim 125mA - 280mA$ et $\sim 125mA - 300mA$ respectivement. Cette carte est plutôt en bonne adéquation avec la carte cf. *Figure 58*. Il faut cependant absolument remarquer que la mesure de l'amplitude des OR met en évidence de fortes instabilités en fonction du courant sur la plage $175mA-275mA$ qui correspondent très vraisemblablement aux bistabilités de cohérence jusqu'à l'atteinte du régime V.

IV. ANALYSE DES SPECTRES OPTIQUES

IV.1. ANALYSE QUALITATIVE

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier les spectres optiques acquis avec un analyseur de spectre optique (OSA) haute résolution pour les différentes valeurs de R_{fbg} (1,5 %, 3 %, 4 %, 6 %, et 8%) et différentes valeurs de courant (63mA à 500mA) pour mettre en évidence l'existence de régimes de Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) et étudier l'aspect multimode du système FOF.

- Pour $R_{fbg}=1,65\%$:
 - les séquences de spectres mesurés sur une plage de $2nm$ avec une résolution de $10pm$ sont présentées (cf. *Figure 66* et *Figure 67* respectivement pour (63mA, 75mA, 95mA, 100mA, 120mA, 150mA et 250mA) et (250mA, 300mA, 400mA, et 500mA) respectivement ;
 - A l'exception du spectre obtenu pour $I=75mA$ ($1,5xI_{th}$) les spectres montrent un élargissement progressif du spectre en fonction du courant qui illustre l'aspect multimode du système FOF ;
 - Pour $I=75mA$ le spectre montre un nombre réduit de modes longitudinaux ce qui correspond à une meilleure cohérence (relative) de l'émission.
 - La cartographie (cf. *Figure 68*) est une représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur. Les différents modes longitudinaux contenus dans le spectre apparaissent sous forme de fines striures dont la pente est 104 GHz/A ;
 - Cette cartographie (cf. *Figure 68*) est une claire illustration de la régularité du comportement du système FOF qui reste multimode sur l'ensemble de la plage de courant pour cette valeur de R_{fbg} ;

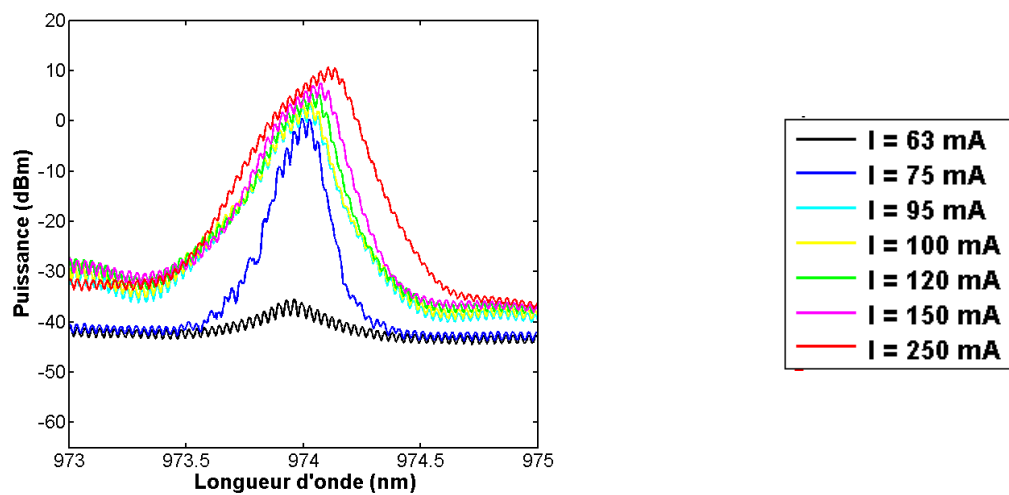


Figure 66 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 63 et 250 mA – $R_{fbg} = 1,65\%$.

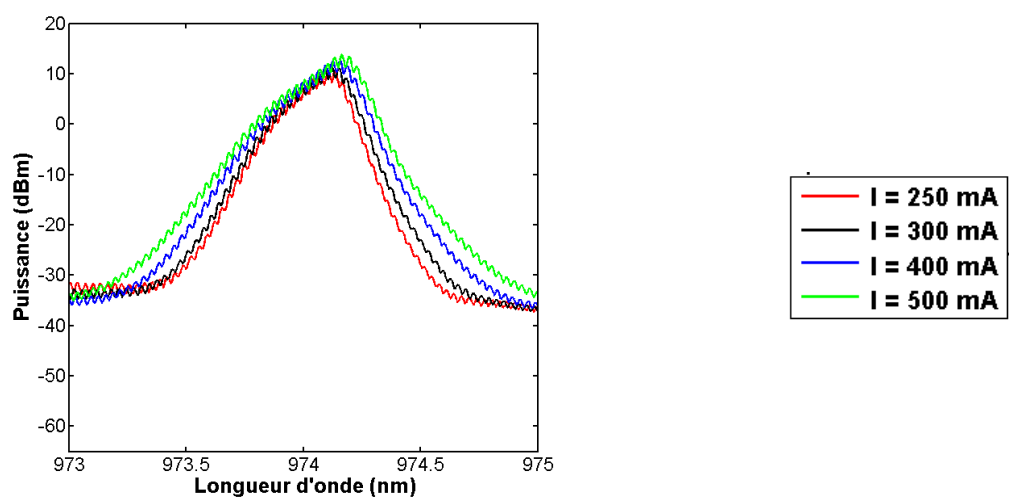


Figure 67 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 250 et 500 mA – $R_{fbg} = 1,65\%$.

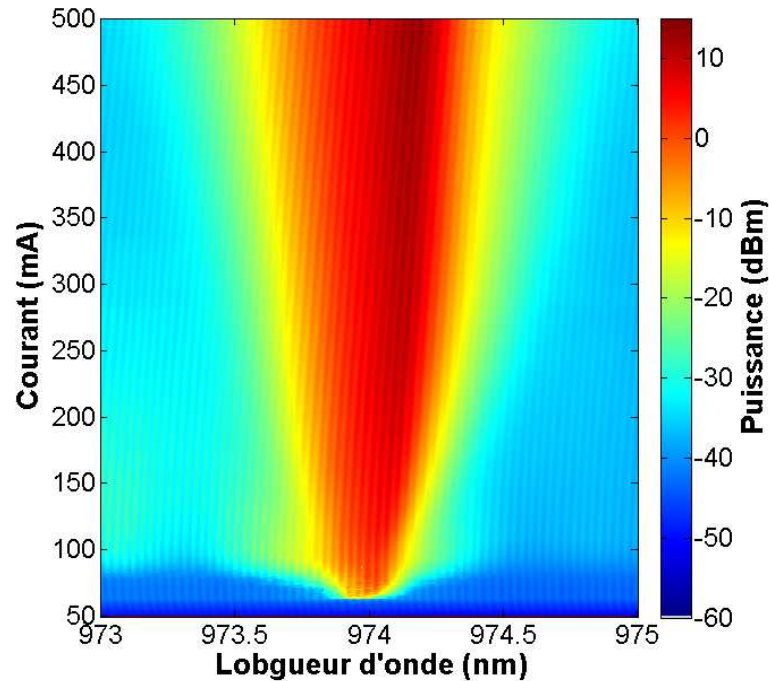


Figure 68 : représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur – $R_{fbg} = 1,65\%$.

- Pour $R_{fbg} = 3\%$:
 - Les séquences de spectres mesurés sur une plage de $2nm$ avec une résolution de $10pm$ sont présentées cf. *Figure 69* et *Figure 70* respectivement pour (63mA, 75mA, 95mA, 100mA, 120mA, 150mA et 250mA) et (250mA, 300mA, 400mA, et 500mA) respectivement ;
 - Au-delà de 100mA, les spectres présentent une allure similaire et multimode qui dépend peu du courant ;
 - Pour $I=63mA$ et $I=75mA$, le nombre de mode longitudinaux est limité à 3 et 5 respectivement ce qui met en évidence une largeur à mi-hauteur plus réduite ;
 - La cartographie (cf. *Figure 71*) est à nouveau une représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude des spectres est représentée suivant un code couleur. A nouveau la figure est une claire illustration de la régularité du comportement du système FOF qui reste multimode sur l'ensemble de la plage de courant pour cette valeur de R_{fbg} ;

- Pour le courant $I=430\text{mA}$, on observe une exception avec un spectre qui présente une forte réduction spectrale à un seul mode. A ce stade, l'origine de cette réduction spectrale n'est pas connue. Nous constatons le début de l'apparition de la bistabilité de cohérence, beaucoup plus fréquente à haute R_{fbg} .

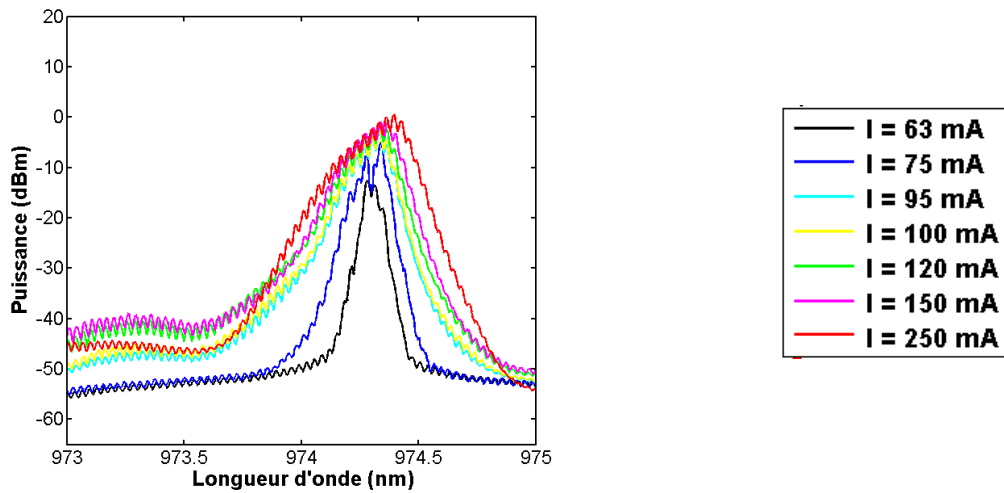


Figure 69 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 63 et 250 mA – $R_{fbg} = 3\%$.

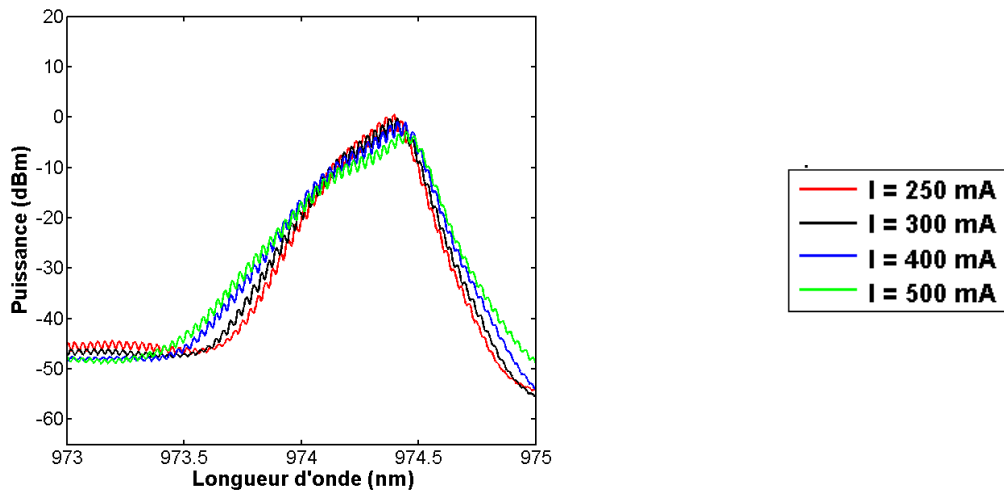


Figure 70 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 250 et 500 mA – $R_{fbg} = 3\%$.

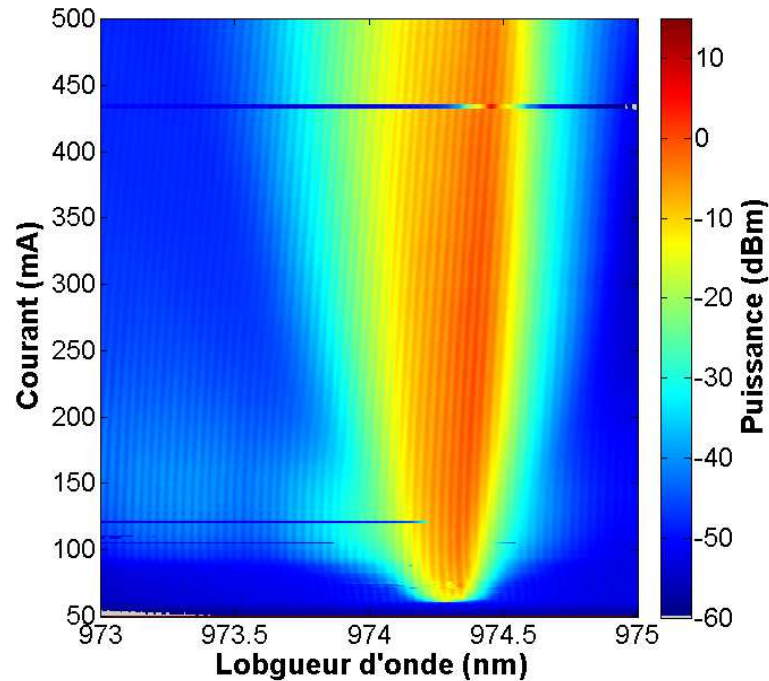


Figure 71 : représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur – $R_{fbg} = 3\%$.

- Pour $R_{fbg}=4\%$:
 - Les séquences de spectres mesurés sur une plage de 2nm avec une résolution de 10pm sont présentées sur Figure 72 et Figure 73 respectivement pour (63mA, 75mA, 95mA, 100mA, 120mA, 150mA et 250mA) et (250mA, 300mA, 400mA, et 500mA) respectivement ;
 - Des spectres à largeur de raie étroites apparaissent nettement par exemple pour $I=300$ et $I=500mA$ (figure 17). Pour plusieurs petites plages de courant et notamment pour les grandes valeurs de courant (300mA et 500mA), les spectres sont nettement monomode ;

- La cartographie (cf. *Figure 74*) présente des différences notables avec les spectres en 3D des *Figure 72* et *Figure 73* sous la forme de rayures bleues. Il s'agit de petites plages de valeurs de courant pour lesquelles les spectres présentent de fortes réductions de la largeur spectrale qui apparaissent de façon désordonnée tout particulièrement au-delà de 200mA. Ces irrégularités (rayures bleues) dans l'allure générale du spectre 3D montrent que des spectres ayant l'allure monomode de ceux mesurés à 300mA et 500mA apparaissent beaucoup plus fréquemment que ne le laissait supposer *Figure 72* et *Figure 73*.

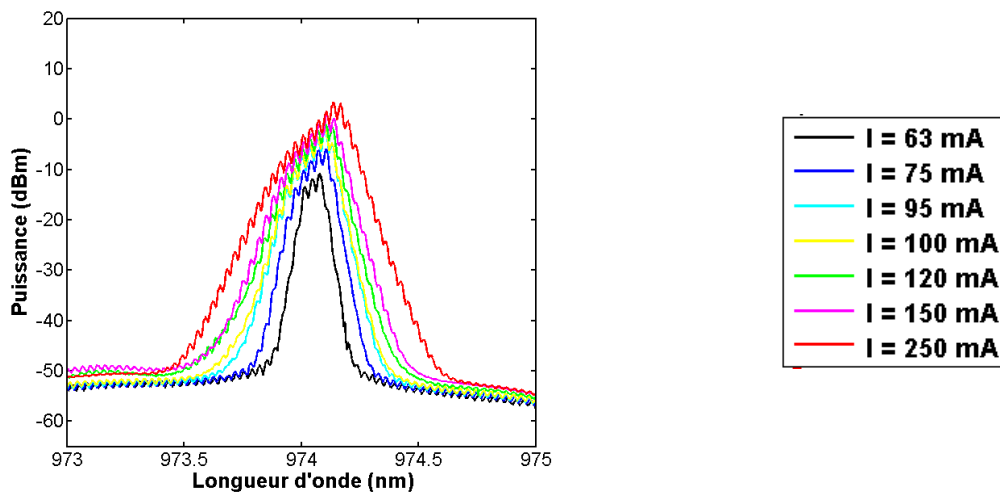


Figure 72 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 63 et 250 mA – $R_{fbg} = 4\%$.

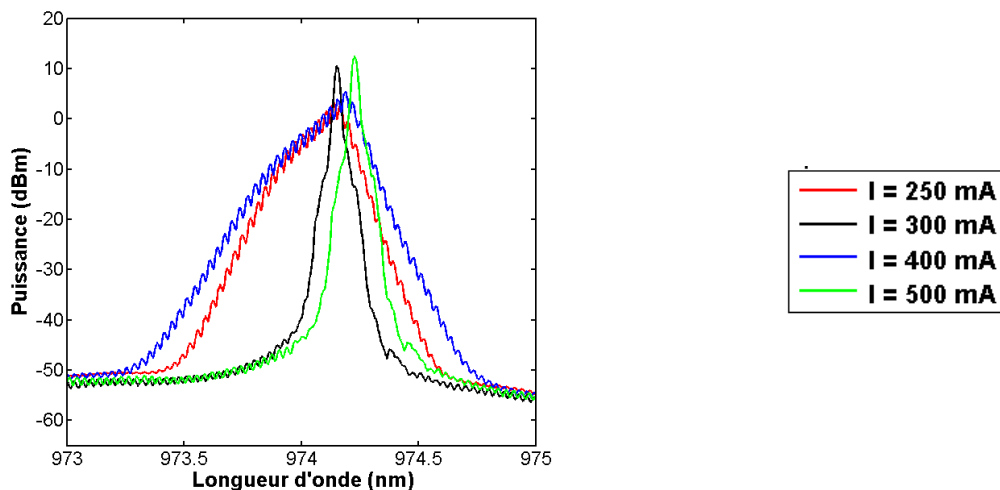


Figure 73 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 250 et 500 mA – $R_{fbg} = 4\%$.

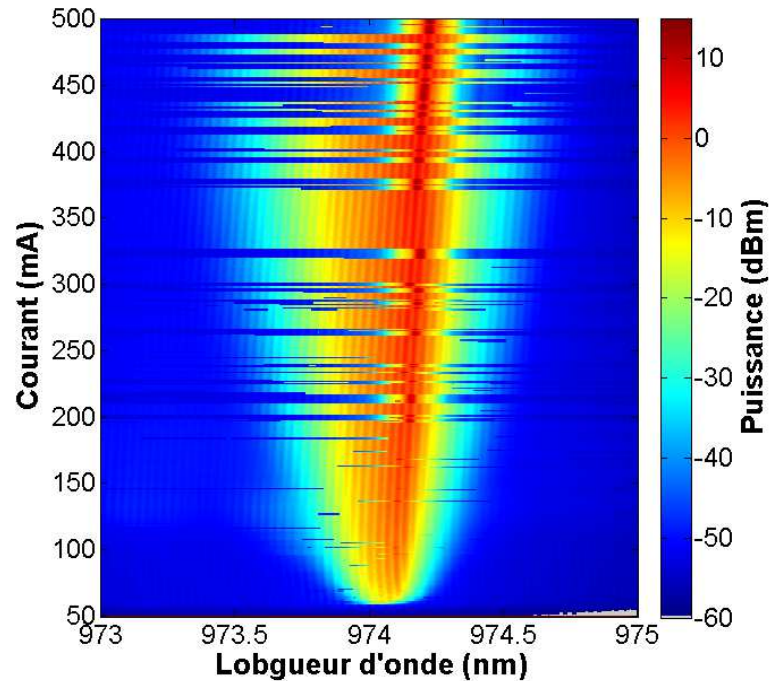


Figure 74 : représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur – $R_{fbg} = 4\%$.

▪ Pour $R_{fbg}=6\%$:

- Les séquences de spectres mesurés sur une plage de 2nm avec une résolution de 10pm sont présentées sur Figure 75 et Figure 76 respectivement pour (63mA, 75 mA, 95 mA, 100mA, 120mA, 150mA et 250mA) et (250mA, 300mA, 400 mA, et 500 mA) respectivement.
- Globalement les spectres de la Figure 75 offrent une largeur de raie plus étroite que les ceux des Figure 66, Figure 69 et Figure 72 ;
- Pour 120 mA le spectre présente un mode longitudinal nettement prédominant.
- Pour 150 et 250mA les spectres de la Figure 75 sont clairement monomodes
- Sur la Figure 76 le spectre mesurés pour $I=250\text{ mA}$ est clairement monomode. Pour les valeurs de courant supérieures, le spectre redevient multimode ;
- Le spectre en 3D présentée sur la Figure 77 présente une plage quasi continue et importante située entre 140mA et 275mA pour laquelle les spectres sont monomodes. Il faut remarquer que cette plage 140mA - 275mA correspond quasiment à la plage du courant qui correspond au régime V identifiée sur la Figure 63 ainsi qu'à la plage identifiée sur Figure 65 ;

- Il est donc tentant de conclure que la page de régime V obtenu à $R_{fbg}=6\%$ produit également une stabilisation en cohérence du système FOF.

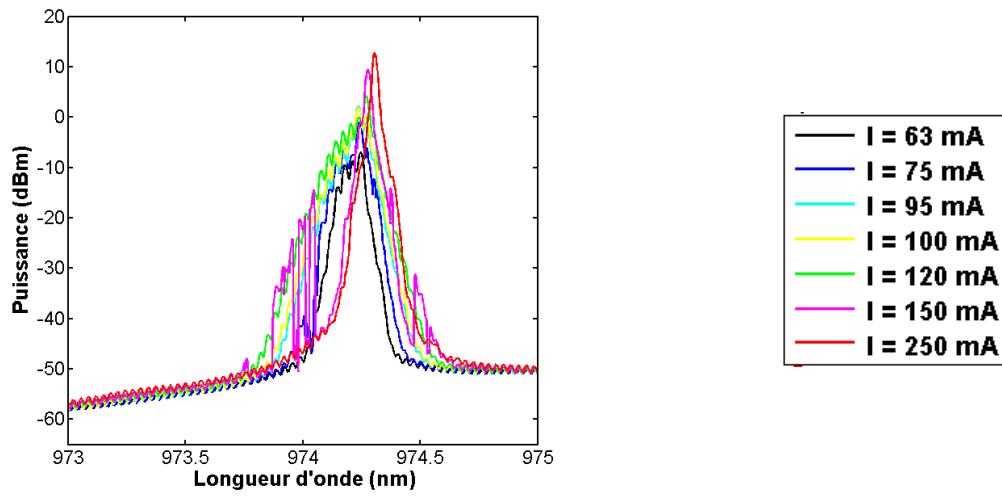


Figure 75 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 63 et 250 mA – $R_{fbg} = 6\%$.

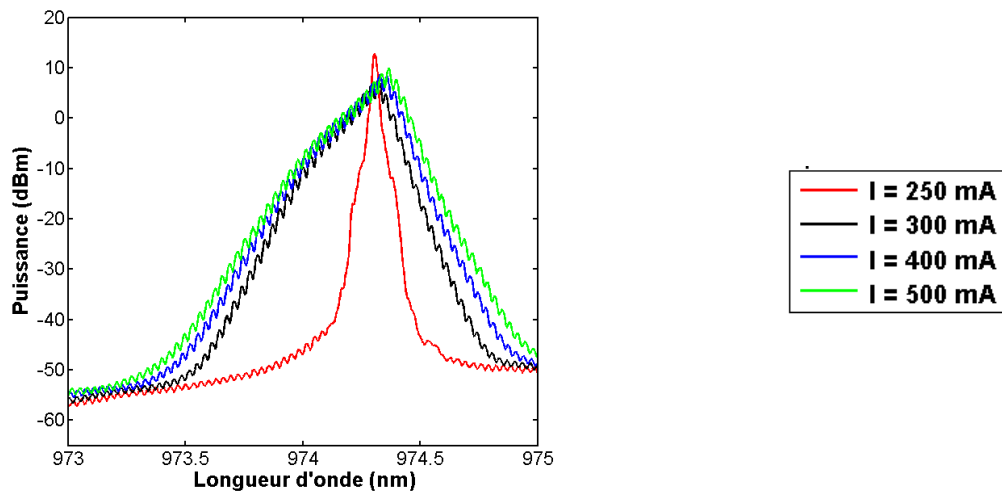


Figure 76 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 250 et 500 mA – $R_{fbg} = 6\%$.

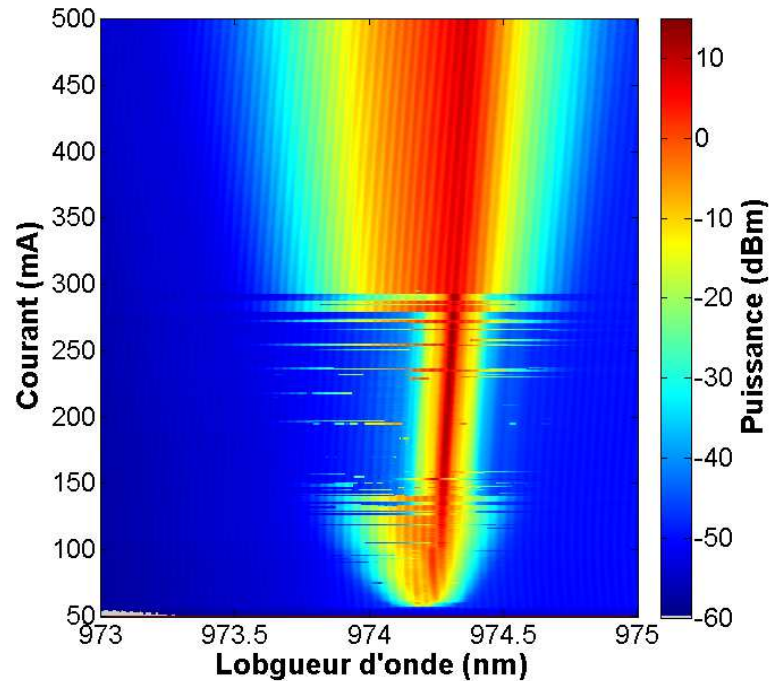


Figure 77 : représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur – $R_{fbg} = 6\%$.

▪ Pour $R_{fbg} = 8\%$:

- Les séquences de spectres mesurés sur une plage de $2nm$ avec une résolution de $10pm$ sont présentées sur Figure 78 et Figure 79 respectivement pour (63mA, 75 mA, 95 mA, 100mA, 120mA, 150mA et 250mA) et (250mA, 300mA, 400 mA, et 500 mA) respectivement.
- La cartographie (cf. Figure 80) un spectre en 3D avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée par un code couleur. Cette figure présente pour la plage de courant [105mA - 355mA] les mêmes type d'irrégularités que pour $R_{fbg} = 6\%$ avec des plages de spectres monomodes alternants avec des plages de spectres multimodes. La plage de ces alternances correspond à la plage de bistabilité de cohérence qui conduit au régime V présentée (cf. Figure 65).

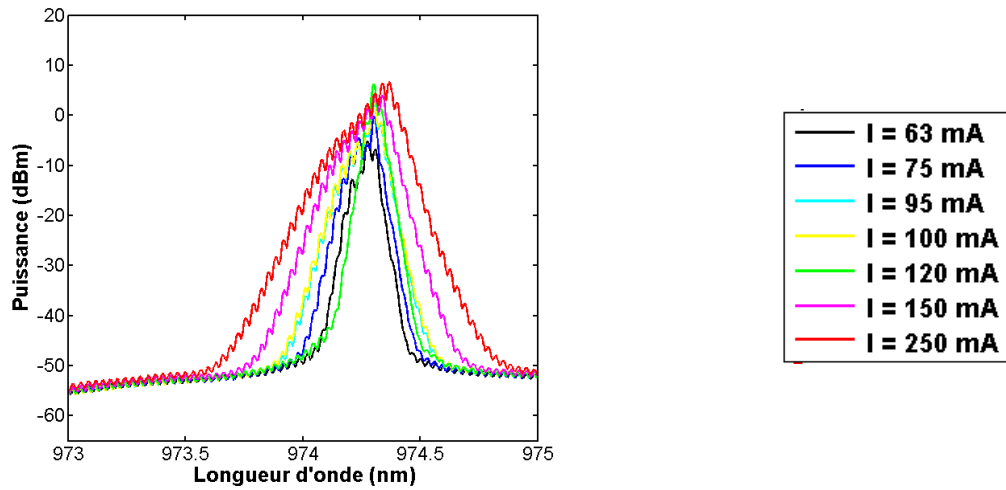


Figure 78 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 63 et 250 mA – $R_{fbg} = 8\%$.

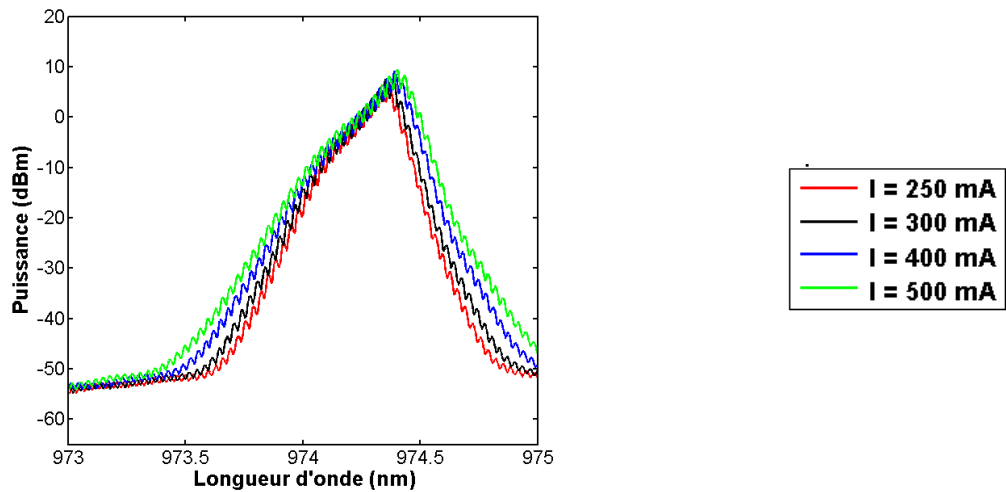


Figure 79 : Mesure expérimentale du spectre optique entre 250 et 500 mA – $R_{fbg} = 8\%$.

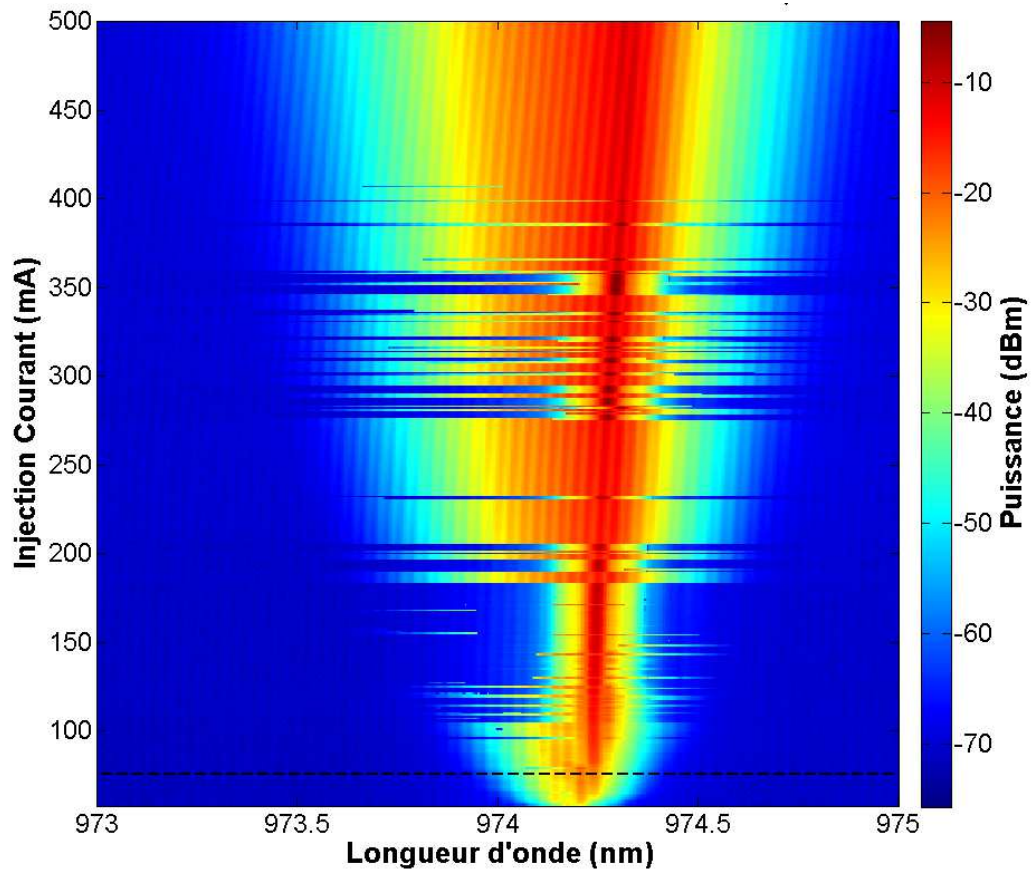


Figure 80 : représentation en 3 dimensions des spectres avec la longueur d'onde en abscisse, le courant en ordonné et l'amplitude du spectre est représentée suivant un code couleur – $R_{fbg} = 8\%$.

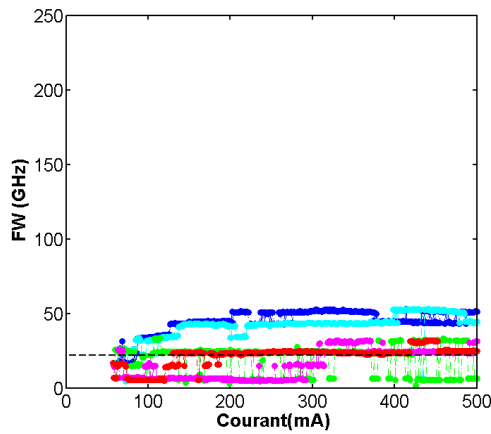
La synthèse de la mesure spectrale à l'OSA haute résolution, fait ressortir un comportement multimode très régulier sur l'ensemble de la plage de courant pour les faibles valeurs de FBG (1,65 % , 3%), puis l'apparition progressive d'instabilité à partir de 4 %, qui se traduit pour 6 % et 8 % par de larges plages de courant (typiquement 100mA, 300mA) où le système FOF adopte un comportement monomode et qui correspondent à la plage de bistabilité de cohérence qui conduit au régime V.

IV.2. ANALYSE DE LA LARGEUR DE RAIE DES SPECTRES MESURES A L'ANALYSEUR DE SPECTRE OPTIQUE ($L_{\text{CEXT}} = 4 \text{ M}$)

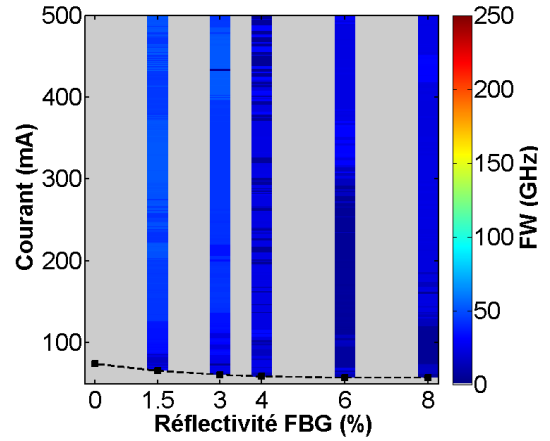
L'objectif de ce paragraphe est d'étudier quantitativement l'évolution de la largeur du spectre optique en fonction du courant et de la réflectivité du FBG R_{fbg} . Il s'agit plus particulièrement d'étudier si la largeur de raie est un critère pertinent pour distinguer le régime IV du régime V et éventuellement de tracer des cartes de cette largeur de raie avant de les comparer aux cartes précédentes.

Il est d'usage d'étudier la largeur d'un spectre à mi-hauteur c'est-à-dire à -3 dB . Or comme cela a déjà été souligné les mécanismes de transition d'un régime à un autre ou de développement d'un régime passe par l'émergence de nouvelles composantes en fréquence qui peuvent apparaître négligeable au début de la transition. Ainsi le régime IV défini par Tkach et al. (R. W. Tkach, 1986) pour des lasers monomodes débute par la naissance de pics latéraux dont l'amplitude peut être inférieure de 10% à celle du pic principal. Pour cette raison, le seuil d'analyse de la mi-hauteur (-3dB) n'est pas forcément le plus pertinent pour rendre compte des étapes d'un régime. C'est pourquoi il est proposé, d'étudier l'évolution de l'élargissement spectral avec d'autres critères : Outre des largeurs de raies à -3dB (cf. *Figure 81*), il s'agit notamment d'étudier la largeur de raie à -5 dB (cf. *Figure 82*), -10 dB (cf. *Figure 83*) et -15 dB (cf. *Figure 84*).

Figures en 2D : Les figures 25, 27, 29, et 31 (respectivement) représentent les largeurs de raies en fonction du courant calculées à -3dB , -5dB , -10dB et -15dB (respectivement) à partir des séquences de spectres représentées (cf. *Figure 81-a*, *Figure 82-a*, *Figure 83-a* et *Figure 84-a*). Les traces bleu correspondent à $1,65 \%$, le cyan à 3% , les vertes à 4% , les magenta à 6% , et les rouges correspondent à 8% . Le trait en pointillé sur les figures 2D correspond à la résolution de l'OSA soit 22 GHz ;

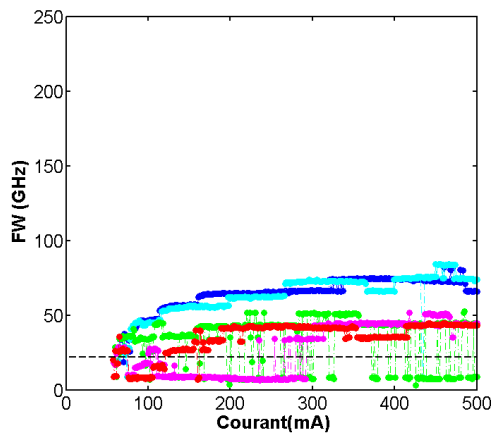


a)

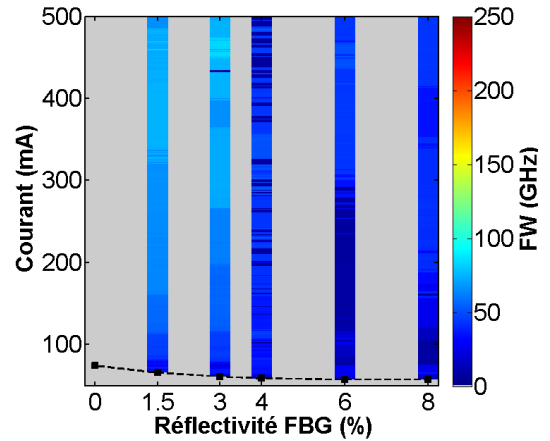


a')

Figure 81 : Largeur à -3 dB du spectre optique pour $R_{fbg} = 1,65$ % (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique à -3 dB en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.

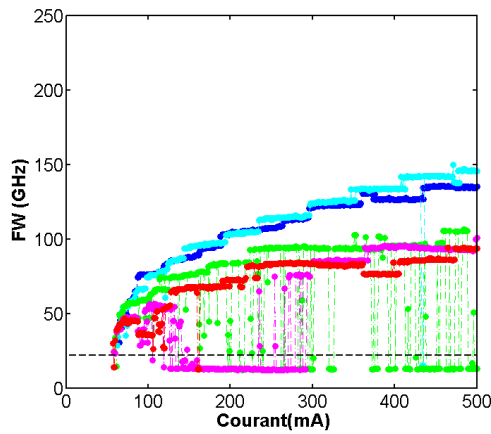


b)

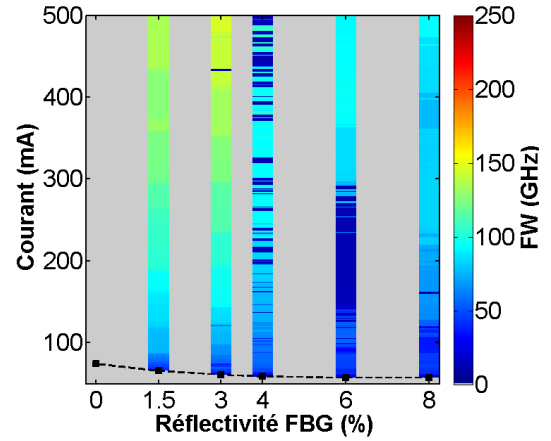


b')

Figure 82 : Largeur à -5 dB du spectre optique pour $R_{fbg} = 1,65$ % (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique à -5 dB en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.

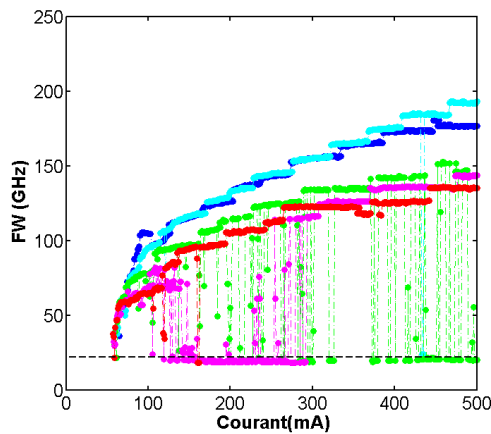


c)

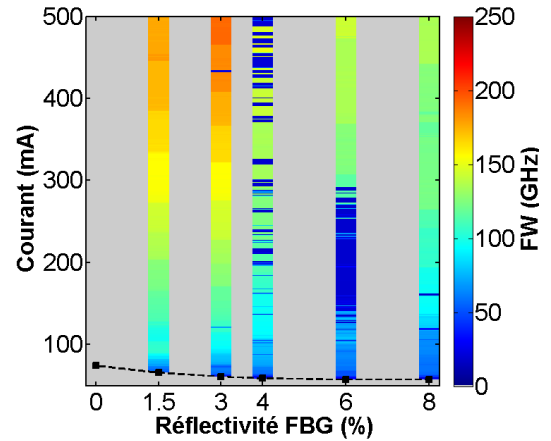


c')

Figure 83 : Largeur à - 10 dB du spectre optique pour $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique à -10 dB en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.



d)



d')

Figure 84 : Largeur à - 15 dB du spectre optique pour $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique à -15 dB en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.

A partir de cette première série de figures, sont construites les cartes en trois dimensions (cf. *Figure 81-b*, *Figure 82-b*, *Figure 83-b* et *Figure 84-b*) représentant les largeurs de raie calculées à $-3dB$, $-5dB$, $-10dB$, et $-15dB$ (respectivement) codées en couleur, en fonction de la réflectivité en abscisse et en fonction du courant en ordonnée.

On observe tout d'abord que la *Figure 84-a* calculées pour une largeur de raie à $-15dB$ présente la meilleure discrimination entre les courbes ainsi que des largeurs de raie minimales au moins égales à la résolution de l'appareil. Les largeurs de raies augmentent par palier avec le courant. La valeur moyenne de la hauteur du palier augmente également avec R_{fbg} , soit :

R_{fbg}	1,5	3	4	6	8
Pallier moyenne (GHz)	6	8	x	9	9
Pallier moyenne (nm)	0,0189	0,0252	x	0,0284	0,0284

La carte correspondante (cf. *Figure 84-a*) montre un élargissement spectral qui augmente avec le courant pour les faibles réflectivités (1,65 % et 3%). Cette plage correspond au régime IV observée pour les cartes (cf. *Figure 63* et *Figure 65*). Les largeurs pour $R_{fbg} = 4\%$ varient de façon très instable sur tout l'intervalle de courant, de ce fait il est peu exploitable.

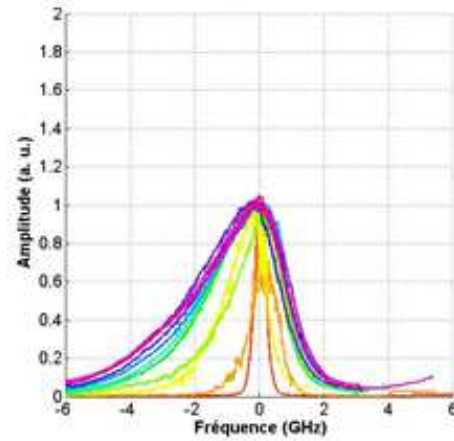
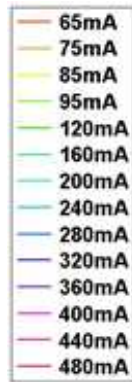
Les plages de plus faibles largeur de raie existent à $R_{fbg}=6\%$ pour la plage de courant 150mA, 275mA et à $R_{fbg}=8\%$ pour 60 à 200mA. Des zones d'instabilité existent de 84 à 297 mA et de 87 à 126 mA pour respectivement $R_{fbg} = 6$ et 8 %. Ces plages de réduction spectrale correspondent à la plage de comportement monomode du système FOF. La structure d'ensemble de la cartographie (cf. *Figure 84*) est assez similaires à celle mise en évidence pour les cartes (cf. *Figure 63* et *Figure 65*) et elles sont en adéquation avec les *Figure 68*, *Figure 71*, *Figure 74*, *Figure 77* et *Figure 80* et indiquent que l'existence du régime V semble coïncider au moins par morceau avec la réduction spectrale de multimode à monomode. Ces plages correspondent aux plages de bistabilité de cohérence et de transition vers le régime V.

V. ANALYSE SPECTRALE AVEC UN INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT

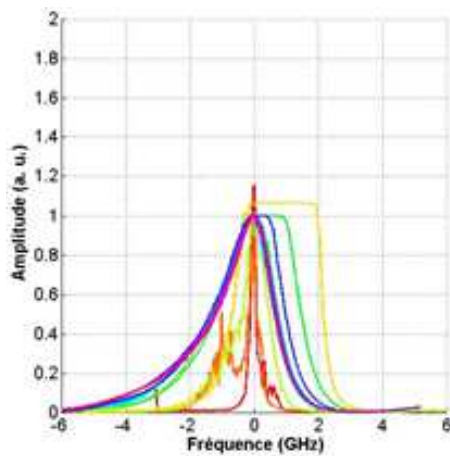
L'objectif de cette section est d'étudier l'évolution de la largeur du spectre optique au travers d'un système d'analyse spectrale différent d'un OSA et susceptible de présenter une meilleure résolution spectrale. L'analyse avec un interféromètre à ondes multiples est en effet en principe susceptible d'apporter une meilleure résolution spectrale (cf. *Figure 85*).

Il s'agit d'analyser plus particulièrement l'élargissement spectral sur une plage de 10 GHz (=ISL de l'Interféromètre de Fabry-Perot) de quelques 10 GHz susceptibles d'apporter des précisions sur le développement des OR au niveau d'un seul mode longitudinal.

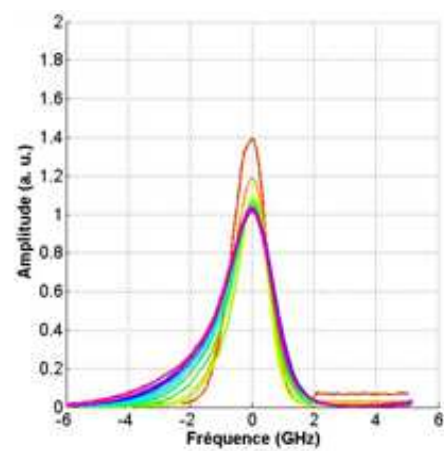
Après acquisition de séquences de spectres FP, les largeurs sont mesurées à mi-hauteur (50 % de l'amplitude) mais aussi à 30 % et 10 % (respectivement) et sont représentées en fonction du courant pour les différentes valeurs de R_{fbg} (cf. *Figure 86*, *Figure 87* et *Figure 88* respectivement). L'analyse à 10 % est la plus pertinente en termes de discrimination des différentes valeurs de largeurs mais elle n'offre que peu de différences structurelles entre les courbes.



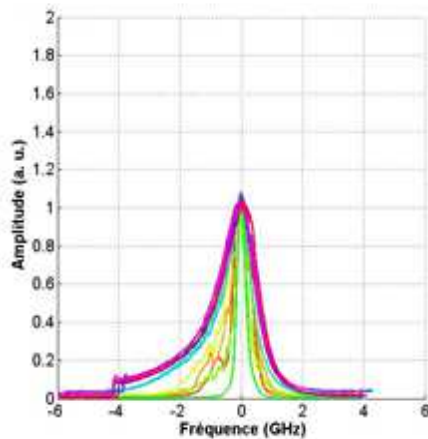
a) $R_{fbg} = 1,65\%$



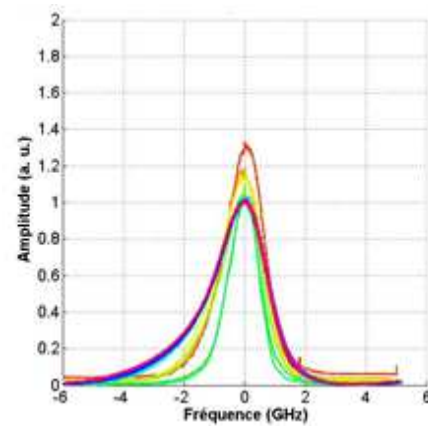
b) $R_{fbg} = 3\%$



c) $R_{fbg} = 4\%$



d) $R_{fbg} = 6\%$



e) $R_{fbg} = 8\%$

Figure 85 : Mesure expérimentale du spectre optique à l'interféromètre de Fabry-Perot.

Pour $R_{fbg} = 6\%$ et 8% (respectivement) les plages (95 -150 mA) et (100 – 200 mA) (respectivement) présente deux états de largeur de raie différentes :

- Spectre large : dans ce cas, les courbes magenta et rouge, correspondant respectivement à $R_{fbg} = 6\%$ et 8% suivraient la même allure que les autres. Voir flèche en pointillée (cf. *Figure 89*) (Entre 2 GHz et 3 GHz pour $R_{fbg}=6\%$ et entre 3 GHz et 4 GHz pour $R_{fbg}=8\%$).
- Spectre étroit : dans ce cas, les deux courbes passent par les points identifiés par des triangles noirs (cf. *Figure 89*) (largeur de raie comprise entre $0,5\text{ GHz}$ et 1 GHz pour $R_{fbg}=6\%$ et entre 2 GHz et $2,5\text{ GHz}$ pour $R_{fbg}=8\%$).

Ces plages de réduction spectrale sont sensiblement différentes de celles mis en évidence dans le paragraphe précédent (§IV.3.2).

A partir des largeurs de raies sont établies des cartes présentant la largeur de raie codée en couleur en fonction des réflectivités des FBG et en abscisse et en fonction du courant en ordonné. (cf. *Figure 86-b*, *Figure 87-b* et *Figure 88*). La structure générale de la *Figure 89* reprend celle de la *Figure 86*, avec comme cela vient d'être souligné, des différences au niveau de l'étendue des plages :

- Les plages d'élargissement spectral les plus importantes sont obtenues pour $R_{fbg}=1,65\%$ et $R_{fbg}=3\%$ et elles sont a rapprochés du régime IV ;
- Les plages de rétrécissement spectral les plus importants sont obtenues pour $R_{fbg}=6\%$ et 8% pour des faibles valeurs courant.

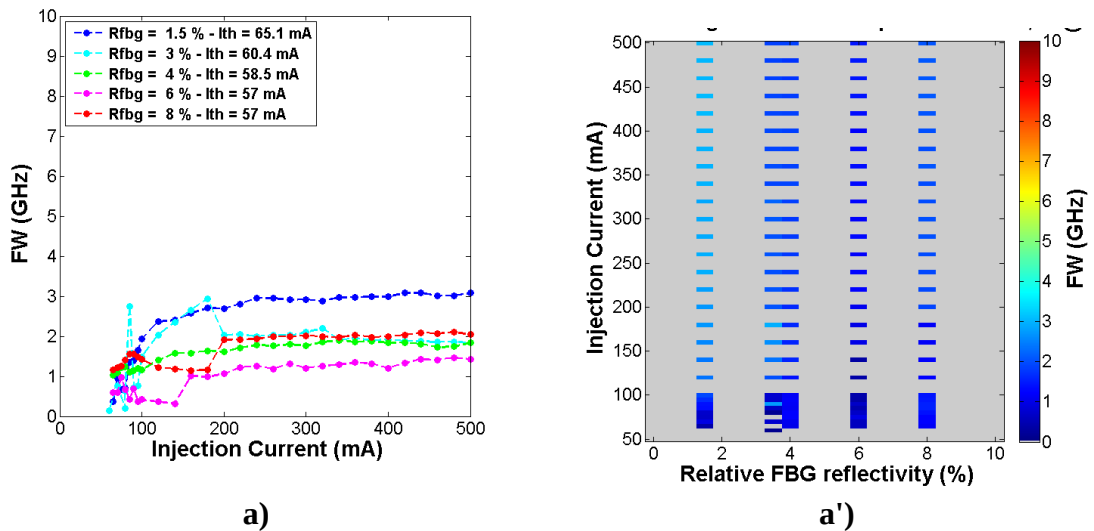
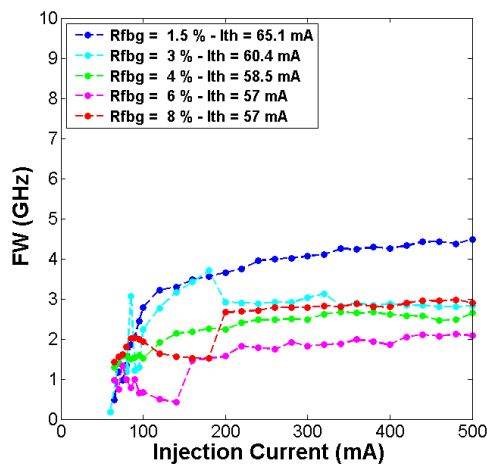
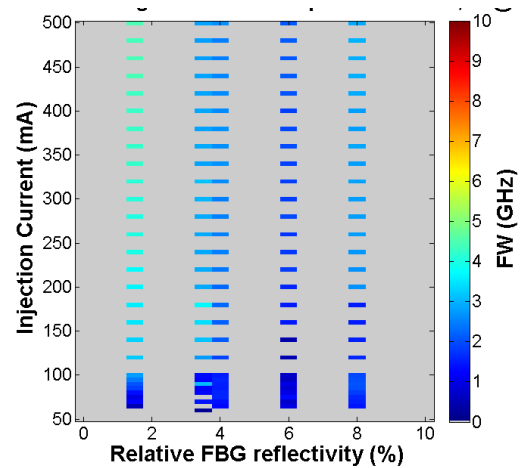


Figure 86 : Largeur à 50 % du spectre optique IFP pour $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique IFP à 50 % en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.

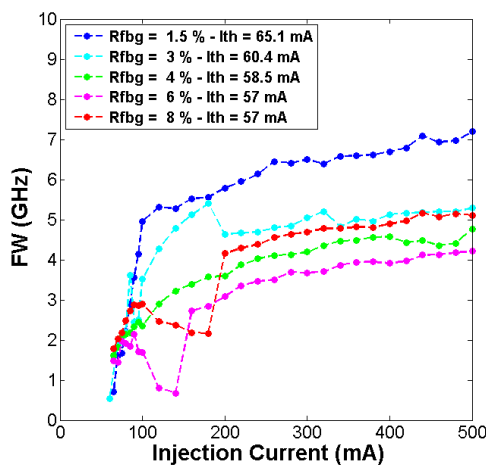


b)

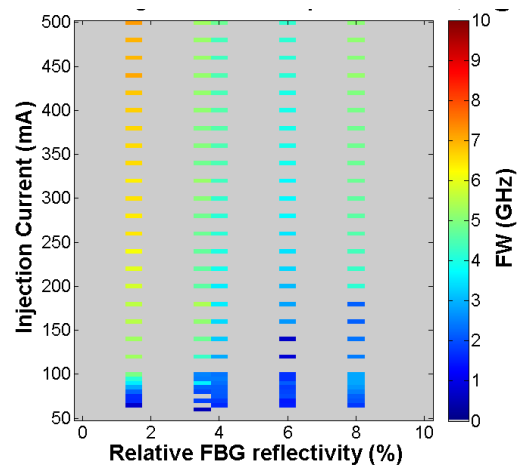


b')

Figure 87 : Largeur à 30 % du spectre optique IFP pour $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique IFP à 30 % en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.



c)



c')

Figure 88 : Largeur à 10 % du spectre optique IFP pour $R_{fbg} = 1,65\%$ (en bleu), $R_{fbg} = 3\%$ (en cyan), $R_{fbg} = 4\%$ (en vert), $R_{fbg} = 6\%$ (en magenta) et $R_{fbg} = 8\%$ (en rouge). b) représentation 3D de la largeur du spectre optique IFP à 10 % en code couleur) en fonction du courant et de la réflectivité des FBG.

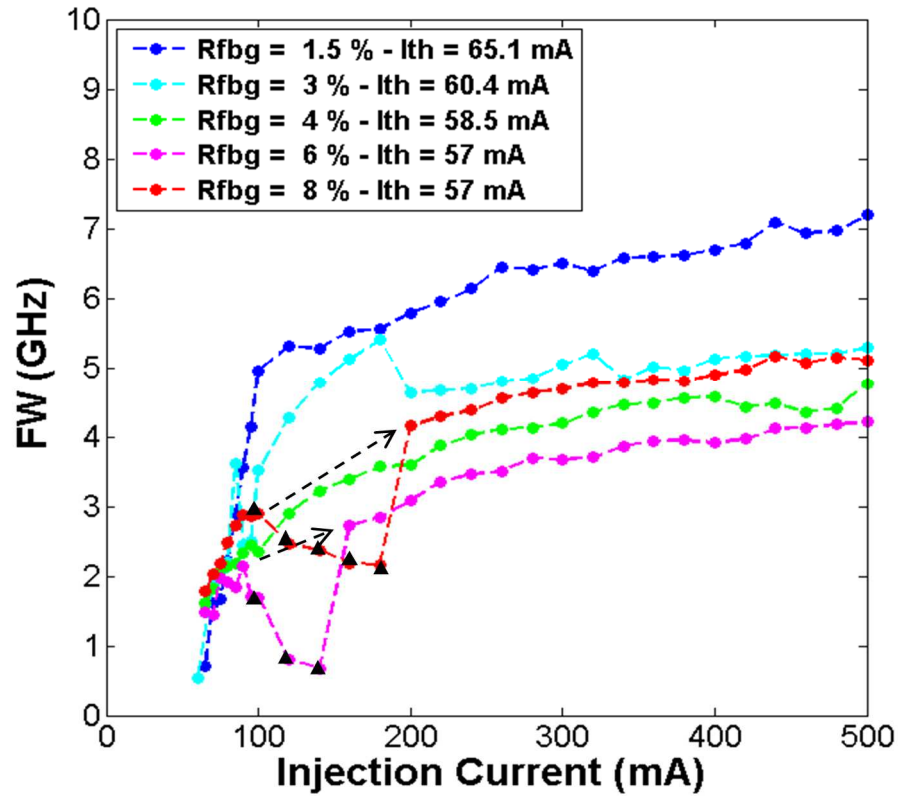


Figure 89 : Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction du courant du spectre optique mesuré à l'IFP, en bleu $R_{fbg} = 1,65\%$, en cyan $R_{fbg} = 3\%$, en vert $R_{fbg} = 4\%$, en magenta $R_{fbg} = 6\%$ et en rouge $R_{fbg} = 8\%$ ($L_{cext} = 4m$).

Les plages d'instabilité observées et marquées par des triangles noirs sur la figure 39, (95 -150 mA) et (100 – 200 mA) (respectivement) sont différentes de celles observées à l'OSA (84 à 297 mA) et de (87 à 126 mA) pour respectivement $R_{fbg} = 6$ et 8% . Et une comparaison plus attentive et plus quantitative serait nécessaire.

Enfin pour relativiser l'importance des mesures à l'IFP, il est nécessaire de rappeler que l'ISL de ce dernier est de 10 GHz, alors que les modes longitudinaux sont espacés de 11 GHz ce qui par convolution peut conduire à des modifications des spectres. Les spectres obtenus à l'IFP doivent donc être pris avec précautions et dans la mesure où ils ne sont pas en contradiction avec les autres types de mesures spectrales.

VI. CONCLUSION

Ces études ont permis d'obtenir 4 types de résultats sous forme de 4 cartes :

1. Une carte établie à partir d'une analyse qualitative des mesures spectrales faites à l'analyseur de spectre RF sur la plage $0-8Hz$. (Figure 6 reproduit la figure 40). Elle permet de mettre en évidence la présence ou l'absence d'oscillations de relaxation. La présence des OR est associée au régime IV ou à une transition vers le régime IV tandis que l'absence d'OR ou leur réduction est associée au régime V ou à une transition vers le régime V. On voit notamment apparaître un phénomène de bistabilité de cohérence qui se traduit par un changement entre deux états de cohérence, l'un avec un spectre large, l'autre avec un spectre étroit.
2. Une carte de l'amplitude des OR mesurée à l'analyseur RF en fonction de la réflectivité R_{fbg} et du courant sur la plage $0-8GHz$. Les critères arbitraires mais quantitatifs choisis, définissent la présence des OR pour des amplitudes comprises dans la plage $-53dB$ $-63dB$, et l'absence ou la réduction d'OR conduisant au régime V pour la plage $-72dB$ $-82dB$.
3. Une carte des largeurs mesurées à $-15dB$ de l'amplitude des spectres OSA en fonction de la réflectivité R_{fbg} et du courant sur des plages de 2nm avec une résolution de 10 pm. Ces spectres offre une résolution insuffisante pour observer les OR mais permettent de voir les modes longitudinaux ce qui permet de mettre en évidence le comportement multimode ou monomode du système FOF.
4. Une carte des largeurs de raie mesurées à l'interféromètre de Fabry-Perot en fonction de la réflectivité R_{fbg} et du courant avec un ISL de $10 GHz$ et une résolution théorique de $70MHz$. La résolution théorique permet de distinguer en principe les RO et leurs harmoniques.

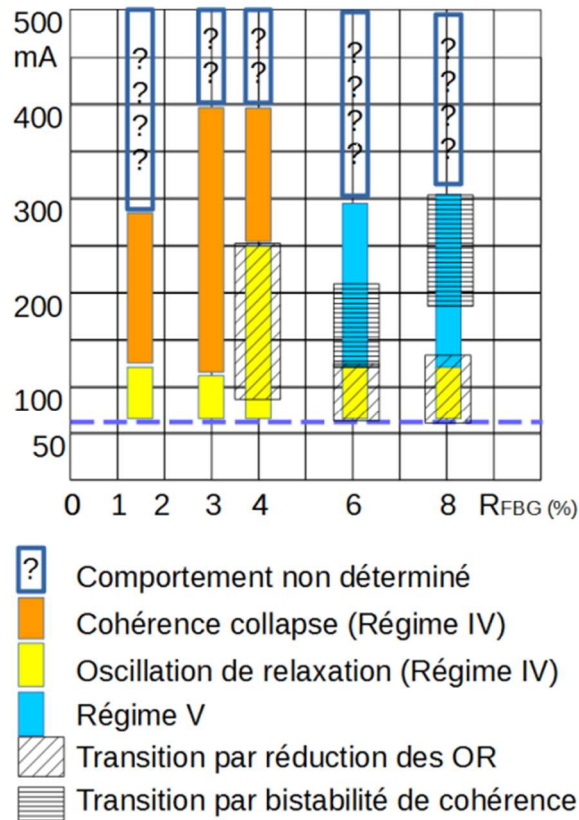


Figure 90 : Mesure RF - Analyse spectrale qualitative.

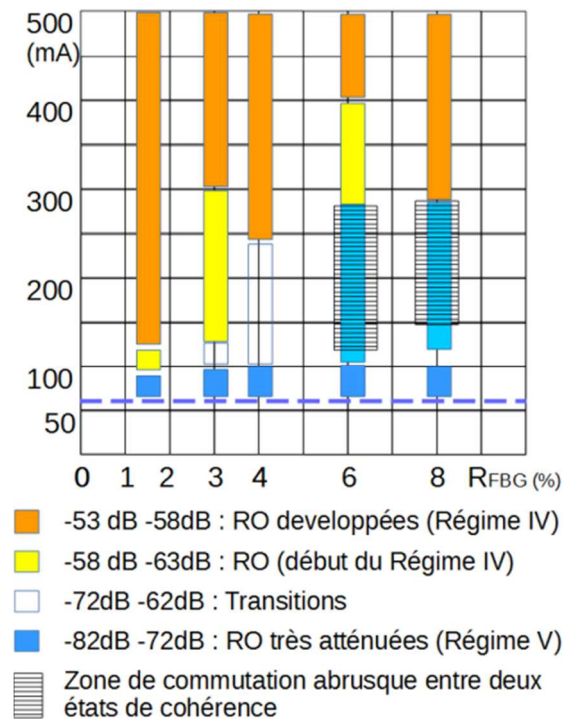


Figure 91 : Mesure RF - Amplitude des RO.

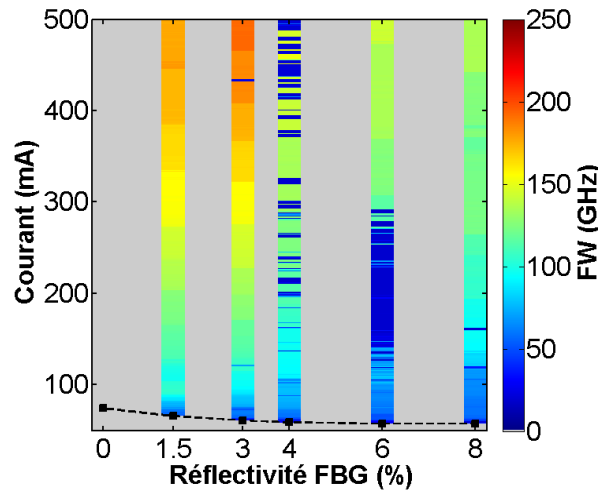


Figure 92 : Mesure OSA - largeur de raie à -15dB.

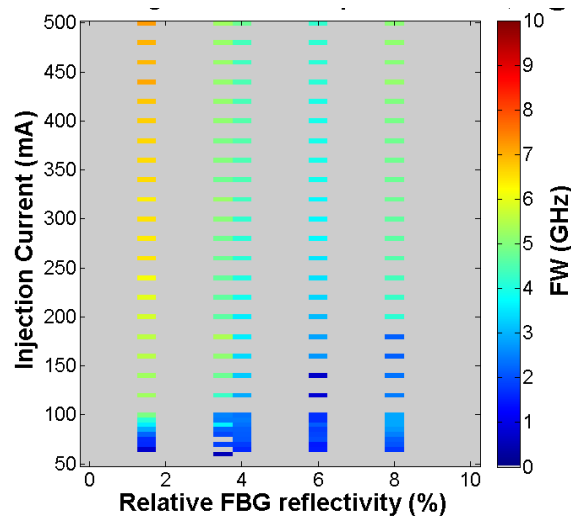


Figure 93 : Mesure IFP - largeur de raie à 10%.

De ces différentes mesures nous pouvons conclure que :

- à $R_{fbg}=1,65\%$, et $R_{fbg}=3\%$ le système FOF présente des excitations des OR à partir de $75mA$, qui se développe lorsque le courant augmente. Ceci permet d'affirmer que le système est dans le Régime IV à partir de $100mA$ pour ($R_{fbg}=1,65\%$) et de $300mA$ pour $R_{fbg}=3\%$. L'émission est particulièrement multimode.
- En revanche, pour $R_{fbg}=6\%$ le système FOF présente un spectre étroit monomode sans OR pour la plage de courant $100mA-280mA$. Cependant ce régime de fonctionnement n'est pas stabilisé puisque le système subit des bistabilités de cohérence qui peuvent faire varier de façon brutale la cohérence. Au-delà de $300mA$ le système présente des OR et n'est plus monomode

- Pour $R_{FBG}=8\%$, et jusqu'à $150mA$ les OR sont très atténués, et peu de modes longitudinaux sont mis en jeu. Au-delà de $150mA$ le système devient instable et présente de la bistabilité de cohérence jusque $280mA-300mA$. Au-delà de $300mA$ les OR redeviennent présentes (Régime IV) et plusieurs modes longitudinaux coexistent.
- Les zones de fonctionnement en régime V et monomode sont très réduites:
 - $R_{fbg} = 6\%$ $I < 120mA$;
 - $R_{fbg} = 8\%$ $100mA < I < 200mA$

CONCLUSION

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont porté sur les axes de développement suivants :

- **Axe de développement académique** : aboutir à la création de nouvelles connaissances techniques ou scientifiques dans un domaine d'application relativement récent, qui est celui d'un système FOF (*Filtred Optical Feedback*). Ce dernier est constitué d'une diode laser soumise à un retour optique provenant d'un FBG (*Fiber Bragg Grating*). Nous avons constaté que ce système laser engendre au niveau de la diode laser, une modification de son comportement dynamique et de ses propriétés spectrales qui dépendent de plusieurs paramètres ;
- **Axe de développement fonctionnel** : Etudier expérimentalement le système FOF afin d'observer, identifier et comprendre sa dynamique complexe. Il s'agit également, d'identifier les différents régimes de fonctionnement via les différents paramètres de contrôle défini au début des travaux.

La recherche bibliographique et la constitution d'un état de l'art nous a permis d'introduire les principaux concepts physiques, tout d'abord des diodes lasers isolées (sans retour optique), puis des diodes laser soumises à un retour optique conventionnel et enfin des diodes lasers soumises à un retour optique sélectif en fréquence. A l'issue de cette phase préliminaire, il était clair, que les diodes lasers soumises à FOF sont très peu étudiées et que le comportement dynamique d'une diode laser à FOF avec un FBG est encore très peu étudiée. Afin de mettre en place de ces travaux de recherche et développement, nous avons établi une collaboration avec la société *3S PHOTONICS* Groupe qui est un des leaders mondiaux de ce type système laser.

Nous avons par la suite adopté une démarche, qui a constitué à reproduire les différentes mesures expérimentales identifiées dans la littérature concernant les systèmes COF et de les reproduire pour un système FOF, la finalité de cette démarche est de démontrer que le système que nous étudions présente bien un comportement dynamique différent d'un système COF.

Pour ce faire, nous avons mesuré expérimentalement les spectres optiques d'une même diode laser avec et sans retour optique FOF. Nous avons réalisé en parallèle une simulation numérique basée sur le modèle développé par M. Youssefi et D. Lenstra (M. Yousefi D. L., 1999). Nous avons ainsi mis en évidence que le retour optique provenant d'un FBG produit dans le domaine de paramètres étudiés :

- un effet de stabilisation en longueur d'onde d'émission de la diode laser ;

- une réduction voire suppression des sauts de modes longitudinaux ;
- un décalage en longueur d'onde jusqu'à plus de 2 nm entre la longueur d'onde d'émission du laser seul et la longueur d'onde d'émission du laser soumis au retour optique provenant du FBG.

Ces éléments ont mis en évidence un comportement qui ne peut être dû qu'à un retour optique sélectif en fréquence.

La recherche bibliographique nous a également permis d'observer que les systèmes FOF n'ont quasiment pas fait l'objet de deux types de mesures expérimentales en comparaisons avec un système COF. Il s'agit plus précisément de l'étude de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse en sortie du module de pompe laser. La deuxième étude expérimentale concerne la mesure du spectre RF qui a permis d'étudier le comportement de l'intensité lumineuse dans le domaine fréquentielle.

Ainsi, la première étude a permis d'observer et d'analyser différents phénomènes des fluctuations d'intensité d'un système FOF et différents comportements dynamiques ont été identifiés :

- **drop-out** : il s'agit des pics d'extinction partielle de la puissance lumineuse. L'analyse de la distribution des variations d'intensité lumineuse qui fait apparaître des distributions normales ainsi que des distributions bimodales, décalées par rapport au mode principale de l'histogramme. Il s'agit là de l'expression la plus connue du phénomène des fluctuations basses fréquences LFFs (T. Heil, 1998) ;
- **jump-up** : Ce cas correspond à des pics d'augmentation de l'intensité lumineuse appelée jump-up par (M. W. Pan, 1997) (A. K. D. Bosco, 2012). Ils présentent une distribution décalée par rapport au mode principale de l'histogramme dans le sens opposé de celui de drop-out. Cependant ce type de fluctuations est à ce jour très peu étudié.

Nous avons ensuite dressé une cartographie des différents comportements dynamiques en fonction de deux paramètres, le courant et le taux du retour optique. Sur ces cartographies ont été tracées l'évolution du courant de seuil et celle du courant de croisement I_{crs} , ces derniers sont délimitent les plages d'existence de drop-out de celle de jump-up.

Les cartographies obtenues sont en accord avec les résultats de la littérature (M. W. Pan, 1997) (T. Heil, 1998) et les confirment tout en les complétant avec des intervalles de courant et taux de retour optique beaucoup plus étendus. Cependant ces cartographies font apparaître des résultats nouveaux :

- Les mesures réalisées montrent une zone de LFF de type drop-out dans l'espace (I , R_{fbg}) dont la limite supérieure est à environ trois fois le courant de seuil de la diode laser seule ;
- Au-delà de cette zone, le cône est complété par un régime de LFF qui fait apparaître des jump-ups et non plus de drop-outs. Dans la partie gauche au-dessus du cône, cette zone est identifiée par Pan comme un régime IV, du fait que l'intensité des jump-up dans cette zone est très élevée (M. W. Pan, 1997).

Dans notre cas, la zone de LFF drop-out et jump-up est beaucoup plus large que celle identifiée par les travaux de (M. W. Pan, 1997). A ce stade il est difficile de dire si cela est attribué à la nature multimode de la diode laser, à la nature du retour optique filtré en fréquence via le FBG ou si un tel phénomène serait visible pour un autre type de diode laser. Pan et al. (M. W. Pan, 1997), ne précisent pas sur leur cartographie les différentes zones des drop-outs et des jump-ups. L'analyse fréquentielle quant à elle, permet de confirmer et de compléter l'analyse temporelle notamment en précisant les limites d'existence des zones de drop-out et de jump-up.

La mesure du spectre RF, du spectre OSA et du spectre Fabry-Perot et l'analyse des résultats ont permis quant à elle de dresser quatre types de cartographie dans l'espace (R_{fbg} , I) à travers lesquels nous avons tenté de distinguer les éventuels régimes de fonctionnement du système FOF étudié. Nous avons ainsi mis en évidence :

- La présence de l'oscillation de relaxation est associée au régime IV ou à une transition vers le régime IV ;
- L'absence de l'oscillation de relaxation est associée au régime V ou à une transition vers le régime IV ;
- L'apparition d'un phénomène de bistabilité de cohérence qui se traduit par un changement entre deux états de cohérence, l'un avec un spectre large, l'autre avec un spectre étroit ;

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse, ont permis d'apporter quelques éléments de réponse quant à la problématique des différents régimes de fonctionnement d'un système FOF. La démonstration d'un effet FOF y compris avec un filtre dont la largeur de raie est très large ($\Delta\nu_{FBG}=180GHz$) comparativement aux modes de cavités externes, aux oscillations de relaxation et aux modes longitudinaux, permet d'affirmer aussi bien l'originalité de l'objet étudié (le système FOF avec un FBG est bien un système FOF) que l'originalité de la démarche scientifique.

Nous avons démontré de différents comportements d'une diode laser avec un FBG en configuration de FOF. Pour la suite des travaux de cette thèse, il serait intéressant de mener une étude théorique sur ses comportements dynamiques temporel et spectral. Notre système laser a une émission multimode qui est espacé de 10 GHz d'ISL. Cet intervalle est en effet trop petit pour les appareils de mesure que nous avons utilisée dans ce travail de thèse. Il serait donc pertinent de mener une étude sur l'aspect multimode avec une diode laser dont l'ISL est supérieur à 100 GHz. Récemment, nous avons observé des ondes scélérates dans notre système laser. Nous ne présentons pas les résultats dans cette thèse puisque ceci n'est pas l'objet des travaux de cette thèse. Ce phénomène nouveau a ouvert à une nouvelle voie de compréhension des vagues dévastatrices qui apparaissent soudainement dans les océans. Une étude approfondie sur l'apparition des ondes scélérates pourra être menée avec notre système laser.

BIBLIOGRAPHIE

- A. Ferrari, G. G. (2002). Subkilohertz Fluctuations and Mode Hopping in High-Power Grating-Stabilized 980-nm Pumps . *OSA Publishing*, 515.
- A. K. D. Bosco, D. W. (2012). Low-frequency fluctuations in a laser diode with phase-conjugate feedback. *Proc. SPIE 8432, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics V*, 843213.
- A. Makami, J. O. (1997). Stability analysis of semiconductor laser with phase-conjugate feedback. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1825 - 1831 .
- A. Naumenko, P. B. (2003). Characteristics of a semiconductor laser coupled with a fiber Bragg grating with arbitrary amount of feedback. *IEEE Journal of Quantum Elect.*
- B. Dahmani, L. H. (1987). Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *OSA Publishing*, 876-878.
- B. E. Bernacki, P. R. (1988). Alignment-insensitive technique for wideband tuning of an unmodified semiconductor laser. *OSA Publishing*, 725-727.
- B. Krauskopf, D. L. (2006). Frequency versus relaxation oscillations in a semiconductor laser with coherent filtered optical feedback. *Physical Review E*.
- B. Tromborg, J. M. (642-654). Nonlinear injection locking dynamics and the onset of coherence collapse in external cavity lasers . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1990.
- Bevacqua, N. H. (1962, December). COHERENT (VISIBLE) LIGHT EMISSION FROM Ga(As_{1-x}P_x) JUNCTIONS. *Appl. Phys. Lett.*, 1(82).
- C.H. Henry, R. K. (1986, February). Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors. *Journal of Quantum Electronics, IEEE* , 22(2), 294 - 301.
- Chraplyvy, R. T. (1985). Linewidth broadening and mode splitting due to weak feedback in single-frequency 1.5 μm lasers. *Electronics Letters*, 1081 – 1083.
- D. Crawford, M. M. (2002). Design and performance of 980 nm pump laser module exhibiting greater than 400 mW kink-free fiber-coupled power. (pp. 482-483). *Optical Fiber Communication* .
- D. Lenstra. (1984). On the theory of a single-mode laser with weak optical feedback. *Physica B+C* , 255-264.
- D. Lenstra, B. V. (1985, June). Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 21(6).
- D.M. Bird, J. A. (1991). Narrow line semiconductor laser using fibre grating. *Electronics Letters*, 1115-1116.
- Erdogan, T. (1997). Fiber grating spectra. *Journal of Lightwave Technology*.
- F. Favre, D. L. (1982). Optical Feedback Effects Upon Laser Diode Oscillation Field Spectrum . *IEEE* .
- F. Rogister, M. S. (2001, December). Low-frequency fluctuation regime in a multimode semiconductor laser subject to a mode-selective optical feedback. *Physical Review A*, 65.
- G Huyeta, S. B. (1998). Low frequency fluctuations and multimode operation of a semiconductor laser with optical feedback. *Optics Communication*, 341-347.
- G. E. Fenner, J. D. (1962). Coherent light emission from GaAs junctions. *Phys. Rev. Lett*, 366.
- G. p. Agrawal, N. K. (1986). *Long wavelength semiconductor lasers*. Van Nostrand Reinhold Co. Inc ., New York, NY.
- G. Yang, G. M. (2403-2405). Highly reliable high-power 980-nm pump laser . *IEEE Photonics Technology Letters*, 2004.
- H. Erzgräber, D. L. (2007). Feedback phase sensitivity of a semiconductor laser subject to filtered optical feedback: Experiment and theory. *Physical Review E*.
- Haken, H. (1975). Analogy between higher instabilities in fluids and lasers. *Physics Letters A* , 77-78.
- Henry, C., & Bell Labs., M. H. (1982). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 259 - 264 .
- Hisham, H., Abas, A., Mahdiraji, G., & Mahdi, M. A. (2011). Relative Intensity Noise Reduction by Optimizing Fiber Grating Fabry–Perot Laser Parameters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 375 - 383 .

- I. Hayashi, M. B. (1970). Junction lasers which operate continuously at room temperature. *Appl. Phys. Lett*, 109–111.
- J Mørka, H. S. (1999). Return-map for low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback. *Optics communication*, 93-97.
- J. Ohtsubo, Y. T. (1999). Low-frequency fluctuations and frequency locking in semiconductor lasers with optical feedback. *Proc. SPIE 3749, 18th Congress of the International Commission for Optics*, 296 .
- J. Osmundsen, N. G. (1983, March). Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions. *Journal of Quantum Electronics, IEEE* , 19(3), 465 - 469.
- K. Krupa, A. T. (2015). Radio-frequency spectrum coding in ultra-long fibre laser based cryptography. *Transparent Optical Networks (ICTON), 2015 17th International Conference on* .
- K. Petermann, N. S. (1988). Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1242 - 1247.
- Lenstra, G. H. (1995). Semiconductor lasers with optical injection and feedback. *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*.
- Lorenz, E. N. (1963). Deterministic Nonperiodic Flow. *Journal of the Atmospheric Sciences* .
- M. Achtenhagen, S. M. (2001, May). L-I characteristics of fiber Bragg grating stabilized 980-nm pump lasers. *13(5)*, 415 - 417.
- M. Dabbicco, G. S. (2010). Laser-Self-Mixing Fiber Sensor for Integral Strain Measurement. *Journal of Lightwave Technology*.
- M. K. Davis, A. K. (2004). Impact of near-end residual reflectivity on the spectral performance of high-power pump lasers . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 354 - 363 .
- M. K. Davis, G. G. (2005, December). Grating stabilization design for high-power 980-nm semiconductor pump lasers. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 11(5).
- M. Osinski, J. B. (1987, January). Linewidth broadening factor in semiconductor lasers--An overview. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 23(1), 9 - 29.
- M. W. Pan, B. P. (1997). Semiconductor laser dynamics subject to strong optical feedback. *22(3)*, 166-168 .
- M. Yousefi, D. L. (1999, Jun). feedback, Dynamical behavior of a semiconductor laser with filtered external optical. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 35(6).
- M. Yousefi, D. L. (2001). Global bistability in a semiconductor laser with filtered optical feedback. Brussels.
- M.K. Davis, A. K. (2004, April). Impact of near-end residual reflectivity on the spectral performance of high-power pump lasers. *40(4)*, 354 - 363.
- Mørk, j. (1988). Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback: a theoretical analysis. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 123-133.
- Myatt, K. C. (1991). External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *OSA Publishing*, 910-912.
- O. Lidoyne, P. B. (1991). Modulation properties of an injection-locked semiconductor laser . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 344-351.
- Ohtsubo, J. (2007). *Semiconductor lasers, stability, instability and chaos*. Hamamatsu Springer.
- P. A. Morton, V. M.-E. (1994). Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth . *Applied Physics Letters*.
- Peterman, K. (1988). *Laser diode modulation and noise*. BOSTON: Kluwer Academic .
- Petermann, J. H. (1990). A simple analytical expression for the stable operation range of laser diodes with optical feedback. *IEEE J. Quantum Electron*, 833 -836.
- R. Badii, N. M. (2003). Dynamics of multimode diode lasers with strong, frequency-selective optical feedback. *Physical Review E*.
- R. J. Jones, P. S. (2002). Influence of external cavity length on the coherence collapse regime in laser diodes subject to optical feedback. *IEE Proceedings Optoelectronics*, 7-12.

- R. Lang, K. K. (1980). Properties, External optical feedback effects on semiconductor injection laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 347 - 355 .
- R. McGowan, D. C. (2002). Dual Bragg grating frequency stabilization of a 980 nm diode laser. (pp. 671 - 672). Optical Fiber Communication.
- R. N. Hall, G. E. (1962, November). Coherent Light Emission From GaAs Junctions. *Phys. Rev. Lett.* , 9(366).
- R. W. Tkach, A. R. (1986, November). Regimes of feedback effects in 1.5- μ m distributed feedback lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 4(11), 1655 - 1661.
- R. Wyatt, W. J. (1983). 10 kHz Linewidth 1.5 μ m InGaAsP External Cavity Laser with 55 nm Tuning Range. *Electronics Letters* , 19(3), 110 - 112.
- S. Donati, R. H. (2012, December). The Diagram of Feedback Regimes Revisited. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 19(4).
- S. Piazzolla, P. S. (1986). Small signal analysis of frequency chirping in injection-locked semiconductor lasers . *IEEE J. Quant. Electron.*
- Sanoo, T. (1994). Antimode Dynamics and Chaotic Itinerary in the Coherence Collapse of Semiconductor Lasers with Optical Feedback. *Physical Review A*.
- Servagent, N. (1997). *Etude et conception de capteurs opto-électronique auto-alignés de distances et de déplacements pour le contrôle non destructif*. thèse INPT n0 1319, .
- Sigg, J. (1993, May). Effects of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers. *Journal of Quantum Electronics, IEEE* , 29(5), 1262 - 1270.
- T. B. Simpson, J. M. (1995). Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injection-locked semiconductor lasers . *IEEE Photonics Technology Letters*, 709-711.
- T. Erdogan, V. M. (1994). Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings. *J. Appl. Phys.*
- T. Heil, I. F. (1998, August). Coexistence of Low Frequency Fluctuations and stable emission on a single high-gain mode in semiconductor lasers with external optical feedback. *Physical Review A*, 58.
- V. Tartwijk, A. M. (1995). Sisyphus effect in semiconductor lasers with optical feedback . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 466-472.
- Voumard, C. R. (1977). Self-pulsation in the output intensity and spectrum of GaAs-AlGaAs cw diode lasers coupled to a frequency-selective external optical cavity . *Journal of Applied Physics*.
- Y. Li, J. L. (2014). Mode multiplexing and de-multiplexing using few-mode tilted fiber Bragg grating for SDM-WDM transmission system . *Communication Systems (ICCS), 2014 IEEE International Conference on* .
- Yang, G. G. (2004, November). Highly reliable high-power 980-nm pump laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(11).
- Zh.I. Alferov, V. A. (1971). Investigation of the influence of the AlAs–GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at room temperature. *Sov. Phys.-Semicond.*, 1573–1575.

ANNEXES

VII. ANNEXE 1 : SIMULATIONS INTERFEROMETRE FABRY-PEROT

VII.1. INTRODUCTION

Nous avons effectué deux mesures expérimentales du spectre optique en utilisant l'analyseur de spectre optique (OSA) et l'IFP.

La figure (cf. *Figure 94*) illustre la variation de la largeur du spectre optique (à mi-hauteur) en fonction du courant :

- La courbe en bleu de la mesure réalisée avec l'OSA ;
- La courbe en vert celle réalisée avec l'IFP ;
- La droite en pointillé rouge représente la largeur à mi-hauteur du FBG, soit 189 GHz environ ;
- La droite en pointillé bleu représente la résolution minimale de l'OSA, soit 25 GHz ;
- La droite en pointillé vert représente la résolution maximale de l'IFP, soit un $FSR = 10\text{ GHz}$.

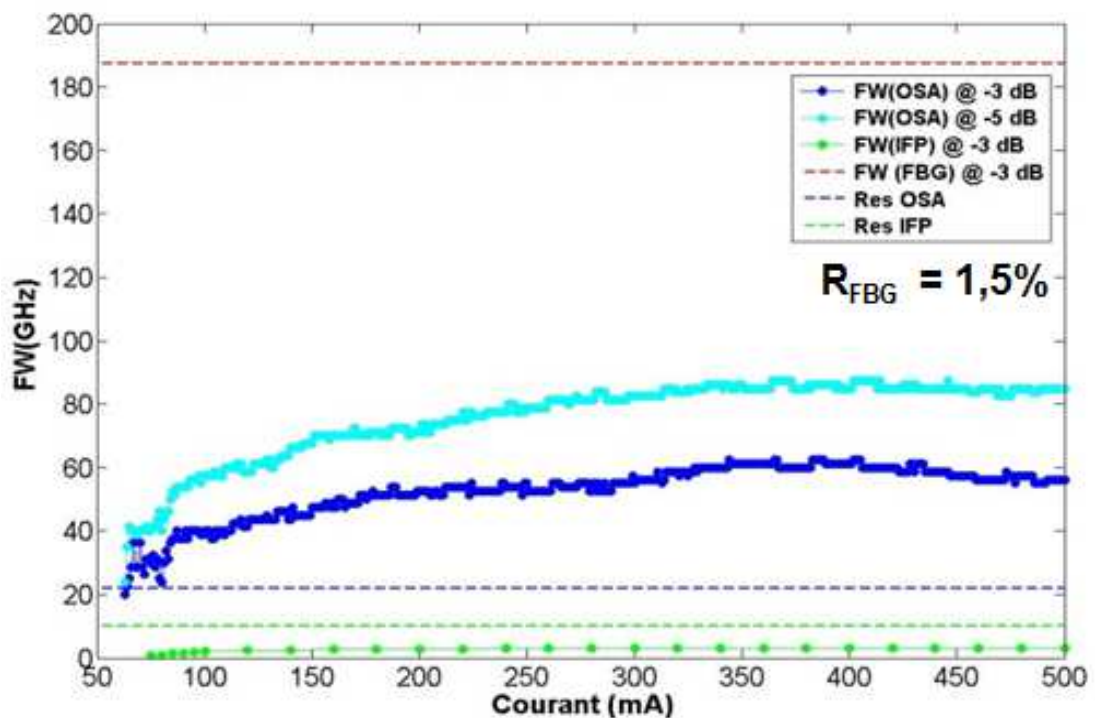


Figure 94 : Variation de la largeur à mi-hauteur en fonction du courant du spectre optique, en bleu, mesuré à l'OSA, en vert, mesuré à l'IFP ($R_{\text{fbg}} = 1,5\%$ - $L_{\text{cext}} = 4\text{m}$).

Les courbes de la figure (cf. *Figure 95*) représentent l'évolution en fonction du courant du spectre optique mesurée via l'IFP.

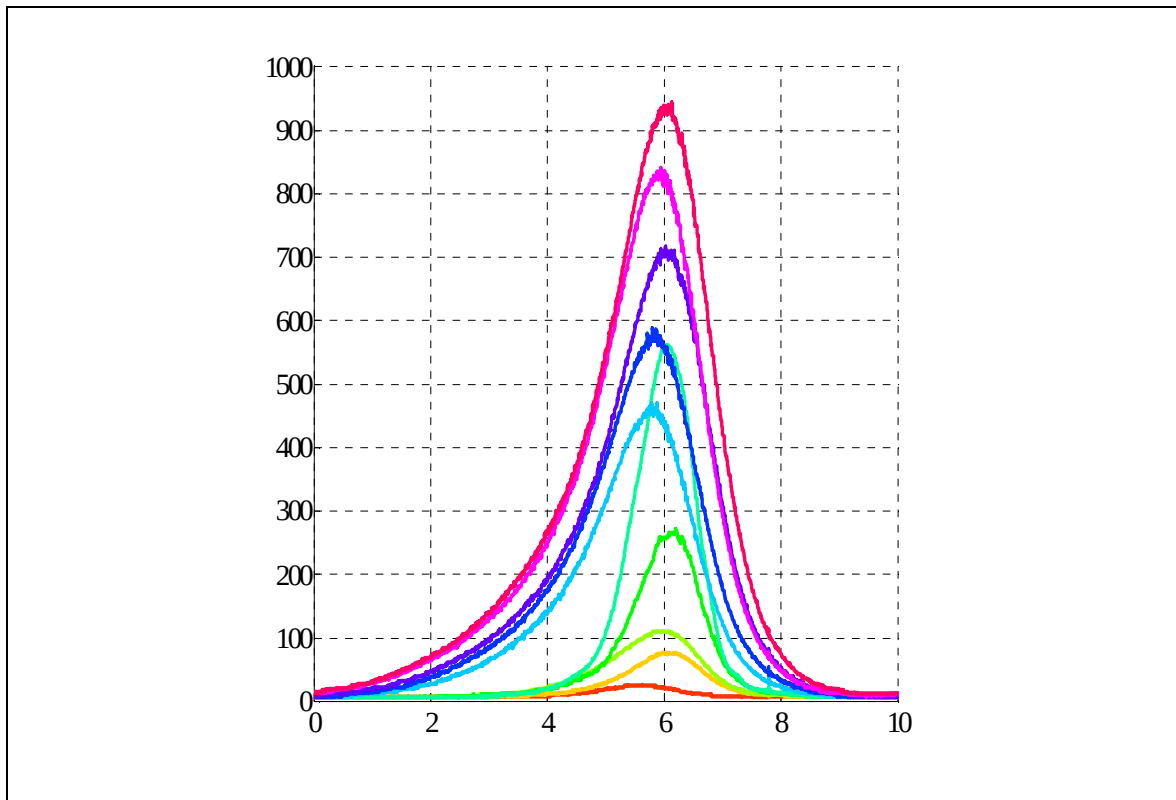


Figure 95 : Evolution du spectre optique en fonction du courant (mesure effectuée avec l'IFP – $R_{fbg} = 1,5\%$ - $L_{cext} = 4m$).

VII.2. RAPPEL :

Le FSR de l'IFP et celui des modes longitudinaux de la diode laser sont très proche, respectivement 10 et 11 GHz.

VII.3. PROBLEMATIQUE :

En principe l'IFP permet de mesurer des spectres optiques ayant une largeur allant jusqu'à 10 GHz. Les courbes bleu et vert (cf. *Figure 94*) mettent en évidence que à 500 mA :

- Avec l'OSA : la largeur du spectre à -3 dB est de l'ordre de 50 GHz ;
- Avec l'IFP : la largeur du spectre à mi-hauteur est de l'ordre de 3,5 GHz ;

P1 : Pourquoi la mesure du spectre optique à l'IFP n'atteint pas 10 GHz ?

P2 : Pourquoi il y a un désalignement entre le spectre optique mesuré à l'IFP et la réponse spectrale du FBG ?

VII.4. OBJECTIF :

Il s'agit ici d'une simulation de la réponse de l'interféromètre Fabry Perot (IFP), afin de démontrer la fiabilité de la mesure du spectre optique réalisé via l'IFP et de la comparer avec celle mesurée via l'analyseur de spectre optique (OSA).

VII.5. SIMULATION

Principe de la simulation

▪ Fonction d'Airy :

$$I = I_0 / (1 + m \cdot \sin^2(\rho/2))$$

$$m = 4 \cdot R / (1 - R)^2$$

$$\rho = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot 2 \cdot e \cdot \cos(i) / \lambda \text{ (FP plan-plan)}$$

$$\rho = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot 4 \cdot e \cdot \cos(i) / \lambda \text{ (FP confocal)}$$

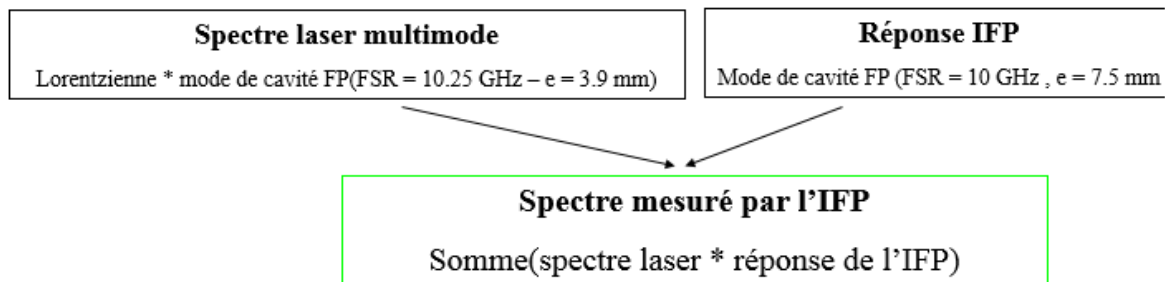
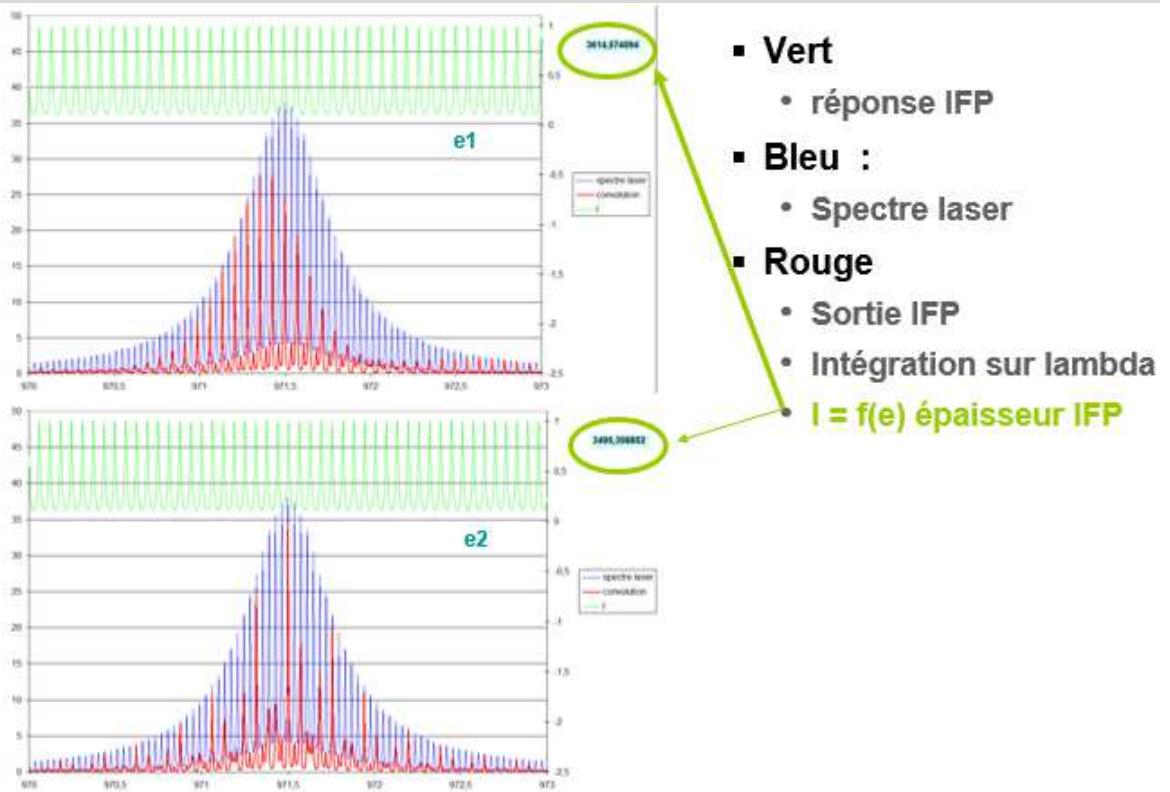
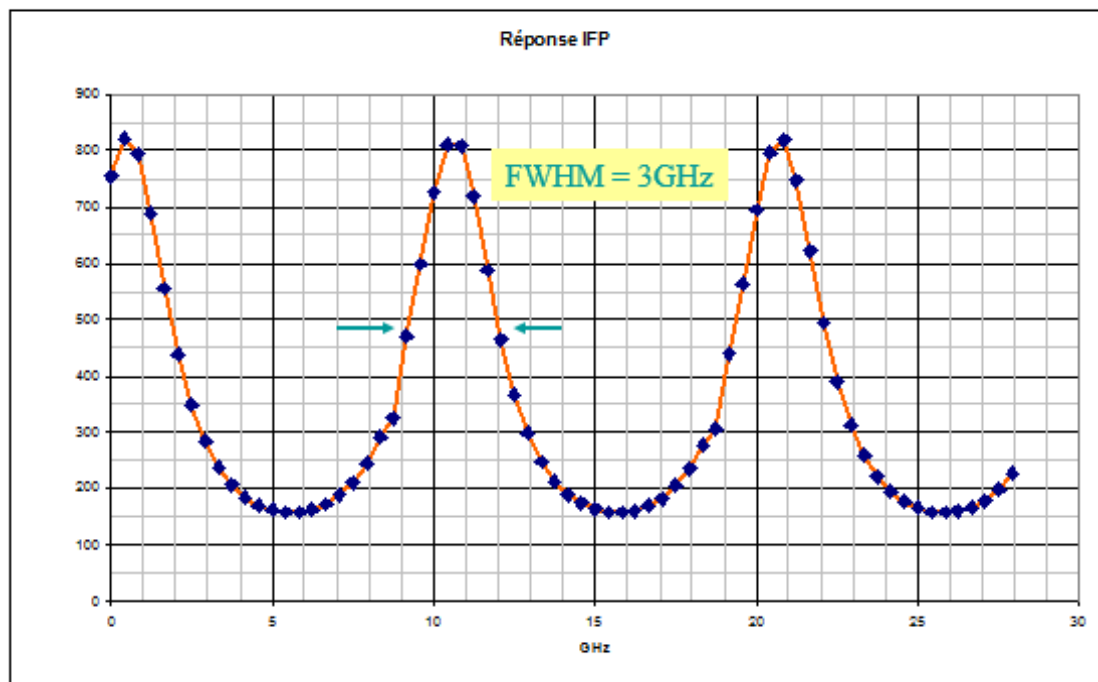


Illustration des spectres utilisés pour la simulation



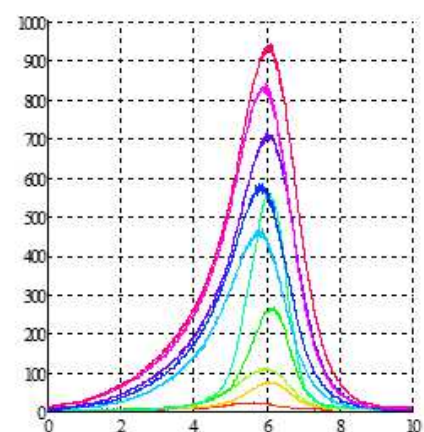
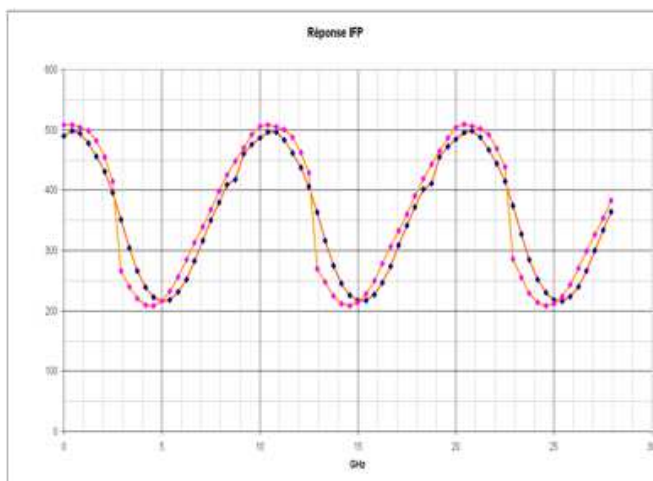
Simulation de la réponse de l'IFP (réponse à la P1)

- Lorentzienne : FWHM 50 GHz (correspond à la mesure OSA)
- Largeur IFP calculée : 3GHz
 - égale à la largeur mesurée expérimentalement



Simulation de la réponse de l'IFP (réponse à la P2)

- Désalignement spectre laser et réponse FBG
 - Déformation du signal en sortie de l'IFP
 - Temps de montée plus lent que le temps de descente
- En accord avec mesure expérimentale



RESUME, ABSTRACT, MOTS CLES

Résumé

Dans ces travaux de thèse, nous avons étudié les propriétés dynamiques et spectrales d'une diode laser puissante à 980 nm qui est soumise à un retour optique provenant d'un réseau de Bragg fibré (FBG). Dans cette configuration, le FBG est un élément clé de la thèse d'une part il permet de former une cavité externe par réflexion comme un miroir et d'autre part il est un filtre qui fournit un retour optique sélectif en fréquence (FOF : Filtered Optical Feedback) aux alentours de 980 nm. Nous nous sommes intéressés à étudier cette configuration FOF dans le cadre d'un projet de collaboration entre la société *3S Photonics Group* et le *Laboratoire de Physique des Lasers*. Il s'agit plus particulièrement d'étudier expérimentalement les séries temporelles par un oscilloscope, les spectres RF par un analyseur de spectre RF et les spectres optiques par un analyseur de spectre optique et par un interféromètre Fabry-Perot, afin d'observer, identifier et comprendre ses comportements dynamiques, notamment fluctuations basses fréquences (LFF). Ce système laser FOF est très peu étudié et ces travaux de thèse permettront de nouvelles connaissances techniques ou scientifiques dans un domaine d'application relativement récent, notamment pour l'application dans les systèmes *EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier)*.

Abstract

In this thesis, we have studied spectrums and the dynamics properties of a high-power laser diode emitting at 980 subject to optical feedback via a fibre Bragg grating (FBG). In such a configuration, FBG is a key element of this work because it establishes an external cavity with a reflection like a mirror on one hand and it is a filter which provides frequency selective optical feedback (FOF : Filtered Optical Feedback) at around 980 nm on the other hand. We are interested in investigating this FOF configuration for a project in a collaboration between *3S Photonics Group* and the *Laboratoire de Physique des Lasers*. In order to observe, identify and understand its dynamical behaviours, especially low frequency fluctuations (LFF), the experimental studies have been undertaken particularly with time series from an oscilloscope, RF spectra from an RF spectrum analyser and optical spectra from an optical spectrum analyser and Fabry-Perot interferometer. Only few studies have been done with this FOF laser system and our thesis work may allow new technical and scientific understanding for recent application, particularly application to Erbium-doped fibre amplifier.

Mots clés

Laser à semi-conducteur, Réseau de Bragg photoinscrit, Retour optique sélectif en fréquence, fluctuations basses fréquences, Drop-out, Jump-up, oscillation de relaxation, élargissement spectral, cohérence collapse.

